

**Entwicklung und Untersuchungen zur Herstellung  
verlustarmer passiver Wellenleiter  
und  
verstärkender Wellenleiter**

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades  
des Doktors der Ingenieurwissenschaften  
der technischen Fakultät der Universität des Saarlandes

von

Jürgen Graf

Saarbrücken 1999

Tag des Kolloquiums: 23.11.1999

Dekan: Herr Prof. Dr. W. Paul

Vorsitzender: Herr Prof. Dr. F. Mücklich

Erstgutachter: Herr Prof. Dr. H. Schmidt

Zweitgutachterin: Frau Doz. Dr. D. Ehart

Akad. Mitarbeiter: Herr Dr. K. Endres

## Abstract

All optical networks are the basis for the high speed data transmission needed in near future telecommunications including special services like video on demand, teleworking and telecommuting. This thesis concentrates on two subjects for optical networks: The passive integrated optical waveguide for splitters or switches and the integrated optical planar waveguide amplifier. Concerning the passive components composite materials derived by aqueous and for low loss 1.5  $\mu\text{m}$  applications by water free Sol-Gel-processing were investigated. Based on the system requirements and waveguide simulations a appropriate waveguide fabrication technology developed, waveguides realised and evaluated.

For the realisation of amplifying glass waveguides a new waveguide fabrication technology, the hot-pressing method, which allows to realise waveguides with a undoped cladding, has been developed and investigated. By simulation the potential of the approach was evaluated including upconversion effects. The planar waveguide amplifiers were fabricated by reactive ion etching the microstructures into the substrate, pressing the core material into the structures and bonding the substrate to the cover. External waveguide gain including coupling loss of 7 dB and internal gain of more than 15 dB gain were achieved by means of a 34 mm waveguide.

Optische Netze bilden die Grundlage für die Hochgeschwindigkeitsdatenübertragung, die in der nahen Zukunft für Dienstleistungen wie Video on Demand, Teleworking und Telecommuting benötigt wird. In dieser Arbeit werden zwei wesentliche Bestandteile optischer Netze untersucht: Passive Wellenleiter für Verzweiger als auch Schalter und planare optische Verstärker. Bei den Entwicklungsarbeiten werden Kompositmaterialien basierend auf einem wäßrigen und für 1.5  $\mu\text{m}$  Anwendungen einem wasserfreien Sol-Gel-Prozeß untersucht. Ausgehend von Systemanforderungen und Simulationsrechnungen wurde eine geeignete Wellenleiterherstellungstechnologie entwickelt, Wellenleiter hergestellt, charakterisiert und gewertet.

Zur Herstellung der verstärkenden Glaswellenleiter wurde eine neue Wellenleiterherstellungstechnologie, das Heißpreßverfahren entwickelt und mittels Simulationsrechnungen das Potential des technologischen Ansatzes unter Berücksichtigung der Upconversion untersucht. Planare Wellenleiterverstärker wurden hergestellt, in dem das Substrat durch reaktives Ionenätzen strukturiert, das Kernmaterial eingepreßt und das Substrat mit dem Deckglas zusammen gebondet wurde. Eine externe Verstärkung einschließlich der Koppelverluste von 7dB und eine interne Verstärkung von mehr als 15 dB wurden erreicht mittels eines 34 mm langen Wellenleiter.

# Inhalt

---

<b>1</b>	<b>EINLEITUNG UND MOTIVATION</b>	<b>8</b>
1.1	Die Optische Nachrichtenübertragungstechnik	9
1.2	Das vollständig optische Netzwerk	11
1.3	Marktsituation optischer Netzwerke und Komponenten	14
<b>2</b>	<b>STAND DER TECHNIK</b>	<b>17</b>
2.1	Passive Wellenleiter	17
2.2	Verstärkende Wellenleiter	19
<b>3</b>	<b>ZIELSETZUNG UND VORGEHENSWEISE DIESER ARBEIT</b>	<b>23</b>
3.1	Verlustarme passive Wellenleiter	23
3.2	Verstärkende Wellenleiter	24
<b>4</b>	<b>THEORETISCHE GRUNDLAGEN</b>	<b>26</b>
4.1	Materialien für integriert optische Komponenten	26
4.1.1	Polymere / Komposite	27
4.1.2	Anorganische Gläser	31
4.2	Sol-Gel Technologie zur Synthese von Kompositen und Glas	35
4.2.1	Die wäßrige Synthese	35
4.2.2	Die wasserfreie Synthese	37
4.2.3	Sol-Gel-Hybrid-Technologie für Bleisilikatglas	38
4.3	Lichtwellenleiter	39
4.3.1	Filmwellenleiter	40
4.3.1.1	Absorptionsverlustbehaftete Wellenleiter	43
4.3.1.2	Volumenstreuung	45
4.3.1.3	Streuverluste durch Oberflächenrauheiten planarer Wellenleiter	45
4.3.2	Streifenwellenleiter	49
4.4	Gläser mit Erbiumdotierung	52
4.4.1	Das Niveauschema	52
4.4.2	Strahlende Übergänge	53

---

4.4.3	Nichtstrahlende Prozesse	54
4.4.3.1	Absorption aus angeregten Zuständen (ESA)	55
4.4.3.2	Effekte basierend auf Ion - Ion Wechselwirkung	56
4.4.3.2.1	Upconversion in erbiumdotiertem Glas	57
4.4.3.2.2	Multiphononrelaxation	59
4.4.3.2.3	Energietransfer	60
4.4.4	Temperatureinflüsse	62
4.4.5	Gläser für Erbiumdotierung	63
<b>4.5</b>	<b>Verstärkende erbiumdotierte Wellenleiter</b>	<b>65</b>
4.5.1	Anregungsmöglichkeiten	66
4.5.2	Abschätzung und Veranschaulichung von Verstärkereigenschaften	67
4.5.3	Modell zur Simulation erbiumdotierter Verstärker	69
<b>5</b>	<b>EXPERIMENTELLE METHODEN</b>	<b>72</b>
<b>5.1</b>	<b>Materialsynthese</b>	<b>72</b>
5.1.1	Sol-Gel Technologie (wäßrige Synthese)	72
5.1.2	Sol-Gel Technologie (wasserfreie Synthese)	73
5.1.3	Sol-Gel-Hybrid-Technologie für Bleisilikatglas	75
<b>5.2</b>	<b>Meßmethoden zur Charakterisierung erbiumdotierter Gläser</b>	<b>76</b>
5.2.1	Absorptionsspektroskopie	76
5.2.2	IR - Absorptionsspektroskopie	76
5.2.3	Fluoreszenzspektroskopie	76
5.2.4	Absorption aus angeregten Zuständen ESA	78
5.2.5	Electron Spectroscopy for Chemical Analysis ESCA	78
5.2.6	Röntgenfluoreszenzanalyse (RFA)	78
5.2.7	Dilatometrische Untersuchungen (ThermoMechanische Analyse / TMA)	78
5.2.8	Untersuchung der Brechzahl von Volumenmaterial	79
<b>5.3</b>	<b>Experimentelle Methoden zur Wellenleiterherstellung</b>	<b>80</b>
5.3.1	Herstellung von Abform- und Prägwerkzeugen	80
5.3.2	Substratreinigung und deren Optimierung	82
5.3.3	Endflächenpräparation und optimierter Polierprozeß	83
5.3.4	Methode zur Verbesserung der Schicht-Substrat-Haftung spröder Materialien	84
5.3.5	Wellenleiterherstellung	85
5.3.5.1	Komposit auf Glas	85

---

5.3.5.2	Komposit auf Komposit	85
5.3.5.3	Komposit auf PMMA	85
5.3.6	Herstellung verstärkender Wellenleiter in Glas	86
5.3.6.1	Mikrostrukturierung von Substratgläsern für Wellenleiterverstärker	87
5.3.6.1.1	Sägen	87
5.3.6.1.2	Naßschemisches Ätzen	88
5.3.6.1.3	Reaktives Ionenätzen	88
5.3.6.1.4	IBE	88
5.3.6.1.5	Heißprägen	88
5.3.6.2	Die Heißpreßanlage zur Glaswellenleiterherstellung	89
5.3.6.3	Betrachtung zum Verpreßprozeß	90
<b>5.4</b>	<b>Experimentelle Methoden zur Wellenleitercharakterisierung</b>	<b>92</b>
5.4.1	Methoden zur Bestimmung der Geometrie	92
5.4.2	Methoden zur Bestimmung der Brechzahl und Brechzahlverteilung	92
5.4.2.1	Prismenkoppler / M-Linien-Spektroskopie	92
5.4.2.2	RNF - Messungen	93
5.4.3	Experimentelle Methoden zur Untersuchung der Lichtleitereigenschaften	95
5.4.3.1	Nahfelduntersuchung	95
5.4.3.2	Methoden zur Dämpfungsuntersuchung	95
5.4.4	Verfahren zur Bestimmung der Kenndaten eines optischen Verstärkers	97
<b>6</b>	<b>ERGEBNISSE UND DISKUSSION</b>	<b>100</b>
<b>6.1</b>	<b>Simulation passiver Wellenleiter</b>	<b>100</b>
6.1.1	Dimensionierung von einmodigen Wellenleitern	101
6.1.2	Einfluß der Dämpfung des Mantelmaterials auf die Wellenleiterdämpfung	107
6.1.3	Untersuchung der Dämpfung durch Oberflächenrauheit	108
6.1.4	Dämpfung durch Inhomogenitäten im Wellenleitervolumen	113
6.1.5	Koppelverluste	114
6.1.5.1	Fresnelverluste	114
6.1.5.2	Feldfehlanpassung	115
6.1.6	Resultierendes Anforderungsprofil für Wellenleiterstrukturen	119
<b>6.2</b>	<b>Simulation verstärkender Wellenleiter</b>	<b>120</b>
6.2.1	Resultierendes Anforderungsprofil für Wellenleiterverstärker	133
<b>6.3</b>	<b>Entwicklung passiver Wellenleiter</b>	<b>135</b>

---

6.3.1	Substratreinigung	138
6.3.2	Haftungsoptimierung	138
6.3.2.1	Einflüsse der Reinigungsprozedur	139
6.3.2.2	Einflüsse der Aushärteregimes	142
6.3.3	Schichtherstellung	142
6.3.3.1	Beschichtung	142
6.3.3.2	Schichttrocknung – Schichtaushärtung	144
6.3.3.3	Schichtrauheitsreduktion	146
6.3.4	Wellenleiterherstellung auf der Basis wässrig synthetisierter Komposite	148
6.3.4.1	Wässrig synthetisierter Komposit auf Glas	148
6.3.4.2	Herstellung von Streifenwellenleitern aus wässrig synthetisiertem Komposit	150
6.3.5	Charakterisierung von Wellenleitern aus wässrig synthetisiertem Komposit	155
6.3.5.1	Brechzahlen	155
6.3.5.1.1	Einflüsse durch die Prozeßführung	155
6.3.5.1.2	Homogenität der Brechzahl	156
6.3.5.1.3	Dispersion	157
6.3.5.1.4	Thermooptischer Koeffizient des Systems MPTS/MAS/Zr(OPr) <sub>4</sub>	157
6.3.5.2	Die Dämpfung der Grundmode von Wellenleitern aus MPTS/MAS/Zr(PrO) <sub>4</sub>	158
6.3.6	Streifenwellenleiter aus wasserfrei synthetisierten Kompositen	158
6.3.6.1	Herstellung der Mikrostrukturen für Streifenwellenleiter	159
6.3.6.2	Charakterisierung von Wellenleitern	167
6.3.6.2.1	Untersuchungen zur Einstellung der Brechzahl	167
6.3.6.2.2	Das Nahfeld	169
6.3.6.2.3	Die Wellenleiterdämpfung	169
6.3.7	Zusammenfassung und Wertung der Komposite für Wellenleiteranwendungen	172
<b>6.4</b>	<b>Herstellungstechnologie für Wellenleiterverstärker</b>	<b>174</b>
6.4.1	Das Konzept und resultierende Materialanforderungen	174
6.4.2	Die Bruchspannung	177
6.4.3	Die Viskosität	181
6.4.4	Die Substratstrukturierung	185
6.4.4.1	Das Sägen	186
6.4.4.2	Heißprägen	187
6.4.4.3	Reaktives Ionenätzen (RIE)	189
6.4.4.4	Ionenstrahlätzen (IBE)	191
6.4.5	Materialanpassung: Glaspaarung Bleisilikat / LaSFN15	193
6.4.6	Wellenleiterherstellung mit dem Heißpreßprozeß	195

---

6.4.7	Herstellungsergebnisse „Lichtwellenleiter aus Glas“	198
6.4.7.1	Glaswellenleiter auf Basis gesägter Mikrostrukturen	198
6.4.7.2	Glaswellenleiter auf Basis trocken-naß geätzter Mikrostrukturen	201
<b>6.5</b>	<b>Eigenschaften verstärkender Materialien</b>	<b>203</b>
6.5.1	Phosphatgläser	204
6.5.1.1	Die Infrarotabsorption	204
6.5.1.2	Die Brechzahlen	205
6.5.1.3	Die Wirkungsquerschnitte	207
6.5.1.3.1	Die Absorption	208
6.5.1.3.2	Die Emission	210
6.5.1.4	Die Fluoreszenzlebensdauer	212
6.5.1.5	ESA - Absorption aus angeregten Zuständen	213
6.5.2	Bleisilikat Gläser	215
6.5.2.1	Die Infrarotabsorption	215
6.5.2.2	Brechzahlen	216
6.5.2.3	Die Wirkungsquerschnitte	216
6.5.2.4	Die Fluoreszenzlebensdauer	218
6.5.2.5	Gläser mit Erbium und Ytterbium Kodotierung	220
<b>6.6</b>	<b>Untersuchungen verstärkender Wellenleiter</b>	<b>225</b>
6.6.1	Die Pumplaser- und Pumpleistungseinflüsse	226
6.6.2	Die spektrale Verstärkung	231
6.6.3	Signaleinflüsse	234
6.6.4	Upconversion	235
6.6.5	Kodotierte Systeme	236
<b>6.7</b>	<b>Simulation zur Diskussion und Wertung der experimentellen Ergebnisse</b>	<b>240</b>
6.7.1	Einflüsse durch Upconversion	240
6.7.2	Einflüsse von Wellenleiterlänge und Dotierung	242
6.7.3	Einflüsse der numerischen Apertur und Dotierungsverteilung	243
<b>7</b>	<b>ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK</b>	<b>247</b>
<b>8</b>	<b>ANHANG</b>	<b>255</b>
8.1	Verzeichnis der Symbole und Abkürzungen	255
8.2	Glaseigenschaften	261

---

<b>8.3 Glaszusammensetzungen</b>	<b>262</b>
<b>8.4 Naßchemische Ätzbarkeit von LaSFN15</b>	<b>263</b>
<b>8.5 Erbiumabsorption in Abhängigkeit der Konzentration</b>	<b>264</b>
<b>8.6 Linienzuordnung und Linienlage</b>	<b>264</b>
<b>8.7 Wirkungsquerschnitte des <math>^4I_{15/2} - ^4I_{13/2}</math>-Übergangs</b>	<b>265</b>
<b>9 LITERATUR</b>	<b>266</b>

## 1 Einleitung und Motivation

Weltweit steigt der Bedarf an Datenaustausch, so daß die globale Netzkapazität sich etwa alle drei Jahre verdoppelt. Das starke Anwachsen gründet sich auf der Kommunikation, auf Dienstleistungen wie Video on Demand, HDTV, Intranet, Teleworking, Telecommuting und dem weltumspannenden Internet. Ein weiteres starkes Anwachsen wird mit dem Beginn des prognostizierten Multimedia-Szenarios am Anfang des nächsten Jahrtausends auftreten [ 1]. Übertragungsgeschwindigkeiten bis in den Bereich um 10 Mbit/s Up- und Downstream werden erwartet ( Bild 1). Wie die nachstehende Abbildung, in der Datenraten für unterschiedliche Dienste dargestellt sind, zeigt, werden für umfassendere Dienste zunehmende Übertragungsbroadbanden benötigt, um die Datentransferzeiten nicht in inakzeptable Höhen ansteigen zu lassen. Für die Realisierung solch leistungsfähiger Netze werden bidirektionale sowie wellenlängengemultiplexte Nachrichtenübertragungstechnologien benötigt, die in der Lage sind, stetig wachsende Datenmengen zu bewältigen.

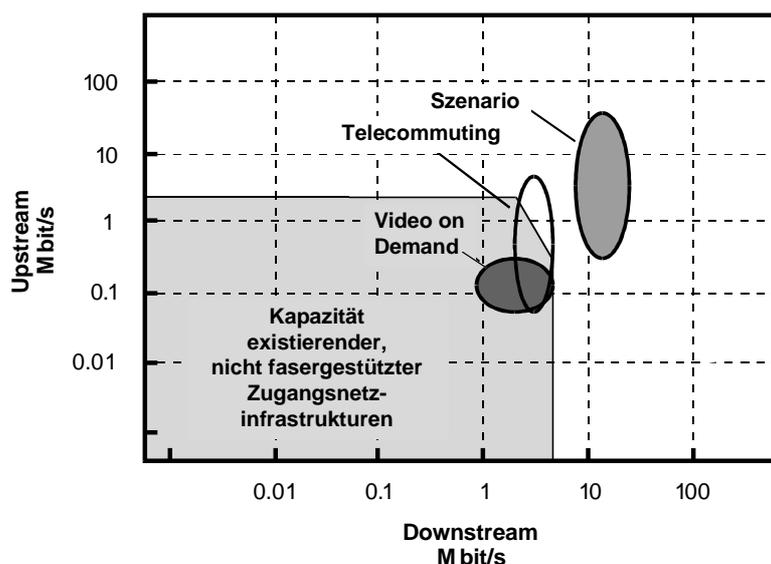


Bild 1 Zu erwartende Datenraten im Multimedia Szenario: a.) Telecommuting: Teleworking, Teleeducation, Telemedizin; b.) Szenario: 1xVoD (Video on Demand) + 4x Telecommuting. [ 2 ]

Ebenfalls erforderlich sind preiswerte Lösungen für lokale Netzwerke, auch Intranets, globale Netzwerke und Verteilersysteme mit hoher Leistungsfähigkeit. Die Technologien, die diesen Ansprüchen genügen, müssen zusätzlich ein höchstes Maß an Störsicherheit und Datensicherheit bieten und dabei auch fehlerunanfällig sein. Diesen Anforderungen ist die konventionelle, terrestrische elektronische Übertragungstechnik (Richtfunkstrecken, Koaxialkabel etc.) kaum mehr gewachsen, da die Bandbreite der Übertragungskanäle wegen der beschränkten

Höhe der Trägerfrequenz nicht beliebig ist und elektromagnetische Felder (EMP) sowie atmosphärische Störungen die Übertragungsqualität beeinträchtigen.

Eine Lösung bietet die optische Nachrichtentechnik. Sie besitzt eine hohe Störsicherheit und kann hohe Datenmengen bei großen Übertragungsraten bewältigen.

## 1.1 Die Optische Nachrichtenübertragungstechnik

Die Grundkomponenten für die optische Nachrichtentechnik sind Halbleiterlaser, Lichtleiter, optische Verstärker, Wellenlängentransponder, Multiplexer, Demultiplexer, Add-Drop-Multiplexer, Crossconnects und Detektoren. Neben den Bindegliedern zur peripheren Elektronik (Laserdioden, Detektoren) bedient sich die optische Nachrichtentechnik bisher immer noch der Elektronik bei aufwendigen Elementen wie Repeatern und Verstärkern, die jedoch keinen Wellenlängenmultiplexbetrieb und bidirektionale Übertragung bei geringem Aufwand erlauben. Ein rein optisches bidirektionales System für Datenübertragungsgeschwindigkeiten im Bereich von Gbit/s bzw. Tbit/s hat einen vergleichbar einfachen Aufbau und ist damit auch preiswerter zu realisieren [ 3]. Die neuen rein optischen Komponenten müssen zu der Glasfasertechnologie kompatibel sein, und auch die nötige Verbindungstechnik muß zur Ergänzung bestehender Netzwerke bereitgestellt werden. In optischen, Wellenlängen gemultiplexten Übertragungssystemen werden Datenraten im Bereich von 100 Gbit/s realisierbar [ 4].

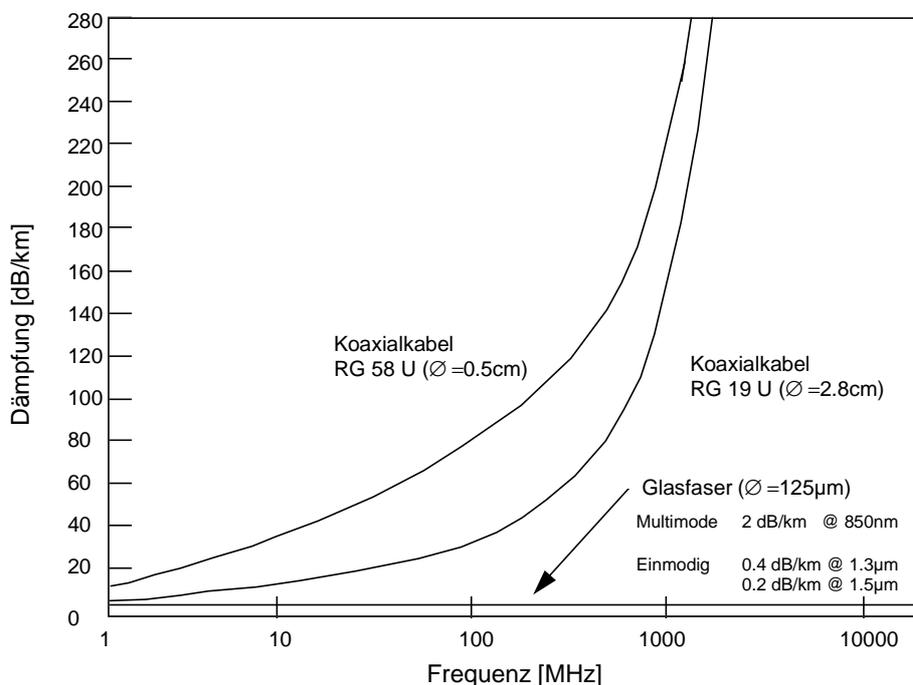


Bild 2 Vergleich der Dämpfung einer Glasfaser mit der Dämpfung des Koaxialkabels [ 5]

Verwendet werden Netzarchitekturen wie Hybrid Fiber Coax (HFC), Fiber To The Home (FTTH), Fiber To The Office (FTTO), Fiber To The Curb (FTTC), wobei eine schnelle Verbindung zum Endteilnehmer bei kurzen Strecken über eine Koaxleitung oder Twisted-Pair-

Leitung erfolgen. Nimmt man beachtliche Übertragungsverluste in Kauf, so reichen die möglichen Übertragungsgeschwindigkeiten bei Strecken unter einem Kilometer bei dem „Twisted-Pair“ Kabel bis in den MHz-Bereich und beim Koaxialkabel bis hin zum GHz-Bereich (Bild 2). Für das zu Anfang des nächsten Jahrtausends prognostizierte Szenario (Bild 1) werden jedoch bereits Übertragungsgeschwindigkeiten benötigt, die fasergestützte, optische Zugangsnetzinfrastrukturen erforderlich machen.

Die für die Informationsübertragung eingesetzten Fasern eignen sich für drei ausgezeichnete Telekommunikationsfenster (Bild 3). Der erste von 800 nm - 860 nm reichende Bereich ist der Arbeitsbereich der auf älteren GaAs- und Si-Technologien basierenden Sende- und Empfangseinheiten. Das zweite und dritte Fenster eignen sich besonders für die Kommunikationstechnik. So liegt im Bereich von 1240 nm - 1340 nm das Dispersionsminimum, das für hohe Datenraten wichtig ist, sowie ein relatives Absorptionsminimum vor. Im Bereich von 1500 nm - 1650 nm befindet sich bei der Silikatfaser ein absolutes Dämpfungsminimum, bei dem eine maximale Reichweite erzielt werden kann.

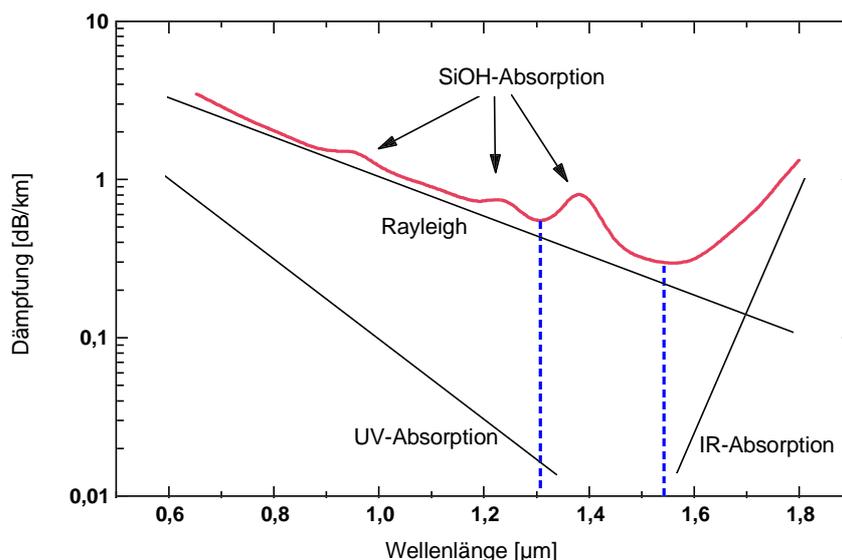


Bild 3 Spektrale Dämpfung einer Standard-Silikatfaser [ 6]

Aufgrund dieses spektralen Absorptionsverhaltens der Glasfaser werden die nachfolgenden Betrachtungen und die Optimierung für passive Wellenleiter hinsichtlich der Wellenlängenbereiche bei 1,3 µm sowie 1,5 µm durchgeführt.

Optische Verstärker werden für den 1,3 µm Bereich auf Basis von Praseodymiumionen [ 60] und für den 1,5 µm Bereich mit Hilfe von Erbiumionen realisiert. Die folgenden Arbeiten im Bereich der Verstärker konzentrieren sich, aufgrund der Komplexität der Verstärker für die Wellenlängenbereiche bei 1,3 µm und 1,5 µm, ausschließlich auf erbiumdotierte Verstärker für Wellenlängen um 1,5 µm.

## 1.2 Das vollständig optische Netzwerk

Der durch hohe Datenmengen verursachte Trend, die Netze leistungsfähiger zu gestalten, führt nicht nur bei den Verstärkern sondern auch bei Verzweigungselementen, Schaltern und Modulatoren weg von der reinen Elektronik und hin zu optischen Bauelementen und schließlich weiter zur Vereinigung mehrerer optischer Bauteile inklusive der gesamten elektronischen Beschaltung auf einem Substrat, d.h. zur integrierten Optik. Wie aus nachstehender Grafik (Bild 4) ersichtlich wird, werden zur breitbandigen, optischen Informationsübertragung optische Frequenzumsetzer, breitbandige, bidirektionale optische Verstärker (Optical Amplifier – OA), optische Schaltmatrizen und wellenlängenselektive Elemente wie Wellenlängenmultiplexer (Wavelength Division Multiplexer WDM) und Add/Drop-Multiplexer benötigt [ 7]. Für die Realisierung der erwähnten Komponenten wäre vom Materialgesichtspunkt aus betrachtet eine homogene Technologie wünschenswert. Dies ist aber aus physikalischen Gründen, auf die in Kapitel 4.1 eingegangen wird, nur durch die Verknüpfung unterschiedlicher Materialsysteme möglich.

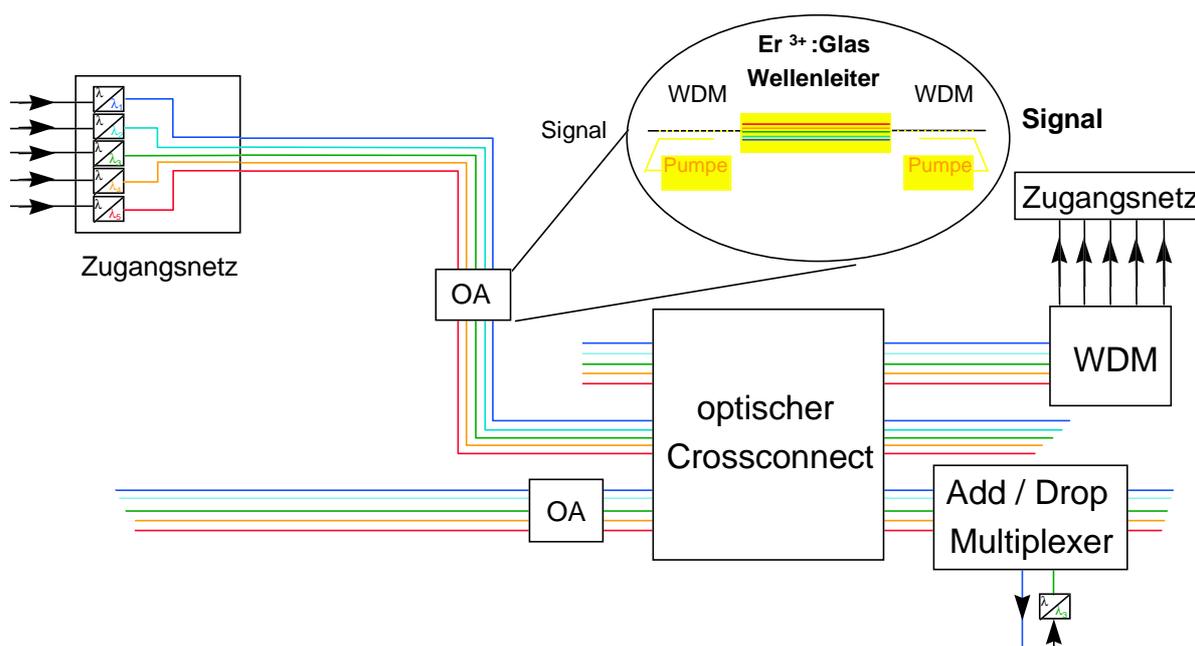


Bild 4 Schematische Darstellung eines rein optischen Netzwerkes [ 4]

Zur Erzielung geringer Einfügeverluste werden die für die integriert-optischen Komponenten verwendeten Materialien an die Brechzahl der verlegten Standard-Silikatfaser möglichst gut angepasst und auf geringe Verluste bei 1.3  $\mu\text{m}$  und 1.5  $\mu\text{m}$  hin optimiert.

Die weitere Betrachtung beschränkt sich auf die zwei Komponenten, für die in dieser Arbeit Materialien untersucht und grundlegende Herstellungstechnologien erarbeitet werden; den passiven optischen Wellenleiter (Anwendungen: Thermo-optischer Schalter, Verzweiger) und

den optischen Wellenleiterverstärker, auf den im folgenden aufgrund seiner höheren Komplexität ausführlicher eingegangen wird.

Im Bereich passiver Bauelemente wie Verzweiger und thermooptischer Schalter eignen sich besonders Polymere sowie Komposite wegen ihrer thermooptischen Koeffizienten, die knapp zwei Größenordnungen über üblichen Werten von anorganischen Gläsern liegen und bei niederen Temperaturen kostengünstig photolithographisch oder in Abform- und Ätztechnologien verarbeitet werden können. Typischerweise ist die Temperaturstabilität für Einsatzbereiche in rauher Umgebung wie in Verteilerkästen am Straßenrand nur bei wenigen Polymeren ausreichend. Ein Lösungsansatz kann in der Verwendung von organisch-anorganischen Kompositen gesehen werden, die die Eigenschaften anorganischer und organischer Materialien vereinen und durch einen Sol-Gel-Prozeß hergestellt werden können. So wird durch eine Erhöhung des Anorganikgehalts eine Steigerung der Temperaturstabilität erwartet. Diese passiven Kompositmaterialien bieten die Basis für WDM-fähige, optische Crossconnects, die im Vergleich zur elektronischen Ausführung nicht an ein Limit bei 10 Gbit/s stoßen. Sie sind wesentlich leistungsfähiger, preiswerter und stellen somit Schlüsselkomponenten dar [ 8].

Eine weitere Schlüsselkomponente für optische Netze ist der optische Verstärker. Er dient zur Kompensation intrinsischer Verluste, technologisch bedingter Verluste, von Streuverlusten und Splitting Verlusten sowie zur Pegelanpassung bei Verzweigern, Crossconnects und Multiplexern.

Der optische Verstärker kann als optischer Glasverstärker oder Halbleiterverstärker realisiert werden. Diese optischen Verstärker ermöglichen zwar keine Regeneration des Signals wie ihre elektrischen Pendanten, erlauben aber dafür aufgrund des möglichen WDM-Betriebs mehrere Kanäle gleichzeitig zu übertragen. Überdies gestatten optische Verstärker einen bidirektionalen, codeunabhängigen Datentransfer [ 9].

In Tabelle 1 sind die Charakteristika optischer Verstärker auf Glasverstärker-, Halbleiterverstärker- und Ramanverstärkerbasis im Vergleich dargestellt. Optische Glasverstärker zeichnen sich durch angepaßtes Modenprofil, vernachlässigbare Polarisationsabhängigkeit, geringe Temperaturabhängigkeit, günstiges Rauschverhalten, das in der Nähe der theoretischen Grenze von 3 dB liegt, sowie geringes Übersprechverhalten einzelner Kanäle aus und heben sich dadurch von den Halbleiterverstärkern positiv ab, allerdings benötigen die optischen Glasverstärker noch leistungsstarke Halbleiterpumplaser. Ramanverstärker sind wegen der hohen benötigten Feldstärken zur Erzielung einer brauchbaren Verstärkung von sehr geringem Interesse für die Anwendung in optischen Netzen. Das Hauptaugenmerk richtet sich folglich auf den optischen Glasverstärker.

Zur Herstellung verstärkender Komponenten werden anorganische Materialien benötigt, da sie gegenüber Polymeren weitaus weniger Verluste durch nichtstrahlend Relaxation aufweisen. Bisher werden Verfahren wie die Chemical Vapor Deposition (CVD) [ 10][ 11][ 12], Sputtern [

13][ 14][ 15][ 16], MeV-Ionenimplantation [ 17][ 18], Flame Hydrolysis Deposition (FHD) [ 19][ 20] in Kombination mit reaktivem Ionenätzen und Ionendiffusion [ 21][ 22] [ 23][ 24] bzw. der von einem elektrischen Feld unterstützten Ionendiffusion eingesetzt, die verglichen mit der Verarbeitung von Polymeren oder Kompositen aufwendiger sind.

*Tabelle 1 Charakteristika optischer Verstärker [ 9]*

	Halbleiterverstärker		Erbium-Glas-Faserverstärker	Raman-Faserverstärker
	Wanderwellenverstärker	Fabry-Perot-verstärker		
Typische Verstärkung	~30 dB (R=0.01%)	20 dB - 30 dB	30 dB - 45 dB	20 dB – 45 dB
Bandbreite (-20 dB Gain)	~1000 GHz	~1-10 GHz	~500 GHz	~ 3000 GHz
Sättigungsleistung (Output)	~10 dBm	-10 - -5 dBm	+5 - +10 dBm	~ +30 dBm
Polarisationsabhängigkeit	Ja (Nein)	Ja	Nein	Nein
Anregung	elektr. Strom (100-200 mA)	elektr. Strom (~20 mA)	Laserdiode (20-100 mW)	Laser (1-5 W)
Übersprechen a.) Kleinsignal b.) Sättigung	Ja Ja		Nein $\Delta f > 10$ kHz $f > 100$ kHz	
Rauschzahl	~5.2 dB	~10 dB	~4 dB @ 800 nm ~4 dB @ 1480 nm ~3 dB @ 980 nm	
Verzerrung: Großsignal	2 Gb/s, 50 Gb/s pulsformabhängig Gain recovery time $\tau_g < 500$ ps		Nein, da Gain recovery time $\tau_g > 1$ ms	
typische Koppelverluste	~6 dB	~6 dB	<1 dB Spleiß	<1 dB Spleiß

Wellenleiterverstärker bzw. Wellenleiterlaser für 1.5  $\mu\text{m}$  auf der Basis oben beschriebener Technologien sind in der Literatur zu finden. Sie basieren auf Gläsern, die mit dreiwertigem Erbium dotiert sind, da die Lage der Energieniveaus dieses Ions eine Verstärkung bei 1.5  $\mu\text{m}$  möglich macht. Zur effizienteren Absorption des Pumplichtes kann mit dreiwertigem Ytterbium kodotiert werden [ 25]. Die Energie kann für den Fall, daß Erbium und Ytterbium bei ca. 980 nm gleichzeitig gepumpt werden, zusätzlich resonant vom Ytterbium auf das Erbium übertragen werden.

### 1.3 Marktsituation optischer Netzwerke und Komponenten

Zukunftssichere Netzwerke basieren auf Glasfasern, deren Kapazitäten heute noch deutliche Reserven bieten. Weitere Vorteile im Vergleich zu Kupferkabel sind: Geringe Dimensionen, leicht, EMP (Electro Magnetic Pulse) sicher, abhörsicher, geringe Übertragungsverluste, hohe Bandbreite, WL-TD-Multiplexbarkeit (WaveLength - Time Domain), keine Erdschleifen, preiswert, aber kein Energietransport möglich [ 5]. Diese Netze sind je nach Verfügbarkeit der rein optischen Komponenten und geforderten Bitrate ausbaufähig. Zunächst, solange keine geeigneten optischen Komponenten vorhanden sind, kann der Standardweg der elektrisch-optischen – optisch-elektrischen Umsetzung gegangen werden.

In Deutschland hat sich gegenwärtig bei der optischen Datenübertragung der STM-16-Standard mit einer Bitrate von 2.5Gbit/s etabliert. In den USA werden Bitraten von 10 Gbit/s übertragen (OC-192-Standard). Höheren Übertragungsraten bei einer Wellenlänge stehen die Faserdispersion und elektronische Crossconnects entgegen. Eine Erhöhung der Übertragungsraten wird durch eine rein optische Datenübertragung in Crossconnects und durch die gleichzeitige Nutzung mehrerer Wellenlängen (Wellenlängenmultiplex, WDM) erreicht. Wellenlängenmultiplex erlaubt bei der Verwendung von Bitraten von 2.5 Gbit/s bei 1550nm die Realisierung langer Übertragungstrecken ohne signalregenerierenden Repeater. Sogar 10 Gbit/s können durch DST-Modulation über eine Strecke von 250 km bei einer Wellenlänge von 1530 nm ohne Regenerator übertragen werden [ 26]. Die Verwendung des Wellenlängenmultiplex erfordert optische Crossconnects, da bei der optisch-elektrischen und elektrisch-optischen-Wandlung die Vermittlungsfunktion sehr aufwendig wird. (Demultiplexing der einzelnen Kanäle, Vermittlung, Multiplexing durch N Senderelemente, Zusammenführung in eine Faser).

Zur Verdeutlichung der Bedeutung der optischen Nachrichtentechnik, die sie in der Zukunft erlangen kann, werden anhand verschiedener Studien mögliche Entwicklungen des Marktes für die optische Nachrichtentechnik aufgezeigt.

1. Prognosstudie: Der gesamte Zuwachs im Kabelbereich wird bis zur Sättigung im Jahre 2010 bei etwa 20% liegen. Geändertes Verbraucherverhalten, d.h. das Bedürfnis spezielle Informationen zu einem selbst bestimmbareren Zeitpunkt zu erhalten, wird die Kommunikationstechnologie in Richtung rein optische Netzwerke mit hoher Übertragungsraten notwendig machen und dadurch deutlich vorantreiben [ 1].
2. Eine kürzlich erschienene Marktstudie der Fa. ElectroniCast Corp. zeigt eine mögliche Steigerung des Marktvolumens für den Nordamerikanischen Markt für optische Schalter

von 1994 bis 1999 um 44% und anschließend pro Jahr um 27% auf. Wird je Ausgang und Eingang ein optischer Verstärker benötigt, so ergibt sich bei 4 auf 4 Crossconnects eine um das achtfache höhere Stückzahl optischer Verstärker [ 27].

3. Im Lightwave Special Report von Mai 1997 werden Wachstumsraten bis zum Jahr 2001 von ca. 30% pro Jahr bei Komponenten für optische Netzwerke prognostiziert [ 28].
4. In der Juni '97 Ausgabe von Laser Focus World werden für den Verkauf von optischen Verstärkern Stückzahlen für 1997 von 25050 Stück erwartet und für die Jahre 1998 bis 2000 ein Steigerung um ca. 5000 Stück pro Jahr vorhergesagt [ 29].

Betrachtungen zu vorläufigen Hochgeschwindigkeitsnetzen, die bis zum Verbraucher reichen, zeigen, daß eine technologische Umsetzung als Hybridsystem (HFC) bei Datenraten im Gbit/s-Bereich (Bild 2) machbar ist, bei dem die Glasfasern bis zum Schaltschrank (FTTC) oder zum Gebäude (FTTB) reichen, von wo aus die Verteilung weiterhin über vorhandene Drähte geführt werden kann. Dieses letzte Stück in der Verbindung zum Kunden muß nicht mehr neu verlegt werden, die maximal verwendbare Länge geht aber je nach Bitrate auf 500 m bis 1.5 km zurück. Der Hauptanteil dieses Netzes, der bis zum Verteilerkasten oder Gebäude reicht, ist optisch.

Die für die Übertragungsgüte charakteristischen Bit-Fehler-Raten lassen sich deutlich reduzieren, sobald die Leistung in den Übertragungstrecken erhöht wird oder das Minimum der Signalleistung im Netz hochgesetzt wird [ 30]. Diese höheren Signalpegel lassen sich entweder durch kürzere Teilstücke zwischen Sende- und Empfangsmodulen realisieren oder durch die Ergänzung mit optischen Verstärkern.

Schlußfolgerung der Marktabschätzungen: Steigerungen der Verkaufszahlen optischer Komponenten werden im Bereich von 20% bis 30% pro Jahr prognostiziert. Die Prognosen für die optische Telekommunikation, die einen Markt mit beachtlicher Steigerung vorhersagen oder auch das in der Prognos-Studie erwartete neue Verbraucherverhalten, werden der optischen Nachrichtentechnik einen deutlichen Schub geben. Eine Umsetzung der optischen Telekommunikation in breitem Maße zu Beginn des nächsten Jahrtausends würde folglich große Stückzahlen preisgünstiger Komponenten erfordern, die momentan noch nicht verfügbar sind. Besonders interessant sind planare integriert-optische Verzweiger und Schalter (Crossconnects) und planare optische Verstärker mit integrierten Multiplexern und Verzweigern, denen die Faserverstärker keine Konkurrenz bieten können.

Hieraus resultieren die zwei Ansatzpunkte dieser Arbeit für die Material- und Technologieentwicklung zur Herstellung von Wellenleitern:

- Passive Materialien mit geringen intrinsischen Verlusten und hoher Stabilität für passive optische Komponenten und optische Schalter

→ **Polymere und Komposite**

- Verstärkende Materialien für optische Verstärker, verlustlose optische Verzweiger

→ **anorganische Gläser**

Warum zwei unterschiedliche Materialtypen für die beiden Anwendungen zwingend erforderlich sind, wird in Kapitel 4.1 erläutert.

## 2 Stand der Technik

Die zwei Ansatzpunkte dieser Arbeit erfordern die Betrachtung des Stands der Technik der passiven Wellenleiter und der verstärkenden Wellenleiter.

### 2.1 Passive Wellenleiter

Für die Realisierung passiver Wellenleiter können anorganische und organische Materialien eingesetzt werden. Der nachfolgende Abschnitt soll einen Überblick über die derzeitigen Aktivitäten geben.

Besonderes Interesse fällt auf den Bereich der Polymere, da auf dieser Basis sogenannte Schlüsselkomponenten für die Telekommunikation wie X auf X Schalter, basierend auf dem thermooptischen Effekt, hergestellt werden können.

Verluste unterhalb von 0.3 dB/cm sollten bei einer vom System geforderten Temperaturstabilität erreicht werden. Aufgrund der großen Anzahl der Veröffentlichungen sind die Technologien zur Herstellung passiver Wellenleiter und die mit den einzelnen Materialien (bzw. Mischungen) erzielten Dämpfungswerte tabellarisch dargestellt.

#### Wellenleiter aus organischen und Kompositmaterialien:

- PMMA / BDK, 0.9 dB/cm @1.5  $\mu\text{m}$  [ 31]
- EGDMA / TFPMA / PMMA, 0.3 dB/cm @ 1.3 $\mu\text{m}$ , > 1 dB/cm @ 1.5 $\mu\text{m}$  [ 32][ 33]
- PFPMA / TeCEA, 0.2 dB/cm @1.2  $\mu\text{m}$  und 0.7 dB/cm @1.55  $\mu\text{m}$  [ 34]
- Teilfluorierte Acrylate 0.06 dB/cm @1.5  $\mu\text{m}$  [ 35]
- Polyisocyanurat 0.8 dB @ 1550 nm [ 36][ 37]
- Polyimid, 0.3-0.5 dB/cm @830 nm und @1310 nm [ 38][ 39][40]
- Polysteren [ 41]
- Polycarbonat [ 41]
- BCB Polycylobuten,1.5 dB/cm @1.5  $\mu\text{m}$  [ 42]
- Photobleachable Polymer (Akzo) <0.1dB/cm [ 43]
- Komposite (Ormocer) [ 44] < 0.4 dB/cm @ 670 nm [ 45][ 46][ 47] [ 46][ 47][ 57][ 58 ] <0.3 dB/cm @ 1.5  $\mu\text{m}$ ,

**Technologien:**

- Ionenätzen von Polyimid [ 38]
- Ionenbestrahlung [ 48]
- Photostrukturierung (Maskaligner, Laserschreiben [ 45])
- Induzierte Diffusion dotierter Polymere [ 39]
- Spritzguß [ 32]
- Molekulare Orientierung der Dotierung [ 39]
- Photobleichen [ 43]
- Elektronenstrahlstrukturierung (Photoresist) [ 49]
- Sol-Gel-Technologie [ 44][ 45][ 46]
- Abformtechnik [ 44]

Auf die Sol-Gel-Technologie soll nun noch detaillierter eingegangen werden, da dieser Prozeß für die Synthese optischer Materialien in dieser Arbeit verwendet wird. Der Gedanke, den Sol-Gel-Prozeß als preiswerte Lösung zur Herstellung von temperaturstabilen Lichtwellenleitern für die integrierte Optik einzusetzen, führte dazu, daß sich heute verschiedene Arbeitsgruppen mit der Verwendung des Sol-Gel-Prozesses für passive Lichtwellenleiter befassen [ 52][ 53][ 54][ 55]. Einige Aktivitäten gibt es bei anorganischen Sol-Gel-Schichten. Aufgrund der geringen Schichtdicken, die mit einer einzigen Beschichtung erreicht werden können, werden für optische Wellenleiter zunächst viele Schichten übereinander aufgebracht [ 54] oder starke Brechzahlunterschiede von Substrat, Film und Cladding benötigt [ 55], um die Lichtführung zu ermöglichen. Nachteilig zeigt sich bei dem Mehrschichtverfahren, daß die Strukturierung erst dann durchgeführt werden kann, wenn eine Schicht ausreichender Dicke hergestellt ist. Betrachtet man hingegen Komposite, die ebenfalls über den Sol-Gel-Prozeß hergestellt werden, so erkennt man einige Vorzüge: Schichtdicken von über 20 µm können mit einem Beschichtungsschritt erzielt werden, thermische und mechanische Eigenschaften sind durch den Gehalt von SiO<sub>2</sub> mittels Si-O-Si-Bindungen variierbar und zahlreiche Niedertemperaturformgebungsmöglichkeiten können verwendet werden.

Ebenso wie mit organischen Materialien und Kompositen lassen sich auf der Basis anorganischer Materialien passive Wellenleiter mit geringen Verlusten herstellen. Diese anorganischen Wellenleiter weisen verglichen mit den organischen Materialien eine geringere Materialabsorption auf. Mögliche Herstellungstechnologien sind nachstehend aufgelistet.

## Technologien zur Herstellung anorganischer Materialien:

### 1. Schichtherstellung

- Sol-Gel Wellenleiter (RTA - Rapid Thermal Annealing) [ 53] <6 dB/cm @1.525  $\mu\text{m}$ , [ 54] 0.2dB @1.525  $\mu\text{m}$ , [ 55]
- Flammenhydrolyse (FHD) [ 20]
- Chemical Vapour Deposition (CVD), Physical Enhanced Chemical Vapour Deposition (PECVD), Liquid Phase Chemical Vapour Deposition (LPCVD) [ 10][ 11][ 12]
- Sputtern[ 13][ 14]

### 2. Strukturierung

- RIE [ 20][ 19]
- Ionendiffusion [ 22][ 23]
- Ionenimplantation [ 17][ 18]
- Photostrukturierung [ 60][ 61]
- Chemische Strukturierung [ 60][ 62] [ 63]

## 2.2 Verstärkende Wellenleiter

Parallel zur Entwicklung der EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier) findet bei mehreren Arbeitsgruppen die Entwicklung planarer optischer Wellenleiterverstärker statt.

Im Gegensatz zu den Faserverstärkern, die erbiumdotierte Fasern mit Längen im Bereich um 10 Meter beinhalten, haben Wellenleiterverstärker Dimensionen weniger Zentimeter. Dies soll die Möglichkeit bieten, mehrere Funktionen auf einem Substrat zu integrieren und dadurch geringe Kosten für die Baugruppe zu erzielen.

Verglichen mit den Faserverstärkern werden wegen der geringen Längen, hohe Dotierungskonzentrationen und auch hohe Pumpleistungsdichten gefordert. Ein Kompromiß ist eine spulenähnliche Anordnung des verstärkenden Wellenleiters auf dem Substrat mit Längen von mehreren 10 Zentimetern bei relativ geringer Dotierung aber hohem Platzbedarf. Bei Wellenleitern mit einer Länge von wenigen Zentimetern besteht die Problematik, ausreichend hohe Dotierungskonzentrationen bei vertretbaren konzentrationsbedingten Verlusten in der Glasmatrix unterzubringen. Ein wesentlicher Verlustprozeß ist die Upconversion. Sie gewinnt bei hohen Pumpleistungen im Verstärkerbetrieb einen zunehmend negativen Einfluß auf die Verstärkungseigenschaften.

Um hohe Pumpleistungsdichten zu erreichen, werden im Vergleich zu den passiven Komponenten bzw. Fasern die numerische Apertur vergrößert und der Wellenleiterquerschnitt verkleinert, da hohe Leistungsdichten in dem dotierten Kern zu einer Absenkung der Schwellenpumpleistung und wirkungsvollen Arbeitsweise beitragen. Für den Übergang der Standardfaser auf einen Verstärker wird, um die Koppelverluste gering zu halten, die Verwendung von Tapern für die Feld-, Brechzahlanpassung erforderlich.

Die Technologien, die zur Herstellung der verstärkenden Wellenleiter verwendet werden, entsprechen den Technologien zur Realisierung anorganischer Wellenleiter. Außer bei der Ionendiffusion und dem Sputtern mit Hilfe einer Blende erfolgt die Strukturierung über reaktives Ionenätzen. Hinzu kommt noch ein Verfahren von Najafi, das eine Kombination von ionendiffundiertem Wellenleiter und einer darüberliegenden erbiumdotierten Sol-Gel-Schicht beinhaltet [ 65].

Bisher wurden mit den erwähnten Technologien mehrfach dotierte Wellenleiter realisiert, an denen Verstärkungseffekte nachgewiesen werden konnten. Eine Übersicht bietet die folgende Tabelle 2.

*Tabelle 2 Literaturübersicht: Verstärkende Wellenleiter und Wellenleiterlaser für Wellenlängen um 1.5  $\mu\text{m}$  (siehe Niveauschema von Erbium Bild 22)*

Dotierung	Zitat	Länge / Verstärkung bei 1.5 $\mu\text{m}$	Pumpleistung / WL	Technologie
Er 0.48 gew%	[ 10] 1993	75 mm / 5 dB Net.	420 mW @ 980 nm TiSa	PECVD/ FHD Cladding
Er 0.48 gew%	[ 11] 1993	66 mm / 2.2 dB Net.	420 mW @ 980 nm TiSa	PECVD/ FHD Cladding
Er 0.46 at%	[ 71] 1997	35 mm / ON-OFF-Ratio 19 dB	45 mW @ 1480 nm Diode	MO-PECVD / MO-LPCVD
Er 0.47 gew%	[ 12] 1993	350 mm / 24 dB Net.	200 mW @ 975 nm Diode	FHD
Er 14600 ppm	[ 13] 1993	45 mm / 15 dB Net.	280 mW @ 980 nm TiSa	Sputtern
Er $5.3 \cdot 10^{26}$ Ionen/ $\text{m}^3$	[ 14] 1997	10 mm / 4.1 dB Net.	70 mW @ 980 nm TiSa	Sputtern
Er 3.3 gew%	[ 15] 1997	17 mm / 7.2 dB Net.	80 mW @ 980 nm Diode	1D Sputtern + Lift-Off-Prozeß
Er $1.3 \cdot 10^{26}$ Ionen/ $\text{m}^3$	[ 16] 1997	43 mm / 3.4 dB Net.	30 mW @ 1480 nm	Sputtern / IBE
Er 1.3 at%	[ 18] 1995	9 mm / ON-OFF-Ratio 4.5 dB	2.5 mW @ 1470 nm	Sputtern
Er $0.7 \cdot 10^{26}$ Ionen/ $\text{m}^3$	[ 70] 1996	59 mm / 4.5 dB Net	100 mW @ 980 nm Diode	Sputtern
Er 5.5 bzw. 2.7 gew%	[ 68] 1995	45 mm / 19 dB Net 45 mm / 9 dB Net	480 mW @ 980 nm TiSa	Sputtern
Er	[ 22] 1995	44 mm / 2 dB Net.	280 mW @ 980 nm	Ionenaustausch
Er 2 gew% Yb 4 gew%	[ 23] 1996	45 mm / 11.6 dB Net.	120 mW @ 975 nm Diode	Ionenaustausch

Er $1.0 \cdot 10^{26}$ Ionen/m <sup>3</sup>	[ 69] 1995	18 mm / 0 dB Net.	160 mW @ 980nm TiSa	Ionenaustausch (Ag <sup>+</sup> )
Er Kigre QE7	[ 64] 1992	Erste Absorptionsmessungen		Komposit- Konzept
Er 3.6 at%	[ 67] 1994	Erste Absorptionsmessungen		Sputtern/ Ionen- implantation
Er 0.2 at% Yb 1 at%	[ 72] 1995	Erste Absorptions- und Lumi- neszenzmessungen		SiON / Ionenim- plantation
Er 2 gew% Yb 4 gew%	[ 75] 1997	51 mm / 11 dB Net.	120 mW @ 975 nm Diode	Ionenaustausch
Er / Yb	[ 76] 1997	45 mm / 16.5 dB zweifacher Verstärkerdurchlauf	180 mW @ 983 nm Diode	Ionenaustausch
Er 1 gew% Yb 5 gew%	[ 73] 1995	20 mm / 2 % Slope Efficiency, Schwellenleistung 5 mW	120 mW @ 977 nm Diode	Ionenaustausch
Er 1.5 gew% Yb 17 gew%	[ 74] 1995	20 mm / 5.5 % Slope Efficiency, Schwellenleistung 14.8 mW	30 mW @ 966 nm Diode	Ionenaustausch
Er 2 gew% Yb 4 gew%	[ 77] 1997	9 mm / 2.6 % Slope Efficiency, Schwellenleistung 42 mW 43 mm / 17 % Slope Efficiency, Schwellenleistung 56 mW	120 mW @ 977 nm Diode	Ionenaustausch ( Ag <sup>+</sup> )
Er 2 gew% Yb 4 gew%	[ 78] 1997	43 mm / 11 % Slope Efficiency, Schwellenleistung 45 mW	70 mW @ 980 nm Diode	Ionenaustausch ( Ag <sup>+</sup> )

Fokussiert man zunächst die Betrachtung auf Sol-Gel-Materialien, so ist in der Literatur zu finden, daß Lumineszenz und auch Lasertätigkeit an verschiedenen Materialien [ 79][ 80][ 81] [ 82][ 83] gemessen wurden. Über Wellenleiter gibt es aber bis auf den nachfolgenden Ansatz keine Veröffentlichungen. Hinsichtlich einer technologischen Umsetzung in wellenleitende Strukturen sind, mit Ausnahme des Ansatzes von Najafi [ 64][ 65], ein dotiertes Material über einem ionendiffundierten Wellenleiter aufzubringen, noch keine Ansätze aufgezeigt worden. Dieses Konzept birgt aber eine Schwierigkeit. Die Kanäle werden durch Ionendiffusion bei typischen Temperaturen um 400°C hergestellt. Das Austreiben des restlichen Wassers oder der Organik der Sol-Gel-Schicht erfolgt erst ausreichend bei Temperaturen über 1000°C, so daß eine weitere Diffusion oder das Erweichen des Substrats erwartet werden muß. Betrachtet man die optische Konfiguration, so ist im Vergleich zu vergrabenen Streifenwellenleitern mit dotiertem Kern eine deutlich geringere Verstärkung zu erwarten. Die Ursache für die geringere Verstärkung liegt in der Verteilung der aktiven Zentren und dem vergleichsweise geringeren Überlapp der Dotierungsverteilung mit dem Pump- und Signallicht.

## Konzepte

Denkt man an die Streifenwellenleiterherstellung über Schichten, so stößt man auf die Problematik, daß mit anorganischen Sol-Gel-Materialien nur geringe Schichtdicken in einem Beschichtungsvorgang erzielt werden können. Betrachtet man die für die Anwendung notwendigen Schichtdicken im Bereich von 8  $\mu\text{m}$  für die Pufferschicht und Deckschicht, 4  $\mu\text{m}$  für den verstärkenden Kanal, so werden Mehrfachbeschichtungen notwendig. Zur Strukturierung muß eine Ätzmaske auf die zu strukturierende Schicht übertragen werden und über reaktives Ionenätzen mit fluorhaltigen Gasen das überschüssige Glas abgeätzt werden. Die Beschichtungsmaterialien dürfen folglich aus Gründen der Ätzbarkeit keine Komponenten enthalten, die mit Fluor schwerflüchtige Verbindungen bilden, die den Ätzprozeß behindern. Eine weitere Strukturierungsmöglichkeit wäre eine lokale Verdichtung über intensives Laserlicht. Die nicht verdichteten Bereiche können abgelöst werden. Zu beachten ist bei diesem Weg die typische Stegbreite von 4  $\mu\text{m}$ , wodurch hohe Anforderungen an die Strahlqualität gestellt werden.

Eine Strukturierbarkeit durch Prägen ist nicht zu erwarten, da zum Erzielen höherer Schichtdicken ein Mehrschichtprozeß verwendet wird. Die Strukturierung der wellenleitenden Schicht muß folglich mehrmals exakt übereinander durchgeführt werden.

Die Umsetzung verstärkender vergrabener Wellenleiter über Sol-Gel-Schichtsysteme ist folglich wegen der Entwicklung der Prozeßtechnologie für derartig hohe Schichtdicken und der Ausarbeitung von Synthesen für Materialien, die keine schwerlöslichen Verbindungen mit Fluor bilden und auch hohe Erbiumkonzentrationen aufnehmen können ohne zur Clusterbildung zu neigen, nachvollziehbar komplex und daher mit einem hohen Risiko behaftet.

## 3 Zielsetzung und Vorgehensweise dieser Arbeit

In dieser Arbeit werden Betrachtungen zur Herstellung und Untersuchungen passiver sowie verstärkender optischer Wellenleiter auf der Basis von Sol-Gel-Materialien und anorganischen Gläsern durchgeführt. Diese passiven und verstärkenden optischen Wellenleiter erfordern unterschiedliche Materialien. Ebenso sind bei der Dimensionierung von Monomode Wellenleitern verschiedene Aspekte zu berücksichtigen. Aufgrund der Materialtypen, die für verstärkende oder passive Wellenleiter verwendet werden müssen, sind entsprechende Konzepte und Technologien zu erarbeiten. Das jeweilige Anforderungsprofil, das aus einer späteren Anwendung abgeleitet wird, sowie der Stand der Technik bieten die Basis und geben die Zielrichtung für eine neue Material- und Technologieentwicklung vor. Dies beginnt bei typischen Schichtdicken und geht über die absolute Lage der Brechzahlen bis hin zu den Brechzahlunterschieden sowie auf der technologischen Seite vom Prägen, der Abformtechnik, der Photolithographie über das Ätzen bis zum Heißpreßverfahren.

### 3.1 Verlustarme passive Wellenleiter

Der erste Teil der Zielsetzung dieser Arbeit ist die Erarbeitung der Herstellungstechnologie, die Simulation von Wellenleitern, deren Streuverluste, Absorption im Cladding und die Charakterisierung kostengünstiger, verlustarmer Wellenleiter in anorganisch-organischen Kompositmaterialien unter Verwendung eines wäßrigen und eines wasserfreien Sol-Gel-Verfahrens.

Diese Technologie verbindet die Vorzüge einer einfachen Strukturierung von polymerartigen Materialien mit der höheren Stabilität anorganischer Materialien und einer guten Schicht-Substrathaftung. Vorteile gegenüber konventionellen Polymermaterialien sind die nicht auftretende wechselseitige Anlösung der Materialien und die technologische Umsetzung in einem thermischen Verfahren, welches einen substratunabhängigen Prozeß zuläßt.

In dem Bereich verlustarmer passiver Wellenleiter werden zunächst, auf den Arbeiten von Tiefensee [ 45] aufbauend, Beschichtungsexperimente, Untersuchungen zur Wellenleiterherstellungstechnologie und Dämpfungsuntersuchungen bei 0.633  $\mu\text{m}$ , 1.3  $\mu\text{m}$  und 1.5  $\mu\text{m}$  durchgeführt. Da die Dämpfungswerte der optischen Wellenleiter sich aus intrinsischer Dämpfung, Streuung im Volumen und Grenzflächen zusammensetzen, werden zur Verlustminimierung experimentelle und theoretische Untersuchungen dieser drei Größen durchgeführt. Auf der Basis der nach der Optimierung erlangten Ergebnisse, wird ein mit einer wasserfreien Synthese hergestellter anorganisch-organischer Komposit mit deutlich verringertem OH-Gehalt hinsichtlich verlustarmer optischer Wellenleiter für 1.5  $\mu\text{m}$  untersucht. Für diese Mate-

rialien werden weitere herstellungstechnologische Gesichtspunkte betrachtet und Wellenleiter hergestellt.

Mit Simulationsrechnungen wird die Dimensionierung von einmodigen Wellenleitern durchgeführt. Rauheitseinflüsse werden mit zwei unterschiedlichen Theorien abgeschätzt und Zusammenhänge mit Wellenleiterkenngrößen aufgezeigt. Die Streuung, hervorgerufen durch Indexinhomogenitäten im Wellenleiter, wird als Rayleigh-Streuung betrachtet. Da für die Anwendung auch Kostengesichtspunkte zu berücksichtigen sind, ist auch an eine Verwendung eines verlustarmen Materials nur für den Kern zu denken. Infolgedessen werden Einflüsse der Dämpfung der Deck- und Pufferschicht auf die gesamte Wellenleiterdämpfung bestimmt. Neben den Verlusten treten an den Koppelstellen Verluste durch Reflexion und Fehlanpassung auf. Eine Minimierung dieser Größen erfolgt durch eine Anpassung an die Standard-Telecom-Faser.

### **3.2 Verstärkende Wellenleiter**

Das zweite Ziel ist die Technologieentwicklung und Simulation für verstärkende Elemente für das dritte optische Fenster um  $1.5 \mu\text{m}$ . Das einzige dafür geeignete Ion ist das dreiwertige Erbium. Dies kann aufgrund dominanter nichtstrahlender Prozesse nicht direkt in die oben beschriebenen Kompositmaterialien eingebracht werden. Nützt man zur Verringerung nichtstrahlender Prozesse nanoskalige Partikel, in denen die Dotierungsionen in eine phononenarme Schutzhülle eingebaut sind, so läßt sich das Ziel kurzer Verstärkerlängen nicht erreichen. Die Ursache liegt in der geringen erzielbaren Zentrendichte, aufgrund der für die Abkopplung von der phononenreichen Umgebung benötigten Schutzhüllendurchmesser und des begrenzten Füllgrades des Komposits.

Aus diesen Gründen finden zur Verwirklichung der Zielsetzung Materialien mit ausreichend niedriger oberer Phononengrenzenergie Verwendung, die eine hohe Dotierungskonzentration aufnehmen können. Besonders geeignet sind anorganische Gläser, aufgrund der deutlichen, durch die Matrix verursachten Verbreiterung der Verstärkerlinien im Vergleich zu kristallinen Materialien. Neben der Verwendung eines anorganischen Glases, das große Verstärkungswellenlängenbereiche ermöglicht, besteht die Notwendigkeit eine neue, dabei auch kostengünstige Technologie, die weitgehend ohne zeitaufwendige Vakuumprozesse auskommt, zu entwickeln.

Der Stand der Technik zeigt, daß verstärkende Wellenleiter durch bekannte Verfahren wie Ionendiffusion, Sputtern und Flammenhydrolyse hergestellt wurden. In dieser Arbeit wird ein neuer technologischer Ansatz zur Herstellung von optischen Wellenleiterverstärkern angestrebt, mit hohem Potential für die Realisierung kostengünstiger Komponenten in hohen Stückzahlen. Um ein solches Potential zu erreichen, sind vor allem einfache Prozeßschritte

bei Atmosphärendruck gefragt. Aus diesen Maximen resultiert das Heißpreßverfahren [ 84]. Betrachtungen des Gesamtprozesses hinsichtlich seiner Machbarkeit werden durchgeführt. Auf der Basis gezeigter Machbarkeit werden die optischen und spektroskopischen Eigenschaften erbiumdotierter Gläser ermittelt und mit diesen Kenndaten Simulationen gerechnet, um das Verstärkungspotential zu evaluieren. Eine Simulation der Rauheitseinflüsse ergänzt die Betrachtung und gibt Ziele der Prozeßentwicklung vor. Die experimentelle Umsetzung des Konzepts mit kommerziellen Gläsern stellt den Untersuchungsschwerpunkt dar. Nach der erfolgten technologischen Umsetzung werden die Eigenschaften der optischen Verstärker untersucht. Da kommerzielle Gläser keine Anpassung an den Herstellungsprozeß erlauben, werden an den Herstellungsprozeß und die optischen Anforderungen anpassbare Gläser auf Bleisilikatbasis entwickelt, da mit Bleisilikatglas niedrigere Verarbeitungstemperaturen aufgrund eines hohen Bleioxidgehalts erwartet werden. Eine Optimierung des Herstellungsprozesses des Bleisilikatglases hinsichtlich optischer Verluste wird mit Rückkopplung durch die optische Charakterisierung verfolgt. Die Simulation, basierend auf den spektroskopischen, an Volumenproben bestimmten Kenndaten, wird zur Ermittlung einer günstigen Dotierungskonzentration für kurze Wellenleiter durchgeführt, um eine zielstrebige Materialentwicklung zu gewährleisten und um die zu erwartenden Verstärkungswerte abzuschätzen. Mit Versuchen zur Wellenleiterherstellung wird die Machbarkeit des neuen Konzeptes anhand gewählter Glaspaa- rungen demonstriert. Die Aktivitäten werden mit der Charakterisierung der Wellenleiterverstärker und der Diskussion der Ergebnisse abgerundet.

## 4 Theoretische Grundlagen

Im Kapitel theoretische Grundlagen, wird auf die Eignung von Materialtypen für Verstärker oder passive Wellenleiter eingegangen. Zum Verständnis der weiteren Betrachtungen werden grundlegende Eigenschaften von Polymeren (Kompositen) und anorganischen Gläsern dargestellt. Theoretische Grundlagen zu Lichtwellenleitern, deren Simulation sowie Ansätze zur Betrachtung verlustzeugender Effekte bilden einen weiteren Abschnitt, der wesentliche Aspekte zur Verlustminimierung der Wellenleiter enthält. Der letzte Teil der theoretischen Grundlagen dient zum nötigen Verständnis von Glas mit Erbiumdotierung, verschiedener Effekte in erbiumdotierten Gläsern und zeigt die Eigenschaften von Gläsern mit Erbiumdotierung auf. Der letzte Abschnitt endet mit einem Simulationsmodell für erbiumdotierte Wellenleiterverstärker.

### 4.1 Materialien für integriert optische Komponenten

Integriert optische Komponenten, die in nachrichtentechnischen Übertragungssystemen verwendet werden, übernehmen Funktionen wie Schalten, Verzweigen, Filtern, Verstärken, etc. Diese einzelnen Funktionen basieren auf unterschiedlichen physikalischen Effekten (thermooptischer Effekt, elektrooptischer Effekt, stimulierte Emission, ...), deren Größen sich bei verschiedenen Materialklassen um mehrere Größenordnungen unterscheiden. Zusätzlich sind auch technologische Aspekte hinsichtlich des thermischen Verhaltens, der thermischen Stabilität und der Verarbeitungseigenschaften zu berücksichtigen. In der nachfolgenden Tabelle 3 werden typische Eigenschaften anorganischer und organischer Materialien aufgezeigt und daraus im folgenden mögliche Einsatzbereiche der Materialklassen zugeordnet.

Für die Realisierung optischer Schalter werden organische Materialien vorwiegend wegen deren hoher thermooptischer Koeffizienten eingesetzt. Die Verwendung anorganischer Materialien würde neben einem höheren Herstellungsaufwand auch eine deutlich höhere Schaltleistung aufgrund des geringeren thermooptischen Effektes erfordern. Eine geringere Einfügedämpfung kann diese Mankos nicht kompensieren.

Verzweigerstrukturen können problemlos in beiden Materialklassen realisiert werden. Hier entscheidet meist der in Relation zur Dämpfung betrachtete technologische Herstellungsaufwand.

Frequenzselektive Elemente wie Filter, Koppler und Wellenlängenmultiplexer, AWG's (Arrayed Waveguide Grating Multiplexer) müssen eine hohe Frequenzstabilität aufweisen, so daß anorganische Materialien mit geringen Ausdehnungskoeffizienten eingesetzt werden.

**Tabelle 3** Übersicht über Größen physikalischer Eigenschaften, sowie Verfahren und deren Herstellungstechnologie.

Kenngrößen	Materialsystem	
	anorganisch	organisch
Therm. Ausdehnung	$10^{-6}/K$ (gering)	$10^{-4}/K$ (hoch)
Thermooptischer Koeffizient	$10^{-6}/K$ (gering)	$10^{-4}/K$ (hoch)
Phononengrenzenergie	$< 1300 \text{ cm}^{-1}$ (nieder)	$< 2500 \text{ cm}^{-1}$ (nieder)
Intrinsische Absorption @ $1.5 \mu\text{m}$	0.01 dB/cm (gering)	0.5 dB/cm (hoch)
Technologisches Verfahren	FHD, RIE Heißpreßverfahren	Abformtechnik Photolithographie
Temperaturstabilität	Mehrere $100^\circ\text{C}$	um $100^\circ\text{C}$

Optische Wellenleiterverstärker erfordern ebenfalls anorganische Materialien, da nach einer Faustregel die obere Phononengrenzenergie nur weniger als ein Fünftel der Übergangsenergie zwischen unterem und oberem Verstärkerniveau betragen darf, damit die nichtstrahlenden Prozesse nur zu geringfügigen Verlusten führen. Für erbiumdotierte Systeme mit einer Emissionswellenlänge bei  $1.5 \mu\text{m}$  sollte infolgedessen die obere Phononengrenzenergie unter 1300 Wellenzahlen liegen.

#### 4.1.1 Polymere / Komposite

In diesem Abschnitt wird aufbauend auf der Polymerchemie der Materialien auf die für Lichtwellenleiter bedeutsamsten Parameter eingegangen. Für die Anwendung stehen, was die Materialeigenschaften betrifft, vor allem die optischen Kenngrößen, wie die intrinsische Materialabsorption, mögliche Brechzahl Anpassung und die technologische Verarbeitbarkeit im Vordergrund.

Die Materialabsorption setzt sich zusammen aus der intrinsischen Absorption, der Absorption durch Verunreinigungen wie Übergangsmetallionen und Streuung an Grenzflächenrauheiten sowie Inhomogenitäten (Dichtefluktuationen, Entmischungserscheinungen), die bei einem ungünstigen Polymerisationsverhalten des Wellenleitermaterials entstehen können. Die intrinsische Absorption ist meistens der stärkste Anteil der Wellenleiterabsorption und somit der wichtigste Ansatzpunkt zur Verlustminimierung.

Die intrinsische Absorption eines Materials wird in Richtung zum ultravioletten Spektralbereich durch elektronische Übergänge verursacht und im nahen infraroten Spektralbereich durch Oberschwingungen und Kombinationsschwingungen der unterschiedlichen im Werkstoff vorhandenen molekularen Bindungen hervorgerufen [ 85]. Typische Schwingungsenergien der Grundschwingungen sind in Tabelle 4 dargestellt.

Tabelle 4 Übersicht typischer Grundschrwingungen in organischen Materialien und deren energetische Lage.

Gruppe	$\lambda^{-1}$ [cm <sup>-1</sup> ]	Gruppe	$\lambda^{-1}$ [cm <sup>-1</sup> ]
-OH	3600	C=O	1750-1600
-NH <sub>2</sub>	3400	C=C	1650
≡ CH	3300	C=N	1600
-CH an C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	3060	C-C	1200-1000
=CH <sub>2</sub>	3030	C-N	1200-1000
-CH <sub>3</sub>	2970 (as. Str.)	C-O	1200-1000
	2870 (sym. Str.)		
	1460 (as. Def.)		
	1375 (sym. Def.)		
-CH <sub>2</sub> -	2930 (as. Str.)	C=S	1100
	2860 (sym. Str.)		
	1470 (Deform.)		
-SH	2580	C-F	1050
-C≡N	2250	C-Cl	725
-C≡C-	2220	C-Br	650

Die intrinsische Absorption bei 1.3  $\mu\text{m}$  und 1.5  $\mu\text{m}$ , die für Anwendungen in der Telekommunikation von großer Bedeutung ist, resultiert aus Ober- und Kombinationsschwingungen der dargestellten Grundschrwingungen  $\nu_0$ . Das Auftreten dieser Ober- ( $\nu_i$  mit  $i > 1$ ) und Kombinationsschwingungen ist dadurch bedingt, daß die Molekülschwingungen Anharmonizitäten ( $x$ ) aufweisen. Das Potential, mit dem dies näherungsweise beschrieben werden kann, ist das Morsepotential  $G(\nu)$ , das asymmetrisch zur Ruhelage ist und eine anharmonische Komponente  $x$  besitzt [ 86][ 87].

$$G(\nu) = \nu_0 \left( \nu + \frac{1}{2} \right) - \nu_0 x \left( \nu + \frac{1}{2} \right)^2 \quad (1)$$

Die Übergangsenergien ergeben sich aus der Differenz von zwei Schwingungsniveaus  $G[\nu_i]$ .

$$\nu_\nu = G(\nu) - G(0) = \frac{\nu_1 \nu - \nu_1 x \nu (\nu + 1)}{1 - 2x}, \quad \nu=2,3,4 \quad (2)$$

Sind zwei Schwingungsenergien bekannt, so kann die Anharmonizitätskonstante bestimmt werden und damit alle Oberschwingungen.

