

Ultrakurzpulsinduzierte Brechzahlmodifikationen in transparenten Festkörpern

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 Dipl. Phys. Matthias Will

Gutachter:

1. Prof. Dr. Andreas Tünnermann
2. Prof. Dr. Uwe Glatzel
3. Akad. Dir. Dr. Ernst Wolfgang Kreutz

Tag der letzten Rigorosumsprüfung: 01. 10. 2004

Tag der öffentlichen Verteidigung: 12. 10. 2004

Inhalt:

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	4
2.1. Propagation elektromagnetischer Wellen	4
2.2. Propagation ultrakurzer Pulse und nichtlineare Effekte bei hohen Leistungsdichten	7
2.2.1. Gruppengeschwindigkeitsdispersion	8
2.2.2. Nichtlineare Effekte	8
2.2.2.1. Optischer Kerr Effekt.....	9
2.2.2.2. Selbstphasenmodulation.....	10
2.2.2.3. Selbstfokussierung.....	11
2.3. Fokussierung in transparente Materialien	12
2.4. Nichtlineare Wechselwirkung von Laserstrahlung mit Dielektrika	21
3. Experimentelle Grundlagen und Untersuchungsmethoden	26
3.1. Quellen für Ultrakurze Pulse.....	26
3.2. Verwendete Lasersysteme und Charakterisierungstechnik	28
3.2.1. KHz CPA-System	28
3.2.2. Faser CPA system	31
3.2.3. Strukturierungsaufbau und Positioniersystem	32
3.3. Methoden zur Charakterisierung der Strukturänderungen.....	35
3.3.1. Optische Untersuchungsmethoden.....	35
3.3.1.1. Interferenzmikroskopie.....	35
3.3.1.2. Refracted Nearfield Messung.....	36
3.3.1.3. Optische Wellenleiter	38
3.3.2. Elektronenmikroskopische Untersuchungsmethoden	42
3.3.2.1. REM.....	42
3.3.2.2. TEM	43
3.3.3. Röntgenographische Untersuchungen.....	43
4. Untersuchung laserinduzierter Brechzahlmodifikationen	46
4.1. Materialeigenschaften von SiO ₂	46
4.2. Untersuchung von Strukturmodifikationen in kristallinen Quarz	47
4.2.1. Optische Eigenschaften	47
4.2.2. Transmissionselektronenmikroskopie	49
4.2.3. Röntgenographische Untersuchungen.....	53
4.2.4. Modellbildung und Simulation.....	54
4.3. Modifikationen in Silikatglas	60
4.3.1. Optische Eigenschaften	62
4.3.2. Ursache der Brechzahländerung	65
4.4. Einfluss der Repetitionsrate	71
5. Anwendungsbeispiele	80
5.1. Dreidimensionale integriert optische Elemente	80
5.2. Aktive Wellenleiter.....	83
5.3. Tuning von Wellenleiterbauelementen (LiNbO ₃ -MZI)	84
5.4. Wellenleitergenerierung mit Bifokaltechnik	86
6. Zusammenfassung und Ausblick	88
7. Literaturverzeichnis	90
8. Liste der Veröffentlichungen	93

1. Einleitung

Kontinuierliche und diskrete Brechzahlstrukturen in optischen Materialien spielen eine tragende Rolle in zahlreichen Anwendungsgebieten der modernen Optik. Lokale Brechzahlmodifikationen bilden die Grundlage für optische Wellenleiter in der Integrierten- und Faseroptik. Weiterhin ermöglichen sie die Realisierung einer Vielzahl von optischen Funktionen durch Phasenstrukturen (diffraktive Elemente). Die steigende Integration von optischen Funktionalitäten in den Bauelementen fordert immer komplexere Strukturen mit verschiedenen optischen Parametern in einer Vielzahl von Materialsystemen. Stand der Technik ist heute der Einsatz von Diffusions-, Austausch- oder Implantationsverfahren zur Darstellung von lokalisierten Brechzahlverteilungen. Auf diesen Verfahren basierend werden komplexe integriert optische Wellenleiterbauelemente mit hoher Effizienz und Produktivität durch eine parallele Prozesstechnik hergestellt. Als Nachteil bleibt jedoch, dass die Mikrostrukturierungstechnik aufgrund ihrer Komplexität extrem kostenintensiv und durch die zahlreichen Prozessschritte unflexibel ist. Die Verfahren zur Brechzahländerung sind meist auf wenige Materialklassen begrenzt. Zusätzlich sind die darstellbaren Strukturen i.a. planar, da der Herstellungsprozess an eine Oberfläche gebunden ist. Daher wird seit mehreren Jahren die Entwicklung von universellen, flexiblen Methoden zur Generierung von optischen 3D-Mikrostrukturen untersucht, so können die Materialeigenschaften durch Wechselwirkung mit optischen Feldern irreversibel modifiziert werden. Ein Beispiel ist die Änderung der Brechzahl von photosensitiven Gläsern unter UV-Bestrahlung. Heute wird diese Technik bereits industriell zur Herstellung von Faser Bragg Gittern eingesetzt. Eine neue Möglichkeit lokale Veränderung im Volumen hervorzurufen, bietet die Anwendung nichtlinearer Absorptionsprozesse bei der Wechselwirkung von ultrakurzen Laserpulsen mit transparenten Materialien. Zur Erzeugung von 3D-Mikrostrukturen wird Ultrakurzpluslaserstrahlung in das Material fokussiert. Über die Wahl der Energieparameter ist es möglich nur im konfokalen Bereich die Absorptionsschwelle zu übertreffen und durch die Energiedeposition lokale Materialmodifikationen zu erzeugen. Die Untersuchung dieses Prozesses ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

Die ersten Veröffentlichungen, die sich mit der Generierung von dreidimensionalen Brechzahlstrukturen mittels Ultrakurzpulslaser auseinandersetzen, gehen auf das Jahr 1996 zurück. Motiviert von der Möglichkeit der 3D-Datenspeicherung im Volumen wurden Punktstrukturen in Kristallen wie Quarz, Saphir und Gläsern (Quarzglas) erzeugt [GMH96]. Der Mechanismus wurde über die Expansion des Materials infolge von hoher Temperatur und Druck im Fokusbereich erklärt. Im gleichen Zeitraum wurden erste Wellenleiter in verschiedenen Gläsern publiziert [DMS96]. In Silikatgläsern wurde eine Verdichtung im Fokusbereich festgestellt. Die resultierende direkte Brechzahlerhöhung im Fokusbereich erwies sich als geeignet für Anwendungen in der integrierten Optik. Als Ursache werden Defekte, Farbzentren und Aufschmelzen des Materials genannt [MQI97], [DMS96]. Nach Erkennen des hohen Potentials dieses Verfahrens wurden in den folgenden Jahren zahlreiche Anwendungsbeispiele wie Verzweiger [HWG99], Koppler [StB01], Gitterstrukturen [SFP01] usw. demonstriert. Das allgemeine Verständnis von Art und Ursache der Strukturänderungen geschah jedoch nur sehr langsam. Systematische Untersuchungen und Klassifizierung verschiedener Materialklassen lagen nicht vor.

Ziel der im Rahmen dieser Arbeit durchzuführenden Untersuchungen ist die Ermittlung der physikalischen Ursachen der beobachteten Brechzahländerung. Insbesondere war zwischen grundlegenden und materialspezifischen Effekten zu trennen, um Rückschlüsse auf andere Materialien und Herstellungsparameter ableiten zu können. Dazu wurden die generierten Modifikationen am Beispiel einer Modellsubstanz detailliert untersucht. Ausgewählt wurde hierzu kristallines Quarz. Das Material ist auf Grund seiner technischen Relevanz gut untersucht sowie in hoher Reinheit und Qualität verfügbar. Die kristalline Struktur erlaubt die Untersuchungen mittels Röntgen- oder Elektronenbeugungsmethoden. Weiterhin ist die chemische Zusammensetzung mit der amorphen Phase identisch, so dass Vergleiche mit modifiziertem Quarzglas möglich sind. Silikatgläser eignen sich infolge der beobachteten Brechzahlerhöhung besonders gut für Anwendungen in der Integrierten Optik. Daher wurden die Eigenschaften von Wellenleitern in reinem Quarzglas charakterisiert. Hieraus können Rückschlüsse auf die Modifikationen geschlossen werden und der Einfluss von verschiedenen Prozessparametern herausgestellt werden. Zur Unterscheidung von materialspezifischen und allgemeinen Mechanismen sind die Eigenschaften der Strukturmodifikationen in verschiedenen kristallinen und amorphen Materialien untersucht worden.

Die weitere Arbeit ist wie folgt gegliedert:

In Kap. 2 werden die Grundlagen der Propagation von Licht im Material und in den erzeugten optischen Wellenleitern dargestellt. Anschließend wird die Fokussierung der Kurzpuls-Laserstrahlung in das Material behandelt und die zu erwartenden Wechselwirkungsmechanismen zwischen Kurzpulsstrahlung und Material diskutiert. Die Beschreibung der verwendeten Lasersysteme, Strukturierungstechnik und der zur Charakterisierung angewandten Methoden erfolgt in Kap.3. Auf der Grundlage der in Kap.4 dargestellten experimentellen Untersuchungen konnte ein umfassendes Verständnis der beobachteten Materialreaktionen im kristallinen Quarz erlangt werden. Die Simulation der Brechzahlstrukturen an Hand des gebildeten Strukturmodells ermöglicht die Beschreibung der optischen Funktionen. In Kombination mit den Untersuchungen der Strukturänderungen im Quarzglas wurden zwei grundlegende Typen von Wellenleiter herausgestellt. Der Einfluss von Herstellungsparametern wie Pulsenergie und Schreibgeschwindigkeit auf die optischen Eigenschaften der generierten Wellenleiter wurde im Quarzglas untersucht. Zur Überprüfung der Übertragbarkeit auf andere Materialsysteme wurden weitere Gläser und Kristalle qualitativ untersucht und die verschiedenen Modifikationsstrukturen klassifiziert. Abschließend werden in Kap.5 praktisch relevante Anwendungen vorgestellt und letztlich die gesamten Ergebnisse in Kap.6 zusammengefasst.

2. Grundlagen

In den folgenden Kapiteln werden die Grundlagen zur Beschreibung der laserinduzierten Modifikationen dargestellt. Bevor auf die Absorption der Laserstrahlung in Kap. 2.4 eingegangen wird, werden in den vorangehenden Kapiteln lineare und nichtlineare Propagationseffekte, die Lichtföhrung in optische Wellenleitern sowie die Fokussierung in transparente Materialien betrachtet. Detaillierte Darstellungen dazu finden sich z.B. in [BeS93], [Buc92], [KaM91] oder [Men01]

2.1. Propagation elektromagnetischer Wellen

Die Propagation von elektromagnetischen Wellen wird durch die Maxwellgleichungen beschrieben:

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad 2.1$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{j}(\vec{r}, t) \quad 2.2$$

$$\nabla \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t) \quad 2.3$$

$$\nabla \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \quad 2.4$$

Die Eigenschaften der Materie finden in den Materialgleichungen Berücksichtigung.

$$\vec{D} = \varepsilon(\vec{r}, t)\vec{E} = \varepsilon_0\varepsilon_r\vec{E} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}(\vec{E}) \quad 2.5$$

$$\vec{B} = \mu(\vec{r}, t)\vec{H} = \mu_0\mu_r\vec{H} = \mu_0\vec{H} + \vec{J}(\vec{H}) \quad 2.6$$

$$\vec{j} = \sigma(\vec{r}, t)\vec{E} \quad 2.7$$

$$\text{mit } \vec{P} = \varepsilon_0\chi\vec{E} \quad , \quad \vec{J} = \mu_0\chi_m\vec{H} \quad 2.8, 2.9$$

Die Eigenschaften der Materie sind durch die Parameter σ , χ , χ_m , ε_r und μ_r beschrieben.

Die Suszeptibilität ist im allgemeinen komplex und frequenzabhängig.

$$\chi = \chi_{ph} + i\chi_{abs} \quad 2.10$$

Das Verhältnis der Ausbreitungsgeschwindigkeit zur Vakuumlichtgeschwindigkeit, also die Brechzahl des Mediums n und der Absorptionskoeffizient a , ist gegeben durch:

$$n = \sqrt{1 + \chi_{ph}} \quad , \quad a = \frac{2\pi\nu_0}{c} \frac{\chi_{abs}}{\sqrt{1 + \chi_{ph}}} \quad 2.11$$

Der Real- und Imaginärteil der Suszeptibilität und demzufolge Absorption und Dispersion sind über die Kramers Kronig Relationen:

$$\chi_{ph}(\nu) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\nu' \chi_{abs}(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2} d\nu' \quad , \quad \chi_{abs}(\nu) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\nu \chi_{ph}(\nu')}{\nu^2 - \nu'^2} d\nu' \quad 2.12$$

verknüpft. Das bedeutet, dass ein dispersives Material absorbiert und die Absorption frequenzabhängig ist, bzw. umgekehrt. Aus den Maxwell Gleichungen folgt die Differentialgleichung einer sich ausbreitenden Welle des elektrischen Feldvektors.

$$\Delta \vec{E}(\vec{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) = -\mu \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad 2.13$$

Unter Annahme eines linearen, homogenen, isotropen Mediums ohne freie Ladungen ergeben sich die folgenden Wellengleichungen für das elektrische und magnetische Feld:

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \ddot{\vec{E}} = 0 \quad , \quad \Delta \vec{B} - \frac{1}{c^2} \ddot{\vec{B}} = 0 \quad 2.14$$

Für die Untersuchung der Ortsabhängigkeit einer Frequenzkomponente ν benötigt man eine zeitunabhängige Wellengleichung. Dazu wird eine Komponente des elektrischen Feldes mit Hilfe der Fourier-Transformation dargestellt.

$$E(r, t) = \int \phi(r, \nu) \cdot e^{-2\pi\nu t} d\nu \quad 2.15$$

Durch Einsetzen in 2.13 folgt die als Helmholtzgleichung bezeichnete zeitunabhängige Form der Wellengleichung:

$$\Delta \phi(r, \nu) + \left(\frac{2\pi\nu}{c} \right)^2 \phi(r, \nu) = 0 \quad 2.16$$

Optische Wellenleiter, d.h. Linienstrukturen, die um den Betrag Δn gegenüber der Materialbrechzahl n erhöht sind, erlauben die Führung von Lichtwellen. Das Prinzip ist in der folgenden Abbildung am Beispiel eines stufenförmigen Brechzahlprofils dargestellt.

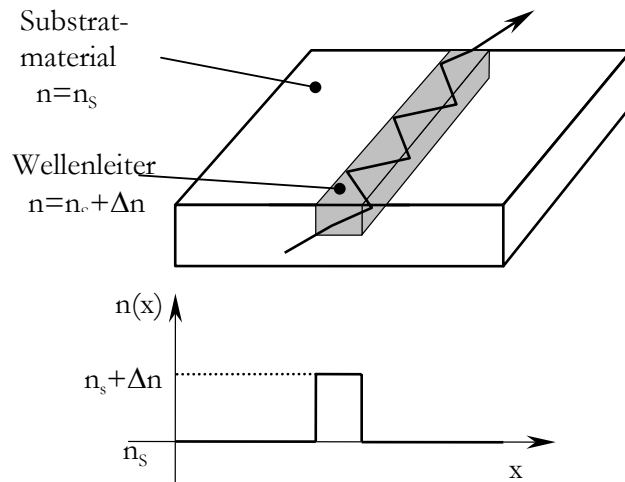


Abb. 2.1: Prinzipdarstellung eines Wellenleiters mit Stufenprofil

Zur Beschreibung benutzt man die Wellengleichung in der hierfür zweckmäßigen Form:

$$\nabla^2 \vec{E} + \nabla \left(\frac{\nabla n^2(x)}{n^2(x)} \vec{E} \right) + (k_0^2 n^2(x) - \beta^2) \vec{E} = 0 \quad 2.17$$

(für dielektrische, verlustfreie und nicht leitfähige Medien)

In z-Richtung können sich nur diskrete Wellen, die als Moden bezeichnet werden, ausbreiten. Als Ausbreitungskonstante β und effektiven Brechungsindex n_{eff} der Mode bezeichnet man:

$$\beta = k_0 \cdot (n_s + \Delta n) \sin \theta \quad , \quad n_{eff} = \frac{\beta}{k_0} = (n_s + \Delta n) \sin \theta \quad \text{mit } k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad 2.18$$

Der Winkel θ entspricht dem Winkel unter dem die Mode auf die Grenzfläche trifft. Unterhalb einer bestimmten Dimension bzw. Brechzahl kann nur der Grundmode des Wellenleiters geführt werden. Wellenleiter mit einem asymmetrischen Brechzahlprofil (Oberflächenwellenleiter) zeigen weiterhin die Besonderheit, dass unterhalb einer Mindestschichtdicke keine ausbreitungsfähigen Moden für die bestimmte Wellenlänge existieren. Dieser Effekt wird cut-off des Wellenleiters genannt. Die Gleichung 2.17 lässt sich nur für wenige Profile exakt lösen. Für allgemeine Profile sind numerische Lösungen notwendig. Die aus der Quantenmechanik übernommene WKB¹-Methode eignet sich gut zur Berechnung von effektiven Brechzahlen aus Profilparametern.

¹ Nach Wentzel, Kramers, Brillouin

Über einen Optimierungsalgorithmus gestattet sie auch die Lösung des inversen Problems, der Profilrekonstruktion aus den experimentell bestimmten effektiven Brechzahlen. Da dieses jedoch nicht eindeutig ist, hängt die Genauigkeit der Profilrekonstruktion von der Anzahl der bekannten Ausbreitungskonstanten ab. Diese ist gleichbedeutend mit dem ermittelbaren Freiheitsgraden bei der angesetzten Profilkfunktion. Zur Berechnung von zweiseitig begrenzten Problemen werden die Effektive Index Methode EIM und die Beam Propagation Methode BPM eingesetzt. Die EIM beruht auf der Zerlegung des Problems in zwei senkrecht aufeinander stehende Schichtwellenleiter. Mit diesem Verfahren ist die Berechnung der effektiven Modenbrechzahlen im Querschnitt eines Streifenwellenleiters möglich. Die BPM ist ein numerisches Verfahren zur Modellierung der Lichtwellenausbreitung in Wellenleitern und Wellenleiterstrukturen mit Variation der Brechzahlverteilung auch in Ausbreitungsrichtung. Das Prinzip der BPM ist die Diskretisierung des elektromagnetischen Feldes und die schrittweise Berechnung der Wellenausbreitung innerhalb kleiner Entfernungen. Als Randbedingungen werden die Indexverteilung $n(x,y,z)$ und die Startfeldverteilung $\phi(x,y,z)$ angegeben und $\phi(x,y,z + \Delta z)$ über die Lösung der Helmholtzgleichung berechnet. Über die Zerlegung des Feldes ϕ in die Anteile verschiedener Moden m

$$\phi(x) = \sum_m c_m \phi_m(x) \quad \text{bzw.} \quad \phi(x,z) = \sum_m c_m \phi_m(x,z) e^{i\beta z} \quad 2.19$$

lassen sich auch einzelne Moden separieren und die Ausbreitungskonstanten berechnen.

2.2. Propagation ultrakurzer Pulse und nichtlineare Effekte bei hohen Leistungsdichten

Unter ultrakurzen Pulsen versteht man im allgemeinen Lichtpulse mit Pulsdauern < 10 ps. Bei diesen kurzen Pulsdauern treten auf Grund der entsprechend hohen Spitzenintensitäten in dieser Zeit und der zunehmenden spektralen Bandbreite Effekte auf, die bei kontinuierlicher Strahlung in der Regel vernachlässigbar sind.

2.2.1. Gruppengeschwindigkeitsdispersion

Die Pulsdauer τ ist bei einer vorgegebenen Bandbreite durch die Unschärferelation begrenzt. Umgekehrt muss ein kurzer Lichtpuls der Dauer τ mindestens eine entsprechende spektrale Breite $\Delta\nu$ besitzen (2.20). Daher definiert man das Bandbreiteprodukt (2.21) mit der von der Pulsform abhängigen Konstante K . Sie beträgt z.B. für eine gaußförmige Intensitätsverteilung $K_{\text{Gauß}} = 0,44$.

$$\tau \cdot \Delta\nu \geq K \Leftrightarrow \tau \cdot \Delta\lambda \cdot \frac{c}{\lambda^2} \geq K \quad 2.20, 2.21$$

Pulse mit einer der Pulsdauer entsprechenden minimalen spektralen Bandbreite werden als transformlimitiert bezeichnet. Ein gaußförmiger Puls mit einer Pulsdauer von $\tau=100$ fs bei $\lambda=800$ nm hat eine minimale spektrale Breite von $\Delta\lambda \sim 9$ nm. Dementsprechend ist bei der Ausbreitung derartiger Pulse in Medien die Dispersion i.a. nicht mehr vernachlässigbar. Durch unterschiedliche Propagationsgeschwindigkeiten der spektralen Anteile des Pulses kommt es zur sogenannten Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD), die einen transformlimitierten Lichtpuls zeitlich anwachsen lassen. Der Puls erhält einen sogenannten Chirp. Positive GVD bewirkt einen positiven Chirp, d.h. die größeren Wellenlängen eilen kürzeren voraus. Dieses muss kompensiert werden, um an einem bestimmten Ort im Material eine bestimmte Pulsdauer zu erhalten.

2.2.2. Nichtlineare Effekte

Für hohe Lichtintensitäten ist der lineare Zusammenhang zwischen der Polarisation und dem elektrischen Feld $\vec{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}$ (2.8) nicht mehr gültig. Die Polarisation lässt sich näherungsweise in eine Reihe entwickeln und in lineare und nichtlineare Komponenten aufspalten.

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2 + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3 \dots = P_{\text{lin}} + P_{\text{nl}} \quad 2.22$$

$$\text{mit } \vec{P}_{\text{lin}} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} \text{ und } \vec{P}_{\text{nl}} = \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2 + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3 \dots \quad 2.23, 2.24$$

Die Wellengleichung (2.13) für ein homogenes isotropes Medium ($\nabla \cdot \vec{D} = 0$, $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$) lässt sich in eine lineare und äquivalente nichtlineare Gleichung (2.25) aufspalten.

$$\Delta \vec{E}(\vec{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) = -\mu \frac{\partial^2 \vec{P}_{nl}}{\partial t^2} \quad 2.25$$

Daraus ergeben sich verschiedene Effekte, die nach dem zugehörigen Term in 2.24 als Effekte 2., 3. oder höherer Ordnung klassifiziert werden. Die Wichtigsten für die Arbeit werden im Folgenden beschrieben.

2.2.2.1. Optischer Kerr Effekt

In Materialien, die eine zentrosymmetrische Struktur besitzen (z.B. Gläser), muss sich bei einer Umkehr von \vec{E} in Gleichung 2.22 auch \vec{P} umkehren. Daher muss $\chi^{(2)}=0$ gelten und somit die Nichtlinearität dritter Ordnung dominieren. Die Gleichung 2.26 zeigt, dass sich der nichtlineare Polarisationsanteil als Variation der Suszeptibilität des Materials $\Delta\chi$ begreifen lässt.

$$\vec{P}_{nl} = \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3 = \epsilon_0 \cdot (\chi^{(3)} \cdot |\vec{E}|^2) \vec{E} = \epsilon_0 \cdot \Delta\chi \cdot \vec{E} \quad 2.26$$

Mit $n = \sqrt{1 + \chi}$ folgt eine Brechzahländerung Δn des Materials die proportional zur Intensität I ist.

$$\Delta n = \frac{3\eta}{n_0^2 \epsilon_0} \chi^{(3)} I \quad 2.27$$

$$\text{mit } I = \frac{1}{2\eta} \cdot |\vec{E}(v)|^2 \quad \text{und} \quad \eta = \frac{1}{n_0} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad 2.28, 2.29$$

Für den Brechungsindex kann geschrieben werden:

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad \text{mit} \quad n_2 = \frac{3\eta}{n_0^2 \epsilon_0} \chi^{(3)} \quad 2.30$$

Als Folge des Kerr Effektes ergeben sich für örtlich oder zeitlich veränderliche Strahlungsfelder Variationen in der Brechzahl, die die folgenden Effekte hervorrufen.

2.2.2.2. Selbstphasenmodulation

Ein Lichtpuls der Intensität $I=I(t)$ bewirkt über den Kerr Effekt die zeitabhängige Brechzahl $n=n(t)$ und dort eine zeitabhängige Phasenmodulation. Für einen gaußförmigen Puls der Dauer Δt mit:

$$\vec{E}(t, z) = \vec{E}_0 \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{t-t_0}{\Delta t}\right)^2 + i\varphi\right) \text{ und } I(t, z) = I_0 \exp\left(-\frac{t-t_0}{\Delta t}\right)^2 \quad 2.31$$

ergibt sich nach Durchlaufen eines Mediums der Länge l die folgende Phase φ und momentane Frequenz ν_m :

$$\varphi = \varpi_0 \left(t - \frac{n(I) \cdot l}{c} \right), \quad \nu_m = \frac{d\varphi}{dt} = \nu \left(1 - \frac{l}{c_0} \frac{dn(I)}{dt} \right) = \nu - \Delta \nu_{SPM} \quad 2.32$$

mit:

$$\Delta \nu_{SPM} = \nu n_2 I_0 \frac{l}{c} \frac{2(t-t_0)}{\tau^2} \exp\left\{-\left(\frac{t-t_0}{\tau}\right)^2\right\} \quad 2.33$$

Die momentane Frequenz ν_m nimmt also zunächst ab, steigt dann wieder an, um am Ende wieder abzufallen, wie in der folgenden Abbildung dargestellt ist.

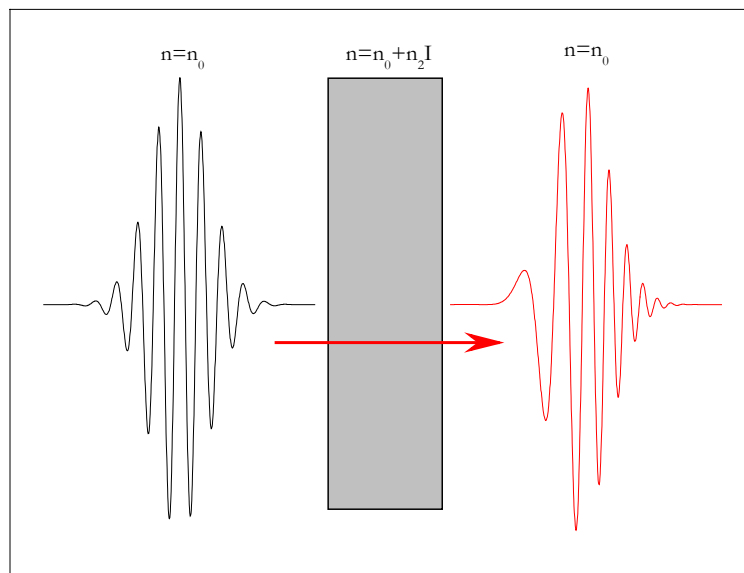


Abb. 2.2: Erzeugung neuer Frequenzanteile durch die Propagation eines Pulses durch ein Material mit nichtlinearem Brechungsindex.

Die spektrale Breite des Pulses wird größer, da zusätzliche Frequenzen generiert wurden. Die Pulsdauer selbst bleibt jedoch konstant.

2.2.2.3. Selbstfokussierung

Durch das räumliche Strahlprofil des Lasers variiert die Brechzahl auch über dem Strahlquerschnitt. In Materialien mit positivem n_2 bewirkt dieses eine Fokussierung. Ab einer bestimmten Leistung überwiegt die Fokussierungswirkung die Divergenz des Strahles. Eine Abschätzung dieser kritischen Leistung für Selbstfokussierung P_K liefert die folgende Betrachtung eines durch die nichtlineare Brechzahländerung $\Delta n = n_2 I$ gebildeten Wellenleiters.

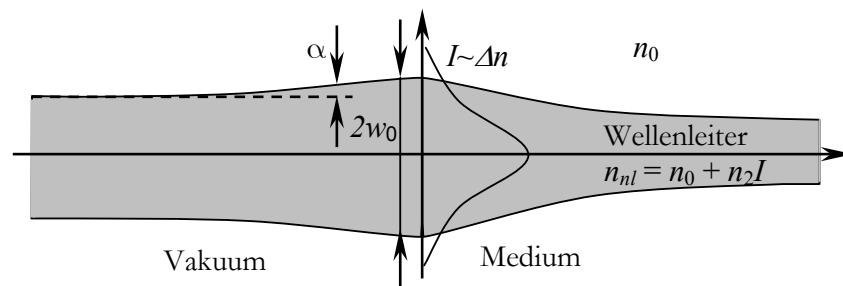


Abb. 2.3: Abschätzung der kritischen Strahlungsleistung für Selbstfokussierung

Die geführten Lichtstrahlen in diesem Wellenleiter müssen die Totalreflektionsbedingung erfüllen. Daher gilt für den Öffnungswinkel α :

$$\cos \alpha < \frac{n}{n_{wl}} = \frac{n}{n + n_2 I} \Leftrightarrow \frac{\alpha^2}{2} < \frac{n_2 I}{n} \quad 2.34$$

Der minimale Öffnungswinkel α eines Gaußstrahles vom Durchmesser $2w_0$ beträgt:

$$\alpha = \frac{\lambda_0}{n\pi w_0} \quad 2.35$$

Aus den beiden Bedingungen folgt Selbstfokussierung für Lichtleistungen P größer als die kritische Leistung P_K und die als Selbstfokussierungslänge bezeichnete Strecke zum Erreichen des Fokuspunktes z_f

$$P > P_K = \pi w_0^2 I_K = \frac{\lambda_0^2}{2\pi n_0 n_2} \quad , \quad z_f = \frac{\pi \cdot \left(\frac{w_0^2}{\lambda_0} \right)}{\left(\sqrt{\frac{P}{P_K} - 1} \right) + 1} \quad [\text{BeS93}] \quad 2.36, 2.37$$

Für Quarzglas mit $n_2 = 3 \cdot 10^{-16} \text{ W/cm}^2$ [Men01] ergeben sich bei der Wellenlänge von 800 nm kritische Leistungen von 2,3 MW. Die typischen Leistungen für das Erzeugen refraktiver Änderungen liegen in diesem Bereich. Demnach sind intensitätsabhängige Änderungen der Fokusparameter zu erwarten.

2.3. Fokussierung in transparente Materialien

Ein gaußförmiger Laserstrahl mit der folgenden Intensitätsverteilung über dem Querschnitt:

$$I(r) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot r^2}{W^2}\right) \quad 2.38$$

lässt sich bei einer festen Wellenlänge λ vollständig beschreiben durch seinen minimalen Strahldurchmesser W_0 bzw. den konfokalen Parameter z_R (Rayleighlänge) oder den Divergenzwinkel α

$$2z_R = \frac{\pi \cdot 2W_0^2}{\lambda} \quad , \quad \alpha = \frac{W_0}{z_R} = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\lambda}{2W_0} \quad 2.39, 2.40$$

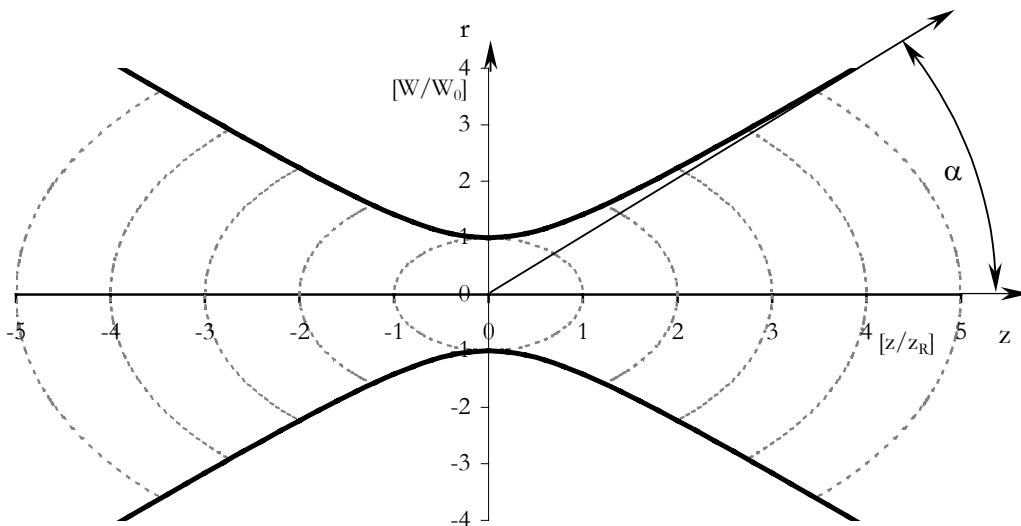


Abb. 2.4: Strahlparameter $W(z)$ und Wellenfronten für einen Gaußstrahl mit der Strahltaile bei $z=0$

Wird ein Gaußstrahl mit dem Strahltaillenradius W_0 und der Rayleighlänge z_R mit einer dünnen Linse der Brennweite f im Abstand z von W_0 fokussiert, so ergeben sich anschließend die folgenden Strahlparameter W_0' , z_R' , im Abstand z' nach der Linse:

$$W_0' = M_A \cdot W_0 \quad , \quad z_R' = \frac{1}{2} M_A^2 (2z_R) \quad , \quad (z' - f) = M_A^2 (z - f) \quad 2.41$$

M_A entspricht den Skalierungsfaktor für die Taillenparameter.

$$M_A = \frac{\left| \frac{f}{z-f} \right|}{\sqrt{1 + \left(\frac{z_R}{z-f} \right)^2}} \quad 2.42$$

Für die Fokussierung eines vom Laser emittierten Strahles mittels Mikroskopobjektiv gilt in der Regel $z_R \gg f$, damit ist $z' \approx f$ und

$$W_0' \approx \frac{f}{z_R} \cdot W_0 \quad 2.43$$

Unter der Numerischen Apertur NA einer Optik einem freien Durchmesser D versteht man den Sinus vom halben Öffnungswinkel α der fokussierten Strahlung.

$$NA = \sin(\alpha) \quad \text{mit} \quad \alpha = \tan\left(\frac{D/2}{f}\right) \quad 2.44$$

Um einen symmetrischen konfokalen Bereich mit $z_R = W_0$ zu erhalten, ist eine Fokussierung mit einer numerischen Apertur $NA=1$ notwendig. Der minimale Strahldurchmesser $2W_0$ ist bestimmt durch :

$$2W_0' \approx \frac{4}{\pi} \cdot \frac{f}{D} \cdot \lambda \quad 2.45$$

und festgelegt durch die Laserwellenlänge. Der Generierung von symmetrischen Strukturen durch einfaches Fokussieren sind somit enge Grenzen gesetzt. In der Realität wird der Laserstrahl durch die Apertur der Linse begrenzt, wodurch es zu Beugungseffekten kommt. Die Intensitätsverteilung im Fokus einer Linse mit Brennweite f und Radius a unter Berücksichtigung der Beugung an der Aperturöffnung A lässt sich ausgehend von dem Huygens-Fresnel-Integral [BoW80] berechnen.

$$E(P) = -\frac{i}{\lambda} \frac{E_0 e^{-i2\pi v f}}{f} \iint_A \frac{e^{-i2\pi v s}}{s} dS \quad 2.46$$

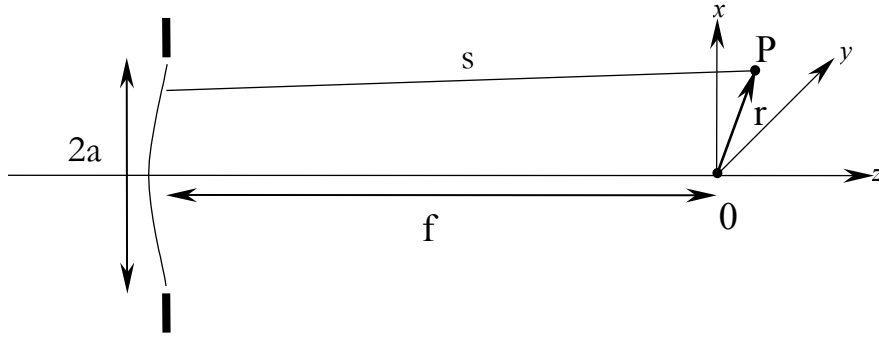


Abb. 2.5: Beugung an einer Apertur

Das Problem lässt sich für eine homogene Intensitätsverteilung in der mit Hilfe der Lommelfunktionen U_n und V_n lösen.

$$U_n(u, v) = \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s \left(\frac{u}{v}\right)^{n+2s} J_{n+2s}(v) \quad , \quad V_n(u, v) = \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s \left(\frac{v}{u}\right)^{n+2s} J_{n+2s}(v) \quad 2.47$$

in den normierten Koordinaten: $u = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a}{f}\right)^2 z \quad , \quad v = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a}{f}\right) \sqrt{x^2 + y^2}$ 2.48

Unter Annahme einer sphärischen monochromatischen Welle gilt für die Intensität nahe des

Fokuspunktes I_0 :
$$I(0,0) = I_0 = \left(\frac{\pi a^2 |A|}{\lambda f^2}\right)^2 \quad 2.49$$

In der Fokusebene gilt:
$$I(0, v) = \left(\frac{2 J_1(v)}{v}\right)^2 I_0 \quad , \quad I(u, 0) = \left(\frac{\sin u/4}{u/4}\right)^2 I_0 \quad 2.50$$

Sonst:
$$I(u, v) = \left(\frac{2}{u}\right)^2 \left[\begin{aligned} &1 + V_0^2(u, v) + V_1^2(u, v) - 2V_0^2(u, v) \cos \left\{ \frac{1}{2} \left(u + \frac{v^2}{u} \right) \right\} \\ &- V_1^2(u, v) \sin \left\{ \frac{1}{2} \left(u + \frac{v^2}{u} \right) \right\} \end{aligned} \right] I_0$$
 2.51

$$= \left(\frac{2}{u}\right)^2 [U_1^2(u, v) + U_2^2(u, v)] I_0$$

Die Intensitätsverteilung bei Verwendung einer Numerischen Apertur von $NA = 0,5$ und der Wellenlänge des Titan-Saphir-Lasersystems von $\lambda = 800 \text{ nm}$ zeigt Abb. 2.5. Zur Verdeutlichung der Zunahme des konfokalen Bereiches sind die Intensitätsverteilungen eines Gaußstrahles mit der entsprechenden Halbwertsbreite dargestellt.