Für die Fundamentalschwingung  $\nu_0$  einer C-X Bindung gilt mit der Rückstellkraft  $K$  und der reduzierten Masse  $\mu$

$$\nu_0 \propto \sqrt{\frac{K}{\mu}} \quad (3)$$

Zur Erzielung geringer Materialdämpfungswerte müssen möglichst hohe Oberschwingungen angestrebt werden, da deren Dämpfungswerte je Längeneinheit stark abnehmen [Bild 5]. Ebenso ist es notwendig, wie man aus obiger Gleichung sieht, eine große reduzierte Masse und eine kleine Rückstellkraft anzustreben oder Materialien, bei denen im gewünschten Spektralbereich keine Schwingungen auftreten, zu verwenden. Betrachtet man die Differenzen der relativen Absorption der einzelnen Bindungen in Bild 5, so erkennt man, daß durch eine Fluorierung der C-H Bindungen eines Materials Dämpfungswerte erreichbar sein sollten, die sich in logarithmischer Darstellung um ca. 4 Größenordnungen unterscheiden. Ausführliche experimentelle und theoretische Untersuchungen zu Einflüssen der Fluorierung oder der Deuterierung auf die Dämpfung von Methylmethacrylaten wurden von Boutevin et al. durchgeführt [88].

Neben der relativen Verringerung der intrinsischen Absorptionsbanden durch beispielsweise eine Fluorierung oder Deuterierung spielt die Bandenlage und der spektrale Verlauf eine wichtige Rolle, da der Überlapp mit den für die Anwendungen benötigten Bereichen um 1.5  $\mu\text{m}$  und 1.3  $\mu\text{m}$  möglichst gering sein sollte. Zur Übersicht sind Bandenlagen der unterschiedlichen Bindungen in Tabelle 5 aufgeführt. Aus der Tabelle ist ersichtlich, daß sich eine Deuterierung wegen der zweiten Oberschwingung, die bei etwa 1541 nm liegt, ungünstig auf Wellenleiter im 1.5  $\mu\text{m}$  Wellenlängenbereich auswirkt. Mit dieser Wellenlängenangabe allein ist der spektrale Verlauf der Dämpfung noch nicht vollständig geklärt, denn die Bandenstruktur ergibt sich aus den unterschiedlichsten lokalen Umgebungen der einzelnen Bindungen des amorphen Materials.

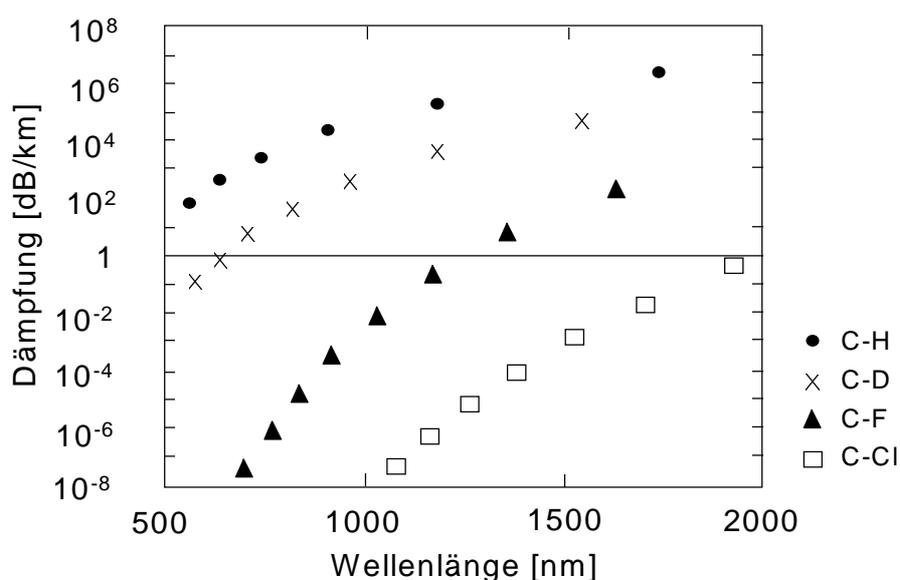


Bild 5 Dämpfungsverhalten von diskreten C-X Schwingungen bis max. zur 7. Ordnung

Die Effekte sind im Groben verstanden sowie die typischen spektralen Verläufe bekannt. Sie können bei der Materialsynthese berücksichtigt werden, dennoch sind die genauen Dämpf-

fungswerte eines bisher unbekanntes Materials und der spektrale Verlauf aus dem Experiment zu bestimmen, um reale Werte zu erhalten. Die Form der Bande hängt mit der lokalen Umgebung zusammen und wie vom Übergang vom Kristall zum Glas bekannt ist, führt die amorphe Umgebung zu verbreiterten Linien. Demzufolge sollte ein Material eine möglichst schmale Verteilung der Umgebung haben, bzw. eine homogene Umgebung besitzen.

*Tabelle 5 Fundamentalschwingungen und Oberschwingungen von C-X und O-H Bindungen.*

Schwingung	C-H	C-D	C-F	C-Cl	C=O	O-H
	$\lambda$ [nm]					
$\nu_0$	3390	4484	8000	12987	5417	2818
$\nu_1$	1729	2276	4016	6533	2727	1438
$\nu_2$	1176	1541	2688	4318	1830	979
$\nu_3$	901	1174	2024	3306	1382	750
$\nu_4$	736	954	1626	2661	1113	613
$\nu_5$	627	808	1361	2231	934	523
$\nu_6$	549	704	1171	1924	806	
$\nu_7$		626	1029	1694	710	
$\nu_8$		566	919	1515	635	
$\nu_9$			830	1372		

Der nächste Faktor, der die Materialdämpfung beeinflusst, ist die Absorption, die durch elektronische Übergänge innerhalb der Verunreinigungen im Material verursacht wird [ 59]. Diese Einflüsse der Übergangsmetallionen auf die Materialdämpfung wurden bei Silikatfasern untersucht und sind in Bild 6 aufgeführt.

Bei 1.5  $\mu\text{m}$  tragen Ni und Co verglichen mit den anderen dargestellten Ionen am stärksten zur Dämpfung bei. Typische Konzentrationen, die in PMMA ermittelt wurden, liegen bei Eisen oberhalb 0.1 ppm aber bei allen anderen aufgeführten Ionen (Co, Cr, Mn) unterhalb von 0.1 ppm [ 85]. Nimmt man zur Abschätzung des „worst case“ eine Konzentration des am stärksten dämpfenden Ions von 1000 ppm an, so resultieren daraus lediglich Verluste von weniger als 1 dB/m. Dies zeigt, daß zur Wellenleiterdämpfung, die in der Region um 1.5  $\mu\text{m}$  insgesamt weniger als 0.5 dB/cm betragen sollte, bei der oben gemachten Abschätzung der durch Übergangsmetallionen verursachte Anteil der Dämpfung sich auf weniger als 0.01 dB/cm beläuft. Diese Abschätzung verdeutlicht, daß sich selbst bei sehr hohen Konzentrationen an Übergangsmetallionen die Dämpfungseigenschaften bei passiven Materialien nicht merklich ändern. Dieser Anteil der Dämpfung passiver Wellenleiter ist folglich vernachlässigbar.

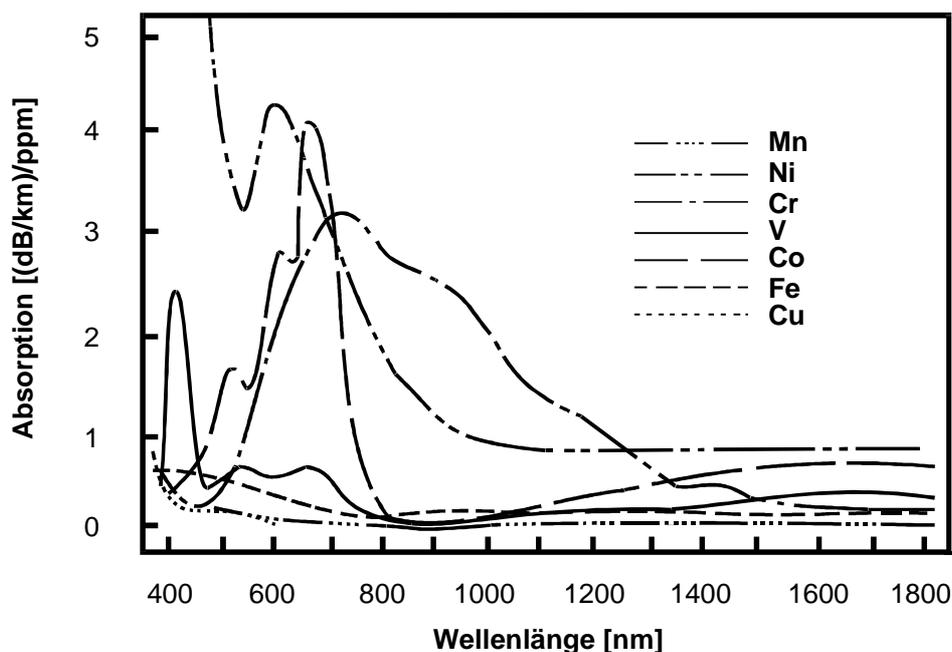


Bild 6 Einfluß von Übergangsmetallionen auf die spektrale Dämpfung [ 59]

#### 4.1.2 Anorganische Gläser

Glas ist ein Festkörper, der aus einer Schmelze entsteht, die abgekühlt wird, bis sie in einen festen Zustand ohne zu kristallisieren übergeht. Neben dem üblichen industriellen Glasherstellungsverfahren über die Schmelze, gibt es auch die Sol-Gel-Glas-Technologie, die die Herstellung dünner Schichten, Glasloten, etc. und auch von Volumenmaterial erlaubt. Dieser Weg bietet vor allem Vorteile bei Gläsern, die leichtflüchtige Komponenten beinhalten. Denn beim Herstellungsprozeß über die Schmelze ändert sich durch Abdampfen einzelner Bestandteile die Glaszusammensetzung, sofern nicht eine geschlossene Ampulle vorliegt.

Das Glasbildungsverhalten bei der Abkühlung der Schmelze kann durch das Viskositätsverhalten in der Nähe des Schmelzpunktes beurteilt werden. Übliche Gläser zeichnen sich durch eine hohe Viskosität nahe der Schmelztemperatur sowie durch eine schnelle Zunahme der Viskosität bei abnehmender Temperatur aus, so daß durch eine relativ hohe Viskosität das Kristallwachstum unterdrückt werden kann.

Glas ist ein amorpher Festkörper, der keine regelmäßige Struktur wie ein Kristall aufweist aber dennoch gewisse Regelmäßigkeiten im Aufbau besitzt. Es gibt eine Nahordnung. Ein Atom mit seinen nächsten Nachbarn tritt als wiederkehrende Einheit im Glas auf und hat regelmäßige Verbindungen zu Nachbarelementareinheiten. Die Verbindungen verlaufen nicht über die Kanten wie bei Kristallen, sondern auch über die Ecken. Die im Vergleich zu Kristallen fehlende Periodizität erlaubt weite Variationsbereiche der Zusammensetzung eines Glases bei gleichen Komponenten. Im einfachsten Fall besteht ein Glas aus einer Komponente, dem Netzbildner ( $\text{SiO}_2$ ,  $\text{GeO}_2$ ,  $\text{PbO}_2$ ,  $\text{P}_2\text{O}_5$ ,  $\text{As}_2\text{O}_3$ , S, Se, Te). Ebenso können auch Gläser aus

mehreren Komponenten gebildet werden. Gläser, die aus mehreren Komponenten bestehen, enthalten neben dem primären Netzwerkbildner auch weitere Netzwerkbildner oder auch Netzwerkmodifikatoren (Al, B, Ca, Ba, Li, Na, K).

Es gibt auch noch eine Vielzahl anorganischer Substanzen, die Gläser bilden, wenn die Abkühlrate groß genug ist. Denn durch eine schnelle Abkühlung kann die Kristallisation meist unterdrückt werden.

Der Herstellungsprozeß, d.h. die Entstehung des Glases hat einen Einfluß auf die Glaseigenschaften bei konstanter Zusammensetzung. Dies verdeutlicht die Glastransformationstemperatur  $T_g$  eines Glases, die den Übergang vom plastischen zum festen Zustand des Glases beschreibt, wobei im Temperatur-Volumen-Diagramm eine Änderung der Steigung auftritt. Je nach Abkühlrate entsteht ein Glas mit unterschiedlicher Transformationstemperatur, Dichte, Elastizität und optischen Eigenschaften. So führt schnelles Abkühlen zu höheren Glastransformationstemperaturen und geringerer Dichte als bei langsamen Abkühlraten [ 89].

Die Eigenschaften von Gläsern können durch eine Veränderung der Zusammensetzung im Rahmen des glasbildenden Bereiches eines Systems kontinuierlich angepaßt werden. Dies ist von besonderer Bedeutung für den neu entwickelten Heißpreßprozeß, bei dem die thermische Ausdehnung, die Brechzahl und die Länge der beiden Gläser angepaßt sein muß. Für einen beschränkten Bereich der Glaszusammensetzung kann eine allgemeine Eigenschaft als additive Funktion der additiven Koeffizienten a, b, c und der Gewichtsanteile x, y, z der einzelnen Komponenten des Glases aufgefaßt werden [ 90].

$$V = xa + yb + zc + \dots \quad (4)$$

Diese Regel bietet eine gute Basis für ideale Lösungen, in denen die Moleküle der Komponenten keine Wechselwirkungen untereinander zeigen.

Viskositätsbetrachtungen werden bei Gläsern üblicherweise erst ab Temperaturen von mehreren hundert Grad durchgeführt, obwohl bei Langzeitbetrachtungen um die Raumtemperatur irreversible Verformungen durch das Fließen von Glas auftreten. Nachstehend sind die wichtigsten Punkte aufgeführt.

- Schmelztemperatur:  $\log \eta = 2.0$  dPa s
- Verarbeitungstemperatur (Einsinkpunkt):  $\log \eta = 4.0$  dPa s
- Fließpunkt:  $\log \eta = 5.0$  dPa s
- Erweichungspunkt (Littleton):  $\log \eta = 7.65$  dPa s
- Obere Annealtemperatur:  $\log \eta = 13$  dPa s
- Untere Annealtemperatur:  $\log \eta = 14.5$  dPa s
- Transformationstemperatur  $T_g$ :  $\log \eta = 13.3$  dPa s (aus therm. Ausdehnung)

Das temperaturabhängige Verhalten der Viskosität  $\eta$  kann für begrenzte Bereiche über nachstehenden exponentiellen Zusammenhang dargestellt werden, in dem  $A$  eine Proportionalitätskonstante,  $E_\eta$  die Aktivierungsenergie für den viskosen Fluß,  $R$  die Gaskonstante, und  $T$  für die Temperatur in K steht [ 90].

$$\eta = Ae^{(E_\eta/RT)} \quad (5)$$

Diese Relation gründet, ähnlich wie bei Elektronen in einem elektrischen Feld, auf der Überwindung eines Potentialwalls bei der Verschiebung der Ionen oder Moleküle. Ferner gilt der Zusammenhang nur für einfache Flüssigkeiten, so daß üblicherweise einzelnen Bereichen verschiedene  $E_\eta$  zugeordnet werden. Gültig ist obige Beziehung für den Fall hoher und sehr niedriger Viskositäten. Trägt man die Viskosität logarithmisch über  $1/T$  auf, so resultiert daraus eine Gerade. Die Steigung der Geraden vermittelt einen Eindruck über die Länge eines Glases. Ein langes Glas verfestigt sich in einem breiteren Temperaturbereich als ein kurzes Glas. Die Gerade verläuft folglich bei einem langen Glas flacher.

Basierend auf obiger Relation (5) wird auch die Vogel-Fulcher-Tammann-Relation verwendet, die die Beschreibung des temperaturabhängigen Verhaltens der Viskosität über einen großen Viskositätsbereich erlaubt. Die drei Konstanten können aus drei Viskositätsmessungen an charakteristischen Punkten (Littleton,  $T_g$ , Einsinkpunkt) ermittelt werden.

$$\log \eta = A + \frac{B}{T - T_0} \quad (6)$$

Der Einfluß einzelner Komponenten auf die Viskosität eines Glases ist schwierig zu verallgemeinern, dennoch ist es wichtig tendenziell die Einflüsse zu kennen. So führen in typischen oxidischen Gläsern die Netzbildner  $\text{SiO}_2$  und  $\text{Al}_2\text{O}_3$  zu einer Erhöhung der Viskosität, wohingegen Blei die Viskosität reduziert. Gläser mit hohem Netzwerkmodifikatoranteil in Form von  $\text{CaO}$  und  $\text{MgO}$  haben einen relativ steilen temperaturabhängigen Viskositätsverlauf, wohingegen Alkaliverbindungen zu einer geringeren Steigung der Viskositätskurve führen. Eine Zugabe von  $\text{B}_2\text{O}_3$  erhöht die Viskosität bei niedrigeren Temperaturen und verringert sie bei der Schmelztemperatur [ 89].

Spannungsfreie Wellenleiter sind notwendig, damit die Lichtführung nicht beeinträchtigt wird oder Polarisationsabhängigkeiten entstehen. Aus diesem Grund ist eine Betrachtung zur Entspannung des Glases und die Anpassung der Ausdehnungskoeffizienten wichtig. Die Entspannung geschieht in mehreren Phasen (Bild 7): Der Aufheizphase (I), der Phase des Spannungsabbaus (II), des Durchschreitens des Einfrierbereiches (III) und der Abkühlung auf Raumtemperatur (IV). Die horizontalen Linien mit den Bezeichnungen  $\delta_o$  und  $\delta_u$  repräsentieren in der Grafik die obere und untere Annealtemperatur.

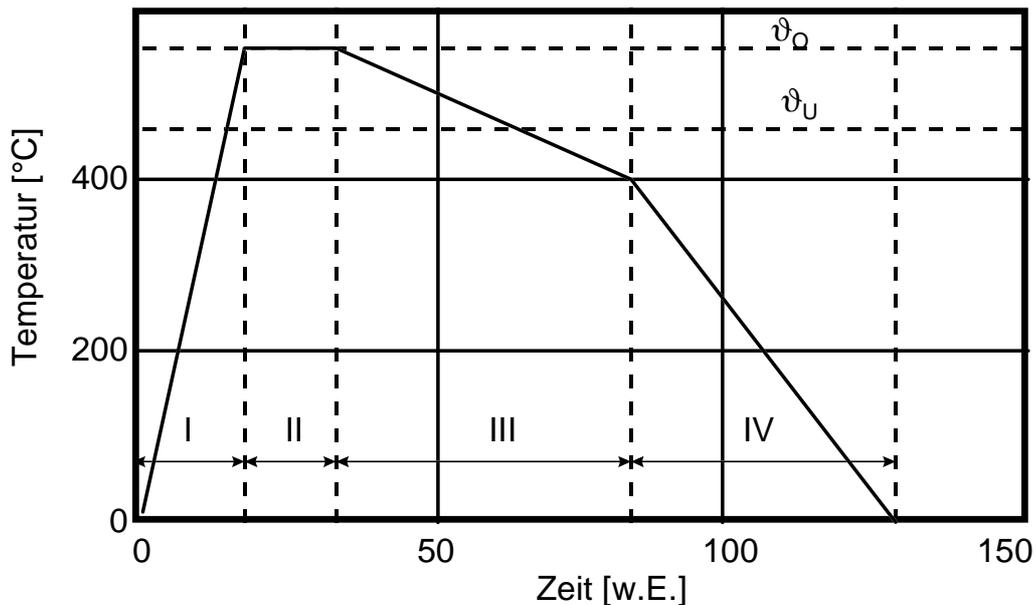


Bild 7 Typisches Entspannungsprogramm ( $T_g=560^\circ\text{C}$ )

Die kritischste Phase ist die des Durchschreitens des Einfrierbereiches (III). Hier ist eine langsame Kühlung nötig. Zur Bestimmung der Rampe führten Schill et al. [ 91] Untersuchungen durch und kamen zu folgender Gleichung, mit  $h_1$  als maximale Kühlrate,  $\delta$  als effektive Größe in [cm],  $\xi$  als Geometriekonstante (Zahlenwert für eine Platte -0.0056),  $\sigma_c$  als kritische Bruchspannung,  $M_a$  als Materialkonstante,  $E$  als E-Modul.

$$h_1 = \frac{\sigma_c}{M_a \delta^2 \xi} \text{ [}^\circ\text{C min}^{-1}\text{]} \text{ mit} \quad (7)$$

$$M_a = \frac{E\alpha}{a(1-\mu)} = \frac{E\alpha\rho c_p}{k(1-\mu)} \quad (8)$$

$\alpha$ : linearer therm. Ausdehnungskoeffizient,  $a$ : thermische Diffusionskonstante,  $k$ : Wärmeleitfähigkeit,  $\rho$ : Dichte,  $c_p$ : spezifische Wärme,  $\mu$ : Poissonzahl. Typische Werte von  $M_a$  liegen bei Gläsern um  $120 \text{ Pa s K}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  [ 89]. Damit ergeben sich Abkühlraten im Bereich weniger  $^\circ\text{C /min}$ .

Die thermische Ausdehnung eines Glases wird üblicherweise mit dem linearen Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha$  ( $3\alpha=\beta$  Volumenausdehnung) beschrieben mit der Probenlänge  $l$ .

$$\alpha = \frac{1}{l} \frac{dl}{dT}; \quad \alpha_{\text{int.}} = \frac{1}{l} \frac{\Delta l}{\Delta T} \quad (9), (10)$$

Für die Entwicklung und Anpassung geeigneter Gläser für den Heißpreßprozeß sind bekannte Tendenzen einzelner Glaskomponenten hinsichtlich der thermischen Ausdehnung von Bedeutung.

Betrachtet man die Einflüsse einzelner Glaskomponenten so erkennt man, daß die thermische Ausdehnung durch Alkaliionen, die das Gefüge im Glas lockern, vergrößert und durch Netzwirkbildner wie  $\text{SiO}_2$  verringert wird. Der Ausdehnungskoeffizient kann [ 93] relativ genau für ein vorgegebenes Glas berechnet werden.

Neben dem Auftreten von Doppelbrechung können in einem Glaswellenleiter auch Brüche durch unterschiedliche Ausdehnungskoeffizienten der verwendeten Gläser entstehen. Die Bruchfestigkeit eines Glases ist nicht eine reine Materialeigenschaft wie das Young Modul. Sie wird beeinflußt durch die Mikrostruktur der Oberfläche, auf die die Spannung ausgeübt wird, durch die Rate der Streßzunahme, durch die Qualität der Oberfläche, auf die der Streß ausgeübt wird und durch das umgebende Medium. So bricht ein Stück Glas deutlich früher, wenn eine Kraft auf die Oberfläche ausgeübt wird und eine Störung der Oberfläche vorliegt. Die Oberflächenqualität spielt eine große Rolle. Die Druckfestigkeit liegt um das 10-15-fache höher.

## **4.2 Sol-Gel Technologie zur Synthese von Kompositen und Glas**

Alternativ zur Glasherstellung über die Schmelze, lassen sich Gläser auch über den Sol-Gel-Prozeß darstellen. Der Sol-Gel-Prozeß bietet sich vorzugsweise an zur Herstellung homogener Gläser, die eine leichtflüchtige Komponente enthalten [ 143]. Speziell für das in dieser Arbeit eingesetzte hochbleihaltige Glas bietet sich folglich die Sol-Gel-Technologie an.

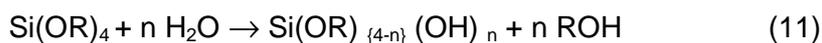
Andererseits eröffnet die Sol-Gel-Technologie einen Zugang zu Materialien, die ein anorganisches Gerüst besitzen und gleichzeitig organische Bestandteile sowie polymerisierbare Gruppen enthalten können.

Die grundlegenden Reaktionen, der in dieser Arbeit verwendeten Synthesen über das Alkoxid oder das Chlorsilan, sind nachfolgend dargestellt. Der exakte Syntheseverlauf für die verwendeten Materialien ist im Kapitel experimentelle Methoden zu finden.

### **4.2.1 Die wäßrige Synthese**

Auf der Basis des Sol-Gel-Prozesses können Kompositmaterialien hergestellt werden, die Eigenschaften anorganischer und organischer Materialien miteinander vereinen. Dieser Weg kann eingesetzt werden zur Herstellung einer großen Substanzvielfalt mit maßschneiderbaren Eigenschaften. Der Sol-Gel-Prozeß basiert auf der kontrollierten Netzwirkbildung von Verbindungen mit hydrolysierbaren funktionellen Gruppen ( organometallische Verbindungen, Halogenide, Nitrate, Hydroxide). Der Ausgangspunkt des Sol-Gel-Prozesses ist eine kolloidale Lösung (Sol) beispielsweise eines Alkoxids. Aus dem Alkoxid entsteht nach der Hydrolyse (11) durch eine nachfolgende Polykondensationsreaktion (12 (13) ein hoch vernetztes Gel.

Hydrolyse:



Kondensation:



Der Grundbaustein des entstandenen dreidimensionalen Silikatnetzwerkes ist der  $[\text{SiO}_4]^{4-}$ -Tetraeder. Substituiert man das zentrale Si-Ion des Grundbausteins durch andere, so sind neben dem reinen Silikatnetzwerk auch anorganische Modifikationen zugänglich. Solche heterogenen Netzwerke können mit Hilfe der Alkoxide von Titan und Zirkon erreicht werden. Die oben genannten Substituenten sind in der Lage die gleiche Anzahl an Bindungen wie das Si-Ion auszubilden, so daß die Netzwerkstruktur nur durch die unterschiedlichen Ionenradien beeinflusst wird. Eine andere Art einer Modifikation des Si-O-Netzwerks ist die Substitution des Si-Ions mit Ionen, die nicht die gleiche Koordination wie das Si-Ion besitzen. Auf diese Art können heterogene Netzwerke durch die Substitution des Si-Ions mit Aluminium, Bor und Phosphor erzeugt werden, bei denen die Bindungszahl nicht erhalten bleibt. Die unterschiedlichen Elektronendichteverteilungen der einzelnen Substituenten lassen eine Abstimmbarkeit der Brechzahl des makroskopischen Glases zu.

Eine Großzahl weiterer Modifikationen kann durch die Verwendung organisch modifizierter Alkoxide realisiert werden. Die Bedingung für die Herstellbarkeit organisch modifizierter Netzwerke ist allerdings, daß die Bindungen zwischen dem Siliciumion und dem angefügten Kohlenstoff der organischen Gruppen hydrolysestabil sind. Durch die organischen funktionellen Gruppen wird die Gesamtzahl der O-Si-O Bindungen reduziert und dadurch auch eine Änderung mechanischer und optischer Eigenschaften erreicht. Diese organischen Komponenten dienen in den Silikatnetzwerken als Netzwerkmodifikator aber nicht als Netzwerkbildner. Zusätzlich bieten die funktionellen organischen Gruppen bei Vorhandensein polymerisierbarer funktioneller Gruppen (Epoxy, Vinyl und Acryl) die Möglichkeit für eine organische Vernetzung und damit einen Weg zu weiteren Netzwerktypen mit beeinflussbaren mechanischen und optischen Eigenschaften.

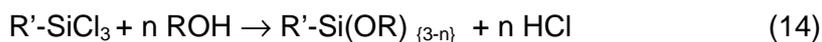
Interessiert man sich für optische Wellenleiterstrukturen, so werden Mehrkomponentensysteme benötigt, um eine gezielte Brechzahleinstellung durchführen zu können. Ebenfalls wird eine sehr hohe Homogenität des Komposits gefordert. Eine Voraussetzung für ein homogenes Mehrkomponentensystem ist ein guter Gelbildner ( $[\text{SiO}_4]^{4-}$ ), d.h. ein vorvernetztes Silikatgrundgerüst mit dem sich anschließend die weiteren Komponenten vernetzen können, oder in dessen Poren Partikel wie Flüssigkristalle oder auch Laserfarbstoffe einlagerbar sind. Des weiteren müssen, um ein Material hoher Homogenität zu erhalten, die unterschiedlichen Hy-

dolyse- und Polykondensationsreaktionen der einzelnen Komponenten auf einander abgestimmt werden. Mögliche Wege zur Prozeßkontrolle sind die gezielte Auswahl des Precursors (abnehmende Hydrolysegeschwindigkeit bei wachsender Länge der Alkoxygruppen), Komplexierung (Reduktion der Hydrolyserate durch Komplexierung mit bifunktionellen Carbonsäuren), Katalyse (höhere Hydrolysegeschwindigkeit im sauren Medium) und die Prozeßführung (Zeitpunkt und Menge der Wasserzugabe für die Hydrolyse)

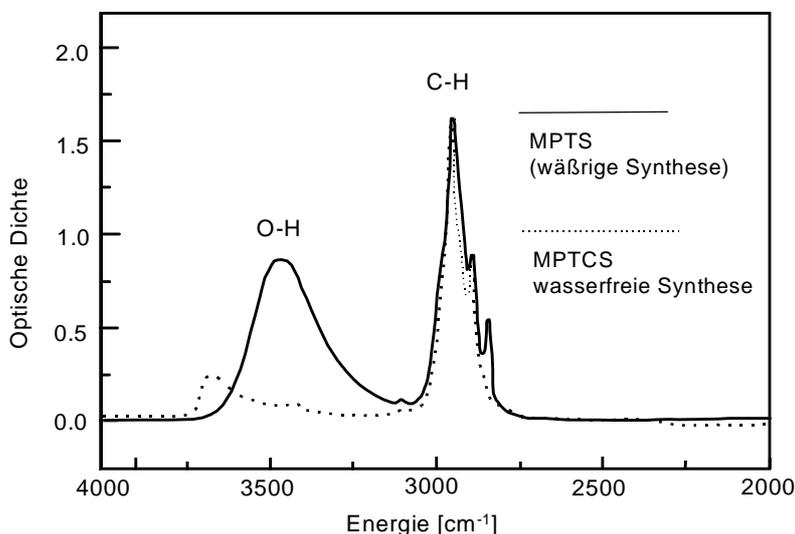
#### 4.2.2 Die wasserfreie Synthese

Materialien, die mittels einer wäßrigen Synthese hergestellt werden, eignen sich vorwiegend für Anwendungen bei denen Wellenlängenbereiche genutzt werden, in denen keine OH-Grund- und Oberschwingungen vorliegen. Für Anwendungen in dem Wellenlängenbereich um  $1.530 \mu\text{m}$  ( $6536 \text{ cm}^{-1}$ ), dem die erste OH-Oberschwingung überlagert ist, werden wasserfrei synthetisierte Materialien eingesetzt [ 136]. Bei der wasserfreien Sol-Gel-Synthese wird die Hydrolysereaktion des Alkoxids MPTS durch eine Alkohololyse des Chlorsilans MPTCS bzw. MPMDCS ersetzt [ 137].

Alkohololyse:



Kondensation:



*Bild 8 Vergleich der Absorption von wäßrig- und wasserfrei synthetisierten Materialien [ 137]*

In Bild 8 ist zum Vergleich typischer Syntheserergebnisse, die Infrarotabsorption der Grundkomponenten aufgeführt. Eine deutliche Verringerung der Absorption ist im Bereich der OH-Bande zu erkennen. Es verbleiben hauptsächlich absorbierende CH-Kombinationsschwingungen. Zur weiteren Senkung der Verluste kann der CH-Gehalt des Materials für die

Wellenleiteranwendungen durch Kokondensation und Kopolymerisation fluorhaltiger Komponenten reduziert werden.

#### 4.2.3 Sol-Gel-Hybrid-Technologie für Bleisilikatglas

Zur Herstellung von Wellenleiterverstärkern mit dem Heißpreßverfahren [ 84] werden spezielle Gläser mit hoher Reinheit, geringer Kristallisationsneigung, niederen Erweichungstemperaturen und einer deutlichen Änderung der Viskosität mit steigender Temperatur benötigt. Ein Material ist Bleisilikatglas, das über einen Sol-Gel-Hybrid-Prozeß hergestellt wird [ 140].

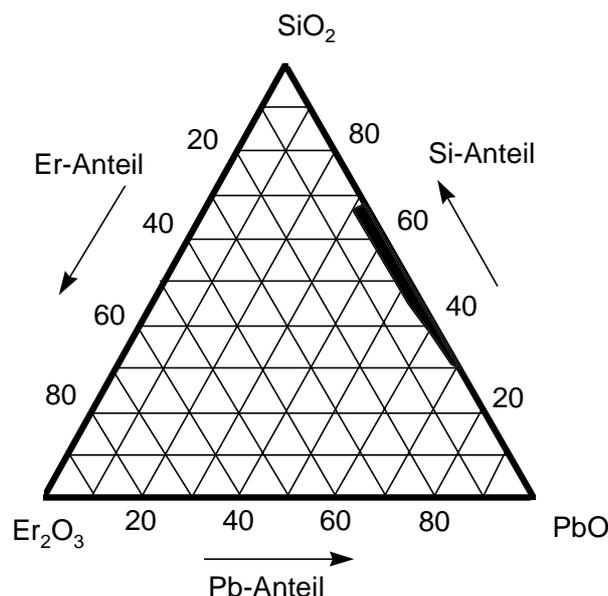


Bild 9 Phasendiagramm von erbiumdotiertem Bleisilikatglas

Er erlaubt die Herstellung eines Glases hoher Reinheit, hoher Dotierkonzentrationen von Lanthaniden, hoher Homogenität bei geringem Abdampfen des Bleioxids durch die Senkung der Schmelzentemperatur um 200 -300 K. Zugänglich sind Bleisilikatgläser des ternären Systems  $\text{PbO-SiO}_2\text{-La}_2\text{O}_3$ , wie dem geschwärzten Bereich des Phasendiagramms (Bild 9) zu entnehmen ist, mit  $\text{PbO}$ -Gehalten von 30 mol% bis 70 mol% und mit Lanthaniden bis 5 mol%. Untersucht und hergestellt wurden Gläser mit Bleioxidgehalten von 45 mol% (75 gew%) bis 56.8 mol% (83 gew%), da oberhalb die Löslichkeit von Erbium zunehmend geringer wird.

### 4.3 Lichtwellenleiter

In diesem Kapitel werden die für das Verständnis der Simulationen und Untersuchungen nötigen theoretischen Grundlagen zur Lichtführung in Wellenleitern, Methoden zur Modenanalyse, zur Berechnung von Materialdämpfungsverlusten, zur Bestimmung von Verlusten durch Volumenstreuung und Streuung an Grenzflächen vorgestellt.

Optische Wellenleiter bestehen aus transparenten Materialien, wobei der Faserkern bei Fasern, die mittlere Schicht bei Schichtwellenleitern, oder der Kern eines Streifenwellenleiters eine Brechzahl besitzt, die höher liegt als die Brechzahl des umgebenden Mantelmaterials (Cladding).

Für moderne leistungsstarke Netzwerke werden Monomode-Stufenprofil-Silikatfasern verwendet. Neben diesen hauptsächlich eingesetzten Fasern gibt es polarisationserhaltende Fasern, Gradientenindexfasern, die sich wegen der fehlenden Spleißtechnik nicht durchsetzen und Multimodefasern, die für die Hochgeschwindigkeitsübertragung wegen der Modendispersion nicht geeignet sind. Da sich einmodige Silikatfasern durchgesetzt haben, werden die integriert optischen Komponenten darauf abgestimmt. Die Absorption, die Dispersion und Brechzahl geben die Wellenlängenbereiche und Dimensionen der Wellenleiter vor. Die Dispersion eines Lichtwellenleiters führt bei einer Hochgeschwindigkeitsübertragung zu einer starken Beeinträchtigung des Signals durch die dispersionsbedingten Laufzeitunterschiede, so daß sich abgesehen von der Dämpfung das zweite optische Fenster bei 1,3  $\mu\text{m}$  besonders eignet, da die Dispersion einen Nulldurchgang an dieser Stelle des Spektrums aufweist.

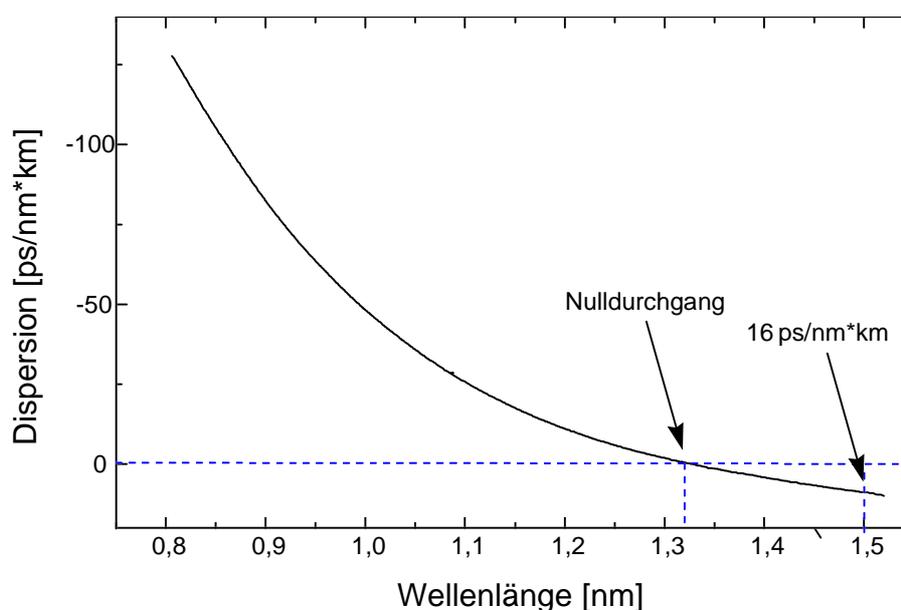


Bild 10 Dispersion einer Standard-Silikatfaser [ 6]

Da sich die Dispersion eines Wellenleiters aus der Materialdispersion und der Wellenleiterdispersion zusammensetzt, besteht die Möglichkeit der Materialdispersion durch die Wellenleiterdispersion entgegenzuwirken, in dem eine geeignete Geometrie des Wellenleiters verwendet wird [ 6]. Zu diesen Zwecken gibt es dispersionsgeschiftete Fasern, die auch bei 1.5  $\mu\text{m}$  eine Hochgeschwindigkeits-Langstreckenübertragung ermöglichen [ 95]. Eine weitere Art der Dispersion ist die Modendispersion. Sie tritt bei mehrmodigen Wellenleitern auf und wird durch die Beschränkung der verwendeten Moden auf die Grundmode unterbunden. Erreicht wird dies durch eine geeignete Dimensionierung der Wellenleiter oder Glasfasern für Telekommunikationsanwendungen. Das Modendispersions- und Wellenleiterdispersionsverhalten typischer Wellenleiter wird im Kapitel 6.1 genauer aufgezeigt.

Für die integriert optischen Komponenten wird eine planare Bauart benötigt. Der einfachste Fall ist der planare Schichtwellenleiter. Anhand des Schichtwellenleiters können theoretisch Zusammenhänge von Wellenlänge, Brechzahldifferenz, Schichtdickeneinflüsse, Verluste in einzelnen Schichten, Rauheitseinflüsse und Volumeninhomogenitäten untersucht werden. Dies ist die Grundlage für die Dimensionierung als auch Material- und Technologieentwicklung. Die Simulationen dienen ebenfalls der Diskussion experimentell ermittelter Ergebnisse.

Die theoretischen Betrachtungen an Streifenwellenleitern beinhalten die Modenanalyse, die die Basis für die Strahlausbreitungsbetrachtungen ist, mit der Effektiven Index Methode (EIM) [ 96][ 97], der Methode nach Marcatili [ 98] und der Finiten Differenzen Methode [ 99][ 100].

#### 4.3.1 Filmwellenleiter

Die optischen Eigenschaften von dielektrischen Wellenleitern werden durch die Maxwell-Gleichungen beschrieben. Anschaulicher für die Beschreibung der Wellenführung ist jedoch die strahlenoptische Näherung (Große Abmessungen im Vergleich zur Lichtwellenlänge).



Bild 11 Schematischer Aufbau eines z-invarianten Dreischichtwellenleiters

Der Aufbau eines Filmwellenleiters besteht aus einer in y- und z-Richtung unendlich ausgedehnten Schicht. Um Wellenleitung zu erhalten, muß die Brechzahl des Films höher sein als die Brechzahl von Basis- und Deckschicht. In dieser Geometrie erhält man die für die Lichtführung benötigte Totalreflexion an der Grenze des Films zu den angrenzenden Schichten, wenn der Einfallswinkel  $\alpha$  der einfallenden Welle größer ist als der kritische Winkel der

Totalreflexion (Bild 11). Die Wellenfronten der einfallenden Wellen werden als eben angenommen. Aus einer Überlagerung dieser homogenen, ebenen Elementarwellen, die sich im Innern des Wellenleiters durch Totalreflexion auf Zick-Zack-Bahnen ausbreiten, werden unter wenigen diskreten Winkeln die Filmwellen erzeugt. Die Filmwelle hat eine Phasenkonstante  $\beta$  in z-Richtung des Wellenleiters von

$$\beta = n_1 k \cos \Theta \quad (17)$$

wobei  $n_1$  die Brechzahl des Kernmaterials,  $k$  der Wellenvektor,  $n_1 k$  der Phasenkoeffizient und  $\Theta$  der Winkel zur Schichtebene ist. Für eine Vielzahl der Teilwellen tritt eine in transversaler Richtung stehende Welle auf, wenn alle Teilwellen trotz ihrer räumlichen Versetzung konstruktiv interferieren, d.h. wenn die transversale Phasenverschiebung einer Teilwelle zwischen zwei Totalreflexionen ein ganzzahliges Vielfaches von  $2\pi$  ist. Die gesamte Phasenverschiebung ergibt sich aus dem transversalen Anteil und den Phasensprüngen bei der Totalreflexion an den Grenzflächen. Man erhält die charakteristische Gleichung für Filmwellen.

$$\Phi_{ges} = -2d_s n_1 k \sin \Theta + \varphi_2(n_1, n_2, \Theta) + \varphi_3(n_1, n_3, \Theta) = 2\pi \quad (18)$$

In einem Filmwellenleiter können folglich nur Wellen mit diskreten Winkeln (Moden) geführt werden. Diese diskrete Natur der Lichtführung im Filmwellenleiter wird bei der M-Linien-Spektroskopie zur Charakterisierung von Brechzahl und Schichtdicke der lichtführenden Filme genutzt.

Zur Ermittlung der Moden eines Wellenleiters bietet es sich an, zwischen zwei orthogonalen Polarisierungen zu unterscheiden, da sich die Phasensprünge beider Wellen bei der Totalreflexion unterscheiden und sich dadurch auch für beide Polarisierungen unterschiedliche Lösungen ergeben. So wird eine ebene Welle mit elektrischem Feldvektor senkrecht zur Einfallsebene, die parallel zu den Grenzflächen polarisiert ist, als transversal elektrische Filmwelle TE (Feldkomponente  $E_y, H_x, H_z$ ) bezeichnet. Die zweite Polarisationsmöglichkeit ist die transversal magnetische TM-Polarisation (ebene Welle mit magnetischem Feldvektor parallel zu den Grenzflächen polarisiert) mit den Feldkomponenten  $(H_y, E_x, E_z)$ . Die Unterschiede der Phasenkonstanten zwischen TE und TM Moden werden geringer mit kleineren Brechzahldifferenzen. Die Superposition von TE und TM polarisierten Wellen ergibt die allgemeine Lösung.

Neben dem sehr anschaulichen strahlenoptischen Ansatz bietet es sich an, die Lichtwellenleitung von den Maxwellgleichungen ausgehend zu betrachten.

Basierend auf den Maxwell-Gleichungen erhält man bei der Beschränkung auf isotrope Dielektrizitätskonstanten die Helmholtz-Gleichungen zur Beschreibung der Lichtwellenleiter. Für den Fall TE-polarisierter Wellen ergibt sich basierend auf der in Bild 11 verwendeten Be-

schriftung für das elektrische Feld in skalarer Form mit der Brechzahl  $n$  und dem Vakuumwellenvektor  $k_0$ :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 E_y = 0 \quad (19)$$

Für eine Lösung des Systems kann folgender Ansatz gewählt werden.

$$E_{y,i} = E_{y0,i} e^{-ik_{x,i}x} e^{-ik_{z,i}z} \quad (i=1, \dots, m) \quad (20)$$

$E_{y0,i}$  steht für die komplexe Amplitude und  $i$  die Schichtnummer und  $k_{x,i}$  ( $k_{z,i}$ ) für die x- (y-) Komponente des Wellenvektors in der  $i$ -ten Schicht. Mit diesem Ansatz erhält man die charakteristische Gleichung. Breitet sich das Licht in die positive z-Richtung aus und führt die Ausbreitungskonstante  $\beta$  ein, so ergibt sich für die x-Komponente des Wellenvektors.

$$k_{x,i}^2 = n_i^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (21)$$

Für das elektrische Feld in die positive z- Richtung kann geschrieben werden.

$$E(x, y, z, t) = E_y(x, y) e^{i(\omega t - \beta z)} e_y \quad (22)$$

Aus der Kontinuität an den Grenzflächen und der Stetigkeit erhält man die Bedingung für zwei angrenzende Schichten. Für die äußeren Schichten wird ein exponentiell abfallendes Feld angesetzt.

Für ein Dreischichtsystem lautet damit der Ansatz unter Verwendung der Randbedingungen für die Stetigkeit und Differenzierbarkeit an den Grenzflächen die transzendente charakteristische Gleichung.

$$E_i^+ e^{+ik_{x,i}t_i} + E_i^- = E_{i+1}^+ + E_{i+1}^- e^{-ik_{x,i+1}t_{i+1}} \quad (23)$$

$$ik_{x,i} E_i^+ e^{+ik_{x,i}t_i} - ik_{x,i} E_i^- = ik_{x,i+1} E_{i+1}^+ - ik_{x,i+1} E_{i+1}^- e^{-ik_{x,i+1}t_{i+1}} \quad (24)$$

Durch die Normierung wird die verbleibende unbekannte Amplitude bestimmt. Die Lösung eines Gleichungssystems mit  $n$  Schichten zur Ermittlung der Ausbreitungskonstanten kann mit der Transfer-Matrix-Methode [ 101] erfolgen.

In der Praxis verwendet man üblicherweise normalisierte Ausbreitungskonstanten  $\beta$  der einzelnen Moden. Mit dieser Ausbreitungskonstante erhält gemäß Gleichung (26) die effektive Brechzahl  $n_{\text{eff}}$  der  $m$ -ten Mode, wobei  $k_0$  der Vakuumwellenvektor des Lichtes ist.

$$n_{\text{eff},m} = \beta_m / k_0 \quad (25)$$

Dieser effektive Brechwert ist bei geführten Moden, wie aus Bild 12 ersichtlich ist, immer größer als die Brechzahl angrenzender Bereiche.

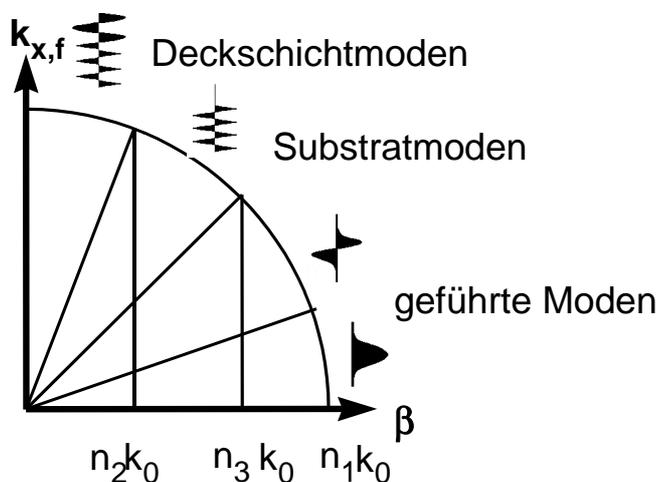


Bild 12 Schematische Darstellung von Bereichen von geführten, Substrat- und Claddingmoden [ 102]

Die schematische Darstellung in Bild 12 zeigt die Bereiche geführter Moden, Substratmoden und Strahlungsmoden eines Wellenleiters, bei dem die Filmbrechzahl höher als die Substratbrechzahl ist und die Substratschicht eine höhere Brechzahl als die Deckschicht aufweist.  $n_1 > n_3 > n_2$ . In der Grafik ist ein Viertel eines Kreises dargestellt. Der Radius ist proportional zum Wellenvektor  $n_1 k_0$  in der lichtführenden Schicht. Auf der Ordinate wird die x-Komponente  $k_x$  und auf der Abszisse die z-Komponente  $k_z = \beta$  aufgetragen. Die möglichen Richtungen des Wellenvektors im lichtführenden Film werden durch Punkte auf dem Kreis wiedergegeben. Betrachtet man die Moden in den verschiedenen Bereichen, so stellt man fest, daß als geführte Moden bei kleinem  $k_x$  nur diskrete Moden möglich sind, wohingegen Substrat- und Deckschichtmoden, bei denen die x-Komponente des Wellenvektors größer wird, eine kontinuierliche Charakteristik der Moden aufweisen.

#### 4.3.1.1 Absorptionsverlustbehaftete Wellenleiter

Neben der Beschreibung des verlustfreien Wellenleiters stellt sich bei der Materialentwicklung und Dimensionierung die Frage, wie sich Verluste in den einzelnen Schichten auf die Gesamtverluste des Wellenleiters auswirken. Zur Berücksichtigung der Verluste kann davon ausgegangen werden, daß die Energie durch freie Ströme und Verschiebungsströme verloren geht, die außer Phase relativ zum elektrischen Feld sind. Dabei sind die freien Ströme  $\mathbf{J}$  proportional zum elektrischen Feld  $\mathbf{E}$  ( $\mathbf{J} = \sigma \cdot \mathbf{E}$ ) und der Leitfähigkeit  $\sigma$ . Für den isotropen und linearen Fall erhält man für das Quadrat der komplexen Brechzahl  $\tilde{n}$ :

$$\tilde{n}^2 = (n + in'')^2 = \varepsilon' + i(\varepsilon'' + \frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0}) \quad (26)$$

Dabei ist  $n''$  der Extinktionskoeffizient,  $\varepsilon'$  der Realteil und  $\varepsilon''$  der Imaginärteil der Dielektrizitätskonstante,  $\varepsilon_0$  die Vakuumdielektrizitätskonstante sowie  $\omega$  die Kreisfrequenz. Durch die komplexe Brechzahl wird auch der Wellenvektor und die Ausbreitungskonstante und ebenso das elektrische Feld komplex.

Die absorbierte Leistung ist proportional dem Quadrat der Feldstärken. Vergleicht man das Quadrat des elektrischen Feldes mit dem Lambert-Beerschen Gesetz, so erhält man folgenden Zusammenhang zwischen dem Imaginärteil der Brechzahl und den Verlusten in dB/cm.

$$n'' = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{100}{\log(e)} * (\text{Verluste in dB/cm}) \quad (27)$$

Führt man das im vorigen beschriebene auch mit dem Imaginärteil aus, so können die Verlusteinflüsse durch das Buffer- oder Claddingmaterial mit berechnet werden. Für die im Kapitel 6.1.2 durchgeführten Berechnungen wurde die Software Slab von BBV verwendet.

#### 4.3.1.2 Volumenstreuung

Die Streuung an Volumeninhomogenitäten kann über eine einfache Abschätzung der Rayleigh Streuung betrachtet werden [ 103]. Die Rayleighstreuung ist umgekehrt proportional zur vierten Potenz der Wellenlänge, proportional zum Volumenanteil der streuenden Spezies sowie proportional zur dritten Potenz des Teilchenradius und wird durch folgende Gleichung (28) beschrieben. Ihre Gültigkeit ist beschränkt auf Partikel mit Größen, die deutlich unterhalb der Wellenlänge liegen.

$$\alpha_{s\_Ray} [dB / cm] = \frac{\pi \cdot V_s \cdot a^3}{5 \cdot \ln(10)} \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 \left( \frac{2\pi \cdot n^2}{\lambda} \right)^4 \quad (28)$$

$a$ : Radius der Störung

$V_s$ : Prozentualer Anteil der streuenden Partikel im gesamten Volumen

$\lambda$  = Wellenlänge

$n := n_1/n_2$  mit  $n_1$  = Brechzahl in der Störung,  $n_2$  = Brechzahl der Umgebung

Eine Abschätzung von Materialinhomogenitäten bedingt durch die Wellenleiterherstellung bei Kompositen, die über eine wasserfreie Synthese hergestellt wurden, ist höchstens indirekt über die Wellenleiterdämpfung möglich, da Auflösungsvermögen oder Empfindlichkeit gängiger Meßmethoden zur Bestimmung der Teilchendimensionen nicht ausreichen. So soll die theoretische Abschätzung der Streuverluste zu Anhaltspunkten der Streuteilchengröße führen.

#### 4.3.1.3 Streuverluste durch Oberflächenrauheiten planarer Wellenleiter

In realen Wellenleitern sind die Grenzflächen nicht völlig eben oder planparallel. Betrachtet man das sich im Wellenleiter ausbreitende Licht strahlenoptisch mit dem Zickzack-Modell, so ist deutlich, daß die Welle bei Störungen an der Grenzfläche unter einem anderen Winkel reflektiert wird. Dies kann zur Anregung höherer Moden und auch zu Substrat- oder Strahlungsmoden führen.

Die theoretische Untersuchung von Verlusten, die durch Oberflächenstreuung verursacht werden, kann auf unterschiedliche Weisen beschrieben werden. Im ersten Fall leitet man die Greensche Funktion des ungestörten Wellenleiters her und führt danach mit dieser Funktion, analog zur Quantentheorie, die Störungstheorie durch [ 104][ 105][ 106] [ 108]. Im zweiten Fall betrachtet man die Modenkopplung des vollständigen Satzes an Eigenlösungen der Wellengleichung (geführte Moden und Strahlungsmoden) des Schichtwellenleiters. Die Modenkopplung wird durch Störungen der Wellenleitergeometrie und Brechzahlfluktuationen bewirkt.

Auf diesem Weg, der auf das Konzept von Marcuse zurückgeht, findet man analytische Beziehungen zwischen charakteristischen meßbaren Größen und den Verlusten [ 109][ 110]. Marcuse verwendet für die Bestimmung Nahfeld und Fernfeld, obwohl nur das Fernfeld wichtig ist für die Strahlungsverluste. Die Komplexität des Endergebnisses läßt zugrundeliegende physikalische Zusammenhänge (Brechzahl, Wellenlänge, Wellenleiterdicke) nur schwer erkennen.

Einflüsse von Oberflächenrauheiten auf die Dämpfung eines Wellenleiters können mit einem Verfahren von Payne et al. [ 105][ 106], basierend auf der Methode von Snyder und Love [ 107] untersucht werden. Das Verfahren führt für exponentielle Autokorrelationsfunktionen vorteilhafterweise zu analytischen Ausdrücken. Er nützt nur das Fernfeld zur Bestimmung der Verluste. Der Wellenleiter wird von ihm als abstrahlende Antenne betrachtet und die Greensche Funktion zur Lösung des gestörten Problems verwendet [ 106].

Die Geometrie, auf deren Basis die nachfolgende Gleichung (29) abgeleitet ist, ist in nachfolgender Abbildung dargestellt.

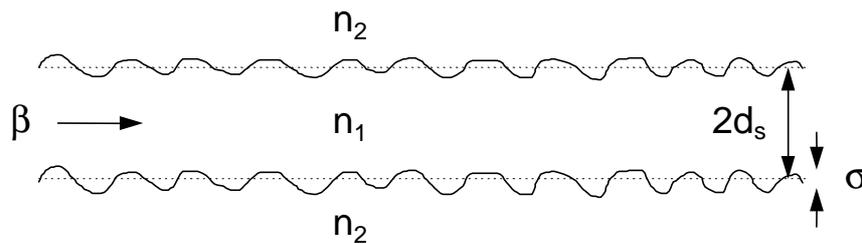


Bild 13 Geometrie und Nomenklatur des streuenden Wellenleiters

$$\alpha_{s\_cn}(dB/m) = 10 \log e \varphi^2(d) (n_1^2 - n_2^2)^2 \frac{k_0^3}{4\pi n_1} \int_0^\pi \tilde{R}(\beta - n_2 k_0 \cos(\theta)) d\theta \quad (29)$$

$$\tilde{R}(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} R(u) \exp(i\Omega u) du \quad (30)$$

$$R(u) = \sigma \exp\left(-\frac{|u|}{Lc}\right), \text{ mit } \sigma^2 = R(0) \quad (31)$$

In obiger Gleichung ist  $\varphi(d)$  das Feld der Mode an der Wellenleitergrenzfläche,  $n_1$  und  $n_2$  sind Brechzahlen der wellenleitenden Schicht und der Deck- bzw. Pufferschicht,  $k_0$  ist der Vakuumwellenvektor,  $\beta$  die Ausbreitungskonstante der betrachteten Mode und  $2d$  die Dicke der lichtführenden Schicht. Die Oberflächenrauheit der Grenzflächen wird durch die spektrale Dichte Funktion  $\tilde{R}(\Omega)$  beschrieben, die mit der Autokorrelationsfunktion der Oberflächenrauheit  $R(u)$  über die oben beschriebene Fouriertransformation verknüpft ist.

Meßergebnisse von Wellenleiterraueheiten, die mit dem Atom Kraft Mikroskop (AFM) durchgeführt wurden, zeigen, daß ein exponentieller Ansatz für die Autokorrelationsfunktion eine realistische Darstellung erlaubt.

Für das Integral im ersten Ausdruck von Gleichung (29) ergibt sich damit nachstehende Gleichung.

$$S = \int_0^{\pi} \tilde{R}(\beta - n_2 k_0 \cos \theta) d\theta =$$

$$S = \sqrt{2\sigma^2 L_c \pi} \frac{\left[ \left\{ 4\beta^2 L_c^2 + \left[ 1 - L_c^2 (\beta^2 - n_2^2 k_0^2) \right]^2 \right\}^{1/2} + 1 - L_c^2 (\beta^2 - n_2^2 k_0^2) \right]^{1/2}}{\left\{ 4\beta^2 L_c^2 + \left[ 1 - L_c^2 (\beta^2 - n_2^2 k_0^2) \right]^2 \right\}^{1/2}} \quad (32)$$

Die Verluste, die durch Grenzflächenraueheiten verursacht werden, sind proportional der mittleren quadratischen Rauheit, dem Quadrat der Brechzahlquadratsdifferenz aneinandergrenzender Schichten und der Feldamplitude der Wellenleitermode an der Grenzfläche. Moden höherer Ordnung haben folglich in der gleichen Wellenleitergeometrie größere Dämpfungen, da die Feldstärke der höheren Moden an der Grenzfläche größer ist.

Ein weiteres anschauliches und stark vereinfachtes Modell zur Simulation der durch Grenzflächenraueheiten bedingten Wellenleiterdämpfungsverluste von Ebeling, wird im Vergleich zu dem gerade vorgestellten Modell auf die untersuchten Wellenleiter angewendet. In dem Ansatz von Ebeling wird zur Vereinfachung angenommen, daß die Störungen der Grenzfläche klein und die Korrelationslänge der Störungen verglichen mit der Wellenlänge groß sind. Die Störungen werden als sinusförmige Deformationen aufgefaßt. Bei jeder Reflexion an einer der Grenzflächen wird nur ein Teil der Leistung wieder in die gleiche Mode oder unter dem Winkel  $\theta$  reflektiert. Für kleine Rauheiten  $\sigma$  kann die Besselfunktion, die den Anteil des in die Mode reflektierten Lichts repräsentiert, genähert werden und man erhält den nachstehenden, einfachen Ausdruck für die Verluste durch Grenzflächenraueheiten bei einer Wellenlänge  $\lambda$ .

$$\alpha_{s\_Eb} \text{ (dB / m)} = \frac{1}{2} \cos^2 \theta \left( \frac{\cos \theta}{h_{eff} \sin \theta} \right) \left( \frac{4\pi \cdot \sigma \cdot n_1}{\lambda} \right)^2 \quad (33)$$

In diesen Ausdruck geht die effektive Dicke  $h_{eff}$  ein, die sich aus der Filmdicke  $h$  und dem Abstand im Cladding ergibt, bei dem die Amplitude auf ein e-tel abgenommen hat. Diese Eindringtiefe ist  $1/ik_{x2}$ .

$$h_{eff} = h_0 + \frac{1}{ik_{x2}} \quad (34)$$

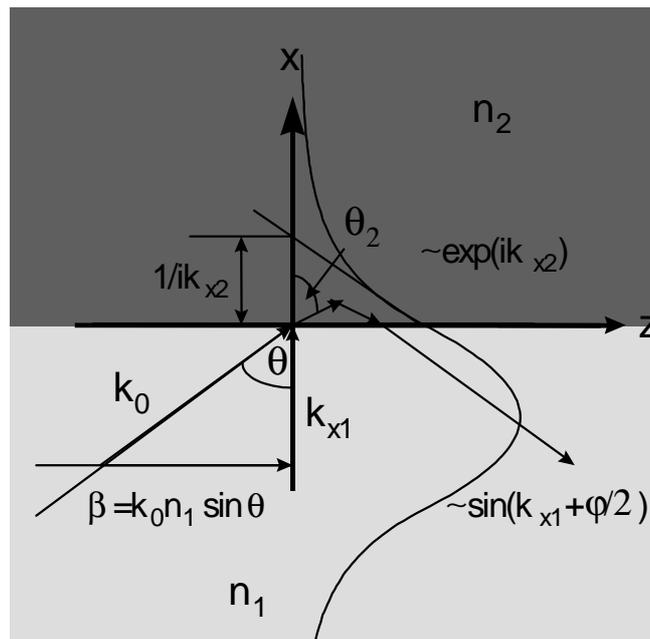


Bild 14 Schematische Darstellung der Streuung zur Ableitung von  $k_{x2}$

Die Größe  $k_{x2}$  beschreibt den Dämpfungskoeffizienten in  $x$ -Richtung und wird geometrisch aus obiger Grafik (Bild 14) abgeleitet. Es ergeben sich imaginäre Werte  $k_{x2}$  für geführte Moden.

$$k_{x2} = n_2 k_0 \cdot \cos \theta_2$$

$$k_{x2} = n_2 k_0 \sqrt{1 - \sin^2 \theta_2} \quad (35)$$

Mit dem Snelliusschen Brechungsgesetz erhält man eine Abhängigkeit vom Winkel  $\theta$ , der aus dem Phasenmaß  $\beta$  oder dem effektiven Index  $n_{\text{eff}}$  bestimmt werden kann.

$$k_{x2} = n_2 k_0 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta} \quad (36)$$

Der Ausdruck in der ersten Klammer von Gleichung (33) steht für die Anzahl der Reflexionen je Längeneinheit. Die Streudämpfung hängt quadratisch vom Kosinus des Reflexionswinkels und quadratisch von dem Rauheitswert ab. Bei schwach führenden Wellenleitern, d.h. Wellenleitern mit geringem Indexkontrast ist die Eindringtiefe in das Cladding groß, die effektive Dicke wird größer und die Streuverluste werden umgekehrt proportional kleiner. Moden höherer Ordnung weisen kleinere Winkel  $\theta$  auf. Die Anzahl der Reflexionen je Längeneinheit wächst, so daß die Verluste für diese höheren Moden deutlich ansteigen.

### 4.3.2 Streifenwellenleiter

Schichtwellenleiter sind aufgrund ihrer Eigenschaften von Interesse für integriert optische Wellenleiter und für Komponenten [ 5], dennoch lassen sich durch sie, da keine seitliche Führung der Lichtwellen vorliegt, wichtige Komponenten wie Verzweiger, Schalter, Multiplexer, und Verstärker nicht realisieren. Die seitliche Führung des Streifenwellenleiters führt bei dem optischen Verstärker zur erwünschten Reduktion der Schwellenenergie und zur Möglichkeit der Lichtführung um Kurven.

Die grundlegende rechteckige Streifenwellenleitergeometrie besteht aus einem lichtführenden Bereich mit der Brechzahl  $n_1$  umgeben von einem Bereich mit geringerer Brechzahl  $n_2$ , die nicht rundherum um den lichtführenden Kern konstant sein muß, so daß die ausgebildeten Moden nicht mehr symmetrisch sind. Typische Geometrien sind in nachstehender Bild 15 aufgezeigt.

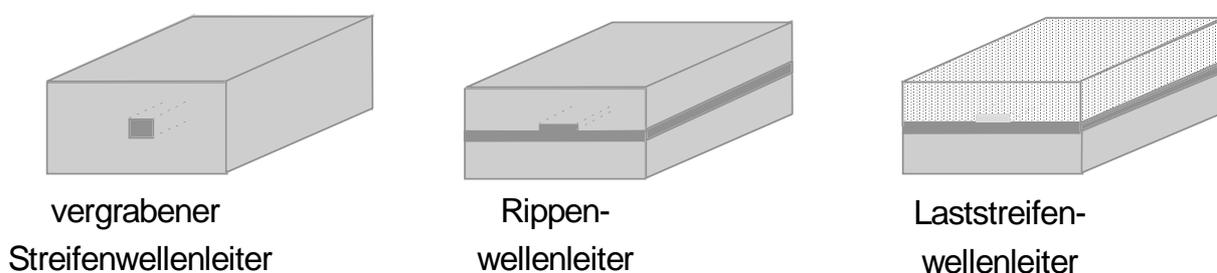


Bild 15 Typische Geometrien von Streifenwellenleitern

Eine exakte Lösung der Wellengleichung ist für den allgemeinen Fall sehr kompliziert und konnte bisher noch nicht bestimmt werden. Lösungen basierend auf Näherungen können durch den Ansatz von Marcatili und die Effektive Index Methode (EIM) ermittelt werden. Eine genauere Betrachtung der Lichtführung lassen Finite Differenzen Methoden bei beachtlichem numerischen Aufwand zu.

Diese Methoden ermöglichen die Bestimmung der Feldverteilung in der Ebene des Wellenleiterquerschnitts, die Bestimmung der effektiven Brechzahl des Streifenwellenleiters und mit eingeschränkter Genauigkeit die Grenzen (Wellenlänge, Brechzahldifferenz, Querschnitt), bei denen höhere Moden geführt werden können. Sie bieten die Basis für die Dimensionierung von einmodigen Wellenleitern in Kombination mit der Verifikation durch das Experiment, da bei den untersuchten Geometrien schwach führende Wellenleiter vorliegen und damit die errechneten Ergebnisse mit gewisser Vorsicht betrachtet werden müssen.

- Marcatili-Verfahren [ 98]

Die grundlegende Annahme von Marcatili ist, daß bei gut geführten Moden, deutlich oberhalb des Cutoffs, das Feld in den angrenzenden Bereichen exponentiell verläuft und der

Großteil der Leistung auf den Kern konzentriert ist. Die Felder der Eckbereiche werden vernachlässigt, da ihr Anteil am Gesamtfeld sehr klein ist. Damit können die Maxwell-Gleichungen unter der Annahme exponentieller und sinusförmiger Funktionen der Feldverteilungen unter Verwendung der Randbedingungen der vier Grenzen um Bereich 1 in Bild 16 berechnet werden.

Die Basis der Methode ist hierfür die Separation des Brechzahlprofils in x- und einen y-abhängigen Bereich der Brechzahl, so daß eine Separation des elektrischen Feldes möglich wird. Das gesamte Feld kann dadurch in zwei einzelnen Schritten berechnet werden. Bei in Bild 16 gegebener Geometrie wird zunächst der aus 2,5,8 bestehende Bereich und anschließend der aus 4,5,6 bestehende Bereich ausgerechnet und beide Feldkomponenten miteinander zum Gesamtfeld multipliziert. Das Quadrat des effektiven Brechwertes des Wellenleiters ergibt sich dann aus der Summe der Quadrate der berechneten effektiven Brechwerte abzüglich des Quadrates des Brechwertes des Wellenleiterkerns.

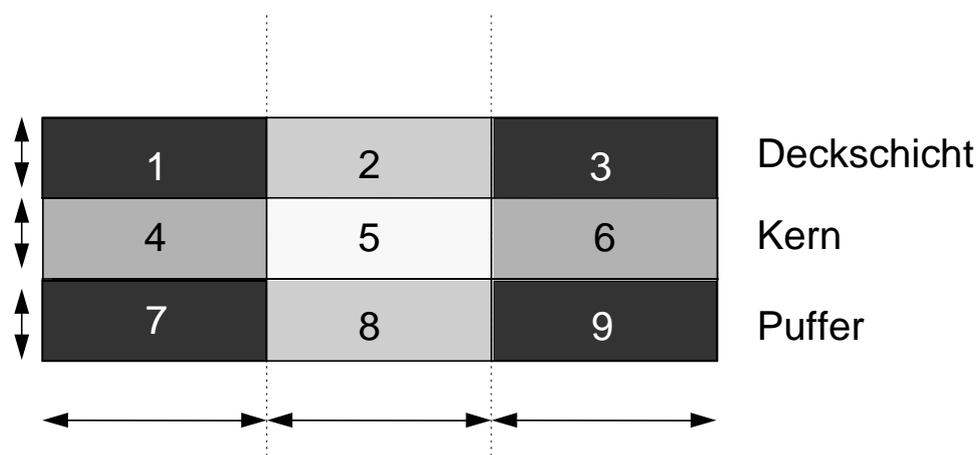


Bild 16 Schematische Darstellung eines Wellenquerschnitts

- EIM [ 96]

Ebenso wie die Methode von Marcatili basiert die Effektive Index Methode auf der Separation der zweidimensionalen Wellengleichung in zwei eindimensionale Probleme (Bild 17). Der Wellenleiterquerschnitt wird in zwei orthogonale Bereiche aufgeteilt. Zuerst wird der eine Bereich als Schichtsystem betrachtet und der ermittelte effektive Index für die Kernbrechzahl des senkrecht dazu stehenden Bereiches verwendet. Auf dieser Basis wird das Feld der Struktur und die effektive Brechzahl ermittelt. Auch diese Methode sollte nur für gut führende Wellenleiter über dem Cutoff verwendet werden. Weiterführende Betrachtungen zur Erweiterung der Güte des Verfahrens sind in der Literatur zu finden.

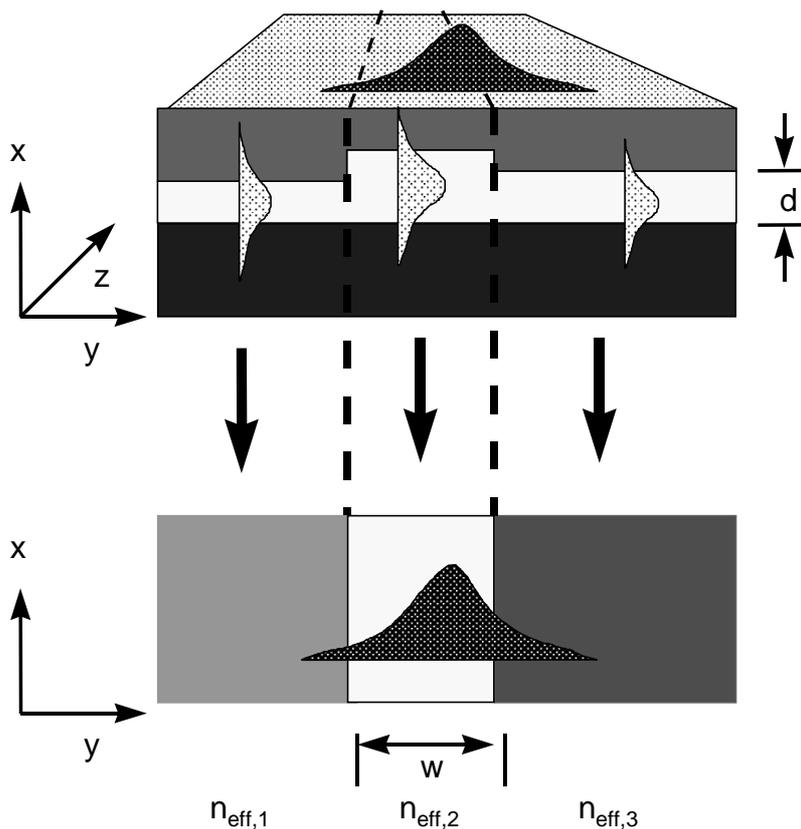


Bild 17 Schematische Darstellung der Effektiven Index Methode

- Finite Differenzen Methoden [ 99]

Finite Differenzen Methoden basieren auf einer Diskretisierung einer zweidimensionalen Wellengleichung in der Wellenleiterquerschnittsfläche und auf der numerischen Lösung des diskretisierten Problems.

Die Berechnungen, die im Kapitel der Simulationen für Streifenwellenleiter gemacht wurden, wurden teilweise mit Implementierungen der Fa. BBV-Software B.V. durchgeführt.

## 4.4 Gläser mit Erbiumdotierung

In diesem Unterkapitel wird auf die theoretischen Grundlagen erbiumdotierter Gläser, deren Nomenklatur anhand der Entstehung der Energieniveaus, Auswahlregeln optischer Übergänge, intraionischer Effekte, interionischer Effekte, Effekte durch Elektron-Phonon-Kopplung und die zur Beschreibung ihrer spektroskopischen Eigenschaften benötigten physikalischen Größen eingegangen. Diese Größen, wie Fluoreszenzlebensdauer, Emission, Absorption werden als Rückkopplung für die Materialentwicklung und auch für die Simulation sowie für die Dimensionierung des optischen Wellenleiterverstärkers verwendet.

### 4.4.1 Das Niveauschema

Die Elektronenkonfiguration des Erbiumions besteht aus der Xenonkonfiguration mit einer teilweise gefüllten 4f-Schale, deren Elektronen durch die sie umgebenden gefüllten  $5s^2, 5p^6$ -Schalen von dem umgebenden elektrischen Feld der benachbarten Ionen des Glases abgeschirmt sind. Es wird bei Seltenenerdionen die LS-Kopplung (Russell-Saunders-Kopplung) angesetzt. Hierbei wird bei der Bestimmung der Energiezustände des Mehrelektronensystems angenommen, daß die Elektron-Elektron-Wechselwirkung stärker ist als die Spin-Bahn-Wechselwirkung. Die Bahndrehimpulse der Einzelelektronen werden vektoriell zu dem Gesamtbahndrehimpuls, die Einzelelektronenspins zum Gesamtspindrehimpuls addiert. Durch die Spin-Bahn-Kopplung addieren sich Gesamtbahndrehimpuls und Gesamtspindrehimpuls zum Gesamtdrehimpuls. Die Energiet Terme der Seltenenerdionen werden, wie in nachstehender Grafik (Bild 18) bezeichnet. Die Bezeichnung des Grundzustandes ergibt sich aus dem Pauliprinzip und der Hundschen Regel zu  $^4I_{15/2}$ , da der resultierende Gesamtspin  $S=1.5$ , der resultierende Gesamtbahndrehimpuls ( $\Gamma = 1, 2, 3, 4, 5, 6$  entspricht S, P, D, F, G, H, I)  $L=6$ , und die Summe d.h. der gesamte Drehimpuls  $L+S=15/2$  beträgt. Die weiteren Zustände ergeben sich wie in der Grafik dargestellt.