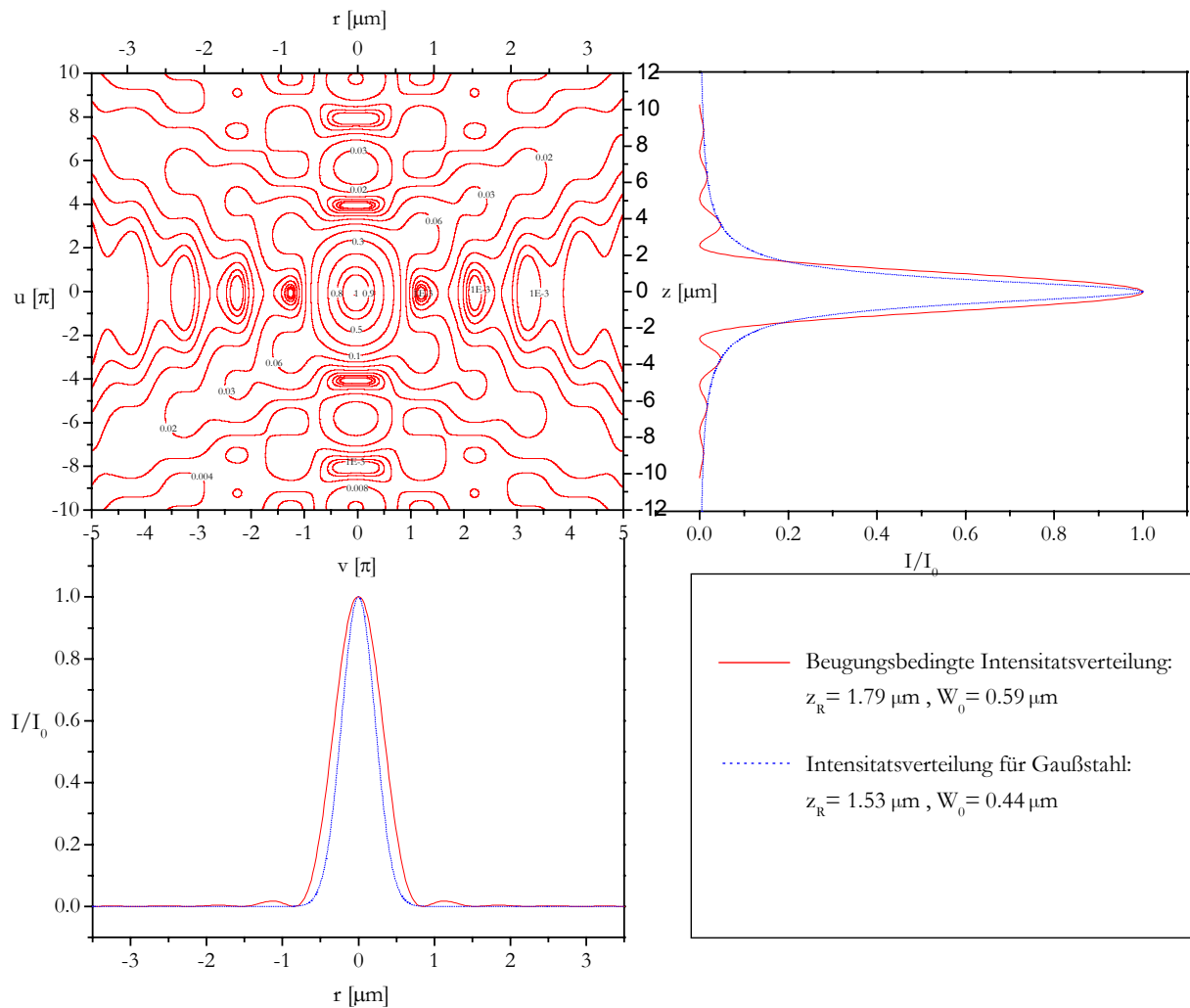


Abb. 2.6: Horizontaler Querschnitt durch den Fokus in Luft ($\lambda=800 \text{ nm}$, $NA=0.5$) unter Berücksichtigung der Beugung und Annahme einer homogenen Ausleuchtung der Apertur

Zu den Fokusdimensionen (sowohl Fokusdurchmesser als auch Rayleighlänge) trägt neben der normalen Fokussierwirkung der verwendeten Linsen auch noch die Selbstfokussierung bei. Weiterhin treten sphärischen Aberrationen aufgrund der unterschiedlichen Auftreffwinkel der Teilstrahlen beim Übergang von der Umgebungsluft in die Probe und damit unterschiedlicher Brechung auf (Abb. 2.7). Dadurch ist eine Fokusvergrößerung in Abhängigkeit von der Fokustiefe im Material zu verzeichnen.

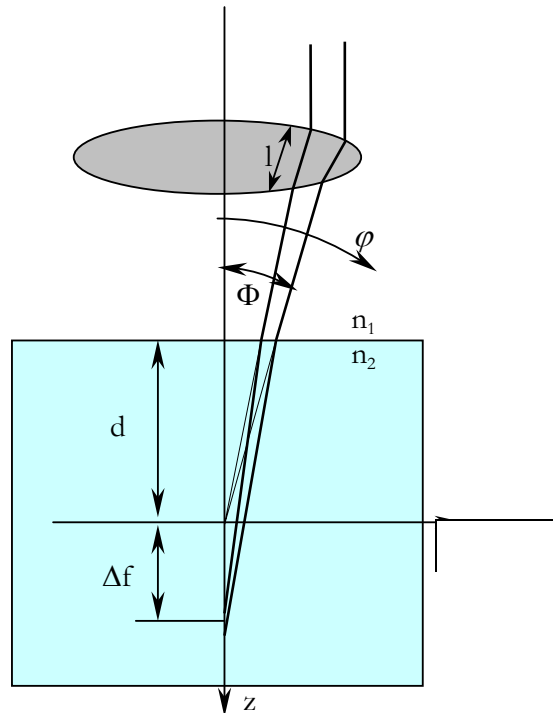


Abb. 2.7: Einfluss sphärischer Aberrationen

Unter Berücksichtigung der sphärischen Aberration lässt sich das elektrische Feld in Fokusnähe nur noch in integraler Form darstellen [TVL95]:

$$E = \int_0^{\Phi} \sqrt{\cos(\varphi_1)} \sin(\varphi_1) \cdot (\tau_s + \tau_p \cos(\varphi_2)) \cdot J_0(k_0 r n_1 \sin(\varphi_1)) \times e^{(i\Phi + ik_0 z n_2 \cos(\varphi_2))} d\varphi_1 \quad 2.52$$

mit der Aberrationsfunktion Φ einer ebenen Grenzfläche:

$$\Phi = -k_0 d (n_1 \cos(\varphi_1) - n_2 \cos(\varphi_2)) \quad \text{und} \quad \varphi_2 = \sin^{-1} \left(\frac{n_1}{n_2} \sin(\varphi_1) \right) \quad 2.53$$

Der durch numerisches Lösen von Gl. 2.52 berechnete Effekt beim Fokussieren in die Tiefe $d+\Delta f = 150 \mu\text{m}$ im Material und einer Brechzahl von $n=1,5$ ist für $\text{NA}=0,5$ in Abb. 2.8 dargestellt. Es zeigt sich eine Zunahme auf etwa den doppelten Strahldurchmesser und die vierfache Rayleighlänge.

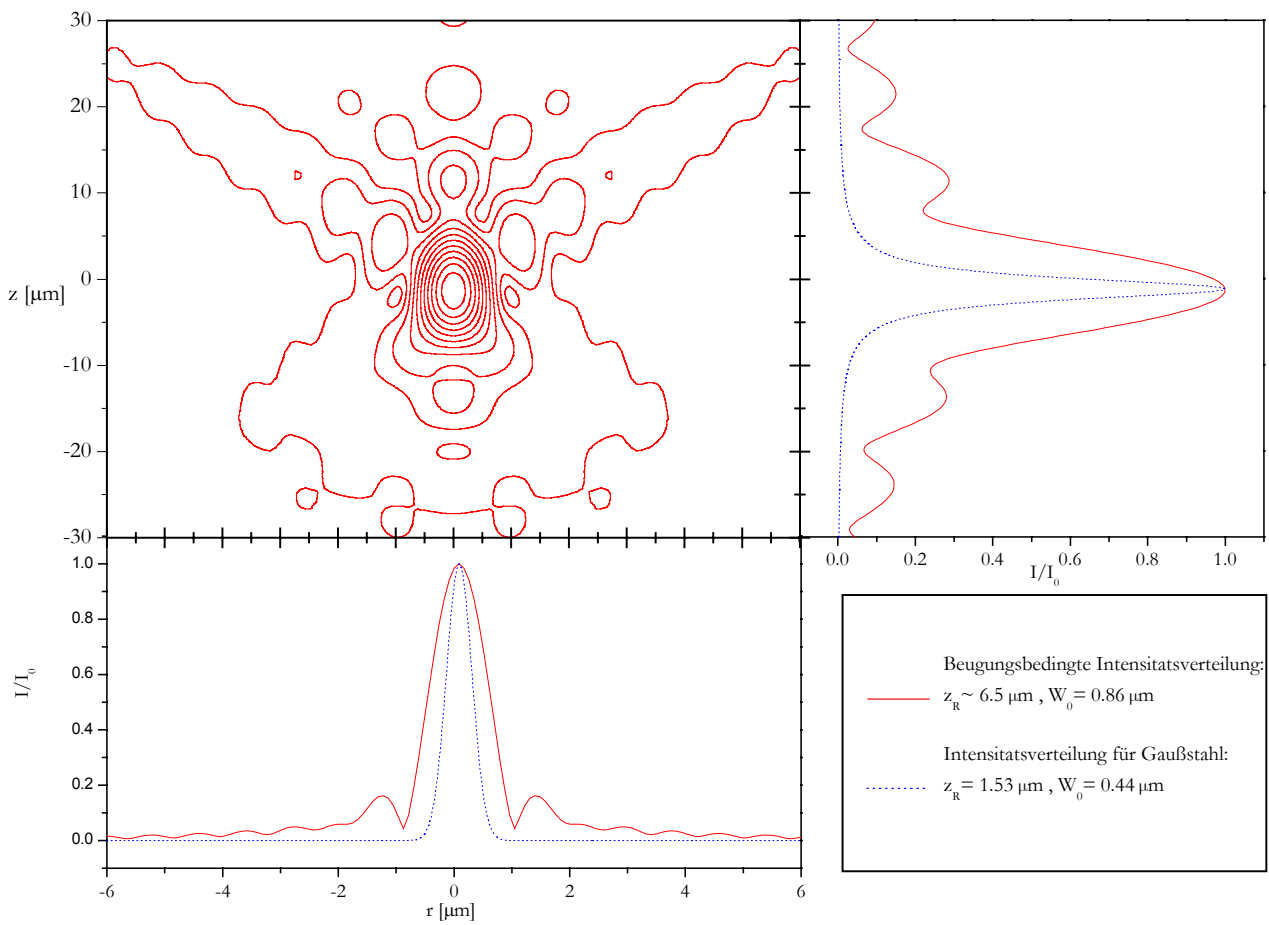


Abb. 2.8: Vertikaler Querschnitt durch den Fokus in einem Material mit $n=1,5$ und $d+\Delta f=150 \mu\text{m}$ ($\lambda=800 \text{ nm}$, $\text{NA}=0,5$) unter Berücksichtigung von Beugung und sphärischer Aberration unter Annahme einer homogenen Ausleuchtung der Apertur

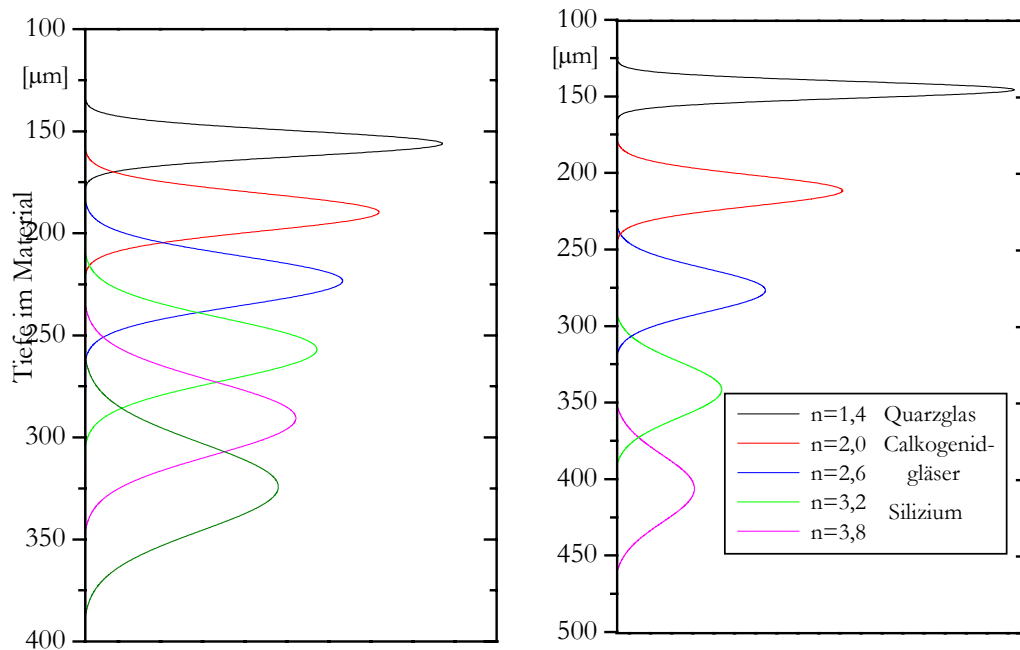


Abb.2.9: Intensitätsverlauf auf der Strahlachse a) in verschiedenen Materialtiefen $d+\Delta f$ für eine Brechzahl von $n=1,5$ und b) für verschiedene Materialbrechzahlen n bei fester Lage der Materialoberfläche bzgl. des Fokuspunkt in Luft von $d=100\mu\text{m}$ ($\lambda=800\text{ nm}$, $\text{NA}=0,5$).

Die Diagramme stellen die Intensitätsverteilung auf der Strahlachse für verschiedene Tiefen bei eine Brechzahl von 1,5 in Abb.2.9 a) und verschiedene Brechzahlen in Abb.2.9 b) dar. Mit steigender Brechzahl kommt es nicht nur zu einer Verschiebung des Fokus ins Material, sondern auch zur Vergrößerung des Fokus. Es zeigt sich, dass das Verwenden der Numerischen Apertur von $>0,5$ nur bei einer Kompensation der Aberrationen sinnvoll ist. Korrigierte Objektive sind kommerziell erhältlich. Bei der üblichen festen Kompensationstiefe von typischerweise $170\ \mu\text{m}$ (entsprechend der Deckglasdicke für Mikroskopiepräparate) ist eine Tiefenvariation im Bereich von einigen $10\ \mu\text{m}$ ohne signifikante Vergrößerung der Strahlparameter möglich. Durch Energieanpassung lässt sich dieser Bereich, in dem erzeugte Wellenleiter annähernd gleiche Führungseigenschaften aufweisen, noch vergrößern.

Allerdings ist die Korrektur für die Brechzahl von Deckgläsern ausgelegt und funktioniert bei anderen Gläsern nur bedingt. Eine variable Korrektur der Oberflächenlage zum Fokuspunkt (Abstand d) lässt sich technisch durch Abstandsänderung im Linsensystem des Objektivs realisieren. Objektive mit variabler Korrekturstiefe von 0 bis ca. 1mm sind ebenfalls kommerziell erhältlich. Damit steht in Materialien mit entsprechender Brechzahl ein breiter nutzbarer Tiefenbereich für nahezu beugungsbegrenzte Strukturgrößen zur Verfügung. Jedoch sind alle Optiken ebenfalls für eine feste Brechzahl um 1,5 ausgelegt. Der Effekt der Fokusvergrößerung nimmt, wie in Abb. 2.9 b) ersichtlich, mit steigender Brechzahl drastisch zu. Eine vollständige Korrektur erfordert die Herstellung von speziellen Optiken. Das Erzeugen von beugungsbegrenzten Mikrostrukturen in hochbrechenden Materialien wie z.B. Silizium ist somit problematischer.

Bei der Fokussierung der ultrakurzen Pulse sind weitere Effekte zu beachten, die zu zeitliche Pulsveränderungen führen. Zunächst legen einzelne Strahlen in Abhängigkeit vom Radius des Laserstrahles unterschiedliche geometrische und durch die jeweiligen verschiedenen Materialdicken verschiedene optische Weglängen zurück. Dazu tragen die fokussierende Optik und die Ausbreitung im Material selbst bei. Je nach Abstand R von der Symmetrieachse legen die Anteile des Strahles verschiedene Wegstrecken in der Linse zurück. Daraus resultiert eine Deformation der einlaufenden Phasenfront. Dies ist am Beispiel eines Mikroskopobjektives (OWIS 40x NA 0.65) in Abb. 2.10 dargestellt. Es zeigt sich, dass allein durch die optische Weglängendifferenz bedingt, die Phasenfront eine Deformation von ca. 20fs erhält. Zusätzlich bewirkt die GVD eine weitere zeitliche Verzögerung der Pulsfront um Δt gegenüber der Phasenfront. Nach Transmission von Licht der Wellenlänge λ durch ein dispersives Material der Länge l resultiert eine Verzögerung um Δt gemäß:

$$\Delta t(s) = \frac{l}{c} \left(-\lambda \frac{dn}{d\lambda} \right) \quad 2.54$$

Während für eine einfache Linse die Verzögerung der Pulsfront gegenüber der Phasenfront radiusabhängig ist, bleibt diese bei Verwendung eines Achromaten über den Radius näherungsweise konstant. Sie kann im Kompressor des Lasersystems vorkompensiert werden.

Das Verwenden von Achromaten ist daher sinnvoll, auch wenn die chromatischen Abberationen einer einfachen Linse bei der verwendeten Bandbreite von ~ 10 nm und Wellenlänge von 800 nm noch vernachlässigbar sind.

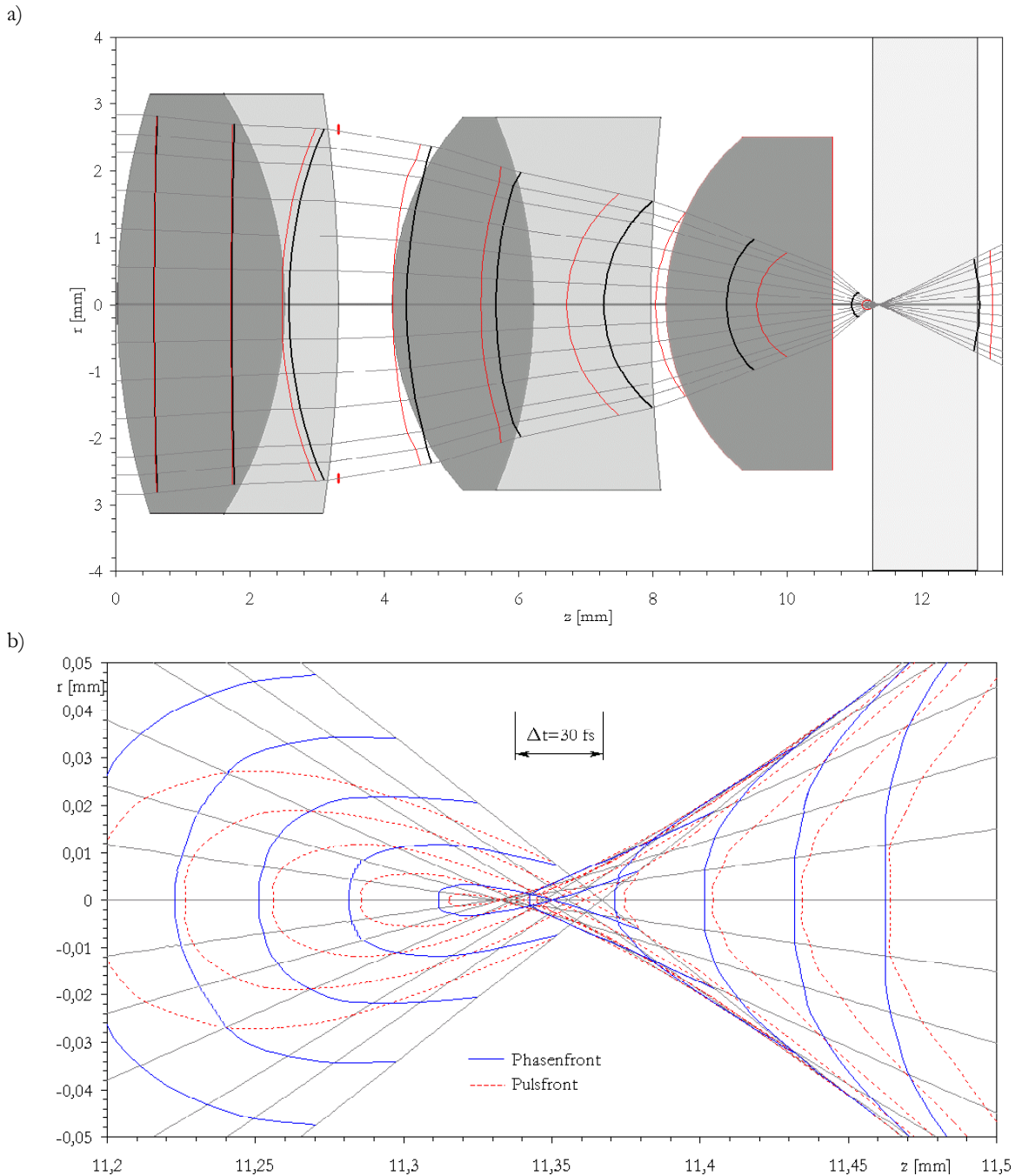


Abb. 2.10: a) Berechnete Puls und Phasenfronten für ein verwendetes Mikroskopobjektiv (OWIS 40x, NA=0.65) und b) Detail im Fokus.

2.4. Nichtlineare Wechselwirkung von Laserstrahlung mit Dielektrika

Im Fall der hier behandelten transparenten Materie ist die Photonenenergie der benutzten Bearbeitungswellenlänge (z.B. $\lambda=800\text{nm} \Leftrightarrow E_p=1,55\text{ eV}$) kleiner als die Bandlücke des Materiales (für Quarzglas $\lambda_{\text{abs}} \sim 160\text{nm} \Leftrightarrow I_p=7,76\text{ eV}$). Da keine lineare Absorption vorhanden ist, geschieht die Wechselwirkung von Laserstrahlung nur über nichtlineare Absorptionsprozesse bei hohen Leistungsdichten. Das Herauslösen von Elektronen aus dem Valenzband kann über Tunnelionisation durch das elektrische Laserfeld oder Mehrphotonenionisation (MPI) geschehen. Die Prinzipien sind in den folgenden Abbildungen schematisch dargestellt.

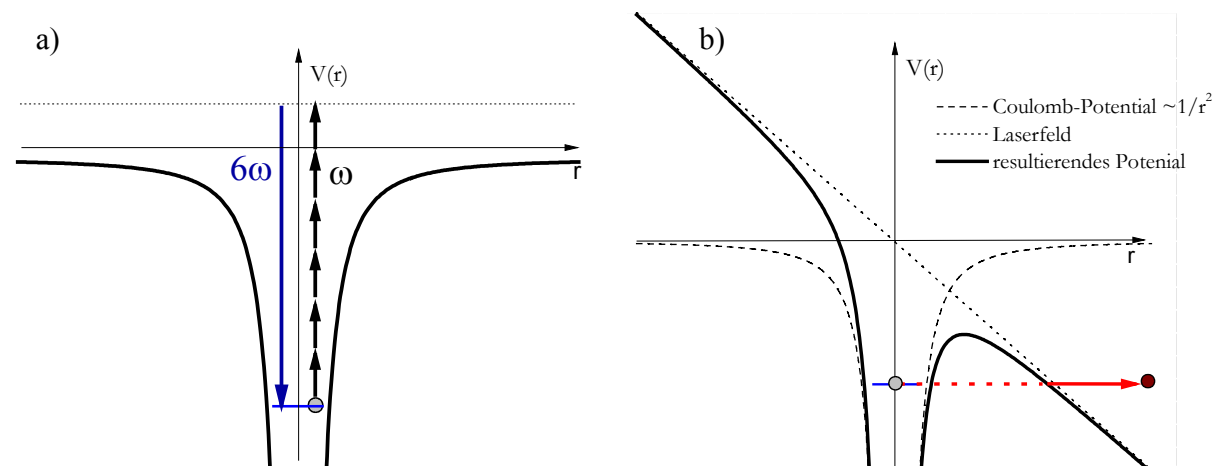


Abb. 2.11: Ionisation eines Atoms durch a) Mehrphotonenionisation (MPI) und b) Tunnelionisation

Die Anteile dieser beiden Regime kann durch den Keldysh Parameter γ abgeschätzt werden [Kel65].

$$\gamma = \sqrt{\frac{I_0}{2U_p}} \quad \text{mit} \quad U_p = \frac{e^2 E^2}{4m_e \omega^2} \quad \text{und} \quad I = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c E^2 \quad 2.55$$

Das sogenannte ponderomotive Potential U_p entspricht der mittleren kinetischen Energie des Elektrons im elektrischen Feld des Lasers und I_0 dem Ionisierungspotential. Für $\gamma \ll 1$ überwiegt die Tunnelionisation und für $\gamma \gg 1$ die MPI. Im Quarzglas und einer Wellenlänge von $\lambda=800$ nm entspricht $\gamma \approx 1$ einer Intensität von $\approx 5 \cdot 10^{13}$ W/cm². Typische Parameter für Brechzahlmodifikationen liegen also im Übergangsbereich, so dass beide Anteile zur Bildung der freien Elektronen beitragen können. Es hat sich dennoch gezeigt, dass die Prozesse näherungsweise über MPI beschreiben lassen. Die über diese Prozesse generierten freien Elektronen können in der Nähe von Atomkernen über inverse Bremsstrahlung Energie von weiteren Photonen aufnehmen (Abb. 2.12). Durch Stoßionisation können diese freien Ladungsträger durch Energieübertragung weitere Ladungsträger in das Leitungsband Atom freisetzen.

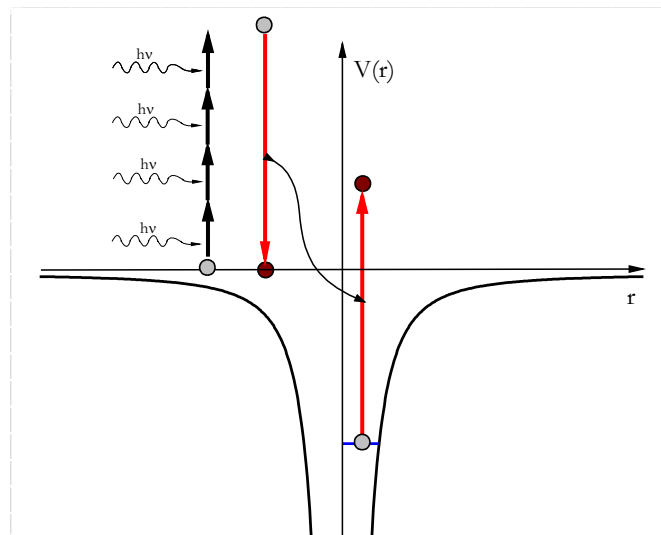


Abb. 2.12 : Avalanche-Ionisation: ein Elektron im Leitungsband absorbiert linear Photonen und erzeugt durch Stoßionisation über Energieabgabe ein weiteres freies Elektron.

Dieser Mechanismus führt noch während des Laserpulses zu einem lawinenartigen Anstieg der Dichte der freien Elektronen im Leitungsband (Avalanche-Ionisation). Stehen infolge der Laserbestrahlung ausreichend Elektronen zur Verfügung, ist eine weitere Absorption der Laserstrahlung analog zu linear absorbierenden Materialien möglich [SFH96]. Die zeitliche Entwicklung der freien Elektronen in SiO_2 bei Bestrahlung mit einem 100 fs Puls mit einer Intensität von $I = 1,2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ ist in Abb. 2.13 dargestellt.

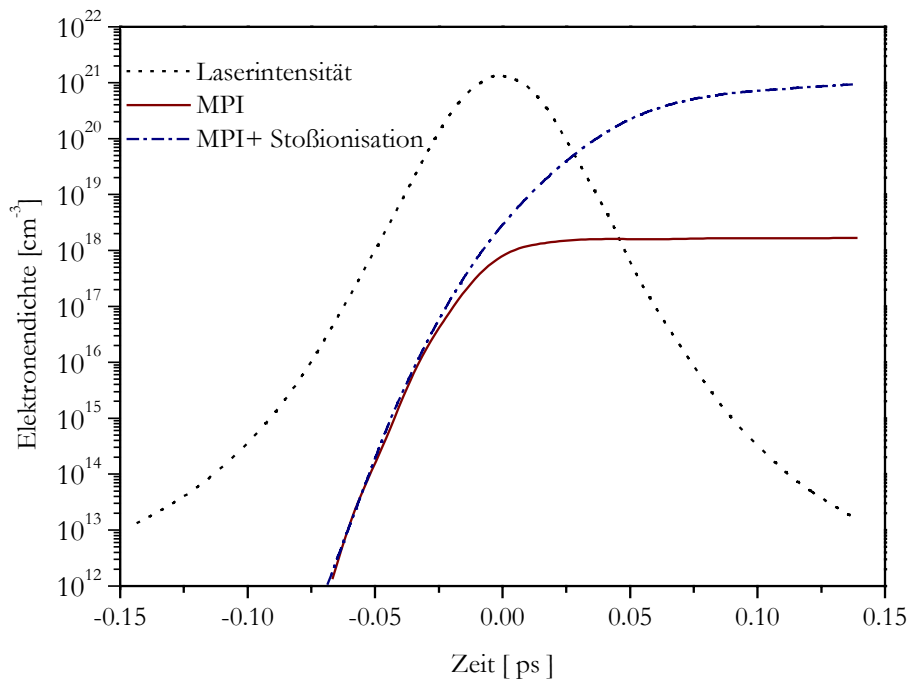


Abb. 2.13: Berechnete zeitliche Entwicklung der freien Elektronendichte für einen 100 fs, 1053 nm Puls mit einer Spitzenintensität von $I = 1,2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ in Quarz mit und ohne Berücksichtigung der Stoßionisation [SFH96].

Während der gaußförmige Laserpuls bis zum Maximum hauptsächlich freie Elektronen durch Multiphotonenionisation erzeugt, trägt anschließend Stoßionisation maßgeblich zur Elektronendichte bei.

Der Verlauf der Ladungsträgerdichte n_e im Leitungsband lässt sich durch eine Ratengleichung 2.56 für die Ladungsträgererzeugung im Leitungsband durch Stoß- und Multi-Photonenionisation beschreiben [SFH96], [LKS98].

$$\frac{dn_e}{dt} = \beta I(t) n_e(t) + \gamma_n q I(t)^n \quad 2.56$$

Der erste Term ist proportional zur Anzahl der freien Elektronen und beschreibt die Stoßionisation, der zweite die MPI. Hierbei stellt β die Stoßionisationsrate und γ_n den Absorptionskoeffizienten für n Photonen dar. Die Zahl n entspricht der minimalen Anzahl von Photonen, die für den Übergang zwischen Valenz- und Leitungsband notwendig sind.

$$\left(\text{SiO}_2: n=6, \quad \beta = 4 \pm 0.6 \text{ cm}^2/\text{J}, \quad \gamma_6 = 6 \times 10^{-8 \pm 0.9} \frac{1}{\text{ps} \cdot \text{cm}^3} \cdot \left(\text{cm}^2/\text{TW} \right)^6, \quad [\text{LKS98}] \right)$$

Dominiert die Mehrphotonenionisation, so entspricht die Elektronendichteverteilung und damit die Strukturgröße der n -ten Potenz der Intensitätsverteilung. Dieses hat die in Abb. 2.14 am Beispiel einer Gaußverteilung dargestellte Reduzierung der Breite der Elektronendichte-verteilung zur Folge.

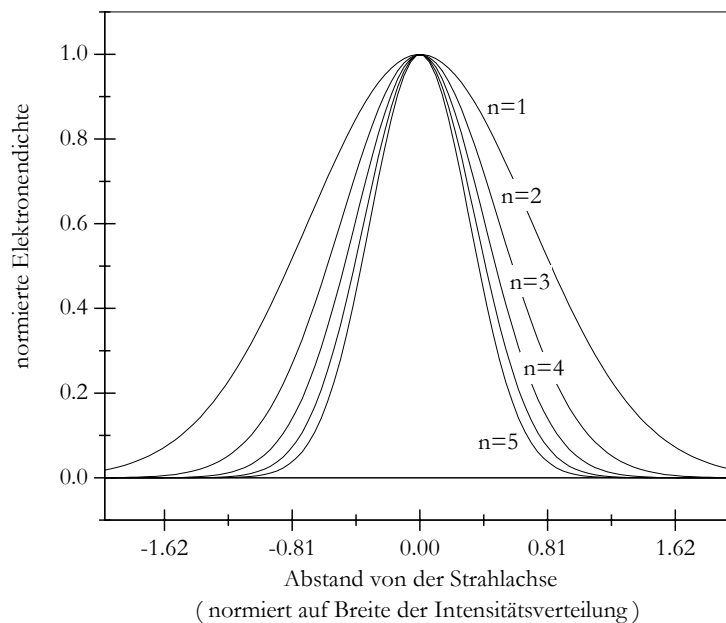


Abb. 2.14: Normierte Elektronendichteverteilung für notwendige Photonenzahlen n zur Überwindung der Bandlücke

Die Gleichung 2.56 wurde für Quarzglas, eine typische Pulsenergie von $1\mu\text{J}$, und der in Abb. 2.8 dargestellten Intensitätsverteilung unter Berücksichtigung von Beugung und sphärischer Aberration berechnet. Die resultierende Elektronendichte im Vergleich zur Intensitätsverteilung ist in in Abbildung 2.15 dargestellt. Für niedrige Repetitionsraten wird die Strukturgeometrie nicht durch Wärmeakkumulations- und Diffusionsprozesse beeinflusst. Die Verteilung der Elektronendichte stellt somit eine erste Näherung für die zu erwartenden Brechzahlstrukturen dar.

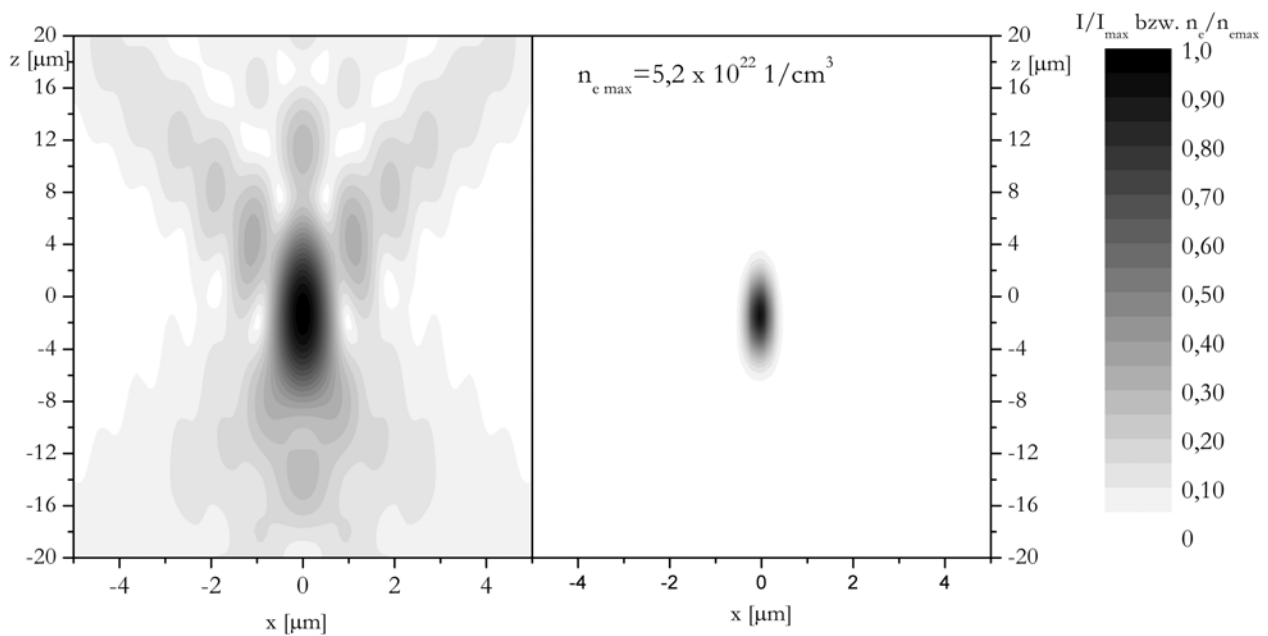


Abb.2.15: Elektronendichteverteilung in Quarzglas berechnet nach Gl. 2.56 für einen Laserpuls mit Pulsdauer 100fs, Pulsenergie von $1\mu\text{J}$ b) und die normierte Intensitätsverteilung analog zu Abb.2.14 a).