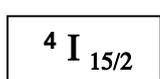
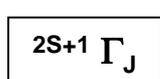
Die Energiezustände des freien Ions sind  $2(J+1)$ -fach entartet. Diese Entartung wird erst durch das elektrische Feld der Liganden teilweise oder ganz aufgehoben. Es entstehen die Starkzustände. Durch die Abschirmung des äußeren Feldes durch die d und s Elektronen ist die Beeinflussung der Zustände relativ gering, so daß unterschiedliche Matrizes nur zu Unterschieden von ca. 100 Wellenzahlen führen. Einflüsse durch die Symmetrie der umgebenden Ionen und die Stärke des durch die Matrix am Ort des Erbiumions hervorgerufenen elektrischen Feldes bestimmen die Stärke der Aufspaltung, die Anzahl der Kristallfeldzustände und die Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den Subniveaus und damit die Absorptions- und Emissionslinienform. Ob Übergänge möglich sind, oder in wie viele Niveaus ein Zustand in

einer bestimmten Symmetrie auftreten kann, kann durch gruppentheoretische Betrachtungen ermittelt werden [ 111].

Die Ligandenfelder führen zu einer Feinstrukturierung der schmalen Niveaus des Erbiumions. Im Gegensatz zu Kristallen, bei denen die Umgebung des Seltenerdions eine bestimmte Symmetrie besitzt und dadurch schmale deutlich strukturierte Niveaus auftreten (Lorentzlinien), liegt bei Gläsern eine geringfügig geordnete Umgebung des Erbiumions wegen unterschiedlicher Symmetrieverhältnisse und ungleicher Bindungslängen vor. Die Niveaus werden durch die in einem gewissen Bereich statistische (Gauß-) Verteilung der umgebenden Ionen verschmiert. Einzelne lokale Symmetrien sind spektroskopisch nicht mehr auflösbar.

**Der Grundzustand von dreiwertigem Erbium:**

**[Xe]4f<sup>11</sup> d.h.: l = 3, n = 4, 11 Elektronen**



$m_l =$	3	2	1	0	-1	-2	-3	$L = 6$
$S =$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$	$S = 3/2$

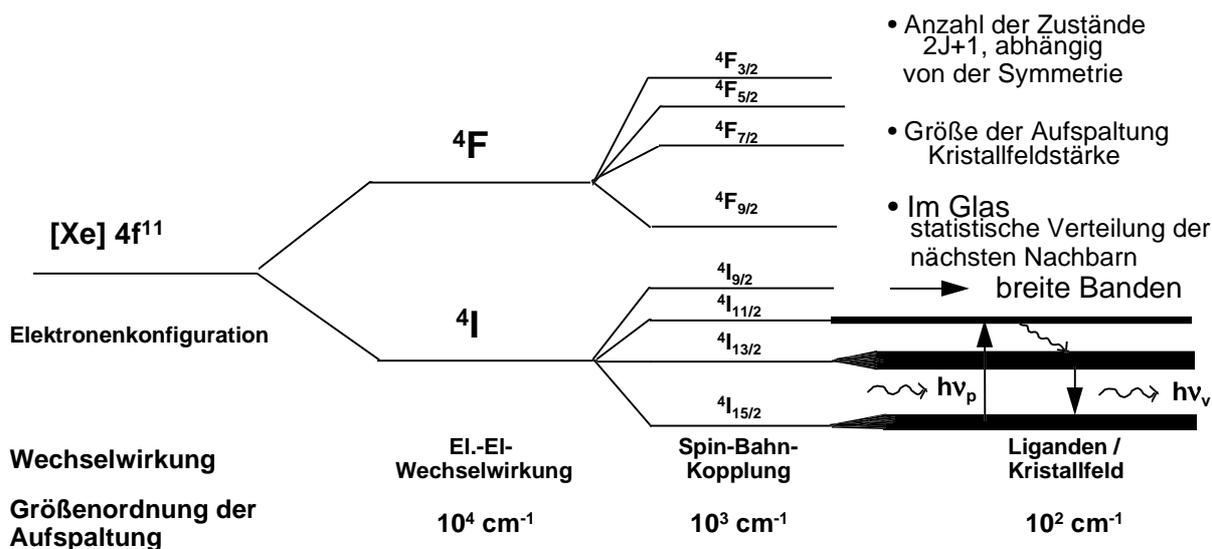


Bild 18 Nomenklatur der Termbezeichnung des Grundzustandes und die Entstehung der Niveaus durch die aufgezeigten Wechselwirkungen im Glas

### 4.4.2 Strahlende Übergänge

Strahlende Übergänge bilden die Voraussetzung für Fluoreszenz und Verstärkungstätigkeit. Bei einem strahlenden Übergang wird die Energiedifferenz zwischen Ausgangsniveau und Endzustand in Form eines Photons ausgesandt. Sind die strahlenden Übergänge dominant, so kann in einem erbiumdotierten Material Fluoreszenz beobachtet werden.

Bei dem dreiwertigen Erbium treten zwischen den Energieniveaus strahlende Übergänge auf, die elektrischen bzw. magnetischen Dipol- und Multipolcharakter haben. Phononenunterstützte Übergänge, bei denen das Phonon den Impuls und die Energie zu einem strahlenden Übergang beisteuert, können auftreten und sind vergleichbar schwach. Im freien Erbiumion sind die elektrischen Dipolübergänge innerhalb der 4f Schale paritätsverboten. Magnetische Übergänge sind hingegen innerhalb der 4f-Schale erlaubt. Befindet sich das Ion aber in einem Festkörper, so werden dessen 4f-Zustände durch das Feld der umgebenden Ionen schwach gestört, so daß eine Zumischung von Zuständen mit gegensätzlicher Parität stattfindet und Übergänge möglich werden. Aufgrund der geringen Zumischung spricht man von erzwungenen elektrischen Dipolübergängen, deren Übergangswahrscheinlichkeit um den Faktor  $10^{-6}$  bis  $10^{-8}$  kleiner ist als bei erlaubten Übergängen. Es gelten bei Zumischung der entgegengesetzten Parität die Laporte Auswahlregeln.

$$\Delta S = 0; \quad \Delta L, \Delta J \leq 6; \quad \Delta J = 2, 4, 6 \quad \text{für } J = 0 \quad (37)$$

Für magnetische Dipolübergänge gelten folgende Auswahlregeln.

$$\Delta S = \Delta L = 0; \quad \Delta J = 0 \text{ oder } \pm 1, \text{ mit } 0 \longleftrightarrow 0 \text{ ausgeschlossen} \quad (38)$$

Ihre Übergangswahrscheinlichkeiten betragen den  $10^{-8}$ -ten Teil der elektrisch erlaubten Übergänge. [ 111]

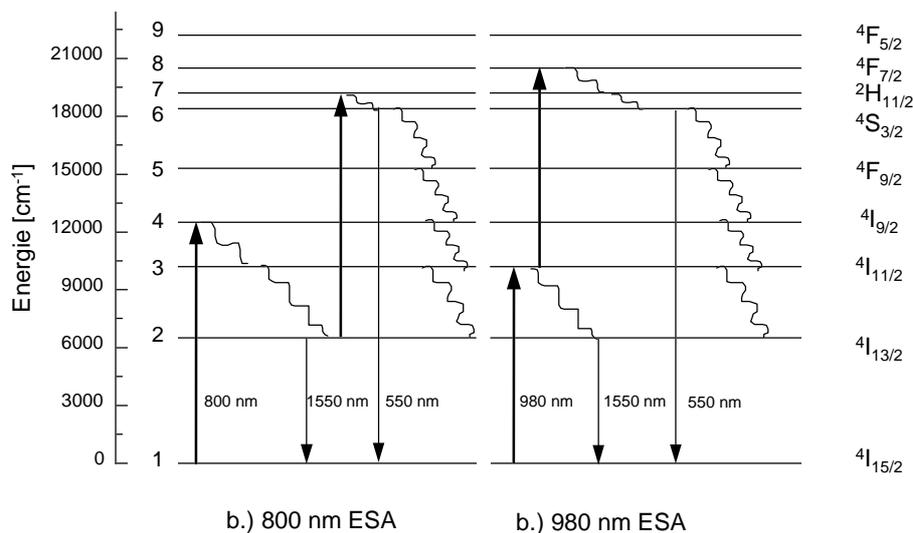
#### 4.4.3 Nichtstrahlende Prozesse

Neben diesen optischen Übergängen gibt es auch nichtstrahlende Übergänge, die die Leistungsfähigkeit optisch verstärkender Materialien und folglich auch optischer Wellenleiterverstärker in Form von Verlusten beeinträchtigen. Nichtstrahlende Übergänge basieren auf der Wechselwirkung der Wirtsmatrix (Multiphononprozesse) oder Verunreinigungen (Übergangsmetallionen) mit den aktiven Zentren. Die nichtstrahlenden Prozesse können innerhalb eines aktiven Ions (Excited State Absorption ESA), sowie zwischen den aktiven Zentren selbst (Konzentrationsquenching, Upconversion, Kreuzrelaxation, Energietransfer) auftreten. Für die gesamte Übergangsrate eines Energieniveaus ergibt sich aus der Summe der strahlenden Übergangswahrscheinlichkeit zwischen dem Ausgangsniveau  $a$  und allen Endzuständen  $j$  und nichtstrahlenden Übergangswahrscheinlichkeiten von Zustand  $i$  zu allen Zuständen  $j$  die Übergangsrate und die dazu reziproke, meßbare Lebensdauer.

$$W_e = \frac{1}{\tau_a} = \sum_j W_{ij} + \sum_j W_{ij}^{NR} \quad (39)$$

## 4.4.3.1 Absorption aus angeregten Zuständen (ESA)

Absorption aus angeregten Zuständen tritt bei erbiumdotierten Gläsern auf. Sie ist eine materialabhängige Größe. Zum Verständnis der wesentlichen Verlustprozesse des optischen Verstärkers ist die experimentelle Untersuchung der ESA nötig. Diese Untersuchung dient als Grundlage für die Verstärkersimulation. Bei der Absorption aus angeregten Zuständen wird ein einfallendes Photon der Energie  $h\nu_p$  nicht von einem Elektron im Grundzustand  $E_1$ , sondern von einem Elektron, das sich in einem angeregten Zustand  $E_2$  befindet absorbiert, wenn die Energiedifferenz zu einem höher liegenden Niveau  $E_3$  der Energie des Photons ungefähr entspricht  $h\nu_p = \Delta E = E_3 - E_2$ . Beim Pumpen des Erbiumions mit der Energie  $h\nu_p$  tritt dieser Prozeß nur dann auf, wenn die Wirkungsquerschnitte der Absorption aus dem Grundzustand und der ESA-Wirkungsquerschnitt überlappen. Für das Auftreten der ESA ist eine Population eines angeregten Zustands nötig. Die ESA aus angeregten Zuständen mit langen Lebensdauern, wie dem  ${}^4I_{13/2}$ -Zustand, ist effektiver als aus kurzlebigeren Zuständen.



**Bild 19** Typische Absorptionsprozesse aus angeregten Zuständen bei dreiwertigem Erbium

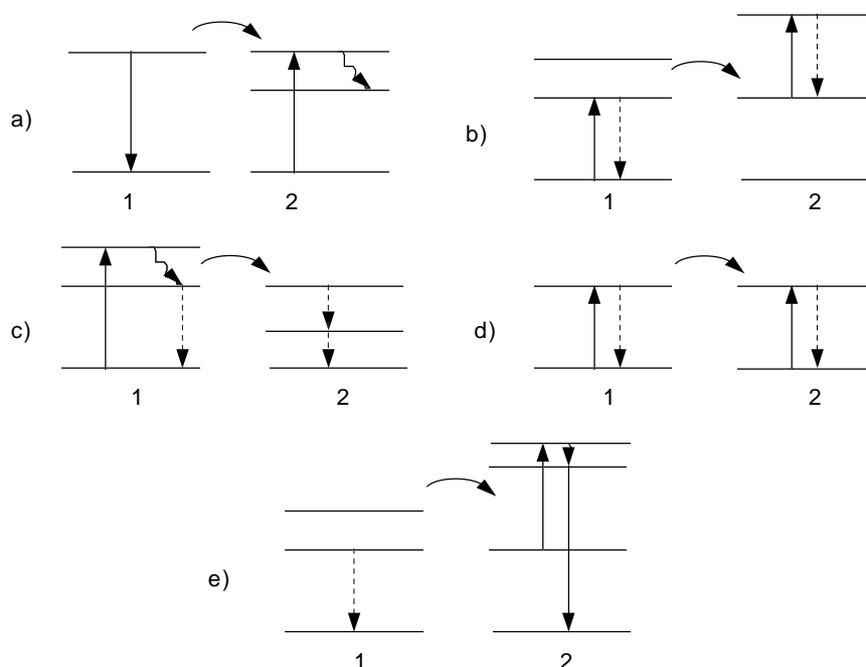
Besonders signifikant ist die Pump-ESA im 800 nm Pumpband, wo das Verhältnis (ESA/GSA) zwischen 1 und 2 liegt. Pump-ESA bei 980 nm Anregung ist ausgehend vom langlebigen  ${}^4I_{13/2}$ -Niveau nicht existent, da keine resonanten Zustände existieren. Dennoch ist das 980 nm Pumpband nicht frei von ESA, da ein Elektron im oberen relativ kurzlebigen Pumpniveau  ${}^4I_{11/2}$  nochmals durch ein Pumpphoton auf das  ${}^4F_{7/2}$ -Niveau gehoben werden kann. Das Elektron relaxiert anschließend nichtstrahlend auf das  ${}^4S_{3/2}$ -Niveau, von wo aus der Übergang in den Grundzustand unter Emission von Photonen mit einer Wellenlänge von 530 nm - 550 nm erfolgt. Der Effekt wird aufgrund der kurzen Lebensdauer des  ${}^4I_{11/2}$ -Niveaus erst bei sehr hohen Pumpleistungen deutlich.

Ob die ESA einen entscheidenden Verlustkanal darstellt, soll anhand von Messungen an dem für die Wellenleiterverstärker verwendeten Glas Q89 festgestellt werden (Kapitel 6.5.1.5).

#### 4.4.3.2 Effekte basierend auf Ion - Ion Wechselwirkung

Energietransfer, Kreuzrelaxation, Energiemigration und Fluoreszenzquenching sind kooperative Effekte, die bei hohen Dotierungskonzentrationen zu erwarten sind. Die Ursache sind die geringen Abstände der Erbiumionen zueinander, so daß die relativ kurzreichweitigen multipolaren magnetischen oder elektrischen Kopplungen zwischen den Ionen und die Austauschwechselwirkung zum Tragen kommen können.

Mögliche Prozesse, die durch Wechselwirkungen zwischen einzelnen Ionen auftreten können, sind in Bild 20 aufgezeigt.



*Bild 20 Mögliche auf der Ion-Ion-Wechselwirkung basierende Prozesse*

- In dieser Abbildung ist der Energietransfer von einem Ion auf ein zweites Ion aufgezeigt. Bei dem Transfer wird die Fluoreszenz des Akzeptors durch einen nichtstrahlenden Energieübertrag vom Donator sensibilisiert. Ein typisches Beispiel ist die Kodotierung von Erbium mit Ytterbium durch das die Absorption des Pumplichtes effektiver wird.
- Bei der Kreuzrelaxation geht die Energie eines Erbiumions auf ein zweites Erbiumion über, das in einem höheren angeregten Zustand angeregt wird. Die Kreuzrelaxation ist ein Verlustprozeß und vermindert die Fluoreszenz des  $1.5\ \mu\text{m}$  Übergangs des Erbiumions.
- Fluoreszenzquenching aufgrund kooperativer Effekte führt zum Verlust der Anregungsenergie (vergl. Multiphononrelaxation). Sie geht über auf Verunreinigungen oder Defekte.

Das Fluoreszenzquenching wird bei hohen Konzentrationen stärker. Es steigt die Wahrscheinlichkeit für den Transfer der Anregungsenergie von einem Ion zum anderen Ion, bis die Energie zu einem Ion wandert, das mit einem Defekt oder Verunreinigung assoziiert ist. So ist bekannt, daß bei hohen Dotierungskonzentrationen die Lebensdauer des metastabilen  $4I_{13/2}$  - Zustandes abnimmt.

- d) Dieser Teil der obigen Abbildung zeigt den resonanten Energieübertrag von Donatorion 1 auf das Akzeptorion 2. Bei hohen Konzentrationen der Dotierungionen wird auf diese Weise eine Wanderung der Energie durch das Material möglich.
- e) Die unter diesem Punkt aufgezeigte Kooperative Upconversion ist bei kurzen planaren optischen Verstärkern, für die sehr hohe Dotierungskonzentrationen verwendet werden, ein zu berücksichtigender Verlustkanal, dem auch bei der Simulation Rechnung getragen werden muß.

Auf Prozesse, die in dieser Arbeit von Bedeutung sind, wird im folgenden genauer eingegangen.

#### 4.4.3.2.1 Upconversion in erbiumdotiertem Glas

Die Upconversion stellt einen wesentlichen Verlustfaktor dar und wird folglich in dieser Arbeit bei der Simulation berücksichtigt und der Upconversionparameter aus den Messergebnissen bestimmt.

Die energietransferbedingte Upconversion zwischen zwei Erbiumionen, die beide in den  $^4I_{13/2}$ -Zustand angeregt sind, führt zur Entvölkerung des  $^4I_{13/2}$ -Zustands, dem oberen Verstärkerniveau, denn das eine Ion liegt nach dem Transfer im Grundzustand und das andere Ion in einem höher angeregten Zustand vor. Das Akzeptorion relaxiert meist wieder in das obere Verstärkerniveau und zu etwa 0.1% direkt strahlend in den Grundzustand. Durch die Wanderung der Anregungsenergie durch das Glas bei hohen Dotierungskonzentrationen wird die Anzahl der Upconversionprozesse je Zeit und Volumeneinheit gefördert.

$$P_{upc}(R) = \frac{12c}{(2\pi)^4 R^6 n^2} \int_0^\infty \sigma_{em}(\lambda) \sigma_{ESA}(\lambda) d\lambda \quad (40)$$

$$P_w(R) = \frac{6c}{(2\pi)^4 R^6 n^2} \int_0^\infty \sigma_{em}(\lambda) \sigma_{abs}(\lambda) d\lambda \quad (41)$$

Die Wahrscheinlichkeit für einen Upconversionprozeß  $P_{upc}$  (Gleichung 40) oder einen Wanderungsprozeß  $P_w$  (Gleichung 41) kann mit dem Dexter-Ansatz [ 112] folgendermaßen beschrieben werden, wobei  $R$  der Abstand zwischen zwei Erbiumionen,  $\sigma_{em}$ ,  $\sigma_{abs}$  die Emissions- und Absorptionsquerschnitte des Grundzustandes und oberen Verstärkerniveaus,  $ESA$  der ESA-

Wirkungsquerschnitt des  ${}^4I_{13/2}$ -Zustandes auf das  ${}^4I_{9/2}$ -Niveau,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $n$  der Brechungsindex sind.

Bei der Wahrscheinlichkeit für die Upconversion ist ein Faktor 2 enthalten, durch den berücksichtigt wird, daß die Upconversion bei dem einen oder dem anderen der zwei betrachteten Ionen auftreten kann.

Für hochdotierte Wellenleiter wird eine quadratische Abhängigkeit der Anzahl der Upconversionprozesse pro Zeiteinheit und Einheitsvolumen  $W_{upc}$  mit der Besetzungszahl des oberen Verstärkerniveaus angesetzt. Dieser Zusammenhang wurde theoretisch in [ 113] für den Fall einer starken Wanderung gezeigt und experimentell durch Ergebnisse von [ 115] bestätigt.

$$W_{upc} = C_{upc} n_2^2 \quad (42)$$

Bei statistischer Verteilung und Annahme der Dipol - Dipol Wechselwirkung ergibt sich für den obigen Fall der starken Wanderung [ 116], bei dem  $C_{upc}$  der homogene Upconversionparameter ist,

$$W_{upc} = n_2^2 \frac{2\pi R_{upc}^6}{3\tau_{rad} R_{min}^3} \quad (43)$$

wobei  $R_{min} = 0.35$  nm der Abstand zweier Erbiumionen in  $Er_2O_3$  ist,  $n_2$  die Besetzungszahl des  ${}^4I_{13/2}$ -Zustands ist, und  $R_{upc} =$  dem Abstand entspricht, bei dem die Wahrscheinlichkeit des strahlenden Übergangs gleich Wahrscheinlichkeit der Upconversion ist.

Betrachtet man einen gepumpten Wellenleiterverstärker, so können ESA und Upconversion auftreten. Die Upconversion ist konzentrationsabhängig sowie deutlich stärker als die ESA und beruht auf einer nichtstrahlenden Kreuzrelaxation zwischen zwei Ionen, wohingegen bei der ESA ein Ion in einem angeregten Zustand ein zweites Ion absorbiert.

Der verlustbringende Einfluß hoher Dotierungskonzentrationen auf die Verstärkungseigenschaften von erbiumdotierten Verstärkern, verursacht durch die energietransferbedingte Upconversion, wurde mehrfach untersucht. Eine Verringerung der Verstärkung eines Faserverstärkers von 18.3 dB auf 6.9 dB wurde bei einer Dotierungskonzentration von  $6.4 \cdot 10^{25} m^{-3}$  der Upconversion zugeschrieben [ 117]. Bei Wellenleiterverstärkern ist das Quenching durch Upconversion wegen der für geringe Baulängen benötigten hohen Konzentrationen von bis zu mehreren Gewichtsprozenten ( $10^{26} m^{-3}$ ) ein sehr starker Verlustkanal. So wurde über eine deutlich stärkere Reduktion der Verstärkung von 37 dB auf -13 dB in einem planaren Wellenleiter mit einer Erbiumkonzentration von  $1.1 \cdot 10^{26} m^{-3}$  berichtet [ 118].

## 4.4.3.2.2 Multiphononrelaxation

Multiphononprozesse sind Vorgänge, bei denen Übergänge angeregter Elektronen von einem höheren auf ein tieferes Niveau durch temperaturabhängige Wechselwirkungen zwischen dem elektronischen System des Erbiumions mit den Phononen des Wirtsmaterials erfolgen, wobei die Energiedifferenz des Übergangs des elektronischen Systems auf das Wirtsmaterial in Form einer energetisch resonanten Mehrphononenemission übergeht.

Die Beschreibung der Abhängigkeiten mit quantenmechanischen Methoden ist prinzipiell möglich aber sehr komplex. Zusätzlich sind Parameter zur Beschreibung der Phononen im Glas nur unzulänglich zugänglich, so daß eine qualitative Beschreibung basierend auf einem phänomenologischen Modell [ 119] üblich ist.

Bestimmend für die Rate der nichtstrahlenden Multiphononrelaxation ist die Energiedifferenz  $\Delta E$  der elektronischen Zustände und die obere Phononengrenzenergie des Wirtsmaterials  $\hbar\Omega_{\max}$ , die die Anzahl der zum Übergang nötigen Phononen  $p$  bestimmt, die der Ordnung des Prozesses entsprechen.

$$p = \frac{\Delta E}{\hbar\Omega_{\max}} \quad (44)$$

Werden weniger Phononen benötigt, so werden Temperatureinflüsse deutlich. Werden noch mehr als 5 Phononen gebraucht, so sind die nichtstrahlenden Prozesse noch nicht so stark, daß die Fluoreszenz mehr auftritt. Bei vier und weniger Phononen werden die Übergänge dominiert durch die nichtstrahlenden Prozesse, die um Größenordnungen höhere Raten als die strahlende Fluoreszenz haben [ 120].

Betrachtet man die Multiphononrelaxation bei sehr tiefen Temperaturen, so ist die Multiphononemissionsrate exponentiell von der Energiedifferenz zweier benachbarter elektronischer Zustände und den Materialkonstanten  $C$  und  $\alpha$  abhängig. Bei höheren Temperaturen steigt die Rate aufgrund spontan emittierter Phononen an.

$$W_{ij}^{NR}(T) = W_{ij}^{NR}(0)(n(T) + 1)^p, \text{ mit } W_{ij}^{NR}(0) = C \exp(-\alpha\Delta E) \quad (45)$$

Unter Verwendung der Bose-Einstein Besetzungszahl einer Phononenmode

$$n(T, \hbar\Omega_{\max}) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\Omega_{\max}}{kT}\right) - 1} \quad (46)$$

erhält man die temperaturabhängige Rate der Phononenemission.

$$W_{ij}^{NR}(T) = C \exp(-\alpha \Delta E) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\hbar \Omega_{\max}}{kT}\right) \right]^{-p} \quad (47)$$

Aus obiger Gleichung (47) ist ersichtlich, daß die Temperaturabhängigkeit der Multiphononrelaxationsrate, wenn die Phononenenergie viel größer als  $kT$  ist, vernachlässigbar wird. Werte einiger Materialien bei 300 K sind in nachfolgender Tabelle 6 dargestellt.

Tabelle 6 Phononenenergien einiger Materialien sowie die zugehörigen Parameter  $C$  und  $\alpha$

Wirtsmaterial	Phononengrenzenergie in $\text{cm}^{-1}$	$C$ in $\text{s}^{-1}$	$\alpha$ in $\text{cm}$	Quelle
Phosphatglas	1200	$5.4 \cdot 10^{12}$	0.0047	[ 121]
Silikatglas	1100	$1.4 \cdot 10^{12}$	0.0047	[ 122]
Germanatglas	900	$3.4 \cdot 10^{10}$	0.0049	[ 121]
$\text{LaF}_3$	350	$6.6 \cdot 10^8$	0.0056	[ 123]

Möglichkeiten zur Verringerung der Multiphononrelaxation sind die Wahl des Wirtsmaterials, das die obere Phononengrenzenergie vorgibt und die Abkühlung des Wirtsglases.

$$\frac{W_{ij}^{NR}(T, p)}{W_{ij}^{NR}(T', p)} = \left( \frac{n(T) + 1}{n(T') + 1} \right)^p \quad (48)$$

Beim  ${}^4I_{13/2} - {}^4I_{15/2}$ -Übergang ist der Einfluß eher klein nach obiger Gleichung und beträgt bei einer Abkühlung von 300K auf 7K etwa 1%.

Verunreinigungen wie OH, CH mit höheren Phononengrenzenergien sowie Übergangsmetallionen wirken im erbiumdotierten Phosphatglas oder Silikatglas, speziell bei hohen Dotierungskonzentrationen und der damit verbundenen Wanderung der Anregungsenergie durch das Glas, als effektiv quenchede Zentren. Die Glasherstellung muß deshalb darauf hin optimiert werden, daß die Gläser ohne die oben genannten Verunreinigungen hergestellt werden können.

#### 4.4.3.2.3 Energietransfer

Ein Energietransfer zwischen zwei anorganischen Ionen kann durch multipolare-, Austausch-Wechselwirkung oder auch bei einem nichtresonanten Übertrag durch einen phononenunterstützten Prozeß erfolgen [ 124]. Für die Austauschwechselwirkung wurden von Inokuti und Hirajama [ 125], für die multipolaren Wechselwirkungen von Dexter [ 112] und Förster [ 126] und für die nichtresonanten phononenunterstützten Prozesse von Miyakawa und Dexter Theorien entwickelt [ 127].

Beim Energietransfer zwischen Seltenenerdionen liegen nach Dexter [ 112] vorwiegend Übergänge vor, die durch elektrische multipolare Wechselwirkung bedingt werden. Der Transfer in einem Material mit der Brechzahl  $n$  ist um so effizienter, je besser der Überlapp der Emission des Donators  $f_e(E)$  mit der Absorption des Akzeptors  $f_a(E)$  ist. Dabei sind  $f_e(E)$  und  $f_a(E)$  normierte Spektren  $\int f(E)dE = 1$ .

$$P_{dd} = \frac{3h^4 c^4}{64\pi^5 n^4} \frac{Q_a}{\tau_0 R^6} \int \frac{f_a(E)f_e(E)}{E^4} dE = \left(\frac{R_0}{R}\right)^6 \frac{1}{\tau_0} \quad (49)$$

$E$  entspricht der bei der Wechselwirkung übertragenen Energie,  $\tau_0$  der strahlenden Donatorlebensdauer,  $R$  entspricht dem Abstand zweier benachbarter Erbiumionen,  $R_0$  ist der Abstand bei dem die Transferrate der  $P_{dd}(R_0)$  der strahlenden Lebensdauer  $\tau_0$  des Donators entspricht.  $N_0$  ist die Konzentration, bei der der kritische Abstand zwischen zwei Erbiumionen von  $R_0$  vorliegt.

$$N_0 = \frac{3}{4\pi R_0^3} \quad (50)$$

$Q_a$  ist der Integrale Absorptionsquerschnitt des Akzeptorions und berechnet sich gemäß nachstehender Gleichung (51) mit der Akzeptorionenkonzentration  $N_a$ , dem Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  und der Frequenz  $\nu$ .

$$Q_a = \frac{1}{N_a} \int \alpha(\nu) d\nu \quad (51)$$

Unter Verwendung der obiger Beziehungen erhält man für ein erbiumdotiertes Phosphatglas einen kritischen Radius von 1.2 nm und damit eine kritische Konzentration von  $1.35 \cdot 10^{26}$  Ionen/m<sup>3</sup>. Dieser Wert liegt im Bereich typischer kritischer Radien zwischen 1-2 nm [ 14][ 114]. Mit diesem Zahlenwert und der Wahrscheinlichkeit für den Transfer von einem Erbiumion auf das nächste Nachbarion, die proportional dem Quadrat der Zentrendichte ist, kann der Einfluß der in dieser Arbeit verwendeten Dotierungskonzentrationen abgeschätzt werden. So resultiert für die in den Experimenten verwendeten Proben mit Konzentrationen von mehr als  $3 \cdot 10^{26}$  Ionen/m<sup>3</sup> eine etwa mehr als neun mal so hohe Transferrate. Die Erbiumionen, in deren Nähe sich eine quenchende OH Gruppe befindet, wirken demzufolge als starker Quencher. Der OH-Gehalt muß, um die Verluste klein zu halten, so gering wie möglich sein. Dies stellt eine große Herausforderung an die Glasherstellung und Prozessierungstechnologie dar.

#### 4.4.4 Temperatureinflüsse

Temperaturänderungen erbiumdotierter Gläser haben Änderungen der Verstärkereigenschaften zur Folge, da die spektrale Absorption und Fluoreszenz temperaturempfindlich sind. Eine Ursache dafür sind die aufgesplitteten Starkniveaus der  $^4I_{13/2}$  (4-Starkniveaus) mit einer Breite von ca. 270 Wellenzahlen und  $^4I_{15/2}$  (6 Starkniveaus) mit einer Breite von ca. 230 Wellenzahlen und deren thermische Besetzung. Die andere Ursache ist die Änderung der homogenen Linienbreite in Abhängigkeit der Temperatur. Die beiden Ursachen werden im folgenden erläutert.

Die spektralen Eigenschaften der Emission ändern sich aufgrund der temperaturabhängigen Starkbesetzung.

Die Wahrscheinlichkeit der Besetzung  $p_i$  des Starkniveaus  $i$  entspricht einer Boltzmannverteilung.

$$p_i = Z_0 \exp\left(\frac{-\Delta E_i}{kT}\right) \quad (52)$$

In obiger Gleichung ist  $p_i$  die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron im  $i$ -ten Starkniveau bei einer Temperatur  $T$  anzutreffen, wobei die Energiedifferenz vom  $i$ -ten Starkniveau zum tiefsten Starkniveau  $\Delta E_i$  entspricht. Eine vergleichbare Verteilung stellt sich auch bei gepumpten Erbiumionen bei höheren, mit Elektronen besetzten, Zuständen ein. Es gibt folglich eine starke Beeinflussung der Besetzungszahl durch die Temperatur, die die Linienform der Fluoreszenz oder Absorption bestimmt. Im Emissionsspektrum verschwinden die höherenergetischen Anteile ( $< 1520 \text{ nm}$ ), wenn die Probe abgekühlt wird, da nun die Emission zunehmend von dem untersten Starkniveau erfolgt. Folglich wird die Linie bei  $1530 \text{ nm}$  stärker mit abnehmender Temperatur. Einflüsse der Temperatur auf die optischen Eigenschaften kommen aber erst bei tiefen Temperaturen ( $< -200^\circ\text{C}$ ) zum Tragen.

Andererseits ist auch die homogene Linienbreite eines Übergangs und dadurch indirekt auch die Lebensdauer temperaturabhängig. Neben der Besetzungswahrscheinlichkeit der Starkzustände ändert sich die Phononenbesetzungswahrscheinlichkeit der Matrix, so daß bei abnehmender Temperatur die Stärke der Modulation des Ligandenfeldes (homogene Linienverbreiterung), das das Erbiumion wahrnimmt, verringert wird und für den Fall, daß ein anharmonischer Anteil der Schwingung vorliegt, sich das Zentrum der Schwingung verschiebt [ 128].

Die Abhängigkeit der Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitte geht hauptsächlich auf die zwei oben erläuterten Effekte zurück. So wird bei konstanter Oszillatorstärke die homogene Linienbreite schmaler und der maximale Wirkungsquerschnitt größer und umgekehrt.

Wie bereits im Abschnitt der Multiphononrelaxation aufgezeigt, ist die Temperaturabhängigkeit der Multiphononrelaxation bei dem 1.5  $\mu\text{m}$  Übergang des Erbiumions kleiner 1% im Bereich von 4K bis Raumtemperatur und beeinflusst die Lebensdauer nur geringfügig. Deutlich stärker prägt die Änderung der Besetzungswahrscheinlichkeit der Starkzustände die effektive Lebensdauer, die zu einem bestimmten Übergang gehört. Wird in Gleichung (47) der Multiphononrelaxation  $p=1$  und  $\Delta E = 50$  Wellenzahlen und für den Temperaturbereich von 250 K bis 350 K angesetzt, so resultiert eine Änderung von ca. 50%. Experimentelle Untersuchungen ergaben für die temperaturbedingte Lebensdaueränderung von erbiumdotiertem Glas im Temperaturbereich bis 300 K einen Temperaturkoeffizienten von 0.01 ms/K [ 129].

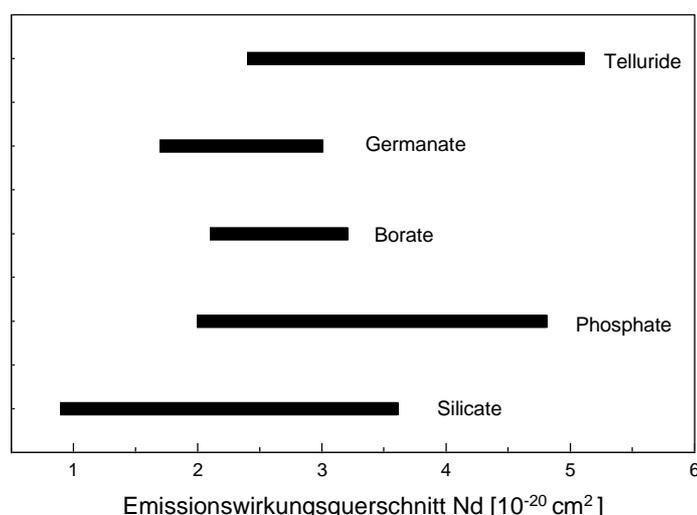
In dem typischen Temperaturbereich, in dem erbiumdotierte Verstärker betrieben werden, wirken sich die beschriebenen Faktoren relativ schwach auf Kleinsignalverstärkung - 0.019 dB/K und eine Änderung der Lebensdauer von 2-5% [ 130] aus. Von einer Berücksichtigung bei der Simulation kann folglich abgesehen werden.

#### 4.4.5 Gläser für Erbiumdotierung

Ein breites Spektrum an verschiedenen Gläsern wurde als Wirtsmaterial für dreiwertige seltene Erden untersucht. Das Spektrum reicht von Silikat, Fluoroberyllat, Aluminiumschwermetallfluorid, Phosphat, Telurid und Sulfid. Für die Auswahl eines Glasgrundtyps, sind neben den im folgenden betrachteten optischen, spektroskopischen Gesichtspunkten, auch technologische Aspekte von Bedeutung. Zu diesen technologischen Aspekten zählen der Aufwand der Glasherstellung, der die Reinigung und Handhabung der Ausgangsmaterialien, den Schmelzprozeß, die Abkühlphase, bei der das Glas gebildet wird, einschließt, die Löslichkeit hoher Dotierungskonzentrationen von mehr als  $10^{26}$  Ionen/ $\text{m}^3$  und die Eignung des Glases für die Wellenleiterherstellungstechnologie. Hinzu kommen die erzielbare Glasqualität in bezug auf den Verunreinigungsgehalt an OH und Übergangsmetallionen sowie die Brechzahlhomogenität.

Ein notwendiges Auswahlkriterium für das Wirtsmaterial ergibt sich durch das Dotierungsniveau und den betrachteten Verstärkerübergang. So darf für einen 1.5  $\mu\text{m}$  Erbiumverstärker die obere Phononengrenzenergie (Kapitel 4.4.3.2.2) nicht mehr als ca. 1300 Wellenzahlen betragen. Die Auswahl eines anorganischen Wirtsmaterials für Erbium ist, was die Multiphononrelaxation angeht, kaum eingeschränkt. Es sollten jedoch keine Materialien mit sehr geringen oberen Phononengrenzenergien verwendet werden, da die vergleichsweise langsame Relaxation vom  $^4I_{11/2}$  - Niveau auf den  $^4I_{13/2}$  -Zustand ein Engpaß für die Aufrechterhaltung einer hohen Besetzung des oberen Verstärkerzustands darstellt. Dieser Flaschenhalseffekt vom 980 nm - Niveau auf das obere Verstärkerniveau ist z. B. bei Erbium in einer Sulfidglasmatrix vorhanden [ 60].

Die wichtigsten spektroskopischen Größen für die Verstärkungs- und Lasereigenschaften sind der Absorptionswirkungsquerschnitt, Emissionswirkungsquerschnitt und die Lebensdauer. Das Produkt aus Emissionswirkungsquerschnitt und Lebensdauer ist proportional dem Kleinsignalverstärkungskoeffizienten. Ein hoher Absorptionswirkungsquerschnitt ist wichtig hinsichtlich einer effizienten Nutzung des Pumplichtes. Eine Übersicht (Bild 21) über Zusammenhänge von Wirtsglas und spektroskopischen Eigenschaften von Weber et al. zu Nd<sup>3+</sup> dotierten Gläsern zeigt, daß Silikatgläser kleinere Wirkungsquerschnitte als Phosphate und diese beinahe so große Wirkungsquerschnitte wie Telluride besitzen können [ 128] .



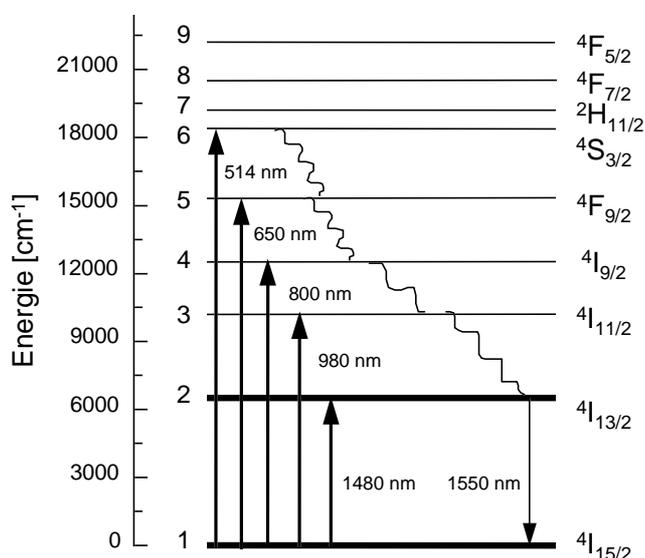
*Bild 21 Vergleich von Emissionswirkungsquerschnitten in verschiedenen Matrices*

Folgende Zusammenhänge zwischen Netzwerkformer, Netzwerkmodifikator und der Linienbreite, die sich umgekehrt proportional zur Lebensdauer verhält, können beobachtet werden. Je kleiner die Feldstärke der nächsten Nachbarn ist, desto kleiner ist auch die Starkaufspaltung und damit die effektive Linienbreite. Die Linienbreite sollte von einwertigen Halogenidionen hin zu bivalenten Oxidionen abnehmen. Bei einem gegebenen Netzwerkbildner steigt die effektive Linienbreite mit wachsender Ladung und kleiner werdender Dimension [ 131].

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wurden Gläser betrachtet, in denen hohe Erbiumkonzentrationen eingebracht werden können, die niedrige Schmelzpunkte aufweisen, deren Viskosität sich stark mit der Temperatur ändert (kurze Gläser), die geringe Kristallisationsneigung zeigen, die günstige Wirkungsquerschnitte [ 128], [ 132] aufweisen, prinzipiell an den Verstärkerherstellungsprozeß anpassbar sind und sich in hoher Qualität herstellen lassen. Diese Kriterien führten zur Auswahl von Phosphatgläsern, die häufig für Laser im Eye-Save Bereich eingesetzt werden, und hochbleihaltigen Bleisilikatgläsern, die, wie frühere Untersuchungen von Gläsern hinsichtlich ihrer Eignung als Wirtsmaterial von dreiwertigen Seltenenerdionen für Bulklaseranwendungen zeigten, ungünstige Wärmeleitungs- und thermooptische Eigenschaften haben [ 132]. Die Folgen sind eine niedrigere Zerstör-

schwelle und die Selbstfokussierung bei Bulkaseranwendungen. Die aufgezeigten negativen Eigenschaften kommen bei Faser- bzw. Wellenleiterlasern und Wellenleiterverstärkern im Gegensatz zu den Bulklasern nicht zum Tragen. Die geringe thermische Leitfähigkeit stellt aufgrund des günstigen Oberflächen-zu-Volumen-Verhältnisses und der damit verbundenen Wärmeableitung bei lichtführenden Mikrostrukturen keine Schwierigkeit dar. Vorteilhaft sind bei bleihaltigen Gläsern, im Vergleich zu Alkali-Silikatgläsern, die höheren Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitte und Lebensdauern [ 132]. Da bei Bleisilikatgläsern durch eine Laserbelichtung die Brechzahl verändert werden kann, bieten sie eine vorteilhafte Möglichkeit, die Reflexionsgitter in den Wellenleiterverstärker zu integrieren und damit einen Wellenleiterlaser zu realisieren [ 133].

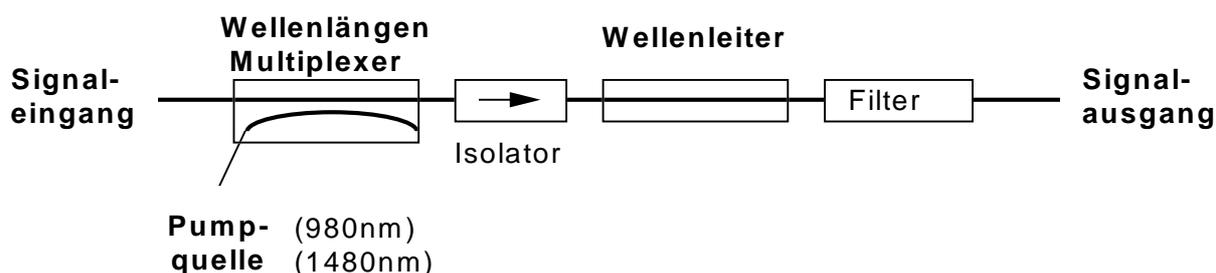
#### 4.5 Verstärkende erbiumdotierte Wellenleiter



*Bild 22 Niveauschema zur Erläuterung des Funktionsprinzips eines Erbiumverstärkers*

Die Funktionsweise eines optischen Verstärkers entspricht einem Laser ohne Resonator. Es wird für einen Dauerstrichbetrieb ein Mehrniveausystem mit mehr als zwei Niveaus benötigt (Bild 22). Bei der Anregung durch Absorption eines Photons geht das Elektron aus dem Grundzustand auf ein Anregungsniveau über, das im allgemeinen oberhalb des oberen Verstärkerniveaus liegt (3,4,5,6,...). Von dort aus findet eine Relaxation auf das obere, metastabile Verstärkerniveau 2 statt. Hier bildet sich eine Besetzungsinversion bezüglich des Grundzustandes 1 aus. Diese sich im metastabilen Zustand befindenden Elektronen können von einem einfallenden Signalphoton zu einem Übergang in den Grundzustand stimuliert werden, wobei die Emission eines Photons gleicher Energie stattfindet und damit die einfallende Lichtwelle verstärkt wird. Bei einer Anregung von 1480 nm liegt ein quasi Dreiniveausystem vor, da der Zustand 2 stark aufgespalten ist, so daß von einem oberen Starkniveau innerhalb des

Zustands eine nichtstrahlende Thermalisierung stattfindet. Da bei dem Verstärkungsprozeß im erbiumdotierten Glas das Ausgangsniveau, von dem aus das Pumplicht absorbiert wird gleichzeitig auch das untere Niveau des Verstärkerübergangs darstellt (Bild 22), hat dies zur Folge, daß das Signallicht absorbiert wird, solange gar nicht oder nur schwach gepumpt wird. Eine Verstärkung tritt erst auf, wenn die Pumpleistung den Schwellenwert (mehrere 10 mW) überschritten hat und eine Besetzungsinversion vorliegt. Aufgrund dieser Signalabsorption im ungepumpten Zustand gibt es eine optimale Länge des Wellenleiters für einen konstanten Parametersatz. Denn sobald das Pumplicht ab einer gewissen Stelle im Wellenleiter soweit absorbiert, daß keine Inversion mehr vorliegt, wird das Signal wieder abgeschwächt.



*Bild 23    Prinzipieller Aufbau eines optischen Verstärkers*

Ein schematischer Aufbau eines optischen Verstärkers ist in der vorangehenden Bild 23 dargestellt. Er besteht aus einem Wellenlängenmultiplexer zur Zusammenführung von Pump- und Signallicht, einem optischen Isolator, der dafür sorgt, daß keine Reflexionen in Richtung Signalquelle auftreten, dem Wellenleiterverstärker und ein Filter, das dafür sorgt, daß nur noch das verstärkte Signallicht am Signalausgang auftritt. Reflexionen an den Koppelstellen sollten so gering wie möglich sein, denn in hoch verstärkenden Medien kann das reflektierte Licht leicht zum Anschwingen einzelner Lasermoden führen.

Ein gewünschter Laserbetrieb kann durch einbelichtete Gitter oder Reflexschichten auf den Endflächen des Wellenleiters erreicht werden.

#### 4.5.1 Anregungsmöglichkeiten

Das Niveauschema des dreiwertigen Erbiums, das im vorangegangenen Abschnitt dargestellt ist, zeigt höhere Energiezustände, zu denen bei der Absorption eines Photons ein Elektron angeregt werden kann. Der Vergleich der Abstände zwischen übereinanderliegenden Energieniveaus zeigt, daß die größte Energiedifferenz vom Grundzustand zum nächst höher liegenden oberen Verstärkerniveau vorliegt. Zwischen diesen Niveaus ist die Multiphononrelaxationsrate demzufolge am geringsten und die Lebensdauer am längsten. Bei der Absorption in ein darüberliegendes Niveau führt eine im überwiegenden Maße nichtstrahlend verlaufende Relaxation zu einer Erhöhung der Besetzungszahl des oberen Verstärkerniveaus und auch zu

Übergängen direkt in den Grundzustand. Bei dieser Relaxation aus höheren Zuständen in das obere Verstärkerniveau und in den Grundzustand geht Energie verloren. Eine Anregung bei möglichst großen Wellenlängen ist folglich erstrebenswert. Weitere Kriterien zur Auswahl der Pumpwellenlänge sind der Absorptionswirkungsquerschnitt für eine effiziente Pumplichtabsorption und die Verfügbarkeit, Kosten sowie Effizienz von Pumplasern für die einzelnen Wellenlängen. In nachstehender Tabelle 7 sind Zahlenwerte aufgeführt, auf Basis derer deutlich wird, daß eine Anregung bei 980 nm wegen der Effizienz der Umsetzung des Pumplichtes, nicht vorhandener ESA und geringstem Signal to Noise Ratio besonders vorteilhaft ist. Eine Anregung bei 1480 nm wird neben der 980 nm-Anregung in der Anwendung auch eingesetzt. In dieser Arbeit werden aus den genannten Gründen Wellenleiterverstärker mit Pumplicht mit einer Wellenlänge von 980 nm theoretisch und experimentell untersucht.

*Tabelle 7 Vergleich möglicher Anregungswellenlängen für Erbiumverstärker (Daten aus [ 135])*

Pumpwellenlänge (Bandbreite)	Pumplaser		Verstärkung (Bestwerte)	Rauschzahl	Merkmal (Rang)	Effizienz (Pumpleistung für 1mW Output bei 1532nm in Relation zu 980 nm Anregung)
	Halbleiter-	Festkörper zeitl. Verfügbarkeit				
532nm, 514nm		Nd:YAG x2 Ar <sup>+</sup> -Laser	2 dB/mW	3 – 4 dB	ESA	
640-680nm		FK + Dye	0.3 dB/mW		3dB Gainkompression	
800nm (25nm)	GaAlAs preiswert	Ar <sup>+</sup> -Laser + Ti-Saphir-Laser (Watts)	1.3 dB/mW	4 – 5 dB	ESA (3)	+6 - 7 dB
980nm (10nm)	strained InGaAs auf GaAs 170mW	Ar <sup>+</sup> -Laser + Ti-Saphir-Laser (Watts)	11 dB/mW	nahe 3 dB	Keine ESA (1)	0 dB
1480nm (35nm)	InGaAs auf InP 50 mW		6.3 dB/mW	4 dB	Keine ESA (2)	-1.7dB ger. Pumpl. Absorption

#### 4.5.2 Abschätzung und Veranschaulichung von Verstärkereigenschaften

Mit Simulationen lassen sich die Verstärkungseigenschaften von Wellenleitern mit Erbiumdopierung berechnen. Bevor im nächsten Abschnitt ein Simulationsmodell und danach Simulationen zu Wellenleiterverstärkern vorgestellt und durchgeführt werden, sollen in diesem Abschnitt Zusammenhänge und Eigenschaften wie die Schwellenenergie verdeutlicht werden.

Eine Möglichkeit zur Abschätzung, mit der Tendenzen aufgezeigt werden können, bietet der folgende Weg.

Betrachtet man die Verstärkung von Signallicht durch ein verstärkendes Medium in Form eines homogen mit Erbium dotierten Würfels mit der Zentrenzahl  $N$ , so ergibt sich als Verstärkung das Produkt aus Emissionswirkungsquerschnitt und Anzahl der Zentren, bei denen eine Inversion  $n_2$  vorliegt. Setzt man für den Wirkungsquerschnitt den nachfolgenden Zusammenhang an, so resultiert der nachstehende Zusammenhang zwischen der Verstärkung  $g(\nu)$ , Linienlage  $\nu_0$ , Linienbreite  $\Delta\nu$  und strahlende Lebensdauer  $\tau_{rad}$  sowie der Brechzahl  $n$ .

$$g(\nu) = n_2 \cdot \sigma_{em}(\nu) = n_2 \cdot \frac{0.94}{8\pi \cdot \nu_0^2 \cdot n^2 \cdot \Delta\nu \cdot \tau_{rad}} \quad (53)$$

Die Quanteneffizienz, die für die weitere Betrachtung verwendet wird, entspricht dem Verhältnis zwischen gemessener Lebensdauer und strahlender Lebensdauer und beschreibt die Wahrscheinlichkeit für die strahlende Emission eines Photons bei der Einstrahlung eines Pumpphotons. Die Quanteneffizienz sinkt folglich mit steigendem Gehalt an Verunreinigungen im Glas, da damit die Verluste durch nichtstrahlende Prozesse zunehmen.

$$\eta = \frac{\tau_{obs}}{\tau_{rad}} \quad (54)$$

Die absorbierte Pumpleistung  $P$ , die zur Erzielung einer Besetzungszahl  $n_2$  benötigt wird, folgt aus der nachstehenden Gleichung. Um eine Inversion zu erreichen, muß bei dem betrachteten 3-Niveausystem die Hälfte der Dotierungionen im angeregten Zustand vorliegen. Die dafür benötigte Pumpleistung resultiert aus der oben definierten Quanteneffizienz und den Relaxationsprozessen, die als Lebensdauer  $\tau_{obs}$  in die folgende Gleichung einfließen.

$$P = \left( \frac{N}{2} + n_2 \right) \frac{h\nu_p}{\eta \cdot \tau_{obs}} \quad (55)$$

Drückt man die Verstärkung in Abhängigkeit der absorbierten Pumpleistung  $P$  aus, so resultiert der nachstehende Zusammenhang.

$$g(\nu) = \frac{0.94}{8\pi \cdot \nu_0^2 \cdot n^2 \cdot \Delta\nu} \left( \frac{\eta^2 P}{h\nu_p} - \frac{N}{2} \cdot \frac{1}{\tau_{rad}} \right) \quad (56)$$

Die Gleichung zeigt, wie sich eine Änderung verschiedener Parameter auf die Verstärkung auswirkt. Betrachtet man zunächst die absorbierte Pumpleistung, so findet man einen proportionalen Einfluß auf die Verstärkung. Umgekehrt proportional im Quadrat gehen die Linienlage und die Brechzahl in die Verstärkung ein. Günstig wirken sich folglich auf die Verstärkung Verstärkerübergänge bei hohen Wellenlängen und kleine Brechzahlen der aktiven Medien

aus. Eine von der Anwendung gewünschte hohe Verstärkungsbandbreite wirkt sich, da die Linienbreite umgekehrt proportional in die Verstärkung eingeht, nachteilig auf die Höhe der Verstärkung aus. Von großer Bedeutung ist die Quanteneffizienz bzw. die Reinheit des Wirtsmaterials, da sie quadratisch in die Verstärkung eingeht. Die Energie des Pumplichts wirkt sich ebenfalls umgekehrt proportional auf die Verstärkung aus. Folglich sollten möglichst langwellige Anregungsmöglichkeiten genutzt werden, um hohe Verstärkungen zu erzielen. Der zweite Term auf der rechten Seite führt zu einem Offset, der sogenannten Schwellenenergie, oberhalb derer eine Verstärkung erzielt werden kann. Diese Schwellenenergie ist niedriger, wenn die Anzahl der aktiven Zentren klein ist. Andererseits ist die Verstärkung oberhalb der Schwelle proportional der Besetzungszahl im oberen Verstärkerniveau, so daß die maximal mögliche Verstärkung durch die Anzahl der aktiven Zentren begrenzt wird. Da  $P$  die absorbierte Pumpleistung darstellt, wird deutlich, daß eine Erhöhung der Absorption der Pumpleistung durch eine Kodotierung eine effizientere Nutzung des Pumplichts erreicht werden kann. Dies ist vor allem für Anwendungen interessant, bei denen aus Gründen der Effizienz das Pumplicht gut genutzt werden muß. Andererseits bietet sich auch eine Reflexionsschicht für die Pumpwellenlänge am Verstärkerausgang an, die zur effizienteren Nutzung des Pumplichts durch einen nochmaligen Durchlauf des Pumplichts durch den Verstärker dient. Die maximal mögliche Verstärkung steigt jedoch nicht, da sie durch die Anzahl der vorhandenen Dotierungen begrenzt ist.

#### 4.5.3 Modell zur Simulation erbiumdotierter Verstärker

Zur Simulation erbiumdotierter Wellenleiter werden optische, materialspezifische Kenngrößen und Wellenleiterdesignparameter benötigt, wie Absorptions- Emissionswirkungsquerschnitt, Lebensdauer des oberen Verstärkerniveaus, geometrische Abmessungen, numerische Apertur, Bauteillänge, Dotierungskonzentration, Dotierungsverteilung und Upconversionparameter. Durch die Variation einzelner der oben genannten Parameter können deren Einflüsse auf die optische Verstärkung des Bauteils numerisch ermittelt werden. Ebenfalls können Einflüsse von Signalleistung  $P_s$ , Signalwellenlänge, Pumpleistung  $P_p$  und Pumpwellenlänge betrachtet werden. Den Simulationsrechnungen zugrunde liegt das Energieniveauschema von dreiwertigem Erbium und die dadurch gegebenen quantenoptischen Vorgänge (Bild 24). Aus diesen Prozessen werden die Rategleichungen abgeleitet. Es werden die Absorptionswahrscheinlichkeiten für das Pumplicht bei 980 nm  $W_{13}$  und das Signallicht bei 1550 nm  $W_{12}$ , Emissionswahrscheinlichkeiten des  $^4I_{11/2}$  Niveaus  $W_{31}$  sowie des  $^4I_{13/2}$  Niveaus  $W_{21}$ , strahlende und nicht strahlende Übergangswahrscheinlichkeiten und Upconversion  $W_{upc}$ , durch die auch eine Fluoreszenz im grünen Spektralbereich hervorgerufen wird, berücksichtigt. Absorption aus angeregten Zuständen (ESA) wird nicht berücksichtigt aufgrund der sich aus der ESA-Messung in Kapitel 6.5.1.5 ergebenden vernachlässigbaren Wahrscheinlichkeit bei einer 980 nm - und

1480 nm Anregung. Eine Vereinfachung des Modells kann, aufgrund der geringen Lebensdauer des  $^4I_{11/2}$  Niveaus von 2  $\mu$ s, die sich von der Lebensdauer des  $^4I_{13/2}$  Niveaus um 4 Größenordnungen unterscheidet, durchgeführt werden. Es ergibt sich ein 2-Niveausystem.

Die Upconversion stellt bei einem erbiumdotierten, planaren Wellenleiterverstärker einen wesentlichen Verlustprozeß dar. Sie entsteht durch einen Energieübertrag von einem angeregten Erbiumion auf ein anderes Erbiumion. Dabei wird ein Elektron höher angeregt und das andere Elektron geht in den Grundzustand über. Bei der Relaxation auf das obere Verstärkerniveau geht Pumpleistung verloren. Durch Upconversionprozesse wird die Besetzungszahl des oberen Verstärkerniveaus verringert. Charakteristisch für diesen Prozeß ist der materialabhängige Upconversionkoeffizient. Für die Ratengleichung ergibt sich damit ein Term, der proportional zu dem Upconversionkoeffizient, der Zentrendichte und dem Quadrat der Besetzungszahl des  $^4I_{13/2}$ -Niveaus proportional ist. Die resultierende Ratengleichung der Ladungsträgerdichten am Ort z ist aufgrund der Ladungsträgererhaltung

$$\rho_{Er}(x,y,z) = n_1(x,y,z) + n_2(x,y,z) \quad (57)$$

wie folgt gegeben.

$$\frac{dn_2}{dt} = (W_{13} + W_{12})(1 - n_2) - (W_{21} + \gamma_{21})n_2 - \rho_{Er} C_{upc} n_2^2 \quad (58)$$

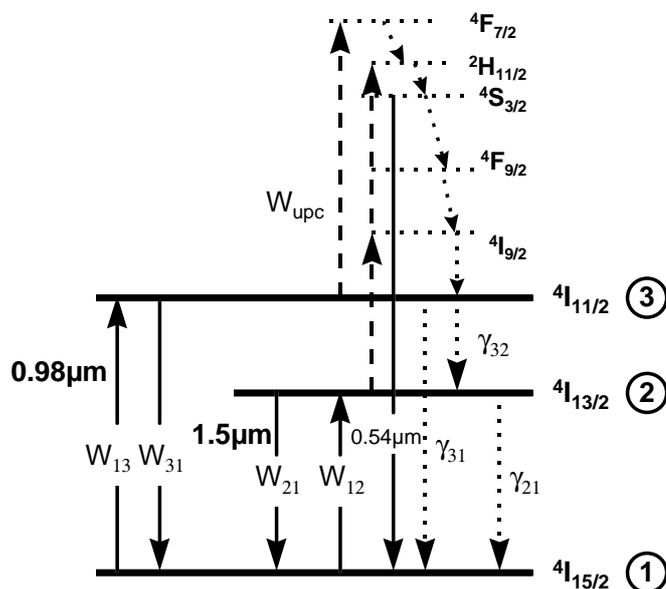


Bild 24 Niveauschema zur Verstärkersimulation

Für den stationären Zustand  $dn_2/dt=0$  kann die Gleichung nach der Besetzungszahl des angeregten Zustandes  $n_2$  aufgelöst werden. Für die in der Gleichung enthaltenen Übergangsraten der stimulierten Absorption  $W_{13}$ ,  $W_{12}$  und der stimulierten Emission  $W_{21}$  am Ort z gilt:

$$W_{13}(x, y, z) = \frac{\sigma_{abs}(v_p)}{hv_p} P_p(z) \Psi(v_p, x, y) \quad (59)$$

$$W_{12}(x, y, z) = \frac{\sigma_{abs}(v_s)}{hv_s} P_s(z) \Psi(v_s, x, y) + \int dv \frac{\sigma_{abs}(v)}{hv} (S^+(v, x, y, z) + S^-(v, x, y, z)) \Psi(v, x, y) \quad (60)$$

$$W_{21}(x, y, z) = \frac{\sigma_{em}(v_s)}{hv_s} P_s(z) \Psi(v_s, x, y) + \int dv \frac{\sigma_{em}(v)}{hv} (S^+(v, x, y, z) + S^-(v, x, y, z)) \Psi(v, x, y) \quad (61)$$

In diesen Gleichungen stehen  $P_p, P_s$  für die Pump- Signalleistung am Ort  $z$ ,  $hv_p$  bzw.  $hv_s$  für die Photonenenergie bei Pump und Signalwellenlänge,  $\sigma_{abs}(v)$  bzw.  $\sigma_{em}(v)$  für die spektralen Wirkungsquerschnitte,  $\Psi(v, x, y, z)$  für die normierte Feldverteilung, die in Ausbreitungsrichtung für unabhängig angenommen wird, und die verstärkte spontane Emission (ASE), die durch die spektralen Leistungsdichten  $S^+ - S^-$  in und gegen die Signallaufichtung erfaßt werden.

Da keine einheitliche Inversion in dem Wellenleiter vorliegt, muß das Problem ortsabhängig entlang des Wellenleiters betrachtet werden. Für die Ausbreitung von Pumpleistung Signalleistung und ASE in z-Richtung ergibt sich folgendes Differentialgleichungssystem.

$$\frac{dP_p}{dz} = \int dA (\sigma_{em}(v_p) n_2 - \sigma_{abs}(v_p) n_1) \Psi_p P_p \quad (62)$$

$$\frac{dP_s}{dz} = \int dA (\sigma_{em}(v_s) n_2 - \sigma_{abs}(v_s) n_1) \Psi_s P_s \quad (63)$$

$$\frac{dS_k^\pm}{dz} = \pm (2hv_k \int dA (\sigma_{em}(v_k) n_2 \Psi_k + \int dA (\sigma_{em}(v_k) n_2 - \sigma_{abs}(v_k) n_1) \Psi_k S_k^\pm) \quad (64)$$

Bei der Verwendung einer Pumpwellenlänge von  $0.98 \mu\text{m}$  vereinfacht sich die erste der drei Gleichungen nochmals, da die Besetzungszahl des oberen Pumpniveaus, aufgrund der geringen Lebensdauer, vernachlässigbar klein ist, so daß deren erster Term herausfällt. Die Integration wird über den Wellenleiterquerschnitt durchgeführt. Die letzte der drei Gleichungen beschreibt die Entwicklung der spontanen verstärkten Emission, wobei der erste Term die Erzeugung der spontanen Emission, der zweite die Verstärkung der spontanen Emission und der dritte die Absorption der spontanen Emission beschreibt. Für Berechnung der ASE wird eine Diskretisierung des Integrals durchgeführt, so daß das Integral in eine Summe übergeht. Es resultiert ein nichtlineares Differentialgleichungssystem. Dieses Gleichungssystem für die Größen  $P_p, P_s, S_k^+, S_k^-$  wurde unter Berücksichtigung und Variation der Randbedingungen wie Signalleistung und Pumpleistung an der Einkoppelseite etc. mit Hilfe eines Rechners (SUN - Sparc 10) gelöst. Die vielfältigen Simulationsergebnisse werden im Kapitel 6.2 allgemein diskutiert und in Kapitel 6.6 mit den Messungen verglichen sowie Perspektiven aufgezeigt.

## 5 Experimentelle Methoden

In dieser Arbeit wurden bekannte experimentelle Methoden verwendet, weiter entwickelt und neue experimentelle Verfahren erarbeitet. Im Kapitel experimentelle Methoden werden die zur Erzielung der Ergebnisse benötigten bzw. verwendeten Verfahren dargestellt. Die Methoden umfassen den Sol-Gel Prozeß, die Sol-Gel-Hybrid-Technologie, Methoden zur Charakterisierung erbiumdotierter Gläser, experimentelle Methoden zur Herstellung von Abformwerkzeugen, zur Substratreinigung, zur Endflächenpräparation, Methoden zur Haftungsverbesserung, verschiedene Wege zur Wellenleiterherstellung aus Kompositen oder Glas, Methoden zur Mikrostrukturierung von Glas und experimentelle Methoden zur Wellenleitercharakterisierung. Die mit diesen Methoden erzielten Ergebnisse werden im Kapitel „Ergebnisse und Diskussion“ dargestellt und erläutert.

### 5.1 Materialsynthese

Zur Materialherstellung wurden drei Sol-Gel-Synthesen eingesetzt, deren Prozeßabläufe nachfolgend graphisch und in Worten wiedergegeben sind.

#### 5.1.1 Sol-Gel Technologie (wäßrige Synthese)

Die für diese Arbeit eingesetzte Synthese des Mehrkomponentensystems MPTS (Methacryloxypropyltrimethoxysilan) /  $Zr(OPr)_4$  (Zirkonpropylat) / MAS (Methacrylsäure) wird zur Veranschaulichung hier in Bild 25 vorgestellt.

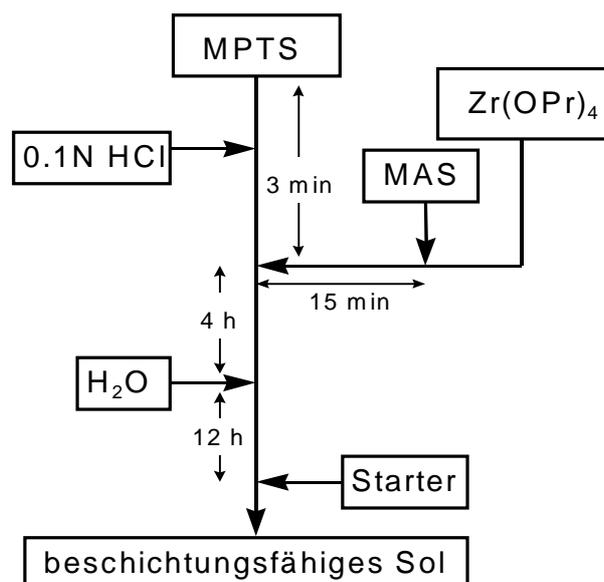


Bild 25 Ablauf der Mehrkomponentensynthese von MPTS/MAS/Zr(OPr)<sub>4</sub>

Für die Zusammensetzung 10:1:1 wird 1 Mol MPTS vorgelegt und anschließend im sauren Medium (1,5 Mol 0.5N HCl) vorkondensiert, um das Silikatgrundgerüst auszubilden. Anschließend wird 0.1 Mol  $Zr(OPr)_4$ , das mit 0.1 Mol MAS vorkomplexiert wurde, unter stetigem Rühren hinzu gegeben. Daraufhin wird nochmals Wasser langsam nachgelegt, so daß eine weitere Vernetzung mit dem Zirkonpropylat stattfinden kann. Der hergestellte Ansatz wird durch Rühren homogenisiert und die für die organische Vernetzung verantwortliche Photo- (Irgacure 184) oder Thermoradikalstarter (AIBN) zugegeben. Die erhaltene, klare Flüssigkeit kann zur Beschichtung verwendet, strukturiert und ausgehärtet werden [ 45]. Diese Materialsynthese wurde in dieser Arbeit durchgeführt.

### 5.1.2 Sol-Gel Technologie (wasserfreie Synthese)

Die Entwicklung der chemischen Synthese für die Herstellung derartiger wasserfreier kopolymerisierter, kokondensierter Komposite wurde am INM durch M. Zahnhausen durchgeführt. Die Materialbezeichnungen entsprechen seiner Probenomenklatur [ 139].

Der OH-Gehalt wurde durch die Verwendung einer wasserfreien Synthese reduziert und der CH-Gehalt durch die Kokondensation und Kopolymerisation mit teilfluorierten Chlorsilanen und Kopolymeren vermindert.

Der Schwerpunkt wird aufgrund niedriger Dämpfung bei 1.5  $\mu\text{m}$  und günstiger Polymerisationseigenschaften auf ein Material mit der Kennzeichnung M115 gelegt (Bild 95 in Kapitel 6.3.6). Das Kompositmaterial M115 besteht aus einer Mischung von Oktafluorpentylmethacrylat (OFPMA) und einem Kokondensat, das im Verhältnis 3:2 aus methacryl- (MPTCS) und fluoralkyl funktionalisierten Chlorsilanen, nach dem in folgenden beschriebenen Prozeßablauf ((Bild 27) synthetisiert wurde (Bild 26).

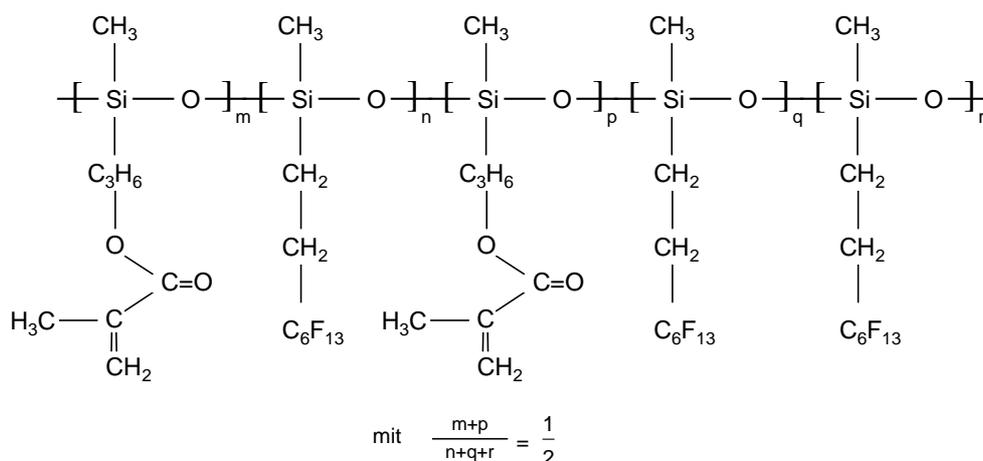
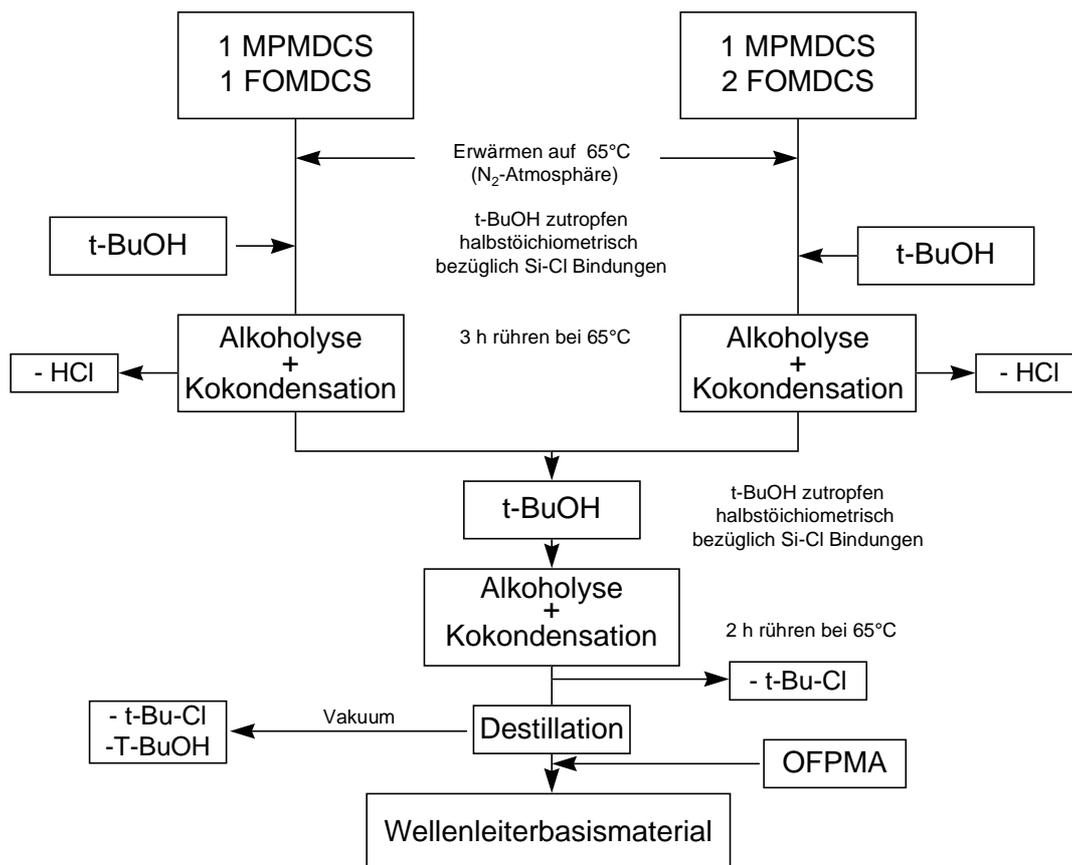


Bild 26 Erwartete chemische Struktur des in Komposit M115 enthaltenen Kokondensats.



(Bild 27 Prozeßablauf der wasserfreien Syntheseroute für die verlustarmen Komposite

Zu Beginn wird unter Stickstoffatmosphäre 3-Methacryl-oxyp-propyl-methyl-dichlorsilan (MPMDCS) mit 1H,1H,2H,2H,-tridecafluorooctyl-methyl-dichlorsilan (FOMDCS) im Molverhältnis 1:1 und nochmals in einem zweiten Gefäß Verhältnis 1:2 angesetzt und auf 65°C aufgeheizt. Für die Alkoholyse-Kondensationsreaktion wird halbstöchiometrisch bezüglich der Si-Cl-Gruppen 2-Methyl-2-Propanol (t-BuOH) tropfenweise unter stetem Rühren hinzugegeben und anschließend 3 Stunden bei einer Temperatur von 65°C weitergerührt. Die bei der Reaktion entstehende Salzsäure (HCl) entweicht durch eine mit Silikonöl gefüllte Waschflasche. Zur Erzeugung der in Bild 26 dargestellten Struktur wird der Inhalt der beiden Gefäße zusammengegeben und unter nochmaliger Zugabe der halbstöchiometrischen Menge t-BuOH die weitere Alkoholyse-Kokondensationsreaktion gefördert. Nach stetem Rühren während zwei weiteren Stunden bei 65°C werden das verbleibende t-BuOH und die HCl durch eine Destillation von dem gewünschten Reaktionsprodukt entfernt. Zuletzt wird das Komonomer Oktafluor-pentylmethacrylat (OFPMA) hinzugegeben. Für die Wellenleiterherstellung wird das resultierende Material nochmals modifiziert. So wird zur Erzielung hoher Vernetzungsgrade als Vernetzer (QV3) das trifunktionelle Monomer Trimethylolpropantrimethacrylat zugegeben. Für die Brechzahl-einstellung kommt als weitere Komponente Pentafluorstyrol (PFSty) oder Pentafluorbenzylmethacrylat (PBMA) hinzu. Die Polymerisationsreaktion wird bei der Wellenleiterher-

stellung mit einer UV-S 400 Lampe, einer Kaltlichtquelle oder bei Formkörpern mit dem Beltron durchgeführt, und mit Irgacure 184 als Photoradikalstarter die Polymerisationsreaktion ausgelöst.

### 5.1.3 Sol-Gel-Hybrid-Technologie für Bleisilikatglas

Der Syntheseverlauf der eingesetzten Sol-Gel-Hybrid-Technologie, der auf dem Verfahren von A. Kalleder [ 141] aufbaut und von N. Niegisch durchgeführt wurde, ist in der nachstehenden Abbildung dargestellt. Zur Herstellung der Bleisilikatgläser werden hochreine Ausgangsstoffe in Form von Blei(II)-acetat, Tetraethylorthosilikat und Acetaten von Erbium und Ytterbium eingesetzt.

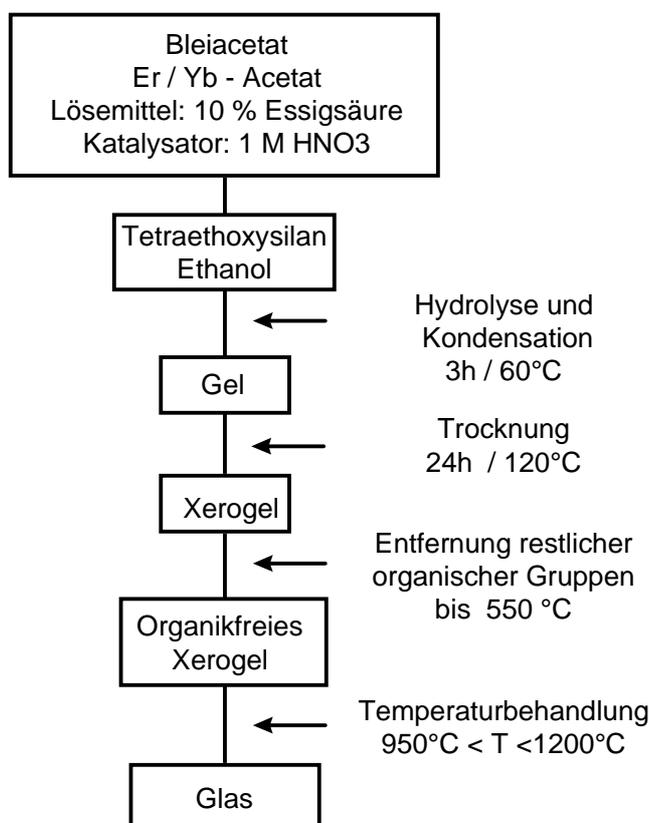


Bild 28 Ablaufplan der Sol-Gel-Hybrid-Synthese für Erbiumdotiertes Bleisilikatglas [ 143]

Die Acetatverbindungen werden in 10-prozentiger Essigsäure gelöst, auf 60 °C erwärmt und für 3 Stunden gehalten, so daß das Tetraethylorthosilikat hydrolysiert und kondensiert. Es folgt eine 24-stündige Trocknung des Gels bei 120°C. Ein Xerogel entsteht. Im weiteren wird ein Trocknungsschritt durchgeführt und die organischen Restgruppen entfernt. Das resultierende organikfreie Xerogel wird in einem Aluminiumoxid-Tiegel bei Temperaturen von 950 °C bis 1200°C aufgeschmolzen. Während der beschriebenen Prozedur wird die Reduktion von Blei(II)oxid durch das Durchströmen der Apparatur mit getrockneter Luft vermieden. Die Schmelze wird zur Herstellung von Volumenproben in eine auf 400°C bis 480°C erwärmte Graphitform gegossen und nach DIN 52424 getempert.

## 5.2 Meßmethoden zur Charakterisierung erbiumdotierter Gläser

Hinsichtlich der Anwendung optischer Wellenleiter und Wellenleiterverstärker werden an erbiumdotierten Gläsern zur Bestimmung ihrer optischen Eigenschaften spektroskopische Untersuchungen, wie UV-VIS-NIR-, FTIR- Absorptionsspektroskopie, Messungen zur Anregung aus angeregten Zuständen (ESA), Anregungsspektroskopie sowie zeitliche und spektrale Fluoreszenzspektroskopie durchgeführt. Zur Untersuchung der Glaszusammensetzung kommen die Röntgenfluoreszenzanalyse und zur Klärung der Bindungsverhältnisse ESCA hinzu. Aus Gründen der Wellenleiterherstellungstechnologie wird die thermomechanische Analyse eingesetzt und die Ausdehnung des Glases in Abhängigkeit der Temperatur, sowie Glastransformationstemperatur bestimmt. Die Brechzahlen der Gläser wurden mit dem Ellipsometer oder über den Grenzwinkel der Totalreflexion mit dem später beschriebenen Prismenkoppler (M-Linien-Meßaufbau) bestimmt.

### 5.2.1 Absorptionsspektroskopie

Die Absorptionsspektren wurden mit einem Omega 20 Spektrometer der Fa. Bruins Instruments am INM aufgenommen. Für die Untersuchungen wurde der Meßbereich von 400 nm bis 1700 nm genützt. Lampenwechsel und Detektorwechsel werden von dem Gerät selbständig vollzogen, die Korrektur der Sprünge durch Detektorwechsel werden durch die Software automatisch korrigiert.

### 5.2.2 IR - Absorptionsspektroskopie

Für Absorptionsmessungen im fernen Infrarot, hauptsächlich im Bereich der Grundschwingungen typischer organischer und anorganischer Bindungen, wurde ein FTIR Spektrometer der Fa. Bruker IFS 66V eingesetzt ( $400\text{ cm}^{-1}$  bis  $7000\text{ cm}^{-1}$ ).

### 5.2.3 Fluoreszenzspektroskopie

Mit der Fluoreszenzspektroskopie kann einerseits das spektrale Verhalten der Emission bei definierter Anregung des Seltenenerdions ermittelt und auch der zeitliche Verlauf der Emission bei ausgewählten Wellenlängen verfolgt werden. Ebenfalls kann die zeitaufgelöste Fluoreszenzspektroskopie dazu genützt werden, die Effizienz eines Energietransfers von einem auf ein anderes Ion zu bestimmen. Dazu wurden Meßaufbauten bei der Fa. Bosch und im INM neu aufgebaut und eingesetzt (Bild 29). Als Anregungslichtquelle wird ein gepulster, durchstimmbarer optischer parametrischer Oszillator (OPO) (Firma BMI-Industries, Typ: Vega bzw. Fa. Qantel, Typ: Rainbow, BrillantB) verwendet. Er besitzt einen Durchstimmbereich von etwa  $410\text{ nm}$  / bis  $2.3\text{ }\mu\text{m}$  für Signal und Idler. Die Wellenlängentrennung erfolgt durch geeignete Filter der Fa. Schott und breitbandige dielektrische Spiegel. Die Impulsdauer beträgt weniger

als 10 ns. Um den Detektor nicht mit der Pumpstrahlung zu belasten, wird die isotrop erfolgende Emission senkrecht zum Pumplicht detektiert. Das von der Probe ausgestrahlte Licht wird mit einer Linse auf den Eintrittsspalt des Gitterspektrometers (LOT 77100 – 200 mm Monochromator, Gitter: 600 Linien/mm / Acton Research SP 275 –275 mm Monochromator, Gitter 300 Linien/mm,  $\lambda$ -Blaze=1.2  $\mu\text{m}$ ) abgebildet. Am Ausgang des Monochromators befindet sich im Fall des Aufbaus bei Bosch ein thermoelektrisch gekühlter Bleisulfid-Detektor, dessen Ausgangssignal zur Verbesserung des Signal-Rausch-Abstandes in einem Lock-in-Verstärker (EG&G 5209) rauscharm verstärkt wird. Der Aufbau im INM bietet die Möglichkeit mit einer 512 Pixel InGaAs-Zeile das gesamte Spektrum auf einmal aufzunehmen. Die Ausgangssignale des Lock-in-Verstärkers oder der InGaAs-Zeile werden mit einem Rechner in Abhängigkeit der Wellenlänge erfaßt. Zur Bestimmung der spektralen Emission der Probe wurden die spektralen- und Intensitätseinflüsse des Aufbaus durch eine Kalibrierung der Intensität mit einer Wolframbandlampe sowie der Wellenlänge über ausgewählte Laserlinien kompensiert.

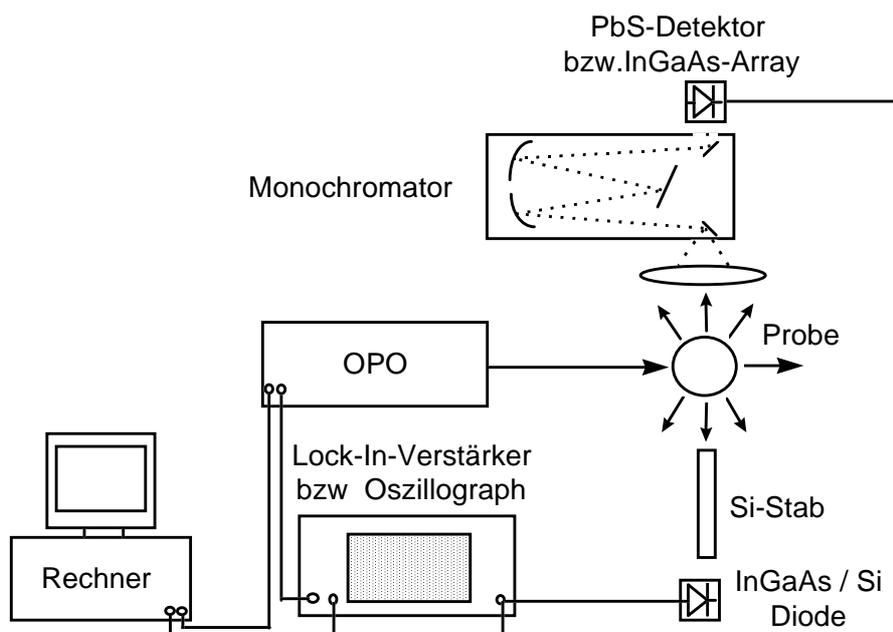


Bild 29 Schematische Darstellung des Fluoreszenzmeßaufbaus

Die Messung der zeitaufgelösten Fluoreszenz erfolgt mittels geeigneter Filter direkt mit einer vorgespannten Photodiode, deren Signal mit einem Operationsverstärker verstärkt wird. Der zeitliche Verlauf der Fluoreszenz von Erbium bei 1.5  $\mu\text{m}$  wurde mit einer InGaAs Diode mit 300  $\mu\text{m}$  Durchmesser gemessen, wobei das gestreute Pumplicht bei 980 nm durch ein ca. 5 cm langes, beidseitig optisch poliertes Siliciumfilter abgetrennt wurde. Die Emission bei 2.7  $\mu\text{m}$  wird durch die InGaAs Diode nicht erfaßt und ist folglich dem Diodensignal nicht überlagert. Das Abklingen der Fluoreszenz aus dem Pumpband bei 980 nm und die Abklingzeit Ytterbium dotierter Materialien wurde selektiv mit einer Si-Diode, deren Empfindlichkeit bei ca.

1050 nm stark nachläßt, gemessen. Das Ausgangssignal wird mit einem Sampling-Oszilloskop dargestellt. Durch eine Mittelung über mehrere Ereignisse wurde das Rauschen reduziert. Der gemittelte Verlauf der Fluoreszenz wurde mit einem Rechner über den IEC-Bus eingelesen und mit der Software Origin der Fa. Microcal ausgewertet.

#### **5.2.4 Absorption aus angeregten Zuständen ESA**

ESA - Messungen wurden am Institut für Laserphysik der Universität Hamburg nach der Zweistrahlmethode durchgeführt [ 146]. Für die Zweistrahlmethode wird ein Teststrahl geringer Intensität und ein Pumpstrahl hoher Intensität eingesetzt. Mit dem Pumplicht wird eine Besetzung des gewünschten angeregten Zustands erzeugt. Mit dem schwachen Teststrahl werden die Transmissionsspektren des ungepumpten und gepumpten Glases aufgenommen. Aus der Differenz der beiden Spektren ergeben sich die Wirkungsquerschnitte der ESA.

#### **5.2.5 Electron Spectroscopy for Chemical Analysis ESCA**

Bei ESCA - Messungen wird durch Röntgenstrahlung ein Elektron einer inneren Schale mit der Energie  $E_i$ , in das Vakuumniveau herausgehoben. Dieses Photoelektron hat die Energie  $h\nu - E_i = E_{kin}$ , wobei die absolute Lage des Ausgangsniveaus durch die Bindung mit bestimmt wird. Durch die Bestimmung der kinetischen Energie bei bekannter Röntgenenergie und bekanntem Energieniveau im homogenen Material können Aussagen über die Bindungszustände gemacht werden. Die ESCA - Messungen wurden im IFOS in Kaiserslautern mit einem PHI 5500 Spektrometer von Perkin-Elmer durchgeführt. Zur Anregung wurde Mg  $K\alpha$  - Strahlung ( $E_{kin} = 1253.6$  eV, 250 W) verwendet. Der Winkel zwischen Analysator und Probenebene betrug  $45^\circ$ .

#### **5.2.6 Röntgenfluoreszenzanalyse (RFA)**

Die Röntgenfluoreszenzanalyse wurde zur Ermittlung der Glasbestandteile eingesetzt. Bei der RFA wird die von der Probe emittierte charakteristische Strahlung mit Hilfe bekannter Standards bezüglich Lage und Intensität der einzelnen Elemente analysiert. Für die Messungen wurde ein Siemens SRS 303 verwendet.

#### **5.2.7 Dilatometrische Untersuchungen (ThermoMechanische Analyse / TMA)**

Zur Bestimmung des thermischen Verhaltens der Gläser wurden dilatometrische Messungen eingesetzt, da Ausdehnungskoeffizienten und Glasübergangstemperatur  $T_g$  in dem Bereich von Raumtemperatur bis ca.  $800^\circ\text{C}$  für die technologische Umsetzung des Heißpreßverfahrens von besonderer Bedeutung sind. Typische Probendicken für die Analysenapparatur der Fa. Bär des Typs T.M.A. 2000 lagen im Bereich von 1 mm-2 mm.

### 5.2.8 Untersuchung der Brechzahl von Volumenmaterial

Die Brechzahlbestimmung von Volumenmaterialien kann mit der Ellipsometrie oder über die Bestimmung des Grenzwinkels der Totalreflexion erfolgen.

Die Probenpräparation betreffend ist Ellipsometrie von Vorteil, da nur eine Seite poliert werden muß und die Probendicke eine untergeordnete Rolle spielt. Man erhält den gemittelten Wert der Brechzahl der beleuchteten Probenoberfläche. Für die Bestimmung der Brechzahl mit dem Ellipsometer wird linear polarisiertes monochromatisches Licht auf die Probe eingestrahlt. Die Polarisation ändert sich an der Probenoberfläche. Das reflektierte Licht wird bezüglich seiner Polarisation analysiert. Nach erfolgter Auswertung erhält man Information über die Brechzahl und Absorption. Die Messungen wurden mit dem Spektralellipsometer von Sopra des Typs SOPRA ES 4G am INM durchgeführt.

Bei der Methode über den Grenzwinkel der Totalreflexion muß eine dünne polierte Probe (<1 mm) hergestellt werden, die es erlaubt, einen Andruckfleck mit einem höherbrechenden Glasprisma zu erzeugen. Diese Methode erlaubt eine präzise Brechzahlbestimmung mit einer Genauigkeit von ca.  $5 \cdot 10^{-5}$ . Der Aufbau entspricht der unter Methoden zur Wellenleitercharakterisierung beschriebenen Methode der M-Linien-Spektroskopie.

## 5.3 Experimentelle Methoden zur Wellenleiterherstellung

Optische Wellenleiter stellen hohe Ansprüche an die Materialien und auch an die erzeugte Filmqualität oder Wellenleiterqualität hinsichtlich Störungen, Rauheit, Brechzahl- und Dickenhomogenität. Die Qualität wird durch mehrere Faktoren bestimmt: Faktoren sind die Homogenität des Materials, formgebende Werkzeuge, die Substratoberfläche, Beschichtungsparameter, die Zusammensetzung der Atmosphäre sowie die Prozeßführung bei der Herstellung. Alle diese Faktoren zeigen die Notwendigkeit einer systematischen Prozeßentwicklung, wobei Kompatibilität von Technologie und Materialeigenschaften und die daraus resultierenden Prozeßfenster zu evaluieren sind. In diesem Kapitel sind bekannte, optimierte und neu erarbeitete experimentelle Methoden, die für die Wellenleiterherstellung benötigt werden, dargestellt.

### 5.3.1 Herstellung von Abform- und Prägewerkzeugen

Abformwerkzeuge können aus Silicium oder Glas durch anisotropes Ätzen oder auch mittels Photolackstrukturen aus Metallen galvanisch erzeugt werden. Zum Prägen von Glas wurden, aufgrund der hohen Temperaturbeständigkeit, Si- sowie SiO<sub>2</sub>-Stempel hergestellt und getestet. Da diese Materialien relativ spröde sind, aber andererseits nur geringe Temperaturbelastungen beim Strukturieren der Kompositmaterialien auftreten, wurden Nickelstrukturen für die Herstellung passiver Kompositwellenleiter bevorzugt. Die in dieser Arbeit durchgeführte Herstellung der Nickelwerkzeuge, wird im folgenden beschrieben (Bild 30).

Das Grundsubstrat für die Herstellung von Abformwerkzeugen ist Silicium (1). Dieses wird mit einem Photolack beschichtet und strukturiert (2). Bei der Belichtung mit einem Mask-Aligner (MA 56 der Firma Süss, UV 400 Optik) wird zur Erzielung einer hohen Strukturtreue im Hardkontakt-Modus gearbeitet. Die Wellenleiterstrukturen werden mittels Chrom-Maske in den Photolack AZ 8112 einbelichtet (3) und danach entwickelt. Die Struktur ist nun im Photolack als Positiv vorhanden. An den durch den Photolack nicht maskierten Bereichen werden durch das anisotrope, reaktive Ionenätzen Gräben geätzt (4). Auf den geätzten Si-Wafer (5) (Bild 31) wird nach dem Entfernen des restlichen Lacks eine WTi / Au - Schicht aufgesputtert, die als Startschicht für das galvanische Aufwachsen des Nickels dient. Auf dem gesamten Wafer wird eine Nickelschicht von 500 µm bis 1 mm Dicke durch Nickelgalvanik erzeugt, durch die die Strukturen 1:1 in das Metall transferiert werden (6). Nach der Galvanoabformung wird das Silicium mit 50%iger KOH weggeätzt. Man erhält das Negativ der Wellenleiterstruktur auf einem Nickelshim (7).

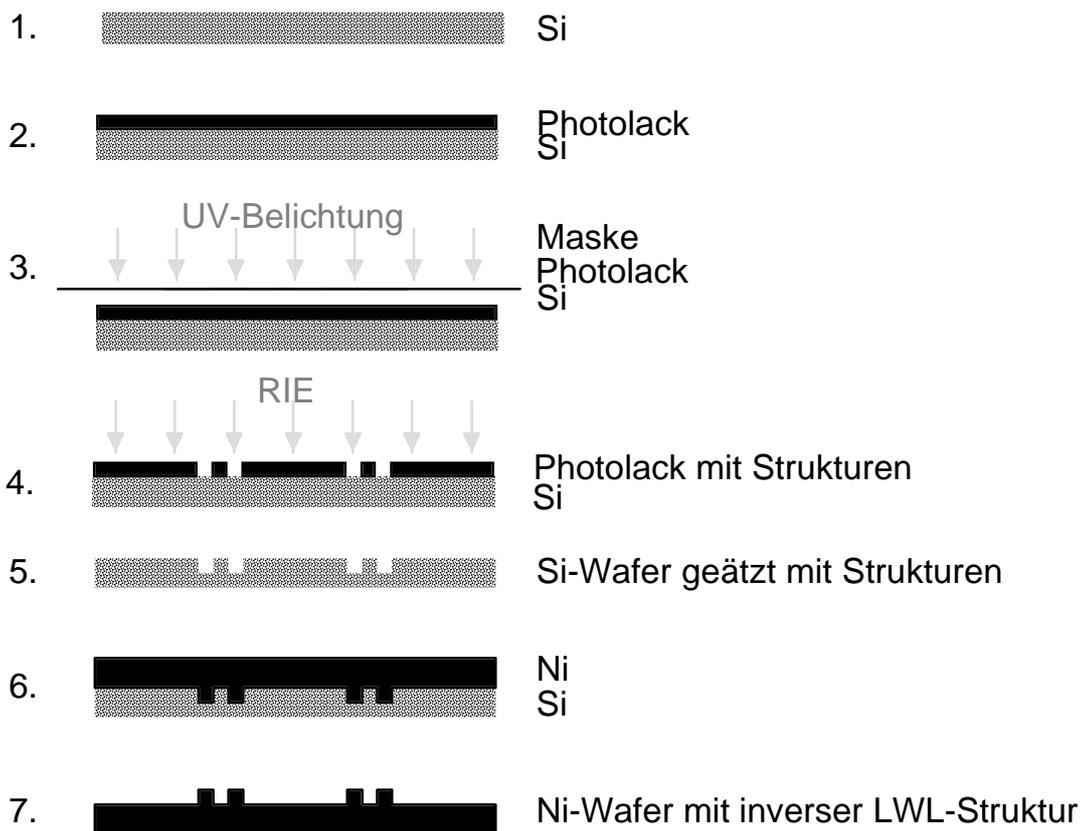


Bild 30 Herstellungsschritte bis zum Ni - Wafer mit inverser LWL - Struktur.

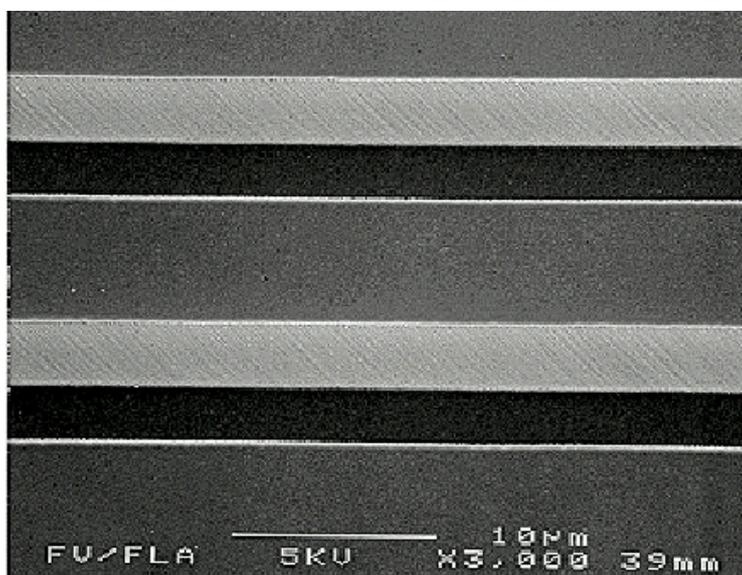


Bild 31 Aufnahme eines Wafers mit glatt geätzten Flanken.

Alternativ zu diesem Weg wurden zur Erzielung geringer Kantenrauheiten, Photolackstrukturen mit der Metallstartschicht bedampft und diese direkt mittels Galvanik abgeformt.

### 5.3.2 Substratreinigung und deren Optimierung

Eine angemessene Substratvorbehandlung ist zur Erzielung störungsfreier Schichten mit ausreichend hoher Schicht-Substrat-Haftfestigkeit für Endflächenpolituren erforderlich. Selbstverständlich ist auch die Verwendung eines Reinraums, da ein einzelner Partikel sich, bei dem auf Partikel sensibel reagierenden Beschichtungsmaterial, nach und nach während der Trocknung zu einer Störung im Bereich von mehr als einem Quadratmillimeter auswirkt. Infolgedessen wurde die Substratreinigung im Rahmen der Haftungsuntersuchungen optimiert und festgelegt. Die im folgenden beschriebene Reinigungsprozedur (Bild 32) wurde in dieser Arbeit entwickelt und bei Glasproben für Beschichtungsexperimente sowie bei Glasproben für das Heißpreßverfahren benützt, um rückstandsfrei gereinigte und partikelfreie Proben zu erhalten. Das Gütekriterium ist die Anzahl der Partikel und die Menge der Rückstände auf dem Substrat, die mit der unten beschriebenen UV-Lampe nachgewiesen werden können.

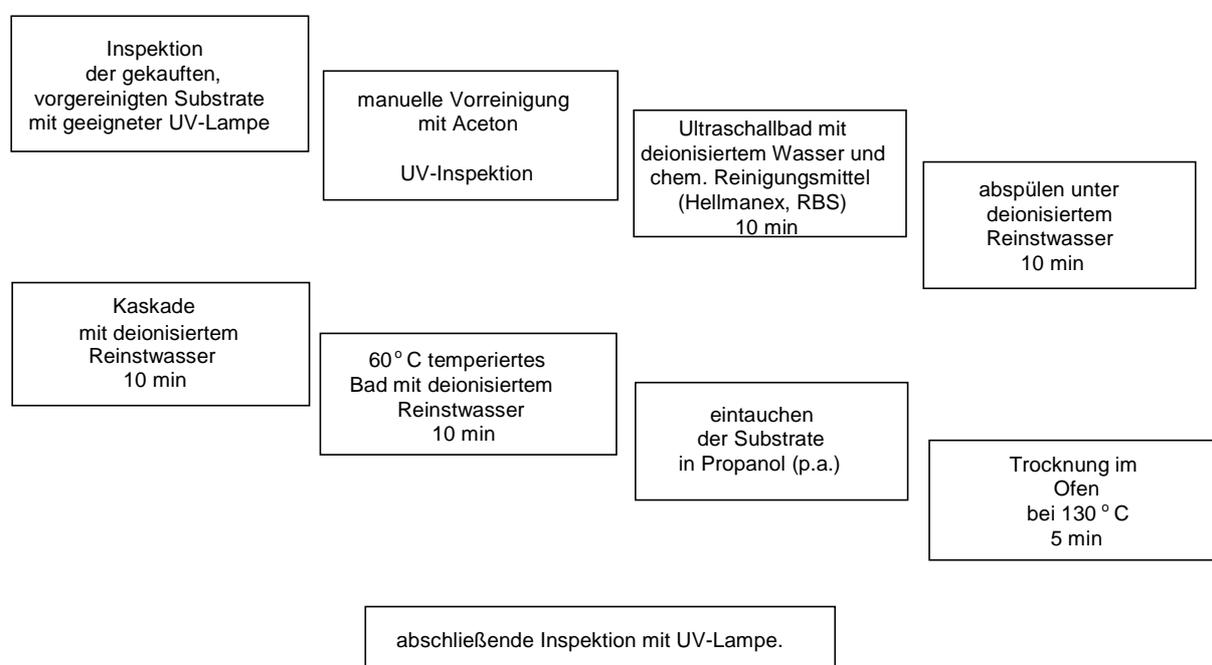


Bild 32 Schematische Darstellung der Reinigungsprozedur

Betrachtet man Standardobjektträger, die schon gereinigt angeboten werden, mit einer angemessenen Schwarzlichtlampe (Black-Ray, Mod. B-100AXX, Ultra-Violet Products inc., CA), so sind Rückstände zu erkennen. Diese Rückstände werden in dem oben beschriebenen Prozeß durch eine mechanische Vorreinigung mit fusselfreien Tüchern und Aceton entfernt. Die Überprüfung der mechanischen Vorreinigung erfolgt wie die Eingangskontrolle mit der Schwarzlichtlampe. Der beschriebenen mechanischen Reinigung folgt die chemische Reinigung im Ultraschallbad. Das Substrat wird in das auf 45 °C temperierte Ultraschallreinigungsbad eingebracht und 10 Minuten beschallt. Dabei werden auf der Oberfläche durch das alkalische Reinigungsmedium OH-Gruppen geschaffen und noch anhaftende Partikel entfernt. Nun

werden verbleibende Reinigungsmittelrückstände in einer mit Reinstwasser betriebenen Kaskade und anschließend in einer Reinstwasserdusche entfernt. Es folgt nun die Temperierung der Substrate in destilliertem Wasser auf 60°C. Nach 10 Minuten werden sie in Propanol getaucht und bei 130°C im Ofen getrocknet. Abschließend werden die Substrate nochmals mit der Schwarzlichtlampe auf Störungen untersucht.

### 5.3.3 Endflächenpräparation und optimierter Polierprozeß

Für die Präparation der Endflächen mit Rauheiten im Bereich von  $\lambda/10$  wurde eine Poliermaschine des Typs PM5 der Fa. Logitech eingesetzt. Im Vorfeld der Politur wird die Probe mit der Wafersäge (DISCO) so vorgeschritten, daß der Polieraufwand möglichst gering ist. Die Endflächenbearbeitung erfolgt nun in zwei Schritten, einem Läpp- und einem Polierprozeß.

Beim Läppvorgang wird die Probe auf einer Gußeisenplatte mit einer wäßrigen Suspension von 3  $\mu\text{m}$  großen Aluminiumoxidpartikeln bearbeitet. Das Wasser trägt zum Transport der Partikel und gleichzeitig zur Kühlung bei. Während des Läppvorgangs führt die Kraft, mit der die Probe auf die Partikel drückt, zu lokalen Scherspannungen im Glas und damit zu Ausbrüchen. Der Abtragsfortschritt ist proportional zur Anpreßkraft und zur Relativgeschwindigkeit zwischen Gußeisenplatte und Probe. In der Praxis kann die Abtragsrate bei empfindlichen Schicht- und Wellenleitersystemen nicht beliebig gesteigert werden, da sich die Schichten an den Grenzflächen, durch ihre begrenzte Haftfestigkeit, bei hohen Scherkräften ablösen.

Für den sich anschließenden Poliervorgang gibt es drei Theorien: die Abtragstheorie, die Flußtheorie und die Chemische Theorie [ 147]. Bei den durchgeführten Polituren wurde auf einem Polyurethantuch gearbeitet und als Poliermittel Syton der FA. Logitech verwendet. Dieses Poliermittel besteht aus einer Suspension von 120 nm großen  $\text{SiO}_2$ -Partikeln mit einem PH-Wert von ca. 10.

Eine spezielle Problematik stellt das Polieren von Verbänden aus unterschiedlichen Materialklassen dar. Einerseits besteht die Notwendigkeit einer sehr guten Haftung des Verbundes unterschiedlicher Materialien. Andererseits sollte auch ein Polier- sowie Läppmedium eingesetzt werden, durch das der Abtrag der beiden Materialien ähnlich ist und keines schädigt. Um diesen Gesichtspunkten Rechnung zu tragen, wurden in dieser Arbeit zahlreiche Versuche durchgeführt und aus deren Ergebnissen folgende Maßnahmen abgeleitet: Zur Reduktion der Belastung des Schichtpakets auf dem Glassubstrat wird die Politur und das Läppen mit einem Deckglas, das dem Substrat entspricht, durchgeführt. Das Schichtpaket ist damit in einem harten Material eingefaßt. Um Spannungen bei der Präparation zu vermeiden, wird ein niederschmelzendes, mit 10  $\mu\text{m}$  großen  $\text{SiO}_2$  Partikeln gefülltes Wachs benützt. Das Problem des unterschiedlichen Abtrags von Kunststoff und Glas bzw. das Anlösen des Komposits wegen PH10 des Syton wurde durch Puffern der Suspension auf PH 7 mit Wasserstoffperoxid er-

reicht. Die Polituren wurden erfolgreich mit geringem Andruck bei Drehzahlen um 25 U/min durchgeführt. Die Endflächenpräparation der verwendeten Gläser ist vergleichsweise unkritisch, dennoch wird mit geringem Andruck und Drehzahlen um 30 U/min gearbeitet, um Ausbrüche zu vermeiden.

### 5.3.4 Methode zur Verbesserung der Schicht-Substrat-Haftung spröder Materialien

Für die Haftungsoptimierung wurde die Apparatur verwendet, die in Bild 33 schematisch dargestellt ist. Der Ultraschallschwinger, der in das vermittelnde Medium ragt, wird mit einer Frequenz von 19800 kHz betrieben und hat eine Amplitude von ca. 30  $\mu\text{m}$  (Last 10). Im ausgeschalteten Zustand befindet sich die Spitze (Durchmesser 15.9 mm) des Schwingers 0.4 mm über der Probenoberfläche. Als vermittelndes Medium wurde deionisiertes Wasser verwendet, das für die Versuche auf 20°C gehalten wurde. Bei den ausgeführten Experimenten wurden die Schichtdicke, das Material, die Aushärtung und der Abstand zwischen Probe und Sonotrode, Frequenz und Amplitude bei den Experimenten konstant gehalten.

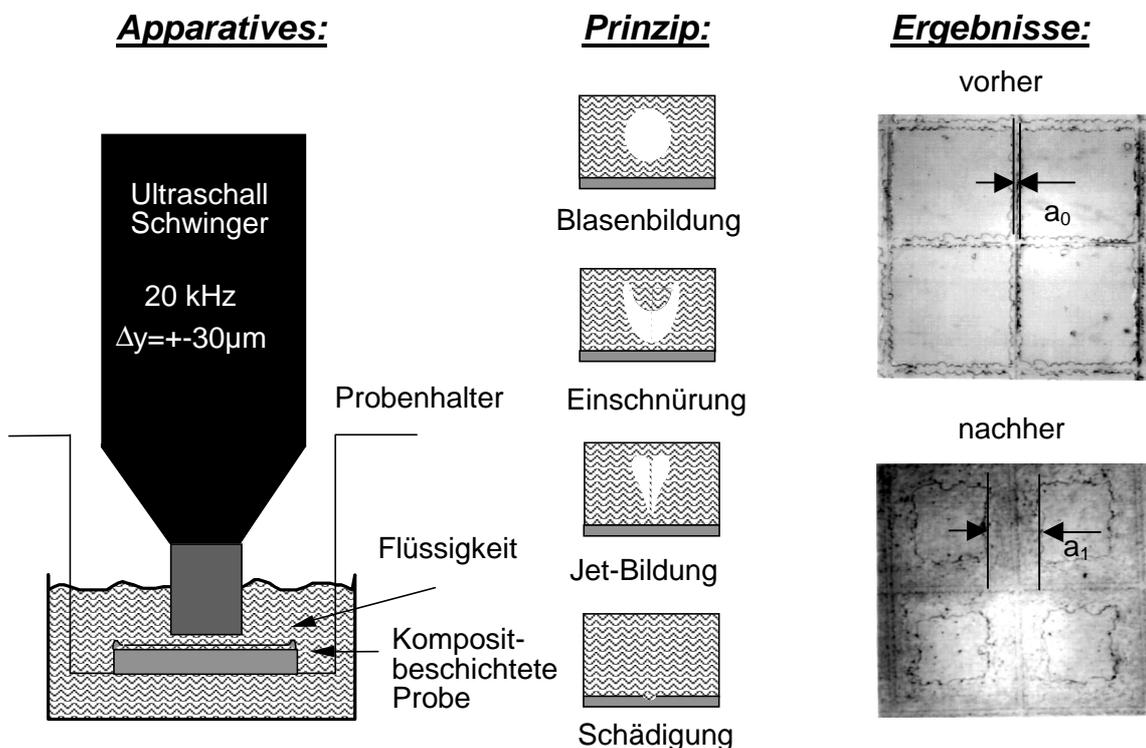


Bild 33 Apparativer Aufbau und Funktionsprinzip des Schicht-Substrat-Haftungstests

Als Bewertungskriterium dient bei dieser Methode der Abtrag der Schichten (vorher / nachher Bild 33). Bei der Auswertung wurden die zurückgebliebenen Schichtbereiche beziehungsweise der mittlere Abstand der Ränder zweier benachbarter, stehengebliebener Bereiche  $a_1$  und der mittlere Abstand vor der Kavitationsbelastung  $a_0$  verwendet. Betrachtet oder vergleicht man den Abtrag einzelner Bereiche bzw. die Räder in obiger Bild 33 rechts unten, so erkennt

man Schwankungen. Eine statistische Auswertung muß daher durchgeführt werden. Dazu wurden so viele Proben mit identischen Parametern präpariert, daß die Ergebnisse statistisch aus jeweils mehr als 100 Messungen bestimmt werden konnten.

### 5.3.5 Wellenleiterherstellung

Für die Wellenleiterherstellung wurden aufgrund von Materialeigenschaften und technologischer Gesichtspunkte unterschiedliche Herstellungsprozesse untersucht. Die erarbeiteten Prozesse werden im Kapitel 6.3 im Zusammenhang mit den experimentellen Ergebnissen noch eingehender betrachtet.

#### 5.3.5.1 Komposit auf Glas

Der einfachste Wellenleiter ist der Schichtwellenleiter. Er wird durch Tauchbeschichtung auf gereinigten Glassubstraten hergestellt und dient hauptsächlich zur Materialcharakterisierung. Mehrschichtwellenleiter wurden durch mehrfaches Beschichten und Aushärten auf einer Heizplatte, im Umluftofen oder im Vakuumtrockenschrank aufgebaut.

Die Herstellung von Streifenwellenleitern erfolgte über einen Prägeprozeß, der durch B. Zeitz entwickelt wurde [150], das Füllen mit einem lösemittelfreien Komposit, das Verpressen und das Aufbringen der Deckschicht. Nach dieser Prozeßabfolge folgte die beschriebene Endflächenpräparation.

#### 5.3.5.2 Komposit auf Komposit

Differenzen der Ausdehnungskoeffizienten und der Schrumpfung führen zu Spannungen und bei einem eher spröden gehärteten Material leicht zur Rißbildung. Eine Lösung bietet die Verwendung von, durch Reaktionsguß auf einem Nickelshim hergestellten, mikrostrukturierten Kompositsubstraten. Durch das Abgießen entfällt der Prägeschritt. Die weiteren Schritte entsprechen denen des vorangegangenen Abschnitts.

#### 5.3.5.3 Komposit auf PMMA

Die Ausgangsmaterialien zur Synthese verlustarmer Materialien sind vergleichsweise teuer, so daß zur Evaluierung der Materialien und Wellenleiterherstellung UV-transparente, preiswerte Substrate aus PMMA Verwendung fanden. Die Mikrostrukturen wurden mittels Nickelwerkzeugs erzeugt, in dem auf das Werkzeug ein Rahmen, das PMMA-Substrat darüber gelegt und in den Zwischenraum das dünnflüssige Komposit eingefüllt wurde. Daraufhin erfolgte eine UV-Belichtung zur Aushärtung des Komposits. Das Substrat mit der sich darauf befindenden strukturierten Kompositschicht wird vom Nickelwerkzeug entformt. Das Kernmaterial wird

anschließend in die Strukturen eingepreßt und UV-gehärtet. Zur Herstellung der Deckschicht wurde einerseits die zum Verpressen genützte Glasplatte abgenommen und dann eine Schicht mit dem Deckmaterial aufgebracht oder andererseits eine mit dem Deckschichtmaterial beschichtete Folie zum Verpressen des Kernmaterials verwendet, so daß vorteilhafterweise das zum Verpressen verwendete Substrat nicht mehr entfernt werden mußte und dadurch Störungen an der Grenzschicht ausgeschlossen werden konnten.

### 5.3.6 Herstellung verstärkender Wellenleiter in Glas

Verstärkende Wellenleiter für den Wellenlängenbereich um  $1.5 \mu\text{m}$  werden durch dotierte Gläser realisiert, deren Glastransformationstemperaturen bei mehreren hundert Grad liegen. Eine zu den Kompositmaterialien vergleichsweise durchführbare Niedertemperaturverarbeitung wie beim Reaktionsgußverfahren durch UV oder thermische Härtung ist nicht möglich. Zur Lösung dieser Glaswellenleiter-Herstellungproblematik wird in dieser Arbeit ein neuer, dem Niedertemperaturverfahren ähnelnder Herstellungsprozeß angestrebt: Das Heißpreßverfahren [ 84]. Der Herstellungsablauf ist nachstehend schematisch dargestellt. Im ersten Schritt wird das Substrat strukturiert. Je nach Substratglas und geforderten Dimensionen kommen unterschiedliche Verfahren in Frage. Zu Evaluierungszwecken ist das Sägen, da keine Maskierung nötig ist, oder das naßchemische Ätzen aufgrund einfacher Verfügbarkeit zu favorisieren. Das Sägen läßt aber weder gekrümmte Strukturen noch Dimensionen im Bereich von  $4 \mu\text{m}$  mit Aspektverhältnissen von 1:1 zu, die auch mit naßchemischem Ätzen nicht zu erreichen sind. Nach der erfolgreichen Evaluierungsphase des Heißpreßverfahrens mit diesen groben Strukturierungsvarianten werden Methoden benötigt, um Mikrostrukturen in geeigneter Qualität und Dimensionen zu erzeugen. Diesbezüglich werden für die einzelnen Substratglastypen passende Verfahren wie reaktives Ionenätzen (RIE), Ionenstrahlätzen (IBE) und Heißpressen kurz beschrieben und im experimentellen Teil getestet.

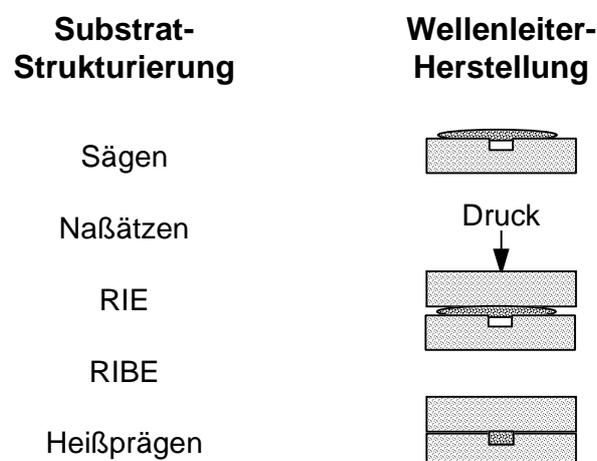


Bild 34 Schematischer Ablauf des Heißpreßprozesses

Nach der Mikrostrukturformgebung des Substrats folgt das neu entwickelte Heißpreßverfahren (Bild 34). Dabei wird auf das strukturierte Substrat das Kernmaterial für den Wellenleiter in Form einer Faser oder einer dünnen Folie aufgelegt und die Deckglasplatte darüber positioniert. Die Probe wird homogen erwärmt und das Kernglas eingepreßt. Bei weiter erhöhter Temperatur und verringertem Druck werden Substratglas und Deckglas zusammen gebondet. Nach dieser Übersicht des Herstellungsverfahrens werden die einzelnen Prozesse und die erstellten Aufbauten, wie die Mikrostrukturierung und das Heißpressen im weiteren dargestellt.

#### 5.3.6.1 Mikrostrukturierung von Substratgläsern für Wellenleiterverstärker

Die Ausgangsbasis für die Wellenleiterherstellung ist das strukturierte Substrat. In diesem Substrat gilt es, Wellenleiterstrukturen mit typischen Dimensionen um  $4\mu\text{m}$  für Verstärkeranwendungen zu erzeugen. Für die Strukturgebung der zu füllenden Gräben bestehen folgende Möglichkeiten: Die Formgebung durch Sägen, durch naßchemisches Ätzen, durch reaktives Ionenätzen, Ionenstrahlätzen und Heißprägen, ebenso kann prinzipiell das Substrat über die Sol-Gel-Technologie hergestellt werden [ 151]. Hierzu wird das Sol in die gewünschte Form, in der der Schrumpf vorgehalten wird, gegossen und der typische Weg der Sol-Gel-Bulk-Materialherstellungstechnologie gegangen. Da die Synthese des Ausgangssols und die Prozeßtechnologie für die verwendeten Gläser erarbeitet werden muß und vielfältige Fragestellungen wie die Fragen der Precursor, der Anpassung der Reaktionskinetik bei Mehrkomponentensystemen, die rißfreie Aushärtung zu optischer Qualität zu klären wären, wurde in dieser Arbeit der Sol-Gel-Weg zunächst ausgeklammert, weil es sich hier um eine Untersuchung zur prinzipiellen Klärung der Machbarkeit des Heißpreßverfahrens handelt. Langfristig gesehen kann das Verfahren aber bei Gläsern, in denen die gewünschten Strukturen nicht über reaktives Ionenätzen hergestellt werden können, das Verfahren der engeren Wahl sein.

##### 5.3.6.1.1 Sägen

Ein einfacher Weg, lineare Strukturen in Glas zu erzeugen ist das Sägen. Für diese Art der Strukturierung wurde eine Wafersäge der Fa. DISCO verwendet. Diese Säge erlaubt die Verwendung von Sägeblättern mit Schnittbreiten bis hinunter zu  $30\mu\text{m}$ , bestehend aus Nickel mit  $3\text{-}6\mu\text{m}$  großen Diamantstücken.

Nach Mikrostrukturierung der Substrate durch Sägen, wurden sie zur Entfernung der Sägerückstände mit der Standardreinigungsprozedur behandelt. In weiteren Experimenten folgte eine nochmalige Reinigung mit konzentrierter  $\text{HNO}_3$ , und im Sauerstoffplasma eines Plasmaveraschers der Fa. Gasonics für 20 Minuten und im  $\text{CHF}_3$ -Plasma für 3 Minuten, um anhaftende organische Verunreinigungen vollständig zu entfernen.

#### 5.3.6.1.2 Naßchemisches Ätzen

Aufgrund der Sprödigkeit des Substratglases treten bei dem Sägeprozeß Ausbrüche auf. Das naßchemische Ätzen ermöglicht hingegen prinzipiell die Herstellung von Strukturen mit vergleichbar glatten Seitenwänden. Die erzielbaren Aspektverhältnisse liegen bei weniger als 1:1 und sind durch den isotropen Ätzcharakter bedingt. Die laterale Unterätzung einer Seite entspricht der Äztiefe. Das naßchemische Ätzen mit temperierter Phosphorsäure wurde an LaSFN15 getestet.

#### 5.3.6.1.3 Reaktives Ionenätzen

Reaktives Ionenätzen beruht darauf, daß die einzelnen Komponenten des Glases, mit dem Ätzgas und Argon unter Bildung leichtflüchtiger Verbindungen in die Gasphase übergehen und abgepumpt werden. Die Ätzexperimente wurden auf einem Alcatel Parallelplattenreaktor durchgeführt. Zur Strukturierung des BK7-Substratglases fanden Experimente mit den Ätzgasen  $\text{CHF}_3$ ,  $\text{SF}_6$  als chemische Komponente und Ar als physikalische Komponente statt. Für die Mikrostrukturierung von BK7 existiert kein Standardprozeß, da das Glas zu einem Anteil von ca. 30% aus Komponenten besteht, die mit den Ätzgasen keine leichtflüchtigen Verbindungen bilden.

#### 5.3.6.1.4 IBE

LaSFN15 besteht aus Komponenten, aus denen mit den typischen Ätzgasen fast keine leichtflüchtigen Verbindungen entstehen. Infolgedessen wurde zur Mikrostrukturierung von LaSFN15 ein Test mit Ionenstrahlätzen auf der IBE - Anlage (Ion Beam Etching) der FSU-Jena durchgeführt. Die Ätzung der Mikrostrukturen in das Glas wurde in der Argon-IBE mit einer Energie von 500 eV und einem Strahlstrom von  $330 \mu\text{A}/\text{cm}^2$  vorgenommen. Dabei fand die Probenrotation unter einem Winkel von  $10^\circ$  statt.

#### 5.3.6.1.5 Heißprägen

Der Prägeprozeß zur Strukturierung von Glas ähnelt dem Prägeverfahren von Kunststoffen, dennoch ist die Durchführung bei Gläsern mit Erschwernissen verbunden, da die Strukturierung bei Temperaturen oberhalb des Erweichungspunktes des Substratglases erfolgt. Diese Temperaturen liegen typischerweise über  $600^\circ\text{C}$ . Infolgedessen wurden für die Prägewerkzeuge Si und  $\text{SiO}_2$  verwendet, so daß eine ausreichende Festigkeit der Mikrostrukturen in diesem Temperaturbereich gewährleistet ist. Zur Vermeidung der Benetzung wurde eine Antihafschicht auf dem Stempel getestet. Die Versuche wurden auf der für Wellenleiterher-

stellung entwickelten Heißpreßapparatur (Bild 35), die im nächsten Punkt beschrieben wird, und mit Antihafschicht in Freiburg bei Herrn Manns durchgeführt [ 152].

### 5.3.6.2 Die Heißpreßanlage zur Glaswellenleiterherstellung

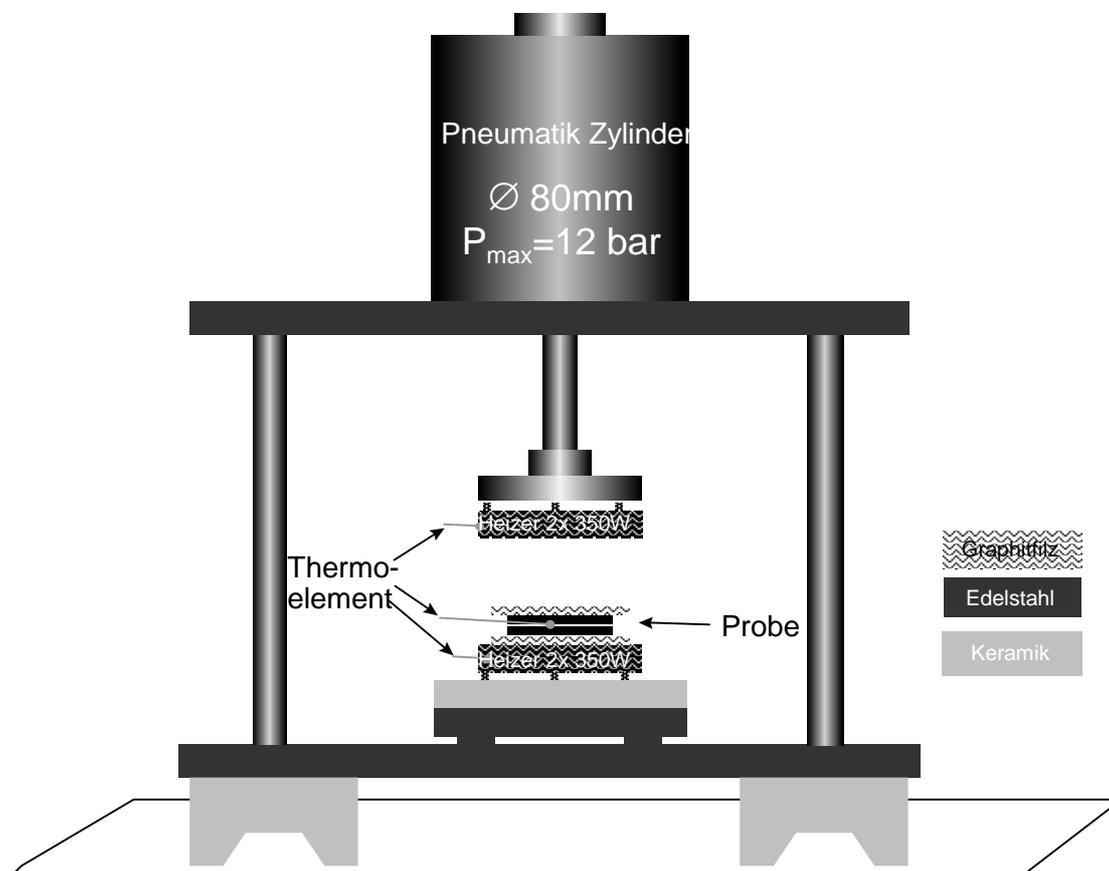


Bild 35 Schematische Darstellung der Heißpreßapparatur

Die Umsetzung des Heißpreßverfahrens zur Wellenleiterherstellung erfolgt mit dem in Bild 35 schematisch aufgezeigten Aufbau zum Prägen, Verpressen und Verschmelzen, der in dieser Arbeit neu entwickelt und aufgebaut wurde. Die Apparatur wurde so ausgelegt, daß eine homogene Temperaturverteilung bei insgesamt niedriger Wärmekapazität gewährleistet ist, so daß kurze Prozeßzeiten bzw. steile Rampen möglich werden. Die Heizung in diesem Aufbau wird realisiert durch eine Widerstandsheizung. Je Heizplatte (35 mm x 85 mm x 10 mm) fanden zwei Heizpatronen der Fa. Heinz Stegmeier mit 350 W bei 230 V Verwendung. Der Heizer ist über eine 6-Punkthalterung zur Reduzierung der Wärmeleitung und durch ein Strahlungsschild von der Aufnahme thermisch abgekoppelt, so daß Betriebstemperaturen um 700°C für die Prozeßschritte verfügbar waren. Testweise wurden Heizer verwendet, in die zusätzlich Kanäle für eine Kühlung integriert sind. Dadurch sollten kürzere Taktzeiten erreicht werden. Zur Herstellung der Glaswellenleiter wurden Heizer eingesetzt, die eine möglichst kleine Wärmekapazität besitzen. Zur Vermeidung von Zunderbildung wurde der Cu-Heizer mit einer

Schutzschicht aus Ni oder Cr versehen. Aus Gründen der Festigkeit wurden die weiteren Versuche mit Edelstahlheizern durchgeführt. Wegen der Notwendigkeit der Temperaturkonstanz bei den auf das Prägen folgenden Schritten wird die Wärmeabgabe in der Probenebene mittels des Graphitfilzes gering gehalten. Optional kann für Experimente mit luftempfindlichen Substanzen die Apparatur bei Verwendung der Edeltstahlglocke mit Schutzgas gespült werden. Für den Ausgleich mangelnder Parallelität zwischen den Platten oder nicht parallelen Substraten wird beim Prägen, Verpressen, Verschmelzen und der Abkühlung die Verwendung eines Graphitfilzes unverzichtbar. Besonders geeignet und daher ausgewählt wurde Isolationsfilz der Fa. SGL CARBON mit der Bezeichnung GFA5. Für das Heißprägen wird der Stempel spannungsfrei an dem oberen Heizer gehalten.

Die Temperatur der zwei Heizer wird durch zwei unabhängige Thermoelemente und Eurothermregler ET91e mit Thyristoransteuerung überwacht und geregelt. Die geregelten Heizer konnten für Temperaturen bis 750 °C eingesetzt werden. Mit dem Pneumatikzylinder mit einem Kolbendurchmesser von 80 mm mit einem maximalen Druck von 12 bar wurden Kräfte bis 6 kN erreicht. Typische Flächen der Proben waren 20 mm x 5 mm bis 40 mm x 5 mm, woraus sich Drücke von 6 kN/cm<sup>2</sup> bzw. 3 kN/cm<sup>2</sup> ergaben.

#### 5.3.6.3 Betrachtung zum Verpreßprozeß

Zur erfolgreichen experimentellen Umsetzung des Heißpreßprozesses ist eine theoretische Betrachtung zur Machbarkeit sinnvoll, mit der eine Aussage darüber getroffen werden kann, ob das Kernmaterial innerhalb akzeptabler Zeiten in die Gräben eingepreßt werden kann. Die Grundlage dafür bietet der folgende Ansatz.

Beim Verpreßprozeß befindet sich das Füllmaterial zwischen zwei ebenen rechteckigen Platten. Die Kontaktfläche hängt zunächst von der Menge des aufgetragenen Füllmaterials und dessen Flächenverteilung ab. Nach dem Angreifen einer Kraft breitet sich das Füllmaterial allmählich aus bis die maximale Kontaktfläche erreicht ist, die dem Überlapp der beiden Substrate entspricht. Die Strömungsgeschwindigkeit des Füllmaterials wird um so kleiner je geringer der Strömungsquerschnitt (die Restschichtdicke) ist, je länger die Strömungsbahn aufgrund der Reibung an den Grenzflächen ist und je höher die Viskosität (innere Reibung) ist. Daraus resultiert, daß die Annäherung beider Substrate um so langsamer wird, je kleiner der Abstand zwischen ihnen ist. Man erhält für die Preßkraft  $F$  den nachstehenden Zusammenhang mit der Überlappungslänge  $l$ , der Überlappungsbreite  $b$  (für  $b > l$ ), der konstanten Viskosität  $\eta$  der Preßzeit  $t$ , der Anfangsdicke  $d_0$  und der Restschichtdicke  $d$  [ 153]. Die kürzere Seite geht für eine rechteckige Geometrie, bei der eine Seite deutlich länger ist als die andere,

kubisch ein, da aufgrund des kürzeren Wegs bis zum Austreten an der Überlappungskante der Strömungswiderstand geringer ist als an der langen Seite.

$$F = \frac{3l_u^3 b \eta}{2t} \left( \frac{1}{d^2} - \frac{1}{d_0^2} \right) \quad (65)$$

Obige Gleichung bietet die Möglichkeit die nötige Anpreßzeit bei gegebener Preßkraft, Viskosität und Geometrie zu bestimmen, um bei den Lichtwellenleitern geringe Restschichtdicken zu erhalten, die die Lichtführung nur vernachlässigbar beeinflussen. Die Gültigkeit beschränkt sich auf newtonsche Flüssigkeiten.

Die mit diesem Ansatz durchgeführten Abschätzungen sind im Ergebnis- und Diskussionsteil, in Kapitel 6.4.2 und 6.3.4.2 bei den Betrachtungen zur Wellenleiterherstellung aufgezeigt.

## 5.4 Experimentelle Methoden zur Wellenleitercharakterisierung

Charakteristische Größen eines Wellenleiters sind die Geometrie, die Brechzahl bzw. deren Verteilung, die Dotierungsverteilung, das Nahfeld sowie die spektralen Dämpfungseigenschaften. Zur Bestimmung dieser Größen werden die im folgenden beschriebenen Methoden eingesetzt.

### 5.4.1 Methoden zur Bestimmung der Geometrie

Die geometrischen Daten von Streifen- oder Schichtwellenleitern werden an einer gesägten oder polierten Endfläche ermittelt. Es eignen sich dafür das Lichtmikroskop, bei ausreichendem Materialkontrast das Rasterelektronenmikroskop (REM), das Refracted Nearfield Profilometer (RNF) [ 154] und für Schichtwellenleiter das M-Linien-Verfahren [ 156], das wie die RNF Methode auch die Brechzahl als Information liefert. Zur Charakterisierung nicht gefüllter Kanäle wurde ein mechanisches Profilometer der Fa. Tencor benützt. Die Methoden RNF und M-Linien-Spektroskopie werden nachstehend unter Methoden zur Brechzahlbestimmung aufgezeigt.

### 5.4.2 Methoden zur Bestimmung der Brechzahl und Brechzahlverteilung

#### 5.4.2.1 Prismenkoppler / M-Linien-Spektroskopie

Wie im Theorieteil gezeigt, kann sich das Licht in einem Wellenleiter nur unter diskreten Winkeln als sogenannte Moden ausbreiten. Bei der M-Linien-Spektroskopie (Prismenkoppler) [ 156][ 157][ 158] wird ein Prisma verwendet, dessen Brechzahl höher liegt als die Wellenleiterbrechzahl, um das Licht in den Wellenleiter einzukoppeln. Das Prisma wird so stark an die Probe, die auf einem Keil aufliegt, gepreßt, daß eine zur Einkopplung ausreichende Kontaktfläche entsteht. Variiert man den Einfallswinkel, so wird nur Licht unter bestimmten Winkeln in den Film eingekoppelt. Auf dem Detektor wird unter diesen Winkeln die Intensität minimal. Unter anderen Winkeln erhält man ein maximales Signal auf dem Detektor. Die Winkel, unter denen Moden angeregt werden können, werden mit einem Präzisionsdrehwinkelgeber RCN 255 der Fa. Haidenhain bis auf eine Bogensekunde gemessen. Über die bekannte Geometrie des Prismas wird die Ausbreitungskonstante dem entsprechenden Winkel zugeordnet. Sind mindestens zwei Moden anregbar, so können damit Brechzahl und Schichtdicke bei bekanntem Substrat bestimmt werden. Ist nur eine Mode anregbar, so muß die Schichtdicke bekannt sein, um die Schichtbrechzahl zu bestimmen. Die absoluten Fehler der mit der Methode bestimmbaren Brechzahlen liegen bei wenigen  $1 \cdot 10^{-4}$ . Ist die Brechzahl eines Substrates von Interesse, so wird das Substrat in obigem Aufbau (Bild 36) eingesetzt.

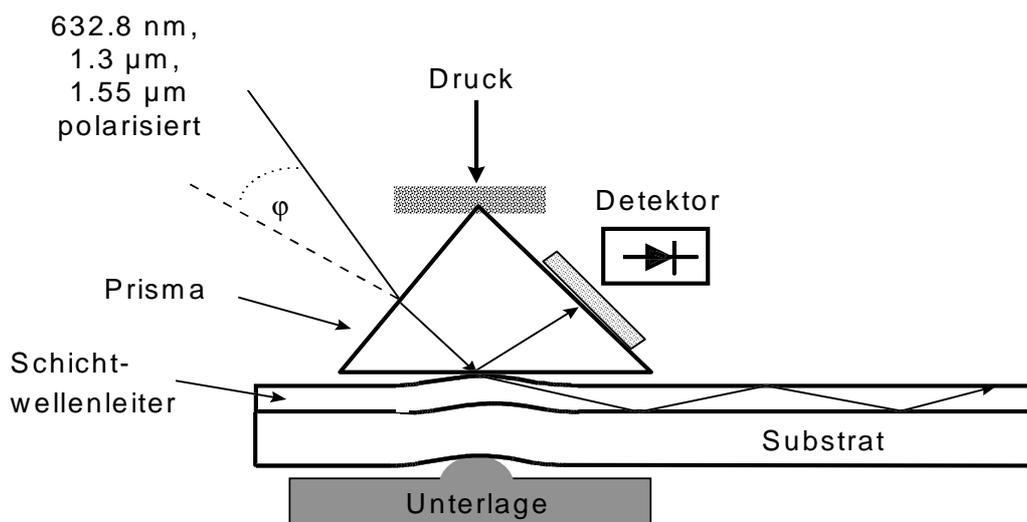


Bild 36 Schematische Darstellung des M-Linien-Meßaufbaus

Das Substrat sollte nicht dicker sein als 1 mm, um einen Andruckfleck erzeugen zu können. Mit dem Snellius'schen Brechungsgesetz wird über den Winkel, bei dem das Licht gerade in das Substrat gebrochen wird, die Substratbrechzahl ermittelt.

Die thermooptischen Koeffizienten wurden wie zuvor über mindestens zwei Koppelwinkel bestimmt, wobei der Koppelaufbau mittels eines großflächigen Heizers, der es erlaubt, eine homogene Temperaturverteilung über die Probe zu erzielen, erweitert wurde. Aufgrund der zu erwartenden Größe des thermooptischen Koeffizienten im Bereich von  $10^{-4}/K$ , bedingt durch den hohen Organikgehalt, konnte eine Abschätzung der Einflüsse von Substratglas- und Prismenindex zeigen, daß diese Einflüsse um zwei Größenordnungen kleiner sind und somit das Meßergebnis nur geringfügig verändern. Zur Temperaturmessung diente ein feines Thermoelement, dessen Spitze sich an der Einkoppelstelle an der Prismenbasis befand.

#### 5.4.2.2 RNF - Messungen

Die Methode des gebrochenen Nahfeldes (RNF) ist ein gängiges Verfahren zur Bestimmung der Brechzahlverteilung optischer Fasern [ 154]. Diese Methode wurde weiterentwickelt, um auch das Brechzahlprofil von Schicht- und Streifenwellenleitern messen zu können [ 155]. Aufbauend auf diesen Untersuchungen wurde von der Fa. Rinck Elektronik (Jena) in Zusammenarbeit mit dem Fraunhofer Institut für angewandte Optik und Feinmechanik ein RNF Profilometer aufgebaut. In nachstehender Bild 37 ist das Meßprinzip dargestellt.

Über ein Mikroskopobjektiv hoher numerischer Apertur wird das durch die Sektorblende tretende Licht auf die Probenoberfläche fokussiert. Dort wird das Licht entsprechend der lokal vorliegenden Brechzahl gebrochen, so daß man mit dem Austrittswinkel ein Maß für die Brechzahl erhält. So sinkt mit steigender lokaler Brechzahl der Probe der Anteil des einge-

strahlten Lichts, der auf den Detektor hinter der Kreisblende trifft. Die Brechzahlunterschiede zwischen Probe, Referenzglasblock und Indexflüssigkeit sollten so klein wie möglich sein, da bei großer Fehlanpassung der Anteil des total reflektierten Lichts im Referenzglas zunimmt oder das Licht aus der Detektorfläche wandert, so daß keine quantitativen Aussagen mehr gemacht werden können.

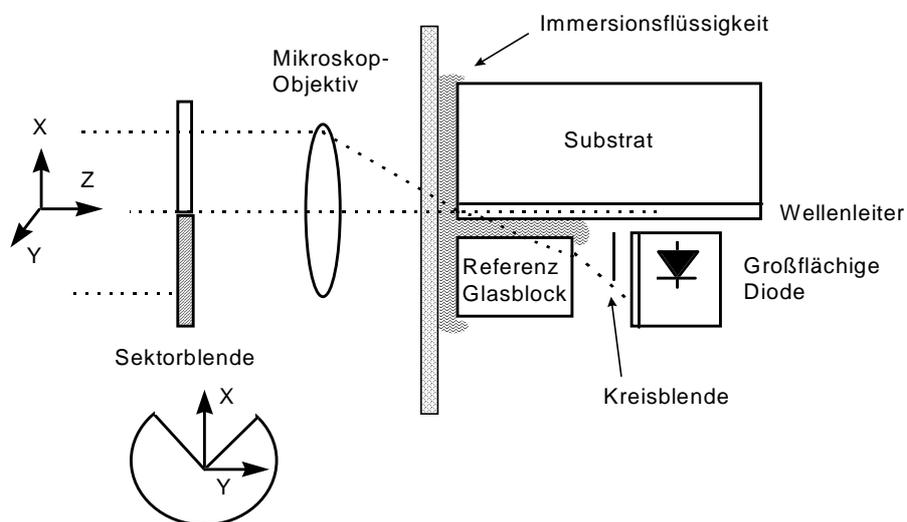


Bild 37 Prinzipskizze eines Refracted Nearfield Profilometer (RNF)

Es kann dann der Fall eintreten, daß auch eine niedrige Brechzahl als höchste Brechzahl dargestellt wird. Für die maximal mögliche Brechzahlabweichung der zu messenden Probe von der Brechzahl des Referenzblocks bei einem Abstand des Detektors von 1 mm ergeben sich unter Annahme eines einfachen Lichtstrahls für den Referenzblock aus BK7 ( $n=1.51$ ) bei 670nm ein oberer Grenzwert von  $n_{\max}=1.65$  und unterer Grenzwert von  $n_{\min}=1.45$ . Da jedoch, anstatt mit einem Spalt mit einer Sektorblende gearbeitet wird, reduziert sich der nutzbare Bereich auf  $1.48 < n < 1.54$ , weil die Lichtanteile bei kleineren Brechzahldifferenzen seitlich des Detektors verloren gehen.

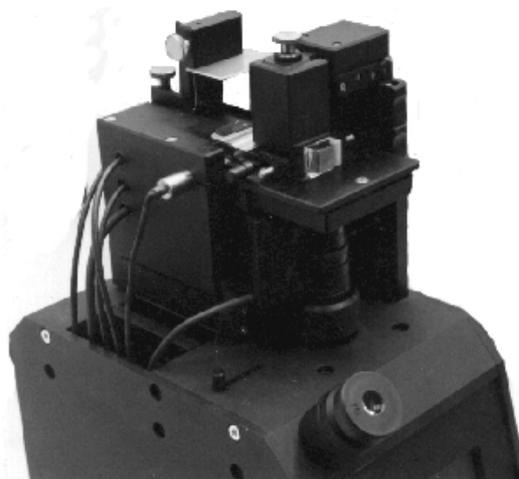


Bild 38 RNF-Profilometer der Fa. Rinck Elektronik

Die Indexflüssigkeit muß auch in diesem Bereich liegen. Zur Auswertung der Messung wird eine Skalierung über die Indexflüssigkeit und den Referenzblock durchgeführt. Streuung und Absorption führen durch die resultierende Reduktion des Lichts, das auf den Detektor fällt, auch zu einer Verfälschung der Meßergebnisse. Die Intensität auf dem Detektor wird geringer, so daß sich für die Brechzahl ein zu hoher Wert ergibt.

Mit dem verwendeten RNF-Profilometer (Bild 38) können Messungen bei 632.8 nm, 1.3  $\mu\text{m}$  und 1.5  $\mu\text{m}$  gemacht werden. Die laterale Auflösung des Refracted Nearfield Profilometers hängt von der verwendeten Wellenlänge ab und beginnt bei ca. 0.6  $\mu\text{m}$ . Die Brechzahlgenauigkeit liegt im besten Fall bei  $2 \cdot 10^{-4}$ .

### 5.4.3 Experimentelle Methoden zur Untersuchung der Lichtleitereigenschaften

#### 5.4.3.1 Nahfelduntersuchung

Die Nahfelduntersuchung dient zur Bestimmung der Intensitätsverteilung des Lichtes am Ausgang des Wellenleiters. Aus der Intensitätsverteilung kann festgestellt werden, ob ein Wellenleiter einmodig ist. Dies geschieht bei einem linearen Wellenleiter durch Verschiebung des Zentrums des Anregungslichts am Wellenleitereingang, so daß neben der 0-ten Mode auch selektiv die erste Mode oder eventuell weitere höhere Moden angeregt werden. Des weiteren kann die Homogenität des Strahlprofils betrachtet werden, das bei bekannter Wellenleitergeometrie Rückschlüsse auf die Brechzahlhomogenität zuläßt.

Der Aufbau besteht aus einer auf einer Mikropositioniereinheit gehaltenen Einkoppelfaser, in die Laserlicht mit einer Wellenlänge von 632.8 nm, 1.3  $\mu\text{m}$  und 1.5  $\mu\text{m}$  eingespeist werden kann, einer Halterung für den Wellenleiterchip, einem Mikroskopobjektiv zur Abbildung der Feldverteilung auf eine Hamamatsu IR-Kamera, deren Signal auf einem Monitor in Falschfarben dargestellt wird. Zur Erleichterung der Analyse können die Intensitätsprofile ausgewählter Linien auf dem Bildschirm eingeblendet werden.

#### 5.4.3.2 Methoden zur Dämpfungsuntersuchung

Zur Messung der Dämpfung eines Wellenleiters können verschiedene Methoden eingesetzt werden. Für die Bestimmung der Dämpfung von Schichtwellenleitern eignet sich der nachstehende Aufbau (Bild 39) mit einem Einkoppelprisma und einem verschiebbaren Auskoppelprisma. Bei Schichten mit deutlicher Streuung wird mit einem Faserbündel anstelle des Prismas die Dämpfung anhand des Streulichtes ermittelt. Anstatt des Einkoppelprismas ist auch eine Einkopplung des Lichtes mit einer Faser möglich. Dies macht aber eine Endflächenpräparation erforderlich.

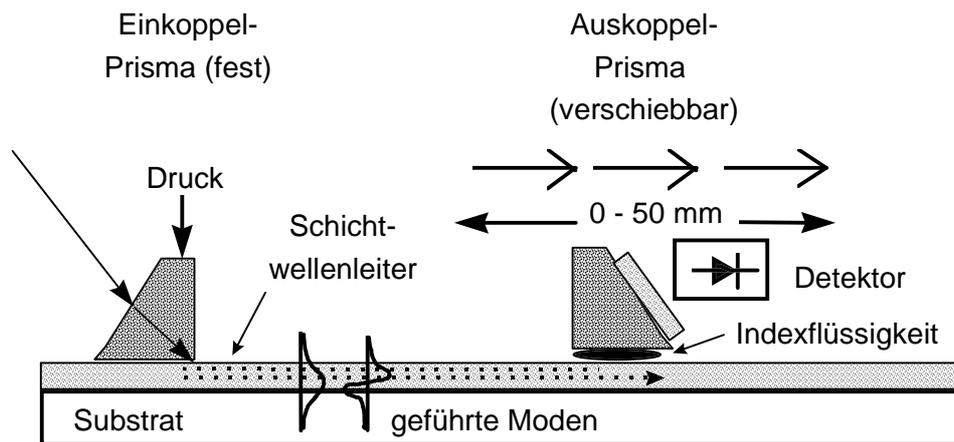


Bild 39 Prinzipskizze des Aufbaus zur Dämpfungsmessung

Bei der Dämpfungsmessung wird Licht mit einem Prisma oder einer Faser in die lichtführende Schicht eingekoppelt. In obigem Aufbau wird die Intensität des in der Schicht geführten Lichts entlang der Ausbreitungsrichtung an mehreren Punkten mittels Indexflüssigkeit (Dijodmethan) in ein Prisma ausgekoppelt und mit einer Photodiode detektiert. Aus dem Fit an die Meßwerte ergibt sich die Wellenleiterdämpfung.

$$\alpha[\text{dB/cm}] = 10 \frac{1}{d} \log \left( \frac{I_0}{I(d)} \right) \quad (66)$$

Das erhaltene Meßergebnis ist unabhängig von den Koppelverlusten.

Liegt bereits ein vergrabener Wellenleiter vor, so ist eine Faser-Chip-Faser-Messung, eine Faser-Chip-Mikroskop-Detektor-Messung für feste Wellenlängen oder eine Messung mit einem optischen Spektrumanalyser und einer Weißlichtquelle möglich (Bild 40). Zunächst wird bei jedem der Verfahren eine Referenzmessung durchgeführt, in dem die Eingangsfaser auf die Ausgangsfaser gekoppelt oder über ein Mikroskopobjektiv direkt auf den Detektor abgebildet wird. Im nächsten Schritt wird der Wellenleiterchip in die Meßanordnung eingebracht, auf den gewünschten Kanal justiert und die transmittierte Leistung gemessen. In diesem Meßwert sind die Koppelverluste enthalten, so daß, um genauere Informationen über die Wellenleiterdämpfung zu erhalten, die Koppelverluste eliminiert werden müssen. Die Koppelverluste  $R_i$ , die sich aus Modenfehlanspassung und Reflexionsverlusten, den sogenannten Fresnelverlusten zusammen setzen, können über die rechnerische Bestimmung der zwei Größen herausgerechnet werden.

$$\alpha[\text{dB/cm}] = 10 \frac{1}{d} \log \left( \frac{I_0(1-R_1)(1-R_2)}{I(d)} \right) \quad (67)$$

Für die Fresnelverluste gilt:

$$R_i = \frac{(n_2 - n_1)^2}{(n_2 + n_1)^2} \quad (68)$$

Für die verwendeten Materialien mit Brechzahlen um 1.5 betragen die Reflexionsverluste je reflektierender Fläche  $R_i (n_1=1, n_2=1.5) = 0.18$  dB, d.h. je Koppelstelle 0.36 dB.

In der Praxis sind diese Größen schwer zugänglich, so daß zur Verringerung des Fehlers, der bei der Kopplung auftritt, die Rückschneidemethode (Cut-Back-Methode) verwendet wird. Dazu wird die Länge des untersuchten Wellenleiters verkürzt und nochmals die Intensität am Ausgang gemessen. Damit stehen die Dämpfungswerte für zwei Wellenleiterlängen bei ähnlichen Koppelbedingungen zur Verfügung, so daß die Koppelverluste eliminiert werden können.