Die Strukturgrößen sind deutlich reduziert, sodass bei entsprechende niedriger Energie Modifikationen mit Dimensionen unterhalb vom Beugungslimit der Laserstrahlung zu erwarten sind.

3. Experimentelle Grundlagen und Untersuchungsmethoden

In den folgenden Kapiteln werden die verwendeten Lasersysteme, erstellte Strukturierungsaufbauten und Meßmethoden vorgestellt und auf die nötigen Grundlagen eingegangen.

3.1. Quellen für Ultrakurze Pulse

Bereits nicht kontinuierlich angeregte Laser senden Pulse aus. Die Pulsdauer und damit die Pulsspitzenleistungen sind jedoch noch i.a. um Größenordnungen von den für nichtlineare Absorptionseffekte notwendigen Intensitäten entfernt. Durch Güteschaltung des Resonators ist eine Verkürzung der Pulsdauer bis in den ns-Bereich möglich. Erst das Prinzip der Modenkopplung ermöglicht die Erzeugung von sub-ps-Pulsen. Hierbei wird durch verschiedene Maßnahmen dafür gesorgt, dass die angeregten Longitudinalmoden des Resonators eine feste Phasenbeziehung zueinander aufweisen. Bei einer konstruktiven Überlagerung der zeitabhängigen Feldstärkeamplituden ergeben sich Intensitätsüberhöhungen. Besitzen die Moden eine feste Phasendifferenz so reproduziert sich genau nach einer Resonatorumlaufzeit $T_{\text{res}}=2L/c$ die Feldstärkeamplitude. Bei Überlagerung genügender Moden entsteht ein Impuls der zwischen den Endspiegeln hin und her reflektiert wird. Der Laser emittiert einen entsprechenden Pulszug mit der Frequenz $f=1/T_{\text{res}}$. Auf Grund der spektralen Breite kommt es zu Dispersionseffekten. Daher sind Maßnahmen zur Kompensation notwendig. Im Oszillator geschieht dieses mit Hilfe von dispersiven Elementen wie z.B. Prismenanordnungen.

Zum Koppeln der Moden unterscheidet man aktive und passive Maßnahmen. Beide beruhen darauf, Verluste für die niedrigenergetischen cw-Anteile im Resonator zu erzeugen. Zu passiven Maßnahmen zählen z.B. Kerr-Lens-Modelocking oder sättigbare Absorber.

Aktiv kann das Modenkoppeln z.B. durch Modulation der Verluste mit der Umlauffrequenz $c/2L$ durch einen elektrooptischen oder akustooptischen Modulator geschehen. Die erreichbare Pulsenergie von üblichen Oszillatoren ist auf Grund von nichtlinearen Effekten wie SPM oder Selbstfokussierung bzw. durch die Zerstörschwelle der Materialien auf den nI Bereich begrenzt. Kürzlich gelang jedoch die direkte Erzeugung von μJ -Pulsen in einem Scheibenoszillator [ISB03]. Die Pulsenergie lässt sich durch Nachverstärken weiter erhöhen. Um die Pulsspitzenintensitäten während des Verstärkungsprozesses zu verringern, bedient man sich der CPA- Technik ¹. Hierbei wird die spektrale Breite des Pulses ausgenutzt, um über ein dispersives Medium den Puls zeitlich reversibel zu dehnen. Der zeitlich gestreckte Puls lässt sich dadurch ohne das Auftreten von nichtlinearen Effekten unkritisch verstärken und anschließend wieder komprimieren. Die Verstärkung wird bei Verwendung von Volumenmaterialien über Multipassbetrieb oder regenerative Systeme realisiert. Der regenerative Verstärker basiert auf dem Umlauf des Pulses in einem Resonator. Bei jedem Umlauf erhält der Puls Energie aus dem aktiven Medium und wird nach genügender Anzahl wieder ausgekoppelt. Der Ein- und Auskoppelvorgang wird i.a. über Polarisationsstrahlteiler und Pockelszellen realisiert. Um eine hohe Besetzungsinversion und Effizienz zu erhalten, wird das aktive Medium synchron zur Repetitionsrate gepulst angeregt. Für die Verstärkung von Repetitionsraten im Mhz-Bereich ist zu neuen Laserkonzepten überzugehen. Der Durchgang der gestreckten Laserpulse durch eine hinreichende Länge des aktiven Medium kann über den Mehrfachdurchgang oder den Einsatz Faserverstärker erreicht werden. Die Fasern erlauben aufgrund der großen Wechselwirkungslänge ausreichende Verstärkung in einem Durchgang. Als weiteren Vorteil ist hier die Strahlqualität durch das Brechzahlprofil der Faser festgelegt.

¹ "Chirped Pulse Amplification".

3.2. Verwendete Lasersysteme und Charakterisierungstechnik

Um den Wechselwirkungsprozess bei verschiedenen Repetitionsraten zu untersuchen, wurden zwei verschiedene Lasersysteme verwendet. Die Systeme und der erstellte Strukturierungsaufbau werden nachfolgend beschrieben.

3.2.1. KHz CPA-System

Für die grundlegenden Untersuchungen wurde ein Titan-Saphir Femtosekunden-Lasersystem, bestehend aus einem modengekoppeltem Oszillator und anschließendem regenerativen Verstärker, verwendet. Es handelt sich dabei um ein kommerzielles System mit einer Repetitionsrate von 1 kHz, welches für die Anwendung mit zusätzlichen Steuerelementen zur Realisierung der Energieabschwächung versehen wurde. Der Oszillator wird aus Stabilitätsgründen von einem diodengepumpten, frequenzverdoppelten Nd:YVO₄-Laser (Spectra-Physics, Millennia) bei einer Wellenlänge von 532 nm mit ca. 5 W (cw) gepumpt. Mittels Kerr-Linsen-Modenkopplung werden im Oszillator (Spectra-Physics, Tsunami) Pulse mit einer Bandbreite von 40nm bei einer Zentralwellenlänge von ~800 nm, einer mittleren Leistung von 600 mW und einer Repetitionsrate von 80 MHz erzeugt. Die Nachverstärkung geschieht in einem regenerativen Verstärker (Spectra-Physics, Spitfire) mit Hilfe der CPA-Technik. Der Puls wird zunächst auf eine Pulsdauer von ca. 400 ps reversibel gedehnt, dann auf Energien bis zu 1,5 mJ verstärkt und anschließend wieder komprimiert. Gepumpt wird der Titan-Saphir-Verstärkerkristall mit einem frequenzverdoppelten Nd:YLF-Laser bei einer Wellenlänge von 527 nm, einer mittleren Leistung von 8W und einer Repetitionsrate von 1 kHz. Am Ausgang des Verstärkers stehen dann linear polarisierte Laserpulse von minimal 50 fs Dauer und einer Energie bis zu 1 mJ bei einer Wellenlänge von ~800 nm und einer Repetitionsrate von 1 kHz zur Verfügung. Die Pulsenergien variieren von Puls zu Puls nur im Bereich von 1-2 %, was empfindliche Messungen erst ermöglicht. Abb. 3.1 zeigt eine schematische Übersicht des Lasersystems.

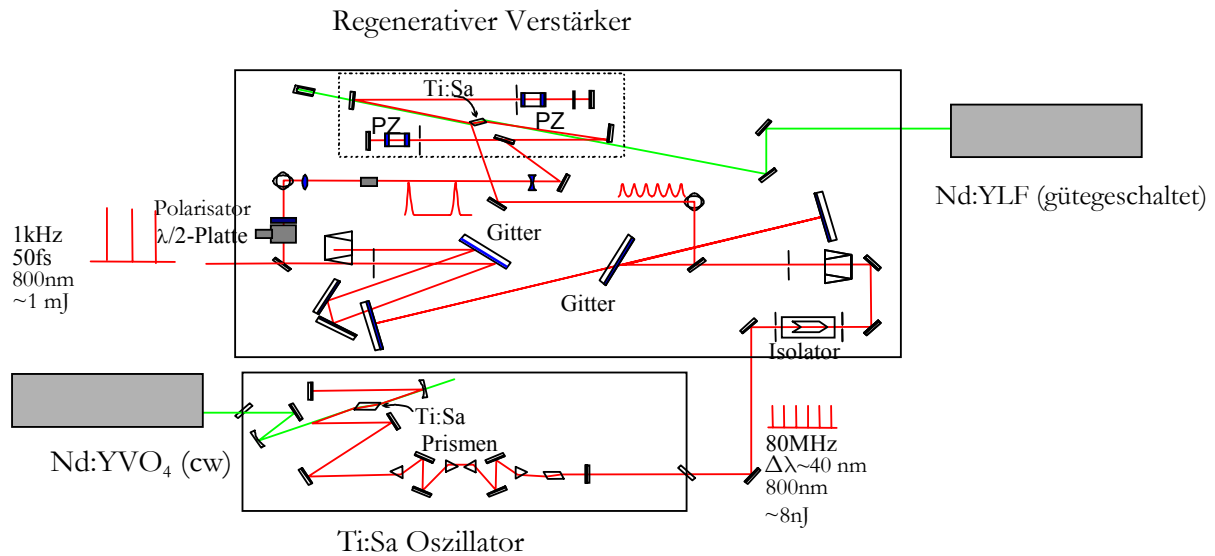


Abb. 3.1: Schematische Darstellung des kHz Ti:Sa-CPA-System

Zur Auswahl einer bestimmten Anzahl von Laserpulsen wurde ein schneller computergesteuerter, mechanischer Shutter mit einer Öffnungszeit $< 0,5 \text{ ms}$ in das System integriert, so dass auch einzelne Pulse selektiert werden können. Bei den hohen Pulsspitzenleistungen ist eine Energieabschwächung mit Hilfe von Neutraldichtfiltern nur bedingt möglich, da sonst die Strahlqualität (Abb. 3.2) beeinträchtigt wird. Daher wurde eine Halbwellenplatte direkt nach dem Verstärker eingefügt. So lässt sich die Polarisation der Laserstrahlung drehen, was im Kompressor aufgrund der starken Polarisationsabhängigkeit des dort verwendeten Gitters zur gezielten Leistungsabschwächung führt. Zur Vermeidung von störenden Vorpulsen, die bei dieser Methode der Abschwächung auftreten, wurde vor der Halbwellenplatte noch ein zusätzlicher Glan-Laser-Polarisator eingefügt. Aus dem Verstärker kommende Vorpulse, die eine andere Polarisation als der Hauptpuls haben, werden somit unterdrückt. Insgesamt lassen sich durch Drehen der Halbwellenplatte so Pulsenergien von $2 \mu\text{J}$ bis zu $\sim 1 \text{ mJ}$ kontinuierlich einstellen.

Eine weitere Abschwächung unterhalb von $2 \mu\text{J}$ ist durch Neutralfilter problemlos möglich. Die Kontrolle des Kontrastverhältnisses erfolgte mit Hilfe schneller Photodioden und einem schnellen Oszilloskop (400 MHz). Es konnte ein Kontrastverhältnis für Vorpulse von $< 1:500$, Nachpulse $< 1:100$, jeweils im Abstand von ca. 8 ns (Umlaufzeit im regenerativen Verstärker) erreicht werden. Die Messung der Pulsdauer geschah mit einem Autokorrelator (APE Berlin, PulseCheck) bzw. SPIDER¹ (APE Berlin).

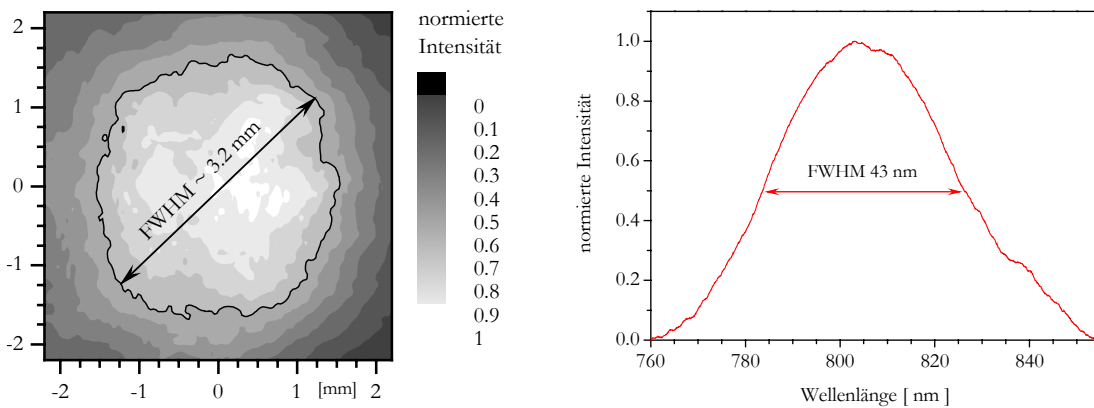


Abb.3.2: Räumliches Strahlprofil eines Laserpulses am Ausgang des Lasersystems (links) und Spektrum des Oszillators (rechts).

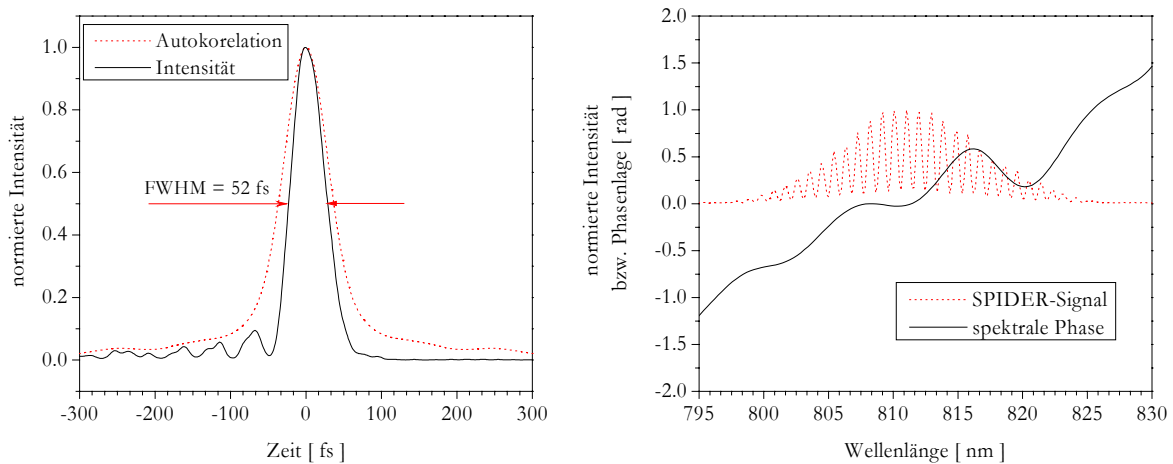


Abb.3.3: Zeitlicher Intensitätsverlauf und Autokorrelationsfunktion (links) sowie Interferogramm und rekonstruierter Phasenverlauf (rechts).

¹ SPIDER - Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction

3.2.2. Faser CPA system

Um Untersuchungen mit höheren Repetitionsraten durchführen zu können, wurde ein Faserverstärkersystem in der Arbeitsgruppe „Faser und Wellenleiterlaser“ aufgebaut [LCL03]. Das Prinzip des Verwendeten Systems ist in Abb. 3.4 dargestellt.

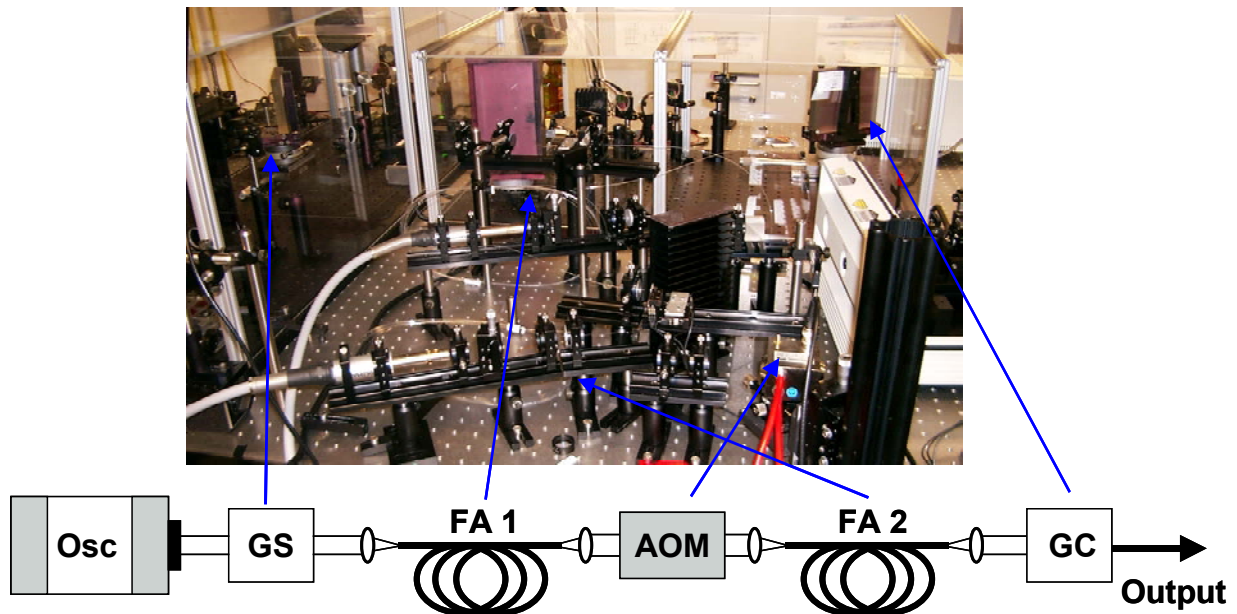


Abb: 3.4 Prinzip des Faser CPA Systems, Oszillator: (Osc), Gitterstrecker (GS), Faserverstärker (FA), Akustooptischer Modulator (AOM) und Gitterkompressor (GC).

Die Pulse werden von einem konventionellen, passiv modengekoppelten Nd-Glasoszillator generiert und über Reflektionsgitter gestreckt. Die Verstärkung geschieht in zwei Stufen. Beide bestehen aus einer Yb-dotierten Doppelkern LMA-Faser¹. Diese wird einseitig mit einem Fasergekoppelten Diodenlaser bei 940 nm gepumpt. Zum Erreichen der notwendigen Pulsenergie wird die Repetitionsrate vor der zweiten Verstärkerstufe durch einem AOM auf 2 MHz reduziert. Nach dem zweiten Faserverstärker verfügt das System über eine mittlere Leistung von 2 W. Mit einer Effizienz von 60% werden die Pulse mit einem Gitterkompressor zu einer Pulsdauer von 300 fs komprimiert. Die Ausgangspulse haben somit eine Pulsenergie von 1,2 μJ eine beugungsbegrenzte Strahlqualität mit einem $M^2 < 1,1$. Für die Anwendung wurde das System mit einem schnellen mechanischen Shutter ausgerüstet.

¹Large Mode Area

3.2.3. Strukturierungsaufbau und Positioniersystem

Zur Erzeugung von Modifikationen wird der Laserstrahl in das Materialvolumen hinein fokussiert. Die zur nichtlinearen Absorption notwendigen Energiedichten werden nur im Fokusbereich erreicht und bewirken dort lokalisiert die Materialmodifikation.

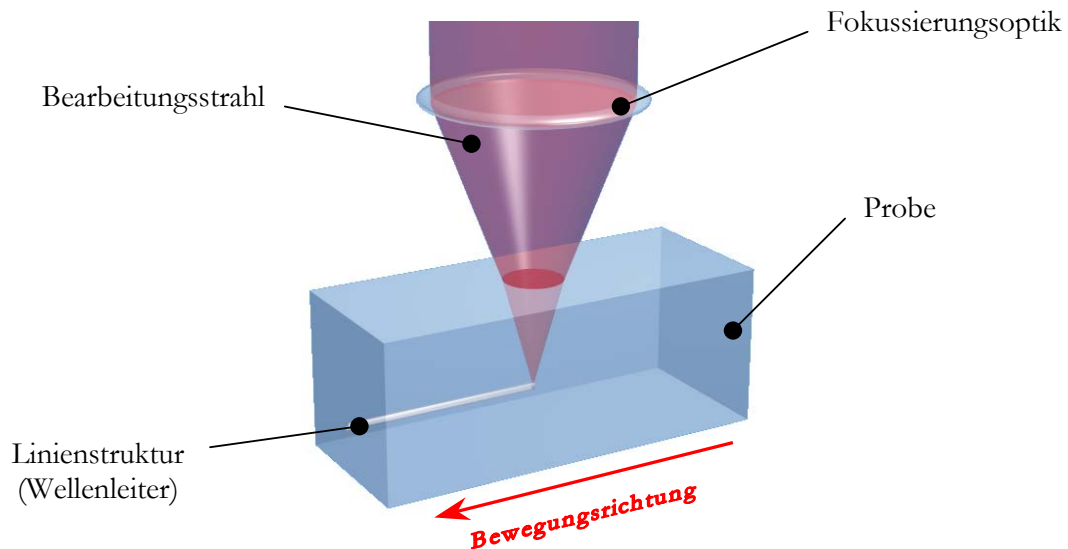


Abb.3.5: Prinzip der Wellenleiterherstellung. Der Laser wird in das Material fokussiert und die Probe bewegt. Die Aneinanderreihung der Einzelschüsse ergibt eine Linienstruktur

Um ausgedehnte Strukturen zu erzeugen, werden die Proben mit Hilfe eines hochpräzisen Positioniersystems relativ zum Laserstrahl bewegt. Prinzipiell unterscheidet sich dabei zwischen zwei Geometrien, der Bewegung der Probe entlang der Strahlachse und senkrecht dazu. Während die Bewegung der Probe entlang der Strahlachse eine radialsymmetrische Modifikation hervorruft, erlaubt die Bewegung senkrecht zum Laserstrahl eine größere Flexibilität in Bezug auf die Strukturgeometrie. Der zur Strukturierung der Proben entwickelte Aufbau ist in Abb. 3.6 schematisch dargestellt.

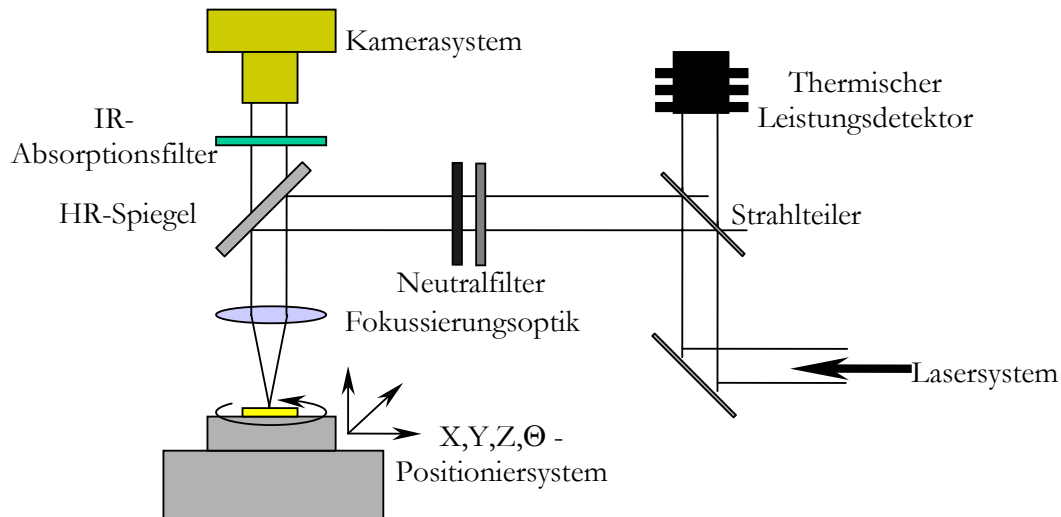


Abb. 3.6: Schematischer Aufbau des Bearbeitungssystems

Im Rahmen der Arbeit wurden verschiedene Konfigurationen benutzt. Ein besonders auf Stabilität und Reproduzierbarkeit optimierter Aufbau ist in Abb. 3.7 dargestellt. Es handelt sich um eine über Linearmotoren angetriebenes, luftgelagertes Positioniersystem (Aerotech ABL9000) mit einer absoluten Genauigkeit von 500 nm und einem Inkrement von 2 nm.

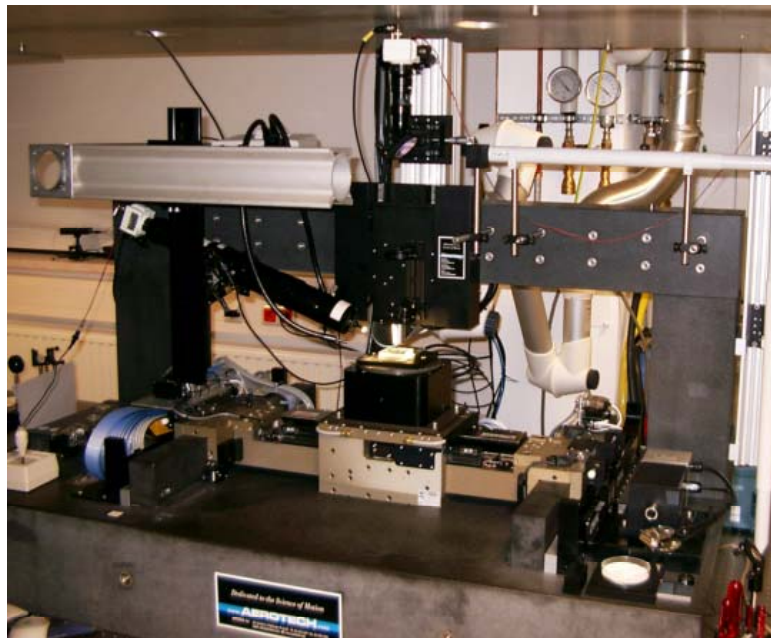


Abb. 3.7: Hochpräzise luftgelagerte Bearbeitungsstation

Die Steuerung des XYZ θ Positioniersystems erfolgt über einen PC und ist ebenfalls mit dem Shutter sowie der Energieabschwächung gekoppelt. Die Probe liegt waagrecht auf dem XY θ -Tisch. Dieses hat den Vorteil, dass die Hauptbewegungsachsen des Systems in der Tischebene liegen und eine unterschiedliche Beeinflussung der Achsen durch die Schwerkraft ausgeschlossen sind. Weiterhin ist durch das einfache Auflegen der Proben eine bessere Handhabbarkeit verschiedener Geometrien gegeben. Die Relativbewegung in Z-Richtung erfolgt zweckmäßigerweise über die Verschiebung der Fokussierungsoptik, da dieser Aufbau die größte mechanische Stabilität aufweist. Ein Einfluss durch die Verschiebung der Linse relativ zum Laser ist auf Grund der geringen Divergenz des Laserstrahles nicht zu erwarten. Jedoch ist eine exakte Justierung der Optik senkrecht und zentrisch zum Strahl nötig, welches über das reflektierte Licht an der Optik und einer Testprobenoberfläche geschieht. Zur Prozesskontrolle wird die Laserleistung während des Strukturierungsprozesses über einen Strahlteiler gemessen. Zur weiteren Abschwächung auf Pulsenergien unterhalb von 1 μ J und zur Erhöhung der Messgenauigkeit des thermischen Detektors werden zusätzlich Neutralfilter (Schott NG9, d=1mm) in den Bearbeitungsstrahl eingebracht. Der Strukturierungs-Prozess ist durch eine CCD-Kamera über dem letzten Umlenkspiegel kontrollierbar. Ein Kantenfilter (Schott BG39, d=1mm) verhindert die Übersteuerung durch zurück gestreutes Bearbeitungslicht. Bei entsprechender Beleuchtung der Probe mit einer Kaltlichtquelle sind so Streuung an erzeugten Defekten oder Fluoreszenz und Weißlichtgenerationsanteile beobachtbar.

3.3. Methoden zur Charakterisierung der Strukturänderungen

3.3.1. Optische Untersuchungsmethoden

3.3.1.1. Interferenzmikroskopie

Zur Detektion von kleinen Phasenänderungen bieten sich interferometrische Messmethoden an. Infolge der zu vermessenden Strukturgrößen im Mikrometerbereich ist eine Kombination mit der Mikroskopie notwendig. Für die Untersuchung wurde ein Shearing Interferenz Mikroskop verwendet. Das Prinzip ist in Abb. 3.8 dargestellt.

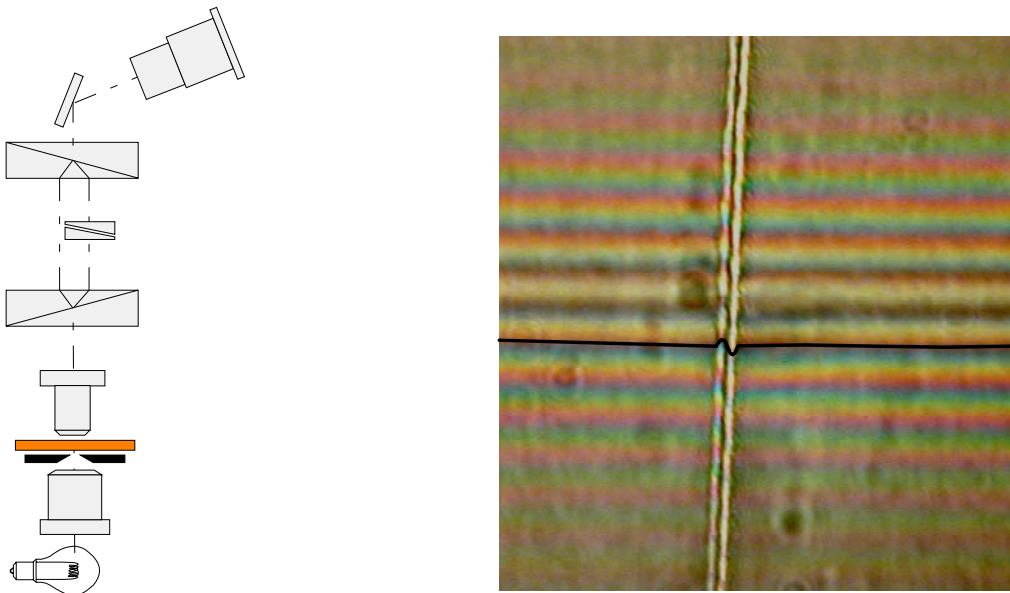


Abb.3.8: Schematische Darstellung der Funktionsweise des Interferenzmikroskopes sowie eine interferenzmikroskopische Aufnahme einer wellenleitenden Struktur in kristallinem Quarz. Über die Probe laufen die Interferenzstreifen, die an der modifizierten Stelle aufgrund der zusätzlichen Phasenverschiebung eine Versetzung erfahren.

In diesem Interferenzmikroskop nach Beyer-Schöppe werden über Strahlteiler und ein Mach-Zehnder-Interferometer zwei Bilder mit räumlichem Versatz erzeugt [BeR88]. Diese interferieren in der Bildebene und lassen durch eine Addition einer Phasenverschiebung auf eines der beiden Bilder eine Berechnung der Phase über das gesamte Bild zu. Hierfür wird über die Auswertung mehrerer Bilder mit unterschiedlicher Phasenaddition die relative Phasenlage für jeden Bildpixel berechnet.

Die Durchlicht-Interferenzmikroskopie ist prinzipiell das geeignetste Verfahren in Bezug auf Auflösung und Geschwindigkeit. Ein Nachteil ist die notwendige Anfertigung von Dünnschliffen zur Messung des Brechzahlprofils von Wellenleitern, da bei der Messung über die Probendicke integriert wird. Durch Anpassen der Schliffdicke an die Messgrenze sind Brechzahldifferenzen von ca. 10^{-4} bestimmbar.

Die Größe der messbaren Strukturen ist durch die Überlagerung der beiden Bilder nach oben begrenzt. Bei Geräten mit getrenntem Referenz- und Messstrahlengang tritt dieses Problem nicht auf. Die unterschiedlichen Abbildungsfehler verschlechtern dabei jedoch die Messgenauigkeit. Mit dem zur Verfügung stehendem Gerät (ZYGO NV5000) konnte kein Kompromiss zwischen der für die Auflösung der Phasenänderung notwendige Probendicke und der damit einhergehenden Verschlechterung der räumlichen Auflösung gefunden werden.

3.3.1.2. Refracted Nearfield Messung

Den Vorteil einer orts aufgelösten Brechzahlbestimmung an Stirnflächen eines Wellenleiters bietet die "Refracted Nearfield" Methode (RNF) [GöR86]. Das Messprinzip beruht auf der Abhängigkeit des Brechwinkels vom Brechungsindex an der Grenzfläche zwischen Probe und Luft. Dazu wird ein Laserstrahl mit einem Mikroskopobjektiv auf die Probenoberfläche fokussiert. Seitlich neben der Probe wird der Teil des transmittierten Lichtes, der in einen bestimmten Raumwinkel fällt, detektiert. Beim Abrastern der Probenoberfläche werden die Strahlteile des fokussierten Laserstrahles je nach lokalem Brechungsindex mehr oder weniger stark an der Probenoberfläche gebrochen.

Dadurch fällt auch mehr oder weniger Licht auf den Detektor. Aus dieser Leistungsänderung am Detektor kann das ortsaufgelöste Brechzahlprofil bestimmt werden. Zur Kalibrierung dient dabei eine Glasplatte, die mit einer Immersionsflüssigkeit an die zu untersuchende Probe gelegt wird. Die Brechzahlen der Glasplatte und der Immersionsflüssigkeit stellen die Referenzwerte dar. Die mit dem RNF-Profilometer erzielbaren lateralen Auflösungen beträgt $\sim 0,5 \mu\text{m}$, Brechzahlunterschiede lassen sich je nach Probenbeschaffenheit bis $\Delta n \sim 10^{-4}$ vermessen. Voraussetzung ist eine hohe Transparenz der Probe, da bei der Messung der Leistungsänderung auf den Detektor Absorption und Refraktion in der Probe beitragen. Beides kann nicht getrennt werden. Besonders Streuungen im Bereich des Wellenleiters stören eine Messung. Aufgrund der Probenanforderung und des Messaufwandes ist dieses Verfahren jedoch leider nicht universell einsetzbar. Insbesondere die quantitative Vermessung ist in der Regel extrem schwierig bzw. zeitaufwendig.

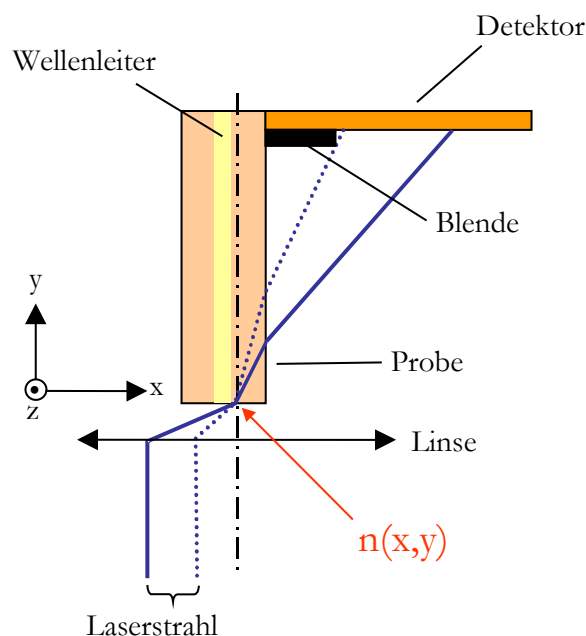


Abb. 3.9: Schematische Darstellung des Messprinzips des Refracted Nearfield Profilometers. Je nach Brechungsindex der bestrahlten Probenstelle fällt ein mehr oder weniger großer Anteil des Laserstrahles auf den Detektor.