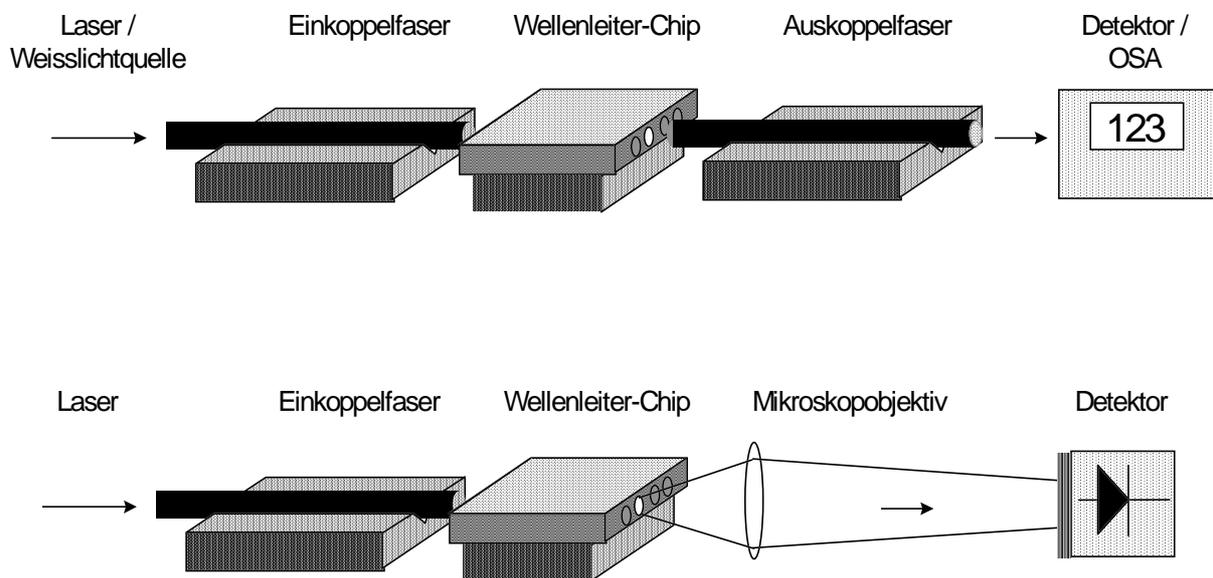


Bild 40 Möglichkeiten zur Dämpfungsmessung an vergrabenen Wellenleitern

#### 5.4.4 Verfahren zur Bestimmung der Kenndaten eines optischen Verstärkers

In nachstehender Bild 41 ist der verwendete Versuchsaufbau zur Bestimmung der Verstärkerdaten eines  $\text{Er}^{3+}$ -dotierten Wellenleiters für 980 nm Anregung abgebildet. Das Pumplicht aus einer Laserdiode (980 nm) oder aus dem Titan-Saphir-Laser wird mittels eines Meßkoppers sowie eines Leistungsmessers überwacht und mit dem ebenfalls überwachten Signallicht aus einer durchstimmbaren Laserquelle ( $1.55 \mu\text{m}$ ) in einem WDM zusammengeführt. Die Ausgangsfaser des WDMs führt das Pump- und Signallicht gemeinsam dem Verstärkerchip zu. Das aus dem Wellenleiterchip wieder austretende Licht wird in einem zweiten WDM wieder getrennt. Das verbleibende Pumplicht am einen Ausgang des WDMs wird mit einem Leistungsmesser verfolgt. Am anderen Ausgangsport des WDM wird nach einem optischen

Isolator das Licht in einem 3 dB-Koppler aufgeteilt und mit einem optischen Spektrumanalysator untersucht oder über einen Bandpaß mit einem Leistungsmesser detektiert.

Charakteristisch für die Verstärkereigenschaften ist das On-Off-Ratio, das Verhältnis des Signalpegels im gepumpten zum ungepumpten Zustand.

$$R_{On-Off}(P_p)[dB] = P_s(P_p)[dB] - P_s(P_p = 0)[dB] \quad (69)$$

Im ungepumpten Zustand kommt beim Erbium die Grundzustandsabsorption neben den Koppelverlusten zum Tragen. Zur exakten Bestimmung der Verstärkung wird die Grundzustandsabsorption spektral ermittelt. Die Bestimmung der Absorption erfolgt in einem Bereich in dem keine Erbiumabsorption auftritt. Der vorhandene Offset in diesem Bereich kann Koppel- und Wellenleiterverlusten zugeschrieben werden.

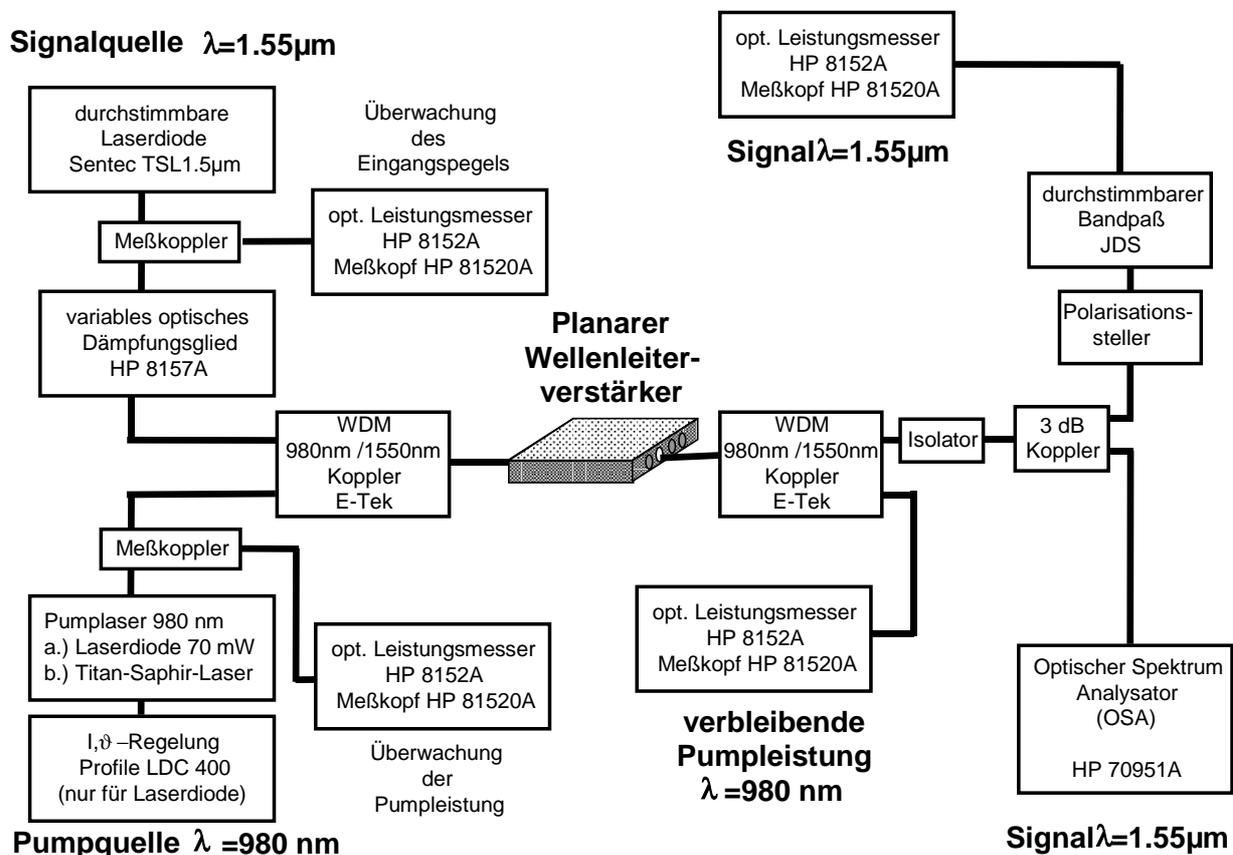


Bild 41 Schematische Darstellung des Meßaufbaus zur Charakterisierung von erbiumdotierten Wellenleiterverstärkern.

Um eine interne Verstärkung  $G_{intern}$  zu erreichen, muß zunächst die Erbiumabsorption  $\alpha_{\text{Erbium}}$  kompensiert werden. Folglich wird die Erbiumabsorption vom dem On-Off-Ratio subtrahiert.

$$G_{intern}(P_p, \lambda)[dB] = R_{On-Off}(P_p, \lambda)[dB] - \alpha_{\text{Erbium}}(\lambda)[dB] \quad (70)$$

Für die tatsächliche, externe Verstärkung  $G_{extern}$  sind Verluste durch Kopplung am Ein- und Ausgang  $\alpha_{koppel}$  sowie Streuverluste  $\alpha_{streuung}$  einzubeziehen.

$$G_{extern}(P_p)[dB] = G_{intern}(P_p)[dB] - \alpha_{koppel}[dB] - \alpha_{streuung}[dB] \quad (71)$$

Diese Verluste zeigen andererseits das Optimierungspotential des Wellenleiterverstärkers.

Mit dem oben beschriebenen Aufbau können die spontane verstärkte Emission ASE, das spektrale Verstärkungsverhalten bestimmt und das signalabhängige Verhalten untersucht werden.

Zur Messung der Lebensdauer der Erbiumionen im lichtleitenden Kanal wird das Laserlicht durch einen Chopper periodisch unterbrochen und während der Dunkelpausen mit einer nachverstärkten InGaAs-Diode das zeitliche Abklingen der Fluoreszenz gemessen.

## 6 Ergebnisse und Diskussion

Auf dem Weg zur Realisierung verlustarmer und verstärkender Wellenleiter erfolgt als erster Schritt nach der Evaluierung des Existierenden die Simulation, um sich ein Bild über die Einflüsse typischer Parameter, wie des Layouts, der Technologie und der Materialeigenschaften zu verschaffen. Infolgedessen wurden Simulationen zur Festlegung der Wellenleitergeometrie einmodiger Wellenleiter, deren Feldverteilung, der Dämpfungseinflüsse durch Oberflächenrauheiten durchgeführt. Die Wellenleiterverstärker betreffend folgen ergänzende Simulationen zur Klärung der Einflüsse wichtiger Kenngrößen, wie Signalleistung, Pumpleistung, Dotierungskonzentration, Dotierungsverteilung, numerischer Apertur, Kanalquerschnitt, Lebensdauer des oberen Verstärkerniveaus, Pumpabsorptionswirkungsquerschnitt, Verluste und Upconversion auf die Verstärkereigenschaften.

Basierend auf den Simulationsergebnissen wurden Technologien zur Herstellung passiver und verstärkender Wellenleiter ausgelegt, entwickelt und optimiert. Zu den durchgeführten Untersuchungen zählen die Haftungsoptimierung, die Schichtrauheitsminimierung, die Schichtaushärtung, die Mikrostrukturierung und vielfältige Wellenleiterherstellungstechnologien. Materialien, die sich aus den Systemanforderungen ergebende Eigenschaften besitzen, wurden entwickelt, optimiert, angepaßt und charakterisiert.

Das Kapitel wird abgerundet mit der Charakterisierung der passiven optischen Wellenleiter und der optischen Wellenleiterverstärker, die mit den entwickelten Prozeßabläufen realisiert wurden.

Die im folgenden durchgeführten Simulationen dienen zur Dimensionierung, zur Klärung der Einflüsse verschiedener verlusterzeugender Größen der passiven Wellenleiter und darauf aufbauend zur Voraussage der Eigenschaften verstärkender optischer Wellenleiter bei der Variation einzelner Parameter.

### 6.1 Simulation passiver Wellenleiter

In diesem Unterkapitel werden Ergebnisse der Simulationen zur Auslegung des Wellenleiterdesigns hinsichtlich der Faserkompatibilität sowie Fragestellungen diskutiert, die sich aus den Materialeigenschaften oder der Technologie ergeben. Infolgedessen werden die Simulationen mit Materialdaten, die im Bereich der Werte der untersuchten Systeme liegen, durchgeführt.

Die theoretische Basis für die Simulationen bilden die im Theorieteil (Kapitel 4.3) aufgezeigten Berechnungsgrundlagen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird zu Beginn der einzelnen Unterkapitel auf den zugehörigen theoretischen Ansatz verwiesen.

Das Augenmerk liegt zunächst auf der Auslegung einmodiger Wellenleiter. Einflüsse der Wellenlänge, Brechzahl des Kernmaterials und Dicke der lichtführenden Schicht auf die Modenanzahl und den effektiven Brechungsindex werden an Schichtwellenleitern aufgezeigt. Die Ergebnisse der effektiven Brechungszahlen von einmodigen Streifenleitern, die mit den unterschiedlichen Simulationsansätzen berechnet werden, werden verglichen. Ein weiterer Punkt gilt der Betrachtung unterschiedlicher Beiträge zu den Wellenleiterverlusten. Durch Oberflächen- und Volumenstreuung bedingte Verluste werden in Abhängigkeit der Wellenlänge, Rauheit, Brechzahldifferenz sowie unterschiedlicher Moden simuliert und eine Betrachtung des Einflusses der Dämpfung des Mantelmaterials auf die Wellenleiterdämpfung durchgeführt. Anhand dieser Simulationen kann ein Optimum des technologisch Realisierbaren in Hinblick auf eine geringe Wellenleiterdämpfung erreicht werden.

Betrachtet man den Wellenleiter als ein Bauteil in einem System, so sind die Ursachen der gesamten Einfügedämpfung, die sich aus Summe von Wellenleiterverlusten und Koppelverlusten ergibt, zu untersuchen. Diesbezüglich werden Zusammenhänge der Fresnelverluste mit der Brechzahldifferenz aufgezeigt und überdies Verluste, die durch Fehlanpassung oder Versatz bei der Kopplung hervorgerufen werden, simuliert.

### **6.1.1 Dimensionierung von einmodigen Wellenleitern**

Für Anwendungen in der Telekommunikation werden gleichzeitig Wellenlängenbereiche bei 1300 nm und 1500 nm genutzt, so daß die Wellenleiter auch für beide Wellenlängen einmodig sein müssen. Ebenfalls müssen sich Krümmungen bei integriert optischen Komponenten mit vertretbaren Verlusten realisieren lassen. Um dies zu erreichen, darf die Brechzahldifferenz nicht zu klein gewählt werden. Eine untere Grenze der Brechzahldifferenzen von 0.5% sollte nicht unterschritten werden. Berechnungen dazu werden hier nicht aufgeführt, da im Rahmen dieser Arbeit grundlegende Untersuchungen zur Machbarkeit durchgeführt aber keine gekrümmten Wellenleiter realisiert werden. Mit den folgenden Simulationsrechnungen soll aufgezeigt werden, wie stark die Wellenlängen (speziell 1300 nm und 1550 nm), Variationen der Brechzahl und Schichtdicke der lichtführenden Schicht sich auf die effektive Brechzahl und im besonderen auf die Anzahl der Moden auswirken.

Als Modellsystem wurden Schichtwellenleiter der folgenden Konfiguration (Bild 42) gewählt und mit den in Kapitel 4.3.1 vorgestellten theoretischen Ansatz zur Schichtwellenleiterberechnung simuliert.

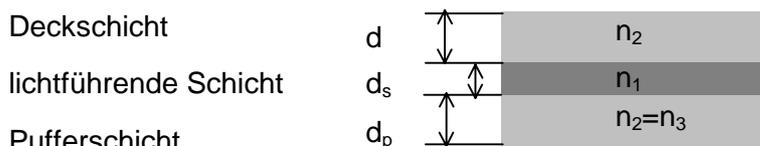


Bild 42 Modellsystem der Schichtwellenleiter

Ausgehend von den Kenndaten, die in Tabelle 8 aufgelistet sind, werden Einflüsse durch Variationen der Wellenlänge, der Dicke der lichtführenden Schicht  $d_s$ , der Brechzahl der lichtführenden Schicht  $n_2$  auf die Wellenleitereigenschaften wie die effektive Brechzahl  $n_{\text{eff}}$  und Modenanzahl und Intensitätsverteilung theoretisch, wie in Kapitel 4.3.1 erläutert, untersucht.

Tabelle 8 Übersicht über die Modellparameter der Schichtwellenleitersimulation

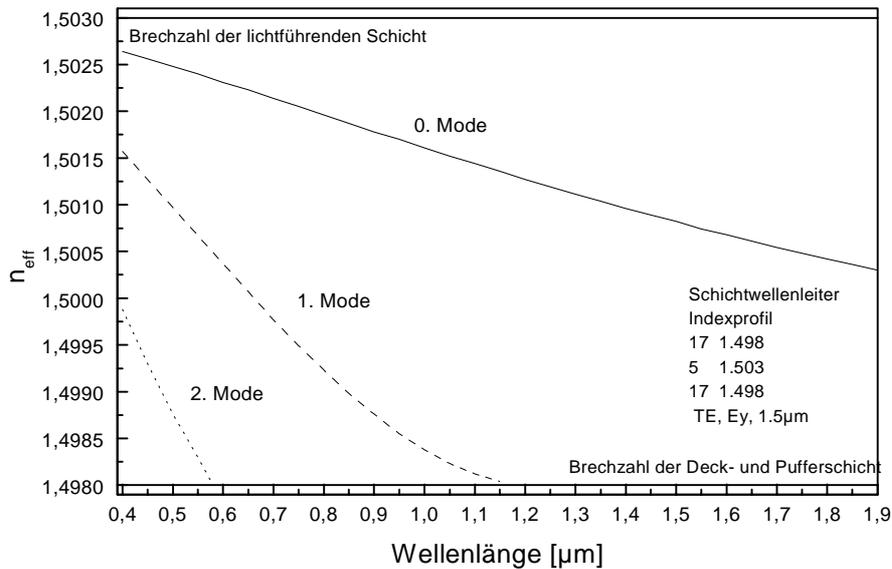
	Schichtdicke	Brechzahl
Deckschicht (Cladding)	$d_{\text{cl}} = 17 \mu\text{m}$	$n_2 = 1.498$
lichtleitende Schicht	$d_s = 5 \mu\text{m}$	$n_1 = 1.503$
Pufferschicht (Buffer)	$d_p = 17 \mu\text{m}$	$n_2 = 1.498$

Die folgende Untersuchung soll zeigen, wie sich bei einem bestimmten Wellenleiter die Anzahl der Moden und der effektive Brechungsindex mit der Wellenlänge ändert, um den Bereich der Einmodigkeit, der von 1300 nm bis 1550 nm gefordert ist, zu bestimmen.

In der nachstehenden Bild 43 ist die effektive Brechzahl der ausbreitungsfähigen Moden über der Wellenlänge für einen Schichtwellenleiter konstanter Geometrie mit einer Puffer- und Deckschicht von 17  $\mu\text{m}$  mit einem lichtleitenden Kern von 5  $\mu\text{m}$  aufgetragen. Die den Schichten zugrunde gelegten Brechzahlen entsprechen den Brechzahlen zweier Zusammensetzungen des mit Zirkonoxid dotierten und experimentell untersuchten Komposits. Die effektiven Brechzahlen der einzelnen Moden liegen zwischen den gestrichelten Linien der Mantel- und der Kernbrechzahl. Die Größe der effektiven Brechzahl spiegelt die Feldverteilung über die Wellenleitergeometrie wider. So besitzt die Grundmode im Vergleich zu den anderen Moden die hohe Feldstärke im Zentrum des Wellenleiters und damit auch den höchsten effektiven Brechwert. Mit wachsender Ordnung der Mode wird das Licht stärker in der angrenzenden Puffer- und Deckschicht geführt. Betrachtet man die Wellenlängenabhängigkeit, so ist ein Sinken der effektiven Brechzahl mit steigender Wellenlänge zu erkennen, da sich das Feld bei größeren Wellenlängen weiter in die angrenzenden Schichten erstreckt.

Mit steigender Wellenlänge sinkt bei konstanter Geometrie die Anzahl der Moden. Der Bereich, in dem der simulierte Lichtwellenleiter eine einmodige Lichtausbreitung erlaubt, beginnt

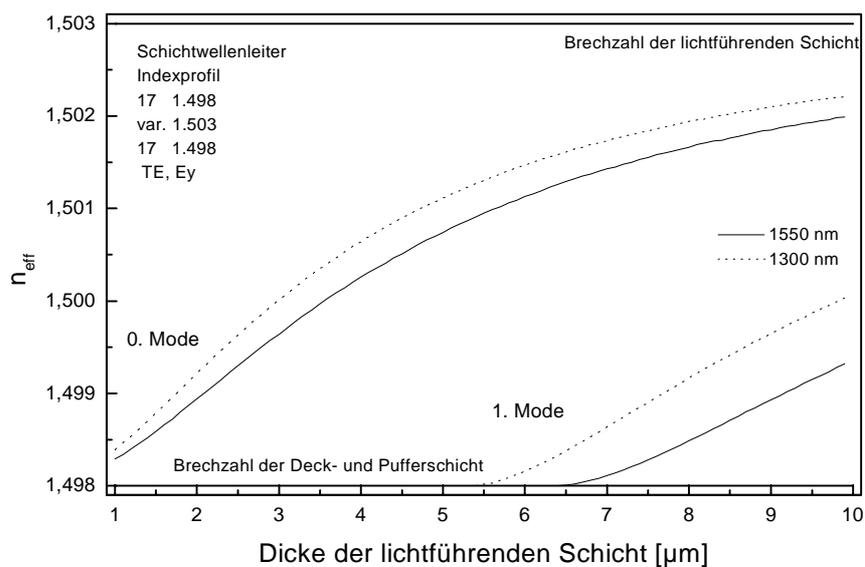
ab 1200 nm. Unterhalb dieser Wellenlänge führt der Wellenleiter bis ca. 580 nm 3 Moden und bis ca. 1200 nm 2 Moden.



**Bild 43** Modenanzahl und effektiver Brechungsindex in Abhängigkeit der Wellenlänge

Der nächste Punkt der Untersuchung ist die Betrachtung von Schichtdickenvariationen der lichtführenden Schicht. Dies soll verdeutlichen, wie stark sich Schichtdickenabweichungen von der geplanten Schichtdicke auf die Anzahl der Moden auswirkt.

Bild 44 zeigt die Abhängigkeit der effektiven Brechzahl und Anzahl der ausbreitungsfähigen Moden von der Dicke der lichtführenden Schicht für die Lichtwellenlängen 1300 nm und 1550 nm. Alle anderen Parameter sind konstant.



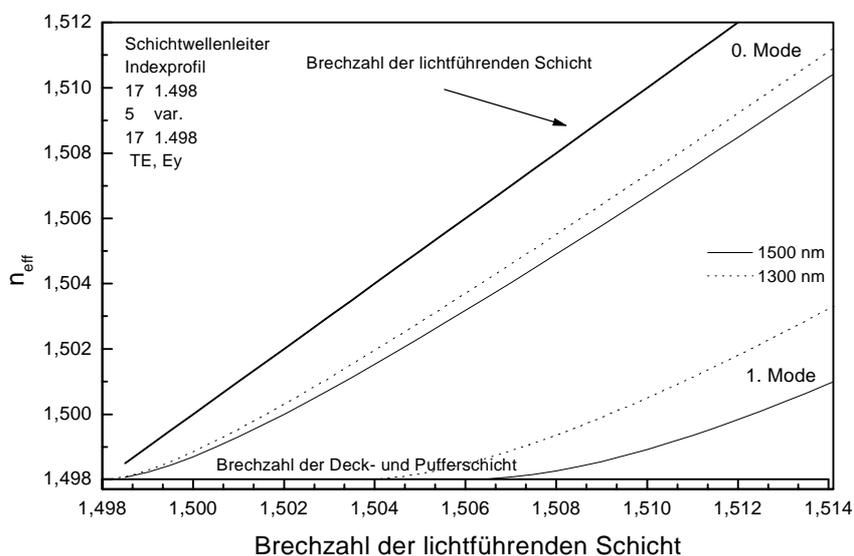
**Bild 44** Modenanzahl und effektiver Brechungsindex in Abhängigkeit der Schichtdicke der lichtführenden Schicht.

Man erkennt, daß mit wachsender Dicke der lichtführenden Schicht die Anzahl der geführten Moden und die effektive Brechzahl steigt. Bis zu einer Schichtdicke von 5.5  $\mu\text{m}$  ist der Wellenleiter für Licht der Wellenlänge 1300 nm und bis 6.3  $\mu\text{m}$  Schichtdicke bei 1550 nm einmodig. Die zunehmende effektive Brechzahl ist durch den wachsenden Anteil des Feldes in der lichtführenden Schicht bedingt. Die effektive Brechzahl beginnt beim Einsetzen einer Mode nahe der Brechzahl der angrenzenden Schichten und geht für größere Schichtdicken in Richtung der Kernbrechzahl.

Dies bedeutet, daß im Hinblick auf die technologische Umsetzung eher etwas kleinere Abmessungen zu wählen sind, denn kleinere Abmessungen des Kerns verhalten sich unkritischer bezüglich des Anschwingens höherer Moden. Eine Schichtdicke von 5  $\mu\text{m}$  zeichnet sich dementsprechend bei einer gleichzeitigen Verwendung der Wellenlängen 1300 nm und 1550 nm als günstig ab, da Standardfaserdimensionen angestrebt werden.

Ebenso wie die Wellenlänge und die Dicke der lichtführenden Schicht wirkt sich auch eine Variation der Brechzahl der lichtführenden Schicht auf die effektive Brechzahl und die Anzahl der Moden aus. Wie stark der Effekt ist, wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

In nachstehender Grafik (Bild 45) ist die effektive Brechzahl und die Anzahl der Moden in Variation der Kernbrechzahl aufgetragen. Ansonsten sind die Parameter entsprechend der vorigen Simulationen gewählt. Man beobachtet in dem Diagramm, daß bei einer Vergrößerung der Kernbrechzahl die effektive Brechzahl und die Anzahl der Moden steigt.



**Bild 45** Modenanzahl und effektiver Brechungsindex in Abhängigkeit der Brechzahl der lichtführenden Schicht

Höhere Moden der Wellenlänge 1300 nm werden schon bei geringeren Kernbrechzahlen geführt als Moden bei 1550 nm. Für einen einmodigen Wellenleiter ist folglich die bisher gewählte Brechzahl von 1.503 günstig, da die 1. Mode bei 1300 nm erst ab Brechzahlen ober-

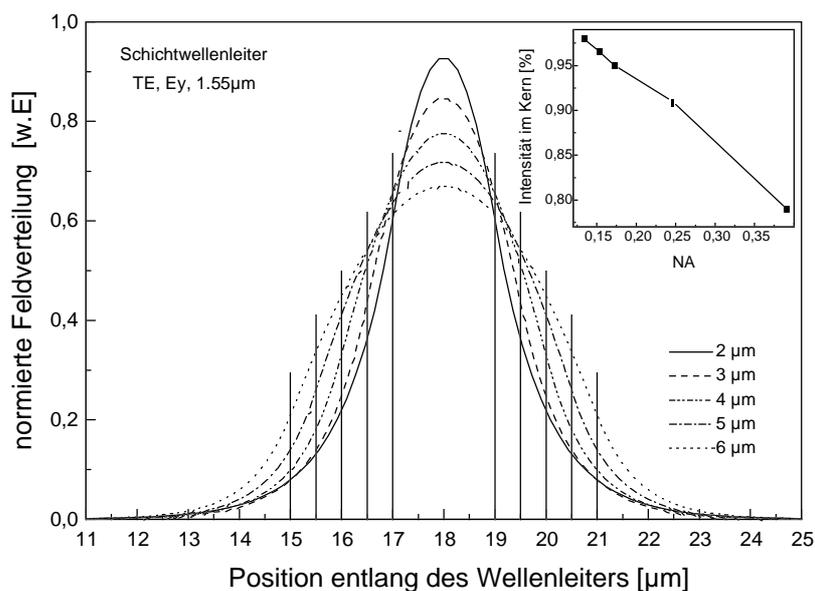
halb von 1.504 geführt wird. Aus der Simulation der Variation der Kernbrechzahl ist zu ersehen, daß man, wenn Brechzahltoleranzen der Materialien auftreten, mit einer kleineren Kernbrechzahl günstiger hinsichtlich der Einmodigkeit liegt. Die Brechzahl sollte dennoch nicht zu klein gewählt werden ( $\Delta n > 5 \cdot 10^{-3}$ ), um eine ausreichende Führung des Lichtes zu haben und dadurch vertretbare Krümmungsverluste zu erzielen.

Aus den bisherigen Ergebnissen ist ersichtlich, daß sich einmodige Lichtwellenleiter realisieren lassen, die entweder einen großen Indexsprung (bzw. numerische Apertur:  $NA$ )

$$NA = \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \quad (72)$$

und kleine Kerndimensionen oder einen kleinen Indexsprung ( $NA$ ) bei großen Schichtdicken haben. Je nach Dimensionierung variiert der im Kern geführte Anteil des Lichts.

Zur Verdeutlichung dieses Sachverhalts dient die folgende Grafik (Bild 46). Die dargestellte Simulation zeigt die normierte Feldverteilung und den im Kern geführten Anteil des Feldes verschiedener einmodiger Wellenleiter, die so dimensioniert sind, daß bei vorgegebenen Abmessungen, die numerische Apertur so groß wie möglich gewählt wird.

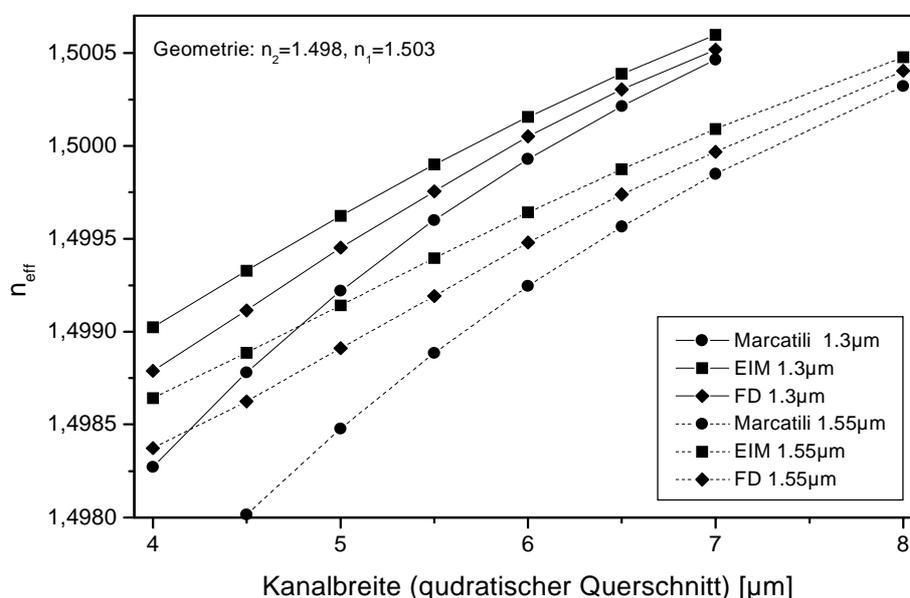


**Bild 46** Feldverteilung von einmodigen Wellenleitern mit verschiedenen Dimensionen und der im Kern geführte Anteil des Lichts.

Dem Diagramm ist zu entnehmen, daß bei einmodigen Wellenleitern mit Dimensionen von 2 µm der Feldanteil im Kern bei etwa 80 % liegt und hin zu Wellenleitern mit 6 µm auf über 97 % zunimmt. Sollte das Mantelmaterial verlustbehaftet sein, ist es demnach günstig, den Querschnitt so groß wie möglich zu wählen ohne die Brechzahldifferenz von  $5 \cdot 10^{-4}$  zu unterschreiten. Verstärkende, erbiumdotierte Wellenleiter betreffend, ist dennoch zu berücksichtigen, daß die Inversionsdichte bzw. die Pumpleistungsdichte im Kern bei der verfügbaren

Pumpleistung hoch ist, so daß hier die Wahl der Dimension in Richtung kleiner Querschnitte (geringere Zentrenanzahl) führt.

Geht man von den ohne Näherung lösbaren planaren Wellenleitern zu Streifenwellenleitern über, so müssen Näherungen für die Effektive-Index-Methode (EIM) und die Marcatili-Methode gemacht oder mit Finiten-Differenzen-Methoden (FD-Methoden) gerechnet werden (Erläuterung im Theorieteil Kapitel 4.3.2). Da Näherungen die Ergebnisse beeinflussen, werden die Abweichungen des effektiven Indizes der mit Näherungen behafteten Methoden im Vergleich zu den mit FD-Methoden bestimmten Werten dargestellt. Die Berechnung wurde mit dem Programm Selene von BBV durchgeführt. Geht man davon aus, daß die Methode der FD zu den besten Ergebnissen führt, so erkennt man, daß die über die EIM bestimmten Werte oberhalb und die mit der Marcatili-Methode unterhalb liegen. Die Differenzen zwischen den Methoden unterscheiden sich stärker bei schwach führenden Wellenleitern.



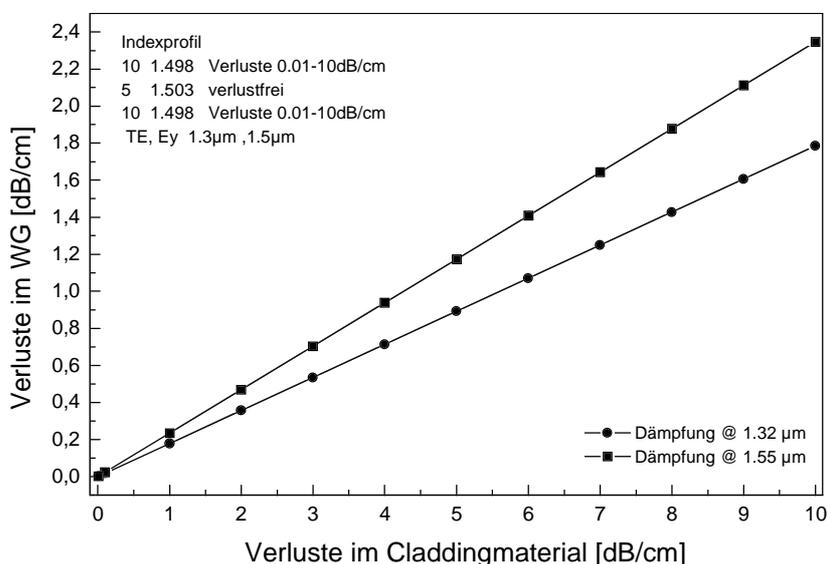
**Bild 47** Simulationsansätze für Streifenwellenleiter: Vergleich der Marcatili-Methode, der EIM-Methode und der FD-Methode für die Wellenlängen 1.3 µm und 1.5 µm. (Kernbrechzahl  $n_2=1.498$ , Brechzahl des Mantelmaterials  $n_1=1.503$ )

Die Marcatili-Methode verliert aufgrund der Näherungen bei kleinen Querschnitten ihre Gültigkeit. Vergleicht man die Darstellung in (Bild 47) mit dem Diagramm der Einflüsse, die durch die Variation der Schichtdicke hervorgerufen werden, so wird deutlich, daß bei der Verwendung der EIM die Seitenlänge des Wellenleiters, ab der eine höhere Mode geführt wird, kleiner ist als bei der FD-Methode. Bestimmt man die Seitenlänge, bei der eine höhere Mode anspricht mit der Marcatili-Methode, so erkennt man, daß man zu große Werte im Vergleich zur FD-Methode erhält. Folglich eignet sich zur schnellen Bestimmung der Seitenlänge, ab der eine höhere Mode auftritt, die EIM, da die Abweichungen von den mit FD berechneten effektiven Indizes weniger als  $5 \cdot 10^{-4}$  betragen. Zum anderen liegt man auf der sicheren Seite.

### 6.1.2 Einfluß der Dämpfung des Mantelmaterials auf die Wellenleiterdämpfung

Tritt aus Gründen der Verarbeitbarkeit der Fall auf, daß als Mantel ein Material verwendet werden muß, das gute Strukturierungseigenschaften besitzt oder deutlich preisgünstiger ist als das Kernmaterial und gleichzeitig aber eine vergleichsweise hohe Dämpfung hat, so ist die Frage zu klären, wie stark die Verluste, die durch das Mantelmaterial hervorgerufen werden, die Dämpfung des Wellenleiters verschlechtern.

Die theoretischen Untersuchungen (Erläuterung im Theorieteil Kapitel 4.3.1.1) wurden auf Basis der in Bild 42 dargestellten Geometrie und in Tabelle 8 aufgeführten Parameter durchgeführt. Bei den folgenden Simulationen wird das Kernmaterial als verlustfrei angesetzt und der Einfluß der Verluste durch das Mantelmaterial auf die Wellenleiterdämpfung für verschiedene Wellenlängen bestimmt.



**Bild 48** Simulation der Einflüsse von verlustbehaftetem Cladding auf die Wellenleiterdämpfung

Inwieweit sich die Verluste des Mantelmaterials auf die Wellenleiterdämpfung auswirken, wird in obigem Diagramm (Bild 48) für die Wellenlängen 1320 nm und 1550 nm dargestellt. Bei gegebener Geometrie betragen die Verluste, die durch 1 dB/cm Verluste des Mantelmaterials zur Wellenleiterdämpfung hinzukommen 0.23 dB/cm / 0.18 dB/cm bei 1550 nm / 1300 nm. Durch den wachsenden Anteil der Feldamplitude im Mantelmaterial bei steigender Wellenlänge nimmt, wie in nachstehender Grafik (Bild 49) dargestellt ist, die Dämpfung proportional zum Anteil des Feldes im Mantelmaterial zu.

Überträgt man die Simulationsergebnisse der Feldverteilung verschiedener einmodiger Wellenleiter aus Bild 46, so ist klar zu erkennen, daß zur Minimierung der Mantelmaterial bedingten Verluste die Dimensionen des Wellenleiters so groß wie möglich sein sollten. Es gilt

wieder die Begrenzung durch den kleinst möglichen Indexsprung von  $5 \cdot 10^{-3}$  wegen der Krümmungsverluste.

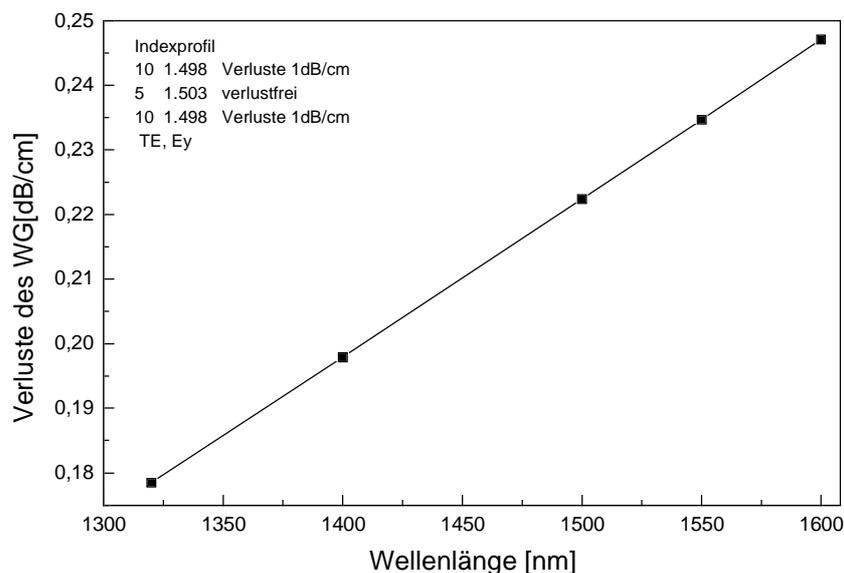


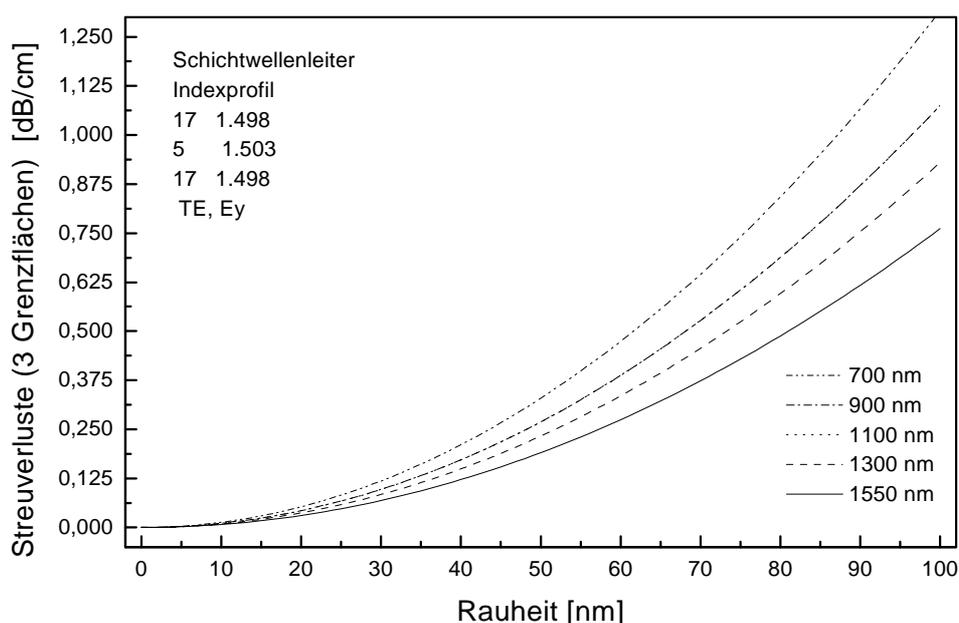
Bild 49 Wellenlängenabhängigkeit der mantelmaterialbedingten Wellenleiterverluste

### 6.1.3 Untersuchung der Dämpfung durch Oberflächenrauheit

Optische Lichtwellenleiter basieren auf einem höherbrechenden Kernmaterial, das von einem niederbrechenden Mantelmaterial umgeben ist. Es liegt eine Grenzfläche, d.h. ein Übergang zwischen den Materialien vor, an der das Licht gestreut werden kann. Zur Herstellung planarer Wellenleiter werden in dieser Arbeit Beschichtungsverfahren und Ätzverfahren genutzt, die zu Grenzflächenrauheiten führen können. Wie stark sich die Einflüsse der Grenzflächenrauheit der betrachteten Wellenleiterstrukturen auf die Dämpfung auswirken und welche Rauheiten höchstens akzeptiert werden können, um nur eine geringfügige Erhöhung der Wellenleiterverluste hinnehmen zu müssen, wird an dieser Stelle theoretisch auf Basis der in Kapitel 4.3.1.3 diskutierten Berechnungsmethoden betrachtet und damit Richtlinien für die Optimierung der technologisch bedingten Rauheiten aufgezeigt.

Untersucht werden die Einflüsse der Grenzflächenrauheiten auf die Dämpfung kompositbasierender passiver Wellenleiter und erbiumdotierter Glaswellenleiter. Die Simulation der Grenzflächenverluste basiert auf der Betrachtung von Schichtwellenleitern (Geometrie Bild 42). Für die gesamten Oberflächenstreuungsverluste eines Streifenwellenleiters ergeben sich in erster Näherung die dreifachen Verluste, die an einer Grenzfläche eines Schichtwellenleiters entstehen, da bei der Abformung und dem reaktiven Ionenätzen drei Seiten beeinflusst werden. Die vierte Grenzfläche besteht meist aus einer sehr glatten, optimierten Schicht oder einem polierten Substrat. In nachstehender Bild 50 sind die Simulationsergebnisse der Grenzflächenrauheiten bedingter Verluste der 0 ten Mode im Bereich der Rauheiten von 1 nm bis 100 nm

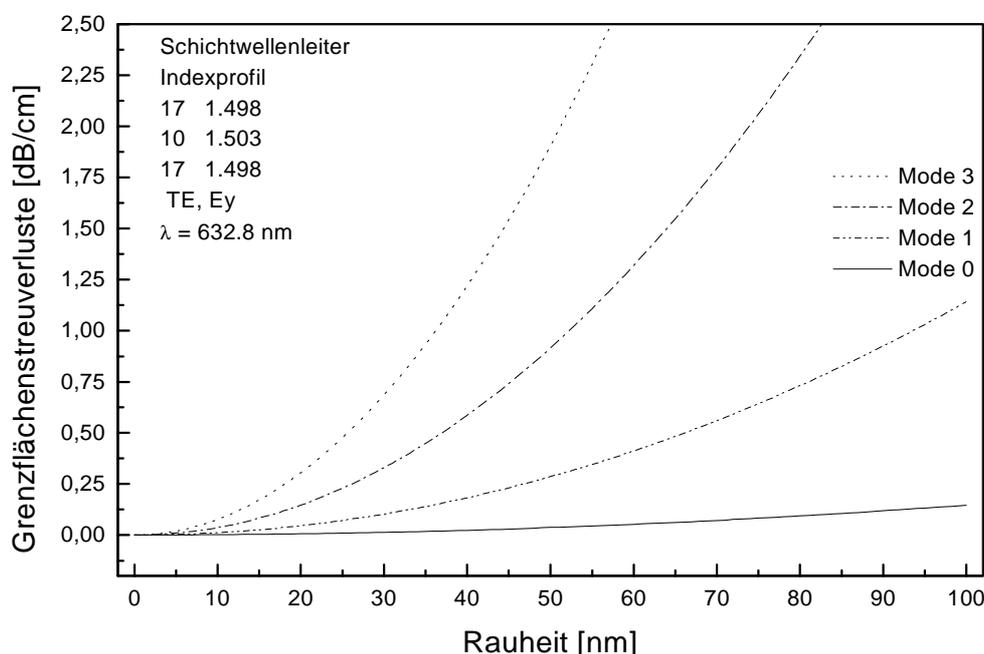
für verschiedene Wellenlängen dargestellt. Der Wellenleiter hat, wie die passiven, experimentell untersuchten Wellenleiter einen geringen Indexkontrast von  $5 \cdot 10^{-3}$  und ist von  $1.55 \mu\text{m}$  bis  $1.3 \mu\text{m}$  einmodig. Der geringe Indexkontrast des einmodigen Wellenleiters hat zur Folge, daß ein großer Anteil des Lichtes im Kern geführt wird und die Feldstärke an der Grenzfläche klein ist, wie im Abschnitt der Wellenleiterdimensionierung gezeigt wurde. Man erreicht durch die gewählte Dimensionierung den geringst möglichen Einfluß der Oberflächenrauheiten auf die Verluste des Wellenleiters, denn die Verluste sind proportional dem Quadrat der Brechzahldifferenz und proportional der Feldstärke an der Grenzfläche. In der nachstehenden Grafik (Bild 50) ist zu erkennen, daß die rauheitsbedingten Verluste bei einem Streifenwellenleiter bei einer Rauheit von  $50 \text{ nm}$  und einer Wellenlänge von  $1.55 \mu\text{m}$   $0.19 \text{ dB/cm}$  betragen. Mit kleiner werdender Wellenlänge nehmen die Verluste zu. Der Einfluß der Brechzahldifferenz ist bei der betrachteten Wellenleitergeometrie dominant. So liegen bei einer Wellenlänge von  $1,3 \mu\text{m}$  die Verluste bei  $0.23 \text{ dB/cm}$ . Für Rauheiten von  $100 \text{ nm}$  belaufen sich die Verluste auf  $0.76 / 0.93 \text{ dB/cm}$  bei Wellenlängen von  $1550 \text{ nm} / 1300 \text{ nm}$  und tragen damit wesentlich zu den Wellenleiterverlusten bei.



**Bild 50** Simulation der grenzflächenstreuungsbedingten Verluste für verschiedene Wellenlängen in Abhängigkeit der Rauheit für einen geringen Indexkontrast von  $5 \cdot 10^{-3}$ .

Betrachtet man höhere Moden, deren Verhalten in der nächsten Grafik (Bild 51) für eine Wellenlänge von  $632.8 \text{ nm}$  und einen Indexkontrast von  $5 \cdot 10^{-3}$  dargestellt ist, so wird deutlich, daß durch die zunehmende Feldstärke an der Grenzfläche mit wachsender Modenordnung die rauheitsbedingten Verluste anwachsen.

Die Verwendung einmodiger Wellenleiter für die optische Nachrichtentechnik bietet folglich neben der nicht vorhandenen Modendispersion ein Optimum betreffend der rauheitsbedingten Verluste.

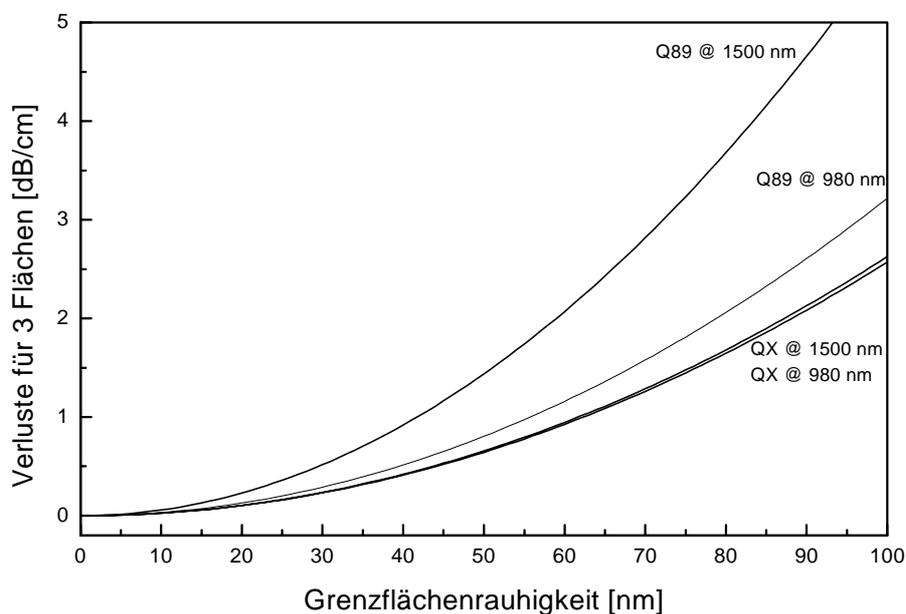


*Bild 51 Simulation der grenzflächenstreuungsbedingten Verluste für verschiedene Moden in Abhängigkeit der Rauheit bei einem geringen Indexkontrast von  $5 \cdot 10^{-3}$*

Betrachtet man optische Wellenleiterverstärker, so muß als weiterer Gesichtspunkt die Auswirkung des vergleichsweise hoch liegenden Indexkontrasts berücksichtigt werden.

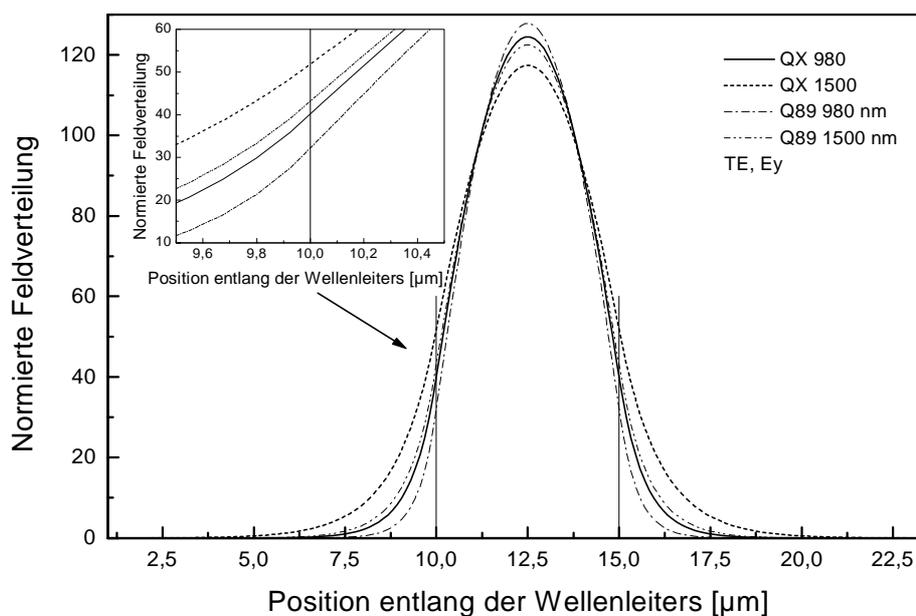
Bei den realisierten erbiumdotierten Wellenleitern ist hinsichtlich der Verstärkungseigenschaften ein kleinerer Querschnitt und dadurch ein höherer Brechzahlkontrast nötig, um durch eine hohe Pumplichtleistungsdichte im Kern eine möglichst geringe Schwellenenergie zu erzielen. Um für das gegebene Materialsystem Voraussagen machen zu können, wurden für die Simulation, den realisierten Wellenleitern vergleichbare Dimensionen von  $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$  und die durch die experimentell eingesetzten Gläser BK7, Q89 und QX vorgegebenen Brechzahlen (Tabelle 24) gewählt. Die Simulationsergebnisse für Rauheiten von 1 nm bis 100 nm sind in der Grafik (Bild 52) für die Glaspaarungen BK7/Q89 mit höherer Indexdifferenz und BK7/QX mit kleinerer Indexdifferenz dargestellt. Die größere Indexdifferenz führt, bei gleichen Wellenleiterabmessungen zu Verlusten, die mehr als doppelt so groß sind. Verglichen mit den schwachführenden oben beschriebenen Wellenleitern, die bei einer Wellenlänge von  $1.55 \mu\text{m}$  und 50 nm Rauheit Verluste von 0.19 dB/cm aufweisen, haben die stärker führenden Wellenleiter unter gleichen Bedingungen bei der Paarung BK7/QX Verluste von 0.61 dB/cm und den Gläsern BK7/Q89 Verluste von sogar 1.4 dB/cm. Die Verluste sind für die Wellenleiter bei

980 nm geringer. Dies ist zunächst nach den obigen Ergebnissen nicht sofort einzusehen, ist aber durch die relativ hohe Feldstärke und starke Änderung der Feldstärke an der Grenzfläche bei 1.5  $\mu\text{m}$  erklärbar.



**Bild 52** Simulation der grenzflächenstreuungsbedingten Verluste für Wellenleiter mit hohem Indexkontrast für optische Verstärker in Abhängigkeit der Rauheit

Zur Verdeutlichung sind die Feldstärken und die normierte Feldstärke an der Grenzfläche in dem nachstehenden Diagramm (Bild 53) vergrößert dargestellt.



**Bild 53** Simulation der normierten Feldverteilung bei 980 nm und 1.5  $\mu\text{m}$  für die Glaspaa- rungen BK7/QX und BK7/Q89

Für BK7/Q89 liegt wie auch bei BK7/QX die normierte Feldstärke an der Grenzfläche für die Wellenlänge 980 nm um ca. zehn Prozent unterhalb der Feldstärke bei 1.5  $\mu\text{m}$ . Diese geringere Feldstärke bei 980 nm an der Grenzfläche ist bei dem relativ hohen Indexkontrast von BK7/Q89 im Vergleich zu BK7/QX der dominante Faktor, durch den die Verluste für die Wellenlänge 1.5  $\mu\text{m}$  bestimmt werden. Bei der Paarung BK7/QX ist dieser Effekt geringer, da die Feldstärken an der Grenzfläche geringer sind. Hier wird der Einfluß der Brechzahldifferenz deutlicher. Die Dämpfung bei 1.5  $\mu\text{m}$  ist auch bei BK7/QX etwas größer als bei 980 nm. Dennoch ist das wellenlängenabhängige Verhalten verglichen mit den schwachführenden Wellenleitern, deren Dämpfung mit steigender Wellenlänge kleiner wird, verschieden. Die durchgeführten Simulationen zeigen, daß sich durch die Wahl der Wellenleitergeometrien unterschiedliche wellenlängenabhängige Dämpfungsverhalten ergeben können, und daß für verstärkende Glaswellenleiter die Grenzflächenrauheiten im Vergleich zu den passiven Wellenleitern drastisch zu der Dämpfung beitragen. Die Rauheitsminimierung ist folglich hier noch wichtiger.

Abschließend zur Simulation der rauheitsbedingten Verluste wird die für die durchgeführten Berechnungen verwendete Ebelingsche Methode mit der Methode von F. P. Payne et al. [ 106], die die Korrelationslänge mit berücksichtigt, vergleichend dargestellt (Bild 54).

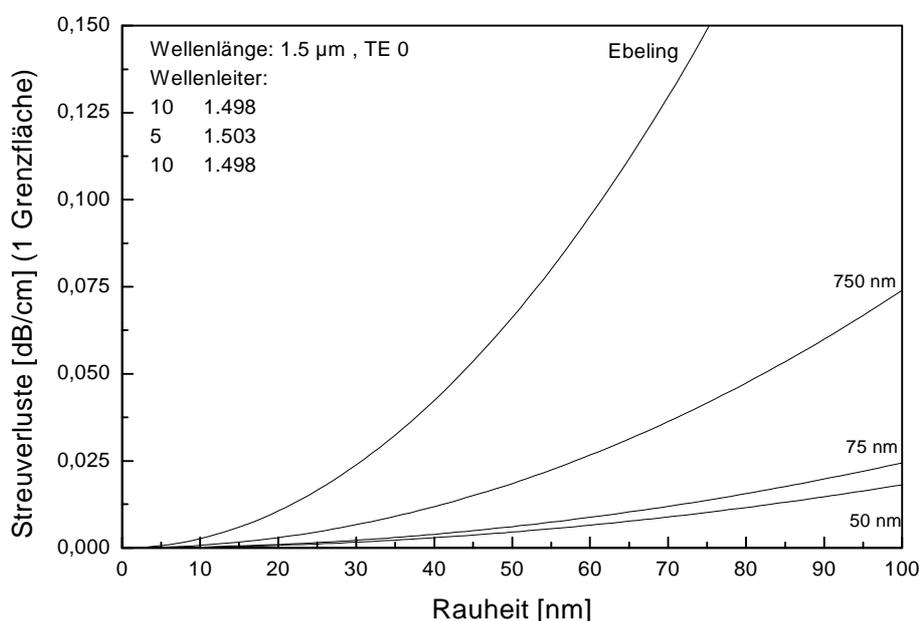


Bild 54 Vergleich der Ebelingschen Methode und Methode von Payne et al. zur Simulation rauheitsbedingter Streuverluste

Man erkennt, daß die Simulationsergebnisse nach dem Ansatz von Payne et. al. unterhalb der Kurve, die nach der Ebelingschen Methode berechnet wurde, liegt. Ursachen können in den

unterschiedlichen Näherungen der beiden Methoden gegründet sein. Für die Simulationen wurde die Methode von Ebeling gewählt, da man mit ihr dem „worst case“ am nächsten ist.

Als Richtwerte für die Oberflächenrauheit leitet sich aus den Simulationsergebnissen, wenn im verstärkenden Wellenleiter weniger als 1 dB/cm und im passiven Wellenleiter weniger als 0.5 dB/cm Verluste erreicht werden sollen, folgendes ab: Für Glaswellenleiter ohne Volumestreueung und sehr geringer Materialdämpfung sowie für Kompositwellenleiter mit Materialdämpfungen von ca. 0.4 dB/cm müssen, bei der Verwendung der genannten Geometrien, Oberflächenrauheiten von weniger als 50 nm erreicht werden.

#### 6.1.4 Dämpfung durch Inhomogenitäten im Wellenleitervolumen

Kompositmaterialien, die aus mehreren Komponenten synthetisiert werden oder bestehen, werden durch thermisch oder photochemisch initiierte Reaktionen polymerisiert, bzw. kondensiert und damit in der gewünschten Form ausgehärtet. Liegen unterschiedliche polymerisierbare oder kondensierbare Gruppen vor, die auch verschiedene Reaktionsgeschwindigkeiten aufweisen, so kann der Fall eintreten, daß eine Komponente schneller als die andere reagiert und sich somit Indexinhomogenitäten ausbilden. Auch die Sauerstoffinhibierung kann sich unterschiedlich auf die Polymerisationsgeschwindigkeit auswirken. Zur Abschätzung dieser Einflüsse werden basierend auf der Rayleighstreuung (Kapitel 4.3.1.2) Berechnungen zu den verwendeten Materialien durchgeführt. Als streuendes Volumen wird konstant 1 % angesetzt. Höhere Anteile können durch Multiplikation mit dem gewünschten Prozentsatz aus dem nachstehenden Diagramm (Bild 55) bestimmt werden.

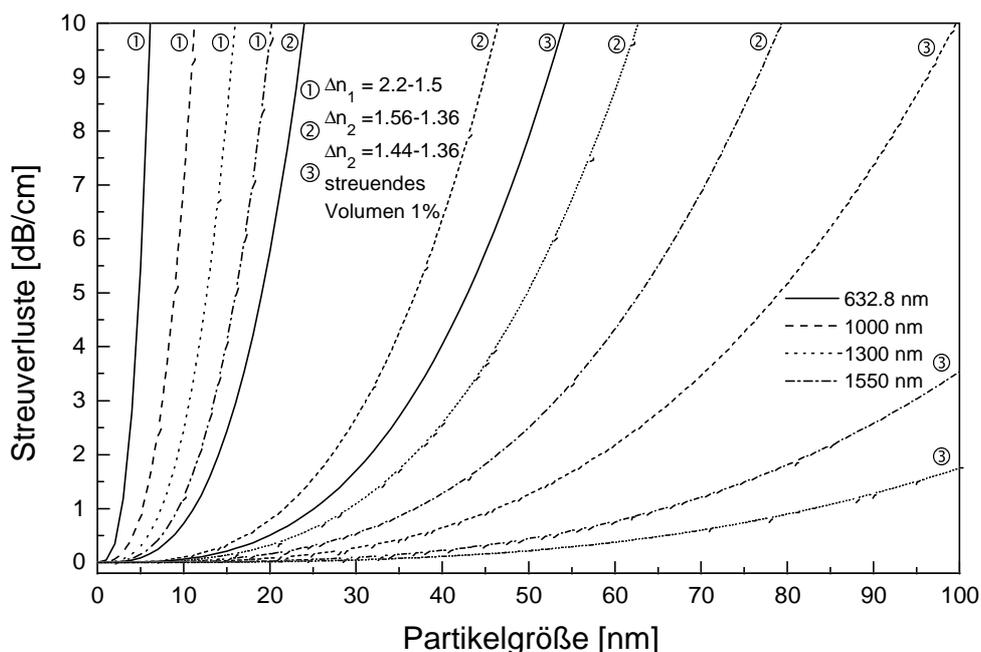


Bild 55 Simulation der volumenstreuungsbedingten Verluste für die untersuchten Materialkombinationen

In Bild 55 sind die Streuverluste für die in dieser Arbeit verwendeten Materialien, die in nachstehender Tabelle 9 aufgeführt sind, in Abhängigkeit der Partikelgröße berechnet.

Tabelle 9 Brechzahlen der verwendeten Materialien, bzw. Komponenten der Komposite

Basismaterial	Modifikator	Brechzahl 1 (Basismaterial)	Brechzahl 2 (Modifikator)
MPTS	ZrO <sub>2</sub>	1.5	2.2
M115	QV3	1.36	1.56
M115	Pentafluorstyrol	1.36	1.44

Zu den Materialien zählen der wässrig synthetisierte Komposit aus MPTS und ZrO<sub>2</sub> ① und der wasserfrei synthetisierte Komposit aus M115 und Pentafluorstyrol als Brechzahlmodifikator ② sowie dem Vernetzer QV3 Trimethylolpropantrimethacrylat ③. Es wird deutlich, daß im Material ① selbst bei 1500 nm und einer Konzentration der Störung von einem Vol% eine Partikelgröße von 10 nm zu Verlusten von 1.2 dB / cm führt. Für Zusammensetzungen ② ③ sind die Verluste bei 1.5 µm für Größen bis ca. 40 nm unterhalb eines dB/cm und unterhalb von 20 nm kleiner als 0.15 dB /cm. Aus diesen Ergebnissen ist ersichtlich, daß Inhomogenitäten in den betrachteten Systemen leicht zu Verlusten führen, die eine Realisierung von Wellenleitern mit Verlusten unter 0.5 dB /cm stark beeinträchtigen. Als Richtwert sollten bei einer Störung von 1 Vol% die Partikelgröße kleiner als 10 nm sein bei den Systemen ② ③ und bei ① kleiner 5 nm, sein um 0.15 dB / cm Verluste durch Volumenstreuung zu unterschreiten.

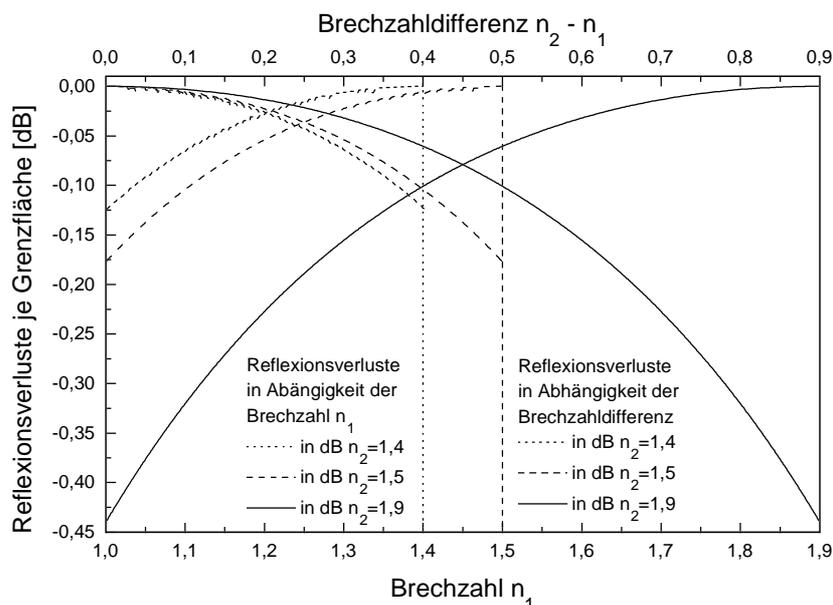
### 6.1.5 Koppelverluste

Betrachtet man einen Wellenleiter, so hat dieser die zuvor betrachteten, sogenannten internen Verluste. In einem System kommen die Koppelverluste hinzu, die sich aus Reflexionsverlusten (Gleichung 67 und 68), Feldfehlانpassung und ergeben. Für passive Wellenleiter ist dies die gesamte Einfügedämpfung des Bauteils bezüglich der Systemfasern. Bei einem optischen Verstärker spricht man, wenn alle Verluste berücksichtigt sind, von der externen Verstärkung. Sie ist repräsentativ für das Gesamtsystem.

#### 6.1.5.1 Fresnelverluste

Die Größe der Reflexionsverluste an den Wellenleiterendflächen ergibt sich aus der Größe des Brechzahlssprungs. Ist ein Luftspalt bei der Kopplung zwischen der Faser und dem Wellenleiter gleicher Brechzahl, so treten an beiden Grenzflächen die Fresnelverluste (Glg. 68) auf. Die Verwendung von indexangepaßtem Kleber führt in dem Fall gleicher Brechzahlen zur Elimination dieser Verluste. Aus der nachstehenden Grafik (Bild 56) können für die in dieser

Arbeit untersuchten Materialien die auftretenden Verluste abgelesen werden. Von der linken Seite aus sind die Reflexionsverluste in Abhängigkeit der Brechzahl  $n_1$  für Brechzahlen  $n_2 = 1.4, 1.5$  und  $1.9$  aufgetragen. Von der rechten Seite aus sind unter der oberen x-Achse die Verluste in Abhängigkeit der Brechzahldifferenz für die genannten Brechzahlen aufgetragen. Betrachtet man die Differenz zwischen dem in dieser Arbeit untersuchten Bleisilikatglas ( $n=1.9$ ) und der Silikatfaser ( $n=1.45$ ), ergeben sich bei direkter Ankopplung Verluste an der Eingangskoppelstelle und Ausgangskoppelstelle von insgesamt  $0.16$  dB durch die Fresnelreflexion. Wäre ein Luftspalt an beiden Seiten zwischen Wellenleiter und Faser, so träten  $1.8$  dB Verluste auf.



**Bild 56** Reflexionsverluste in Abhängigkeit der Brechzahl des angrenzenden Medium oder der Brechzahldifferenz.

Bei den untersuchten erbiumdotierten Glaswellenleitern (BK7/Q89 BK7/QX) treten bei der Kopplung an die Faser ohne Verwendung einer Indexflüssigkeit Verluste für die Ein- und Auskoppelseite von insgesamt  $0.72$  dB auf. Mit Indexöl wären vernachlässigbare Verluste erzielbar.

#### 6.1.5.2 Feldfehlanspassung

Zu den systembedingten Verlusten zählen auch die Verluste durch Fehlanpassung. Sie treten bei dem Meßaufbau für die Charakterisierung der Wellenleiterverstärker bei der Messung der externen Verstärkung auf, da die Fasern, mit denen in den Wellenleiter ein- und ausgekoppelt wird, nicht auf den optimalen Querschnitt getapert sind.

Zur Berechnung der fehlanpassungsbedingten Verluste wurden zunächst die Modenprofile der einzelnen Wellenleiter die an der Koppelstelle aufeinanderstoßen mit der FD-Methode be-

rechnet und anschließend der Überlapp der Betragsquadrate der elektrischen Felder ( $E^2$ -Intensität) sowie daraus die kopplungsbedingte Dämpfung ermittelt.

Folgende Fälle werden untersucht:

- Fehlanpassungsverluste durch Kopplung zweier Wellenleiter mit unterschiedlichem Querschnitt ohne Versatz für den Fall der passiven Wellenleiter aus Kompositen ( $6\ \mu\text{m} \times 6\ \mu\text{m}$ ,  $n_1=1.498$ ,  $n_2=1.503$ ) und für Wellenleiterverstärkergeometrien aus Q89 / BK7 ( $4\ \mu\text{m} \times 4\ \mu\text{m}$ ,  $n_1=1.5007$ ,  $n_2=1.5363$ ) bei  $1.55\ \mu\text{m}$ . (Bild 57)
- Fehlanpassungsverluste durch Kopplung zweier Wellenleiter mit gleichem Querschnitt mit unterschiedlichem Versatz für den Fall der passiven Wellenleiter aus Kompositen ( $6\ \mu\text{m} \times 6\ \mu\text{m}$ ,  $n_1=1.498$ ,  $n_2=1.503$ ) und für Wellenleiterverstärkergeometrien aus Q89 / BK7 ( $4\ \mu\text{m} \times 4\ \mu\text{m}$ ,  $n_1=1.5007$ ,  $n_2=1.5363$ ) bei  $1.55\ \mu\text{m}$ . (Bild 58)
- Fehlanpassungsverluste durch Kopplung eines Wellenleiters mit einer Monomodefaser mit unterschiedlichen Gaußprofildurchmessern ohne Versatz für den Fall der passiven Wellenleiter aus Kompositen ( $6\ \mu\text{m} \times 6\ \mu\text{m}$ ,  $n_1=1.498$ ,  $n_2=1.503$ ) und für Wellenleiterverstärkergeometrien aus Q89 / BK7 ( $4\ \mu\text{m} \times 4\ \mu\text{m}$ ,  $n_1=1.5007$ ,  $n_2=1.5363$ ) bei  $1.55\ \mu\text{m}$ . (Bild 59)

Wie stark die Einflüsse des nicht angepaßten Querschnitts sind, ist in der nachstehenden Grafik (Bild 57) für schwach führende Kompositwellenleiter ( $6\ \mu\text{m} \times 6\ \mu\text{m}$ ) und stärker führende erbiumdotierte Glaswellenleiter ( $4\ \mu\text{m} \times 4\ \mu\text{m}$ ) aufgezeigt. In beiden Fällen wird der eine Wellenleiter konstant gehalten und die Fehlanpassungsverluste über dem Querschnitt des zweiten Wellenleiters aufgetragen.

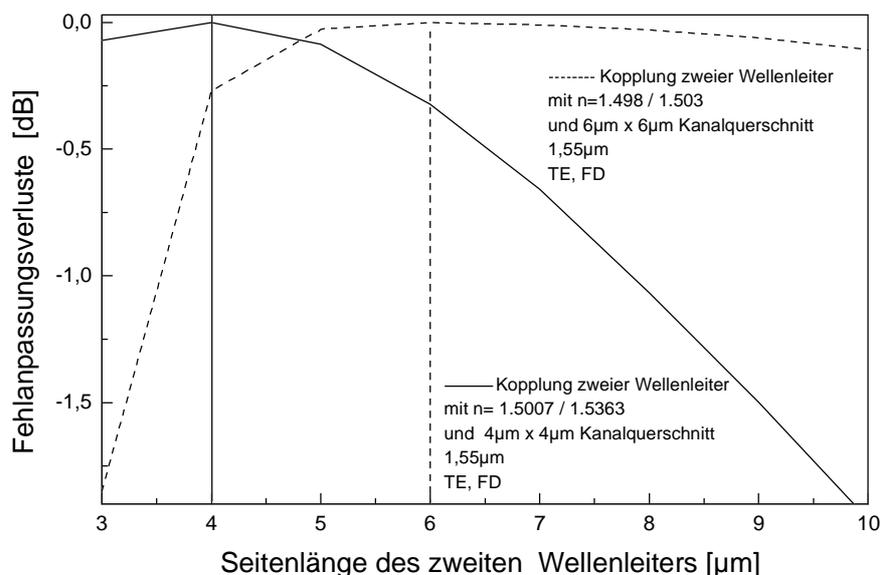
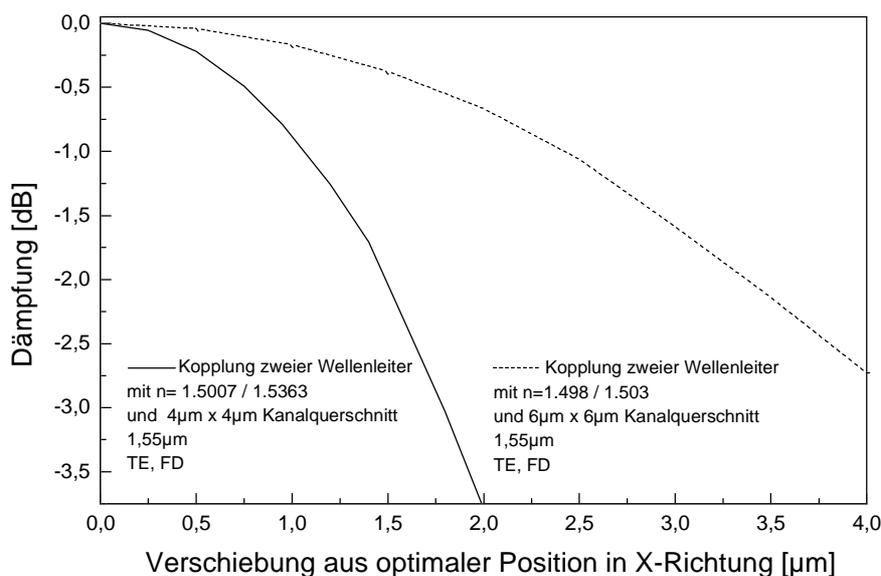


Bild 57 Simulation der Fehlanpassungsverluste durch unterschiedliche Kanalquerschnitte

Die gestrichelte Kurve steht für die Anpassungsverluste schwach führender Wellenleiter. Für die Kopplung mit Wellenleitern bis zu  $10\ \mu\text{m}$  Seitenlänge sind die Verluste unter  $0.1\ \text{dB}$ . Be-

trachtet man die Kopplung mit Wellenleitern, die kleinere Seitenlängen haben, so nimmt der Überlapp stark ab. Bei 2  $\mu\text{m}$  Differenz liegen die Verluste bereits bei etwa 0.25 dB. Bei dem stärker führenden Wellenleiter ist die Zunahme der Verluste durch die Kopplung mit einem zweiten größeren Wellenleiter stärker und beträgt bei einer Differenz von 2  $\mu\text{m}$  ca. 0.3 dB. Zu kleineren Querschnitten hin ist das Verhalten günstiger.