3.3.1.3. Optische Wellenleiter

Die Eigenschaften von wellenleitenden Strukturen (Anzahl geführter Moden, Feldverteilungen) zeigen starke Abhängigkeiten von der Brechzahlverteilung und erlauben somit eine Charakterisierung der generierten Modifikationen. Problematisch ist in den meisten Fällen die exakte Rückrechnung auf die Materialparameter. Gerade für die Anwendung ist die Charakterisierung der Wellenleitereigenschaften allerdings von großer Bedeutung. Im Rahmen dieser Arbeit wurden detailliert untersucht:

1. Dämpfung der Wellenleiter

Die Dämpfung von Wellenleitern ist charakteristisch für generierte Absorptions- und Streuzentren im modifizierten Bereich. Zusätzlich tragen noch Modenkopplungsverluste infolge Überkopplung der Intensität aus der betrachteten Mode in andere Moden bzw. die Abstrahlung von Licht bei. Die Dämpfung der Wellen erfolgt bei linearen Effekten gemäß:

$$\frac{dI}{dx} = -\alpha I \quad \Leftrightarrow \quad I = I_0 e^{(-\alpha x)} \quad 3.1$$

(α - Dämpfungskoeffizient [cm^{-1}], I – Lichtintensität, x – Ausbreitungsrichtung)

Üblicherweise gibt man die Dämpfung D in Dezibel (dB) an und bezieht diese auf die durchstrahlte Länge ℓ .

$$D_\ell = -\frac{10}{\ell} \lg\left(\frac{I_0}{I}\right) \quad , \quad [D_\ell] = \text{dB/cm} \quad 3.2$$

Daraus folgt die Umrechnung $D_\ell[\text{dB/cm}] \approx 4,343 \cdot \alpha [\text{cm}^{-1}]$. Experimentell wird die Einfügedämpfung in eine Messstrecke ermittelt. Dazu müssen die Proben zunächst mit feinoptisch polierten Stirnflächen versehen werden. Die Verluste wurden über Fasereinkopplung und Abbilden der Wellenleiterendfläche auf einen Detektor ermittelt. Der verwendete Messaufbau ist in Abb. 3.10 dargestellt.

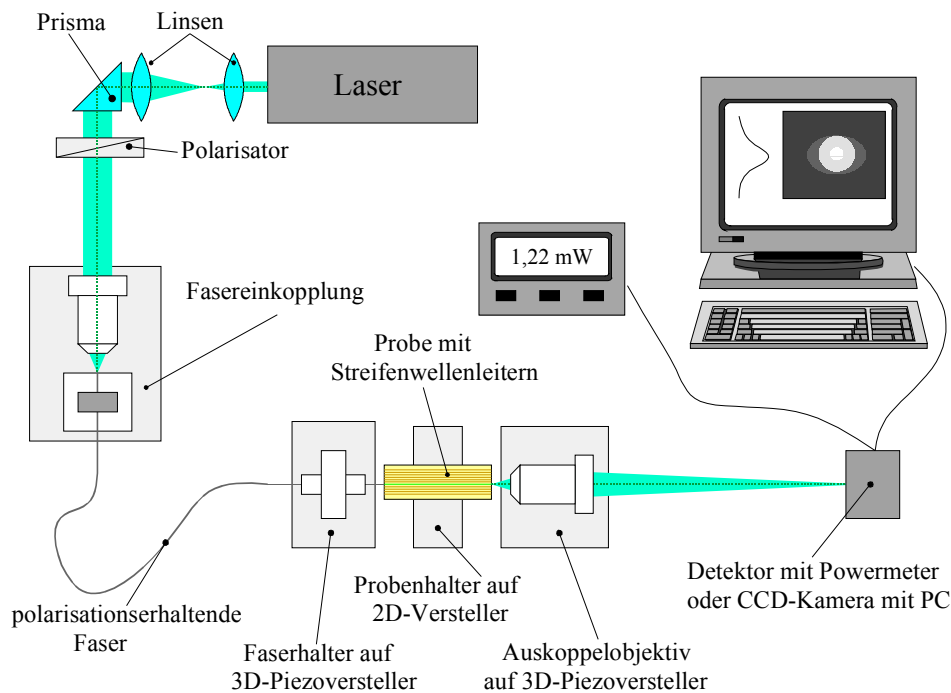


Abb. 3.10: Messaufbau zu Bestimmung der Einfügedämpfung und Feldverteilung von Wellenleitern

Die so ermittelte Einfügedämpfung beinhaltet noch den Verlust beim Übergang von Faser und Wellenleiter. Für die Wellenleiterdämpfung sind Verluste an Brechzahlssprüngen durch Fresnelreflexion zu berücksichtigen. Der Reflexionskoeffizient R berechnet sich für den senkrechten Einfall gemäß:

$$R = \left(\frac{n_{\text{eff}} - 1}{n_{\text{eff}} + 1} \right)^2 \quad 3.3$$

Weiterhin kann beim Übergang des Lichtes von der Faser in den Wellenleiter nur der Anteil der Feldverteilung eingekoppelt werden, der der Feldverteilung des Wellenleiters entspricht. Für grundmodige Wellenleiter wird die Koppelaktivität näherungsweise durch das Überlappungsintegral η_K beschrieben, wobei $\psi_F(x,y)$ und $\psi_W(x,y)$ die Feldverteilungen von Faser und Wellenleiter darstellen [KaM91].

$$\eta_K = \frac{\left| \int \int_{-\infty}^{\infty} \psi_F(x,y) \psi_W^*(x,y) dx dy \right|^2}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_F(x,y)|^2 dx dy \cdot \int \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_W(x,y)|^2 dx dy} \quad 3.4$$

Für die Anpassung der gaußförmigen Intensitätsverteilung einer symmetrischen Faser an eine elliptische Feldverteilung eines Wellenleiters folgt:

$$\eta_K = 2 \frac{\left[\left(d_F^2 + d_{y1}^2 \right)^{-1/2} + \left(d_F^2 + d_{y2}^2 \right)^{-1/2} \right]^2}{d_F^2 d_x (d_{y1} + d_{y2}) \cdot (d_F^2 + d_x^2)} \quad 3.5$$

(d_F - Gaußbreiten der Faser, d_x, d_{y1}, d_{y2} - Gaußbreiten des Wellenleiters)

Zur Bestimmung der Wellenleiterdämpfung D_{wl} ist demzufolge, die gemessene Einfügedämpfung D um den Korrekturterm $K(\eta_K, R)$ zu verringern.

$$K(\eta_K, R) = -10 \lg \left(\frac{1}{(1 - R^2) \eta_K} \right) \quad \text{in [dB]} \quad 3.6$$

$$D_{wl} = \frac{1}{\ell} (D - K(\eta_K, R)) \quad \text{in [dB/cm]} \quad 3.7$$

Zur experimentellen Bestimmung von Wellenleiterdämpfung und Koppelverlusten wurden Proben verschiedener Längen vermessen (Cut-back-Methode). Unter der Annahme gleicher Stirnflächenqualität und Wellenleitereigenschaften können so die Koppelverluste bestimmt werden. Bedingt durch die verfügbaren Probenlängen im Bereich einiger cm und Variationen der Stirnflächenqualität ist die Messung von Dämpfungswerten unterhalb $\sim 0,5$ dB problematisch. Wenn aus Materialgründen verschiedene Probenlängen nicht realisierbar waren, wurden durch Verwenden einer angepassten Faser die Koppelverluste minimiert. Die so ermittelten Dämpfungswerte bilden eine Abschätzung für den Maximalwert der Dämpfung, da diese noch Koppelverluste beinhalten.

2. Feldverteilung im Wellenleiter

Die Feldverteilung in einem Wellenleiter erlaubt Rückschlüsse auf die Struktur und die Höhe der Brechzahländerung. Zur Messung wird die Wellenleiterendfläche über ein Mikroskop-objektiv auf eine CCD-Matrix abgebildet.

Die Anpassung der Vergrößerung an die zur Verfügung stehende Detektorfläche erfolgt über die Wahl von Brennweite und Abstand. Durch geeignete Veränderung der Einkopplung lassen sich gezielt einzelne geführte Moden anregen, was die Bestimmung der Anzahl geführter Moden ermöglicht.

3. Numerische Apertur (NA)

Die Numerische Apertur einer Linse ist definiert als $NA = n \cdot \sin \alpha$ mit α als halben Öffnungswinkel der Linse. Der Begriff wurde für Wellenleiter übernommen und beschreibt hier den Austrittswinkel des Lichtes bzw. den Akzeptanzbereich des einzukoppelnden Winkelspektrums. Für einen Wellenleiter mit Stufenindexprofil folgt aus Anwendung des Brechungsgesetzes an Faserende, Kern- und Mantelgrenzfläche:

$$NA = \sqrt{(n_s + \Delta n)^2 - n_s^2} \approx n_s \sqrt{2 \cdot \Delta n} \quad 3.8$$

Für ein Gradientenprofil ergibt sich eine ortsabhängige NA:

$$NA(r) = \sqrt{n^2(r) - n_s^2} \quad 3.9$$

(n_s –Substrat- bzw. Mantelbrechzahl, Δn –Brechzahlerhöhung, $n_s + \Delta n$ –Wellenleiter bzw. Kernbrechzahl der Faser)

Zur Bestimmung der Numerischen Apertur (NA) wird die Abbildungslinse im obigen Aufbau entfernt, so dass die transmittierte Laserstrahlung direkt auf die CCD-Kamera fällt. Aus dem Verhältnis von Strahlradius auf der Kamera und Abstand zur Probenendfläche ergibt sich die NA. Prinzipiell lässt sich aus der NA die Brechzahlerhöhung abschätzen. In der Realität ist dieses Verfahren für Wellenleitern in Substraten durch die Stirnflächenqualität, Abbildungsfehler, Interferenzeffekte und das komplexere Brechzahlprofil nur bedingt geeignet.

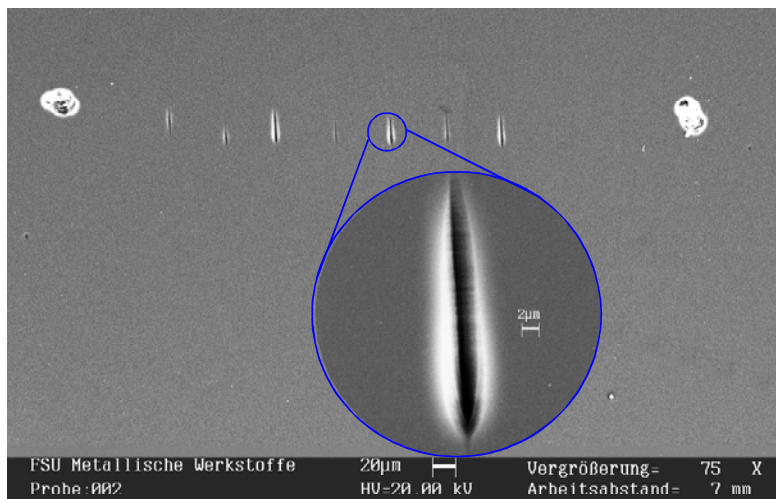
3.3.2. Elektronenmikroskopische Untersuchungsmethoden

3.3.2.1. REM

Um hochaufgelöste Informationen über Geometrie und Dimension der Modifikationen zu erhalten, wurden Methoden evaluiert, um diese im Rasterelektronenmikroskop sichtbar zu machen. Als erfolgreiche Methode wurde das Ätzen der Oberfläche der Proben mit HF:HNO₃ gefunden. Beim Ätzen der Gläser konnte eine signifikant höhere Ätzrate im modifizierten Bereich festgestellt werden (Abb. 3.11). Nach dieser Behandlung ist durch die generierten Vertiefungen ein guter Kontrast für die rasterelektronenmikroskopischen Untersuchungen gegeben. Damit lassen sich hohe Auflösungen des Querschnittsprofils erreichen. Um auf den Brechzahlverlauf schließen zu können, sind noch detailliertere Untersuchungen vom Zusammenhang zwischen Brechzahländerung und Ätzrate notwendig. Diese wurden im Rahmen der Arbeit nicht durchgeführt.

Zum Ätzen wurde HF:HNO₃ im Verhältnis 1:3 verwendet. Die hiermit erreichten Ätzraten betragen einige Mikrometer pro Stunde im modifizierten Bereich. Am Grundmaterial konnte in diesem Zeitraum kein messbarer Ätzangriff nachgewiesen werden.

a)



b)

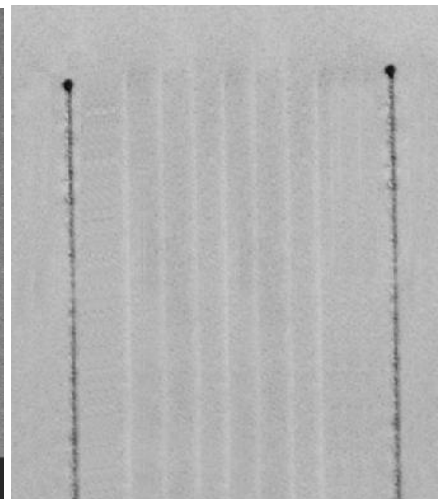


Abb.: 3.11 a) REM-Aufnahme von wellenleitenden Strukturen im Querschnitt nach Ätzen mit HF:HNO₃.
b) Zeigt die Probe in der Draufsicht (Phasenkontrast). Die äußeren Linien wurden zur Markierung mit erhöhter Pulsenergie geschrieben und zeigen bereits Materialzerstörungen.

3.3.2.2. TEM

Die Transmissionselektronenmikroskopie wurde für die Untersuchungen der modifizierten Bereiche im kristallinen Quarz benutzt. Neben der hochaufgelösten Abbildung des Objektes erlaubt das Beugungsbild des Elektronenstrahles detaillierte Aussagen über die Kristallstruktur sowie Defekte. Die Untersuchungen wurden mit dem 300 kV Transmissionselektronenmikroskop JEOL JEM-3010 am Institut für Materialwissenschaft und Werkstofftechnologie der FSU Jena durchgeführt. Das Mikroskop verfügt über einen energiedispersiven Röntgendetektor (EDX), der zur Bestimmung der chemischen Zusammensetzung (Konzentrationsverhältnis von Silizium und Sauerstoff) des untersuchten Gebietes eingesetzt wurde. Zu den hochaufgelösten Untersuchung der modifizierten Kristallbereiche wurden Dünnschliffe von Probenquerschnitten angefertigt und diese dann mittels Transmissionselektronenmikroskopie untersucht.

Nach mechanischer Politur der Dünnschliffe auf $< 50 \mu\text{m}$ (von Hand) und Muldenschleifen auf ca. $3 \mu\text{m}$ (Gatan-Dimpler) wird die notwendige Probendicke von ca. 100 nm mittels Ionenätzen (BaltecRES 100) erreicht. Anschließend wurde auf die Probenoberfläche eine dünne Kohlenstoffschicht aufgesputtert, um die elektrische Aufladung der Probe während der Messung zu reduzieren. Der hohe Präparationsaufwand insbesondere bei gezielter Auswahl einer Probenstelle erlaubt nur stichprobenhafte Untersuchungen.

3.3.3. Röntgenographische Untersuchungen

Für kristalline Materialien bieten sich röntgenographische Untersuchungen an, da hier kleinste Abweichungen von der Gitterkonstante nachweisbar sind. Diese werden über Winkel und Wellenlänge der gebeugten Röntgenstrahlung analysiert. Es wurden diffraktometrische und topographische Methoden angewandt. Die Untersuchungen wurden Institut für Optik und Quantenelektronik der FSU Jena, in der Arbeitsgruppe Röntgenphysik durchgeführt.

Bei der Röntgendiffraktometrie wird die vom Kristall abgebeugte Intensität in Abhängigkeit des Beugungsvektors registriert (Abb. 3.12 a)). Über den Strahlquerschnitt wird dabei integriert. Ein typisches Diffraktogramm von Reflexen verschiedener Netzebenen einer Probe ist in Abb. 3.12 b) dargestellt. Die Intensität ist über der Variation des Beugungsvektors q normiert auf den Beugungsvektor des ungestörten Kristalls Q aufgetragen.

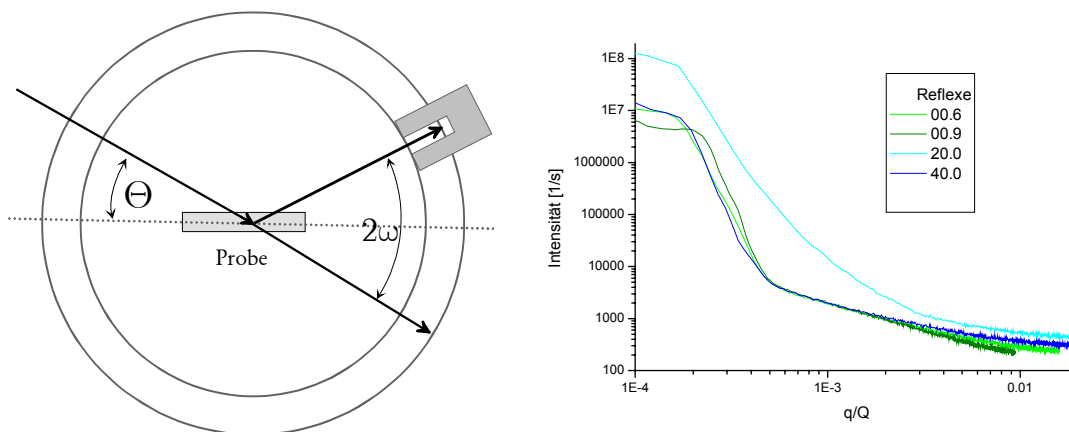


Abb. 3.12: Prinzip der Diffraktometrie a) und Röntgendiffraktogramme der Reflexe der Netzebenen (00.6), (00.9), (40.0) und (20.0). Normiert aufgetragen im reziproken Gitterraum b) aus [Wun03]

Diese diffraktometrischen Methoden besitzen allerdings zunächst keine Ortsauflösung. Die Interpretation der Diffraktogramm ergibt daher nur allgemeine Informationen über Struktur, Homogenität, Häufigkeitsverteilung und Größenverteilung der Einzelstrukturen. Um eine Ortsauflösung zu erhalten, werden topographische Methoden angewandt. Hierzu wird ortsaufgelöst die Intensität eines ausgewählten Beugungsreflexes der Röntgenstrahlung mittels Planfilm aufgezeichnet. Über synchrone Verschiebung von Film und Probe erhält man ein ortsaufgelöstes Bild der Beugungsintensität. Das Verfahren ist in Abb. 3.13 dargestellt. Da keine abbildenden Systeme für die Röntgenstrahlung existieren, ist die Auflösung durch die Ortsauflösung des Filmes limitiert ($>1\mu\text{m}$). Somit sind die behandelten Wellenleiterstrukturen selbst noch nicht auflösbar, jedoch können Aussagen über die weitreichenden Deformationsfelder getroffen werden. Allerdings ist dies quantitativ nur mit Hilfe von Synchrotronstrahlung möglich.

Zur Charakterisierung werden Beugungswinkel mit einer bestimmten Abweichung $\Delta\theta$ vom Beugungswinkel des Grundgitters θ aufgenommen. Eine entsprechende Aufnahme ist in Abb. 3.14 dargestellt.

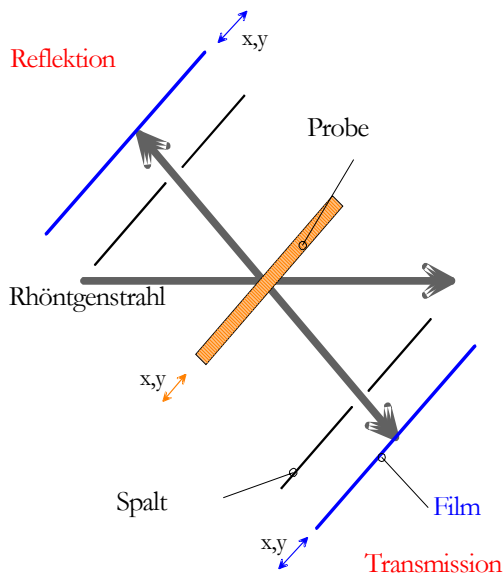


Abb. 3.13: Prinzip der Röntgentopographie

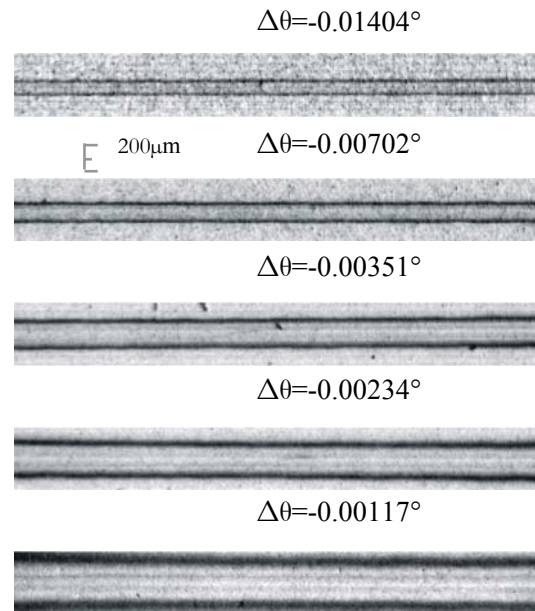


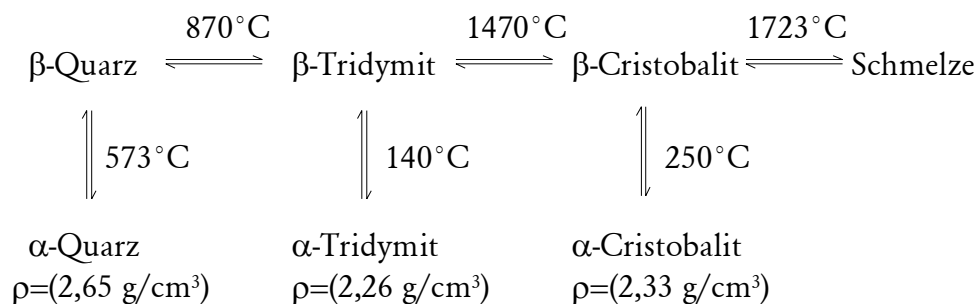
Abb. 3.14: Topogramme einer Linienstrukturen bei Variation des Beugungswinkels um $\Delta\theta$ [Wun03]

Die Lage der Kontraste entspricht dem Ort, an dem die durch den Beugungswinkel charakterisierte effektive Fehlorientierungen des Gitters vorliegen. Die Bereiche mit größerer Abweichung vom Braggwinkel des Grundgitters entsprechen einer stärkeren Abweichung der Gitterkonstanten. Sie liegen daher enger an dem das Spannungsfeld erzeugenden Zentralbereich. Mit der Methode lassen sich die Fehlorientierungen des Gitters im Bereich von ca. 10 ... 200 μm ermitteln. Da über die Probendicke integriert wird und Deformation als auch Verkipfung zur effektiven Abweichung der Gitterkonstante beitragen, ist für quantitative Aussagen über das Deformationsfeldes und der resultierenden Brechzahlprofil eine Simulation des Problems nötig.

4. Untersuchung laserinduzierter Brechzahlmodifikationen

4.1. Materialeigenschaften von SiO₂

Siliziumdioxid (SiO₂) kommt in kristalliner und amorpher Form vor. In allen Formen besteht die Grundstruktur aus SiO₄-Tetraedern, wo jedes Sauerstoffatom als Brückenbindung zwei Tetraedern gleichzeitig angehört. Es treten verschiedene kristalline Modifikationen auf. Die thermodynamisch stabile Variante bei Raumtemperatur ist der α -Quarz. Dieser wandelt sich bei 573°C in die Hochtemperaturphase β -Quarz um.



Die Umwandlung von den β - in die α -Phasen ist nur von geringfügigen Umorientierungen der SiO₄ Tetraeder begleitet und geschieht daher sehr schnell. Die Umwandlungen zwischen den verschiedenen Phasen bedarf eines Aufbrechens der Si-O-Bindung. Diese Ionenbindung ist sehr stabil und bedarf einer hohen Aktivierungsenergie. Da die Umwandlung sehr langsam verläuft, können alle drei Formen bei Raumtemperatur existieren.

Bei Abkühlung einer SiO₂-Schmelze kommt es auf Grund der langsamen Reaktionsgeschwindigkeit und der hohen Viskosität zur Bildung des amorphen Quarzglas. Die Grundstruktur wird ebenfalls aus SiO₄-Tetraedern gebildet, die aber unregelmäßig dreidimensional ohne Fernordnung vernetzt sind. Es besitzt eine Dichte von 2,20g/cm³ gegenüber 2,65 g/cm³ beim kristallinen Quarz. Durch den ungeordneten Nichtgleichgewichtszustand sind Variationen in der Glasstruktur einhergehend mit Dichte- und Brechzahländerungen möglich.

4.2. Untersuchung von Strukturmodifikationen in kristallinen Quarz

4.2.1. Optische Eigenschaften

Die erzeugten Modifikationen im kristallinen Quarz weisen bei geeigneter Parameterwahl wellenleitende Eigenschaften auf. Bei Fokussierung mit einem 10x Mikroskopobjektiv mit einer NA von 0.25 konnten Strukturänderungen ab einem Energiebereich von 50...80 nJ optisch nachgewiesen werden. Die Strukturgrößen lagen jedoch unterhalb des Auflösungsvermögens des Mikroskops. Wellenleitende Eigenschaften und damit das Auftreten signifikanter Brechzahlerhöhungen treten erst ab Pulsenergien von $\approx 1\mu\text{J}$ auf.

Die typische Struktur ist im Querschnitt in Abb.4.1 dargestellt. Die Strukturen bestehen aus einem im Polarisationskontrast dunkel erscheinenden $\sim 1 \times 7 \mu\text{m}^2$ großen Zentralbereich, in dem die Energie des Lasers absorbiert wurde. An diesen schließt sich seitlich ein je nach Orientierung zur Anordnung von Polarisator und Analysator heller oder dunkler Bereich an. In diesem $\sim 5 \times 5 \mu\text{m}^2$ großen demzufolge doppelbrechenden Bereich dominiert entweder die anisotrope Kristallstruktur des Materials oder der Effekt wird durch Spannungen hervorgerufen.

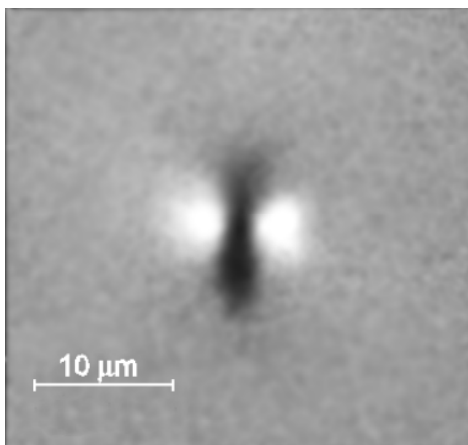


Abb.4.1: Querschnitt eines Wellenleiters im Polarisationskontrast

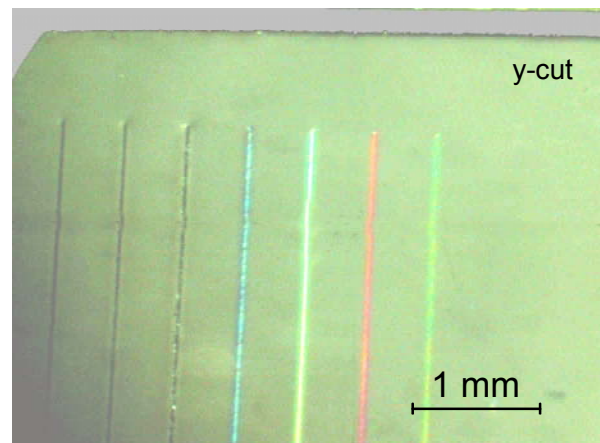


Abb.4.2: Draufsicht auf wellenleitende Strukturen im Quarz (Polarisationskontrast)

Die Draufsicht (Abb. 4.2) zeigt im Polarisationskontrast typische Interferenzfarben, die ebenfalls auf eine Doppelbrechung hinweisen. Durch die Einkopplung von Licht in die Struktur wurde eine Wellenleitung in den seitlich an den konfokalen Bereich des Bearbeitungsstrahles angrenzenden Gebietes festgestellt. Die typische Nahfeldverteilung ist in Abb.4.3 dargestellt.

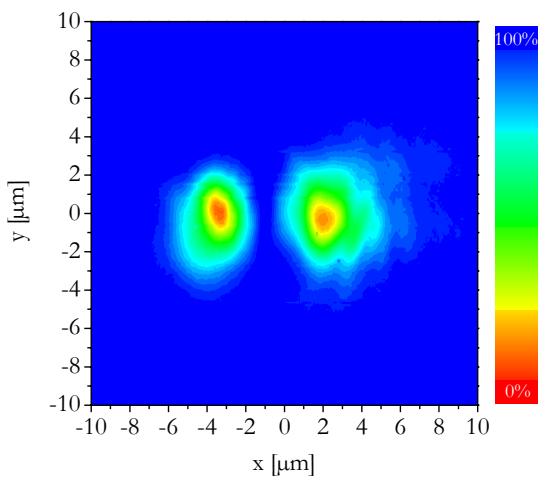


Abb.4.3: Typische Feldverteilung der Wellenleiter

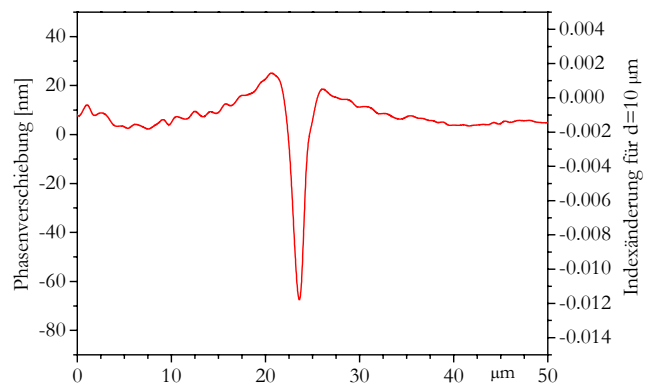


Abb.4.4: Interferenzmikroskopische Messung des Brechzahlprofils

Die Feldverteilung zeigt zwei Maxima auch bei gezielter Einkopplung rechts oder links. Eine gemeinsame Mode ohne Minimum tritt nicht auf. Es liegen demnach zwei getrennte brechzahlerhöhte Bereiche mit überkoppelnden Feldverteilungen vor. Die Strukturen führen nur die Polarisation senkrecht zur Oberfläche. Bei Einkopplung unter 45° Polarisationswinkel wurde nach 5 mm Länge das Verhältnis von horizontaler zu senkrechter Polarisation von 1:1000 gemessen. Demzufolge liegt eine positive Brechzahländerung nur für diese Richtung vor. Ein typisches Brechzahlprofil für geführte Polarisation ist in der Abb. 4.4 dargestellt. Es bestätigt die festgestellte Separation der Einzelwellenleiter durch eine Brechzahlabenkung.

Die Untersuchungen von Wellenleiter in Proben verschiedener Kristallschnitte zeigte, dass dieses Verhalten unabhängig von der Kristallrichtung ist und in jedem Fall die geführte Polarisation senkrecht zur Oberfläche ausgerichtet ist. Die Wellenleiterdämpfung betrug hier minimal 3 dB/cm und wird offensichtlich durch Streuungen an Inhomogenitäten des Zentralbereiches verursacht. Die Dämpfung nimmt bei Energieerhöhung auf mehr als 20 dB/cm zu. Oberhalb von $\approx 10 \mu\text{J}$ dominiert die Bildung von Mikrorissen. Die erzeugten Strukturgrößen in diesem Energiebereich liegen oberhalb von 10 μm .

4.2.2. Transmissionselektronenmikroskopie

Zur Strukturanalyse wurde der modifizierte Bereich mit transmissionselektronenmikroskopischen Untersuchungsmethoden charakterisiert. Dieses wurde von Dr. T. Gorelik unter Leitung von Prof. Dr. U. Glatzel am Technischen Institut der FSU Jena durchgeführt [GWN03]. Als erstes wurden Querschnitte der modifizierten Bereiche hergestellt und auf die notwendige Dicke von ca. 100 nm abgedünnt. Die Schnittebene liegt in Strahlrichtung und senkrecht zur Schreibbewegung. Die Probe ist mit verschiedenen Geschwindigkeiten zwischen 0.1 und 1 mm/s bewegt worden. Die generierten Linien bestehen somit aus Einzelpulsen bis zu Strukturüberlappungen von ca. 10 Pulsen. Der Überlapp nimmt nicht stetig mit fallender Geschwindigkeit zu, da die Größe der Struktur beim Übergang von Punkt- zur Linienstrukturen ebenfalls zunimmt. Untersucht wurden zwei Energiebereiche. Einmal Linienstrukturen die Wellenleitung aufweisen und zum Vergleich gerade noch optisch sichtbare Modifikationen ohne Führungseigenschaften. Die Abb. 4.5 zeigt einen Querschnitt von Modifikationen von Einzelpulsen mit niedriger Pulsenergie.

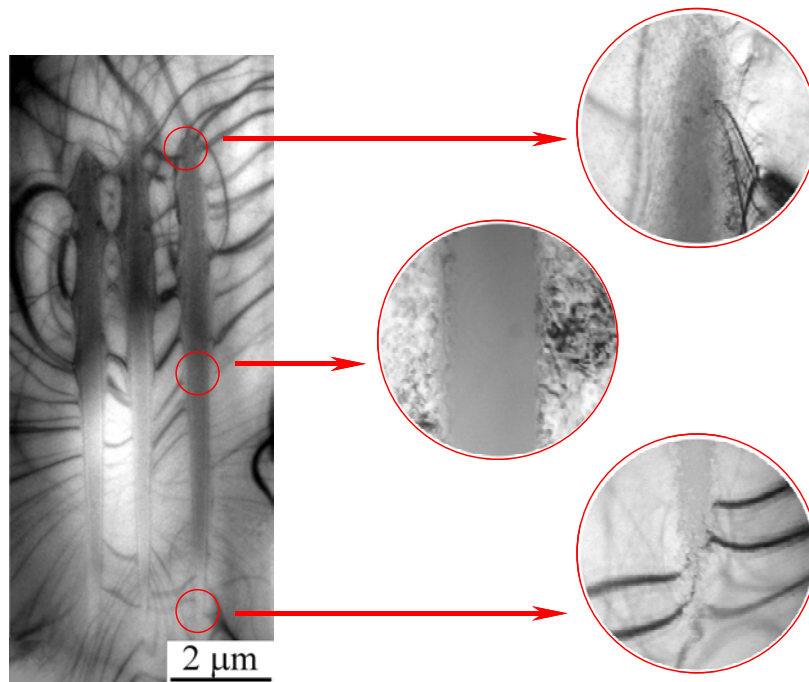


Abb. 4.5: Seitenansicht von Einzelpulsstrukturen. ($E \approx 80$ nJ) links und Detailaufnahmen rechts [GWN03]

Die ellipsenförmigen Strukturen zeigen Dimensionen von $0,3 \times 10 \mu\text{m}^2$. Sie weisen einen vollständig amorphen Kern auf, der scharf begrenzt ist. Das Elektronenbeugungsbild (Abb. 4.6 a) und c) zeigt innerhalb des Kernes keinerlei kristalline Struktur und außerhalb das Kristallgitter in $[110]$ Richtung. Die Dicke der Übergangszone beträgt nur wenige Nanometer.

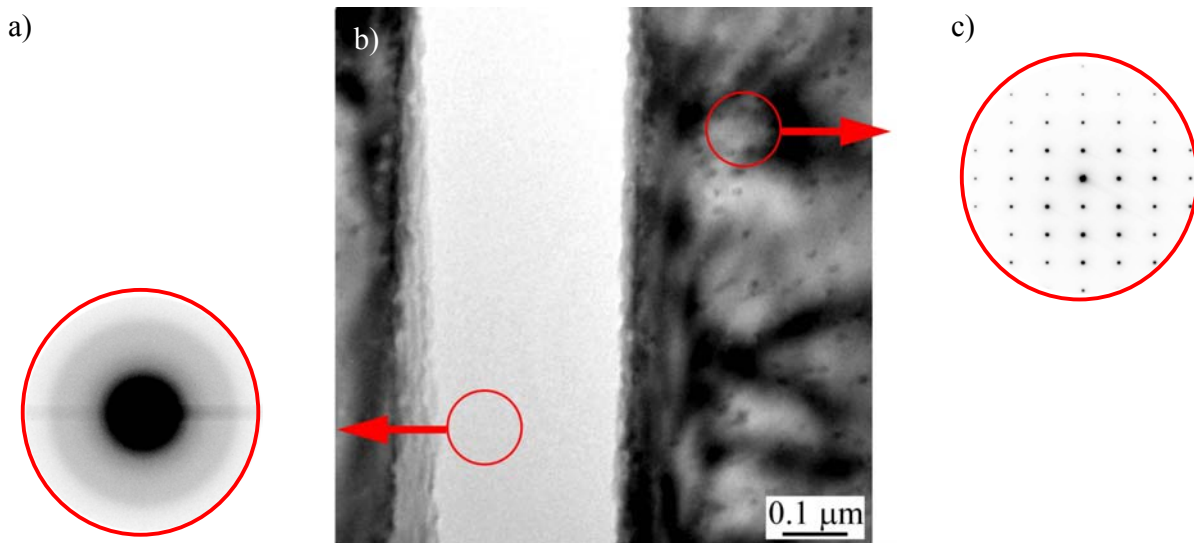


Abb.4.6: Detailaufnahme des Zentrums b) und Elektronenbeugungsbilder des Kernes a) zeigen vollständig amorphes Material im Gegensatz zur umgebenden Kristallmatrix c) [GWN03]

Außerhalb des Kerns treten dunkelerscheinenden Linienstrukturen, die sogenannten Biegelinien auf. Diese Linien sind ein Interferenzeffekt, der durch Beugung des Elektronenstrahls an einem deformierten Kristallgitters entsteht. Sie deuten auf ein stark deformiertes Gitter bzw. starkes Spannungsfeld hin. Die Linien enden auf der Oberfläche der Kernstruktur, was bestätigt, dass die Spannungswirkung von diesem Bereich ausgeht. Das Silizium Sauerstoff Verhältnis wurde mit einer Genauigkeit von 2% über EDX¹ bestimmt, und es wurden keine Veränderungen festgestellt.

Bei einer Erhöhung der Pulsenergie in den Bereich von 1...10 μJ ändern sich die Befunde dahingehend, dass der Übergang vom amorphen Kern zu der verspannten kristallinen Matrix nicht mehr so extrem scharf begrenzt ist. Die elliptische Struktur weist hier Dimensionen von $\sim 1 \times 10 \mu\text{m}^2$ auf. Es sind drei Bereiche unterscheidbar (s. Abb.4.7). Im Bereich I ist die kristalline Struktur erhalten, weist aber eine hohe Defektdichte auf. Der Zentralbereich II zeigt eine homogene amorphe Struktur. Bereich III hingegen zeigt einen komplexen Spannungskontrast. Neben einer starken Deformation zeigt das umgebende Kristallgitter bis zu Entfernungen von einigen 10 μm auch punktförmige Defekte. Die Grundstruktur bleibt bei überlappenden Pulsen annähernd erhalten. Die Größe des Zentralbereiches nimmt zu. An Hand der Elektronenbeugung zeigte sich, dass nur der zentrale Bereich II von 0,4 μm x 1,5 μm rein amorph ist. Im Übergangsbereich zur stark gestörten defektreichen kristallinen Phase des Grundgitters in den Zonen I und III zeigt sich wieder ein Anteil kristalliner Phasen im Kernbereich.

¹ EDX - Energy Dispersive X-ray Spectrometer

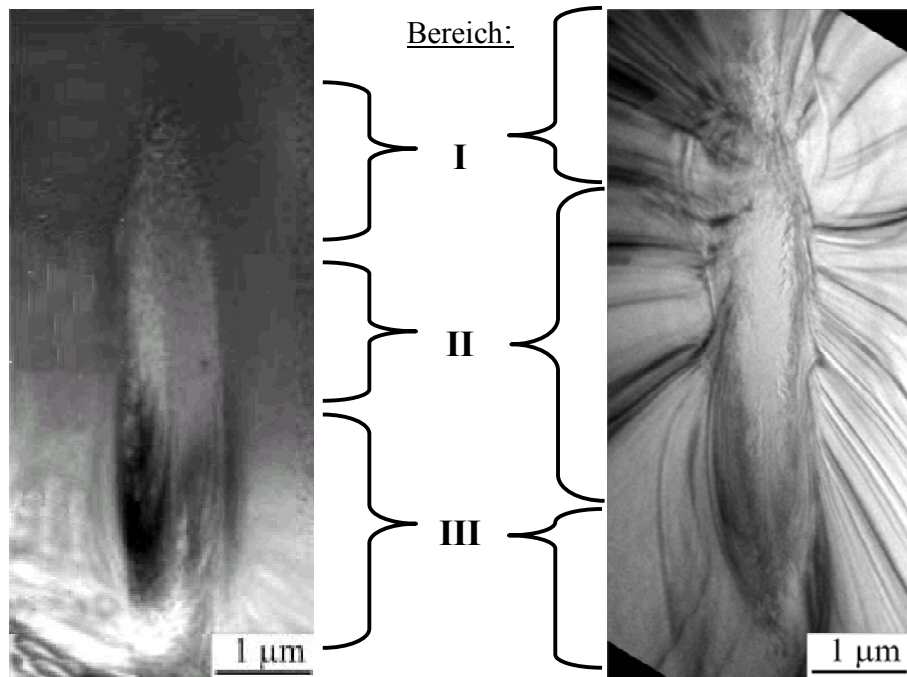
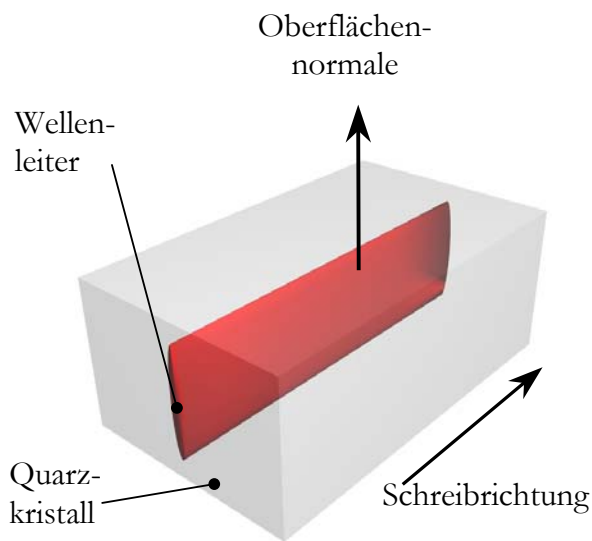


Abb. 4.7: Seitenansicht von Einzelpuls- und Linienstrukturen. ($E \approx 10 \mu\text{J}$, $v = 100 \mu\text{m/s}$), d.h. 100 nm räumlicher Pulsabstand, ≈ 10 Pulse tragen zur Bildung der Struktur bei. I und III – defektreiches kristallines Material, II – amorpher Kern [GWN03]

Aus diesen Untersuchungen sind folgende Schlussfolgerungen zu ziehen. Der für die Wellenleitung relevante brechzahlerhöhte Bereich besitzt im wesentlichen die kristalline Struktur des Grundmaterials. Im Kernbereich wurde eine Amorphisierung festgestellt. Die chemische Zusammensetzung ändert sich nicht. Das amorphe SiO_2 besitzt gegenüber dem kristallinen Material eine $\sim 18\%$ geringere Dichte und niedrigere Brechzahl. Die daraus resultierende Volumenzunahme bewirkt eine Deformation des umgebenden Gitters. Die beobachtete Brechzahlerhöhung kann demzufolge durch die elastooptische Wirkung des Spannungsfeldes verursacht werden. Einen weiteren Beitrag zu Brechzahländerung könnte die hohe Defektdichte liefern. Diese tritt vorwiegend bei Pulsenergien im Mikrojoulebereich auf. Beim Übergang von Punkt- zu Linienstrukturen ist eine teilweise Rekristallisation festzustellen. Es ist noch unklar, warum aus den nachfolgenden Pulsen eine partielle Rekristallisierung folgen sollte, da aufgrund der hohen Viskosität die Rekristallisation von Quarz sehr langsam verläuft. Die Linienstrukturen werden mit zunehmender Energie inhomogener, obwohl noch keine größeren Defekte oder Rissbildung zu verzeichnen sind. Diese Inhomogenitäten sind für die relativ hohe Dämpfung der Wellenleiter verantwortlich. Da das Spannungsfeld den dominierenden Effekt darstellt, ist es sinnvoll, dieses detaillierter und quantitativ zu untersuchen.

4.2.3. Röntgenographische Untersuchungen

Motiviert von den obengenannten Ergebnissen wurde das Spannungsfeld um den Zentralbereich charakterisiert. Da das ursprüngliche Kristallgitter in diesem Bereich erhalten bleibt, ist eine Charakterisierung der mikrostrukturellen Änderungen mit Röntgenbeugungsuntersuchungen sinnvoll. Es wurden diffraktometrische und topographische Methoden angewandt. Die Untersuchungen sowie zugehörigen Simulationen wurden im Rahmen der Dissertation von Dr. F. Wunderlich [Wun03] unter Leitung von Prof. K. Goetz durchgeführt. Es wurden Linienstrukturen in drei Proben verschiedener Kristallschnitte untersucht. Die Kristallachsen $[110]$, $[100]$ und $[001]$ werden als x-, y- und z-Richtung bezeichnet, wobei die z-Richtung die optische Achse des Kristalls darstellt



Probe	Oberflächennormale	Schreibrichtung
A	x ; $[110]$	z ; $[001]$
B	x ; $[110]$	y ; $[100]$
C	z ; $[001]$	y ; $[100]$

Abb. 4.8: Lage der röntgenographisch untersuchten Linienstrukturen im Kristall

Aus den diffraktographischen Untersuchungen [Wun03] lassen sich zusammenfassend folgende Schlüsse ziehen:

- Der Kern ist in Schreibrichtung nicht homogen, sondern weist in allen Fällen eine Struktur auf.
- Eine Beschreibung als Einzeldefektnäherung ist möglich und die Defekte sind, wie erwartet, nicht kugelförmig.
- Die Einzeldefekte weisen eine glatte Grenzfläche auf.
- Die Größenverteilung der Einzeldefekte ist relativ schmal.
- Der dominierende Effekt ist ein elastisches Deformationsfeld um den Kern, welches unmittelbar an diesem heran reicht.

Diese Ergebnisse sind soweit konform mit allen vorhergegangenen Untersuchungen. Zur quantitativen ortsaufgelösten Bestimmung des Deformationsfeldes sind röntgentopographische Untersuchungen der Proben durchgeführt worden. Zur Charakterisierung sind Topogramme von Beugungswinkel mit einer bestimmten Abweichung $\Delta\theta$ vom Beugungswinkel des Grundgitters θ aufgenommen worden. Daraus lassen sich die Fehlorientierungen des Gitters im Bereich von ca. 10 ... 200 μm ermitteln.

Da über die Probendicke integriert wird und Deformation als auch Verkippung zur effektiven Abweichung der Gitterkonstante beitragen, ist für quantitative Aussagen über das Deformationsfeldes und des resultierenden Brechzahlprofils eine Simulation des Problems nötig.

4.2.4. Modellbildung und Simulation

Die röntgenographischen Messungen erlauben zunächst nur Aussagen über das Spannungsfeld außerhalb des für die optische Funktion interessanten Bereiches. Über die Annahme eines vom modifizierten Zentralbereich ausgehenden Spannungsfeldes lässt sich die Verteilung bis an die Modifikationszohne simulieren.

Ziel dieser Simulation ist es, die Frage zu klären, ob die optischen Eigenschaften der Wellenleiter allein durch eine elastische Deformation des Kristallgitters, von der Volumenausdehnung des amorphen Kernes ausgehen, ausreichend beschrieben wird, oder ob den Defekten in Kernnähe eine tragende Rolle zuzuschreiben ist.

Auf den Grundlagen der Untersuchungen wurde dazu folgendes Modell gebildet:

- Ein elliptisch begrenzter Kernbereich dehnt sich homogen aus und deformiert elastisch die umgebende Kristallmatrix.
- Die Ausdehnung entspricht der Volumenzunahme der amorphen Quarzphase gegenüber der kristallinen Phase.
- Die Deformation lässt sich auf ein ebenes Problem in der x-y-Ebene reduzieren.

Für dieses Modell wurde das Deformationsfeld mit Hilfe der Finite Elemente Methode berechnet. Ausgehend von den TEM-Untersuchungen kann von einer Umwandlung des Zentralbereiches in die amorphe Phase ausgegangen werden.

Die Umwandlung wurde näherungsweise als vollständig angenommen, da dieses auf große Bereiche zutrifft. Aus der Dichteänderung vom Übergang von α -Quarz $2,6 \text{ g/cm}^3$ zu Silikatglas $2,2 \text{ g/cm}^3$, resultiert eine Ausdehnung um 18%. Diese Ausdehnung wurde für den Kern angenommen.

Die Materialparameter sind beschrieben mit einem E-Modul für den isotropen Zentralbereich (73 Gpa für Silikatglas) und der Elastizitätsmatrix $c_{i,j}$ des umgebenden Kristalls.

$$c_{i,j} = \begin{pmatrix} 86,60 & 6,70 & 12,60 & -17,80 & 0 & 0 \\ 6,70 & 86,60 & 12,60 & 17,80 & 0 & 0 \\ 12,60 & 12,60 & 106,10 & 0 & 0 & 0 \\ -17,80 & 17,80 & 0 & 57,80 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 57,80 & -17,80 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -17,80 & 39,95 \end{pmatrix} \text{ GPa}$$

(für α -Quarz mit x,y,z parallel der [11.0], [10.0] und [00.1], [LaB79])

Aus dem Deformationsfeld der Ellipse $\sim 2 \times 10 \text{ } \mu\text{m}^2$ wurden für den jeweiligen Beugungswinkel der Röntgenstrahlung die reflexionsfähigen Volumenelemente berechnet. Als freie Parameter wurde nun iterativ Größe und Achsenverhältnis der Ellipse angepasst. Es zeigte sich, dass in allen drei Hauptkristallschnitten gute Übereinstimmungen bei realistischen Ellipsengeometrien der jeweiligen Proben zu erreichen waren..

Es ist somit gesichert, dass die Deformation des Kristallgitters durch den Kernbereich hervorgerufen wird. Die Simulationen der räumlichen Verteilung des Deformationstensors für eine Linienstruktur entsprechenden Probe A (Oberfläche[110], Schreibrichtung [001]) ist in Abb. 4.10 dargestellt.

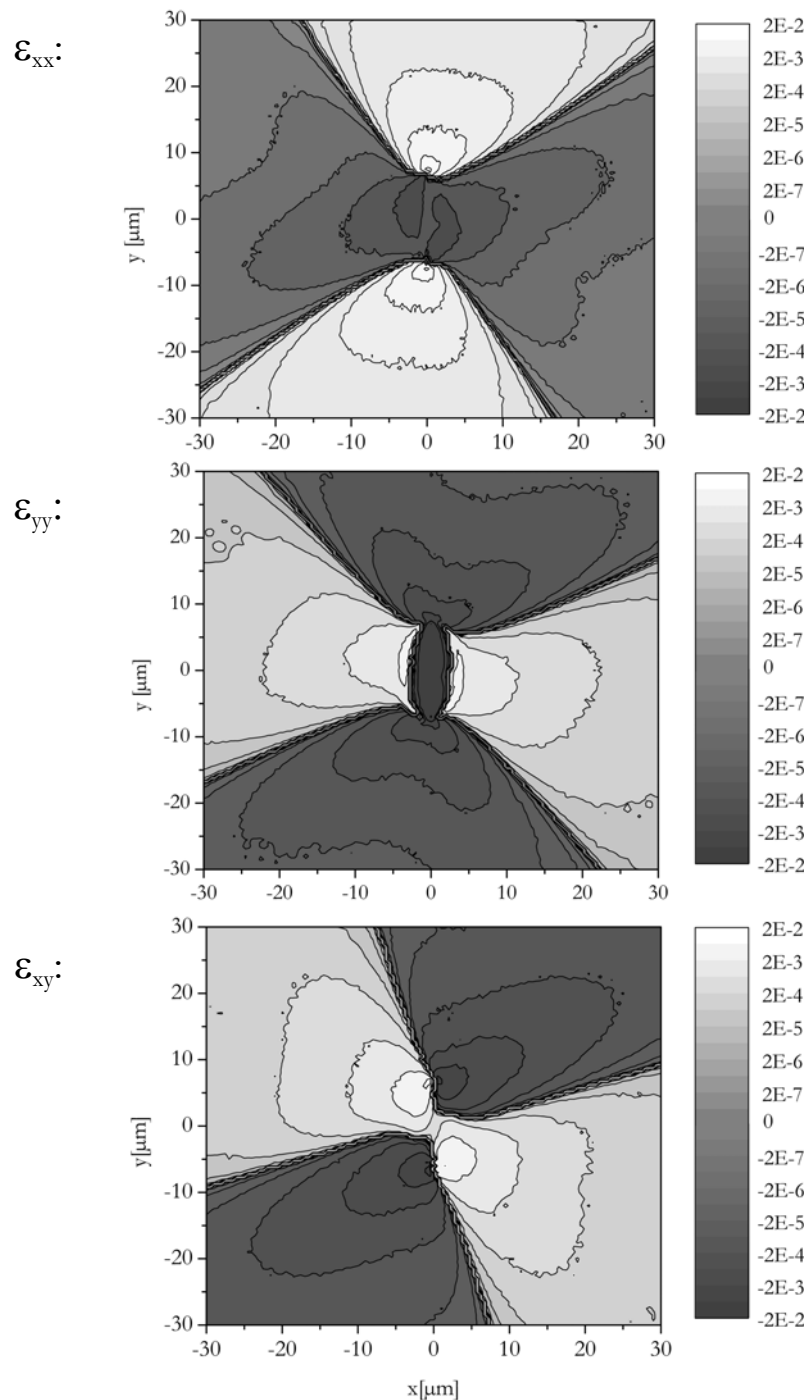


Abb.4.9: Berechnete räumliche Verteilung der Deformationskomponenten ϵ_{xx} , ϵ_{yy} und ϵ_{xy} für Probe A

[Wun03]

Die besten Übereinstimmungen bei den Proben A und C wurden bei einer Länge der Halbachsen der Ellipse von 1,2 μm beziehungsweise 7,2 μm erreicht. Dieses entspricht einem Aspektverhältnis von 1:6. Für die Probe B wurde die beste Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation bei anderen Parametern erreicht. Der Kern wurde bei dieser Konfiguration mit einer Länge der Halbachsen der Ellipse von 0,8 μm beziehungsweise 4,8 μm angenommen. Dieses deckt sich mit den mikroskopischen Untersuchungen. Die Ursache für die Abweichung der Probe B trotz identischer Herstellungsbedingungen liegt in der Orientierung der Polarisation des Lasers zur optischen Achse der Probe. Die Strahlung des Lasers bei der Wellenleiterherstellung ist linear polarisiert. Die Polarisationsrichtung lag senkrecht zur Wellenleiterachse. Bei Probe B war im Gegensatz zu den anderen die Laserpolarisation parallel zur optischen Achse gerichtet.

Letztlich ist zu zeigen, dass die optischen Eigenschaften über die elastooptische Wirkung des Spannungsfeldes bzw. Deformationfeldes beschreibbar sind. Die Deformation ist mit der Brechzahl über den elastooptischen Tensor verknüpft:

$$\Delta n_i = -\frac{1}{2} n_{0j}^3 \Delta \beta_{ij}$$

$$\text{mit } \begin{pmatrix} \Delta \beta_{xx} \\ \Delta \beta_{yy} \\ \Delta \beta_{zz} \\ \Delta \beta_{yz} \\ \Delta \beta_{xz} \\ \Delta \beta_{xy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,138 & 0,250 & 0,259 & -0,029 & 0 & 0 \\ 0,250 & 0,138 & 0,259 & 0,029 & 0 & 0 \\ 0,259 & 0,259 & 0,098 & 0 & 0 & 0 \\ -0,029 & 0,029 & 0 & -0,0685 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -0,0685 & -0,058 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -0,058 & 0,334 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ 2\varepsilon_{yz} \\ 2\varepsilon_{xz} \\ 2\varepsilon_{xy} \end{pmatrix}$$

(für x,y,z parallel zur (11.0), (10.0) und (00.1)-Richtung [LaB79])

Die aus den Deformationfeldern folgenden Brechzahlverteilungen decken sich gut mit den gemessenen Werten. Im Zentralbereich gilt der Brechzahlzusammenhang auf Grund der Phasenänderung nicht. Der Übergang ist auch auf Grund der Deformation des Diskretisierungsnetzes unscharf.

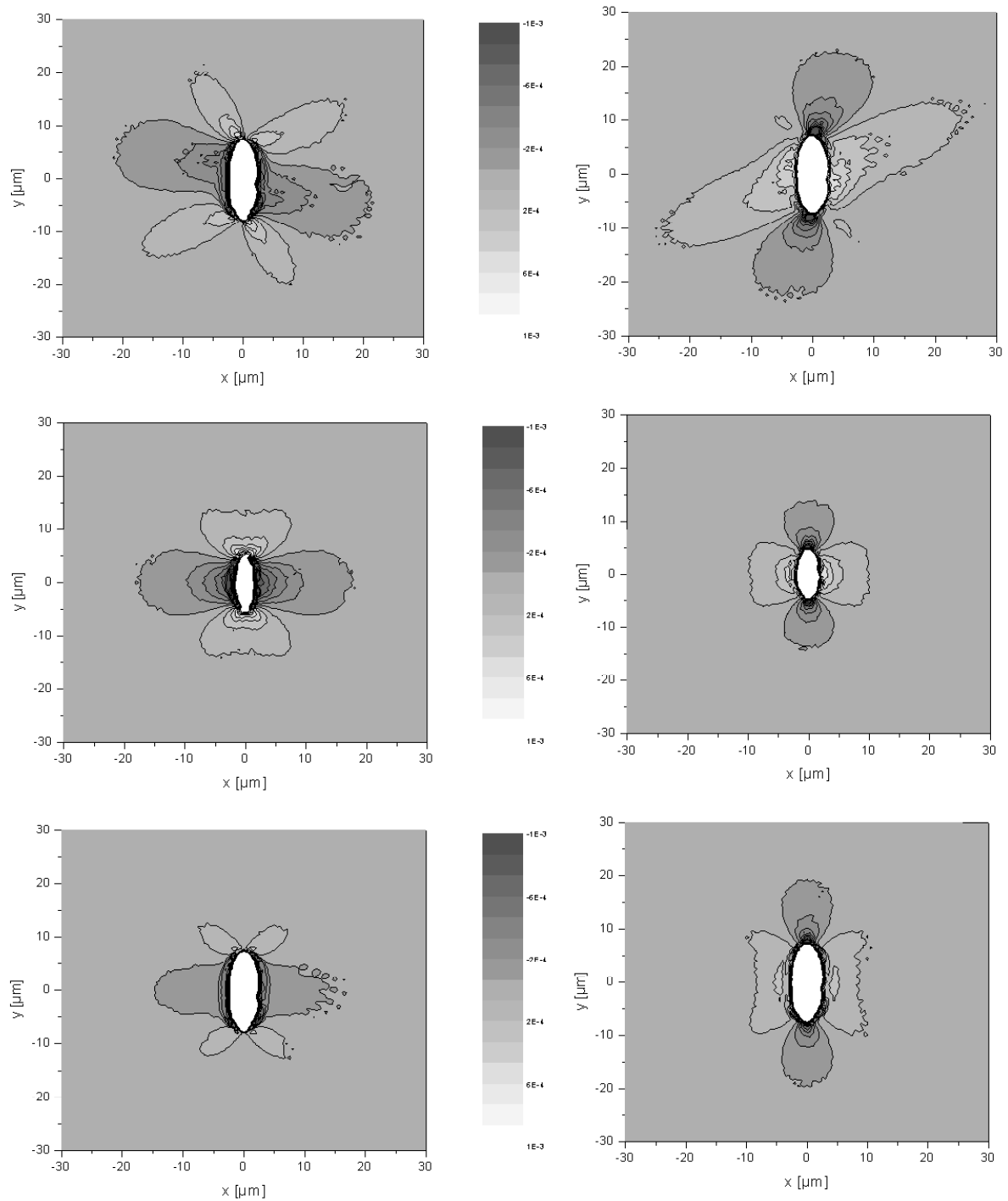


Abb.4.10: Berechnete Brechzahlverteilung rechts für horizontale Polarisation und links für vertikale Polarisation. Von oben nach unten Probe A, B und C. [Wun03]

Ausgehend von der berechneten Brechzahlverteilung wurde die resultierende Feldverteilung über BPM Simulationen ermittelt und mit dem Experiment verglichen. Beides ist in Abb. 4.11 dargestellt. Die Brechzahl für den Zentralbereich wurde entsprechend den experimentellen Messungen auf $\Delta n = -1 \cdot 10^{-2}$ abgesenkt.

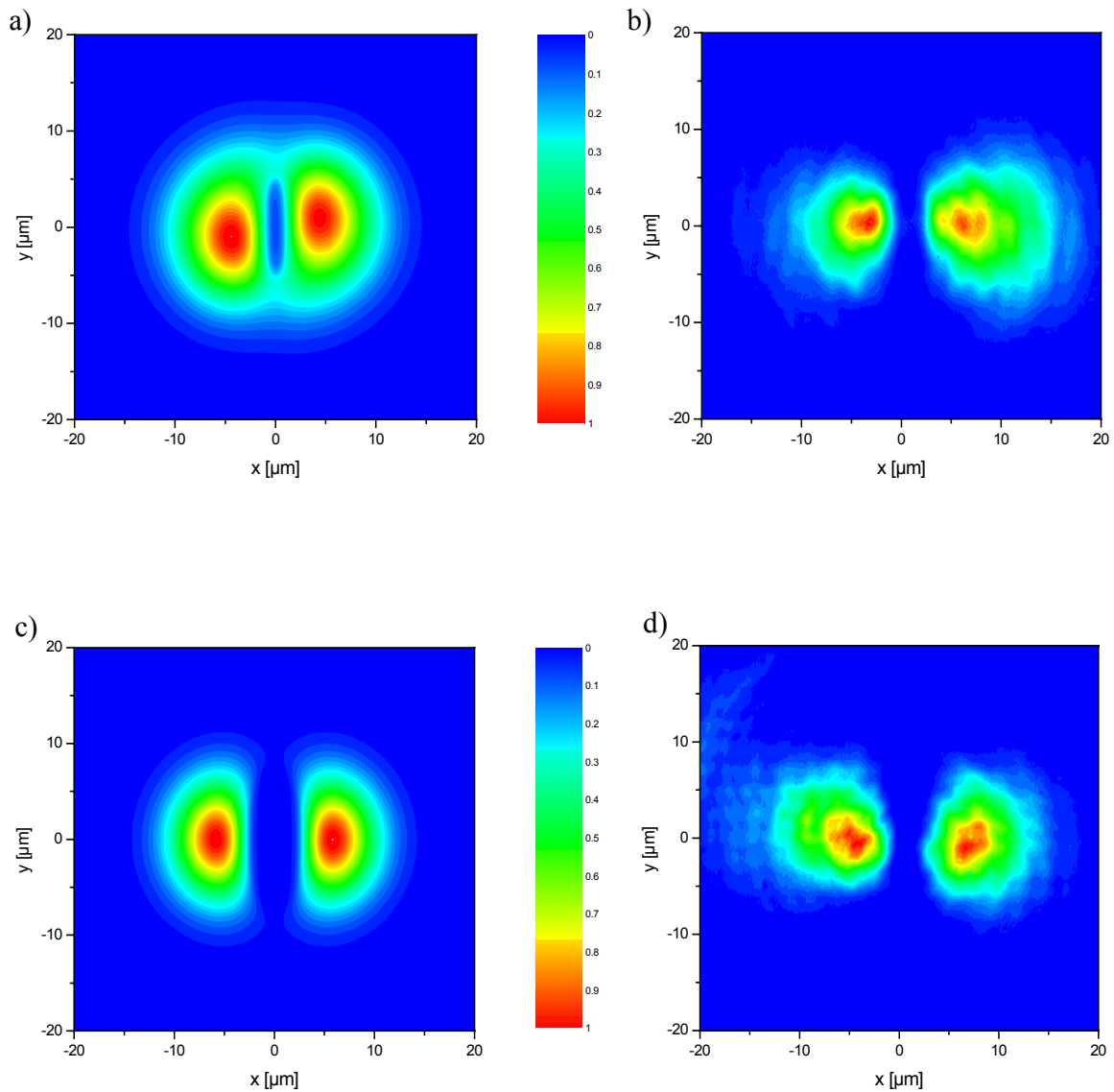


Abb.4.11: Räumliche Verteilung der Lichtintensität eines Wellenleiters von Probe A (oben) und Probe B unten bei senkrechter Polarisierung zur Oberfläche. a), c) Simulation und b), d) Messung

Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment. Auch hat die durch die Kristallorientierung hervorgerufene Verkipfung der Achse in Probe A (s. Abb. 4.11) keinen so starken Einfluss auf die Feldverteilung wie man an Hand der Brechzahlverteilung zunächst vermuten würde. Im Experiment ist keine Auswirkung zu sehen. Vermutlich wird dieser Effekt durch die Inhomogenitäten des Zentralbereiches in vertikaler Richtung überlagert.

Zusammenfassend kann jedoch eindeutig geschlossen werden, dass die induzierten Brechzahländerungen mit dem gewählten Modell ausreichend beschrieben werden können, und somit andere Einflüssen wie z.B. Defekte oder Phasenumwandlungen im lichtführenden Bereich keine tragende Rolle spielen. An Hand der Brechzahlverteilungen verdeutlicht sich auch die Tatsache, dass nur Wellenleitung für senkrecht zur Oberfläche polarisiertes Licht unabhängig von der Kristallrichtung beobachtet wird. Für die Polarisation parallel zur Oberfläche existiert zwar ein brechzahlerhöhter Bereich ober- und unterhalb des Zentralbereiches. Für X- und Z-Schnitt sind dieses jedoch wesentlich kleinere Bereiche. Im Fall des Y-Schnittes sollte eine Führung beobachtbar sein. Das diese experimentell nicht auftritt, hat seine Ursache vermutlich in starker Wellenleiterdämpfung infolge von Streuungen. Der amorphe Kern zeigt in der für die senkrechte Polarisation relevanten, horizontalen Richtung nur geringe Unregelmäßigkeiten. An den in der Realität spitz zulaufende Enden der Vergleichsellipse sind allerdings Unregelmäßigkeiten im Bereich mehrerer Mikrometer zu beobachten. Diese erklären die im Experiment beobachtete vollständige Dämpfung des horizontal polarisiertem Lichtes nach wenigen Millimetern.

4.3. Modifikationen in Silikatglas

Bei der Bestrahlung von Silikatglas mit ultrakurzen Lichtpulsen können Brechzahlerhöhungen, im Gegensatz zu den Modifikationen im kristallinen Quarz, direkt im Fokusbereich erzeugt werden. Durch das Bewegen der Probe relativ zum Fokus lassen sich so direkt wellenleitende Strukturen erzeugen. Die zur Erzeugung der Modifikationen benutzte Pulsenergie muss dazu jedoch in einem eng begrenzten Bereich liegen. Wie in Abb. 4.12 dargestellt ist, nimmt die Transmission der ultrakurzen Laserpulse durch die Probe bei Erhöhung der Pulsenergie ab. Dies ist zum Teil auf die erhöhte nichtlineare Absorption bei steigender Intensität zurückzuführen.

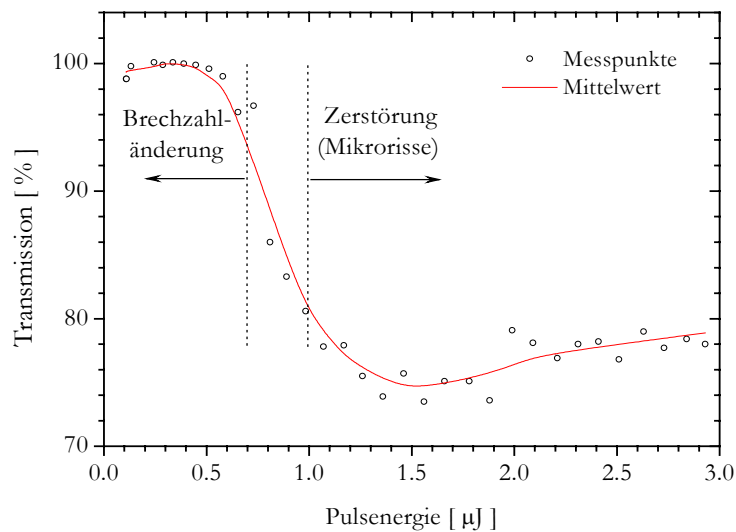


Abb. 4.12: Transmission der Laserstrahlung in Abhängigkeit der Pulsenergie. Fokussierung mit 4x Mikroskopobjektiv, NA=0.10 und Verfahrensgeschwindigkeit 0,025 mm/s.

Zur Messung wurden 50 fs Pulse mit Hilfe eines 4x Mikroskopobjektives ca. 200 µm tief in das Quarzsubstrat fokussiert und die transmittierte Leistung gemessen. Die Probe wurde dabei mit einer Geschwindigkeit von 0,025 mm/s verfahren. Oberhalb von ca. 1 µJ kommt es jedoch auch zu Ausbildung von Materialzerstörungen in Form von Mikrorissen. Oberhalb von ca. 1,5 µJ bleibt die Transmission konstant bei 75%.

Die Ursache hierfür liegt vermutlich an Filamentierung und Streuung des Strahles an den erzeugten Defekten, was eine weitere Erhöhung der Intensität und daraus resultierende Materialmodifikation mit steigender Pulsenergie verhindert. Brechzahländerungen ohne Mikrorisse konnten stabil nur für Pulsenergien unterhalb von 0,65 µJ bei den verwendeten Mikroskopobjektiv erzeugt werden. Zur Charakterisierung der induzierten Modifikationen wurden wellenleitende Strukturen mit verschiedenen Verfahrensgeschwindigkeiten und Pulsenergien hergestellt.

4.3.1. Optische Eigenschaften

Der Einfluss der Schreibgeschwindigkeit auf die Führungseigenschaften der Wellenleiter ist in Abb. 4.13 dargestellt. Zur Fokussierung wurde ein 10x Mikroskopobjektiv ($NA=0.25$) benutzt. Für den sichtbaren Spektralbereich sind die Wellenleiter grundmodig in horizontaler Richtung und zeigen je nach Geschwindigkeit mehrere Moden in vertikaler Richtung (Richtung des Bearbeitungsstrahles). Dargestellt ist jeweils die Feldverteilung der höchsten geführten Mode. Diese wurde durch selektive Anregung bei einer Wellenlänge von 514 nm ermittelt. Die höchste Brechzahlerhöhung zeigte der Wellenleiter in Abb. 4.14 d). Eine weitere Absenkung der Geschwindigkeit bzw. Energieerhöhung bewirkt eine Materialzerstörung (Mikrorisse).

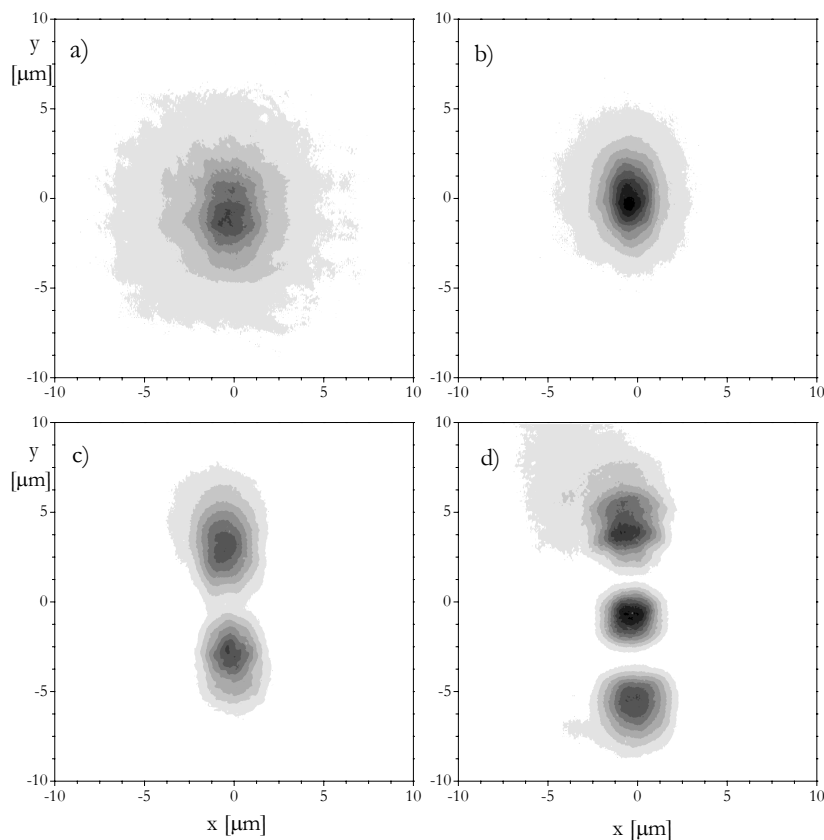


Abb. 4.13: Einfluss der Schreibgeschwindigkeit auf die Feldverteilung. Dargestellt sind jeweils die geführte Mode der höchsten Ordnung bei einer Messwellenlänge von 514nm. a): $v=1$ mm/s, b) $v=0.5$ mm/s c): $v=0.08$ mm/s, d): $v=0.025$ mm/s

Die Brechzahländerung variiert hier von $\sim 10^{-4}$ bis zu 3×10^{-3} in einem Bereich der Schreibgeschwindigkeit von 1 bis 0.025 mm/s (Abb. 4.13 a) bis d)). Das Brechzahlprofil mit maximaler Erhöhung ist in Abb. 4.14 dargestellt.