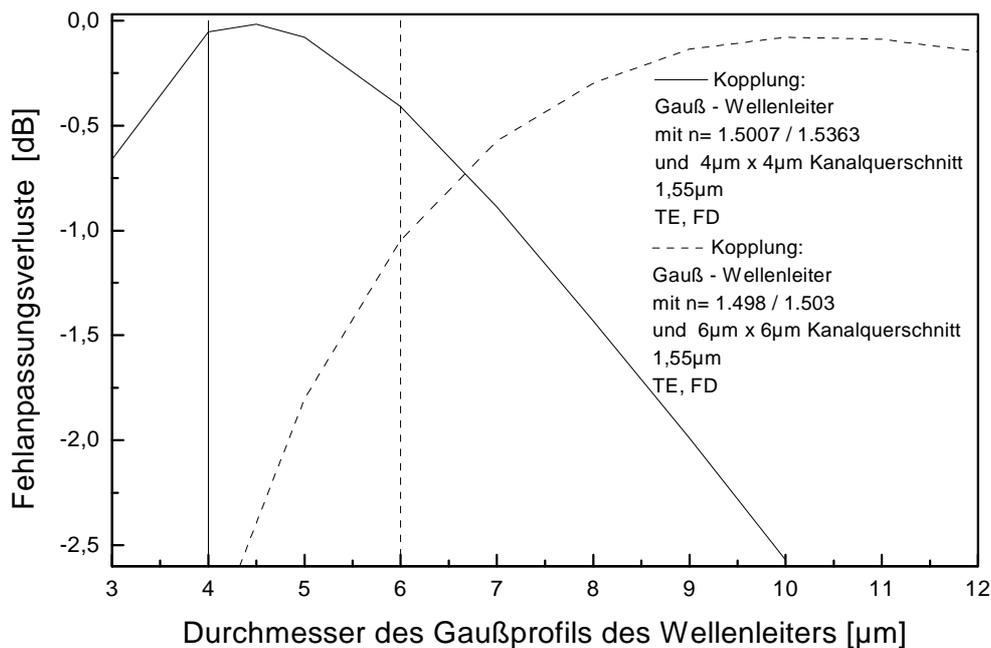
Ein weiterer Punkt sind die Verluste, die durch einen lateralen Versatz der Wellenleiter zueinander hervorgerufen werden. Diese Verluste sind in der folgenden Grafik (Bild 58) ebenfalls für stark und schwach führende Wellenleiter über dem Versatz aufgetragen.



**Bild 58** Simulation der Fehlanpassungsverluste durch Verschiebung aus der optimalen Position

Ein Versatz von 0.5  $\mu\text{m}$  führt bei dem stark führenden Wellenleiter zu Verlusten von 0.2 dB wobei sie beim schwächer führenden sich nur auf 0.04 dB belaufen. Die Justage bei den Untersuchungen der Wellenleiterverstärker bedarf folglich einer hohen Präzision und ist empfindlich gegen Störungen.

Abschließend werden in der nachstehenden Grafik (Bild 59) noch die Koppelverluste der untersuchten Wellenleitertypen hinsichtlich der Kopplung mit einem gauß'schen Strahlprofil, dessen Durchmesser im Bereich von 3  $\mu\text{m}$  bis 12  $\mu\text{m}$  variiert wird, betrachtet. Man erkennt in der zugehörigen Grafik, daß für den schwach führenden Wellenleiter der untersuchten Geometrie von 6  $\mu\text{m}$  x 6  $\mu\text{m}$  das Optimum bei ca. 10.5  $\mu\text{m}$  Modenfelddurchmesser liegt und folglich gut mit der Standardfaser übereinstimmt. Abweichungen von 2  $\mu\text{m}$  fallen die Fehlanpassungsverluste betreffend nicht stark ins Gewicht. Verluste durch diesen Faktor sind bei den schwach führenden beinahe angepaßten Wellenleitern vernachlässigbar.



*Bild 59 Simulation der Fehlanpassungsverluste in Abhängigkeit des Durchmessers des Gauß'schen Strahlprofils des Wellenleiters (Faser)*

Auch bei der Betrachtung der Auswirkung unterschiedlicher Durchmesser des Gauß'schen Profils auf die Verluste, die durch die Fehlanpassung hervorgerufen werden, ist aus der vorstehenden Grafik bei dem stark führenden Wellenleiter ersichtlich, daß sich Abweichungen vom Optimum des Gaußdurchmessers wesentlich stärker auswirken als bei den schwach führenden Wellenleitern.

Aus obiger Grafik können die durch die Kopplung mit den verwendeten Fasern (Modenfeld-durchmesser  $6.2\ \mu\text{m}$ ) der sich im Verstärkermeßaufbau befindenden Etec-WDM's (Kapitel 5.4.4) verursachten Verluste abgelesen werden. Sie betragen für einen Wellenleiter mit  $4\ \mu\text{m} \times 4\ \mu\text{m}$  Querschnitt für eine Koppelstelle  $0.5\ \text{dB}$ .

### 6.1.6 Resultierendes Anforderungsprofil für Wellenleiterstrukturen

Anhand der vorangegangenen Simulationsrechnungen und Systemanforderungen durch die bestehenden Standards wurden die in der folgenden Tabelle wiedergegebenen Zahlenwerte abgeleitet.

Nicht berücksichtigt sind in dieser Tabelle die Fehlanpassungsverluste, die durch Fehljustage hinzukommen können, da diese Verluste nicht im Bauteil selbst auftreten und durch eine optimale Justage weitgehend vermieden werden können.

*Tabelle 10 Übersicht über das Anforderungsprofil von Monomode-Lichtwellenleiterstrukturen für die Telekommunikation (Verstärker)*

Parameter	passive Wellenleiter	Verstärkende Wellenleiter
Wellenleiter- querschnitt	5 $\mu\text{m}$ – 6 $\mu\text{m}$	3 $\mu\text{m}$ – 5 $\mu\text{m}$
NA	0.12	<b>0.3-0.15</b>
$\Delta n$	5/1000 – 6/1000	1/100 – 3/100
Gesamtdämpfung	0.5 dB/cm	„Verstärkung“
n (Fresnelverluste)	so nahe wie möglich bei 1.45 für Verluste < 0.1dB : < 1.9	so nahe wie möglich bei 1.45 für Verluste < 0.1dB : < 1.9
Grenzflächen Rauheit (Verluste)	< 50 nm (<0.1 dB/cm)	< 20 nm (< 0.1 dB/cm)
Materialverluste (Systemanforderung)	<0.3 dB/cm (Verlustarmes Kernmaterial genügt nicht)	keine (Fluoreszenzquenching)
Inhomogenitäten	kleinste streuende Volumina <1% nicht akzeptabel (Kopolymerisation ist kritisch)	keine (bzw. <10 <sup>-7</sup> )
Doppelbrechung	<10 <sup>-7</sup>	<10 <sup>-7</sup>
Glasfaser- kompatibilität	ja	Taper sind nötig, da Quer- schnitt kleiner als bei Faser.
Thermooptische Koeffizient	hoch (Schalteranwendung) > 10 <sup>-4</sup> K	gering (da Beeinflussung der Verstärkereigenschaften) 10 <sup>-6</sup> K

Durch den technologischen Ansatz zur Wellenleiterherstellung kommen jedoch noch weitere, im experimentellen Teil beschriebene, Anforderungen hinzu.

## 6.2 Simulation verstärkender Wellenleiter

In diesem Kapitel werden die Simulationsergebnisse für Streifenwellenleiter mit Erbiumdotierung vorgestellt und kurz auf die Bedeutung der Simulation bei einer neuen Entwicklung eingegangen.

Beginnt man mit einem neuen technologischen Ansatz, so ist der erste Schritt, theoretisch die Machbarkeit und das Potential zu zeigen sowie ein Verständnis für die komplexen Zusammenhänge zu entwickeln. Sofern entsprechend günstige Perspektiven, verdeutlicht durch die Simulationsergebnisse, vorliegen, sollten die experimentellen Untersuchungen zur Machbarkeit und anschließend weitere Aktivitäten zur Optimierung folgen.

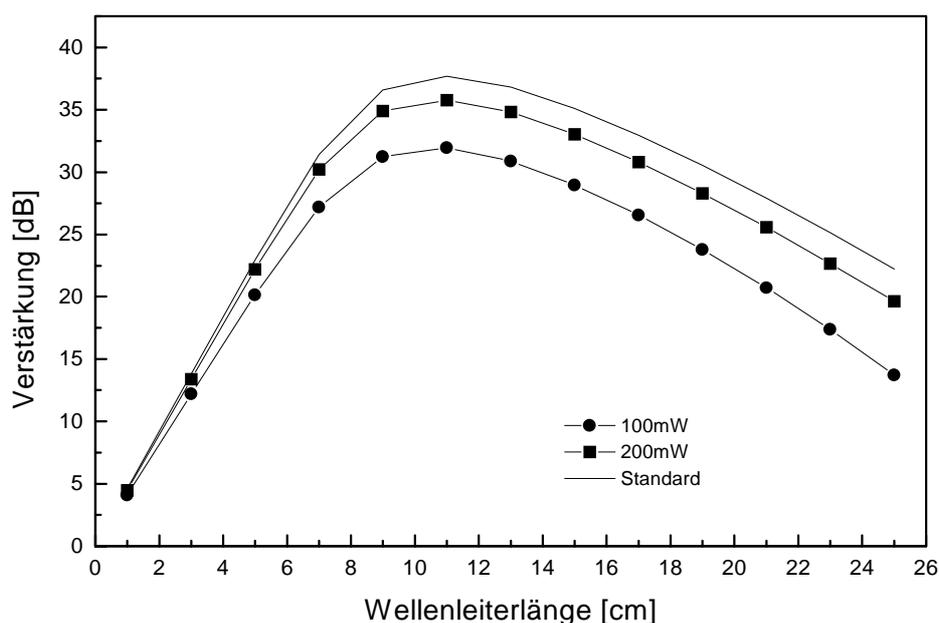
Die mit den in Kapitel 4.5.3 aufgezeigten Methoden durchgeführten Simulationsrechnungen basieren auf den experimentell ermittelten Kenndaten erbiumdotierter Gläser. Mit Hilfe der Simulationen werden die Auswirkungen, die durch Variationen der Eingangsgrößen hervorgerufen werden, untersucht. Diese Eingangsgrößen gliedern sich in materialbedingte Parameter, geometrische Parameter, technologisch bedingte Größen und systembedingte Parameter. Sie werden um die als Standardparameter (Tabelle 11) bezeichneten Werte realisierter Wellenleiterverstärker variiert, um die Auswirkungen auf die Verstärkungseigenschaften zu bestimmen. Die Materialparameter liegen bis auf die Lebensdauer fest, da beim Herstellungsprozeß Verunreinigungen hinzukommen können, die die Lebensdauer verringern.

Die folgenden Simulationen der Verstärkungseigenschaften werden in Abhängigkeit der Wellenleiterlänge, in Abhängigkeit der Pumpleistung, Lebensdauer und Verluste durchgeführt. Die Upconversion wird zunächst nicht berücksichtigt, da so auch das Potential aufgezeigt wird, das in der Verminderung der Upconversion durch die geeignete Wahl der Materialien liegt.

*Tabelle 11 Kenngrößen für vorausschauende Verstärkersimulationen (Im Text als Standard bezeichnet).*

Materialkenngrößen	geometrische Parameter	systembedingte Parameter
Absorptionswirkungsquerschnitt @ 976 nm: $1.6 \cdot 10^{-25}$ [m <sup>2</sup> ]	Wellenleiterlänge (var.): 4cm	Signalleistung: 100 nW,
Emissionswirkungsquerschnitt @ 1533 nm: $4,83 \cdot 10^{-25}$ [m <sup>2</sup> ]	Wellenleiterquerschnitt: 4µm	Signalwellenlänge: 1533nm
Numerische Apertur: 0.24 (BK7/QX)	Dotierungsprofil: nur Kern	Pumpleistung (var.): (100 mW), 300mW
Lebensdauer: 11.9 ms		Pumpwellenlänge: 976 nm
Konzentration: $2.96 \cdot 10^{26}$ l/m <sup>3</sup>		
Upconversionkoeffizient: $2.2 \cdot 10^{-24}$ [m <sup>3</sup> /s]		

Die Wellenleiterlänge wirkt sich, wie in den nachfolgenden Diagrammen zu erkennen ist, stark auf die Verstärkung aus. Für die vorstehend aufgeführten Standardparameter liegt das Maximum (Bild 60) für Pumpleistungen von 100 mW bis 300 mW, die mit Laserdioden erzielbar sind, bei einer Länge von 11 cm. Die Verstärkung im Maximum steigt beim Anheben der Pumpleistung von 100 mW auf 200 mW von 32 dB auf 35.8 dB. Eine weitere Steigerung der Pumpleistung auf 300 mW führt zu einer vergleichsweise schwächeren Erhöhung der Verstärkung auf 37.7 dB. Die Steigerung der Pumpleistung auf das Dreifache bewirkt einen Verstärkungszuwachs von 5.7 dB.



*Bild 60 Verstärkungssimulation in Abhängigkeit der Wellenleiterlänge für verschiedene Pumpleistungen*

Bei kurzen Wellenleiterlängen bis beispielsweise 4 cm bewirkt die Verdreifachung der Pumpleistung eine kleinere Anhebung der Verstärkung von bis zu 2 dB. Der Verstärkerbetrieb bei der optimalen Länge verspricht bei einer Pumpleistungssteigerung die maximale Zunahme der Verstärkung. Die optimale Kanallänge, bei der die maximale Verstärkung vorliegt, wird nicht merklich durch die Pumpleistung beeinflusst (Bild 60).

Durch eine steigende Dotierungskonzentration kann die optimale Kanallänge zu kurzen, für die Anwendung erstrebten Kanallängen verschoben werden. So könnte mit einer Dotierungskonzentration von  $4.96 \cdot 10^{26}$  Ionen/m<sup>3</sup> eine optimale Länge des Wellenleiterverstärkers auf 6 cm reduziert werden (Bild 61). Die Größe der Verschiebung bei einer Änderung um  $10^{26}$  Ionen/m<sup>3</sup> nimmt zu kleinen Konzentrationen hin zu. Die Grenzen zu hohen Konzentrationen werden durch die Löslichkeit der Dotierungionen in der Glasmatrix gegeben (ohne Be-

rücksichtigung der Upconversion). Die maximal erzielbare Verstärkung wird nicht merklich beeinflusst.

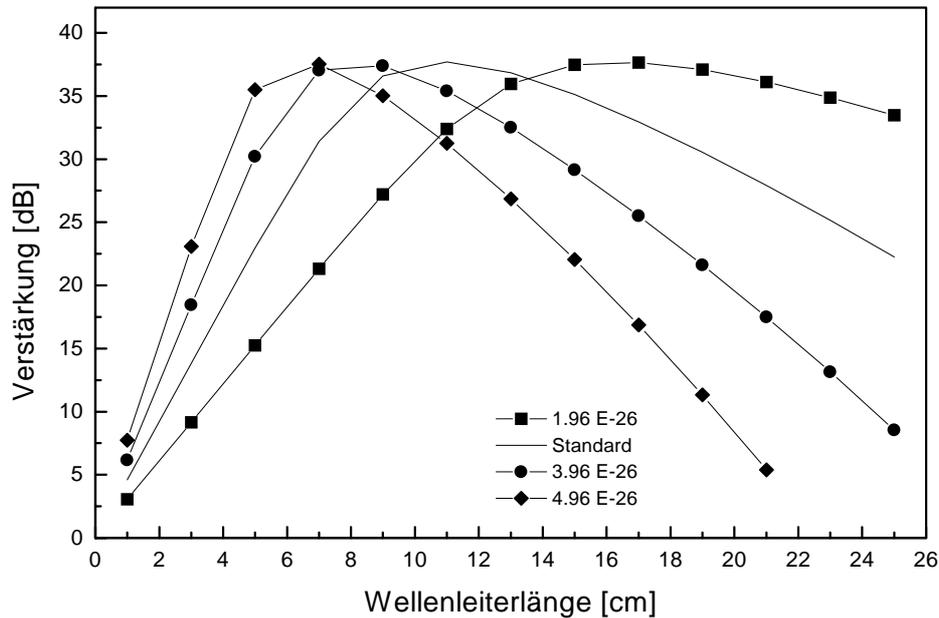


Bild 61 Verstärkungssimulation in Abhängigkeit der Wellenleiterlänge für verschiedene Dotierungskonzentrationen

Im nachstehenden Diagramm (Bild 62) sind die Verstärkungskurven für die zwei typischen Signalleistungsbereiche der optischen Verstärker für den Kleinsignalbetrieb (100 nW, 1  $\mu$ W) und den Großsignalbetrieb (>100  $\mu$ W) in Abhängigkeit der Wellenleiterlänge dargestellt.

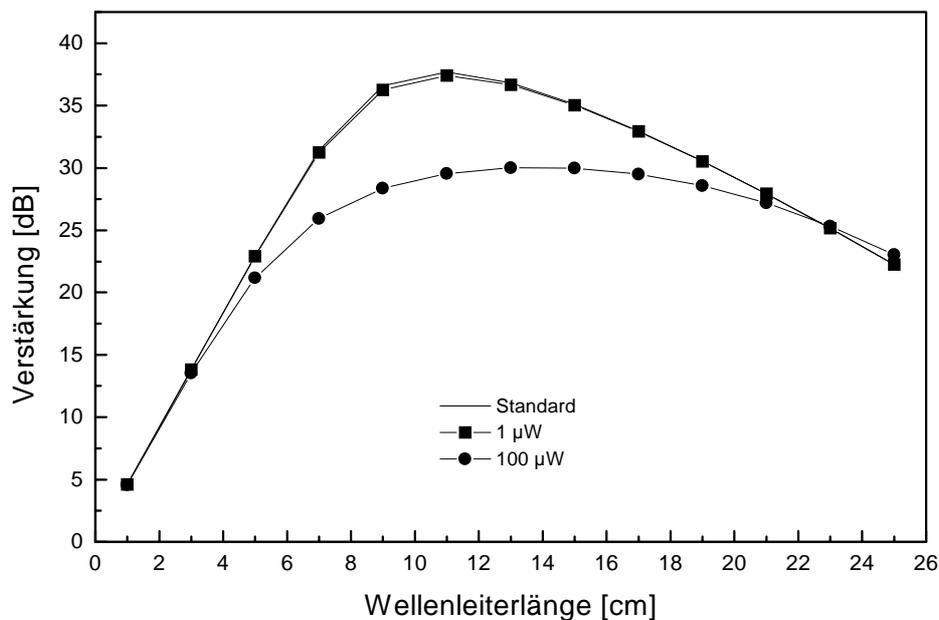
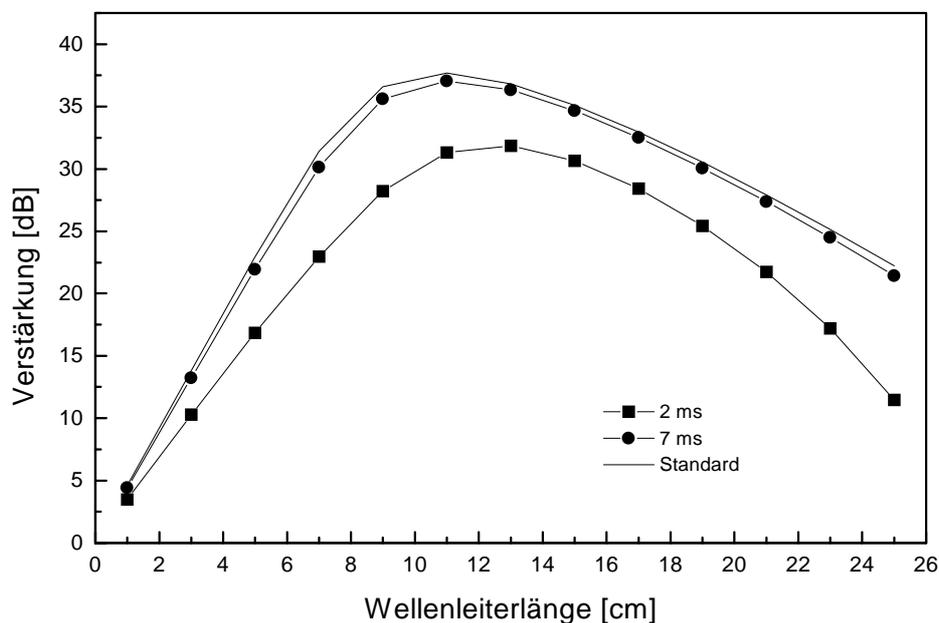


Bild 62 Verstärkungssimulation in Abhängigkeit der Wellenleiterlänge für verschiedene Signalleistungen

Bei kurzen Wellenleiterlängen bis etwa 4 cm beeinflusst die Signalleistung die Verstärkung nur geringfügig. Für Wellenleiterlängen von 6 cm bis 20 cm ist eine Abnahme der Verstärkung mit wachsender Signalleistung zu verzeichnen. Die Differenz ist maximal bei der optimalen Verstärkerlänge für den Kleinsignalbetrieb für Leistungen bis 1  $\mu\text{W}$ . Dieses Verhalten geht aus der Beeinflussung der Inversion durch die durch das Signal hervorgerufene stimulierte Emission hervor. Im Großsignalbetrieb können Verstärkungen bis 30 dB bei einer optimalen Wellenleiterlänge von 13 cm erzielt werden. Das Maximum verschiebt sich zu größeren Längen. Bei großen Wellenleiterlängen oberhalb von 24 dB bleibt die Verstärkung im Großsignal höher als im Kleinsignalbetrieb. Eine Ursache kann in der hohen Signalintensität gesehen werden, die sich hinsichtlich der Verringerung der Dämpfung durch die Absorption von Signalphotonen im Wellenleiter günstig auswirkt.

Die Lebensdauer des  ${}^4\text{I}_{13/2}$ -Zustands wird einerseits durch die Matrix bestimmt, in der das Erbiumion eingebettet ist, und andererseits auch durch Verunreinigungen oder Agglomerationen der Erbiumionen beeinflusst, die bei der Wellenleiterherstellung auftreten können. Wie stark die Verstärkung in Abhängigkeit der Wellenleiterlänge durch zusätzliche nichtstrahlende Prozesse, die sich in der Lebensdauer äußern, beeinträchtigt wird, kann man dem folgenden Diagramm (Bild 63) entnehmen.



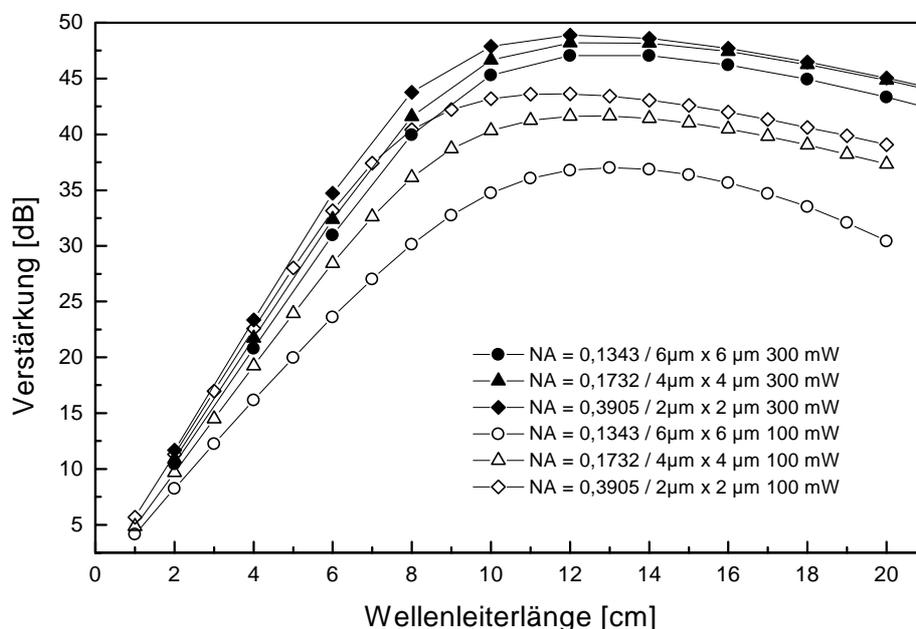
*Bild 63 Verstärkungssimulation in Abhängigkeit der Wellenleiterlänge für verschiedene Lebensdauern des oberen Verstärkerniveaus*

In dem Diagramm sind die Verstärkungskurven für Lebensdauern für das reine Glas von 11.9 ms sowie 7 ms und 2 ms für verunreinigte Gläser aufgetragen. Die Verstärkungswerte für dotierte Wellenleiter mit Lebensdauern von 11.9 ms bis hinunter zu 7 ms verringern sich weni-

ger als 1dB. Ein deutlicher Einbruch der Verstärkung von bis zu 8 dB ist für die eine Lebensdauer von 2 ms zu verzeichnen. Auch bei der Betrachtung der Lebensdauer in Abhängigkeit der Wellenleiterlänge stellt man fest, daß bei kurzen Wellenleitern die Differenzen zwischen den drei Verstärkungskurven klein sind und zu wachsenden Längen zunehmen. Die optimale Wellenleiterlänge verschiebt sich von 11 cm bei einer hohen Lebensdauer bis zu 13 cm bei einer Lebensdauer von 2 ms.

Aus diesem Sachverhalt kann man entnehmen, daß eine merkliche Verminderung der Lebensdauer von 11.9 ms auf 7 ms durch nichtstrahlende Prozesse nur zu Einbußen von weniger als einem dB oder als 3% führen und somit eine Verminderung der Lebensdauer in diesem Rahmen durch den Herstellungsprozeß bedingt tragbar ist.

An dieser Stelle wird der Einfluß der Wellenleiterdimensionierung auf die Verstärkungseigenschaften simuliert. Ausgehend von den im Kapitel der passiven Wellenleiter diskutierten einmodigen Lichtwellenleiter mit Querschnitten von  $2\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$  bis zu  $6\ \mu\text{m} \times 6\ \mu\text{m}$  und der im nachstehendem Diagramm (Bild 64) aufgetragenen numerischen Apertur werden die zugehörigen Verstärkungsdaten bestimmt. Die Lichtwellenleiter sind so dimensioniert, daß die nächst höhere Mode gerade noch nicht anschwingen kann. Man erhält eine Übersicht der Verstärkung von schwach führenden bis zu stark führenden Wellenleitern, die im nachstehenden Diagramm über der Wellenleiterlänge aufgetragen ist.



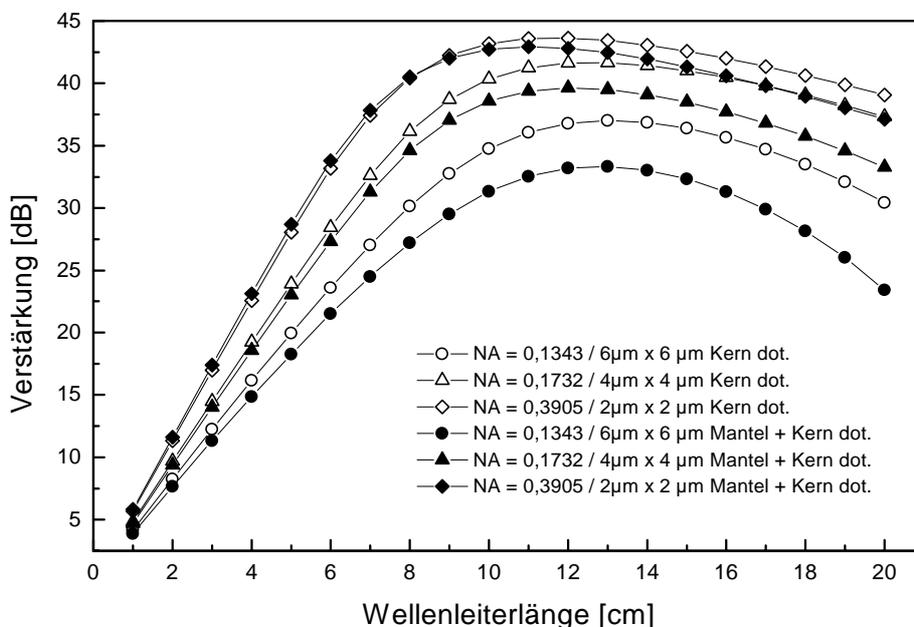
**Bild 64** Verstärkungssimulation in Abhängigkeit der Wellenleiterlänge für verschiedene einmodige Wellenleiter mit Wellenleiterquerschnitten von  $2\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$  bis  $6\ \mu\text{m} \times 6\ \mu\text{m}$

Zwei unterschiedliche Pumpleistungen wurden gewählt, um auch Einflüsse durch die Pumpleistung auf die Verstärkungsdaten betrachten zu können. Aus dem Diagramm wird deutlich, daß kleine Querschnitte zu den höchsten Verstärkungswerten führen, wobei bei 7 cm Länge die Differenz zwischen einem mit 100 mW und einem mit 300 mW gepumpten Wellenleiter gleichen Querschnitts bei Absolutwerten um 37 dB nur 1.5 dB beträgt. Erst ab Wellenleiterlängen von über 11 cm wird der Pumpleistungseinfluß stärker. Die Unterschiede der Verstärkung zwischen Wellenleitern mit verschiedenen Querschnitten sind bei 100 mW Pumpleistung größer als bei 300 mW. Beachtlich ist der Sachverhalt, daß bis zu einer Länge des Wellenleiters von 8 cm mit 100 mW und einem Querschnitt von  $2\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$  die Verstärkung höher ist als bei einem mit 300 mW gepumpten Kanal mit einem Querschnitt von  $6\ \mu\text{m} \times 6\ \mu\text{m}$  bei Verstärkungswerten von 40 dB. Die optimale Wellenleiterlänge verschiebt sich für unterschiedliche Querschnitte bei einer Pumpleistung von 100 mW von 12 cm auf 13 cm. Bei 300 mW Pumpleistung ist kein merklicher Unterschied vorhanden. Mit diesen Ergebnissen kann die im vorangegangenen gemachte Aussage bestätigt werden, daß eine hohe Inversionsdichte, die schneller in kleinen Querschnitten erreicht wird, sich günstig auf die Verstärkung auswirkt. Steht nur wenig Leistung zur Verfügung, so sollte ein kleiner Querschnitt gewählt werden.

Ein wichtiger Punkt, der für den neuen, in dieser Arbeit verfolgten Ansatz zur Wellenleiterherstellung spricht, kann anhand des nachstehenden Diagramms (Bild 65) aufgezeigt werden. Das entwickelte Heißpreßverfahren zur Herstellung von Wellenleiterverstärkern bietet die Möglichkeit, Wellenleiter zu schaffen, deren Wellenleiterkern allein dotiert ist. Eine Absorption im Mantelmaterial, die die Verstärkung reduziert, ist nicht vorhanden.

In der folgenden Abbildung sind für verschiedene, in der Grafik bezeichnete Wellenleiterdimensionen die Verstärkungsdaten von Wellenleitern, deren Kernmaterial sowie Wellenleitern, deren Kern und Mantelmaterial dotiert ist, über der Wellenleiterlänge bei einer Pumpleistung von 100 mW dargestellt. Für Wellenleiterquerschnitte von  $2\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$  und Wellenleiterlängen bis 8 cm ist die Verstärkung im homogen dotierten Material um bis zu 0.6 dB größer. Sobald die verbleibende Pumpleistung im Kanal abnimmt, beginnt das Mantelmaterial zu absorbieren und vermindert die Verstärkung auf Werte unterhalb des Wellenleiters gleicher Länge mit dotiertem Kern. Bei Wellenleitern, die einen Kanalquerschnitt von mehr als  $4\ \mu\text{m} \times 4\ \mu\text{m}$  haben, ist die Verstärkung der Wellenleiter, deren Kern allein dotiert ist, größer. Wird der Wellenleiter länger als 8 cm oder die optimale Länge dimensioniert, so verringert die Absorption im Mantelmaterial die Verstärkung bis zu 7 dB. Der Effekt der Verringerung der Verstärkung durch Absorption im Mantelmaterial wird um so stärker, desto größer der Wellenleiterquerschnitt wird. Für Wellenleiter mit  $2\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$  Querschnitt ist die Verstärkung bei dotiertem Kern und einer Länge von 8 cm größer als bei dem homogen dotierten Wellenleiter. Durch die

alleinige Dotierung des Wellenleiterkerns können für Wellenleiterquerschnitte ab  $4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$  bei beliebigen Längen höhere Verstärkungswerte erzielt werden. Für optische Verstärker bietet sich aus Gründen der Kopplung der einzelnen Komponenten in Systemen ein Felddurchmesser von etwa  $7 \mu\text{m}$  an. Dies entspricht in etwa dem Modenfelddurchmesser des simulierten Kanals von  $4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$ .



*Bild 65 Verstärkungssimulation in Abhängigkeit der Wellenleiterlänge für verschiedene einmodige Wellenleiter mit Wellenleiterquerschnitten von  $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$  bis  $6 \mu\text{m} \times 6 \mu\text{m}$  mit und ohne dotiertes Mantelmaterial.*

Die Upconversion ist ein kooperativer Prozeß, bei dem die Energie eines angeregten Ions auf ein zweites auch schon angeregtes Ion übergeht. Sie tritt in erbiumdotierten Gläsern auf, sobald der Abstand zweier Ionen so klein ist, daß zwei Ionen miteinander wechselwirken können. Bei erbiumdotierten Fasern, bei denen Längen über 10 m möglich üblich sind, sind die Dotierungskonzentrationen mit Werten  $< 1.8 \cdot 10^{24}$  Ionen/ $\text{m}^3$  (mit  $N_0 = (4\pi R^3/3)^{-1}$ )  $\rightarrow R = 5 \text{ nm}$ ) so gewählt, daß die Verluste durch die Upconversion vernachlässigbar sind. Steigt hingegen die Erbiumkonzentration für die planaren Wellenleiterverstärker auf Werte um  $3 \cdot 10^{26}$  Ionen/ $\text{m}^3$  (Abstand: 0.9 nm), so muß die Upconversion berücksichtigt werden. Die maximal erzielbaren Verstärkungswerte nehmen ab. Betrachtet man verschiedene Arbeiten zur Upconversion (Tabelle 26) von dreiwertigem Erbium in Glas, so wird deutlich, daß erbiumdotiertes Phosphatglas einen der kleinsten Upconversionkoeffizienten im Bereich von  $2 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3/\text{s}$  hat. Im nachstehenden Diagramm (Bild 66) sind Simulationen zur Verstärkung mit Upconversionkoeffizienten im Bereich der Phosphatgläser von  $1.2 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3/\text{s}$  bis  $5.2 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3/\text{s}$  über der Wellenleiterlänge dargestellt.

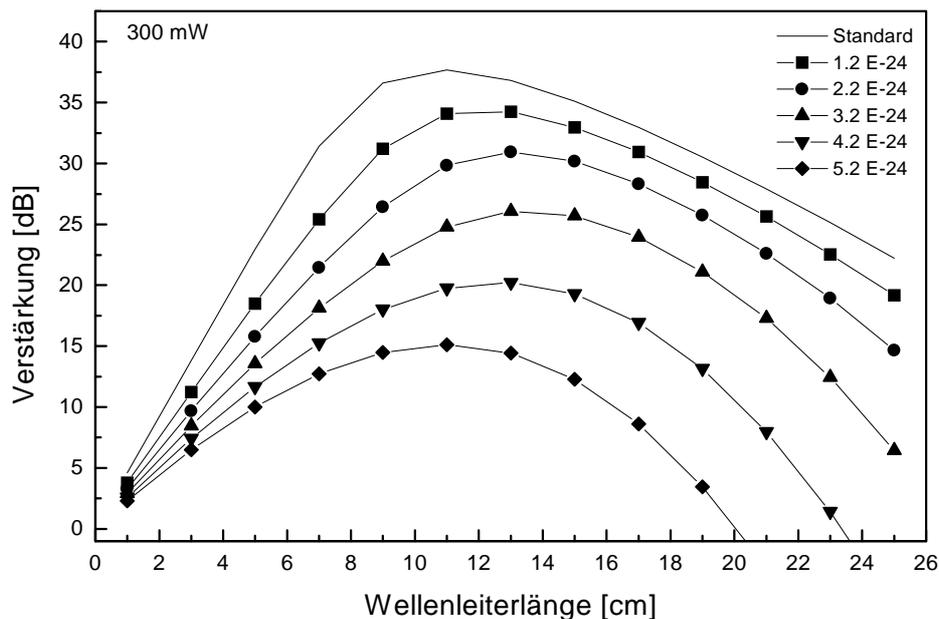
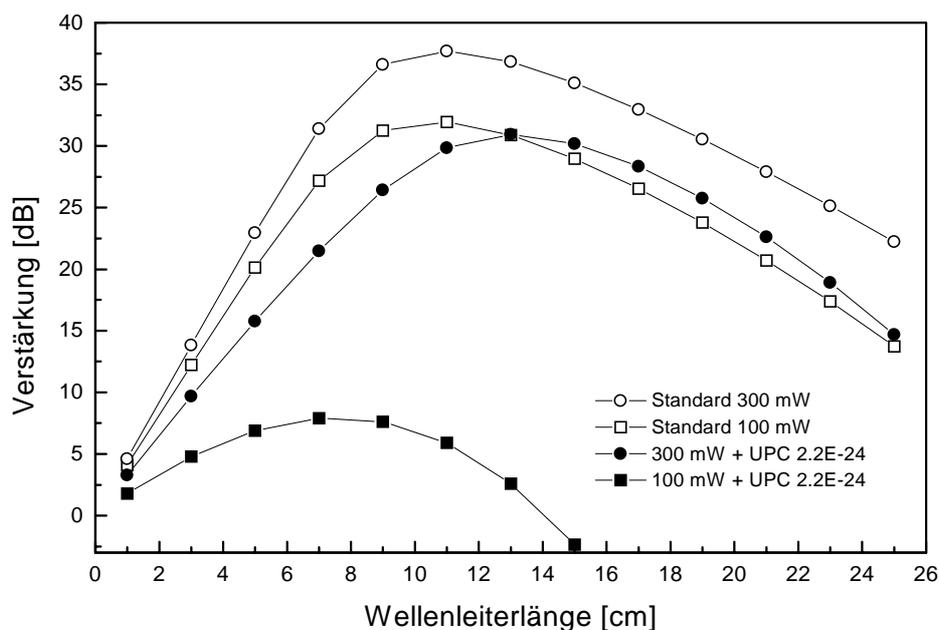


Bild 66 Verstärkungssimulation in Abhängigkeit der Wellenleiterlänge für Upconversionparameter von  $1.2 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3/\text{s}$  bis  $5.2 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3/\text{s}$

Das Maximum der Verstärkung verschiebt sich, beginnend mit dem Wellenleiter ohne Upconversion, zunächst zu größeren Längen und beginnt ab etwa  $3.2 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3/\text{s}$  sich wieder zu kürzeren Längen zu verschieben. Im Bereich des Maximums liegen die Differenzen der Verstärkung bei Unterschieden des Upconversionkoeffizienten von  $1 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3/\text{s}$  bei 4 dB bis 6 dB. Bei einer Wellenleiterlänge von 3.4 cm ist Gewinnreduktion, die durch den Upconversionkoeffizienten von  $5.2 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3/\text{s}$  hinzu kommt, 5 dB oder 31 %. Um bei der optimalen Länge und einer Pumpleistung von 300 mW noch Verstärkungen über 30 dB zu erhalten, darf der Upconversionkoeffizient nur unwesentlich größer als  $2.2 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3/\text{s}$  sein.

In der folgenden Abbildung wird der Einfluß der Upconversion bei einer Variation der Pumpleistung zur Verdeutlichung der Bedeutung der Wahl einer günstigen Pumpleistung aufgezeigt (Bild 67). Ist der Unterschied der Verstärkungskurven bei 100 mW und 300 mW im Maximum ohne Berücksichtigung der Upconversion bei 6 dB, so erreicht die Differenz im Maximum beider Verstärkungskurven unter Hinzunahme der Upconversion beachtliche 23 dB. Die Verstärkung für eine Pumpleistung von 300 mW verringert sich durch die Upconversion um 7 dB und das Maximum wandert von 11 cm zu 13 cm. Eine starke Änderung tritt bei 100 mW Pumpleistung auf. Die Verstärkung geht mit Upconversion von 32 dB auf 8 dB zurück. Die Verschiebung des Maximums geht entgegengesetzt zu der Tendenz bei 300 mW zu kürzeren Wellenleiterlängen und wandert von 11 cm auf 7 cm. Zur Feststellung, daß sich die optimale Länge hauptsächlich aus der Dotierungskonzentration ergibt (Bild 61) und unter Berücksichti-

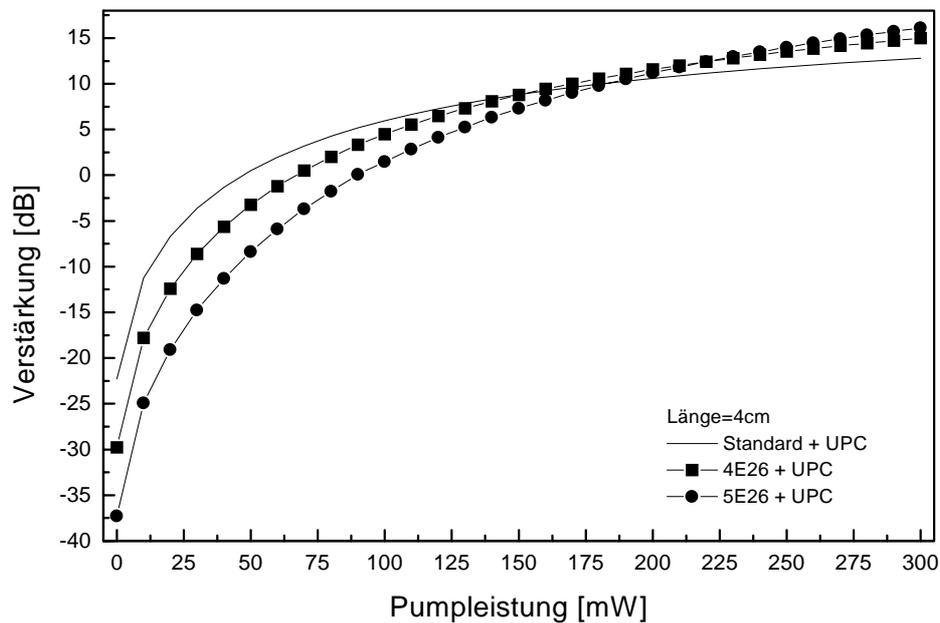
gung der soeben erlangten Erkenntnis, daß eine starke Verschiebung durch eine Änderung der Pumpleistung bei vorliegender Upconversion auftritt, ist die Angabe einer optimalen Länge des Wellenleiters nur für die jeweilige Pumpleistung gültig. Hohe Pumpleistungen mit 300 mW bieten die Möglichkeit, selbst bei vorhandener Upconversion Verstärkungen über 30 dB zu erzielen. Von der Nutzung niedriger Pumpleistungen sollte bei der simulierten Konfiguration aus Gründen geringer Effizienz abgesehen werden.



*Bild 67 Verstärkungssimulation in Abhängigkeit der Wellenleiterlänge ohne und mit Upconversionparameter von  $2.2 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3/\text{s}$  bei 100 mW und 300 mW Pumpleistung*

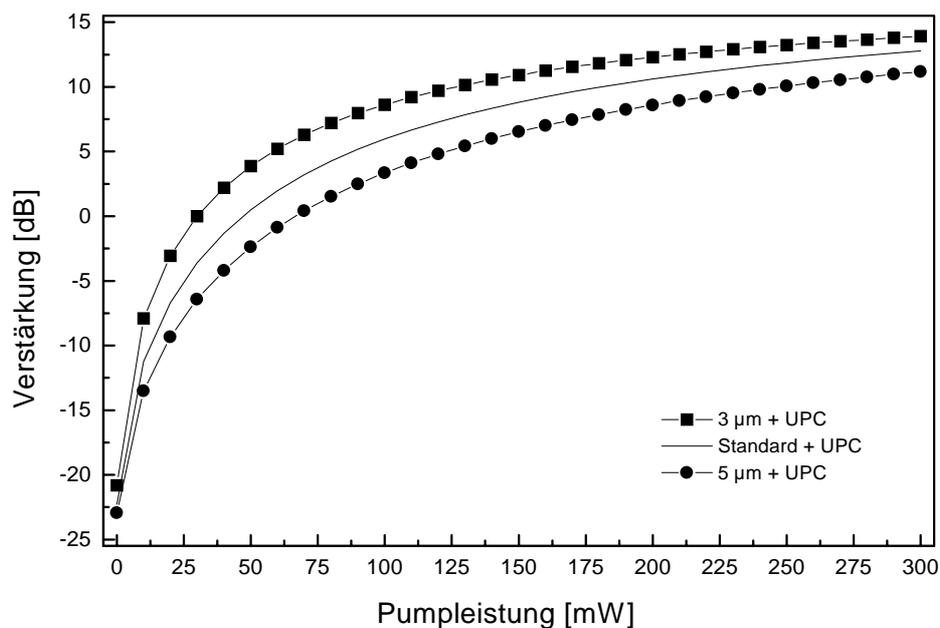
Nachdem in der vorstehenden Grafik (Bild 67) das Verhalten der Verstärkung in Abhängigkeit der Länge betrachtet wurde, wird in der folgenden Grafik (Bild 68) das Verstärkungsverhalten in Abhängigkeit der Pumpleistung für eine feste Wellenleiterlänge von 4 cm und verschiedene Erbiumkonzentrationen aufgetragen. Diese 4 cm resultieren aus den für die durchgeführten Versuche verwendeten Substratgrößen, die folglich auch der maximal möglichen Wellenleiterlänge entsprechen. Für Pumpleistungen bis 150 mW kann mit der geringsten Dotierung die höchste Verstärkung von 10 dB erreicht werden. Oberhalb dieser Leistung wächst die Verstärkung um so mehr desto höher die Dotierung ist. So liegt bei 300 mW die Verstärkung der mit  $5 \cdot 10^{26} \text{ Ionen/m}^3$  dotierten Probe mehr als 3 dB oberhalb der Probe mit der Standarddotierung, deren Verstärkung bei 12.8 dB liegt. Aus dem Diagramm kann die Tendenz entnommen werden, daß für hohe Pumpleistungen die Verstärkung mit wachsender Dotierungskonzentration ansteigt und bei geringen Leistungen kleinere Dotierungskonzentrationen zu höheren

Verstärkungswerten führen, da dort zunächst die höhere Erbiumabsorption des Wellenleiters überkompensiert werden muß.



**Bild 68** Verstärkungssimulation in Abhängigkeit der Pumpleistung für Upconversionparameter von  $1.2 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3/\text{s}$  bis  $5.2 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3/\text{s}$

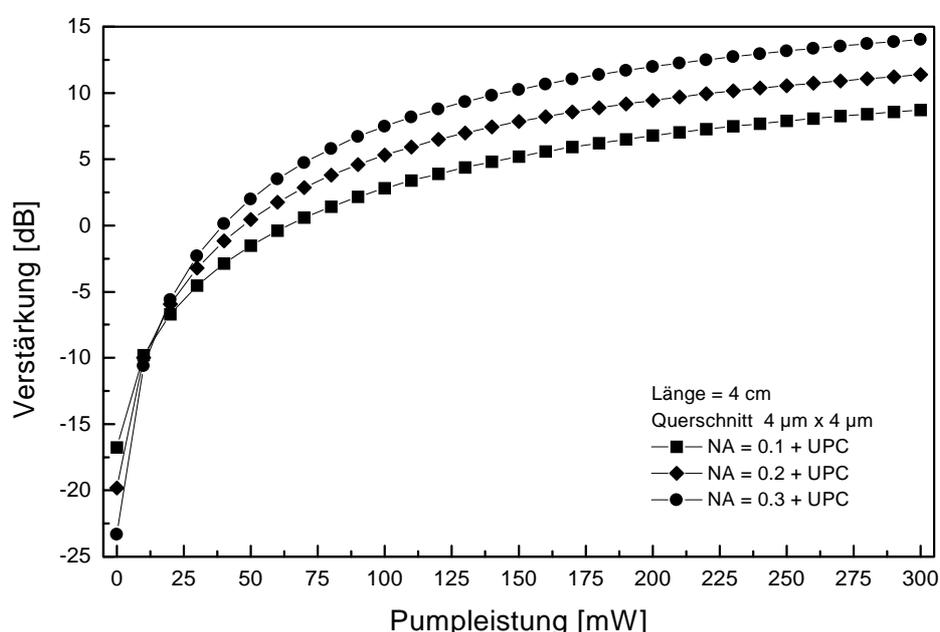
Um beurteilen zu können, wie stark der Kanalquerschnitt die Verstärkung bei unterschiedlichen Pumpleistungen beeinflusst, wurde die nächste Simulation durchgeführt, die in Bild 69 dargestellt ist.



**Bild 69** Verstärkungssimulation in Abhängigkeit der Wellenleiterlänge für einen Upconversionparameter  $2.2 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3/\text{s}$  und verschiedenen Wellenleiterquerschnitten

Beginnend bei ca. 10 mW Pumpleistung wächst die Abweichung der Proben mit größerem und kleinerem Querschnitt im Vergleich zum Standardquerschnitt von  $4\ \mu\text{m}$ . Mit weiter steigender Pumpleistung werden die Differenzen zur Standardabmessung wieder kleiner. Die Unterschiede zur Standardkurve belaufen sich bei 100 mW auf  $-2.5\ \text{dB} / 2.7\ \text{dB}$  und bei 300 mW auf  $-1.6\ \text{dB} / 1.1\ \text{dB}$ . Die Differenz zwischen dem Kanal mit  $3\ \mu\text{m}$  bzw.  $5\ \mu\text{m}$  Querschnitt und dem Standardkanal wird mit zunehmender Pumpleistung kleiner. Sie ist in Anbetracht des Absolutwerts beachtlich. Dies zeigt wiederum, daß kleine Kanalquerschnitte zu bevorzugen sind.

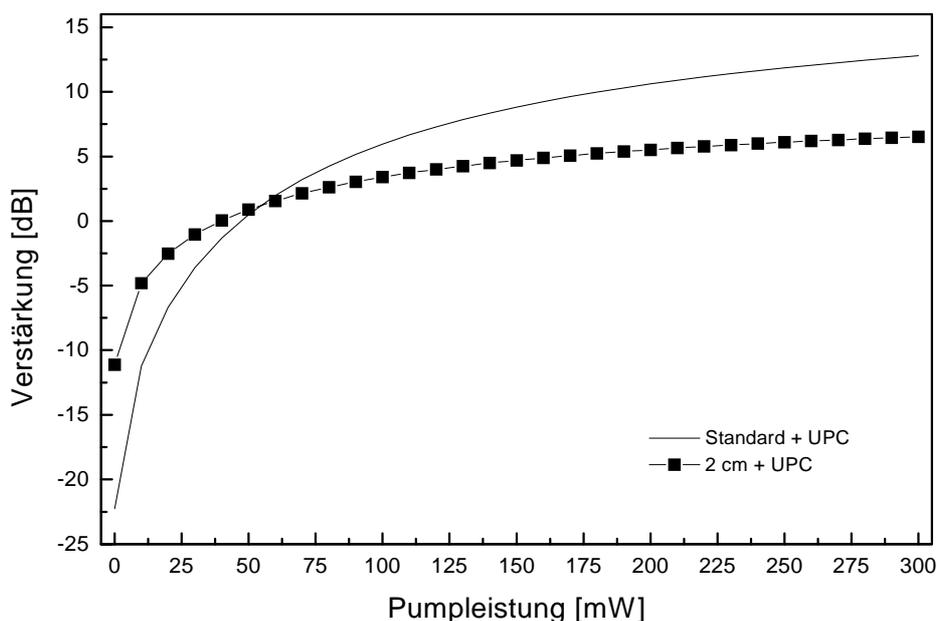
Auswirkungen einer Variation der numerischen Apertur auf die Verstärkung werden in Bild 70 in Abhängigkeit der Pumpleistung aufgezeigt.



*Bild 70 Verstärkungssimulation in Abhängigkeit der Wellenleiterlänge für einen Upconversionparameter  $2.2 \cdot 10^{-24}\ \text{m}^3/\text{s}$  und verschiedener numerischer Apertur*

Bei konstanter Wellenleiterlänge und konstantem Wellenleiterquerschnitt liegt für kleine Pumpleistungen bis ca. 25 mW die Funktion, die der kleinsten numerischen Apertur zugeordnet ist, oberhalb der anderen. Eine Verstärkung liegt noch nicht vor. Mit 40 mW Pumpleistung kann bei einer numerischen Apertur von über 0.3 eine Verstärkung erzielt werden. Sobald die Pumpleistung 70 mW übersteigt, liegen alle drei Graphen oberhalb von 0 dB. Die Verstärkung ist bei einer Pumpleistung von 300 mW für den Wellenleiter mit der numerischen Apertur von 0.3 bei 14 dB. Die Abweichung der Verstärkung bei einer Änderung der numerischen Apertur von 0.3 auf 0.2 beträgt ca. 19 %. (Dies entspricht dem Unterschied der NA der experimentell untersuchten Glaskombinationen Q89/BK7 / QX/BK7)

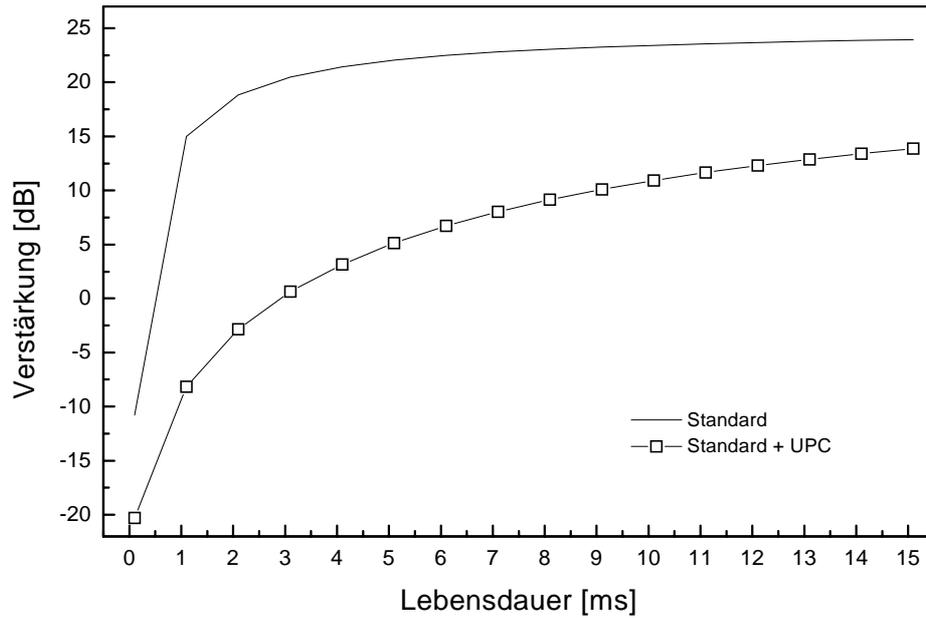
Mit dem nachstehenden Diagramm (Bild 71) wird die Abhängigkeit der Wellenleiterverstärkung über der Pumpleistung für Wellenleiterlängen von 2 cm und 4 cm beschrieben. Pumpleistungen von 40 mW genügen, um mit einem 2 cm langen Wellenleiter eine Verstärkung zu erzielen. Für den 4 cm langen Wellenleiter sind es 48 mW Pumpleistung, die benötigt werden, um auf Verstärkungswerte oberhalb von 0 dB zu gelangen. Der kurze Wellenleiter wird schneller transparent, da weniger absorbierende Ionen vorliegen. Eine Pumpleistung von 300 mW führt bei dem 4 cm langen Wellenleiter noch zu keiner Sättigung. Der kürzere Wellenleiter ist der Sättigung schon näher.



**Bild 71** Verstärkungssimulation in Abhängigkeit der Pumpleistung für einen Upconversionparameter  $2.2 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3/\text{s}$  und Wellenleiterlängen von 2 cm und 4 cm

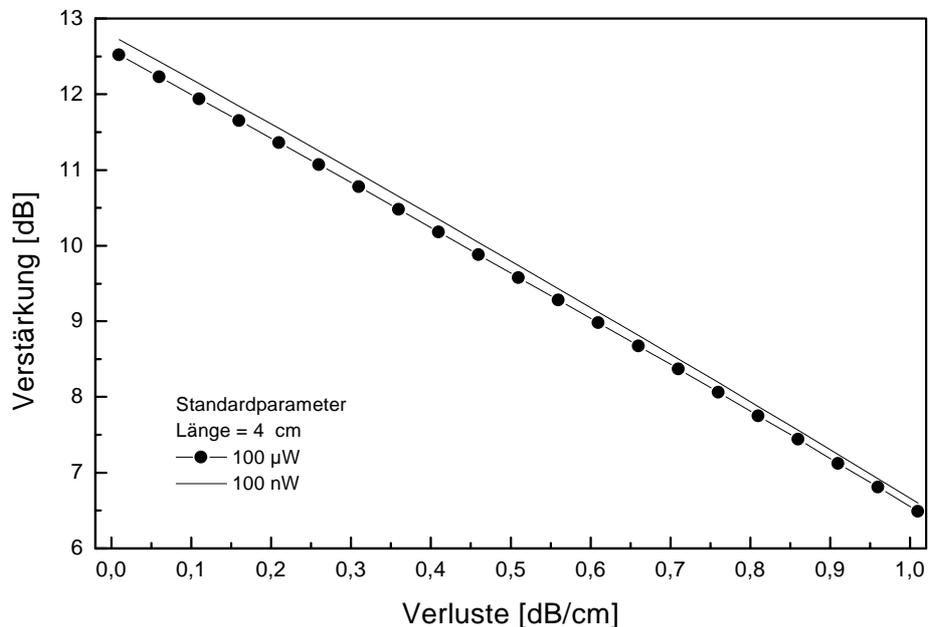
Die Verstärkung wird nahezu doppelt so groß durch die Verdopplung der Verstärkerlänge. Dieses beinahe proportionale Verhalten bezüglich der Wellenleiterlänge ist für den Standardwellenleiter und eine Pumpleistung von 300 mW bis zu einer Länge von 9 cm gültig. Darüber erreicht die Verstärkungskurve ein Plateau.

Betrachtet man die Bild 72, in dem die Einflüsse der Lebensdauer des oberen Verstärkerniveaus auf die Verstärkung mit und ohne Upconversion dargestellt sind, so sieht man, daß mit zunehmenden Verlusten die Verstärkung bei einem hochdotierten Material mit Upconversion etwa linear von 15 ms bis 6 ms von 14 dB um 7.3 dB abnimmt, wohingegen bei dem Wellenleiter ohne Upconversion ein weites Plateau von 15 ms bis 6 ms bei einer Reduktion der Verstärkung von 2 dB anzutreffen ist. Bei dem Wellenleiter mit Upconversion kommen im Bereich bis ca. 6 ms Lebensdauer je Verminderung der Lebensdauer um eine Millisekunde 0.8 dB Verstärkung weniger zustande.



**Bild 72** Verstärkungssimulation in Abhängigkeit der Lebensdauer des oberen Verstärkerniveaus ohne und mit einem Upconversionparameter von  $2.2 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3/\text{s}$

Dieses Verhalten zeigt, daß sich die Verringerung der Verunreinigungen im Glas durch höheren Aufwand bei der Synthese hinsichtlich der Verstärkung auszahlt.



**Bild73** Verstärkungssimulation in Abhängigkeit der Verluste bei 100 nW und 100 μW Signalleistung

Abschließend zur allgemeinen Verstärkersimulation werden in obigem Diagramm (Bild73) noch Einflüsse durch Wellenleiterverluste untersucht. Der Unterschied für die zwei dargestell-

ten Signaleingangsleistungen ist gering und liegt im 1/10 dB-Bereich. Die Wellenleiterverluste kommen deutlich zum Tragen. Bei einem Wellenleiter mit 4 cm Länge führen 4 dB Verluste für Pump- und Signallicht zu einer Signalabnahme um 6 dB.

Die Simulationsergebnisse deuten darauf hin, daß Verstärkungen über 30 dB in 10 cm langen Wellenleitern, selbst bei Anwesenheit von Upconversion, erreicht werden können. Diese optischen Verstärkungen machen deutlich, daß Wellenleiterverstärker mit kommerziell interessanten Eigenschaften herstellbar sein müßten.

### **6.2.1 Resultierendes Anforderungsprofil für Wellenleiterverstärker**

Die durchgeführten Simulationsrechnungen für Wellenleiterverstärker zeigen auf, daß die einzelnen Größen sich stark gegenseitig beeinflussen. Besonders die Upconversion wirkt sich stark auf die Verstärkung aus. Dennoch kann das Anforderungsprofil, das bei der experimentellen Umsetzung beachtet werden muß, abgeleitet werden. Die nachfolgende Tabelle 12 enthält die wesentlichen Größen und zeigt typische Zusammenhänge auf, um die Auswirkungen der Upconversion übersichtlich zu verdeutlichen. Die rechte Spalte enthält die resultierenden Richtlinien beziehungsweise die Zielwerte.

Experimentelle Untersuchungen zur Realisierung von kurzen planaren Wellenleiterverstärkern werden daher als sinnvoll erachtet. Im Folgenden werden deshalb die technologischen Entwicklungen zur Herstellung von passiven- (Kapitel 6.3) und anschließend verstärkenden Wellenleiter (Kapitel 6.6) dargestellt. Resultierend aus den Technologien ergeben sich noch weitere Anforderungen an die Materialien. Diese zusätzlichen technologisch bedingten Anforderungen werden im Kapitel 6.4 „Herstellungstechnologie für Wellenleiterverstärker“ verdeutlicht.

Die experimentellen Ergebnisse werden im Zusammenhang mit den Simulationen diskutiert. Der Vergleich der Simulationsdaten mit den Meßergebnissen der hergestellten Verstärker, die diesen Sachverhalt bekräftigen, wird bei der Darstellung der Verstärkungsmessungen in Kapitel 6.6 folgen.

**Tabelle 12** Übersicht über die wesentlichen Verstärkerkenngrößen und Richtlinien für die experimentelle Umsetzung basierend auf den in Tabelle 11 aufgezeigten Daten.

Parameter	ohne Upconversion	mit Upconversion	Zielwerte
Numerische Apertur	Die Verstärkung nimmt zu mit steigender NA. Die Änderung der Verstärkung wird mit geringerer NA größer.	Die Verstärkung nimmt zu mit steigender NA. Die Änderung der Verstärkung wird mit geringerer NA größer.	<b>0.3-0.15</b> bei starker Upconversion NA im oberen Bereich
Wellenleiterquerschnitt	3 $\mu\text{m}$ – 5 $\mu\text{m}$	3 $\mu\text{m}$ – 5 $\mu\text{m}$	<b>3 <math>\mu\text{m}</math> – 5 <math>\mu\text{m}</math></b>
Dotierungsprofil	Kern	kleine Pumpleistung höhere Verstärkung	<b>Vorteilhaft: dotierter Kern</b>
	Kern + Cladding	hohe Pumpleistung höhere Verstärkung	höhere Schwelle
Opt. Wellenleiterlänge	~10 cm ( $3 \cdot 10^{26}$ Ionen/ $\text{m}^3$ ) abnehmend mit steigender Dotierung	~13 cm ( $3 \cdot 10^{26}$ Ionen/ $\text{m}^3$ ) @ 300mW leicht steigend mit wachsender Upconversion und hoher Pumpleistung ~7cm ( $3 \cdot 10^{26}$ Ionen/ $\text{m}^3$ ) @ 100mW leicht abnehmend mit wachsender Upconversion und geringer Pumpleistung	Ziel: Kurzer Verstärker  <b><math>l &lt; 10</math> cm</b>
Pumpleistung	Maximal (>100mW)	Maximal (>100mW)	<b>Maximal &gt;100 mW</b>
Pumpwellenlänge (siehe Tabelle 7)	Maximum der Erbiumabsorption (~976nm)	Maximum der Erbiumabsorption (~976nm)	<b>~ 976 nm</b>
Signalleistung	Starke Änderung bei Übergang von 100 nW zu 1 $\mu\text{W}$ , danach keine wesentliche Änderung		<b>nW - <math>\mu\text{W}</math></b>
Verstärkungsbandbreite (materialabhängig)	1520 nm -1560 nm	1520 nm –1560 nm	1520 nm - 1560 nm <b>maximale Bandbreite</b>
Dotierungskonzentration	$> 3 \cdot 10^{26}$ Ionen/ $\text{m}^3$ ( $l=10$ cm)		3 - $4 \cdot 10^{26}$ Ionen/ $\text{m}^3$
Lebensdauer des angeregten Zustands	$\tau > 7\text{ms}$	Verstärkung wird deutlich bei der Anwesenheit von Upconversion reduziert $\tau > 10\text{ms}$	<b><math>\tau &gt; 10</math> ms (Übergangsmetallionenfrei / OH-frei)</b>
Upconversionkoeffizient		Starke Beeinflussung aller Größen Für simulierte Konfiguration ist für 30 dB Verstärkung <b><math>&lt; 2.2 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3/\text{s}</math> nötig</b>	<b>so gering wie möglich</b> <b><math>&lt; 10^{-23} \text{ m}^3/\text{s}</math></b>

### 6.3 Entwicklung passiver Wellenleiter

Passive optische Wellenleiter stellen hohe Ansprüche an Material und Technologie. Dies verdeutlichen die in Tabelle 10 aufgeführten Anforderungen an die Wellenleiter. Neben diesen Anforderungen, die erreicht werden müssen, sind auch Fragestellungen zu untersuchen, die sich aufgrund der Herstellungstechnologie ergeben.

Als mögliche Herstellungstechnologien kommen prinzipiell die Abformtechnik, die direkte Photostrukturierung des als Schicht vorliegenden Kernmaterials und die Trockenstrukturierung der lichtführenden Schicht durch reaktives Ionenätzen in Frage. In dieser Arbeit konzentrieren sich die Aktivitäten auf die vergleichsweise universelle Abformtechnik, da sie sich auch für die Verarbeitung von Materialien eignet, die keine Schichtbildung zulassen und nicht photostrukturierbar sind.

Die Vorgehensweise bei der Entwicklung der passiven Wellenleiter ist für die wässrig und wasserfrei synthetisierten Materialien im nachfolgenden Bild 74 aufgezeigt.

Ausgehend von den Systemanforderungen erfolgt mittels Simulation die Dimensionierung. Auf der Basis dieser Daten und vor dem Hintergrund der Verarbeitbarkeit wird ein Materialscreening anhand von Schichten oder an Volumenmaterial durchgeführt und eine Materialvorauswahl getroffen. Läßt ein Material keine Schichtbildung zu, führt dies zu einer Einschränkung bei der Wellenleiterherstellungstechnologie, so daß nur der Weg der Abformung übrig bleibt. Sollten beispielsweise die gewünschten optischen Eigenschaften erreicht sein und gestaltet sich auf den ersten Eindruck hin die Verarbeitung schwierig, so erfolgt eine entsprechende Modifikation des Materials. Sobald die Materialauswahl und ggf. erste Modifikationen durchgeführt wurden, beginnt eine umfangreiche Prozeßentwicklung (Bild 74), während der weitere Modifikationen des Materials nötig werden können, die Charakterisierung und abschließend die Wertung.

Die erste Materialauswahl erfolgte zugunsten des wässrig synthetisierten Komposits MPTS/MAS/Zr(OPr)<sub>4</sub>, für den die Arbeit von Tiefensee[ 45] ein hohes Potential versprach,, dennoch stellte sich nach der Prozeßoptimierung heraus, daß dieses Material den Anforderungen bei 1.3 µm nicht aber bei 1.5 µm genügt. Als neue Auswahl kam der verlustreduzierte, wasserfrei synthetisierte Komposit M115 in Betracht.

In der Bild 74 sind zwei Zweige der Prozeßentwicklung, die in dieser Arbeit verfolgt werden, aufgezeigt: Einer ausgehend von der Schicht (wässrig synthetisierter Komposit - Schichtbildung ist möglich) und der andere ausgehend vom Volumenmaterial (verlustarmer, wasserfrei synthetisierter Komposit - Schichtbildung ist nicht möglich). Ein Überblick über die in den folgenden Unterkapiteln beschriebenen Punkte soll an dieser Stelle die Schwerpunkte der Arbeiten vermitteln.

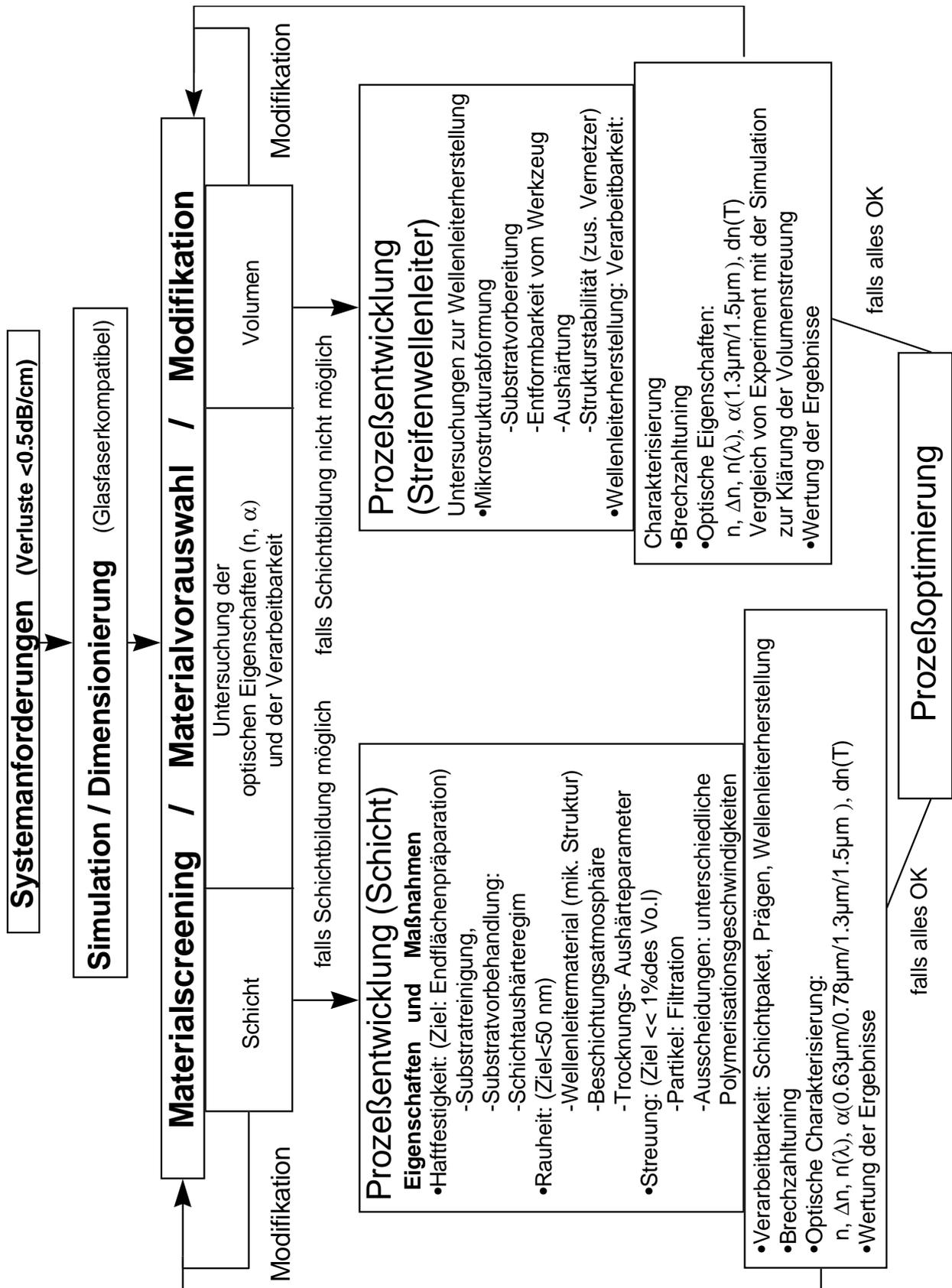


Bild 74 Vorgehensweise bei der Entwicklung passiver Wellenleiter

### a.) *Wäßrig synthetisierter Komposit*

Erstes Ziel der experimentellen Prozeßentwicklung ist die Erarbeitung einer Technologie, die es erlaubt störungsfreie Schichten mit geringer Rauheit (<50nm) und Schichtstapel mit hoher Haftfestigkeit zum Substrat zu realisieren, denn eine gute Haftfestigkeit ist die Grundlage für die Endflächenpräparation und geringe Rauheiten so wie die Störungsfreiheit bilden die Basis für verlustarme Wellenleiter.

Die folgende Aufzählung zeigt die vielfältigen Maßnahmen die zur Lösung der Aufgabenstellungen im Bereich der Beschichtungen mit wäßrig synthetisierten Kompositen durchgeführt wurden.

- Vermeidung von Verunreinigungen und Störungen:
  - Maßnahmen: Flowbox in Reinraum (Klasse 10), Filtration mit 0.2µm
- Substratreinigung (Bewertungsgrundlage: Opt. Inspektion mit UV-Lampe)
  - Maßnahme: Entwicklung einer Substratreinigung
- Haftfestigkeit (Bewertungsgrundlage: Neu entwickelter Haftungstest)
  - Maßnahmen: Untersuchung der Einflüsse von:  
Substratreinigung, Reinigungsmittel, chem. Oberflächenbehandlung, Lagerung, Aushärteregim
- Rauheit: (Bewertungsgrundlage: AFM-Messung) Ziel < 50 nm
  - Maßnahmen: Untersuchung der Einflüsse von  
Alter des Sols, Beschichtungsatmosphäre (Schlieren),  
Aushärteregim

Neben der reinen Schichttechnologie werden die Brechzahleinstellbarkeit und Einflüsse des Härteregims auf die Brechzahl und auch die Homogenität der Brechzahl untersucht so wie die optischen Kenndaten Dispersion, thermooptischer Koeffizient und Dämpfung bestimmt. Aufbauend auf den Ergebnissen der Schichtoptimierung wird als eigentliches Ziel die Streifenwellenleiterherstellung entwickelt und gewertet.

### b.) *Wasserfrei synthetisierter Komposit*

Bei den *wasserfrei synthetisierten Kompositen* wird direkt Streifenwellenleiterherstellung angegangen, da das Material keine ausreichende Schichtbildung erlaubte. Ausgehend von Testsubstraten aus UV-400 transparentem PMMA werden Mikrostrukturen durch Abformung mit metallischen Werkzeugen, die unterschiedlich modifiziert wurden, erzeugt. Mit Hilfe zusätzlicher Vernetzer wird die Festigkeit der abgeformten Mikrostrukturen verbessert und das Anlösen der Mikrostrukturen mittels vorpolymerisiertem Füllmaterial bei der Wellenleiterherstellung unterdrückt, so daß die Herstellung von Wellenleitern mit quadratischem Querschnitt möglich wird. Der Wellenleiterherstellungstechnologie folgt die Charakterisierung der optischen Kenndaten wie Brechzahl, Dispersion, Nahfeld und Dämpfung sowie eine Simulation der rauheitsbedingten Verluste mit deren Hilfe die Ursache der starken zusätzlichen Dämpfung des Wellenleiters ermittelt werden kann.