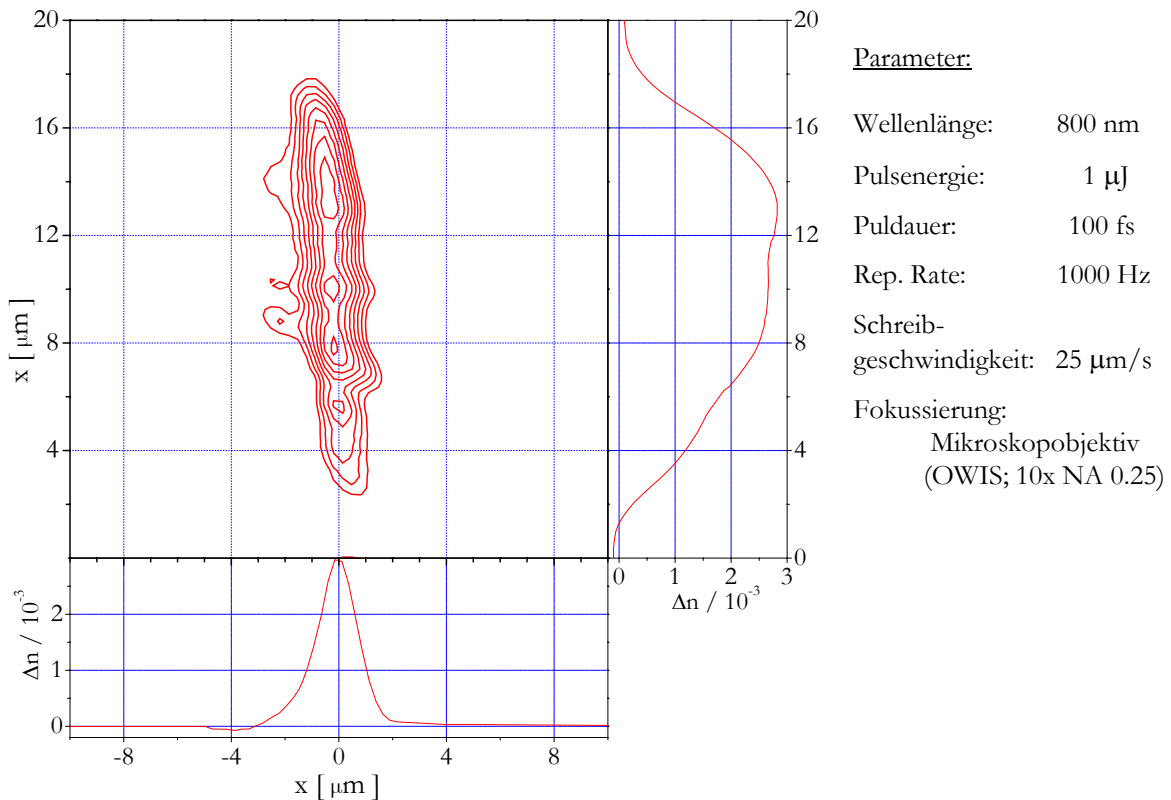


Abb. 4.14: RNF-Messung des Brechzahlprofils des Wellenleiters aus Abb.4.14 d).

Ausgehend vom gemessenen Brechzahlprofil (Abb.4.14) wurde die Nahfeldverteilung mittels BPM simuliert und mit den Experimenten verglichen. Es wurde eine gute Übereinstimmung erreicht. Bei größeren Wellenlängen um 1,5 μm wird auch im Wellenleiter, der mit 25 $\mu\text{m/s}$ geschrieben wurde, nur der Grundmode geführt. Diese ist ebenfalls in Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen, wie Abb.4.15 zeigt.

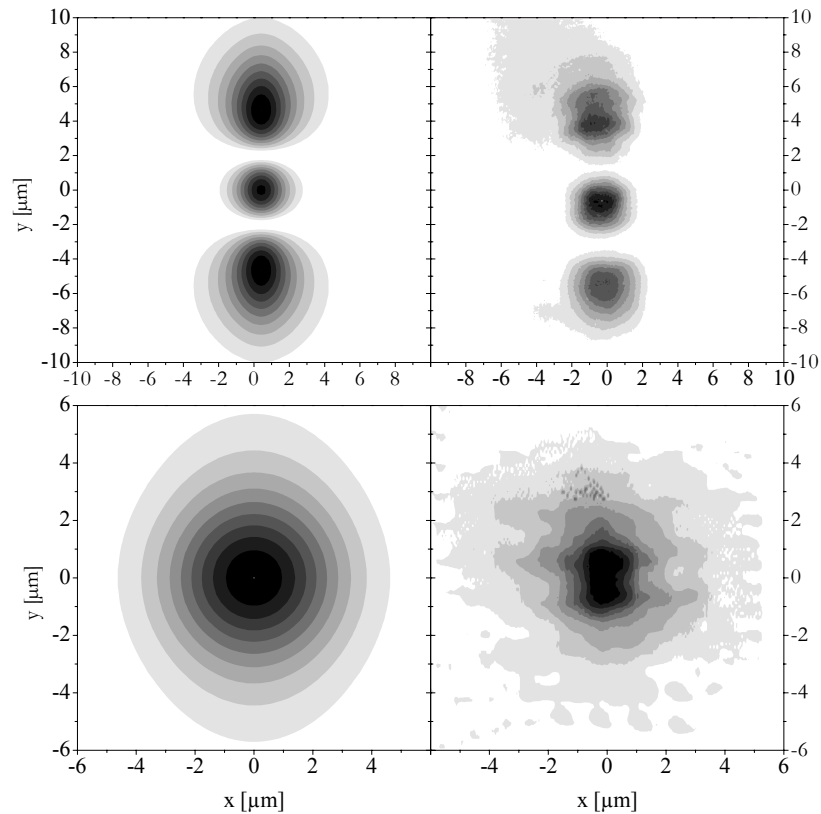


Abb. 4.15: Gegenüberstellung der Feldverteilungen von Simulation (links) und Messung (rechts) bei einer Wellenlänge von 514 nm (oben) und 1500 nm (unten).

Dämpfungseigenschaften

Bei optimalen Herstellungsparametern konnten Dämpfungswerte von 0,4 dB/cm erreicht werden. Die Feldverteilung wurde durch stärkeres Fokussieren mittels 20x Mikroskopobjektiv (NA=0,45) besser an das Modenfeld einer Faser angepasst. Dennoch liegen die Koppelverluste beim Verwenden einer üblichen Standardfaser (Fibercore HB600, NA 0,16) aufgrund der unterschiedlichen numerischen Apertur in Übereinstimmung mit der Abschätzung aus dem Koppelintegral bei >5dB. Die NA des Wellenleiters beträgt abgeschätzt aus der maximalen Brechzahlerhöhung $\sim 0,09$. Durch verwenden einer Lichtleitfaser mit angepasster NA von 0,08 (Fibercore SM450, NA 0,08) konnten die Koppelverluste auf ca. 1dB gesenkt werden. Die folgenden Abbildungen zeigen die Koppelverluste und die Dämpfung in Abhängigkeit von Schreibgeschwindigkeit und Pulsenergie. Es wird deutlich, dass die Dämpfung der Wellenleiter selbst in erster Näherung unabhängig von den Schreibparametern ist. Allerdings nur, solange die Pulsenergie unterhalb der Zerstörschwelle liegt.

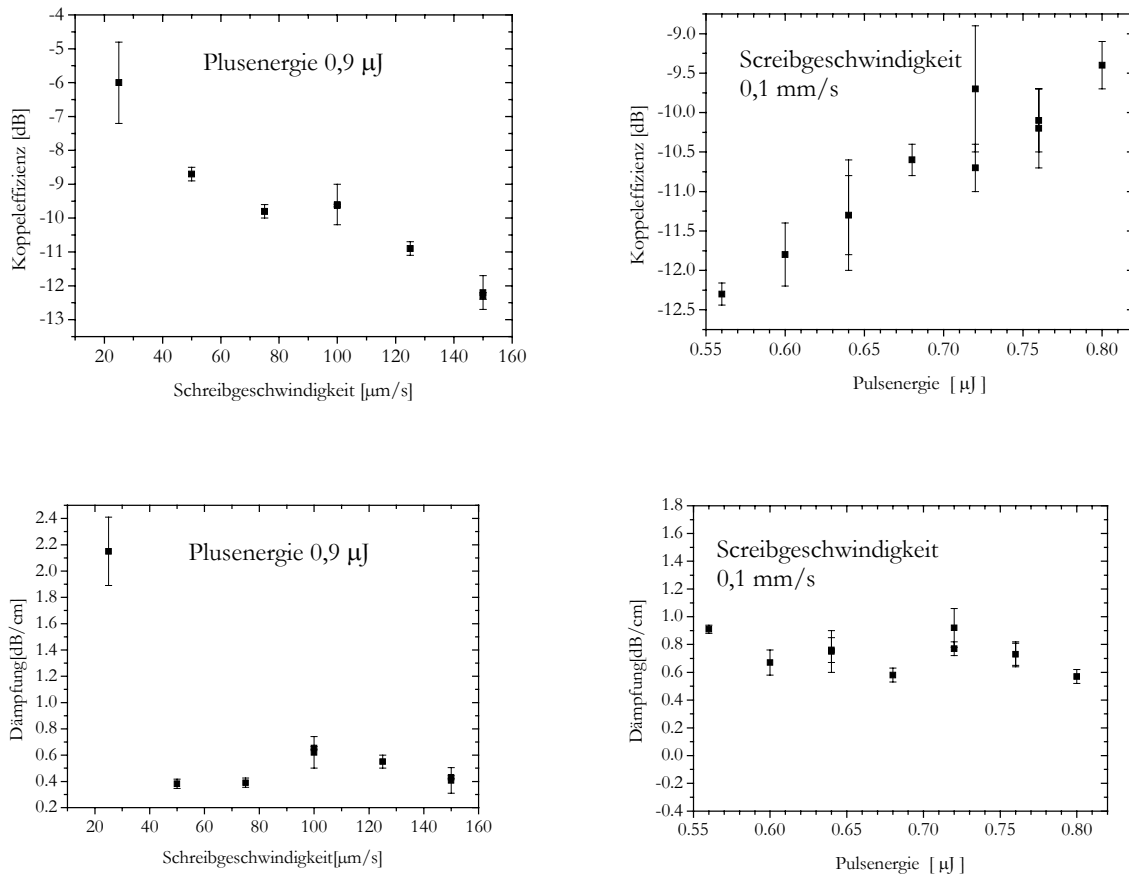


Abb.4.16: Koppel- und Dämpfungsverluste von Wellenleitern (Messwellenlänge 633 nm). Fokussierung mit 20x Mikroskopobjektiv NA 0,35.

4.3.2. Ursache der Brechzahländerung

Die Brechzahlmodifikationen im Quarzglas sind nicht mit dem Modell des Spannungsfeldes im kristallinen Material zu erklären. Als Ursache für die Brechzahlerhöhung kommen als nächstes induzierte Defekte in Betracht.

Dieses könnte eine erhöhte Absorption bewirken, welche über die Kramers-König-Relation (Gl.2.12) ebenfalls eine Brechzahlerhöhung bedeutet. Im dem modifizierten Bereich konnte eine Fluoreszenz bei einer Zentralwellenlänge von 660 nm festgestellt werden. Die mögliche Anregungswellenlänge liegt im Spektralbereich von ca. 500nm bis zur Emissionswellenlänge.

Die Intensitätsverteilung über den Wellenleiterquerschnitt, die im Rahmen der Messgenauigkeit auch der Brechzahlverteilung entspricht, zeigt Abb. 4.17 b). Sie wurde über ein konfokales Laser-Scanning-Mikroskop aufgenommen. Interessant ist bei diesem Verfahren, dass dreidimensionale Informationen aus dem Volumenmaterial ohne Probenzerstörung gewonnen werden können.

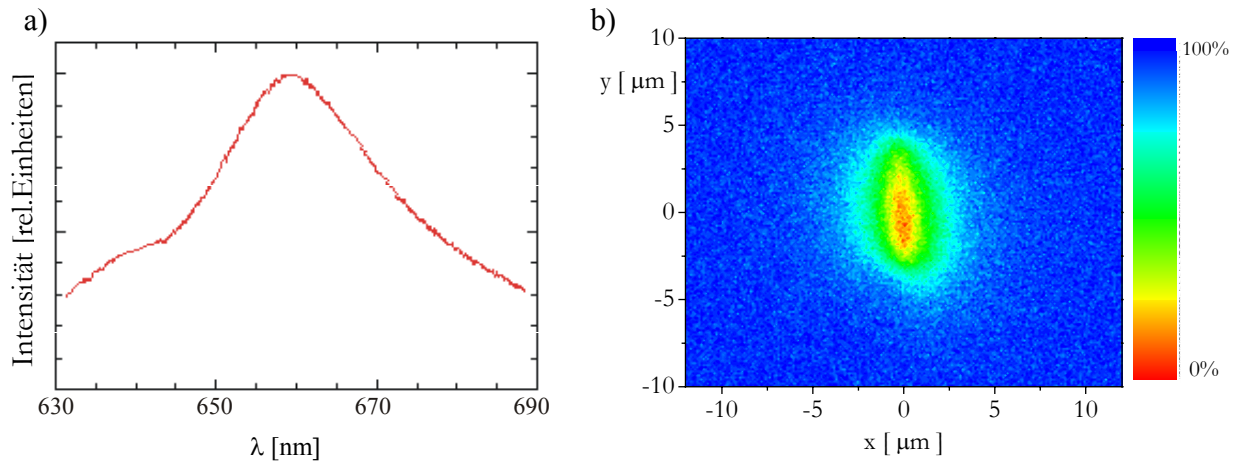


Abb. 4.17: Das Emissionsspektrum von Wellenleiter a) und Verteilung über den Querschnitt b).

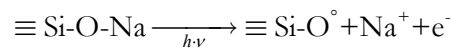
Die beobachtete Fluoreszenz ist charakteristisch für ein Sauerstoff-Lochzentrum (sogenanntes Farbzentrum). Dieses Farbzentrum wird gebildet durch das Aufbrechen einer Sauerstoff-Brückenbindung gemäß:



Für Wellenleiteranwendungen spielt dieser Defekt keine Rolle, da der Absorptionsbereich spektral sehr schmal ist und selbst bei einer Messwellenlänge von 633nm die zusätzliche Dämpfung unterhalb der Messgrenze lag.

Zur Klärung der Frage, welchen Anteil die Farbzentren an dem Brechungsindex haben, wurden die Proben getempert. Der Gedanke dabei ist, dass Änderungen der Glasstruktur erst bei höheren Temperaturen ausheilen als für die Rekombination von elektronischen Defekten nötig sind. Wie erwartet relaxieren die Farbzentren bei höheren Temperaturen vorwiegend über Stöße. Ab $\sim 280^\circ\text{C}$ ist kein Anteil von optischen Übergängen mehr zu beobachten. Mit weiterer Temperaturerhöhung auf ca. $400\text{...}500^\circ\text{C}$ lassen sich die Farbzentren vollständig und permanent ausheizen. Die Brechzahl selbst erniedrigt sich signifikant erst nach einigen Stunden oberhalb von 500°C .

Das bedeutet, dass der Beitrag der Farbzentren zur Brechzahlerhöhung vernachlässigbar ist. Dieses zeigt sich ebenso beim Einfluss von verschiedenen Dotierungen im Silikatglas. Während die maximal erreichbare Brechzahländerung näherungsweise konstant ist, zeigen sich im Absorptionsverhalten durch Farbzentren starke Unterschiede. Als Beispiel ist in Abb. 4.18 das Transmissionsspektrum vom Borosilikatglas BK7 dargestellt. Dieses Absorptionsverhalten ist aus Untersuchungen von Röntgenstrahlungsdefekten in BK7 bekannt und auf die Bildung von Farbzentren der Form:



zurückführen [Gal86]. Das Alkaliatom ist in diesem Fall für die Abgabe des Elektrons verantwortlich. Von der Röntgenbestrahlung her ist ebenfalls bekannt, dass dieser Effekt durch Dotierung des Grundglases mit CeO_2 verhindert werden kann [Gra76]. Das gleiche Verhalten wurde, wie in Abb. 4.18 gezeigt, auch für die Ultrakurzpulsbestrahlung nachgewiesen. Wegen der wellenlängenabhängigen Koppeffizienz wurde die Transmissionsmessung nicht im Wellenleiter, sondern an einer bestrahlten Fläche von $2 \times 2 \text{ mm}^2$ durchgeführt. Zur Fokussierung eine Brennweite von 160mm benutzt.

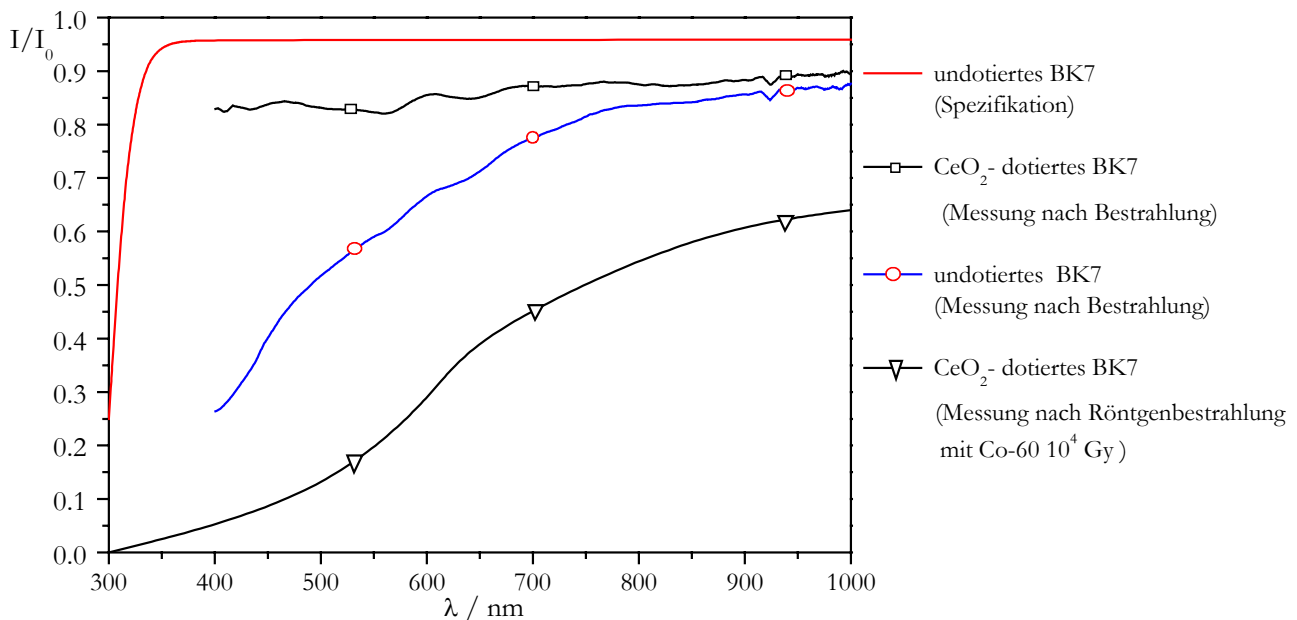


Abb. 4.18: Absorptionsspektrum von modifiziertem BK7 Glas

Im Quarzglas und ebenso in alkalifrei erschmolzenen Borosilikatgläsern (z.B. Schott AF 45) tritt aufgrund des fehlenden Alkalianteils die Bildung dieser Farbzentren nicht auf.

Die Ursache der Brechzahländerung ist demnach in einer Strukturänderung des Materials zu suchen. Die Struktur des Glases hängt von seiner thermischen Vorgeschichte ab. Dem Zustand bei Raumtemperatur kann ein entsprechender Gleichgewichtszustand bei einer fiktiven Temperatur zugeordnet werden. Die Dichte von SiO_2 in Abhängigkeit der Temperatur zeigt Anomalien, die sich in der Brechzahl des Materials in Abhängigkeit der fiktiven Temperatur widerspiegeln (Abb. 4.19). Die Ursache liegt in der unterschiedlichen Vernetzung der SiO_4 -Tetraeder. Bei niedriger fiktiver Temperatur dominieren 5 bis 6 fach Ringstrukturen im Glas, während bei hoher 3 bis 4 fach Vernetzungen vorliegen. Durch den veränderten Bindungswinkel liegt hier eine höhere Dichte vor [CHR03].

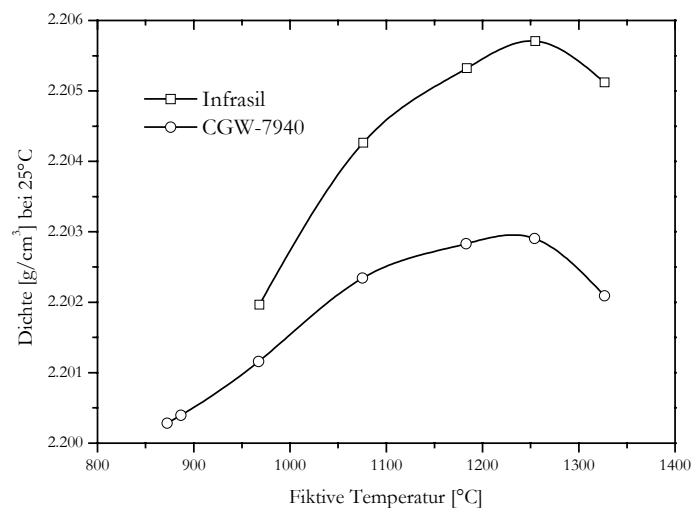


Abb.: 4.19 Abhängigkeit der Dichte von Quarzglas von der thermischen Vorgeschichte [Sch88].

Das Volumenmaterial besitzt aufgrund der geringen Abkühlgeschwindigkeit bei der Herstellung eine niedrige fiktive Temperatur. Das Glas kann als eingefrorene Schmelze betrachtet werden. Die lokale Energiedeposition durch einen fs-Laserpuls bewirkt ein Aufheizen. Der schnelle Wärmeabtransport legt eine hohe fiktive Temperatur innerhalb des modifizierten Bereiches nahe. Demnach sind maximale Dichteänderungen $\Delta\rho$ im Bereich 5×10^{-3} zu erwarten.

Die Brechzahlabhängigkeit von der Materialdichte lässt sich näherungsweise durch einen linearen Zusammenhang $\frac{\Delta\rho}{\rho} = K \cdot \frac{\Delta n}{n}$ beschreiben. Die Konstante K beträgt für verschiedene Silikatgläser 3,2...3,5 [SpW66]. Somit liegen die zu erwartenden Brechzahländerungen im Quarzglas in Bereich von einigen 10^{-3} . Dieses deckt sich gut mit den experimentellen Ergebnissen, sodass diese Dichteänderung, die ihre Ursache in der Umordnung des SiO_2 Netzwerkes haben, als grundlegend für die Brechzahländerung anzusehen ist. Als Konsequenz sollte dieses Verhalten nur materialtypisch für die Klasse der Silikatgläser sein. Zur Untersuchung der Wechselwirkung von verschiedenen Materialien wurden Linienstrukturen mit verschiedenen Geschwindigkeits- und Energieparametern erzeugt und bezüglich des Vorhandensein einer refraktiven Änderung und wellenleitender Eigenschaften untersucht.

In der Tat wurde z.B. in Gläsern der Phosphat- und Fluorid-Phosphat-Gruppe optisch das analoge Verhalten zum kristallinen Quarz festgestellt. In einigen Chalkogenidgläsern ist wiederum eine positive Brechzahländerung zu verzeichnen.

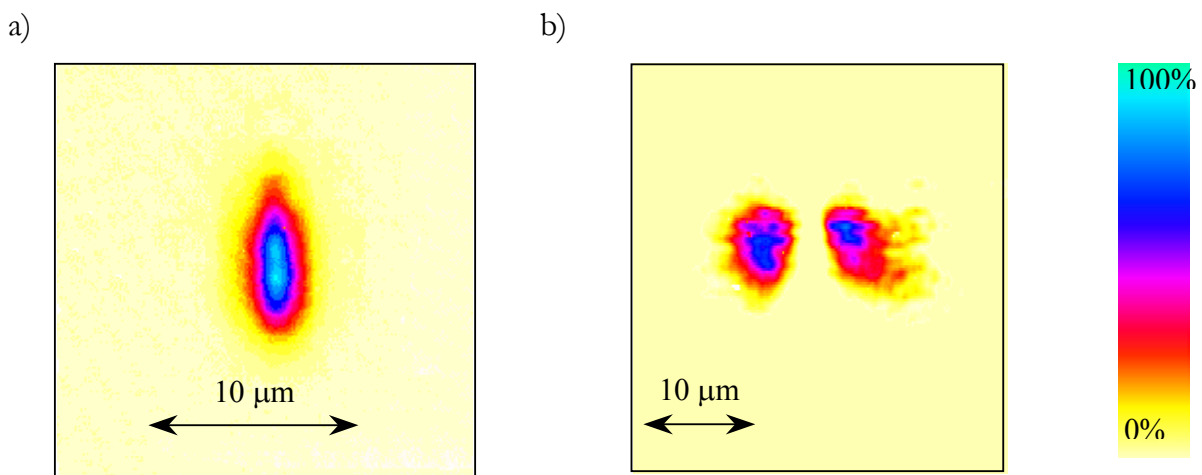


Abb. 4.20: Typische Nahfeldverteilung eines Wellenleiters in Quarzglas a) und Phosphatglas (Schott IOG) b).

Weitere Untersuchungen in anderen kristallinen Materialien zeigten dämpfungsarme, wellenleitende Strukturen neben Quarz auch im Silizium. Hiefür ist allerdings eine Bearbeitungswellenlänge von $2,4 \mu\text{m}$ verwendet worden. Die Untersuchungen von Linienstrukturen in kristallinem Al_2O_3 , KTP, CaCO_3 und LiF zeigten bei der Repetitionsrate von 1 kHz, der Wellenlänge von 800 nm und praktikablen Geschwindigkeiten keine zur Lichtführung geeignete Brechzahländerung. Die erzielten reaktiven Änderungen waren an

Energien oberhalb der Zerstörschwelle gebunden und somit durch das mechanische Spannungsfeld verursacht. Über das erzeugte Spannungsfeld ist zwar auch hier eine Wellenleitung möglich. Allerdings sind aufgrund der Streuungen an den Mikrorissen nur sehr hohe Dämpfungswerte zu erwarten. Diese erlauben keine direkten Anwendungen als Wellenleiter. Eine homogene Modifikation konnte in CaF_2 beobachtet werden. Hierbei wurde eine scheinbare Amorphisierung und eine Brechzahlabsenkung festgestellt. Die modifizierte Phase übt kein signifikantes Spannungsfeld auf das umliegende Material aus. Aus den ermittelten Feldverteilungen der wellenleitenden Strukturen konnten zwei grundlegende Typen von Modifikationen herausgestellt werden. Diese sind in den folgenden Abbildungen dargestellt.

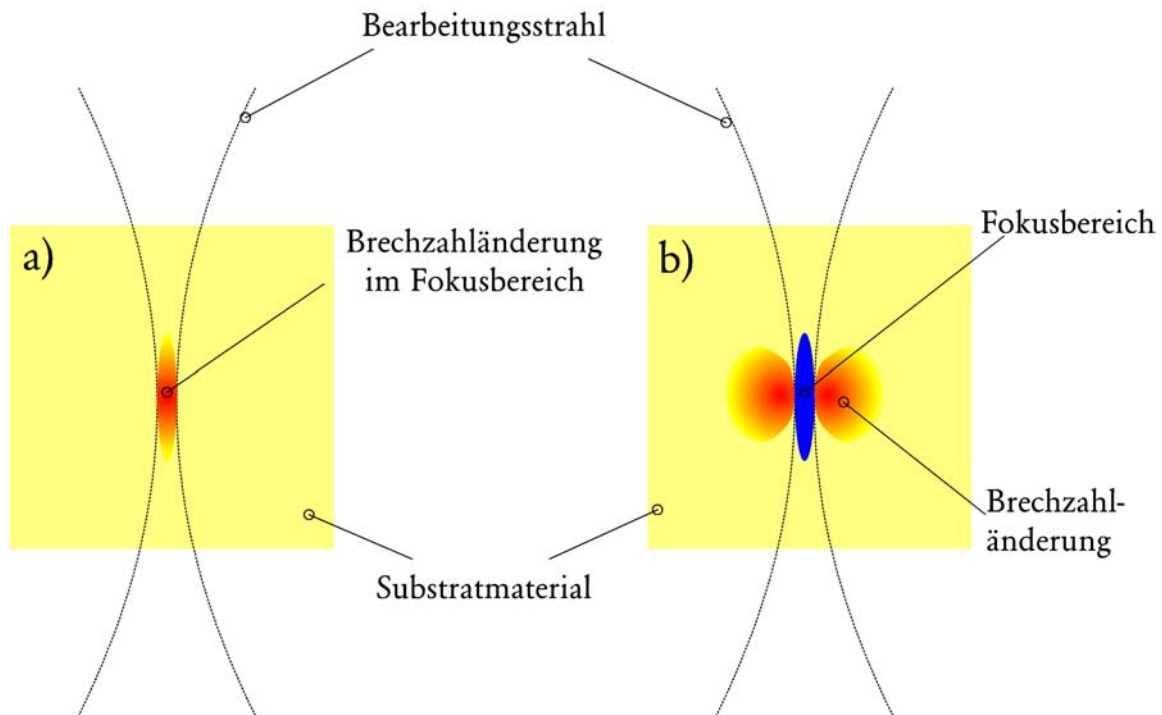


Abb. 4.21: Modifikationen Typ I mit direkter Brechzahlerhöhung im konfokalen Bereich a) und Modifikationen Typ II mit Brechzahlerhöhung in angrenzenden Bereichen b).

Die Modifikationen von Typ I zeichnen sich durch eine positive Brechzahlerhöhung direkt im Fokusbereich aus, während Modifikationen vom Typ II keine Lichtführung im bestrahlten Bereich sondern seitlich davon aufweisen. Die Strukturen lassen sich durch eine Expansion bzw. Kontraktion des Materials im konfokalen Bereich beschreiben.

4.4. Einfluss der Repetitionsrate

Die folgenden Untersuchungen sollen den Einfluss der Repetitionsrate auf Erzeugungsprozess der Brechzahländerung klären. Ausschlaggebend dafür ist die Beeinflussung der Wechselwirkung der Pulse mit dem Material durch die vorangegangenen Pulse, z.B. über die erzeugte Wärmemenge. Die typischen Diffusionszeiten für die Wärme aus den Fokuszonen liefert die Lösung der Wärmeleitungsgleichung für eine punktförmige Quelle zur Zeit $t=0$ im Punkt $r=0$:

$$T(r,t,Q) = \frac{Q}{\rho \cdot c_p} \cdot (4\pi \cdot D \cdot t)^{-3/2} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{4 \cdot D \cdot t}\right) \quad [\text{Bäu96}]$$

(Q-deponierte Wärmemenge, D-Diffusionskonstante, ρ -Dichte, c_p -spez. Wärmekapazität bei konstanten Druck, r-Abstand, t-Zeit)

Die Temperaturabnahme in Punkt $r=0$ für typische Materialwerte von Silikatgläsern ist in der folgenden Abb. 4.22 dargestellt.

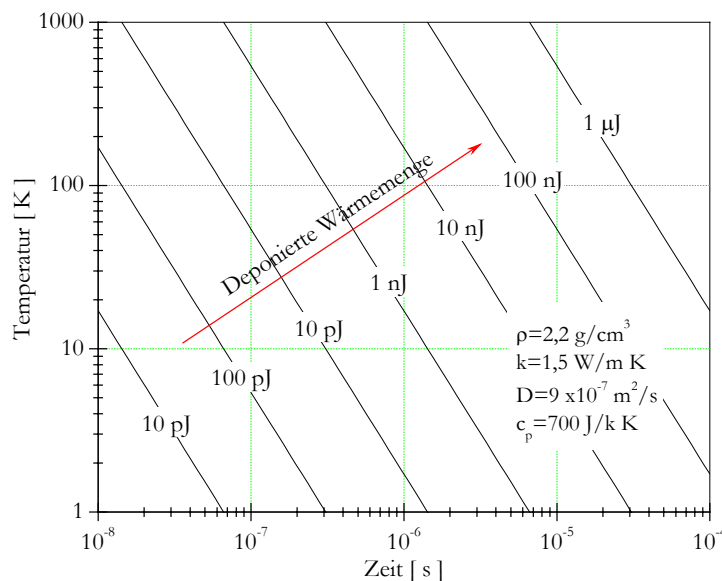


Abb.4.22: Die Temperaturabnahme in Punkt $r=0$ für typische Materialwerte von Silikatgläsern in Abhängigkeit der Zeit

Es ist ersichtlich, dass während der Bestrahlungsdauer von 50fs natürlich kein Wärmeabtransport statt findet. Bei einer Repetitionsrate von 1 kHz ist die Zeit zwischen den Pulsen mit 1 ms groß genug zur Herstellung des thermischen Gleichgewichtes.

Eine Akkumulation der Wärme ist nicht zu erwarten. Gänzlich andere Modifikationen sind zu erwarten, wenn die Zeit zwischen zwei Laserpulsen in der Größenordnung oder sogar kleiner als die Diffusionszeit ist. Die Untersuchungen mit modifizierten Oszillatoren (Rep. Rate 22 MHz, Plusenergie < 100 nJ) zeigen Strukturen, die auf Akkumulation der eingetragenen Wärme beruhen und sich im wesentlichen rein thermisch beschreiben lassen. Die Energie wird im Fokus deponiert und wirkt von dort als näherungsweise punktförmige Wärmequelle [SGM02]. Die bei diesen Systemen zur Verfügung stehende Pulsenergie reicht allerdings gerade aus, um die Modifikationen zu erzeugen. Die dazu notwendige Fokussierung mit einer Numerischen Apertur von ~ 1 oder größer in Verbindung mit Immersionsobjektiven limitiert jedoch die Anwendbarkeit. Vergleichende Untersuchungen mit 200 kHz Systemen zeigen dagegen keine eindeutigen Akkumulationseffekte. Die Veröffentlichungen [SFP01], [MQI97] und [DMS96] lassen den Schluss zu, dass die erzeugten Modifikationen im wesentlichen analoge Eigenschaften und Strukturen zu den mittels 1 kHz Lasersystemen hergestellten besitzen. Zur genaueren Untersuchung von Modifikationen mit Akkumulationseffekten wurde das erstellte Faser CPA System benutzt. Bei einer Repetitionsrate von 2 MHz stehen Pulsenergien ($0,5$ μ J) zur Verfügung, die vergleichbar mit dem kHz-System sind. Aufgrund der geringeren Bandbreite, der Laserwellenlänge von 1060 nm, der größeren Pulsdauer und der erhöhten mittleren Leistung wurden zur Fokussierung keine Mikroskopobjektive verwendet, sondern zu einer antireflexbeschichteten asphärischen Linse ($f = 8$ mm, $NA = 0,5$) übergegangen. Der Laserstrahl wurde 100 μ m unterhalb der Probenoberfläche fokussiert. Die Wellenleiter wurden mit Geschwindigkeiten zwischen 1 und 100 mm/s geschrieben. Die max. Geschwindigkeit war dabei nur vom Positionierungssystem begrenzt. Die zur Verfügung stehende Pulsenergie von 500 nJ war jedoch nicht ausreichend, um Wellenleiter im Quarzglas zu erzeugen. Die Ursache hierfür ist in der geringeren Photonenenergie und der längeren Pulsdauer zu suchen. Daher wurde für diese Untersuchungen ein alkalifreies Borosilikatglas (Schott AF45) mit einer Bandkante von 310 nm und demzufolge geringeren Schwellenergie verwendet. Die folgenden Abbildungen zeigen punktuell bestrahlte Bereiche mit von rechts nach links ansteigender Bestrahlungsdauer.

Im gesamten Zeitbereich zeigen sich durch Wärmeakkumulation bedingte Strukturen. Bei den unterschiedlichen Kontrastverfahren zeigen sich komplexe Strukturen mit Dimensionen in Bereich von 10...50 μm . Die Geometrie ist somit nicht mehr durch den konfokalen Bereich des Lasers bestimmt. Innerhalb der Struktur bilden sich unterschiedliche Bereiche aus. Zum Grundmaterial hin ist sie scharf begrenzt. Weiterhin sind Spannungen und daraus resultierende Spannungsdoppelbrechung vorhanden. Diese zeigt sich im Polarisationskontrast. Das Material ist im Modifikationsbereich, wie aus Symmetriegründen erwartet, einachsiger doppelbrechend mit der Hauptachse in Strahlrichtung (Abb.4.23 c).