Auf die Untersuchungen wird in den folgenden Unterkapiteln näher eingegangen.

### 6.3.1 Substratreinigung

Die in Kapitel 5.3.2 vorgestellte Substratvorbehandlung wurde einerseits zur Erzielung störungsfreier Substratoberflächen sowie andererseits für eine hohe Schicht-Substrat-Haftfestigkeit benötigt und in einem Reinraum innerhalb von Flowboxen der Klasse 10 durchgeführt. Im ersten Schritt wurde eine mechanische Reinigung mit Aceton eingeführt, da ohne diesen Prozeßschritt stark anhaftende Störungen oder Ausscheidungen aus dem Glas nicht mit den verbleibenden Schritten entfernt werden konnten. Positive Auswirkungen durch diesen Reinigungsschritt auf die Schichthaftung konnten mit dem im nächsten Absatz beschriebenen Haftungstest festgestellt werden. Eine Schwarzlichtlampe dient zur Prozeßkontrolle, um verbleibende Rückstände zu erkennen. Dieser mechanischen Reinigung folgt die chemische Reinigung mit Netzmittel im alkalischen Medium bei ca. 45°C. Damit werden auf der Oberfläche OH- Gruppen geschaffen, um mit dem Komposit oder mit einem zweiten behandelten Substrat eine physikalische Haftung zu erreichen. Mit den zwei nächsten Schritten werden durch deionisiertes Wasser die verbleibenden Reinigungsmittelrückstände entfernt. Es folgt nun die Temperierung der Substrate in destilliertem Wasser auf 60°C. Die Substrate werden anschließend in Propanol getaucht und bei 130°C im Ofen getrocknet, um rückstandsfreie Oberflächen zu erhalten. Eine ganzflächig gleichmäßige Benetzung der rückstandsfrei gereinigten Substrate wurde durch die beschriebene Prozedur erreicht. Wie stark sich verschiedene Reinigungsmittel und der erste mechanische Vorbehandlungsschritt auf die Haftfestigkeit der Schichten auswirken, wird im folgenden beschrieben.

### 6.3.2 Haftungsoptimierung

Versuche zur Haftungsoptimierung der Schichten auf dem Substrat werden durchgeführt, um eine für die Endflächenpolitur ausreichende Haftung zu erzielen.

Zur Prüfung der Haftfestigkeit wird üblicherweise der Tesa-Test verwendet, bei dem zunächst ein Gitterschnitt erzeugt wird (Bild 75). Anschließend wird ein Klebstreifen auf den Bereich mit dem Gitterschnitt geklebt und zügig wieder abgezogen. Der Grad der Schädigung des Gitterschnitts dient als Bewertungskriterium. Die mit dem Tesa-Test erlangten Ergebnisse zeigten, daß er sich nicht für die Anwendung in dieser Arbeit eignet, da der Gitterschnitt nach dem Test keine Schädigungen aufwies, obwohl bei der Wellenleiterendflächenpräparation Schädigung auftraten. Die Belastung auf das Schicht-Substrat-Interfaces mußte bei den Tests folglich deutlich stärker sein, um den Belastungen, die bei der Endflächenpolitur auftreten, gerecht zu werden, denn bei der Endflächenpolitur werden, während typischer Zeiten, die um 1 Stunde liegen, im leicht basischen Medium, Kräfte senkrecht zum Interface ausgeübt. Von Bedeutung für das Ablösen ist die Belastung am Rand der Schicht, d.h. an der Endfläche. Verfahren, bei denen der gesamte Verbund getestet wird, sind für die Fragestellung der Haftfestigkeit bei der

Endflächenpolitur irrelevant, da damit die elastischen Eigenschaften der Schicht stark zum Versuchsergebnis beitragen.

Aus diesem Grund wurde ein Verfahren neu entwickelt, mit dem man den Effekten an den Rändern, die bei der Politur auftreten, näher kommt. Das Verfahren ist mit dem Gitterschnitt-Tapetest verwandt. Aufbauend auf einem angepaßten Gitterschnitt, wird die Beanspruchung auf die Grenzflächen über Kavitationsbelastung erzeugt. Diese Belastung durch Kavitation wirkt besonders stark an Störungen bzw. an den Kanten des Gitterschnitts [ 148]. Die Sprödigkeit des Materials führt dazu, daß mit der Oberfläche nicht mehr in Verbindung stehende Bereiche durch die Ultraschallbelastung und Kavitationsbelastung abbrechen.

Bei Kavitationsbeanspruchung treten Drücke bis  $10^5$  bar in Form von Flüssigkeitsjets auf [ 149]. Diese Mikrojets entstehen durch Implosion von Hohlräumen (Blasen) beim Absinken des hydrostatischen Druckes einer Flüssigkeit unter einen kritischen Druck. Dieses Absinken des hydrostatischen Druckes tritt auf in der Dilatationsphase bei Schwingungen, wie sie durch die Sonotrode erzeugt werden.

Die Haftungsoptimierung wurde mit der in Kapitel 5.3.4 dargestellten Apparatur durchgeführt. Sie kann in zwei Teile gegliedert werden: Einen Teil, in dem die Auswirkungen unterschiedlicher Reinigungsprozeduren untersucht werden und einen zweiten Teil, in dem Einflüsse der Aushärteregeims auf die Haftfestigkeit vergleichend betrachtet werden.

#### 6.3.2.1 Einflüsse der Reinigungsprozedur

Mit dem Ziel, die Haftfestigkeit zu verbessern wurden Experimente zu folgenden Fragestellungen durchgeführt:

- Auswirkungen der Vorreinigung mit Aceton auf die Substrat-Schicht-Haftung
- Einflüsse der anschließend verwendeten Reinigungslösungen RBS und Hellmanex

Die Experimente dienen einerseits zur Verdeutlichung der Wirkung der Vorreinigung mit Aceton und andererseits auch zur Auswahl der am besten geeigneten Reinigungslösung.

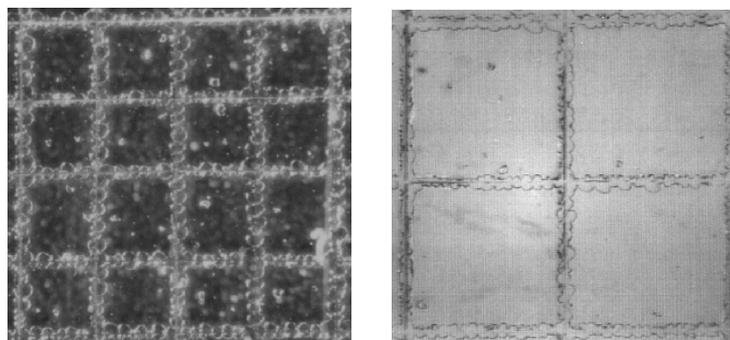


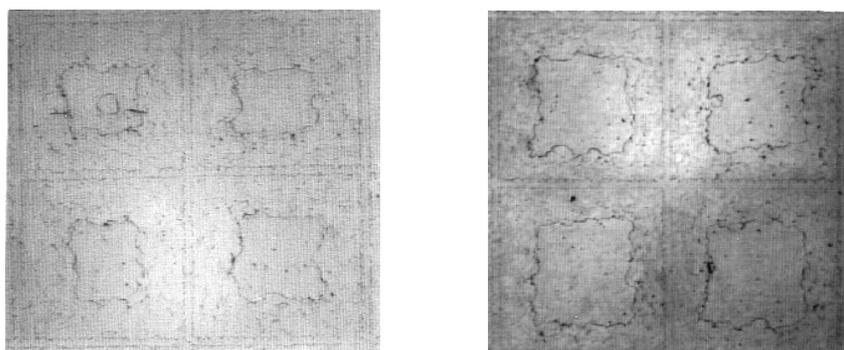
Bild 75      *Abbildung des Ausgangszustands mit 1 mm und 2 mm Gitterschnitt*

Die ersten Experimente zeigten, daß der Dynamikbereich der Methode nicht ausreicht. Infolgedessen wurde der Dynamikbereich vergrößert, in dem ein Gitterschnitt eingesetzt wurde, dessen Raster 2 mm anstelle von 1 mm aufweist (Bild 75).

Für jede Fragestellung wurden so viele Experimente mit identisch präparierten Proben durchgeführt, daß mindestens 100 Meßwerte des Abtrags ( $A=a_1-a_0$ ) jeweils ermittelt werden konnten (Kapitel 5.3.4). Mit diesen Werten konnte eine statistische Auswertung durchgeführt werden. Da neben der statistischen Auswertung (Bild 78), die nach der Dokumentation der Versuchsergebnisse beschrieben wird, in dieser Arbeit auch typische Versuchsergebnisse aufgezeigt werden sollen, sind repräsentative Resultate in den nachfolgenden Bildern dargestellt.

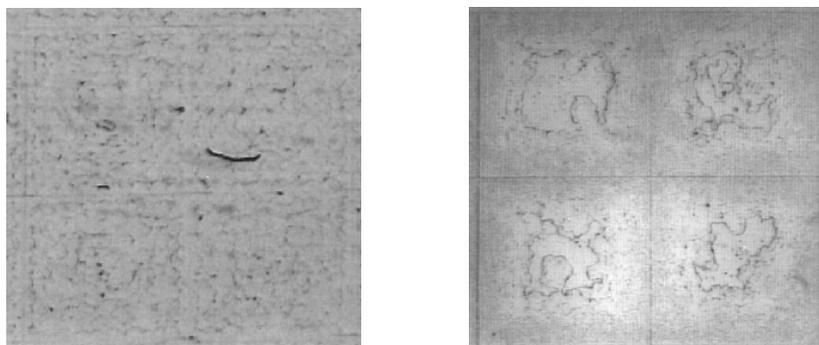
Die Beschallungsdauer lag bei 2 min, da sich diese Zeit aus Vorversuchen zum Dynamikbereich als günstig erwiesen hat. Alle sonstigen Parameter sind wie in Kapitel 5.3.4 beschrieben.

Nachstehend (Bild 76) sind die Ergebnisse der Versuche ohne (links) und mit (rechts) Acetonvorreinigung für die Reinigungsprozedur mit RBS dargestellt.



*Bild 76 Haftungstests zur Beurteilung der Substratreinigung mit RBS. Links ohne Acetonvorreinigung. Rechts mit Acetonvorreinigung*

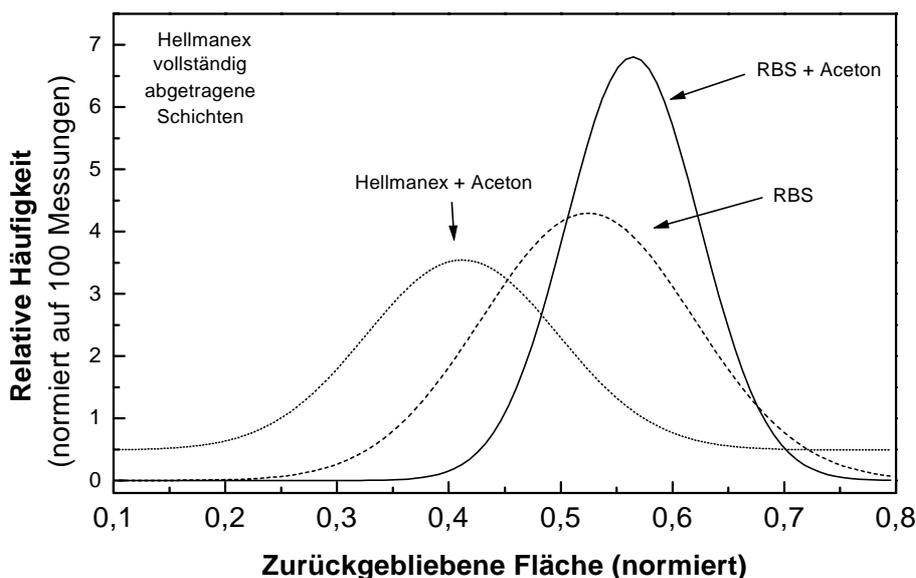
Der Vergleich zeigt, daß deutlich größere Flächen durch die mechanische Vorbehandlung mit Aceton zurückbleiben. Dieses Ergebnis unterscheidet sich deutlich von den Ergebnissen, die mit Hellmanex ohne (links) und mit (rechts) Acetonvorreinigung hergestellt (Bild 77) wurden.



*Bild 77 Haftungstests zur Beurteilung der Substratreinigung mit Hellmanex. Links ohne Acetonvorreinigung. Rechts mit Acetonvorreinigung*

Die Schicht ohne Acetonvorbehandlung wurde annähernd restlos abgetragen. Die Acetonvorreinigung bewirkt auch hier eine bessere Haftfestigkeit. Betrachtet man den Unterschied zwischen den jeweils übereinander dargestellten Abbildungen, so kann klar die Aussage getroffen werden, daß für das gegebene Materialsystem bestehend aus Komposit und Glassubstrat durch RBS höhere Haftfestigkeiten erzielt werden.

Eine Übersicht der Ergebnisse vermittelt das folgende Diagramm, in dem die relative Häufigkeit über dem auf 1 (bzw. 100%) normierten, zurück gebliebenen Anteil der Kompositfläche aufgetragen ist.



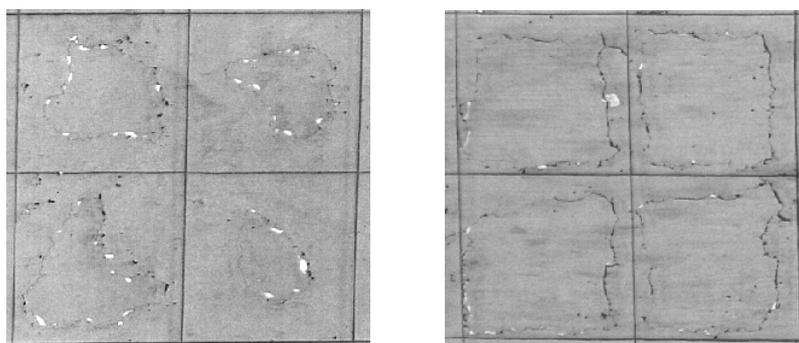
**Bild 78** Statistische Auswertung der Haftungsuntersuchungen mit und ohne Acetonvorreinigung und den Reinigungsmitteln Hellmanex sowie RBS

Für die Reinigung mit Hellmanex ohne manuelle Vorreinigung mit Aceton wurde die geringste Haftfestigkeit erzielt, bzw. die Schicht vollständig abgetragen. Besser sind die Ergebnisse mit der Vorreinigung, bei denen das Maximum bei 0,4 liegt. Mit RBS lassen sich im Vergleich zu Hellmanex bessere Ergebnisse erzielen. Sie liegen bei 0,53 und mit zusätzlicher manueller Vorreinigung mit Aceton bei 0,57. Mit der Kenntnis dieser Ergebnisse wurde der Reinigungsprozeß mit RBS und manueller Vorreinigung zum Standardreinigungsprozeß für alle in dieser Arbeit verwendeten Glassubstrate gewählt.

Einflüsse der Lagerzeit zwischen Reinigung und Beschichtung wurden bei der Reinigung mit Hellmanex untersucht und nur vernachlässigbare Differenzen zu frisch gereinigten Proben festgestellt. Das Maximum der Gaußkurve verschob sich lediglich um 0,01 auf der Abszisse und die Verteilung war breiter. Dieses Ergebnis zeigt, daß auch Substrate im Vorrat reinigbar sind ohne Einbußen hinsichtlich der Haftfestigkeit hinnehmen zu müssen.

### 6.3.2.2 Einflüsse der Aushärtereimes

Qualitativ wurden thermisch gehärtete Schichten mit photopolymerisierten Schichten auf ihre Haftfestigkeit verglichen. Konstante Prüfbedingungen lagen bei diesen Tests auf mit RBS und Aceton vorgereinigten Proben vor. Zur Auswertung dienten die Zeiten, bei denen die Schichten vollständig abgetragen waren. Diese Zeiten lagen bei photochemisch gehärteten Proben bei weniger als einer Minute und bei thermisch gehärteten Proben bei über 2 Minuten. Qualitativ erkennt man auch das Ergebnis an den folgenden Bildern (Bild 79), die den Zustand nach einer halben Minute zeigen. Auf diesen Bildern (links mit Photostarter, rechts mit Thermostarter) kann die Größe der zurückgebliebenen Reste verglichen werden.



*Bild 79 Vergleich von zwei 30 sec lang beschallten Proben zur Bewertung der Schicht-Substrathaftung; links mit photochemischer- und rechts mit thermischer Härtung*

Die Unterschiede zwischen diesen Proben können in der unterschiedlich starken Anknüpfung an das Substrat durch die stärkere Ausbildung von chemischen Si-O-Si-Bindungen bei der thermisch gehärteten Probe erklärt werden, da erhöhte Temperaturen die Kondensationsreaktion der SiOH-Gruppen fördern. Mit der Kenntnis dieses Sachverhalts wurde der photochemischen Polymerisationsreaktion eine Kondensationsreaktion durch eine Lagerung bei 60 °C über 20 h vorangestellt. Eine deutliche Verbesserung konnte durch diese Maßnahme festgestellt werden. Diese Verbesserung spiegelt sich in der mehr als 10 mal so großen benötigten Zeit zum vollständigen Abtrag der Prüffelder.

### 6.3.3 Schichtherstellung

Die Schichtherstellung besteht aus der Beschichtung des Substrats mit dem Sol, der Schichttrocknung und der Schichtaushärtung. Die Schichtcharakterisierung schließt sich an. Die einzelnen Schritte werden im folgenden untersucht.

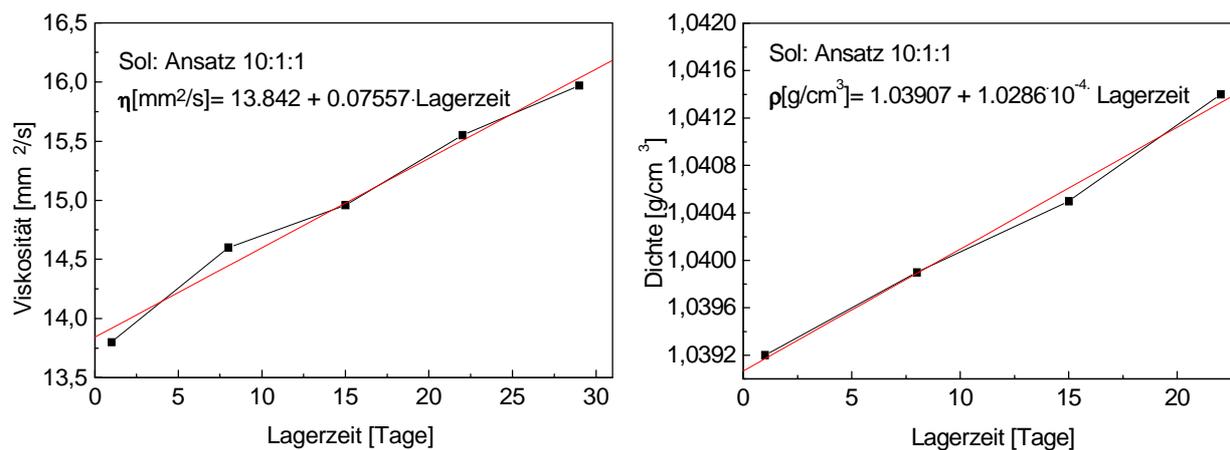
#### 6.3.3.1 Beschichtung

Das Aufbringen der Kompositschichten erfolgt durch Tauchbeschichtung, da bei dieser Beschichtungsmethode der Materialverbrauch im Vergleich zur Schleuderbeschichtung geringer

ist und ebenfalls den Vorteil bietet, mit niederviskosen Materialien dickere Schichten erzeugen zu können als mit der Schleuderbeschichtung. Zur Vermeidung von Randeffekten bei der Tauchbeschichtung von Substraten mit Objektträgergröße (25 mm x 70 mm) durch den Meniskus, der sich von der Gefäßwand her ausbildet, fand eine Glasküvette Verwendung, die Dimensionen von B 4 cm x T 2 cm H 8 cm hatte. Als Beschichtungsmaterial diente das im Kapitel Methoden beschriebene System MPTS/MAS/Zr(OPr)<sub>4</sub> mit Verhältnissen von 20:1:1 bis 10:4:4. Die Hydrolyse-Kondensations-Reaktion ist zum Zeitpunkt der Beschichtung nicht abgeschlossen. Es entsteht weiterhin Methanol und Propanol, und die Kondensation schreitet fort. Entzieht man eines der Reaktionsprodukte oder kommt zu dem Sol weiteres Wasser in Form der Luftfeuchtigkeit hinzu, wird das Gleichgewicht verschoben. Diese Störung des Gleichgewichts tritt an der Soloberfläche auf. Von dort aus sinkt das durch das Wasser der Luft stärker kondensierte bzw. lösemittelärmere Sol ab. Es entstehen Schlieren, die sich in der Qualität der Beschichtung nachteilig niederschlagen. Aus diesem Grund wurde die Beschichtungsapparatur gekapselt und auf die folgende Weise betrieben: Nach dem Einbringen mehrerer Proben und der mit einem Deckel verschlossenen, das Beschichtungssol enthaltenden Küvette wurde die Apparatur mit Stickstoff gespült bis die Feuchte unter 5% lag. Der Stickstoffstrom wurde dann auf ein Minimum reduziert und zwei mit Deckel verschlossene Kristallierschalen, die mit Methanol und Propanol gefüllt waren, geöffnet. Nach einer Zeit von 10 Minuten konnte die Beschichtung in einer lösemittelgesättigten, wasserfreien Atmosphäre beginnen.

Die Schlierenbildung konnte mit Hilfe der gekapselten Apparatur, in der eine trockene, gesättigte Lösemittelatmosphäre vorherrschte, und in der keine Störungen durch Luftströmungen im Reinraum auftreten konnten, vermieden werden.

Da sich die Viskosität des Beschichtungssols bei konstanten Beschichtungsparametern auf die Schichtdicke auswirkt, wurde das Beschichtungssol auf die Veränderung der Viskosität und der Dichte bei der Lagerung im Kühlschrank bei einer Meßtemperatur von 20°C, die der Beschichtungstemperatur entspricht, untersucht, um definierte Schichtdicken erzeugen zu können. Die Messungen wurden über einen Zeitraum von ca. 30 Tagen mit einem Ubbelodeviskosimeter durchgeführt (Bild 80). Die Lagerung fand im Kühlschrank in einem geschlossenen Gefäß statt. In den beiden vorstehenden Diagrammen zum zeitabhängigen Verlauf der Viskosität und der Dichte ist ein in erster Näherung linearer Verlauf zu erkennen. Die Viskosität und die Dichte nehmen mit der Zeit zu. Die Ursache dafür ist die noch weiter voranschreitende Hydrolyse-Kondensations-Reaktion. Man könnte auch von einer zunehmenden Alterung des Sols sprechen. Über einen Zeitraum von ca. einem Monat kann die Ziehgeschwindigkeit der Viskosität angepaßt werden.



*Bild 80* Veränderungen der Viskosität und Dichte des Beschichtungsmaterials innerhalb eines Zeitraums von 30 Tagen

Nach einer Lagerzeit von ca. einem Monat ändern sich die Schichtbildungseigenschaften so stark, daß bei der Schichtbildung Unregelmäßigkeiten auftreten, die auch nach der Schichtaushärtung verbleiben.

### 6.3.3.2 Schichttrocknung – Schichtaushärtung

Bei der Schichttrocknung und -aushärtung findet in dem Komposit eine Polymerisation der organischen polymerisierbaren Gruppen und eine Ausbildung des anorganischen Silikatnetzwerkes statt. Für die verwendeten Acrylsilane gibt es drei bzw. vier in der folgenden Tabelle vergleichend aufgeführte Möglichkeiten die Schicht auszuhärten. Im ersten Fall wird ein Photoradikalstarter dem Komposit-Sol zugemischt. Die Vernetzung des anorganischen Anteils ist zu diesem Zeitpunkt fortgeschritten, so daß die Polymerisation der Methacrylgruppen, hervorgerufen durch eine photochemische Initiierung, maßgeblich den Komposit bei Raumtemperatur verfestigt. Dieser Vorgang verläuft unter Luftausschluß innerhalb weniger Sekunden. Eine weitere anorganische Vernetzung und auch eine verstärkte Anknüpfung an das Substrat über Si-O-Si Gruppen ist, wie bei vergleichenden Haftfestigkeitsmessungen ermittelt wurde, nicht zu erwarten. Im zweiten Fall wird dem Komposit - Sol ein Thermostarter zugegeben. Die Polymerisation der organischen Gruppen wird durch den Starter bei erhöhten Temperaturen um 130°C ausgelöst. Diese erhöhten Temperaturen tragen zu einer weiteren Ausbildung anorganischer Verknüpfungen innerhalb des Materials und an das Substrat bei. Dies konnte über eine stärkere Haftfestigkeit thermisch ausgehärteter Schichten im Vergleich zu photochemisch ausgehärteten Proben verdeutlicht werden. Die dritte Möglichkeit ist die Aushärtung ohne Radikalstarter. Hier erfolgt die Aushärtung ebenfalls thermisch, wobei die Vernetzung der Anorganik hauptsächlich zur Verfestigung beiträgt. Die thermische Aktivierung der Methacrylatgruppen ist bei Temperaturen um 130°C gering.

Tabelle 13 Übersicht der Schichthärtungsmöglichkeiten und deren Eigenschaften

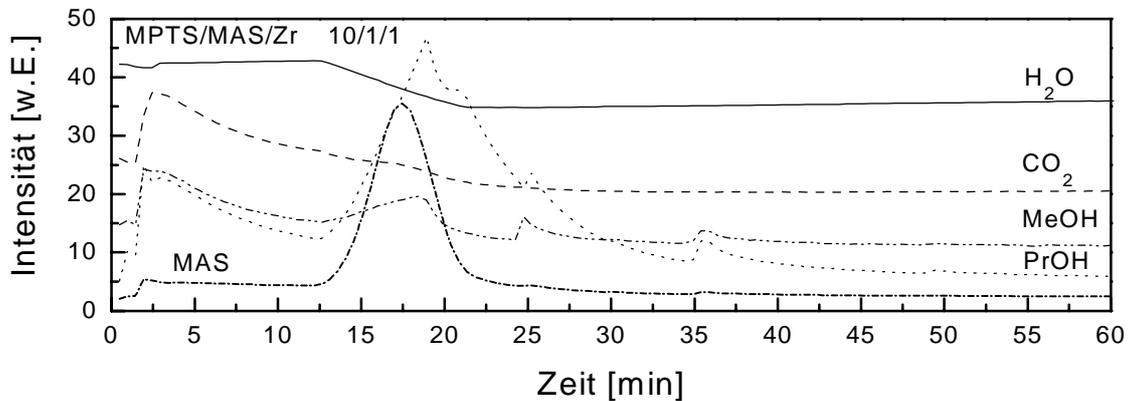
Trocknungsverfahren	Vorteile	Nachteile	Dominanter Effekt bei der Aushärtung	Anwendungsbereich
optisch (Photostarter)	Kurze Prozeßdauer	Haftfestigkeit, Verluste	Vernetzung des organischen Netzwerks	Prägen, falls nur relativ geringe Haftfestigkeiten nötig sind
thermisch (Thermostarter)	Haftfestigkeit, Verluste	lange Prozeßdauer	Vernetzung des anorganischen und organischen Netzwerks	Schicht und Streifenwellenleiter
thermisch (ohne Starter)	Haftfestigkeit, Verluste	lange Prozeßdauer	Vernetzung des anorganischen Netzwerks	
thermisch + optisch	verbesserte Haftfestigkeit, verringerte Verluste	zusätzlicher Prozeßschritt	Anorganische Netzwerkbildung mit nachfolgender organischer Vernetzung	Prägen, falls hohe Haftfestigkeit und geringe Verluste nötig sind.

Eine Polymerisationsreaktion ist folglich nicht zu erwarten. Betrachtet man die drei zuvor beschriebenen Möglichkeiten, so läßt sich eine vierte Variante ableiten. Sie besteht aus der Kombination einer vorangehenden anorganischen Vernetzung, die noch die Strukturierung durch Prägen zuläßt und zu einer Verbesserung der Haftfestigkeit zwischen Schicht und Substrat im Vergleich zu rein photochemisch ausgehärteten Proben führt. Die ergänzende Photopolymerisation erlaubt einen zeitsparenden Prägeprozeß.

Diese kurze Vorbetrachtung macht deutlich, daß sich hinsichtlich einer ausreichenden Haftfestigkeit, eines möglichst geringen OH-Restgehalts, einer maximalen Vernetzung sowie der Substratunabhängigkeit der Prozesse für die Schicht und die Schichtwellenleiterherstellung die zweite Möglichkeit mit dem Thermostarter hervortut.

Aus diesem Grund wurde dieser Weg hinsichtlich der Schichttrocknung mit der Massenspektroskopie untersucht. Dafür wurde ein Mikroskopdeckglas mit den Abmessungen 4 mm x 3 mm beschichtet. Die austretenden Gase wurden bei diesem Experiment mit einer geheizten Schnüffelkapillare in ein Quadrupol-Massenspektrometer zur qualitativen Analyse abgesaugt. Die Meßergebnisse sind im nachstehenden Diagramm (Bild 81) aufgezeigt. Dargestellt sind charakteristische Massen für Wasser, Propanol, Kohlendioxid, Methanol-Ethanol und Methacrylsäure über der Trockenzeit. Die Temperatur wurde bei diesem Experiment, entsprechend den sonstigen Beschichtungsexperimenten, bei 30 °C für 10 min gehalten auf 130°C mit einer Rampe von 10°/min erhöht und über 3 Stunden gehalten. Nach dem Start der Messung beginnt die Trocknung direkt nach der Beschichtung. Innerhalb der ersten 10 min tritt ein deutlicher Verlust an Wasser, Methanol, Propanol und auch Methacrylsäure auf. Beim Aufhei-

zen beginnt bei ca. 60°C die Menge der ausgasenden Methacrylsäure sehr stark im Vergleich zum Anfangspeak zuzunehmen. Die ausgasenden Mengen von Propanol und Methanol steigen bei der Temperaturerhöhung auf 60°C nochmals an. Das dargestellte CO<sub>2</sub> und ein Teil des Wassers stammen aus dem Meßvolumen, das beim Einbringen der Probe mit Atmosphäre gefüllt war.

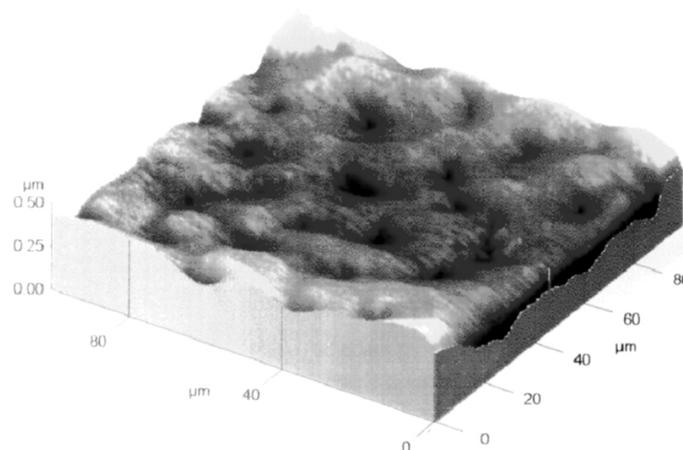


*Bild 81 Untersuchung der Schichttrocknung mittels eines Massenspektrometers*

Nach etwa 60 Minuten sind bei der Methacrylsäure keine Änderungen mehr zu erkennen. Beim Alkohol ist noch eine geringfügige Abnahme zu erkennen. Basierend auf dieser Messung, die über 180 Minuten durchgeführt wurde, ist davon auszugehen, daß nach 90 Minuten die Schicht so weit ausgehärtet ist, daß keine ausgasenden Komponenten mit dem Massenspektrometer detektiert werden können.

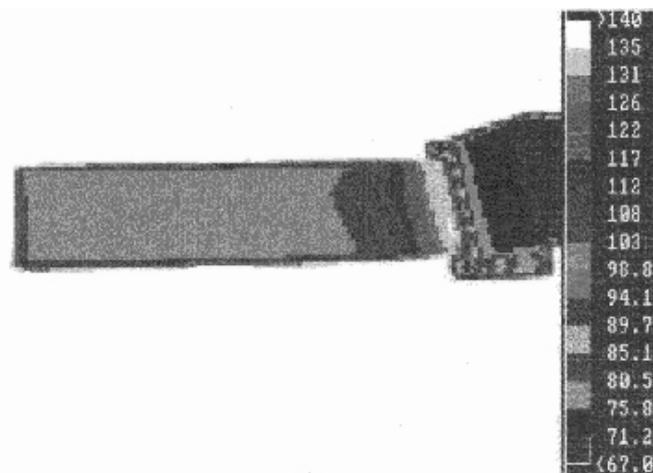
### 6.3.3.3 Schichtrauheitsreduktion

Rauheiten der Grenzflächen von Wellenleitern erzeugen, wie mit den vorangegangenen Simulationen gezeigt wurde, zusätzliche Verluste. Diese Verluste sind, wie im Theorieteil berechnet wurde, ausreichend gering bei den typischen Wellenlängen 632.8 nm, 1.3 µm und 1.5 µm und Indexkontrasten um 5 Tausendstel, wenn die Oberflächenrauheit unterhalb von 50 nm liegt.



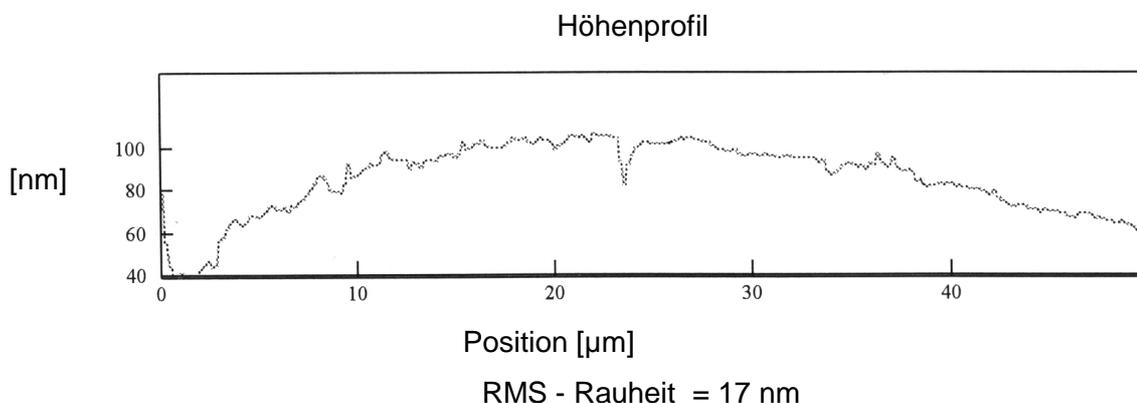
*Bild 82 AFM-Messung der Schichtrauheit von im Trockenschrank gehärteten Proben*

Aus diesem Grund wurden die Oberflächenrauheiten mit einem Atom-Kraft-Mikroskop (AFM) untersucht und darauf basierend verbessert. Die Untersuchung der Oberflächenrauheit nach der bisher üblichen Trocknung bzw. Aushärtung unter Luft im Umlufttrockenschrank zeigte Rauheiten oder eine Orangenhaut, deren Rauheiten im Bereich um 100 nm lagen (Bild 82). Abhängig vom Ort des beschichteten Substrats im Trockenschrank konnten die Schichten mit größeren Rauheiten Positionen im Ofen mit höherer Strömungsgeschwindigkeit zugeordnet werden, die zu einer zu raschen Austrocknung und Verdichtung in der Nähe der Oberfläche führt. Zur Lösung dieses Problems wurde eine Versuchsanordnung gewählt, bei der die Luftströmung an der Oberfläche nur thermisch bedingt ist und die Trocknung von der Substratseite her über eine Heizplatte erfolgt. Die Probe wird dazu etwa 1 mm über der Heizplatte horizontal gehalten, so daß ein konstantes Temperaturprofil im Bereich der Schicht vorliegt (Bild 83).



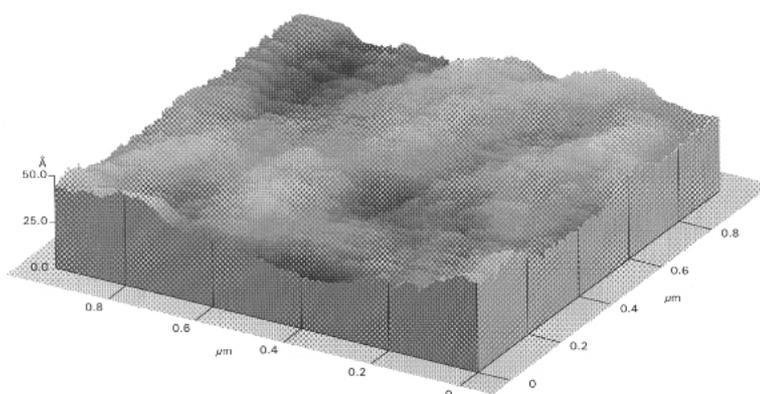
*Bild 83 Temperaturprofil des beschichteten Objekträgers 1 mm über einer Heizplatte*

Die mit dem AFM ermittelten Oberflächenprofile, von denen ein Linienprofil unten dargestellt ist (Bild 84), zeigten die Rauheiten, die durch diese Art der Trocknung erlangt werden können. Die gemessenen Rauheiten lagen um 17 nm und weisen dadurch indirekt auf die Ursachen der Rauheit oder der Orangenhaut hin.



*Bild 84 Rauheitsmessung an einer über einer Heizplatte gehärteten Schicht*

Mit dieser Methode konnte in den Bereich der benötigten Rauheiten vorgedrungen werden. Bei abschließenden Experimenten zur Schichttrocknung wurde die umgebende Atmosphäre bei der Schichtaushärtung von Luft auf Vakuum geändert. Damit sollte zum einen das Lösemittel schneller abgezogen werden. Die Verdichtung konnte durch diese Art der Trocknung erhöht werden (Brechwertvergleich Tabelle 14) und durch den Ausschluß von Wasser eine lokal schnellere Aushärtung an der Oberfläche vermieden werden. Die geringere Inhibierung an der Oberfläche durch den fehlenden Sauerstoff wurde durch das rasche Abziehen des Lösungsmittels im Vakuum kompensiert. Mit dem AFM konnten für auf diese Weise hergestellte Proben RMS-Rauheiten um 1 nm gemessen werden (Bild 85).



*Bild 85 Rauheitsmessung einer im Vakuumtrockenschrank gehärteten Schicht*

Diese geringen gemessenen Rauheiten zeigen, daß mit dem Komposit MPTS/MAS/Zr(OPr)<sub>4</sub> Schichten mit hoher optischer Qualität realisierbar sind.

### **6.3.4 Wellenleiterherstellung auf der Basis wässrig synthetisierter Komposite**

Die Herstellung von Wellenleitern aus Materialien des Typs MPTS/MAS/Zr(OPr)<sub>4</sub> (Kapitel 5.1.1) konnte zur Erzielung von Schichtwellenleitern über mehrere Einzelbeschichtungen und thermische Härtung bei Temperaturen über 100°C auf Glas durchgeführt werden. Die Streifenwellenleiterherstellung erfolgte durch Prägen, Füllen und Abdecken. Unterschiedliche Ausdehnungskoeffizienten zwischen Glas und Komposit führen zu Spannungen zwischen Substrat und Schicht, die die Schicht aushalten muß. Die Einzelheiten der Herstellung von Streifenwellenleitern aus wässrig synthetisierten Materialien und die erzielten Ergebnisse werden im folgenden aufgezeigt und diskutiert.

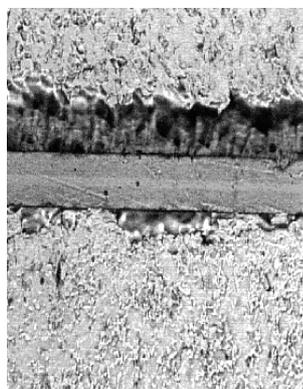
#### **6.3.4.1 Wässrig synthetisierter Komposit auf Glas**

Mit dem optimierten Beschichtungs- und Trocknungsvorgang sind die Voraussetzungen für die Herstellung einmodiger Schichtwellenleiter gegeben. Zur Erzielung der Monomode- Schichtwellenleiter werden Zusammensetzungen mit geringem Zirkongehalt verwendet, um das

streuende Volumen gering zu halten. Komposite des Typs MPTS/MAS/Zr(OPr)<sub>4</sub> wurden folglich im Verhältnis 20:1:1 und 10:1:1 eingesetzt. Sie weisen eine Brechzahldifferenz von ca. 5 Tausendstel auf. Der Extremfall der Materialzusammensetzung, d.h. der Komposit ohne Zirkondotierung wurde aus zwei Gründen nicht verwendet. Der erste Grund resultiert aus der nur unzureichend erzielbaren Schichtqualität des zirkonfreien Sols. Der zweite Grund ist der Vorteil, daß die Brechzahldifferenz maßgeblich durch das Zirkon und nicht durch die Prozessierung der Schichten bestimmt wird.

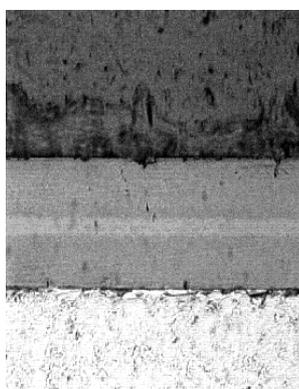
Zur Charakterisierung der optischen Eigenschaften der zwei Kompositzusammensetzungen wurden Schichtwellenleiter hergestellt. An ihnen wurden die Brechzahlen durch M-Linien-Messungen und die Schichtwellenleiterdämpfung bestimmt. Die Ergebnisse werden im Abschnitt 6.3.6.2, Charakterisierung der passiven Wellenleiter auf der Basis wäßrig synthetisierter Komposite, vorgestellt und diskutiert.

Die Schichtdicken bzw. die Ziehgeschwindigkeiten und die Materialzusammensetzungen wurden für die einzelnen Wellenlängen gemäß erstellter Kalibrierkurven gewählt. Die Herstellung der Dreischichtwellenleiter erfolgte unter Reinraumbedingungen durch drei sukzessiv durchgeführte Beschichtungen in gesättigter Atmosphäre. Die Schichten wurden jeweils auf einer Heizplatte gehärtet. Für die weitere Probenpräparation wird ein Sandwich zur Erhöhung der Stabilität beim Sägen und der Politur hergestellt, bei dem die Probe zwischen zwei Glasplatten mit einem Harz eingebettet ist.



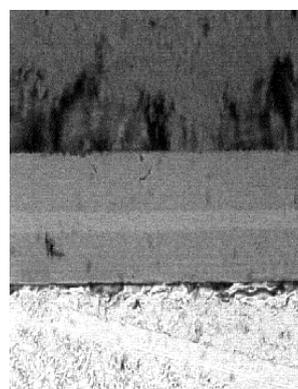
**Schichtwellenleiter 1:**

8 µm  
2 µm  
8 µm



**Schichtwellenleiter 2:**

17 µm  
4.5µm  
17 µm



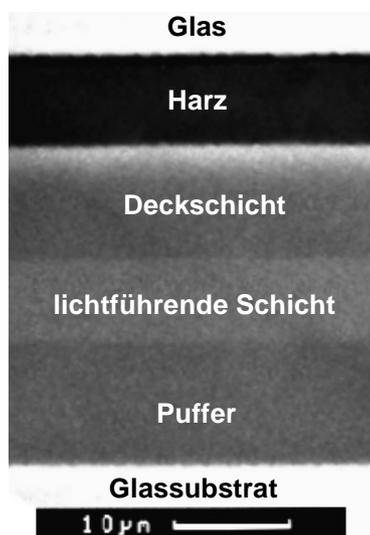
**Schichtwellenleiter 3:**

17µm  
5 µm  
17 µm

*Bild 86 Eingebettete 3-Schicht-Monomode-Wellenleiter für 632.8 nm, 1.3 µm und 1.5 µm*

Das durch den Sägeschnitt erhaltene Ergebnis von drei unterschiedlichen Proben ist in Bild 86 in Form von drei Durchlichtmikroskopaufnahmen dargestellt. Die Abmessungen der Schichtwellenleiter sind so, daß der erste bei 632.8 nm, der zweite bei 1300 nm und der dritte bei 1500 nm einmodig ist.

In der Abbildung erkennt man unten das Substrat mit dem Schichtwellenleiter oberhalb und einer Harzschicht darüber. In der Abbildung links ist auch über der Harzschicht das zweite Glassubstrat des Sandwiches zu erkennen. Die Brechzahlverteilung eines solchen Mehrschichtwellenleiters kann durch die Analyse der Verteilung der Zirkondotierung erfolgen.



*Bild 87 REM-Aufnahme mit Materialkontrast eines 3-Schicht-Wellenleiters*

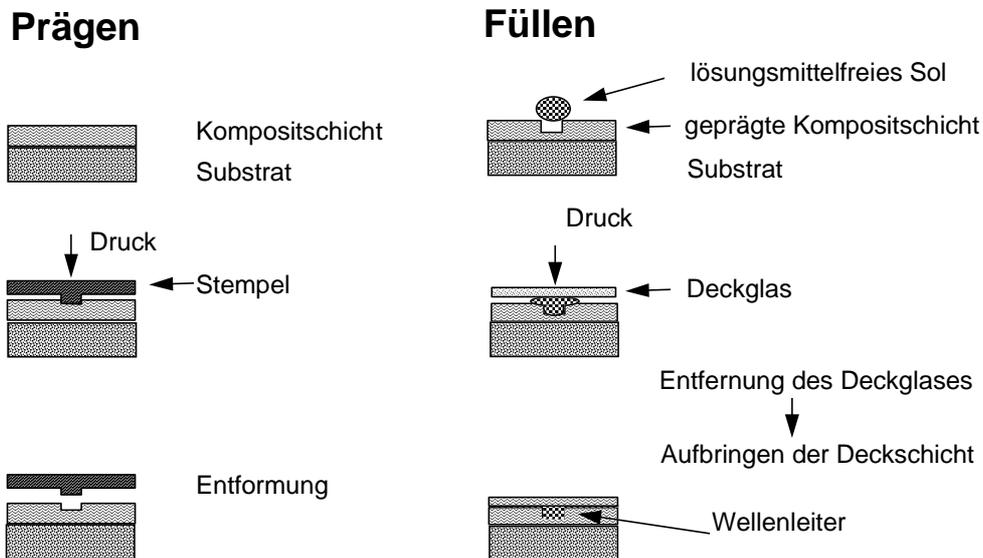
Diese Dotierungsverteilung eines Schichtwellenleiters wurde im Rasterelektronenmikroskop über Rückstreuelektronen zur Bestätigung der Struktur abgebildet und in Bild 87 wiedergegeben. Voraussetzung für diese Methode, um mit ihr auch die Brechzahlverteilung zu ermitteln, ist, daß für die Herstellung des Puffers der Kanalfüllung und der Deckschicht die gleiche Prozeßführung gewählt wird, so daß keine unterschiedlichen Vernetzungsgrade vorliegen, die die Brechzahl zusätzlich beeinflussen. Folgende Punkte können anhand dieser Abbildung belegt werden: Ein Anlösen oder eine Diffusion des Zirkons in angrenzende Schichten ist unterhalb der Nachweisgrenze, denn die Verteilung ist über den gesamten Bereich homogen und das Schichthaftungsverhalten untereinander und mit dem Substrat so gut, daß eine Endflächenpolitur ohne Ablösung vom Substrat möglich ist.

#### 6.3.4.2 Herstellung von Streifenwellenleitern aus wäßrig synthetisiertem Komposit

Der Prozeß der Wellenleiterherstellung auf Glas gliedert sich in mehrere Teilschritte, auf die, einschließlich der Schwachpunkte, im folgenden eingegangen wird. Sie sind schematisch in nachstehender Abbildung (Bild 88) dargestellt.

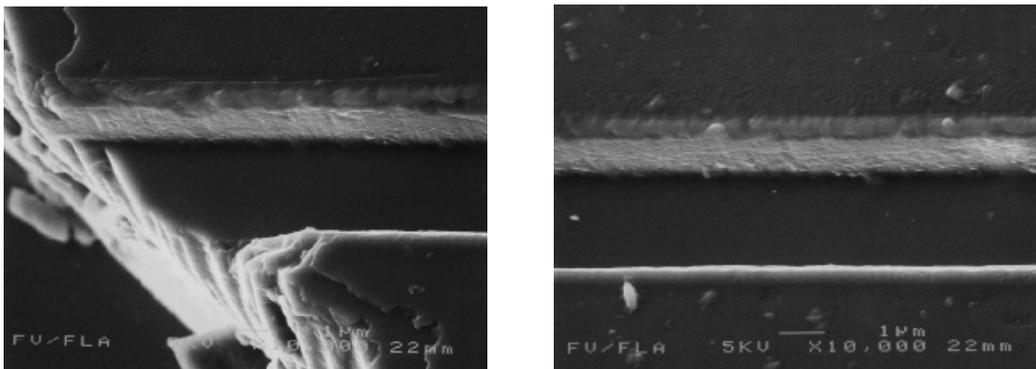
Vorangestellt wird die Substratreinigung, die zur Reinigung des Substrates von Verschmutzungen und zur Erzeugung von Si-OH-Gruppen an der Oberfläche Verwendung findet. Das gereinigte Glas wird mittels Tauchbeschichtung mit einer Kompositschicht überzogen, die eine Gesamtdicke von mehr als Pufferschichtdicke und Wellenleiterdicke zusammen besitzt. In

diese Schicht wird durch Aluminium-, oder auch teflonbeschichteten Stempel die Wellenleiterstruktur unter Vakuum eingeprägt, so daß noch eine für den Puffer genügende Schicht zurückbleibt. Alternativ wird zuerst eine Pufferschicht aufgezogen und ausgehärtet.



**Bild 88** Schematischer Ablauf der Wellenleiterherstellung aus wäßrig synthetisiertem Komposit

Daraufhin folgt eine zweite Beschichtung, in die die Strukturen wiederum nach einer Entgasung im Vakuum unter Vakuum eingeprägt werden. Die Verfestigung der Kompositschicht erfolgt thermisch oder photochemisch bei eingedrücktem Stempel durch das UV - transparente Substrat. Ist die Schicht ausgehärtet, so wird der Stempel entformt. Die Herstellungstechnologie von Gräben für Wellenleiterstrukturen in Schichten auf Glas wurde mit B. Zeitz [ 150], aufbauend auf den Erfahrungen seiner anderen Prägeexperimente, erarbeitet.



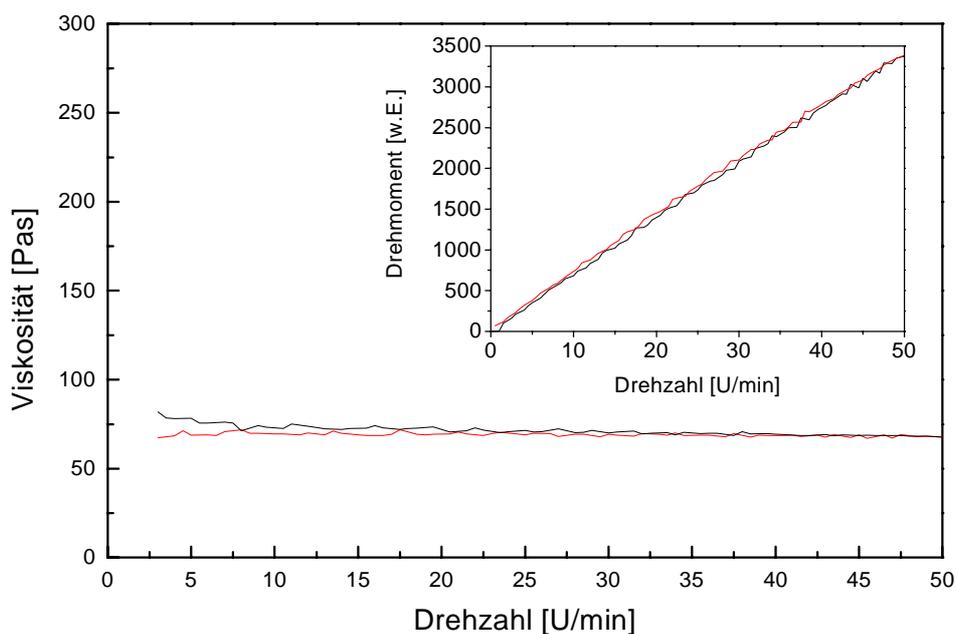
**Bild 89** REM-Aufnahmen in Komposit geprägter Mikrostrukturen

REM - Aufnahmen der Prägeergebnisse sind in obiger Grafik (Bild 89) dargestellt. Zur Erzielung einer möglichst hohen Prozeßgeschwindigkeit wurde für die Erzeugung der Mikrostrukturen die photochemische Aushärtung, die Zeiten im Bereich weniger Minuten benötigt, der thermischen Aushärtung mit Härtezeiten im Bereich um eine Stunde, vorgezogen. Die zügige photochemische Härtung bedingt transparente Substrate, wohingegen die thermische Härtung

auch bei nicht transparenten Proben wie Silicium einsetzbar ist und eine bessere Anbindung an das Substrat, wie im Kapitel der Haftfestigkeit gezeigt wurde, erreicht werden kann. Optimierungen zur Erzielung einer besseren Haftung bei photochemischer Härtung wurden durchgeführt und werden später im Zusammenhang mit dem gesamten Prozeß aufgezeigt. Zum Prägen wurden zunächst  $\text{SiO}_2$ -Glasstempel eingesetzt, die aufgrund ihrer Sprödigkeit beim Entformen leicht ausbrachen. Daraufhin fiel die Wahl auf duktilere Stempel, die durch Nickel-mikrogalvanik hergestellt wurden.

Nach der Herstellung der Gräben für die Wellenleiter wird auf diese Strukturen das lösungsmittelfreie Kernmaterial aufgebracht. Die Viskosität dieses Materials zeigt, wie an dem linearen Anstieg des Drehmoments mit der Drehzahl zu sehen ist, einen Newton'schen Charakter und hat eine Viskosität von 72 Pa·s (Bild 90). Dieses Kernmaterial wird mit einer teflonbeschichteten Glasplatte verpreßt.

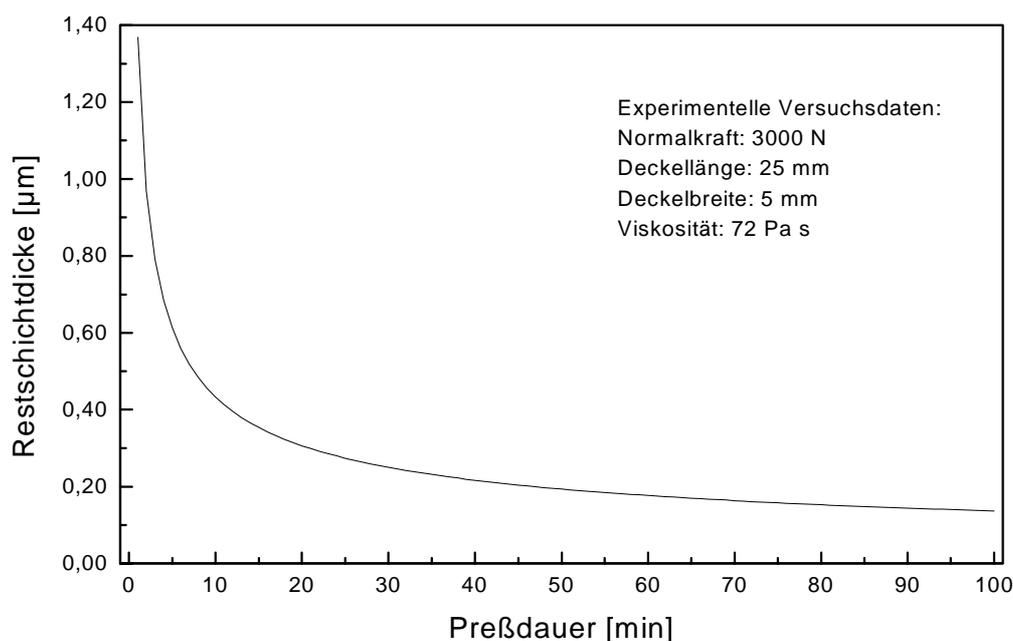
Basierend auf diesen Kenndaten, den Probenabmessungen und apparativen Möglichkeiten wurden, nach dem im Teil der experimentellen Methoden (Kapitel 5.3.6.3) dargestellten Zusammenhang, die Veränderung der Schichtdicke in Abhängigkeit der Zeit ermittelt, um vorweg für die experimentelle Umsetzung Anhaltspunkte zu erlangen.



*Bild 90* Viskosität des lösemittelfreien Wellenleiter-Füllmaterials ( $T=RT$ )

Gesucht ist die Verpreßzeit, bei der eine für den Lichtwellenleiter nur noch vernachlässigbare Störung durch die verbleibende Restschichtdicke von etwa 200 nm zurückbleibt.

Anhand der nachstehenden Grafik (Bild 91) wird deutlich, daß Restschichtdicken von weniger als 200 nm bei den angegebenen Parametern und Preßdauern von etwa einer Stunde bei Raumtemperatur erreicht werden können. Eine Verringerung der Viskosität kann im Experiment zu Beginn des Verpressens bei der Erwärmung der Probe auftreten, bevor die eigentliche Härtung beginnt, so daß die Restschichtdicke eher noch dünner als 200 nm wird.



**Bild 91** *Simulation der zeitlichen Abnahme der Restschichtdicke bei dem Verpreßprozeß (Annahme: keine Viskositätsänderung während des Verpressens)*

Experimentell wurde die vorweg bestimmte Verpreßzeit von einer Stunde gewählt, bevor die Aushärtung eingeleitet wurde. Die Aushärtung des Füllmaterials erfolgte unter Druck durch Belichten bei erhöhter Temperatur oder thermisch.

Nach dem Entfernen des teflonbeschichteten Glases, das zum gleichmäßigen Verpressen verwendet wurde, wurde mittels Tauchbeschichtung die Deckschicht aufgebracht und thermisch vernetzt.

Bei den Streifenwellenleiterherstellungsexperimenten zeigten sich bei unterschiedlicher Prozessierung zwei Extreme. Zum einen das Abschälen des Gesamtsystems vom Substrat innerhalb von Stunden oder Tagen nach der Herstellung oder zum anderen die Rißbildung bereits in der untersten Schicht bei thermisch vorkondensierten Proben. Diese Schichten schälten sich auch nach mehrtägiger Lagerung nicht von der Oberfläche ab. In beiden Fällen ist der kritische Bereich das Interface zwischen dem Substrat und der ersten Schicht.

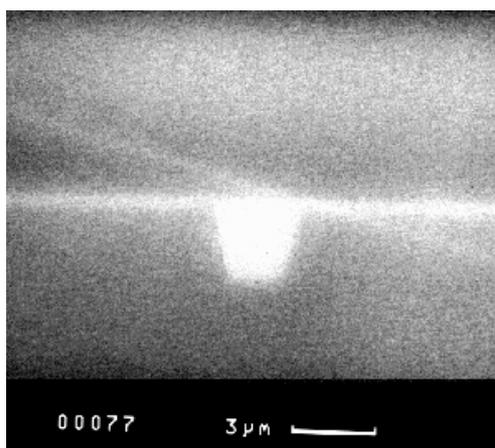
Das Abschälen größerer Bereiche läßt auf eine zu geringe Haftfestigkeit schließen. Dafür spricht auch das Abschälen durch dreiminütiges Belichten (nicht vollständig) geprägter, gehärteter Schichten. Sie wären noch ausreichend flexibel, um den auftretenden Schrumpf durch ihre Elastizität zu kompensieren ohne hohe Spannungen an der Grenzfläche hervorzurufen. Untersuchungen fertiger Strukturen zeigten aber, daß das Kernmaterial die darunterliegende strukturierte Schicht anlost. Durch eine Erhöhung der Belichtungszeit auf 6 Minuten wurden die strukturierten Schichten nicht mehr angelöst, aber die Elastizität reduziert.

Zur Strukturierung von thermisch vorkondensierten Kompositschichten auf Glas, auf dessen Oberfläche zuvor massiv Si-OH-Gruppen erzeugt wurden, wurde auf Grund höherer Viskosität

des vorkondensierten Komposits der Stempel mit höheren Kräften eingedrückt. Noch unter Druck fand die Aushärtung der vorkondensierten Schicht durch UV-Belichtung über einen Zeitraum von 6 min statt. Bei diesem zweiten Extrem hält die unterste Schicht zwar am Substrat, aber eine Rißbildung in dieser Schicht tritt auf.

Um die Belastung des Interfaces zum Substrat, die durch die stark unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten bei thermischen Prozessen hervorgerufen wird, gering zu halten, wurde bei den letzten Experimenten nur die UV-Aushärtung eingesetzt. Aber auch unter diesen Bedingungen gab es den Fall des Abschälens und der Rißbildung.

Bei geringen Schichtdicken bzw. Wellenleiterdimensionen tritt der Effekt des Abschälens nicht so stark auf. Muster mit geringen Wellenleiterquerschnitten konnten realisiert werden. Die folgende Abbildung (Bild 92) zeigt eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme des Querschnitts eines einmodigen Streifenwellenleiters für 632.8 nm. Dargestellt ist die Verteilung der Zirkondotierung, die zur Einstellung der relativen Brechzahl verwendet wird. Oberhalb des etwa  $3\ \mu\text{m} \times 3\ \mu\text{m}$  großen Kanals ist noch eine Restschicht von ca. 200 nm zu erkennen, die gemäß der vorangehenden Abschätzung (Bild 91) zu erwarten war.



*Bild 92 Wellenleiterendfläche eines einmodigen Streifenwellenleiters für 632.8 nm [ 138]*

Beide Extreme stellen hinsichtlich der Prozeßparameter einen Grenzfall dar. Das Prozeßfenster ist klein, so daß geringe Schwankungen eine Bauteilherstellung mit Endflächenpräparation nicht mehr ermöglichen. Die Verwendbarkeit des MPTS/MAS/Zr(OPr)<sub>4</sub> Systems in den benützten Zusammensetzungen ist für eine kommerzielle Herstellung aus den geschilderten technologischen Gründen für zu kritisch einzustufen. Die eigentliche Ursache liegt in der hohen Sprödigkeit des Materials, die nach der vollständigen Aushärtung vorliegt. Eine teilweise Aushärtung ist für praktische Anwendungen nicht denkbar, da kein stabiler Zustand vorliegt. Durch die Zugabe einer Komponente, die die Elastizität bei vollständiger Aushärtung erhöht, müßte auch die Realisierung größerer Strukturen und auch eine geringere Viskosität zur Verringerung der Verpreßzeit erreichbar sein.

### 6.3.5 Charakterisierung von Wellenleitern aus wäßrig synthetisiertem Komposit

Nach erfolgter Darstellung der Wellenleiterherstellungstechnologie wird im folgenden auf die wesentlichen optischen Größen der Wellenleiter, die Brechzahl und die Dämpfung eingegangen.

#### 6.3.5.1 Brechzahlen

Einmodige, integriert optische Wellenleiter erfordern eine präzise Brechzahleinstellbarkeit von Brechzahldifferenzen mit Abweichungen weniger Zehntausendstel, die durch Einflüsse der Prozeßführung wie bei mehrfacher Temperaturbelastung beim Aufbringen weiterer Schichten oder durch Inhomogenitäten des Beschichtungsmaterials auftreten können. Ebenso ist eine hohe Homogenität der Brechzahlverteilung zu erzielen, um geringe Streuverluste zu erhalten.

Bei dem untersuchten Materialsystem wird die Brechzahl durch Zirkonoxid angehoben. Mit einer Konzentrationsreihe, bei der das Verhältnis von MPTS zu Methacrylsäure und Zirkonpropylat von 20:1:1 bis 10:2:2 variiert wurde, konnte für diesen Konzentrationsbereich eine lineare Zunahme der Brechzahl durch den Anteil des Brechzahlmodifikators von  $0.08 \pm 0.005$  Mol  $Zr(OPr)_4/MAS$  pro Mol MPTS festgestellt werden. Dies zeigt, da sich die angegebenen Mengen genau einwiegen lassen, daß die Brechzahleinstellbarkeit im Rahmen der Erfordernisse möglich ist. Auf die Absolutwerte wird im folgenden eingegangen.

##### 6.3.5.1.1 Einflüsse durch die Prozeßführung

Werden bei der Aushärtung der Composite verschiedene Härtereregime verwendet, können unterschiedliche Endzustände erreicht werden. Eine Ursache kann in der Abfolge der Kondensationsreaktion und Polymerisationsreaktion gesehen werden, denn eine Änderung der Prozeßführung führt zu unterschiedlichen Vernetzungsgraden der organischen und anorganischen Komponenten. So kann bei einem hohen Polymerisationsgrad die Kondensationsreaktion sterisch behindert werden und umgekehrt. Eine andere Ursache kann in einer unzureichenden Härtung gesehen werden. Beide Effekte wirken sich auf die Brechzahl aus. Die für die verwendeten Prozesse ermittelten Werte sind in der nachfolgenden Tabelle aufgelistet.

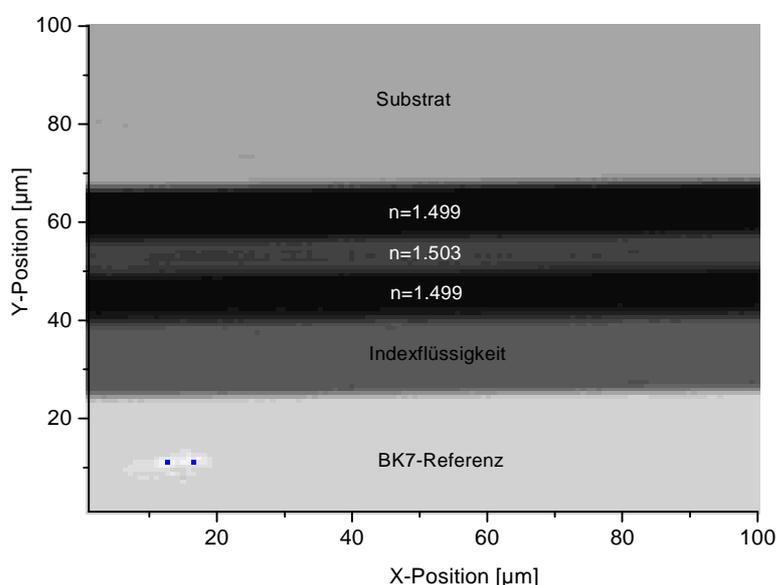
*Tabelle 14 Brechzahlen für unterschiedliche Aushärtung des Komposits*

Aushärtung	n@632.6nm MPTS/MAS/Zr 10:1:1	n@632.6nm MPTS/MAS/Zr 20:1:1	Brechzahldifferenz
Umlufttrockenschrank (130°C, 1h)	1.493	1.497	0.004
Heizplatte (1 mm über Platte, 100°C, 2h)	1.499	1.503	0.004
Vakuumtrocken- schrank (150°C, 4h)		1.506	

Vergleicht man die resultierenden Werte für die Trocknung im Umlufttrockenschrank, die Trocknung auf einer Heizplatte und im Vakuumtrockenschrank, so erkennt man ein Ansteigen der Brechzahl entsprechender Composite. Aufgrund der ausreichend geringen Oberflächenrauheit und zugunsten einer kürzeren Aushärtezeit wurde zur Schichtherstellung die Härtung auf einer Heizplatte durchgeführt.

#### 6.3.5.1.2 Homogenität der Brechzahl

Zur Bestimmung der Homogenität der Brechzahlverteilung der auf der Heizplatte gehärteten Wellenleiter wurde indirekt eine REM-Aufnahme (Bild 92), die mit Materialkontrast aufgenommen wurde, und das RNF-Profilometer verwendet. Die bereits im vorigen gezeigten REM - Aufnahmen der Wellenleiterendflächen zeigen eine homogene Verteilung.



**Bild 93** Brechzahlverteilung eines Schichtwellenleiters, gemessen mit RNF

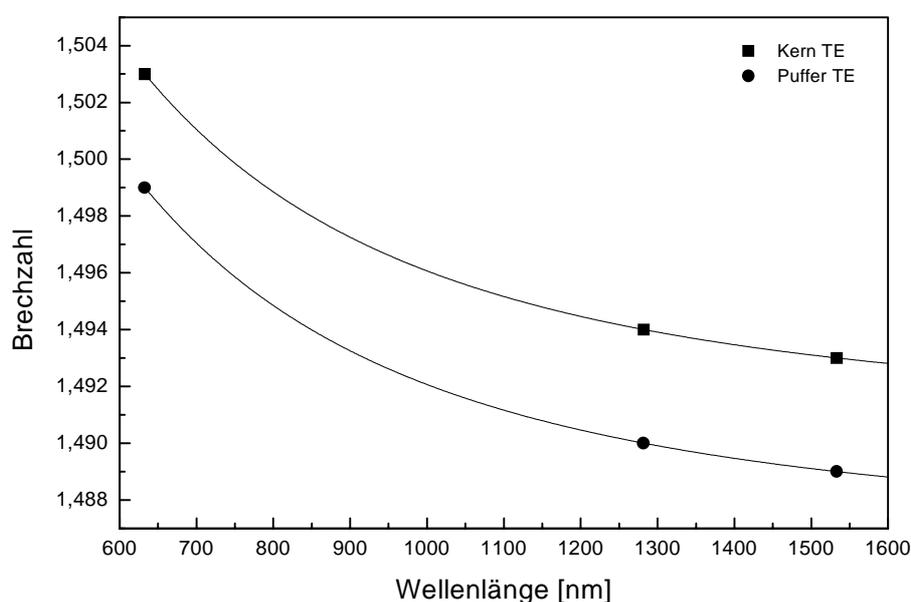
Die zweidimensionale Analyse mit dem RNF-Profilometer, die oben (Bild 93) dargestellt ist, vermittelt ein Bild über die Homogenität der Brechzahlverteilung des Wellenleiters. In der Abbildung erkennt man, daß die Brechzahl der Puffer- und der Deckschicht gleich und über eine große Fläche nahezu homogen ist. Dies verdeutlicht, daß eventuelle Schwankungen der Brechzahlen bei gleicher Prozeßführung bei Beschichtung und Trocknung vernachlässigbar sind und die Brechzahl reproduzierbar ist.

Der Verlauf an den Grenzflächen wird durch die räumliche Brechzahlprofilometerauflösung „verrundet“. Die erkennbaren Schwankungen im Kernbereich sind im Bereich kleiner  $5 \cdot 10^{-4}$  und können auch durch Auswirkungen von Störungen an Grenzflächen bei der RNF-Messung bedingt sein, da in der Darstellung des Materialkontrasts keine Inhomogenitäten erkennbar sind.

### 6.3.5.1.3 Dispersion

Die Dispersion für den Komposit wurde anhand der gemessenen Brechzahlen der zwei Zusammensetzungen (20:1:1 und 10:1:1) bei drei Wellenlängen ermittelt und ist nachstehend (Bild 94) dargestellt. Man erkennt eine normale Dispersion der beiden Komposite mit einem parallelen Verlauf der beiden Graphen.

Die Brechzahlen sinken von 1.503 (1.499) bei 632.8 nm um  $1 \cdot 10^{-2}$  bis auf 1.493 (1.489) bei 1.533  $\mu\text{m}$ . Der parallele Verlauf der Graphen vom sichtbaren bis zum infraroten Wellenlängenbereich erlaubt vorteilhafterweise die Brechzahleinstellung bei 632.8 nm durchzuführen.



*Bild 94 Dispersion des wässrig synthetisierten Komposits*

Die Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeiten ist im Kern und Mantelmaterial vergleichbar, so daß bei den untersuchten Wellenleitern aus zwei Materialzusammensetzungen das Verhalten hinsichtlich der Dispersion homogen ist.

### 6.3.5.1.4 Thermooptischer Koeffizient des Systems MPTS/MAS/Zr(OPr)<sub>4</sub>

Kompositmaterialien bieten neben einfachen linearen Wellenleitern, Verzweigern und Koppeln auch die Möglichkeit, thermooptische Schalter zu realisieren. Von großer Bedeutung ist folglich die Größe des thermooptischen Koeffizienten, der seitens der Materialparameter, neben der Wärmeleitfähigkeit, maßgebend für die nötige Leistungsaufnahme und die Geschwindigkeit ist.

Bei Temperaturdifferenzen zwischen 70°C und 80°C wurden ein thermooptischer Koeffizient von  $-1.7 \cdot 10^{-4}$  K mit einer Standardabweichung von 0.2 /K bestimmt. Verglichen mit dem ther-

mooptischen Koeffizienten von PMMA mit  $-1.2 \cdot 10^{-4}$  K müßte mit dem Komposit ein thermooptischer Schalter mit geringerer Leistungsaufnahme realisierbar sein.

### 6.3.5.2 Die Dämpfung der Grundmode von Wellenleitern aus MPTS/MAS/Zr(PrO)<sub>4</sub>

Wesentlich für integriert optische Strukturen ist bei angestrebten Längen von etwa 6 cm und weiteren Verlusten beispielsweise durch Verzweiger eine möglichst geringe Grunddämpfung. Für optische Crossconnects wird eine Dämpfung von weniger als 0.5 dB/cm notwendig, um die Pegel nicht zu stark absinken zu lassen, so daß die Bitfehlerrate nicht zu groß wird.

Die in der nachstehenden Tabelle 15 aufgeführten gemessenen Verluste zeigen, welche Werte in dem Materialsystem realisiert werden können.