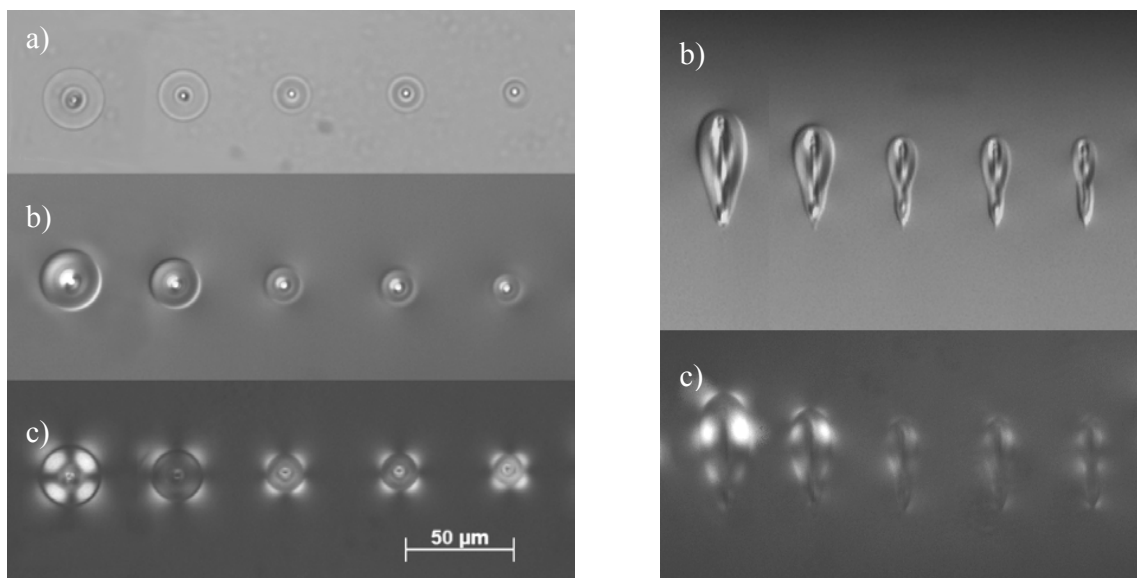


Abb.4.23: Mikroskopaufnahme von punktförmigen Modifikationen rechts Seitenansicht, links Aufsicht
a) Durchlicht, b) DIC¹ c) Polarisationskontrast

Die Entwicklung des Brechzahlprofils der Einzelpunkte ist in Abb. 4.24 dargestellt. Die Messung erfolgte interferometrisch und zeigt die Phasenverschiebung des Objektes. Diese entspricht dem horizontalen Brechzahlprofil integriert über die gesamte Struktur.

¹ – differential interference contrast

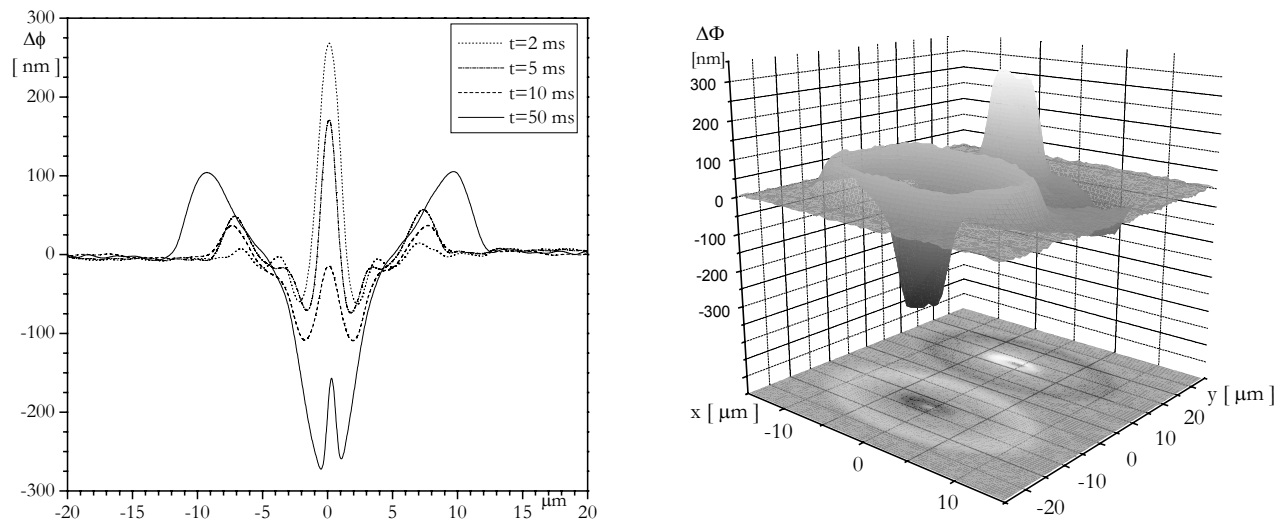


Abb. 4.24: Die zeitliche Entwicklung der gesamten Phasenänderung (\sim Brechzahlprofil) von Modifikationen mit unterschiedlichen Bestrahlungszeiten zwischen 2 und 50 ms. Rechts die Interferenzmikroskopaufnahme einer Modifikation mit Bestrahlungsdauer von 50 ms (reales und inverses Profil). Links das Zeitverhalten im Querschnitt.

An der zeitlichen Entwicklung fällt zunächst das Ausbilden einer Brechzahlerhöhung im Zentrum auf. Mit fortschreitender Bestrahlungszeit wird diese von einer dominierenden Absenkung der Brechzahl umgeben. Der äußere Randbereich nimmt ebenfalls stetig in seiner Größe zu, zeigt aber in allen Fällen eine positive Brechzahländerung. Die Integration über die gesamte Struktur ergibt Null. Dies deutet darauf hin, dass die Brechzahlmodifikationen durch Dichteverchiebungen hervorgerufen werden.

Abb. 4.25 zeigt Querschnitte durch erzeugte Linienstrukturen. Mit der maximalen Verfahrensgeschwindigkeit von links beginnend wurde die Pulsenergie von Linie zu Linie erhöht und ab 400 nJ die Verfahrensgeschwindigkeit reduziert (L1-3=100 mm/s, L4 = 50 mm/s, L5 = 20 mm/s, L6 = 10 mm/s, L7 = 5 mm/s, L8 = 2 mm/s, L9 = 1 mm/s).

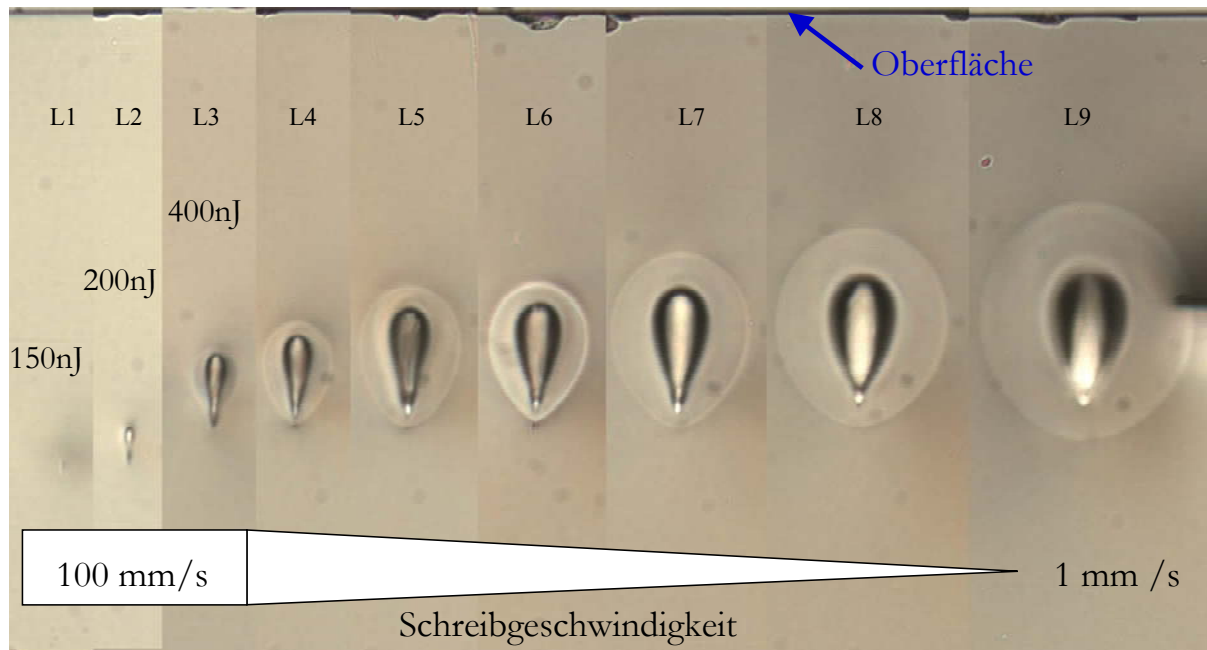


Abb. 4.20: Seitenansicht von Linienstrukturen (Lichtmikroskop)

Für Pulsenergien unterhalb ~ 150 nJ bei einer Schreibgeschwindigkeit von 100 mm/s tritt bedingt durch die weiter verkürzte Wechselwirkungszeit (in 1 ms wird 100 μm Wegstrecke zurückgelegt!) keine Wärmeakkumulation auf. Die erzeugten Strukturen sind vergleichbar mit den Resultaten bei Verwendung des kHz Verstärkersystems. Oberhalb dieser Energie kommt es zu einem sprunghaften Übergang zu einem thermischen Regime. Die scharf begrenzten Strukturen deuten auf ein Aufschmelzen beim Übergang zu dem vom thermischen Effekten dominierten Bereich hin. Dieses führt zu einem sprunghaften Ansteigen der Absorption wegen der erhöhten Anzahl freier Elektronen. Durch die höhere Effizienz der Energiedeposition steigt der Wärmeeintrag und die Strukturgrößen. Der angeregte Zentralbereich beginnt mit Ansteigen der Bestrahlungsdauer nur in Richtung des Laserstrahles zu wachsen. Dieses deutet ebenfalls auf eine starke Absorption hin.

Der Zentralbereich gibt die Wärme an das umgebende Material ab. Es bildet sich auch hier eine weitere Wärmeeinflusszone. Die scharfe Begrenzung und die diffusionsbedingte Struktur lassen ebenfalls auf ein Aufschmelzen schließen.

Bei der Untersuchung des Brechzahlprofils der Linienstrukturen wurde festgestellt, dass sich dieses grundlegend von den Punktstrukturen unterscheidet. Die Phasenänderung von Linien und Punktstrukturen gleicher Pulsenergie sind in den folgenden Diagrammen gegenübergestellt.

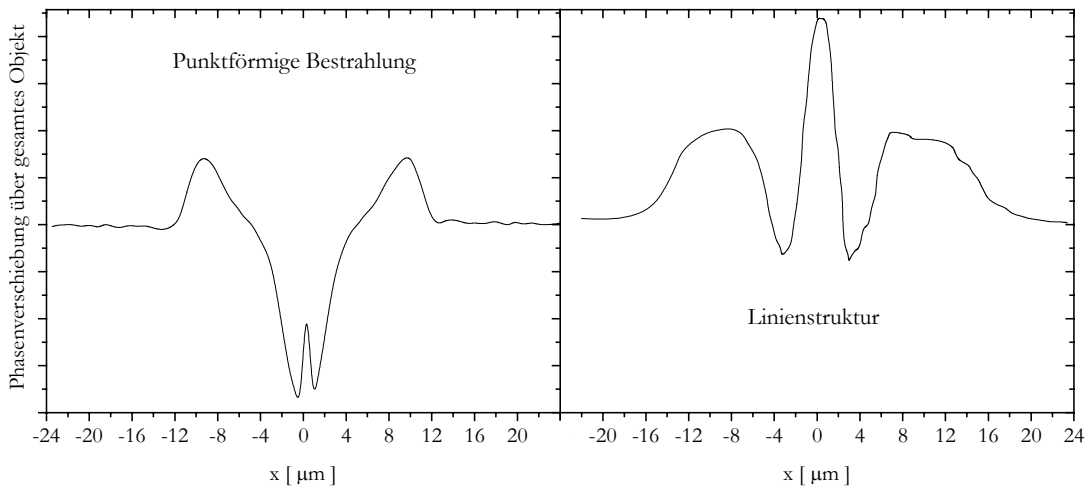


Abb. 4.25: Die Phasenänderung von Punkt- und Linienstrukturen gleicher Energie zeigt unterschiedliche Vorzeichen im Zentralen Bereich.

Die Linien können nicht mehr näherungsweise als Addition der Einzelpunkte betrachtet werden. Genaueren Aufschluss gibt das mittels RNF-Methode gemessene Brechzahlprofil der Linie L6 in der folgenden Abbildung.

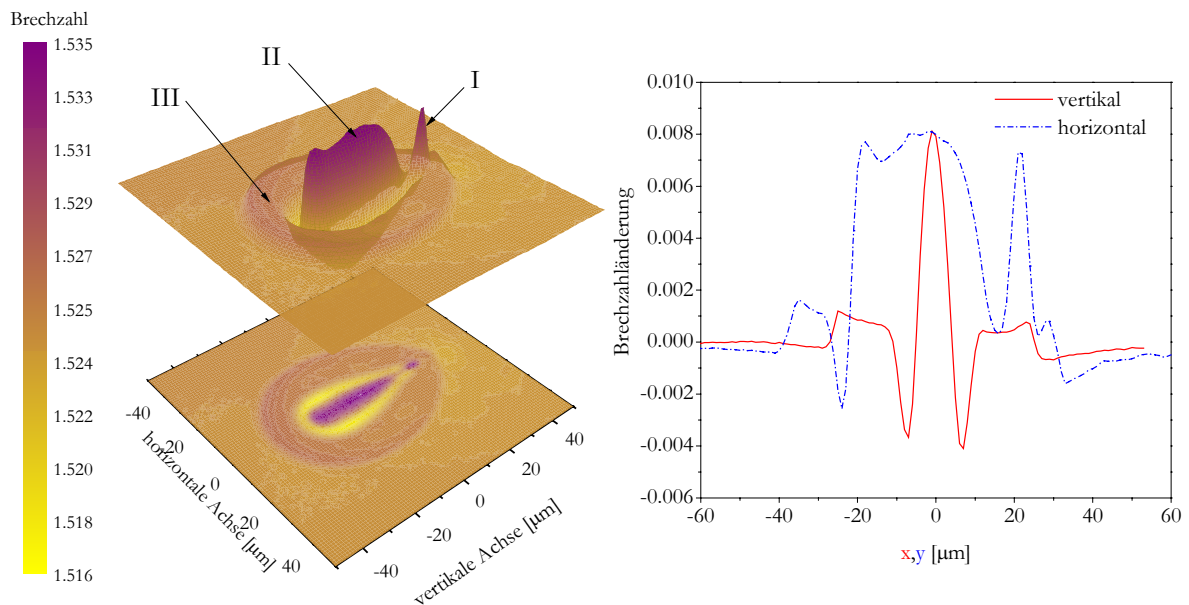


Abb.4.26: Brechzahlprofil eines Wellenleiters geschrieben mit $v=5$ mm/s. Links die gesamte Struktur und rechts Querschnitte durch das Zentrum. Die Brechzahl im Zentrum ist um $\Delta n = 0,008$ erhöht und von einer Absenkung $\Delta n = 0,004$ umgebenen. Der äußere Ring ist um $\Delta n = 0,0015$ erhöht.

Wie Abb. 4.26 zeigt, bildet sich zu Beginn eine Brechzahlerhöhung um den konfokalen Bereich des Lasers (Bereich I). Dieser bleibt auch bei weiterer Bestrahlungsdauer erhalten. Mit fortschreitender Bestrahlungszeit bildet sich der tropfenförmige Zentralteil II. Dieser zeigt eine Brechzahlerhöhung von $\Delta n \sim 0,008$. Der äußere ringförmige Bereich III besitzt ebenfalls eine Brechzahlerhöhung ($\Delta n \sim 0,0015$). Die beiden Bereiche sind durch eine Absenkung um $\Delta n \sim 0,004$ unter die Substratbrechzahl voneinander getrennt. Die Integration über die gesamte Struktur liefert auch weiterhin Null. Die Ursache für die Umkehr des Brechzahlprofile ist daher im veränderten thermischen Zeitablauf zu vermuten.

Eine mögliche Erklärung lautet wie folgt:

Im statischen Fall erfolgt die Abkühlung nach allen Seiten. Das vom Rand her erstarrende Material friert dem komprimierten Zustand des Glases ein. Das kontaktierende Material verringert anschließend die Dichte im noch fließfähigem Zentralbereich.

Im Fall von Linienstrukturen wird der zentrale Bereich durch die sich anschließende, expandierende nächste Modifikationszone wieder komprimiert und kann somit von der Abkühlungsseite her ebenso im verdichteten Zustand erstarren.

Wie das Brechzahlprofil der Linienstrukturen erwarten lässt, bilden diese einen optischen Wellenleiter. Das Brechzahlprofil variiert stark mit der Schreibgeschwindigkeit und Laserleistung. Im Bereich ohne thermische Akkumulation (Abb.4.22 L1) zeigt sich ein, den vorangegangenen Untersuchungen mit dem kHz-Lasersystem entsprechendes, Bild. Die Wellenleiter zeigen nur eine geringe Brechzahlerhöhung und bilden einen schwach führenden grundmodigen Wellenleiter (Abb. 4.27a). Beim Aufakkumulieren der Wärme ändert sich das Brechzahlprofil sprunghaft. Es bildet sich zunächst ein Wellenleiter mit Dimensionen von wenigen Mikrometern aus, der nicht weiter anwächst. Die Struktur ist in Abb. 4.26 (Bereich I) als einzelner Peak zu erkennen. Die Feldverteilung bei Einkopplung in diesem Wellenleiter ist in Abb. 4.27 b) dargestellt. Die letztendlich ausgebildete Struktur besteht noch zusätzlich aus der sich in Strahlrichtung ausbreitender Erhöhung und der durch die Absenkung separierte ringförmigen Brechzahlerhöhung. Die Feldverteilungen bei Einkopplung in das Zentrum bzw. die Ringstruktur ist in der Abb. 4.27 c) bis f) dargestellt. Während im sichtbaren Spektralbereich beide Bereiche von einander getrennt sind (Abb. 4.27 c) und e)), überlappen bei $1,5 \mu\text{m}$ Wellenlänge die evaneszenten Feldanteile. Es kommt zu einer Konvertierung der Strahlung aus der Ringstruktur in den höherbrechenden Zentralbereich, dargestellt in Abb. 4.27 d) und f). Die Wellenleiter zeigen Dämpfungswerte von $0,5 \text{ dB/cm}$ im zentralen Bereich. (Berechnet aus Gesamtverlusten einer 2 cm langen Probe, gemessen bei $\lambda = 633 \text{ nm}$). Es können somit verschiedenartige Wellenleiter generiert werden. Die unterschiedlichen Bereichen bilden sowohl Mono- als auch Multimodewellenleiter vom Sichtbaren bis zum Infraroten Spektralbereich.

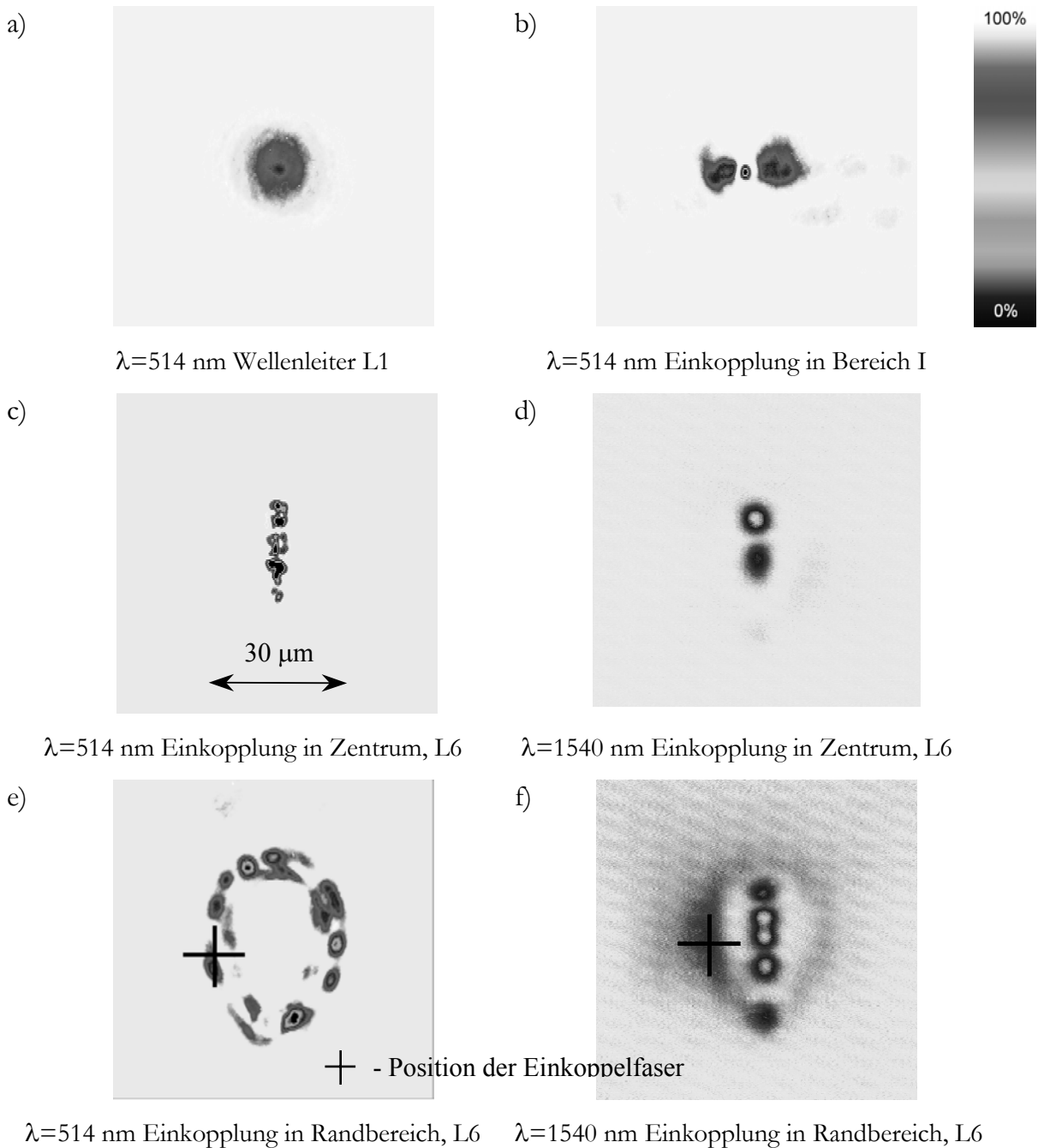


Abb.4.27: Nahfeldverteilungen von Wellenleitern erzeugt mit einer Rep. Rate von 2 MHz

Bei einer Variation der Repetitionsrate des Lasersystems von 100 kHz bis 8 MHz konnte die thermischen Akkumulation mit den resultierenden Strukturen ab einer Repetitionsrate von 500 kHz festgestellt werden. Der Übergang erfolgt sprunghaft und bewirkt veränderte Struktureigenschaften. Die Schwelle ist abhängig von Pulsenergie und Schreibgeschwindigkeit.

5. Anwendungsbeispiele

5.1. Dreidimensionale integriert optische Elemente

Für die Herstellung von komplexen Bauelementen sind zunächst die notwendigen Anforderungen an das Positioniersystem zu bestimmen. Dazu wurde als typisches Beispiel die Transmission eines Y-Verzweigers mit einem Versatz am Ansatzpunkt simuliert. Mit Hilfe der BPM lässt sich die Ausbreitung des Grundmode durch die Struktur berechnen. Für die Brechzahlverteilungen wurden typische Werte von $\Delta n=0,003$ und Ausdehnungen von $2 \times 5 \mu\text{m}^2$ verwendet. Die Transmission durch die einzelnen Ausgänge und das gesamte Element sind in Abb. 5.1 dargestellt. Bei negativen Positionierfehler wirkt der Verzweigungsbereich als Richtkoppler und zeigt dementsprechend eine starke Abhängigkeit der Lichtverteilung als dieses bei Überschneidung der beiden Arme (pos. Fehler) der Fall ist. Für eine Strahlaufteilung von $50 \pm 5\%$ ist eine Genauigkeit von $\pm 1 \mu\text{m}$ nötig. Im Fall von $\pm 1\%$ schon im Bereich von 100 nm . Diese kann i.a. nur von Positioniersystemen mit direkter Positionsmessung am Verfahrtsch erreicht werden.

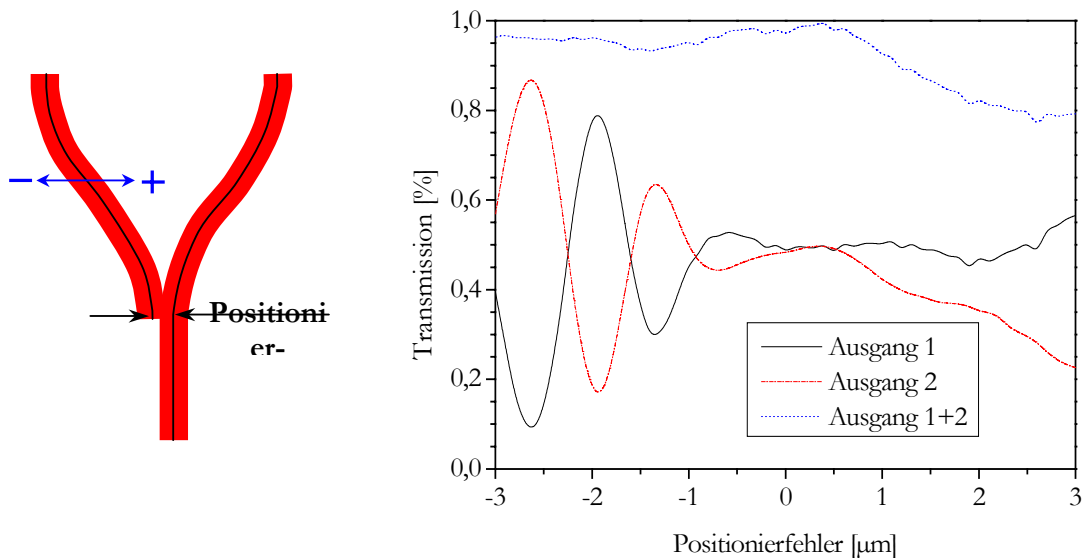


Abb.5.1: Simulation des Einflusses von Positionierungsfehlern am Beispiel eines Y-Verzweigers ($\lambda=514\text{nm}$, $\Delta n=0,003$)

Weiter sind für kompakte Bauelemente die möglichen Biegeradien der Wellenleiter von Bedeutung. Abbildung 5.2 zeigt die Transmission durch einen S-förmig gekrümmten Wellenleiter in Abhängigkeit des Versatz von Ein- und Ausgang. Es ist möglich den typischen Durchmesser einer Standardfaser von $125\mu\text{m}$ auf 1cm Länge ohne signifikante Biegeverluste zu überbrücken, wenn die Brechzahländerung entsprechend hoch ist.

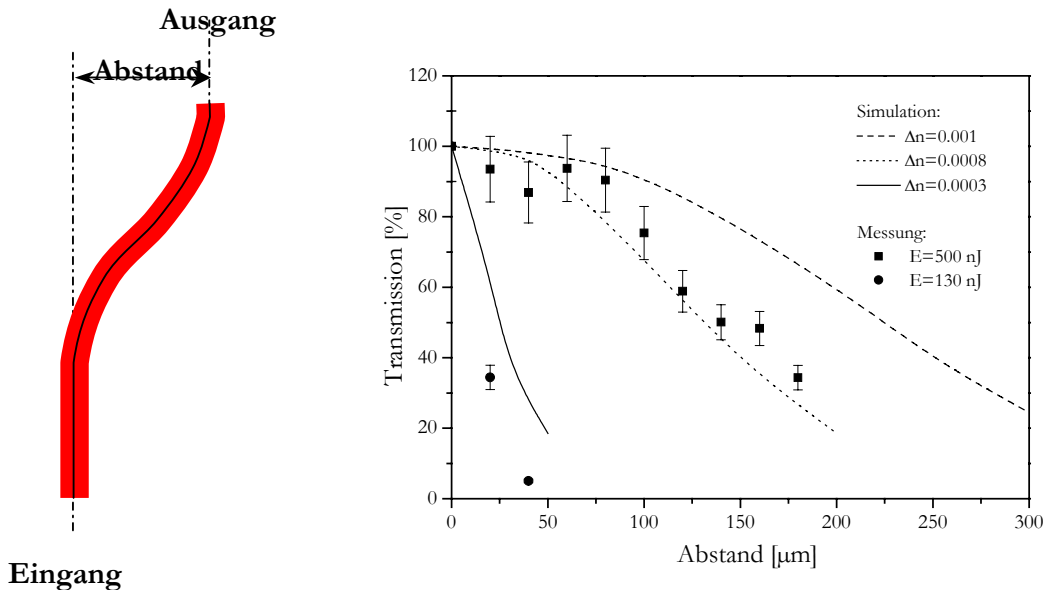
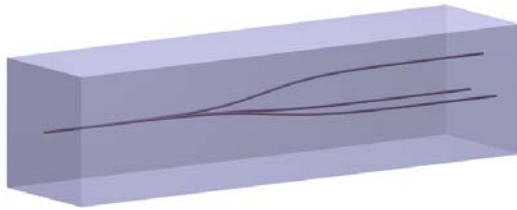


Abb.5.3: Simulation und Messung der Biegeverluste des Einfusses von Positionierungsfehlern am Beispiel eines Y-Verzweigers

Zur Demonstration wurde ein 3-dimensionaler symmetrischer 1 auf 3 Verzweiger hergestellt. Die Ausgangsfeldverteilungen in Simulation und Experiment zeigt Abb. 5.4. Im Gegensatz zu planaren Strukturen ist hier das Erreichen von ungeraden und höheren Symmetrien problemlos möglich. Im Fall planarer Strukturen ist z.B. die Realisierung eines 1×3 oder 1×9 Verteilers schwierig, da zum Einstellen des definierten Koppelverhältnisses sehr hohe Anforderungen an die Fertigungsgenauigkeit des Verzweigungspunktes gestellt werden. Daher werden in der Regel symmetrische Y-Verzweiger kaskadiert. Ein weiteres Beispiel für das hohe Potential stellt der in Abb.5.5 dargestellte Umverteiler einer linearen Anordnung von Wellenleitern in ein 3×3 Array dar.

Symmetrischer Dreifachverteiler



Parameter:

Länge: 10 mm

Wellenlänge: 1.05 μm

Teilungsverhältnis:

- Messung 32 : 33 : 35 %
- Simulation 38 : 31 : 31 %

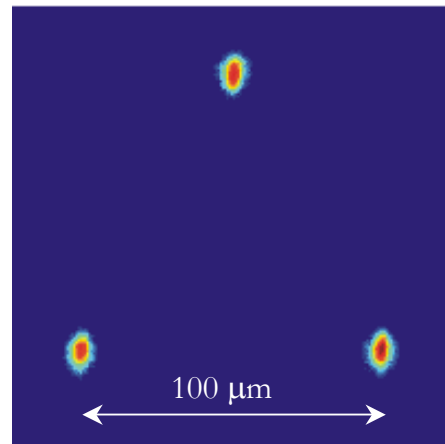


Abb.5.4: Prinzip des symmetrischen Dreifachverzweigers links und Feldverteilung an der Ausgangsseite rechts.

Umverteiler von linearer Wellenleiteranordnung zu einem quadratischen Array

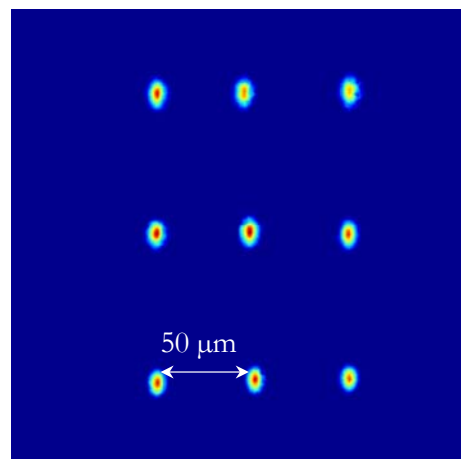
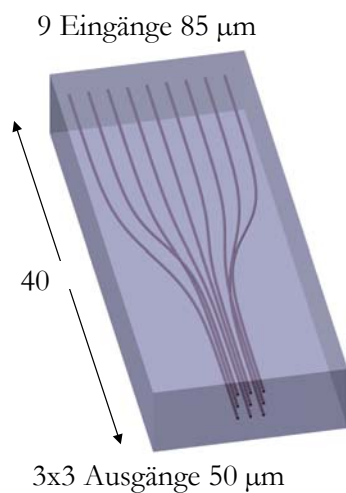


Abb.5.5: Umverteiler einer linearen Wellenleiteranordnung zu einem Array. Links die Wellenleiteranordnung und rechts die Feldverteilung am Ausgang

Nichtlineare Effekte dreidimensional gekoppelter Wellenleiterarrays sind ein Thema vieler aktueller Untersuchungen [CLS03]. Die 3D-Kurzpulsstrukturierung bietet hier erstmals die Möglichkeit, flexibel und kostengünstig Wellenleiterarrays für grundlegende Untersuchungen herzustellen. Es wurden bereits lineare Propagationseffekte untersucht. Die gute Übereinstimmung mit den Simulationen zeigt eine hohe Symmetrie und Konstanz der Wellenleitergeometrie, sodass das Verfahren als äußerst praktikabel zur Herstellung von 3D-Wellenleiterarrays betrachtet werden kann.

5.2. Aktive Wellenleiter

In aktiven Materialien, besonders Gläsern, wird die Flexibilität des Verfahrens bzgl. verschiedener Materialien deutlich. Es werden ständig neue Gläser für Laser und Verstärkeranwendungen hergestellt. Nicht in jedem Fall sind Wellenleiter über Ionenaustausch herstellbar. Zudem ist die Entwicklung eines praktikablen Diffusionsprozesses zur Wellenleiterherstellung in einem neuen Glas zeit- und kostenaufwendig. Im Versuchsstadium der Materialentwicklung steht oft nur wenig Material zur Verfügung, sodass allein aus diesem Grund umfangreiche Versuchsreihen nicht durchgeführt werden können. Mit Ultrakurzpulsstrahlung können in kürzester Zeit und mit minimalem Materialeinsatz Wellenleiter für weitere Untersuchungen hergestellt werden. Die folgenden Beispiele zeigen die Verstärkung eines Wellenleiters in neodym-dotiertem Silikatglas. Dargestellt ist die Verstärkung der Strahlung eines Nd:YAG Lasers über der kollinear eingekoppelten Pumpleistung. Beides wurde am Ausgang des Wellenleiters gemessen. Thermische Effekte wurden über Choppen von Signal- und Pumplicht eliminiert.

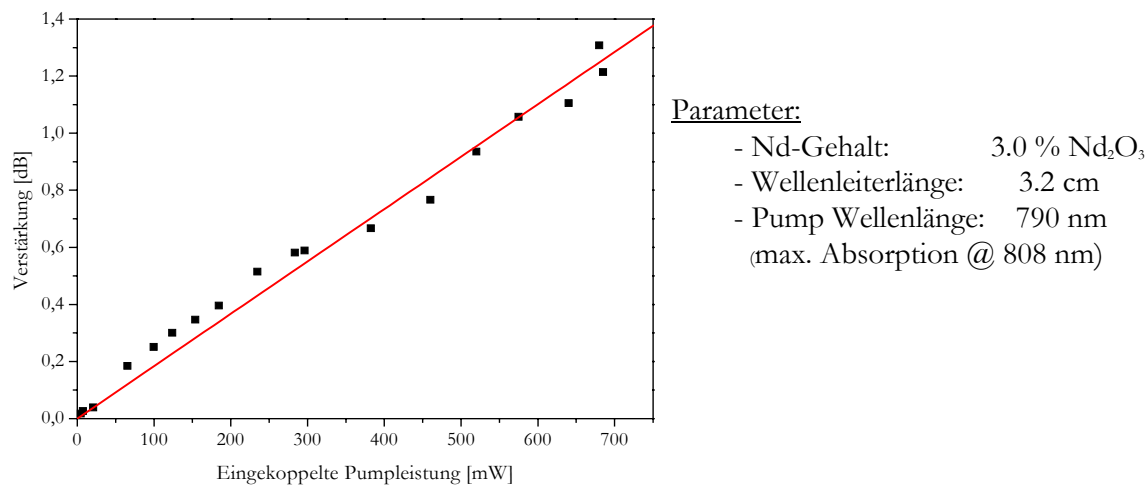


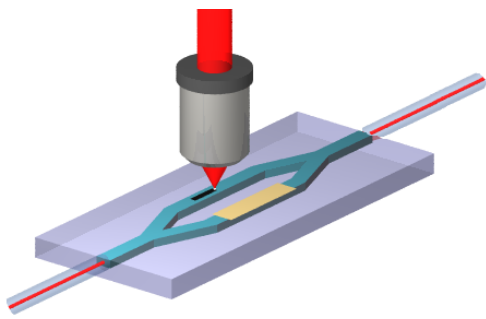
Abb. 5.6: Verstärkung eines Wellenleiters in neodym-dotiertem Silikatglas (Schott LG 680)

5.3. Tuning von Wellenleiterbauelementen (LiNbO₃-MZI)

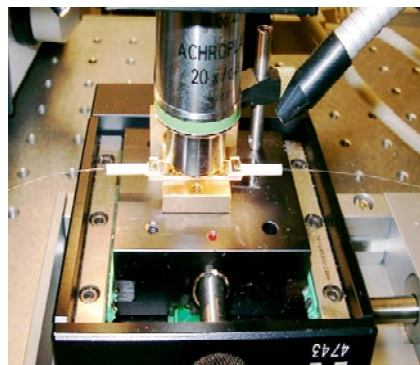
Bei der Herstellung von integriert optischen Elementen lassen sich die geforderten Spezifikationen fertigungsbedingt oft nicht direkt erreichen. Ein Tunen der Bauelemente ist daher notwendig. Ein solches Problem ist z.B. die Arbeitspunkteinstellung von integriert optischen Mach-Zehnder-Modulatoren. Die Ausgangsintensität im spannungslosen Zustand variiert fertigungsbedingt. Je nach Anwendung ist aber eine bestimmte Ausgangsintensität gewünscht. Eine Möglichkeit zur Optimierung des fertigen Elementes ist das Ablatieren der Oberfläche mittels UV-Laser. Dieses ist allerdings kritisch, da der Wellenleiter nur Dimensionen im Mikrometerbereich besitzt und das Maximum der Brechzahlerhöhung ebenfalls an der Oberfläche lokalisiert ist. Mit Hilfe von Ultrakurzpuls-Laser ist es nun möglich, das Brechzahlprofil von der Substratseite her zu beeinflussen. Der Einfluss von evt. erzeugten Streuzentren kann durch genügend Abstand zum geführten Licht minimiert werden. Auch die Lage des Schwerpunktes der Feldverteilung wird bei diesem Verfahren im Gegensatz zur Oberflächenablation kaum geändert. Abb. 5.7 zeigt die Modulationskurve eines LiNbO₃-Modulators.

Der Laserstrahl wurde ca. 20 Mikrometer unter den Wellenleiter fokussiert und in dessen Richtung verfahren. Durch das induzierte Spannungsfeld ändert sich die Ausgangsphase Φ um eine halbe Periode. Somit ist prinzipiell jede beliebige Ausgangsintensität einstellbar. Durch entsprechende Bestrahlung des zweiten Interferometerarmes konnte die Phasenlage erfolgreich um $\Phi_2 = 0,1 \cdot \pi$ auf $\Phi = 0$ und damit maximale Intensität im spannungslosen Zustand geschoben werden.

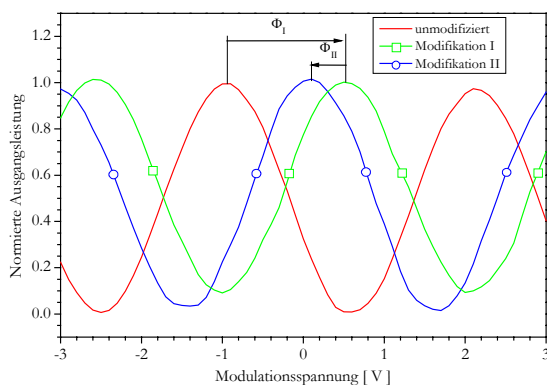
a)



b)



c)



d)

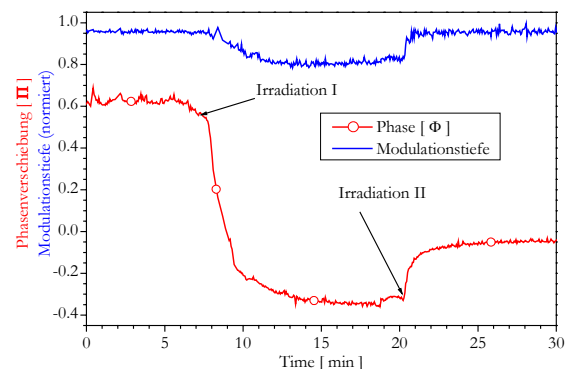


Abb.5.8: Tunen von konventionell hergestellten Bauelementes. a) das Prinzip b) Experiment und c) die Änderung der Modulationscharakteristik und d) Änderung von Phasenlage und Modulationstiefe

5.4. Wellenleitergenerierung mit Bifokaltechnik

Um auch praktisch einsetzbare Wellenleiter in Materialien vom Typ II herstellen zu können, wurde nach einer Möglichkeit gesucht die strukturbedingt ungünstige Feldverteilung anzupassen. Eine Möglichkeit wurde in der Überlagerung der Spannungsfelder zweier Linienstrukturen gefunden. Zur technischen Umsetzung wurde nach einem effizienten Verfahren gesucht, zwei Linienstrukturen in exakt definiertem Abstand ohne eventuelle Beeinflussung des Schreibprozesses der zweiten Linie durch die erste. Diese Voraussetzung kann über das gleichzeitige Schreiben beider Linien mit zwei Foki erfüllt werden. Diese lassen sich über Aufspaltung des Strahles in zwei Anteile unter einem Winkel erzeugen. Eine einfache Möglichkeit wäre das Verwenden einer Halbkeilplatte. Um mit einem 10x Mikroskopobjektiv einen Abstand der Foki von $10\mu\text{m}$ zu erhalten ist ein Winkel von $0,1^\circ$ nötig. Da dieses fertigungstechnisch problematisch ist, wurde ein spezielles Gitter für diesen Zweck hergestellt. Es handelt sich dabei um ein geätztes Transmissionsgitter in Quarzglas. Der optische Weglängenunterschied zwischen dem Gräben und den Stegen entspricht der Wellenlänge des Lasers. Dadurch tritt keine 0. Beugungsordnung auf (experimentell weniger als 0,5% der 1. bzw. -1. Ordnung). Es entstehen zwei Beugungsordnungen gleicher Energie, die über das Objektiv in die Probe fokussiert werden. Die Intensität in den höheren Ordnungen ist praktisch zu gering ($< 3\%$ der 1. bzw. -1. Ordnung), um störenden weitere Brechzahlmodifikationen zu bewirken. Mit dieser Technik lassen sich zwei parallele Strukturen mit exakten Abstand erzeugen. Der Abstand lässt sich über Gitterperiode und Brennweite einstellen. Das Prinzip und das verwendete Gitter ist in Abb. 5.9 dargestellt.

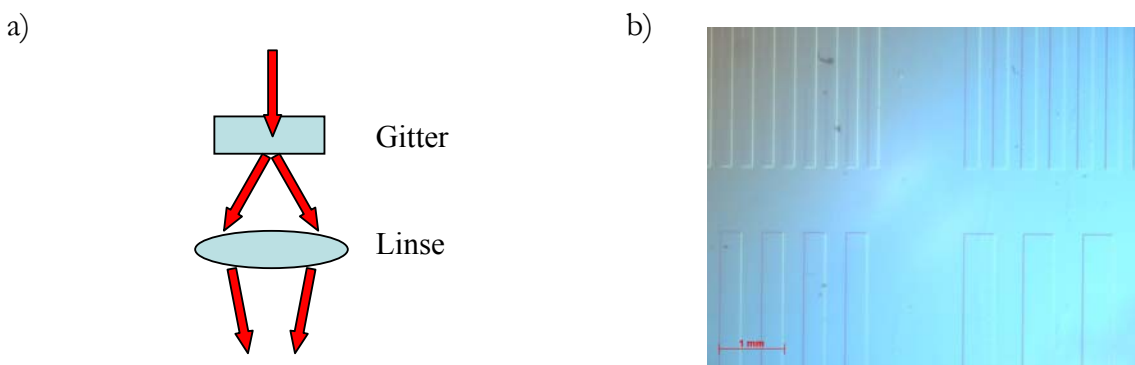


Abb. 5.9: Das Prinzip des Erzeugens von zwei Foki mit Hilfe eines Transmissionsgitters a) und die Mikroskopaufnahme des Elementes mit Bereichen unterschiedlicher Perioden b).

Durch die Überlappung der Brechzahlfelder zwischen den Einzelstrukturen lassen sich symmetrische Wellenleiter erzeugen und die Feldverteilungen an praktische Gegebenheiten anpassen. Die Abb. 5.10 zeigt die Modifikation der Feldverteilung von Wellenleitern im Phosphatglas (Schott IOG1) mit Hilfe dieser Technik.

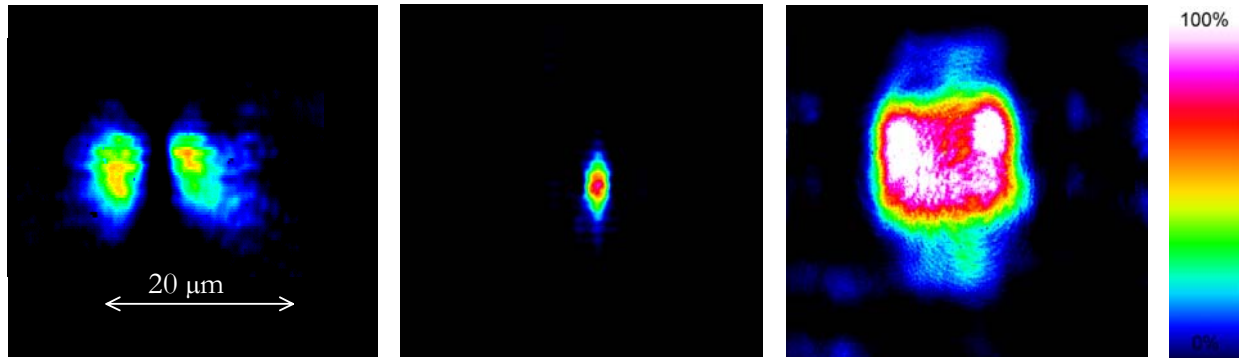


Abb. 5.10: Nahfeldverteilungen von hergestellten Wellenleitern in Phosphatglas Einfachfokus (links), Doppelfokus 8 μm Abstand (Mitte) und Doppelfokus 20 μm Abstand (rechts).

Die Nahfeldverteilungen zeigen die Möglichkeit zur gezielten Variation der Führungseigenschaften. Durch Überlagerung der Brechzahlerhöhungen beider Linien wird ein konvertieren der Mode in die äußeren angrenzenden brechzahlerhöhten Bereiche vermieden. Die Zunahme des Abstandes vom Schwerpunktes der Feldverteilung zu den Modifikationen bewirkt weiterhin eine Verringerung der Dämpfung. Im kristallenem Quarz konnten Dämpfungswerte von 1,2 dB/cm im Vergleich zu 5 dB/cm mit Einzelfokus erreicht werden. Somit lassen sich anwendbare Wellenleiter in den beiden festgestellten Modifikationstypen herstellen.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Durch das Fokussieren von Ultrakurzpuls Laserstrahlung in transparente Materialien lassen sich thermisch und zeitlich stabile Brechzahlmodifikationen erzeugen. Das Verfahren bietet erstmals eine praktikable Möglichkeit zur Generierung von dreidimensionalen Brechzahlstrukturen für Anwendungen in der Integrierten Optik. In der vorliegenden Arbeit wurden die Grundlagen der Erzeugung und die generierten Brechzahlmodifikationen selbst untersucht. Zur Einordnung des grundlegenden Wechselwirkungsmechanismus wurden verschiedene Materialklassen untersucht. Es konnten erstmals eindeutig zwei prinzipielle Strukturtypen, die auf Expansion und Kontraktion des Materials im Bereich des Fokus beruhen, identifiziert werden. Diese beiden Strukturtypen wurden an der Modellschubstanz Quarz in kristalliner und amorpher Form detailliert untersucht. In beiden Materialien konnten wellenleitende Strukturen erzeugt werden.

Im kristallinen Quarz expandiert das modifizierte Volumen aufgrund einer Phasenumwandlung und verbleibt anschließend in einem expandierten Zustand. Es kommt zu einer Deformation des umgebenden Materials mit einhergehender Brechzahländerung. Mittels transmissions-elektronenmikroskopischer Untersuchung wurde festgestellt, dass der Kernbereich vollständig amorphisiert wird. Er ist nicht homogen, was zu höheren Verlusten bei der Wellenleitung führt. Das Material um den Kern des Wellenleiters behält seine kristalline Struktur und wird elastisch deformiert. Das Deformationsfeld wurde mittels Röntgenbeugungsmethoden quantitativ charakterisiert und unter Annahme der Amorphisierung im Kernbereich durch die Laserbestrahlung simuliert. Die aus der Deformation des Kristallgitters resultierende Brechzahländerung kann die gemessenen Wellenleitereigenschaften weitgehend erklären. Der elasto-optische Effekt ist hier der dominierende Mechanismus. Die Polarisationsabhängigkeit der Wellenleitungseigenschaften kann ebenfalls mit dem verwendeten Modell vorhergesagt werden.

In Quarzglas sowie Gläsern auf Silikatbasis wird eine direkte Brechzahlerhöhung im Fokus des Bearbeitungslasers erzeugt. Die hergestellten Wellenleiter zeigen eine Brechzahlerhöhung von $\Delta n = 0.003$ und besonders niedrige Dämpfungswerte von $< 0,4$ dB/cm. Eine thermische Stabilität bis zu Temperaturen von $\sim 500^\circ\text{C}$ wurde ermittelt. Es konnte gezeigt werden, dass Defekte und Farbzentren für den Mechanismus der Brechzahländerung eine untergeordnete Rolle spielen. Die Ursache ist daher in der Besonderheit, dass Silikatgläser eine Dichtezunahme bei steigender Temperatur aufweisen, und dass dieser Zustand durch die hohen Abkühlraten eingefroren wird, zu suchen.

Durch den Einsatz des erstellten Faser-CPA-System konnten erstmals Untersuchungen zum Einfluss der Repetitionsrate bei gleichzeitig hoher Pulsenergien durchgeführt werden. Es wurde gezeigt, dass sich im Repetitionsratenbereich oberhalb von ca. 500 MHz ein neuer Strukturbildungsmechanismus auftritt. Dieser beruht auf Wärmeakkumulation aufeinanderfolgender Pulse. Die komplexen Strukturen wurden charakterisiert und ihre Entstehung erklärt.

Zusätzlich zu den grundlegenden Untersuchung wurden für die Anwendung relevante Aspekte und Anforderungen zum Lasersystem, Positionierungs- und Charakterisierungstechnik untersucht. Mit dem realisierten Versuchsaufbau wurde an anwendungsnahen Beispielen das Potential des Verfahrens dargestellt. Es sind aktive Wellenleiterelemente und erstmals auch echte dreidimensionale Wellenleitersturen in Gläsern demonstriert worden. Durch die entwickelte Bifokaltechnik lassen sich auch Wellenleiter in Materialien ohne direkte Brechzahlerhöhung in Kernbereich erzeugen. Die Auswirkungen des Spannungsfeldes dieser Strukturen wurde für die Arbeitspunktkorrektur von konventionell hergestellten Mach-Zehnder-Modulatoren angewandt. Der bisherige Kritikpunkt der geringen Produktionseffizienz des seriellen Verfahrens konnte durch die Demonstration von Schreibgeschwindigkeiten bis zu 6 Meter pro Minute entkräftet werden.

Mit dieser Technologie steht ein neues ergänzendes Verfahren zur Wellenleiterherstellung zur Verfügung. Die Möglichkeit, dreidimensionale Strukturen zu erzeugen und die hohe Flexibilität zeichnen diese Verfahren gegenüber der konventionellen Technologie aus. Auch die Anwendung auf neue Materialklassen bietet im Vergleich zur Entwicklung eines Ionenaustausch oder Implantationsprozesses einen extremen Zeitvorteil. Das Verfahren befindet sich trotz des enormen Interesses der letzten Jahre noch in der Entwicklungsphase, zahlreiche Details insbesondere zu den Reaktionen der verschiedenen Materialien sind noch ungeklärt. Spezielle Modifikationen von Substratmaterialien, z.B. zu einer Maximierung der zu erwartenden Brechzahlerhöhung, sind noch nicht vorgenommen wurden. Ein weiterer besonders interessanter Aspekt ist die Erzeugung von Wellenleitern im Silizium und dem hohen Potential für neue optoelektronische Elemente. Vor kommerziellen Anwendungen sind aber noch Entwicklungen von kostengünstigen und stabilen Ultrakurzpulslasersystemen notwendig.

7. Literaturverzeichnis

- [Bäu96] D.Bäuerle, Laser Processing and Chemistry, ISBN 3-540-60541-X, Springer Verlag (1996)
- [AVR98] Application of self-focusing of ps laser pulses for three-dimensional microstructuring of transparent materials, D.Ashkenasi, H.Varel, A.Rosenfeld, S.Henz, J.Herrmann, E.E.B.Cambell, *App. Phys. Lett.* Vol. 72, 4076-4079 (1998)
- [BeR88] H.Beyer, H.Riesenberg, Handbuch der Mikroskopie, VEB Verlag Technik Berlin (1988)
- [BeS93] Bergmann Schaefer Lehrbuch der Experimentalphysik
- [BoW80] Born, Wolf : Principles of Optics. Pergamon press GmbH, Kronberg-Taunus Germany 1980
- [Buc92] A.B.Buckman Guided-Wave Photonics
- [CHR03] J.W.Chan, T.R.Huser, S.H.Risbud, D.M.Krol, Modification of the fused silica glass network associated with waveguide fabrication using femtosecond laser pulses, *Appl. Phys. A* 76 P.367-372 (2003)
- [CLS03] D.N.Christodoulides, F.Lederer, and Y.Silberberg, Discretizing light behaviour in linear and nonlinear waveguide lattices, *Nature* 424, 817 (2003)
- [DLK94] D.Du, X.Liu, G.Korn, J.Squier, G.Mourou, Laser-Induced Breakdown by Impact Ionization in SiO₂ with Pulse Widths from 7 ns to 150fs, *Applied Physics Letters* 64, S.3071-3073 (1994).
- [DMS96] K. M. Davis, K. Miura, N.Sugimoto, K Hiraou, Writing waveguides in glass with a femtosecond laser, *Opt. Lett.* 21, 1729-1731 (1996).
- [EGR01] O.M.Efimov, L.B.Glebov,...Waveguide witing in Chalkogenide glasses by train of femtosecond laser pulses
- [Gal86] F.L.Galaener, Defects in Glasses, Material Research Society Symposia Proceedings 61 161-223 (1986)
- [GMH96] E.N.Gelzer, M.Milosavljevic, L.Huang, R.J.Fin, T.-H.Her, J.P.Callan, and E.Mazur, 3-D optical Storage Inside Transparent Materials, *Opt. Lett.* 21, No. 24, p. 2023 (1996).
- [GöR86] R.Göring, M.Rothard, Application of the refractive Near-Field Technique to Multimode Planar and Cannel Waveguides in Glass, *J. Opt. Commun.* 7 (1986)
- [Gra76] B.Mc Grath et al., Effects of Nuclear Radiation on the Optical Properties of Cerium doped Glasses, *Nuc. Instr. Methods* 135, 93-97 (1976)
- [GWN03] T. Gorelik, M. Will, S. Nolte, A. Tünnermann, U. Glatzel, Transmission Electron Microscopy (TEM) Studies of Femtosecond Laser Induced Modifications in Quartz, *Appl. Phys. A* 76, 309-311 (2003)
- [HiM98] K. Hiraou, K Miura, Writing waveguides and gratings in silica and related materials by a femtosecond laser, *J. Non-Crystalline Sol.* 239, 91-95 (1998).
- [HWG99] D.Homoelle, S.Wielandy, A.L.Gaeta, N F.Borrelli, C.Smith, Infrared photosensitivity in silica glasses exposed to femtosecond laser pulses, *Optics Letters*, Vol. 24, 1311-1313 (1999)
- [ISB03] E.Innerhofer, T.Südmeyer, F.Brunner, R.Häring, A.Aschwanden, and R.Paschotta, 60-W average power in 810-fs pulses from a thin-disk Yb:YAG laser. *OPTICS*

- LETTERS, Vol. 28, No. 5, S.367 (2003)
- [Jan01] Jahns J.: Photonik. Oldenburg Wissenschaftsverlag 2001. ,
- [KaM91] Karte, Müller: Integrierte Optik
- [Kel65] L. V. Keldysh, Sov. Phys. JETP 20, 1307 (1965).
- [KSH01] Kawamura, K. I., Sarukura, N., Hirano, M. & Hosono, H. "Holographic encoding of fine-pitched micrograting structures in amorphous SiO₂ thin films on silicon by a single femtosecond laser pulse," Appl. Phys. Lett. 78, 1038-1040 (2001).
- [LaB79] LANDOLT-BÖRNSTEIN, Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaft und Technik, Springer Verlag Berlin-Heidelberg-New York, 1979
- [LCL03] J.Limpert, T.Clausnitzer, A.Liem, T.Schreiber, H.-J.Fuchs, H.Zellmer, E.-B.Kley, A.Tünnermann, High-average-power femtosecond fiber chirped-pulse amplification system, Optics Letters, Vol. 28, No. 20, P.1984-1986 (2003)
- [LKS98] M.Lenzner, J.Krüger, S.Sartania, Z.Cheng, Ch.Spielmann, G.Mourou, W.Kautek, F.Krausz, Femtosecond Optical Breakdown in Dielectrics, Phys. Rev. Let., Vol. 80, Nr. 18 (1998)
- [Men01] Menzel: Photonics. Springer Verlag Berlin 2001
- [MQI97] K.Miura, J.Qiu, H.Inouye, T.Mitsyu, K.Hirao,. Photowritten waveguides in various glasses with ultrashort pulse laser, Appl.. Phys. Lett.71 (23), 1997
- [PGN99] Poumellec, B., Guénot, P., Nadjò, L., Keita, B. & Nicolardot, M. "Information obtained from the surface profile of a cut single-mode fiber," J. Lightwave Technol. 17, 1257-1365 (1999).
- [PoK96] Poumellec, B. & Kherbouche, F. "The photorefractive Bragg gratings in the fibers for telecommunications," J. de Physique III 6, 1595-1624 (1996).
- [PPL04] Thomas Pertsch, Ulf Peschel, and Falk Lederer; Jonas Burghoff, Matthias Will, Stefan Nolte, and Andreas Tünnermann, Discrete diffraction in two-dimensional arrays of coupled waveguides in silica, OPTICS LETTERS, Vol. 29, No. 5, P. 468, (2004)
- [PSB99] M. D. Perry, B. Stuart, P. Banks, M. Feit, V. Yanovsky und A. Rubenchik, Ultrashort-pulse laser machining of dielectric materials, Journal of Applied Physics 85, S. 6803{6810 (1999).
- [Sch88] Scholze H.: Glas - Natur, Struktur und Eigenschaften
- [SFH96] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry Optical ablation by high-power short-pulse lasers, Vol. 13, No. 2/ February 1996/ J. Opt. Soc. Am. B 459
- [SFP01] Sudrie, L., Franco, M., Prade, B. & Mysyrowicz, "A Study of damage in fused silica induced by ultrashort IR laser pulses," Opt. Commun. 191 (2001).
- [SGM02] C. B. Schaffer, J. F. Garcia, E. Mazur, Bulk heating of transparent materials using a high-repetition-rate femtosecond laser, Appl. Phys. A 76, 351–354 (2003)
- [She97] Shelby J.E.: Intoduction to glass science and Technology. The royal society of Chemistry 1997
- [Sku94] L.Skuja, The origin of the intrinsic 1.9 eV luminescence band in glassy SiO₂, Journal of Non-Crystalline Solids, Vol. 179, Pages 51-69 (1994)
- [SpW66] S.Spinner, R.M.Waxler, Relation between Refractive Index and Density of Glasses,

- Resulting from Annealing Compared with Corresponding Relation Resulting from Compression, *App. Opt.* Vol.5, No.12,S.1887 (1966)
- [StB01] A. M. Streltsov, N. F. Borelli, Fabrication and analysis of a directional coupler written in glass by nanojoule femtosecond laser pulses, *Opt. Lett.* 26, 42-43 (2001).
- [TVL95] P.Török, P.Varga, Z.Laczik , G.R.Booker, Electromagnetic diffraction of light focused through a planar interface between materials of mismatched refractive indices: an integral representation, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 12, No. 2 (1995)
- [VAR97] H.Varel, D.Ashkenasi, A.Rosenfeld, M.Wähmer und E.Campbell, Micromachining of Quartz with Ultrashort Laser Pulses, *Applied Physics A* 65, S. 367-373 (1997)
- [Wun03] F.Wunderlich, Strukturuntersuchungen an lasermodifizierten Kristallbereichen in Quarz, Dissertation, Friedrich-Schiller-Universität Jena (2003)
- [YWT01] Yamada, K., Watanabe, W., Toma, et al, In situ observation of photoinduced refractive-index changes in filaments formed in glasses by femtosecond laser pulses, *Opt. Lett.* 26, 19-21 (2001).

8. Liste der Veröffentlichungen

Veröffentlichungen in Journalen:

1. F. Korte, S. Adams, A. Egbert, C. Fallnich, A. Ostendorf, S. Nolte, M. Will, J.-P. Ruske, B.N. Chichkov, A. Tünnermann, "Sub-diffraction Limited Structuring of Solid Targets with Femtosecond Laser Pulses", *Opt. Express* 7, 41 (2000)
2. S. Nolte, M. Will, M. Augustin, P. Triebel, K. Zöllner, A. Tünnermann, "Cutting of optical materials by using femtosecond laser pulses", *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* 4440, 152 (2001)
3. M. Will, S. Nolte, B.N. Chichkov, A. Tünnermann, "Optical properties of waveguides fabricated in fused silica by femtosecond laser pulses", *Appl. Opt.* 41, 4360 – 4364 (2002)
4. A. Tünnermann, S. Nolte, M. Will, "Ultrashort pulse lasers for micro- and nano-manufacturing – Novel developments", *DVS-Berichte: Moderne Lasertechnologien und ihre Anwendungen*, ISBN 0418-9639, S. 50 (2002)
5. S. Nolte, M. Will, B.N. Chichkov, A. Tünnermann, "Waveguides produced by ultrashort laser pulses inside glasses and crystals", *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* 4637, 188 (2002)
6. M. Will, S. Nolte, A. Tünnermann, "Single- and multimode waveguides in glasses manufactured with femtosecond laser pulses", *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* 4633, 99 (2002)
7. S. Nolte, M. Will, J. Burghoff, A. Tünnermann, "Femtosecond laser writing of waveguides in glass: A new way to 3D integrated optics", *Glass Sci. Technol.* 76 Suppl. C2, 23 – 28 (2003)
8. S. Nolte, M. Will, J. Burghoff, and A. Tünnermann, "Femtosecond waveguide writing: a new avenue to three-dimensional integrated optics", *Appl. Phys. A* 77, 109–111 (2003)
9. T. Gorelik, M. Will, S. Nolte, A. Tünnermann, U. Glatzel, "Transmission Electron Microscopy (TEM) Studies of Femtosecond Laser Induced Modifications in Quartz", *Appl. Phys. A* 76, 309–311 (2003)
10. S. Nolte, M. Will, J. Burghoff, A. Tünnermann, "Three-dimensional structuring of glass by ultrashort laser pulses", *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* 4984, 194 (2003)
11. M. Will, J. Burghoff, S. Nolte, A. Tünnermann, "Measurement of fs laser-induced refractive index changes using an integrated optical interferometer", *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* 4978, 214 (2003)
12. M. Will, J. Burghoff, S. Nolte, A. Tünnermann, "Fabrication of three-dimensional photonics devices using femtosecond laser pulses", *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* 4978, 147 (2003)
13. M. Will, J. Burghoff, S. Nolte, A. Tünnermann, "Femtosecond-laser-induced refractive index modifications for fabrication of three-dimensional integrated optical devices", *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* 4941, 58 (2003)
14. S. Nolte, M. Will, J. Burghoff, A. Tünnermann, "Ultrafast laser processing: New options for 3D photonic structures", *J. Mod. Opt.* (akzeptiert)
15. D. Ehrt, T. Kittel, M. Will, S. Nolte, A. Tünnermann, "Femtosecond-laser-writing in various glasses", *J. Non-Cryst. Solids* (eingereicht)

16. T. Pertsch, U. Peschel, F. Lederer, J. Burghoff, M. Will, S. Nolte, A. Tünnermann, "Discrete diffraction in two-dimensional arrays of coupled waveguides in silica", *Opt. Lett.* 29, 468 (2004)
17. S. Nolte, M. Will, J. Burghoff, A. Tünnermann, "Ultrafast Laser Processing – New Possibilities for Photonic Device Production", *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* ???, ??? (2004)
18. M. Will, J. Burghoff, J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, A. Tünnermann, "High speed fabrication of optical waveguides inside glasses using a high rep.-rate fiber CPA system", *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* 5339, 168, (2004)
19. S. Nolte, J. Burghoff, M. Will, A. Tünnermann, "Femtosecond writing of high quality waveguides inside phosphate glasses and crystalline media using a bifocal approach", *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* 5340, 164 (2004)

Buchbeiträge:

1. S. Nolte, M. Will, J. Burghoff, A. Tünnermann, "Fabrication of optical waveguides in dielectrics by femtosecond laser pulses", Buchkapitel in J. Jahns, K.-H. Brenner, "Microoptics", Springer, Berlin (Juni 2004), ISBN: 0-387-20980-8

eingeladene Vorträge:

1. M. Will, S. Nolte, J.-P. Ruske, T. Wagner, A. Tünnermann, "Laserstrahlinduzierte Brechzahlmodifikationen in transparenten Medien zur Herstellung von integriert-optischen Bauelementen", Frühjahrstagung der DPG, Bonn (2000)
2. S. Nolte, M. Will, B. N. Chichkov, A. Tünnerman, "Waveguides Produced by Ultrashort Laser Pulses inside Glasses and Crystals", *Photonics West/LASE 2002*, San Jose, USA
3. S. Nolte, M. Will, J. Burghoff, A. Tünnermann, "Femtosecond laser writing of waveguides in glass: A new way to 3D integrated optics", 77. Glastechnische Tagung, DGG-Symposium "Processing and Applications of Optical Components", Leipzig (2003)
4. S. Nolte, M. Will, J. Burghoff, E. Wikszak, A. Tünnermann, "Direct writing of photonic devices inside glasses and crystals by femtosecond laser pulses", *Glass & Optical Materials Division Fall 2004 Meeting/ XIVth International Symposium on Non-Oxide Glasses (ISNOG)*, Cocoa Beach, USA (2004)
5. S. Nolte, M. Will, J. Burghoff, E. Wikszak, A. Tünnermann, "3D microstructuring using ultrafast lasers – a new approach for integrated optics", *OSA Annual Meeting 2004*, Rochester, USA
6. S. Nolte, M. Will, J. Burghoff, A. Tünnermann, "Ultrafast Laser Processing – New Possibilities for Photonic Device Production", *The 5th International Symposium on Laser Precision Microfabrication (LPM)*, Nara, Japan (2004)
7. S. Nolte, M. Will, J. Burghoff, A. Tünnermann, "Ultrafast laser processing: New options for 3D photonic structures", *34th Winter Colloquium on The Physics of Quantum Electronics (PQE)*, Snowbird, Utah, USA (2004)

Vorträge :

1. M. Will, S. Nolte, J.-P. Ruske, F. Wunderlich, A. Tünnermann, "Laser written waveguides in glasses and crystals", CLEO Europe 2000, Nizza, Frankreich
2. S. Nolte, J.P. Ruske, M. Will, A. Tünnermann, "Mikrostrukturierung im Volumen transparenter Materialien mit ultrakurzen Laserpulsen", Thüringer Lasersymposium, Jena (2000)
3. S. Nolte, M. Will, M. Augustin, P. Triebel, K. Zöllner, A. Tünnermann, "Cutting of optical materials by using femtosecond laser pulses", SPIE Annual Meeting 2001, San Diego, USA
4. S. Nolte, M. Will, M. Cumme, B.N. Chichkov, A. Tünnermann, F. Korte, A. Egbert, "Sub-micrometer structuring of metals with femtosecond laser pulses", CLEO 2001, Baltimore, USA
5. M. Will, S. Nolte, J.-P. Ruske, F. Wunderlich, A. Tünnermann, "Properties of waveguides manufactured with fs-laser pulses in transparent materials", CLEO 2001, Baltimore, USA
6. M. Will, A. Tünnermann, S. Nolte, F. Wunderlich, K. Goetz, T. Gorelik, U. Glatzel, "Properties of waveguides produced with ultrashort laser pulses", Frühjahrstagung der DPG 2001, Berlin
7. S. Nolte, M. Will, M. Augustin, P. Triebel, A. Tünnermann, T. Gorelik, F. Wunderlich, "Fabrication of optical waveguides inside transparent materials using ultrashort laser pulses", Nonlinear Guided Waves and Their Applications, Clearwater, USA (2001)
8. M. Will, J. Burghoff, S. Nolte, A. Tünnermann, "Femtosecond laser induced refractive index modifications for fabrication of three-dimensional integrated optical devices", Photonics Fabrication Europe 2002, Brügge, Belgien
9. M. Will, S. Nolte, A. Tünnermann, "Three-dimensional integrated optical device fabrication in glass by femtosecond laser processing", CLEO 2002, Long Beach, USA
10. M. Will, S. Nolte, A. Tünnermann, "Single- and Multimode Waveguides in Glasses Manufactured with Femtosecond Laser Pulses", Photonics West/LASE 2002, San Jose, USA
11. M. Will, J. Burghoff, S. Nolte, A. Tünnermann, "Fabrication of three-dimensional photonics devices using femtosecond laser pulses", Photonics West/LASE 2003, San Jose, USA
12. D. Ehrt, T. Kittel, M. Will, S. Nolte, A. Tünnermann, "Femtosecond-laser-writing in various glasses", X Conference on the Physics of Non-Crystalline Solids, Parma, Italien (2003)
13. S. Nolte, M. Will, J. Burghoff, A. Tünnermann, "Three-dimensional structuring of glass by ultrashort laser pulses", Photonics West/LASE 2003, San Jose, USA
14. E. Wikszak, J. Burghoff, M. Will, S. Nolte, A. Tünnermann, T. Gabler, "Recording of fiber Bragg gratings with femtosecond pulses using a "point by point" technique", CLEO 2004, San Francisco, USA
15. J. Burghoff, T. Pertsch, M. Will, S. Nolte, A. Tünnermann, U. Peschel, F. Lederer, "Two-dimensional discrete diffraction in silica waveguide arrays", CLEO 2004, San Francisco, USA
16. S. Nolte, J. Burghoff, M. Will, A. Tünnermann, "Femtosecond writing of high quality waveguides inside phosphate glasses and crystalline media using a bifocal approach", Photonics West/LASE 2004, San Jose, USA

17. M. Will, J. Burghoff, J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, A. Tünnermann, "High speed fabrication of optical waveguides inside glasses using a high rep.-rate fiber CPA system", Photonics West/LASE 2004, San Jose, USA
18. A.H. Nejadmalayeri, J.Burghoff, M. Will, S.Nolte, P.R.Herman, A. Tünnermann, "Bulk Silicon Photonics Inscribed by Mid-IR Femtosecond Laser Pulses" 30th European Conference on Optical Communication 2004 - Stockholm, Sweden

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken die zum dieser Arbeit mit beigetragen haben. Besonders bei Herrn Prof. Dr. A. Tünnermann für die Unterstützung während der Arbeit und die Möglichkeit zur Bearbeitung dieses Themas am Institut für Angewandte Physik.

Mein Dank gilt den Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Besonders M. Augustin J. Burghoff sowie dem Gruppenleiter Dr. S. Nolte für die gute Zusammenarbeit und ständige Hilfsbereitschaft. Den Mitarbeitern der Arbeitsgruppen Integrierte Optik und Faserlaser sowohl für ständige Diskussionsbereitschaft als auch der experimentellen Unterstützung. Herrn J. Limpert für die Bereitstellung der Faser CPA-Systems. Weiterhin Frau C. Otto für die Probenpräparation und Herrn D. Bloemer für die Durchführung der genauen Dämpfungsmessungen.

Ich bedanke mich für die unproblematische Zusammenarbeit und die Durchführung der aufwendigen und umfangreichen Untersuchungen im Bereich der Transmissions-elektronenmikroskopie bei Frau Dr. T. Gorelik und Herrn Prof. Dr. U. Glatzel sowie der Röntgenstrukturanalyse bei Herrn Dr. F. Wunderlich und Herrn Prof. Dr. K. Goetz. Die Ergebnisse bilden die Grundlage für das Verständnis der mikroskopischen Zusammenhänge.

Ich danke der Deutschen Forschungsgemeinschaft, dem Thüringer Ministeriums für Wissenschaft, Forschung und Kunst und der Firma Schott für finanzielle Unterstützung von Teilespekten dieser Arbeit.

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig, 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 Quelle gekennzeichnet.

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 andere 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.

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.

Jena, 5. Juli 2004

Lebenslauf

Vor- und Zuname: Matthias Will

Geburtsdatum: 18. 06 1969

Geburtsort: Sondershausen

Schulbildung: 1976- 1986 POS Ebeleben
Abschluss: mittlere Reife

Berufsausbildung: 1986-1988 Kaliwerk Sondershausen
Abschluß: 15.07.1988 Instandhaltungsmechaniker

Grundwehrdienst: 1989-1990 Grundwehrdienst

Fachschulbildung: 1991-1993 Staatliche Ingenieur und Fachschule Nordhausen
Abschlüsse: 28.07.1993 Staatlich geprüfter Techniker,
14.10.1993 Fachhochschulreife

Studium: 1993-1996 Universität Gesamthochschule Paderborn
Abschlüsse: 08.03.1996 Hochschulreife,
Vordiplom Physik

1996-1999 Friedrich-Schiller-Universität Jena
Abschluß: 21.09.1999 Diplomphysiker

Seit 1999 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für
Angewandte Physik der Friedrich-Schiller-Universität
Jena