*Tabelle 15 Dämpfung des Materialsystems MPTS/MAS/Zr(PrO)<sub>4</sub> bei verschiedenen Wellenlängen*

Wellenlänge	632.8nm	780 nm	1320 nm	1550 nm
Verluste	0.35 dB/cm	0.17 dB/cm	0.55 dB/cm	2.41 dB/cm

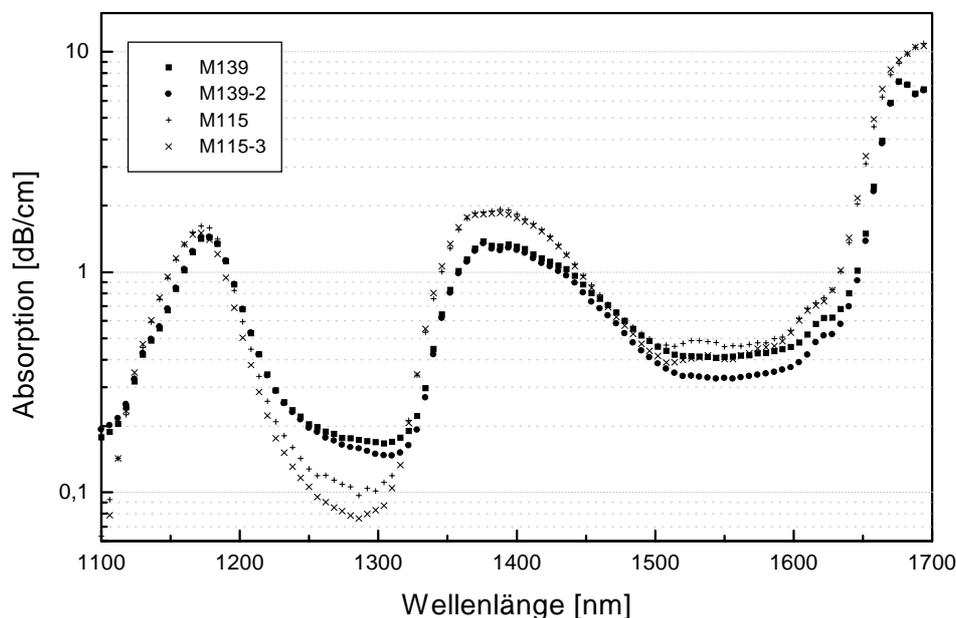
Im Wellenlängenbereich bis 1300 nm liegen die Meßwerte in der Nähe der Anforderungen und bieten auch vielfältige Möglichkeiten zur Realisierung von Sensoren. Bei 1.5 µm ist die Dämpfung für Anwendungen für die Nachrichtentechnik jedoch nicht geeignet. Mit dem Ziel, ein Material für die Wellenlängen 1.3 µm und 1.5 µm mit geringer Dämpfung für die Nachrichtentechnik zur Verfügung zu haben, soll im folgenden aufgrund der Dämpfung hervorruhenden OH-Absorption und CH-Absorption ein neu entwickeltes Material mit vermindertem Gehalt dieser absorbierenden Gruppen hinsichtlich der Verarbeitung und Wellenleiterherstellung erprobt und auf optische Eigenschaften untersucht werden.

### 6.3.6 Streifenwellenleiter aus wasserfrei synthetisierten Kompositen

Für die Anwendung in integriert optischen Bauelementen für die Nachrichtentechnik sind verlustarme Materialien für die 1.3 µm- und 1.5 µm Bänder nötig, denn in diese Bänder reichen Ausläufer von verlustbringenden CH-Kombinationsschwingungen und die Flanke der zur Dämpfung beitragenden OH-Bande. Besonders für den Wellenlängenbereich bei 1.5 µm bietet sich folglich eine Verringerung von OH- und CH-Gruppen an.

Für die Herstellung von Streifenwellenleitern ist neben einer geringen Dämpfung die Verarbeitbarkeit zu beachten. Aus diesem Grund wurden zunächst, um die Dämpfung zu bestimmen, aus verschiedenen Zusammensetzungen [ 139] Volumenproben durch Belichten im Beltron unter Luftabschluß hergestellt und die Endflächen poliert. Für die Photopolymerisationsreaktion wurde Irgacure 184 verwendet. Zur Untersuchung der technologischen Aspekte wurden die beiden niedrigst dämpfenden Komposite M 115 und M139 (siehe Kapitel 5.1.2)

ausgewählt und die Dämpfung von je zwei Proben spektral vermessen. Die spektrale Dämpfung dieser kokondensierten und kopolymerisierten Volumenmaterialien ist oben (Bild 95) abgebildet.



*Bild 95 Spektrale Dämpfung von Volumenproben der Komposite M115 und M139*

Im Wellenlängenbereich um 1310 nm haben alle Proben Verluste unter 0,1 dB/cm. Die Abweichungen zwischen einzelnen Proben des gleichen Typs betragen bei 1310 nm ca. 0,03 dB/cm. Bei 1550 nm liegt die Dämpfung der Proben zwischen 0,33 dB/cm und 0,5 dB/cm, wobei sich die Abweichungen der jeweiligen Ansätze bei Werten um 0,6 dB/cm befinden.

Die Benetzungseigenschaften der zwei Komposite auf Silicium und Glas sowie die Sauerstoffinhibierung wirkten der Herstellung von Einzelschichten zur optischen Charakterisierung entgegen. Eine Ursache dafür kann in der reduzierten Homogenität durch Entmischung gesehen werden, da das Komonomer frei beweglich ist. Auch das Spülen mit Stickstoff führte zu keinen wesentlichen Verbesserungen. Für die Wellenleiterherstellung wird folglich eine Technologie erforderlich, die an Luft umgesetzt werden kann und gleichzeitig die Aushärtung erlaubt. Eine weitere Randbedingung ergibt sich aus der Verwendung metallischer Abformwerkzeuge, die durch Nickelmikrogalvanik erzeugt wurden. Da die Abformwerkzeuge nicht für UV - Licht transparent sind, ist bei Photohärtung, die zu kürzeren Prozeßzeiten führt als die rein thermische Härtung, ein UV - transparentes Substrat zu verwenden.

#### 6.3.6.1 Herstellung der Mikrostrukturen für Streifenwellenleiter

Mit dem Ziel, nur geringe thermische Spannungen zwischen Mikrostruktur und Substrat aufkommen zu lassen sind Materialien mit vergleichbaren Ausdehnungskoeffizienten nötig.

Ebenso sollte das Substratmaterial mindestens den Temperaturen standhalten können, die die anorganisch organischen Kompositmaterialien vertragen. Da im Vergleich zu Kunststoffen eine höhere thermische Stabilität der anorganisch-organischen Kompositmaterialien durch die anorganischen Bestandteile zu erwarten ist, sollten die Substrate auch diesbezüglich ähnliche Eigenschaften besitzen. Naheliegend ist folglich die Verwendung eines Substrats mit direkt durch Abgießen hergestellten Mikrostrukturen aus dem Komposit des Mantelmaterials. Dazu wurde eine Form aus Silikongummi mit einer Aufnahme für einen Nickelshim mit oben liegenden Strukturen und Abstandhaltern zur Definition der Substratdicke angefertigt. Auf dem Abstandhalter lag eine Glasplatte mit einer Einfüllöffnung sowie einer Entlüftungsöffnung. Zur Unterbindung des Anhaftens war die Glasplatte mit einer Teflon AF Schicht (Du Pont) versehen. Die Aushärtung des anschließend eingefüllten Komposits erfolgte durch mehrmaliges Durchlaufen des Beltrons oder unter einer UV-S-400 Lampe. Der Silikongummi wurde so gewählt, daß er ausreichend flexibel war, um das in ihm ausgehärtete Substrat mit dem Nickelshim zu entnehmen. Im letzten Schritt wurde das Kompositsubstrat vom Stempel abgehoben. Es konnte festgestellt werden, daß sich die untersuchten Kompositmaterialien zur Herstellung 1 mm - 2 mm dicker Substrate eignen.

Angesichts des Materialverbrauchs, der Kosten der Precursoren und des Synthesaufwands war ein Weg auszumachen, der es erlaubt, die Wellenleiterherstellung bzw. die Mikrostrukturierung der Kompositmaterialien bei geringerem Materialaufwand zu bewerkstelligen. Um die Machbarkeit der Wellenleiterherstellung zu zeigen, muß das Substrat keine hohe Temperaturstabilität aufweisen. Aus diesem Grund kommt für die durchgeführten Versuche die Verwendung von UV-transparentem PMMA in Betracht.

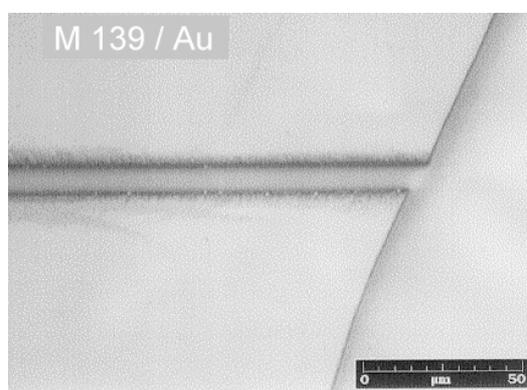
Die Herstellung der Kompositmikrostrukturen auf PMMA verläuft ähnlich zum vorher beschriebenen Verfahren. Ein Nickelshim liegt mit den Mikrostrukturen nach oben auf einer Unterlage. Auf seinen Rändern befinden sich Abstandhalter, auf denen das PMMA-Substrat aufgelegt wird. Der Hohlraum zwischen Nickelshim und PMMA-Substrat wird mit Hilfe einer Kanüle mit Kompositmaterial befüllt. Durch die Kapillarkräfte bzw. das günstige Benetzungsverhalten verteilt sich der dünnflüssige Komposit über das gesamte Volumen zwischen Substrat, Abstandhaltern und Nickelshim gleichmäßig. Die Aushärtung erfolgt wahlweise mit einer UV-S-400 Lampe ( $17 \text{ mW} / \text{cm}^2$ ) oder einer Kaltlichtquelle ( $19.5 \text{ mW} / \text{cm}^2$ ).

Ansatzpunkte zur Optimierung sind gegeben am Interface vom Komposit zum Substrat, an der Schutz- bzw. Antihftbeschichtung des Nickelshims und bei den Aushärtebedingungen wie Temperatur und Belichtungszeit.

Für die Versuche wurden Substrate aus PMMA mit Schutzfolie verwendet, so daß eine Zerteilung ohne Beeinflussung der Oberfläche möglich war und eine saubere Oberfläche zur

Verfügung stand. Eine Verbesserung der Haftfestigkeit der Kompositschicht zum Substrat wurde durch eine 2-minütige Behandlung mit Methylacetoacetat, das die PMMA-Oberfläche anlöst und damit eine bessere Verbindung zum Komposit möglich macht, erreicht.

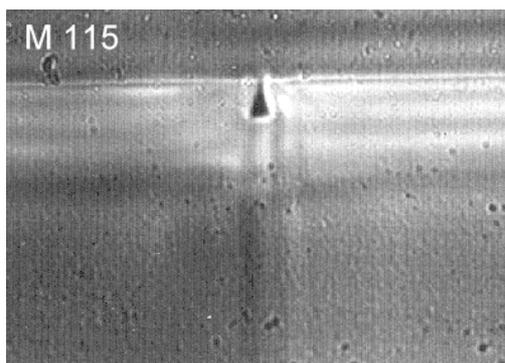
Andererseits wird die Kraft, die an der Grenzfläche zwischen Komposit und Substrat wirkt, durch die Kraft bedingt, die zum Entformen des Abformwerkzeugs benötigt wird. Aus diesem Grund wurde Teflon AF verwendet, das sich schon bei der Abformung mit den wäßrig synthetisierten Materialien als Antihafschicht bewährt hat. Es wurden Aushärtebedingungen für die Abformung gewählt, unter denen das Volumenmaterial längst ausgehärtet ist. Jedoch an der Grenzfläche, an der die Mikrostrukturen abgeformt sind, ist die Härtung nicht vollständig fortgeschritten, so daß Reste des Komposits M139 auf dem Werkzeug zurückbleiben. In der folgenden Abbildung (Bild 96) ist ein in Komposit abgeformter Graben dargestellt, an dessen Kanten Störungen in Form von Verrundungen vorliegen.



*Bild 96* Abgeformter Graben im Komposit M139

Bei der Abformung von M115 hafteten keine gering ausgehärteten Reste am Werkzeug. Die für die Wellenleiter typische Geometrie aus dem Komposit M115 verformte sich beim Einbringen des flüssigen Füllmaterials, was auf ein Quellen oder die Kapillarkräfte zurückgeführt werden kann. Der Sachverhalt ist in Form einer gesägten Endfläche in der nachstehenden Grafik (Bild 97) für den Komposit M115 dargestellt, der sich unter Bedingungen, wie sie bei M139 vorlagen, stärker als M139 aushärten läßt. Für die Endflächenpräparation wurde zum Schutz der Strukturen aus M115 beim Sägen ein Schutzlack verwendet, durch den sich die Strukturen ähnlich wie mit dem flüssigen Kompositmaterial verformten.

Die weiteren Untersuchungen wurden mit dem besser härtenden Komposit M115 durchgeführt, dessen zweite Volumenprobe bei 1.55  $\mu\text{m}$  ähnliche Verluste wie die schlechtere Probe von M139 aufweist, da bei einer deutlich besseren Verarbeitbarkeit nur geringfügig höhere Verluste erwartet werden müssen. Aufgrund der noch unzureichenden Härtung bei niederen Temperaturen wurde die Aushärtung mit thermischer Unterstützung durchgeführt.



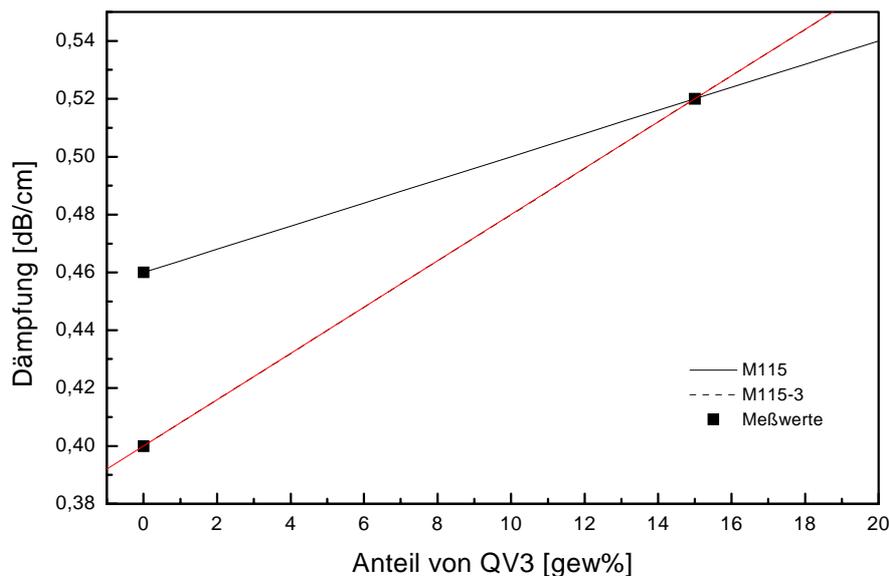
*Bild 97 Abgeformter und gefüllter Graben aus M115*

Dabei zeigte sich, daß sich der Komposit gar nicht mehr von dem Werkzeug entformen läßt. Der Schluß liegt folglich nahe, daß die Teflonschicht durch das hochfluorierte Monomer angelöst wurde. Die Verwendung von Teflon AF eignet sich demnach nur für die Aushärtung bei niederen Temperaturen ( $< 50^{\circ}\text{C}$ ).

Alternativ wurde Gold getestet, das beim Herstellen der Nickelshims als Startschicht dient und sich gut mit dem Nickel verbindet. Es konnten mit Gold ordentliche und nur geringfügig schlechtere Ergebnisse als mit Teflon bei niederen Härtetemperaturen erzielt werden. Günstig erwies sich Au für die Verarbeitung von Komposit M115. Bei hohen Härtetemperaturen trat wie bei Teflon AF eine starke Bindung zum Werkzeug auf. Nachträglich aufgesputterte Schichten aus Au und anderen Metallen hatten eine zu geringe Haftfestigkeit auf dem Abformwerkzeug.

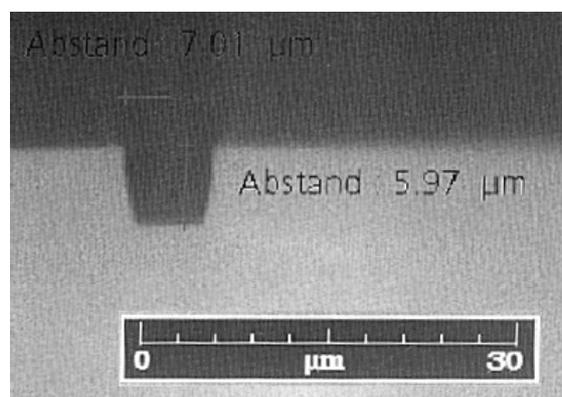
Um die Verformungen der Mikrostrukturen zu minimieren, wurde dem Sol Vernetzer zur Erhöhung der Festigkeit der Kompositmikrostrukturen zugegeben. Die zusätzliche Menge an Vernetzer ist soweit zu erhöhen, wie es gerade erforderlich ist, um die Strukturen zu verfestigen. Höhere Anteile beeinträchtigen die Dämpfungseigenschaften unnötig, da der Vernetzer nicht CH-bindungsfrei ist. Limitiert ist die Menge an Vernetzer, die zugegeben werden kann durch die Löslichkeit des Vernetzers im Sol. Die Löslichkeit des Vernetzers im Sol liegt bei Werten um  $< 20$  gew%. Die durch den Vernetzer verursachte zusätzliche Dämpfung wurde mittels Absorptionmessungen an Volumenproben M115 und den Proben M115-3 sowie M115 mit 15 gew% QV3 bestimmt und in der nachstehenden Grafik (Bild 98) abgebildet.

Die Betrachtung der zusätzlich durch den Vernetzer hervorgerufenen Dämpfung in obiger Darstellung zeigt, daß die Schwankungen zwischen den verschiedenen Proben deutlich in die Grunddämpfung des Vernetzers QV3 eingehen und folglich ein Bereich von 0.004 bis 0.008 dB / (gew% QV3 \* cm) angegeben werden muß. Bei einem Gehalt von 15% Vernetzer liegt die Dämpfung bei 0.52 dB/cm.



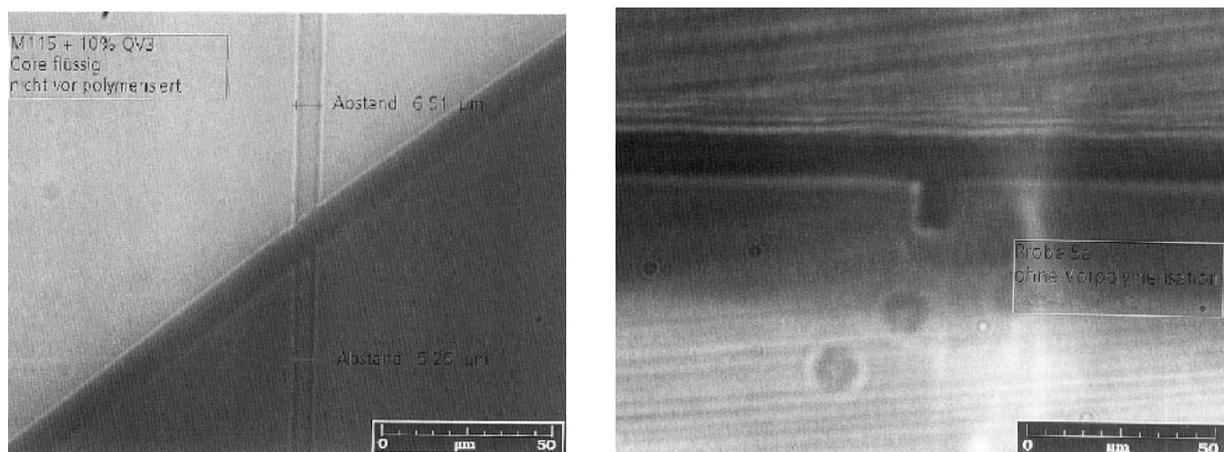
*Bild 98 Dämpfung in Abhängigkeit der Vernetzerkonzentration*

Die Ermittlung der optimalen Konzentration des Vernetzers erfolgte durch eine schrittweise Erhöhung der Vernetzerkonzentration und die Untersuchung der resultierenden Geometrien. Die Verformungen verringerten sich mit steigendem Vernetzergehalt. In der nachstehenden Abbildung (Bild 99) ist die Bruchfläche eines abgeformten Grabens aus M115 mit 10% QV3 ohne Füllmaterial zu sehen. Die Seitenwände sind oben weiter voneinander entfernt als unten im Graben. Es liegt keine Verformung vor.



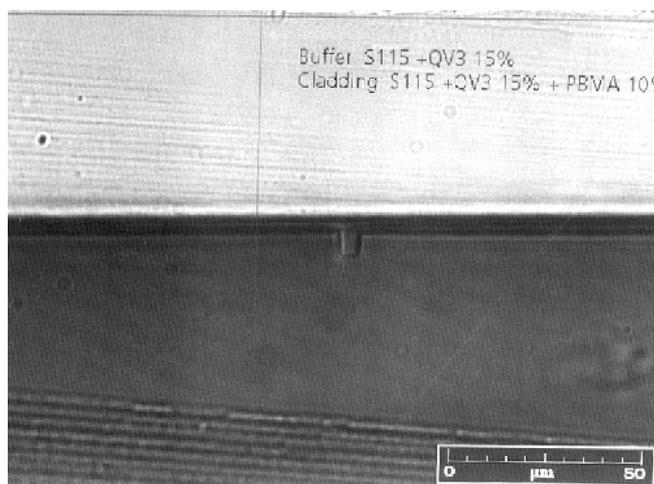
*Bild 99 Abgeformter Graben aus M115 mit 10% QV3*

Im nächsten Schritt wird ein transparentes Deckssubstrat teilweise auf die Strukturen gelegt und am Rand das dünnflüssige Füllmaterial dazugegeben. Das Füllmaterial wird durch Kapillarkräfte in die Strukturen gesaugt. Am Übergang vom ungefüllten zum gefüllten Graben erkennt man im nachstehenden Bild links (Bild 100), daß sich die Struktur von 6.5 µm auf 5.2 µm zusammenzieht.



**Bild 100** *Einfluß des Füllmaterials auf den Graben aus M115 mit 10% QV3*

Zur Verdeutlichung ist auch der Querschnitt des mit Füllmaterial ausgehärteten Grabens rechts daneben abgebildet. Eine leichte Verformung des Querschnitts liegt noch vor. Eine Erhöhung auf 15 gew% Vernetzer erwies sich, wie im folgenden Bild (Bild 101) an dem nicht verformten Kanalquerschnitt zu erkennen ist, als geeignet für die Wellenleiterherstellung. Daraus ergibt sich für die Wellenleiterdämpfung bei 1,5 µm, daß sie aufgrund der Materialabsorption (Bild 98) oberhalb von 0,52 dB/cm liegen wird.

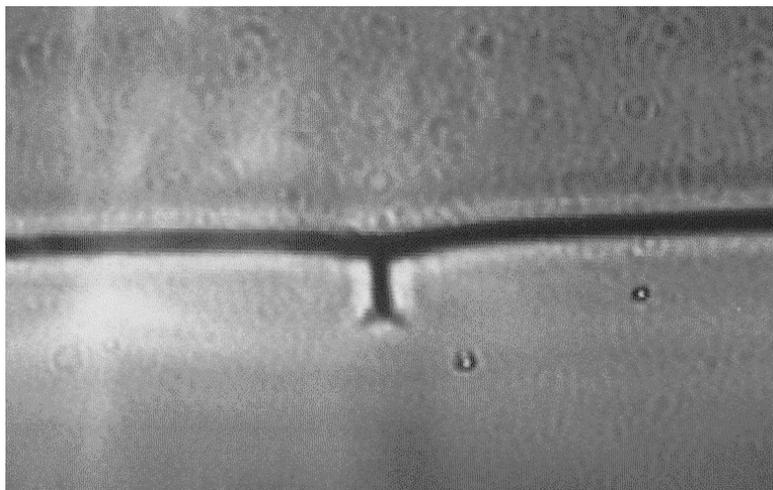


**Bild 101** *Abgeformte und gefüllte Struktur aus M115, mit 15% QV3 und 10% PBMA zur Indexanhebung des Kernmaterials*

Wellenleiter wurden hergestellt aus M115, 15% QV3, 10% PFSty, sowie M115, mit 15% QV3 und 10% PBMA.

Zur qualitativen Untersuchung des Polymerisationsverhaltens des indexmodifizierten Materials wurde ebenfalls das Werkzeug mit dem indexmodifizierten Material abgeformt. Bei der Zugabe einer zweiten Komponente zog sich die Struktur oben zusammen (Bild 102). Das Polymerisationsverhalten wird folglich hinsichtlich der Härtung durch den Indexmodifikator verschlech-

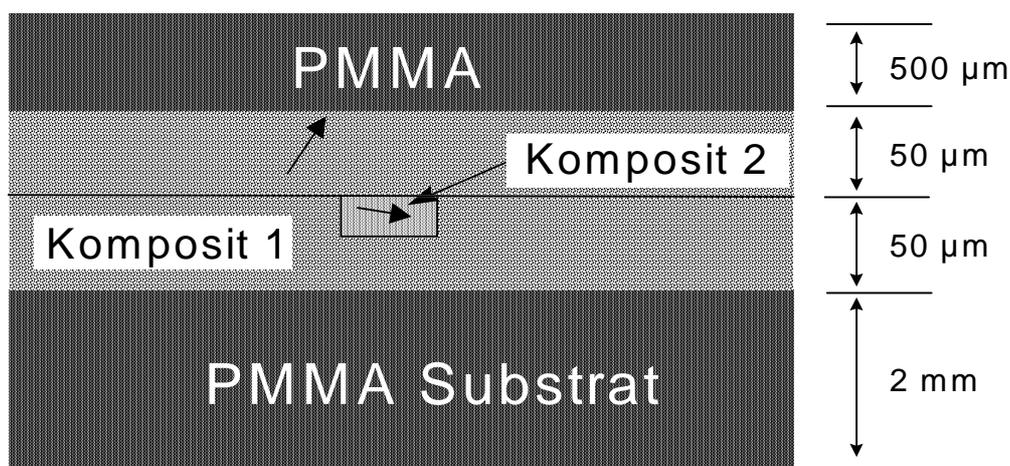
tert. Zur Klärung, ob die Verformung durch Quellen oder Kapillarkräfte hervorgerufen wird, kann ebenfalls die folgende Abbildung (Bild 102) beitragen.



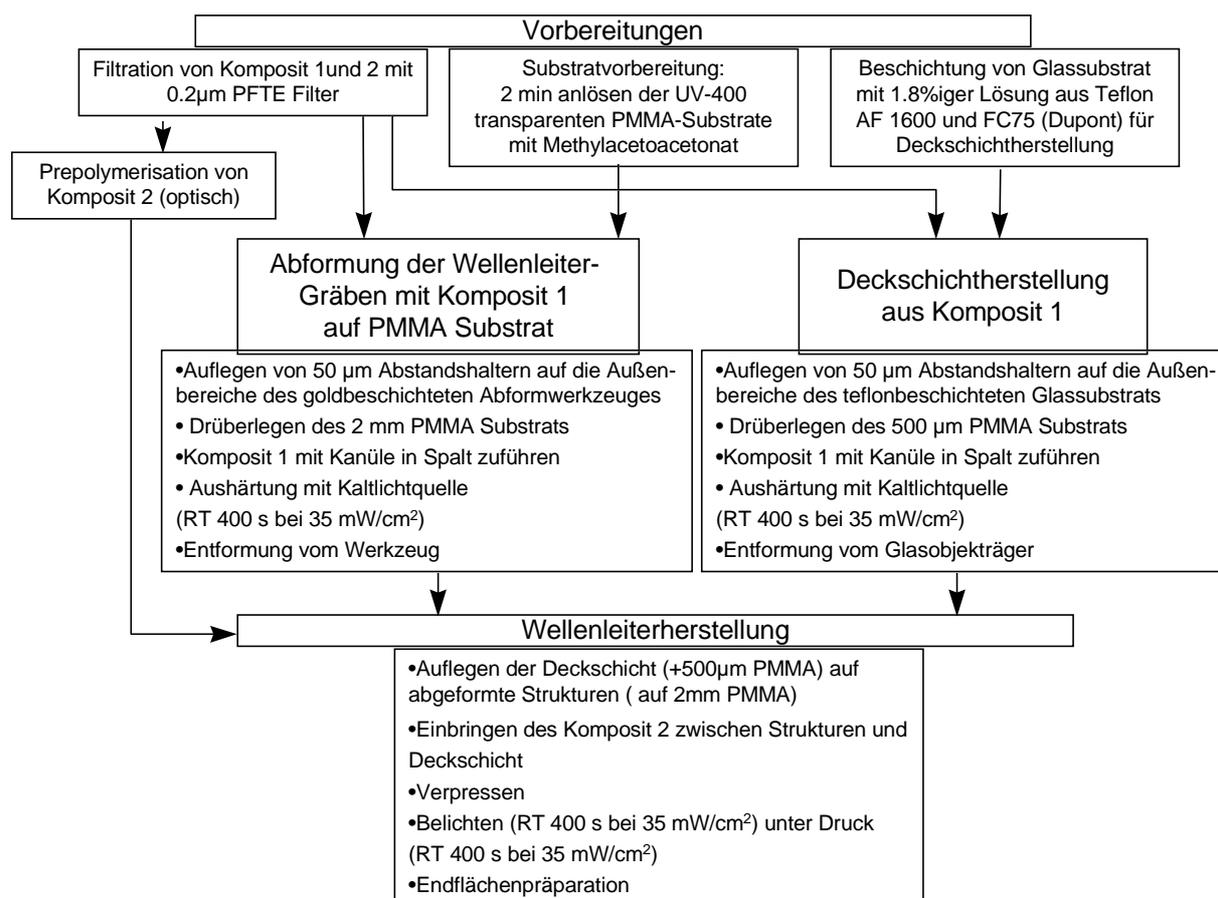
*Bild 102* Abgeformte und gefüllte Struktur aus M115 + 15% QV3 + 10% PBMA (mit Indexmodifikator)

Man erkennt, daß die mit dem Kernmaterial abgeformten Strukturen, wenn sie mit dem flüssigen Kernmaterial in Kontakt kommen an der Grenzfläche Quellen, was besonders deutlich an dem Graben erkennbar ist. Selbst in der Mitte des Grabens kann man eine Wölbung nach oben erkennen.

Der optimierte Prozeßablauf zur Herstellung von Wellenleiterstrukturen wird an dieser Stelle in Form eines Ablaufschemas (Bild 104) aufgezeigt, in dem die einzelnen Prozeßschritte aufgeführt sind. Zur Veranschaulichung des Wellenleiteraufbaus soll die nachstehende schematische Grafik (Bild 103) dienen.

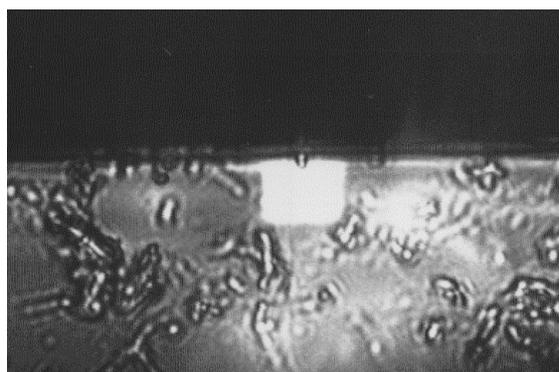


*Bild 103* Schematische Darstellung des Wellenleiteraufbaus (Wellenleiterquerschnitt)



**Bild 104** *Herstellungsablauf für Kompositwellenleitern auf Basis wasserfrei synthetisierter Komposite*

Mit diesem Prozeß konnten Wellenleiter realisiert werden. Die folgende Mikroskopaufnahme (Bild 105) zeigt das typische Ergebnis.



**Bild 105** *Gesägte Endfläche eines nach obigem Prozeß realisierten Wellenleiters*

Dargestellt ist die gesägte Endfläche eines Wellenleiters, die von der Rückseite durchstrahlt wird. Der lichtführende Kern hebt sich durch seine große Helligkeit deutlich von der Umgebung ab. Die Strukturen neben dem Kern sind durch anhaftende Störungen auf der Endfläche bedingt. Die Deckschicht erscheint dunkler. Dies rührt daher, daß schon bei geringer Neigung

der Probe durch die dünne verbleibende Restschicht des Kernmaterials das Licht nicht in gleichem Maße in die Deckschicht wie in die Puffer dringt.

Eine Härtung an Luft erlauben die untersuchten Materialien nicht. Es wurde festgestellt, daß dem Material M115 mindestens 15% Vernetzer des Typs QV3 zugegeben werden muß, um eine ausreichende Verfestigung zu erlangen. Die Verformung der Kanalgeometrie durch das nicht ausgehärtete Füllmaterial konnte auf das Quellen der nicht ausreichend gehärteten Strukturen zurückgeführt werden. Die benötigten Belichtungsleistungen und Belichtungszeiten zur Aushärtung der wasserfrei synthetisierten Komposite liegen mit ca. 7 min und  $35 \text{ mW/cm}^2$  im Vergleich zu kommerziellen Photolacken hoch. Die Belichtungszeit kommerzieller, nichtfluorierter, polymerisierender Lacke ist hingegen deutlich kürzer und beträgt weniger als eine Minute, wobei die Belichtungsleistung bei lediglich  $20 \text{ mW/cm}^2$  liegt.

### 6.3.6.2 Charakterisierung von Wellenleitern

#### 6.3.6.2.1 Untersuchungen zur Einstellung der Brechzahl

Zur Brechzahleinstellung wurde eine Variation des prozentualen Anteils des Kopolymers gewählt. Für die Wahl der Brechzahlmodifikatoren sind angesichts der geringen Brechzahlen des Grundmaterials, die der nachstehenden Grafik zu entnehmen sind, Substanzen einzusetzen, die die Brechzahl anheben.

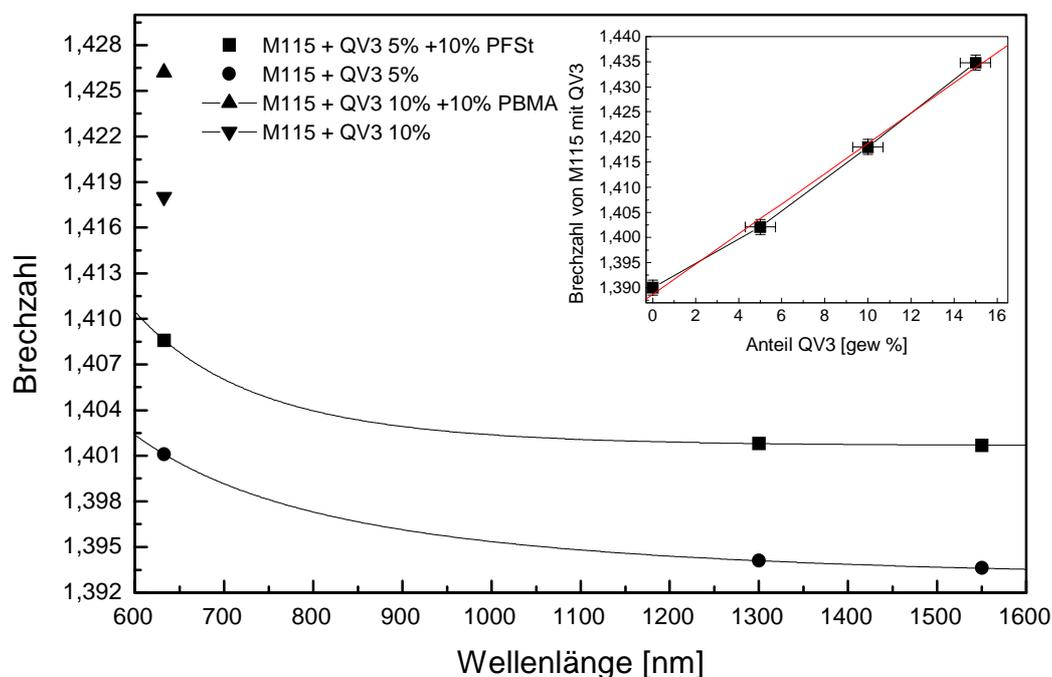


Bild 106 Dispersion des wasserfrei synthetisierten Komposits mit und ohne Brechzahlmodifikator, Einfluß der Vernetzerkonzentration auf die Brechzahl

Im vorstehenden Diagramm (Bild 106) ist die Dispersion für den verwendeten Brechzahlmodifikator Pentafluorstyrol und die Brechzahlen bei 632.8 nm des mit PBMA modifizierten Systems dargestellt, bei dem eine ähnliche Dispersion zu erwarten ist, da der Hauptbestandteil zu 85 % identisch ist. Betrachtet man die Brechzahldifferenz zu steigenden Wellenlängen, so stellt man fest, daß sie um  $7 \cdot 10^{-4}$  größer wird. Die Brechzahldifferenz zur Standardfaser liegt bei mehr als 0.4.

Zur präzisen Brechzahleinstellung durch das Zugabe der Modifikatoren wird deren Brechzahl benötigt. Da die Brechzahlmodifikatoren PBMA und PFSty sich nicht ohne die Zumischung einer weiteren Komponente polymerisieren lassen, müssen deren Brechzahlen aus dem resultierenden Material rechnerisch ermittelt werden. Aus der gemessenen Brechzahl eines Materials  $n_g$  und dem Wissen darüber, wie groß der prozentuale Anteil  $p_i$  der einzelnen Komponenten ist, kann im Fall, daß die Brechzahl  $n_i$  von  $i - 1$  Komponenten bekannt ist, die noch unbekannte Brechzahl der  $i$ -ten Komponente mit dem folgenden Zusammenhang bestimmt werden.

$$n_g = \frac{1}{100} \sum_i p_i n_i \quad (73)$$

Tabelle 16 Brechzahlen verschiedener Komposite auf der Basis von M115, QV3, Pentafluorstyrol, PBMA

Modifikator	Gemessene Brechzahlen in M115 QV3 Matrix @ 633 nm		n berechnet
	$n_1$ ohne Mod.	$n_2$ +10% Modifikator	
Pentafluorstyrol	1.4021	1.4139	1.52
PBMA	1.4180	1.4262	1.50
QV3	1.390	1.4180	1.67

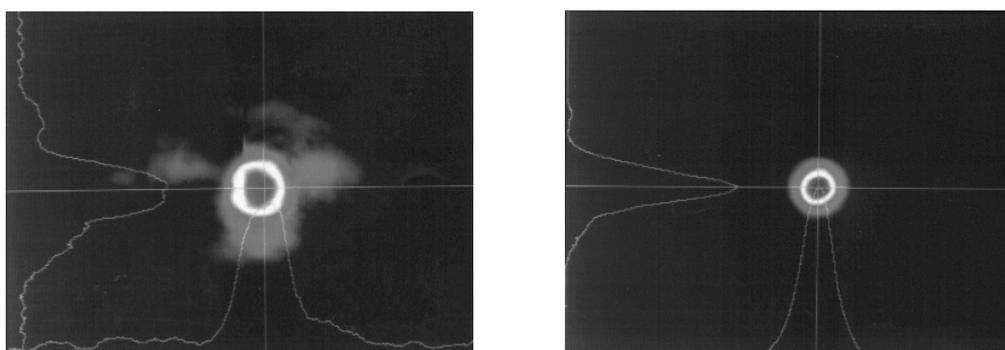
Anhand der in der Tabelle 16 aufgeführten Daten und der davor dargestellten Dispersion können die Brechzahlen oder Brechzahldifferenzen für die gewünschten Wellenlängen eingestellt werden. Für die Untersuchungen zur Machbarkeit wurden jeweils 10 % des Indexmodifikators zur Erhöhung der Kernbrechzahl verwendet und damit die in der Tabelle dargestellten Werte erzielt. Die Brechzahldifferenzen liegen bei etwa  $1 \cdot 10^{-2}$ . Dies zeigt, daß auch Wellenleiter mit höheren Indextdifferenzen als  $5 \cdot 10^{-3}$  bei einer ausreichenden Härtung realisiert werden können.

### 6.3.6.2.2 Das Nahfeld

Die Untersuchung des Nahfeldes zeigt die Intensitätsverteilung an der Wellenleiterendfläche. Im Nahfeld erkennt man Asymmetrien der Intensitätsverteilung, die durch die Indexverteilung bedingt sind oder durch Streuung hervorgerufen werden. Ob ein mehrmodiger Wellenleiter vorliegt, kann durch laterales Verschieben der Einkoppelfaser geprüft werden.

Nachstehend (Bild 107) ist das Nahfeld eines Kompositwellenleiters aus M115 mit 15% QV 3 mit 10% PBMA für die Wellenlängen 1.3  $\mu\text{m}$  (links) und 1.5  $\mu\text{m}$  (rechts) dargestellt.

Das Nahfeld der linken Abbildung zeigt deutliche Inhomogenitäten, was angesichts des beinahe rechteckigen Querschnitts des Kanals durch Streuung hervorgerufen werden wird. Rechts hingegen ist aufgrund der größeren Wellenlänge die Streuung geringer. Das Profil ist nahezu symmetrisch. Die deutlichen Inhomogenitäten der in der linken Abbildung dargestellten Intensitätsverteilung werden durch die Streuung im Kernmaterial hervorgerufen, da die Abformwerkzeuge und ebenfalls die abgeformten Strukturen nur sehr geringe Rauheiten von wesentlich weniger als 100 nm hatten.



*Bild 107 Nahfeld eines Kompositwellenleiters aus M115 mit 15% QV 3 mit 10% PBMA bei 1.3 $\mu\text{m}$  links und 1.5  $\mu\text{m}$  rechts*

Denn die Werkzeuge, mit denen die Wellenleiter aus wasserfrei synthetisiertem Komposit hergestellt wurden, basieren auf photolithographisch in Lack hergestellten Mikrostrukturen, die galvanisch in Nickel übertragen wurden. Weitere Hinweise geben die folgenden Dämpfungsmessungen.

Beim Verfahren an der Einkoppelseite konnte, in Übereinstimmung mit der aus den gemessenen Brechzahldifferenzen resultierenden Mehrmodigkeit, festgestellt werden, daß mehr als eine Mode geführt wird.

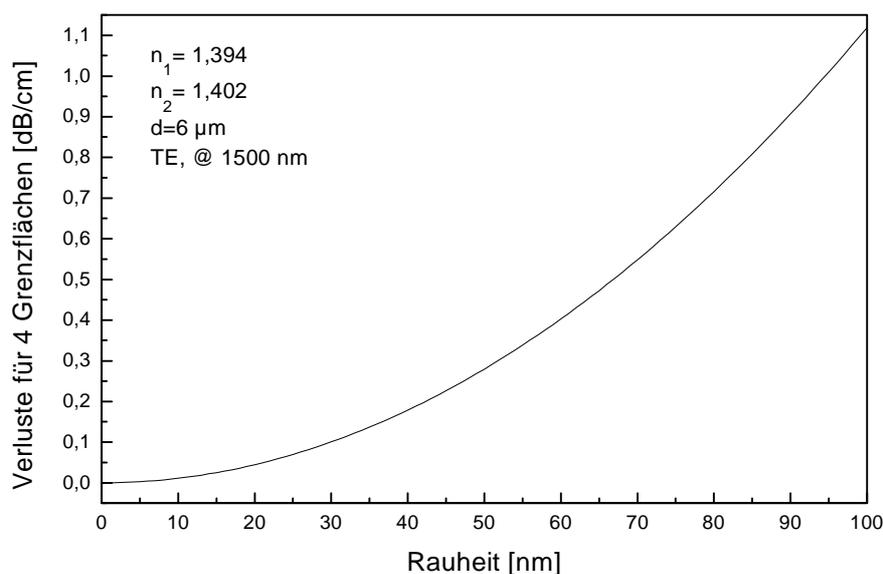
### 6.3.6.2.3 Die Wellenleiterdämpfung

Die Wellenleiterdämpfung spielt eine wichtige Rolle hinsichtlich der Realisierbarkeit komplexer integriert optischer Strukturen. Sie darf für ein gesamtes Layout nur so groß werden, daß der

Signalpegel in vertretbarem Maße verringert wird und sich die Bit-Fehler-Rate nur unwesentlich ändert.

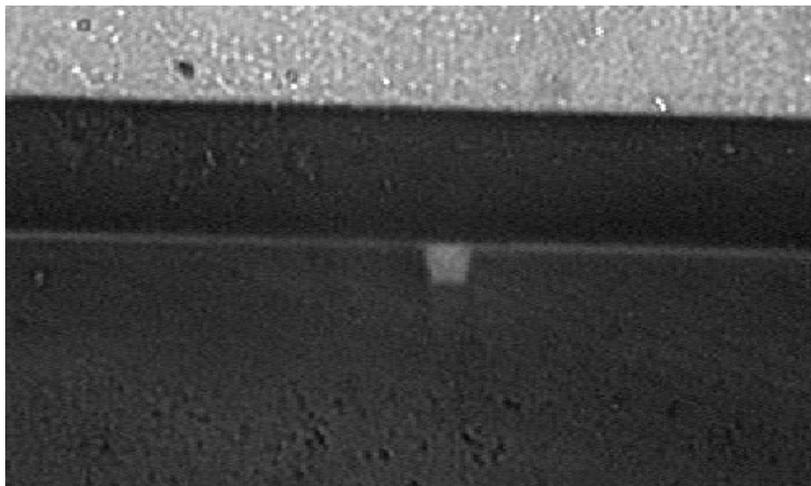
Ausgehend von den gemessenen Dämpfungswerten der Volumenproben aus M115 von 0.4 dB/cm, bzw. M115-3 von 0.46 dB/cm und der Probe aus M115 mit 15% Vernetzer QV3 von 0.52 dB/cm sind weitere Beiträge zur Dämpfung durch Streuung im Volumen und an der Grenzfläche zu erwarten.

Die Dämpfungsmessungen der Kanäle, die hergestellt wurden ohne das Kernmaterial aus M115, QV3 und PBMA vorzupolymerisieren, wiesen Dämpfungswerte bei 1.3  $\mu\text{m}$  von 3.4 dB/cm und bei 1.5  $\mu\text{m}$  4 dB/cm auf. Angesichts der Volumendämpfung von 0.52 dB/cm und geringfügigen Veränderungen durch den Indexmodifikator, stellt sich die Frage nach der Ursache für die stark erhöhte Dämpfung. Zur Klärung ist nachstehend eine Simulation (Bild 108) der durch die Grenzflächenrauheiten verursachten Dämpfung des untersuchten Wellenleiters bei 1.5  $\mu\text{m}$  dargestellt. Geht man von dem „worst case“ aus, daß die Rauheiten bei Werten um 100 nm liegen, so ergäben sich bei der Berücksichtigung von vier Grenzflächen streuungsbedingte Verluste von etwa einem dB/cm.



**Bild 108** Simulation der Dämpfung durch Oberflächenrauheiten bei Streifenwellenleitern aus M115, QV3 und PBMA als Indexmodifikator (Berechnungsgrundlage: Siehe Kapitel 4.3.1.3)

Betrachtet man die Summe aus den Verlusten der Volumenprobe und den Streuverlusten, so verbleiben als Differenz zum Meßwert ca. 2.5 dB/cm. Damit liegt als Schluß nahe, daß die Verluste durch Inhomogenitäten im Kanal hervorgerufen werden. Angesichts der 3 Komponenten im Kernmaterial, die bei der Aushärtung miteinander polymerisiert werden, besteht die Möglichkeit, daß bedingt durch unterschiedliche Reaktionsgeschwindigkeiten Indexfluktuationen entstehen.



*Bild 109 Durchlichtmikroskopaufnahme der Endfläche eines Streifenwellenleiters mit vorpolymerisiertem Kernmaterial*

Ein Weg, diesem Verhalten entgegenzuwirken, ist eine langsame Vorpolymerisation des Kernmaterials unter stetigem Rühren solange bis das Material anzudicken beginnt. Nach der technologischen Umsetzung dieser Idee konnten an dem in Bild 107 dargestellten Wellenleiter mit einer Länge von 5 cm Verluste von 1 dB/cm bei einer Wellenlänge von 1.5  $\mu\text{m}$  gemessen werden.

Aus diesem Ergebnis kann wiederum geschlossen werden, daß die rauheitsbedingten Verluste unterhalb der erwarteten Werte von 1 dB/cm bei weniger als 0.5 dB/cm (Rauheiten <70 nm) liegen. Eventuell sind die Verluste, die durch Grenzflächenrauheiten hervorgerufen werden, noch geringer, falls nach der Prepolymerisation immer noch, wenn auch vergleichsweise weniger, Indexfluktuationen vorliegen.

Obwohl die Herstellung von Schichten mit optischer Qualität aus den untersuchten Materialien weder an Luft noch unter Stickstoff möglich war, konnte eine geeignete Technologie zur Herstellung von verlustarmen Wellenleitern erarbeitet und die Indexeinstellbarkeit gezeigt werden.

### 6.3.7 Zusammenfassung und Wertung der Komposite für Wellenleiteranwendungen

Passive Wellenleiter konnten aus Materialien basierend auf der wässrigen (MPTS/MAS/Zr(OPr)<sub>4</sub>) und der wasserfreien Synthese (M115) realisiert werden. Eine Übersicht der Daten gibt die folgende Tabelle anhand derer die wertende Betrachtung folgt.

Tabelle 17 Übersicht über die Ergebnisse der optischen Eigenschaften und Herstellungstechnologie passiver optischer Lichtwellenleiter

Materialsystem	Optische Eigenschaften	Herstellungstechnologie
<b>MPTS/ MAS/ Zr(OPr)<sub>4</sub></b>	$n \approx 1.5 \checkmark$ $\Delta n \approx 5/1000 \checkmark$ Dämpfung (Schicht) $\alpha(633 \text{ nm}) \approx 0.35 \text{ dB/cm} \checkmark$ $\alpha(780 \text{ nm}) \approx 0.17 \text{ dB/cm} \checkmark$ $\alpha(1320 \text{ nm}) \approx 0.55 \text{ dB/cm} (\checkmark)$ $\alpha(1550 \text{ nm}) \approx 2.41 \text{ dB/cm} \nabla$	Prozeßtechnologie: Schichtwellenleiter $\checkmark$ 3-Schichtwellenleiter $\checkmark$ Endflächenpolitur $\checkmark$ Streifenwellenleiter ( $\checkmark$ ) (kritische Prozeßführung -> Materialmodifikation nötig)
<b>M115 Derivate</b>	$n \approx 1.4 \checkmark$ $\Delta n \approx 5/1000 \checkmark$ Dämpfung (Volumen) $\alpha(1320 \text{ nm}) \approx 0.1 \text{ dB/cm} \checkmark$ $\alpha(1550 \text{ nm}) \approx 0.4 \text{ dB/cm} \checkmark$ Dämpfung (Streifenwellenleiter) $\alpha(1550 \text{ nm}) \approx 1.0 \text{ dB/cm} \nabla$	Prozeßtechnologie: Schichtwellenleiter $\nabla$ Abformung der Mikrostrukturen $\checkmark$ Streifenwellenleiter $\checkmark$

Das Materialsystem MPTS/ MAS/ Zr(OPr)<sub>4</sub> weist unter Verwendung der entwickelten Prozeßtechnologie gute Schichtbildungseigenschaften auf. Die Rauheiten konnten auf weniger als die geforderten 50 nm reduziert werden.

Bei der Wellenleiterherstellung ist das Prozeßfenster innerhalb dessen Streifenwellenleiter realisiert werden können allerdings sehr klein. Dieses Prozeßfenster existiert lediglich für kleine Querschnitte, so daß die geforderten Querschnitte von 6 µm x 6µm nicht erreicht werden können (Kapitel 6.3.4.2). Von einer industriellen Anwendung sollte aufgrund des geringen oder fehlenden Prozeßfensters ohne eine Materialanpassung Abstand genommen werden. Da diese Problematik von der Sprödigkeit herrührt, wäre zur Realisierung größerer Strukturen das Material zu modifizieren, daß es eine höhere Elastizität aufweist. Aufgrund der optischen Eigenschaften des Systems MPTS/ MAS/ Zr(OPr)<sub>4</sub> in den Bereichen bis 1.3 µm, in denen die Verluste bei weniger als 0.55 dB/cm ( 1.5 µm bei 2.4 dB/cm) liegen, wäre dann das modifizierte Material (vorausgesetzt die Dämpfung verschlechtert sich nicht) für die Bereiche bis 1.3 µm einsetzbar.

Die Materialien basierend auf der wasserfreien Synthese (M115 Derivate) erfüllen seitens der an Volumenproben gemessenen optischen Eigenschaften die Systemanforderungen im Wellenlängenbereich bei 1.3  $\mu\text{m}$  und 1.5  $\mu\text{m}$ . Eine Schichtherstellung durch typische Beschichtungsverfahren wie die Schleuderbeschichtung, verbunden mit einer Aushärtung bei Atmosphäre oder unter Stickstoff, ließen die Materialien nicht zu. Zur präzisen Brechzahlbestimmung mit der M-Linien-Methode mußten daher die dünnen Schichten zwischen einem Substrat und einem zweiten teflonbeschichteten Substrat hergestellt werden. Dennoch konnten Wellenleiter durch Abformung erfolgreich hergestellt und vermessen werden. Hier zeigte sich ein deutlicher Unterschied in der Dämpfung zwischen der Volumenprobe und dem Streifenwellenleiter, der auf zusätzliche Streuung im Wellenleiter zurückgeführt werden konnte. Die Vorpolymerisation des Kernmaterials erlaubte die Wellenleiterverluste lediglich auf 1 dB/cm bei 1.5  $\mu\text{m}$  zu verringern. Die Anforderung von 0.5 dB/cm konnten im Wellenleiter nicht erreicht werden.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte für jedes der beiden Materialsysteme eine Prozeßtechnologie zur Wellenleiterherstellung erfolgreich entwickelt und die Machbarkeit gezeigt werden, auch wenn die Dämpfungswerte nicht ganz erreicht wurden. Bei der Betrachtung kritischer Details der Wellenleiterherstellung fällt das Augenmerk auf die Abformung der Mikrostrukturen. Bei der bei beiden Materialien verwendeten Prozeßtechnologie, der Abformtechnik zeigte sich jeweils nach wenigen Versuchen die Problematik der Entformung der Mikrostrukturen vom Werkzeug und eine eingeschränkte Wiederverwendbarkeit der Werkzeuge durch nicht restlos entfernbare Reste. Infolgedessen erscheint bei der Abformung der beschriebenen Materialien die Standzeit der Werkzeuge bei einer industriellen Herstellung mit hohen Stückzahlen zu gering zu sein. Als Lösungsweg würde sich zur nahezu berührungslosen Strukturierung die direkte Photopolymerisation vorgehärteter Schichten mit Hilfe eines Maskaligners oder die Trockenstrukturierung über eine Photolackmaske durch reaktives Ionenätzen anbieten. Für beide Wege ist die Schichtherstellung die nötige Voraussetzung.

Da für erbiumdotierte verstärkende Wellenleiter Materialien mit einer oberen Phononengrenzenergie von weniger als 1300 Wellenzahlen Voraussetzung sind, werden anorganische Gläser verwendet, da die zuvor diskutierten passiven vergleichsweise hohe obere Phononengrenzenergien von mehreren tausend Wellenzahlen (Bild 8) aufweisen.

Dennoch wird der im vorigen aufgezeigte Weg zur Herstellung von passiven Wellenleitern über die Mikrostrukturierung, das Füllen der Mikrostrukturen, das Verpressen des Kernmaterials ebenfalls bei der Herstellung der Wellenleiterverstärker verfolgt. Im Detail unterscheiden sich jedoch die Prozesse deutlich aufgrund der unterschiedlichen Materialeigenschaften.

Das Konzept und die Einzelheiten der Technologieentwicklung werden auf den nächsten Seiten dargestellt.

## 6.4 Herstellungstechnologie für Wellenleiterverstärker

### 6.4.1 Das Konzept und resultierende Materialanforderungen

Die in dieser Arbeit entwickelte Herstellungstechnologie für Glaswellenleiter und Wellenleiterverstärker basiert, wie in Kapitel 5.3.6 aufgezeigt, auf der Erzeugung lichtleitender Strukturen in Gläsern durch Sägen, Heißprägen oder Ionenätzen, Füllen der Mikrostrukturen mit einem geeigneten Füllglas kombiniert mit dem Verdrängen des nicht benötigten Füllglases sowie dem Verschmelzen des strukturierten Substrats mit einem Deckglas.

Die Wellenleiter haben entweder rein passive Funktion, d.h. sie dienen ausschließlich zum Leiten und Verteilen von Licht oder sie wirken zusätzlich als optischer Verstärker. Im letzteren Fall ist der lichtleitende Kanal mit einem aktiven Ion, im allgemeinen aus der Gruppe der Seltenen Erden, dotiert.

Das entwickelte Heißpreßverfahren zur Herstellung von Lichtwellenleitern aus anorganischem Glas weist folgende besondere Merkmale auf.

- Realisierbarkeit von integriert optischen Komponenten hoher Temperaturbeständigkeit
- Herstellung von Kanälen mit genau definierten Kanalquerschnitten (keine Diffusion)
- Die phononenarme Umgebung des anorganischen Wirtsglases erlaubt den Einbau seltener Erden ( $\text{Er}^{3+}$ ), deren Fluoreszenz durch nichtstrahlende Prozesse nur vernachlässigbar beeinträchtigt wird. Die Realisierung von Wellenleiterverstärkern und Wellenleiterlasern wird dadurch möglich.
- Bei der Herstellung optischer Wellenleiterverstärker kann die Zudotierung optisch verstärkender Ionen auf den Wellenleiterkern beschränkt werden, so daß geringere Schwellenenergien, bzw. geringere Verluste erreichbar werden als bei den ganzheitlich dotierten, durch Ionendiffusion hergestellten Wellenleiterverstärker.
- Potential für eine Integration passiver und verstärkender Bauelemente
- Basis für integriert optische Elemente, deren interne Verluste durch optische Verstärkung kompensiert werden
- Der Verpreßprozeß kann bei Atmosphäre durchgeführt werden. (kein Schutzgas oder Vakuum)
- Das Heißprägen der Mikrostrukturen oder das reaktive Ionenätzen der Mikrostrukturen und das Verpressen sind Prozeßschritte, die die Herstellung großer Stückzahlen erlauben.

Zur Herstellung eines optischen Wellenleiters sind für Kern und Mantelmaterial zwei spezielle optische Gläser erforderlich, die bezüglich Erweichungstemperaturen, Aktivierungsenergien, Ausdehnungskoeffizienten und Brechzahldifferenz aufeinander abgestimmt sind. Das Substratglas muß, aufgrund seiner Materialparameter, zusätzlich eine Strukturierung durch direktes Heißprägen oder speziell reaktives Ionenätzen der planaren Wellenleiterstrukturen mit Dimensionen im Bereich von 2-7  $\mu\text{m}$  zulassen.

Das vorliegende Verfahren stellt hohe Anforderungen [Tabelle 18] an die Gläser. Zum einen sind die Anforderungen durch die nötige Einmodigkeit der Wellenleiter sowie die quantenoptischen Eigenschaften der Gläser bezüglich der Dotierungsionen und andererseits durch das Heißpreßverfahren bedingt.

*Tabelle 18 Anforderungen an die Gläser für den Heißpreßprozeß*

Parameter	Anforderung
Wellenleiterquerschnitt	3 $\mu\text{m}$ – 5 $\mu\text{m}$
Brechzahldifferenz	1/100 – 3/100
NA	0.3-0.15
Dotierung	$> 3 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$
Erbium-Lebensdauer ( $^4I_{13/2}$ )	ca. 10 ms
Obere Phononengrenzfrequenz	$< 1300$ Wellenzahlen
Verunreinigungen	$< 1$ ppm
Verbindung zweier Gläser	$\Delta\alpha_{\text{int}} \cdot T_g \leq 5 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$
Verpressen	$\eta_k(T_{g_{\text{mantel}}-10^\circ\text{C}}) < 100 \text{ Pa s}$
Grenzflächenrauheit	$< 20 \text{ nm}$ ( $< 0.1 \text{ dB/cm}$ )
Trockenstrukturierbarkeit (RIE)	Glasbestandteile müssen weitestgehend leichtflüchtige Komponenten mit Ätzgas bilden können. (fluorhaltige, chlorhaltige Gase)
Viskosität : Kernglas Mantelglas	$T_{gk}$ so gering wie möglich, kurzes Glas $T_{gm}$ so hoch wie möglich, langes Glas
Integrale Ausdehnungskoeffizientendifferenz	$\Delta\alpha_{\text{int}} < 10^{-7} \text{ K}^{-1}$
Chemische Reaktion der Gläser miteinander (bei $T_{gm}$ )	keine
Kristallisationsneigung des Füllglases	Keine Kristallisation während des Verpreß- und Bondprozesses

So muß die Brechzahldifferenz zwischen Kern und Substratmaterial für einmodige Wellenleiter vorzugsweise im Bereich von  $4 \cdot 10^{-2}$  -  $5 \cdot 10^{-3}$  liegen. Für Wellenleiterverstärker enthält das Glas

zusätzlich eine Dotierung Seltener Erden (Er, Yb). In diesem Glas sollten Dotierungsionen im Bereich von Konzentrationen weniger Mol% löslich sein. Überdies ist es für Wellenleiterverstärker nötig, daß die dotierten Gläser Phononenenergien von weniger als einem Fünftel der Übergangsenergie des betrachteten optischen Übergangs aufweisen. Vernachlässigbare Konzentrationen an OH-Gruppen und Übergangsmetallionen sind ebenfalls Bedingung zur Erzielung einer Verstärkung.

Neben der Brechzahldifferenz, den räumlichen Dimensionen, der Dotierungskonzentration Seltener Erden und der bei verstärkenden Wellenleitern geforderten Phononengrenzenergie werden speziell folgende Größen durch den Wellenleiterherstellungsprozeß bestimmt:

- Die Glastransformationstemperatur der Gläser für Kern und Substrat, bzw. Deckplatte
- Die Differenz der Ausdehnungskoeffizienten
- Die Länge der Gläser für Kern und Substrat, bzw. Deckplatte

Diese Größen können durch spezielle Glaszusammensetzungen aus Netzworkebildnern, Netzwerkmofikafatoren und Netzwerkwandlern geeigneter Konzentrationen und Molrefraktionen, sowie durch die Dotierung verstärkender Ionen angepaßt (Kapitel 4.1.2 und Kapitel 6.4.5) werden. Dabei muß ebenfalls das wechselseitige Diffusionsverhalten, Reaktivität und Kristallisationsneigung von den Komponenten des Substratglastyps und des Kernglases berücksichtigt werden.

Von besonderem Interesse sind kurze Prozeßzeiten und geringe Temperaturen. Folglich wird die Glastransformationstemperatur des Kernmaterials so niedrig wie möglich gewählt (300°C - 450°C). Dies mindert die thermische Belastung der Preßvorrichtung und verringert die Restspannungen im Glas nach dem Abkühlen, die durch unterschiedliche Ausdehnungskoeffizienten der Gläser unterhalb der Glastransformationstemperatur bedingt sind. Starke Unterschiede der temperaturabhängigen Viskositätsverläufe (Länge des Glases) und der Glastransformationstemperaturen beider Gläser werden benötigt, um den Verpreßprozeß durchführen zu können ohne die Strukturen im Substrat zu verformen. Eine geringe Brechzahldifferenz bei sich minimal unterscheidenden Ausdehnungskoeffizienten aber deutlich verschiedenen temperaturabhängigen Viskositätsverläufen sowie Transformationstemperaturen erfordern Gläser, die auf unterschiedlichen Netzworkebildnern basieren.

Eine gute Basis zur Auswahl der Gläser bieten Datenblätter kommerzieller Gläser und wissenschaftliche Veröffentlichungen (Schott, Kigre, Kaleder, ...) [Anhang Tabelle 29]. Eine Vorgehensweise, geeignete Gläser zu erhalten, besteht darin, Glassysteme, die genau den Anforderungen entsprechen, auszuwählen. Alternativ vorstellbar wären Gläser, die nur ungefähr den Anforderungen entsprechen, zu verwenden und entsprechend zu modifizieren. Anhand der Kenndaten vieler Gläser wurde festgestellt, daß sich Glassysteme basierend auf Borosilikatglas / Phosphatglas (BK7- Schott / QX, Q89 - Kigre) und auf Lanthanschwerflint / Bleisilikat

(LaSFN15 / Bleisilikatgläsern [ 141] anbieten. In einem ersten Schritt wird die Machbarkeit des Verfahrens an großen Strukturen sowie käuflichen Gläsern als auch an am INM, über einen Sol-Gel-Schmelz-Hybrid-Prozeß hergestellten erbiumdotierten Bleisilikatgläsern, und daraufhin nach Untersuchungen zur Mikrostrukturierung an Wellenleitergeometrien von ca. 4 µm x 4 µm gezeigt.

#### 6.4.2 Die Bruchspannung

Unterschiede der Ausdehnungskoeffizienten des Glases des Wellenleiterkerns und des den Kern umgebenden Glases können bei der Abkühlung nach dem Verpreßprozeß zu Spannungen führen, die Risse und Doppelbrechung verursachen. Von großer Bedeutung sind diese Differenzen der Ausdehnungskoeffizienten unterhalb der Temperatur, bei der die Glastransformationstemperatur des Kernglases unterschritten wird. Die Spannung, unter der das Glas springt, ist die sogenannte Bruchspannung. Die Bruchspannung ist keine rein vom Glas abhängende Größe. Sie hängt stark von der Oberflächenbeschaffenheit, der Geschwindigkeit der Spannungszunahme und dem angrenzenden Medium ab. So weist BK7 Glas, dessen Oberfläche mit SiC 600 (mittlere Korngröße 9 µm) poliert wurde, eine Bruchspannung von 70.6 MPa (71 N/mm<sup>2</sup>) auf. Nach einer glättenden wirkenden Ätzung steigt die Bruchspannung auf 234 MPa [ 94] (238 N/mm<sup>2</sup>) an. Für die Betrachtung im folgenden werden für die Bruchspannung kleinere Werte angesetzt, da die sie durch weitere Prozeßschritte eher herabgesetzt wird. Die im Wellenleiterkern auftretenden Spannungen  $\sigma_k$  können vereinfacht durch die relative Längenänderung  $\Delta l / l$ , den E - Modul und die Poissonzahl  $\mu_k$  mit folgender Gleichung beschrieben werden.

$$\sigma_k = \left( \frac{E_k}{1 - \mu_k} \right) \cdot \frac{\Delta l}{l} \quad (74)$$

Interessiert man sich für die temperaturinduzierten Spannungen einer dünnen Schicht aus einem Glas mit einem Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha_k$ , die sich zwischen zwei Glasplatten mit einem dazu unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha_m$  befindet, so wird die Temperaturdifferenz  $\Delta T$  und die Differenz der Ausdehnungskoeffizienten berücksichtigt. Da Spannungen ab der Transformation des Kernmaterials auftreten, kann  $T_{gk}$  abzüglich der Betriebstemperatur des Wellenleiters (Raumtemperatur) angesetzt werden.

$$\sigma_k = \left( \frac{E_k}{1 - \mu_k} \right) \cdot (\alpha_k - \alpha_m) \cdot (T_{gk} - 20^\circ\text{C}) \quad (75)$$

Liegen Temperaturabhängigkeiten der Ausdehnungskoeffizienten vor, so sind die integralen Ausdehnungskoeffizienten im relevanten Temperaturbereich zu verwenden.

Stellt man die Gleichung um, so kann die Differenz der Ausdehnungskoeffizienten bestimmt werden, bei der das Glas noch nicht reißt. Setzt man typische Werte der verwendeten Gläser ein ( E-Modul =  $7 \cdot 10^4 \text{ N/mm}^2$ , Poissonzahl  $\mu = 0.2$  und eine Bruchspannung im Bereich von  $14 - 200 \text{ N/mm}^2$ ), so erhält man folgenden Zusammenhang:

$$\Delta\alpha \cdot \Delta T \leq \frac{\sigma_k \cdot (1 - \mu)}{E} = \frac{14 \dots 200 \frac{\text{N}}{\text{mm}^2} \cdot (1 - 0.2)}{7 \cdot 10^4 \frac{\text{N}}{\text{mm}^2}} = 1.6 \dots 23 \cdot 10^{-4} \quad (76)$$

Da durch die nicht isotropen Spannungen Doppelbrechung entsteht, wird an dieser Stelle der Einfluß der Spannung auf die Brechzahl mit dem spannungsoptischen Koeffizienten des QX Glases der Fa. Kigre, das dem Q89 ähnlich ist, aufgezeigt. So ergibt sich für die durch die Spannung induzierte Brechzahländerung bei einem spannungsoptischen Koeffizienten von  $2.1 \cdot 10^{-6} \text{ mm}^2/\text{N}$  (Fa. Kigre Datenblatt) und der maximal angegebenen Bruchspannung von  $200 \text{ N/mm}^2$  ein Wert von  $\Delta n = 4.2 \cdot 10^{-4}$ . Für die Anwendung sollten die Indexfluktuationen deutlich kleiner als der Indexkontrast der Wellenleiter sein und folglich im Bereich unterhalb von  $10^{-5}$  liegen, so daß die zurückbleibenden Spannungen nicht mehr als ein Zehntel der Bruchspannung betragen dürfen.

Vergleicht man dieses Resultat mit den Ergebnissen der Arbeiten von Hogan et. al. [ 159], die durch die nachstehende Gleichung beschrieben werden,

$$\Delta\alpha \cdot T_g \leq 5 \cdot 10^{-4} \quad (77)$$

so wird deutlich, daß für die Herstellung sicherer Metall-Glas-Metall Verbindungen durch Glaslote die Anforderungen an die Differenzen der Ausdehnungskoeffizienten zwischen Lot und Metall in etwa den oben abgeleiteten Anforderungen entsprechen.

Nach diesen Vorbetrachtungen wird im folgenden mit Hilfe der mit der thermomechanischen Analyse bestimmten temperaturabhängigen Ausdehnungskoeffizienten die Größe der verbleibenden Spannungen für die verwendeten Gläser und die daraus resultierenden Brechzahlfluktuationen bestimmt. Ebenfalls werden aus den Messungen die Glastransformationstemperatur und die Erweichungstemperatur der Gläser ermittelt, deren Diskussion hinsichtlich der Wellenleiterherstellung im nächsten Abschnitt folgt. Die Meßergebnisse der thermomechanischen Analyse sind, umgerechnet auf den Ausdehnungskoeffizienten, für die erste Glaspaarung BK7 / Kigre QX, Q89 in dem ersten Diagramm (Bild 110) und aus Gründen der Übersichtlichkeit für die Glaspaarung LaSFN15 / Bleisilikat in dem zweiten Diagramm (Bild 111) dargestellt. Bei der Betrachtung des ersten Diagramms, stellt man fest, daß die Graphen von Q89, QX bei niederen Temperaturen unterhalb der Kurven von BK7 liegen.

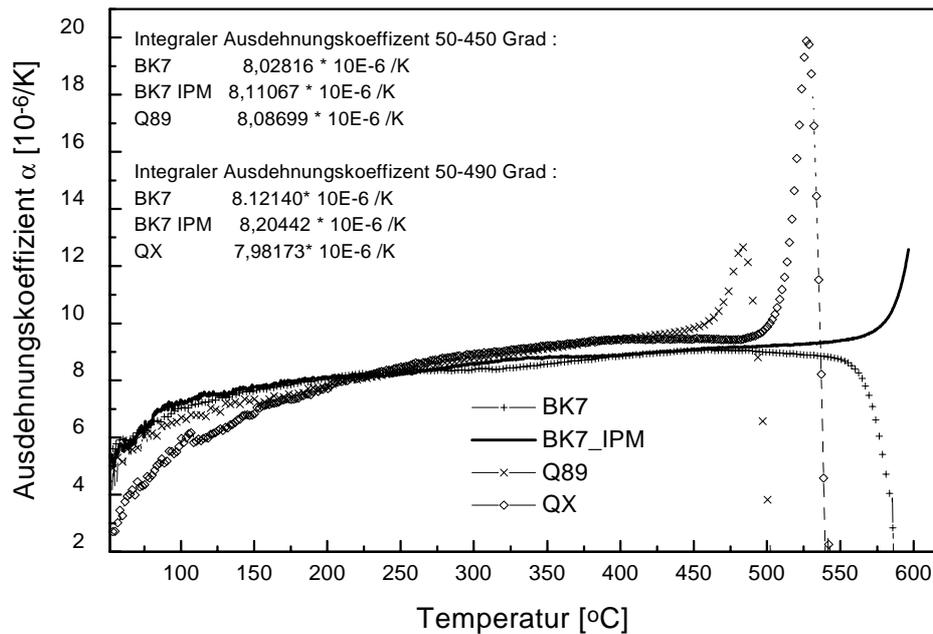


Bild 110 Ausdehnungskoeffizienten für BK7, BK7\_IPM, QX, Q89 von RT bis ca 600°C

Mit zunehmender Temperatur wird die Ausdehnung der Phosphatgläser größer bei BK7, so daß bei der Betrachtung des gesamten Temperaturbereichs bis zu  $T_g$  des Füllglases Q89 oder QX die Differenz der integralen Ausdehnungskoeffizienten klein wird.

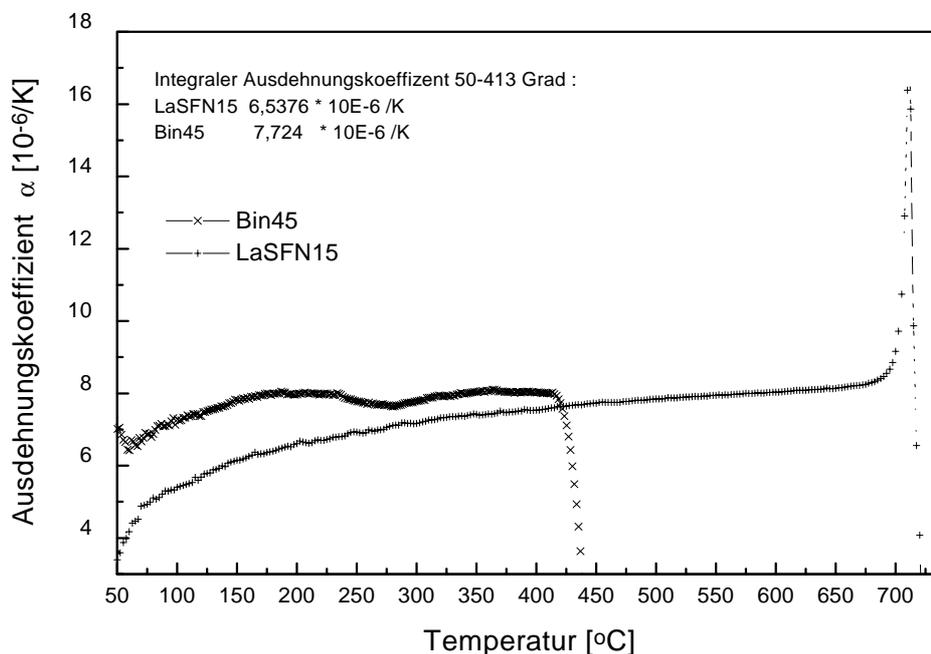


Bild 111 Ausdehnungskoeffizienten für LaSFN15 und Bleisilikatglas von RT bis ca. 700°C

Die Betrachtung der Kurven von LaSFN15 und des Bleisilikat - Basisglases mit einem Bleioxidgehalt von 45% zeigt größere Unterschiede der Ausdehnungskoeffizienten. Jedoch ist die Differenz der Ausdehnungskoeffizienten bei der Berücksichtigung von  $T_g$  innerhalb des Kriteriums von Hogan. Das Basisglas liegt insofern innerhalb der Anforderungen, so daß zu er-

warten ist, daß kleine Modifikationen durch die Dotierung mit Erbium und eine kompensierende Abstimmung des Blei- bzw. Silicium-Anteils die Realisierung dotierter angepaßter Gläser erlauben. Die Kenndaten der Gläser, die aus Messungen und der Literatur stammen, sind in Tabelle 19 zusammengestellt.

Tabelle 19 Kenndaten der Gläser ( Quellen: Messungen, Schott Glaswerke \*, Kigre \*\*.)

Glas Messung / Lit.	$T_g$ [°C]	$T_{\text{soft}}$ [°C]	Spannungs- opt.Koeffizient [ $10^{-6}$ mm <sup>2</sup> /N]	Poissonzahl	E-Modul [ $10^3$ N/mm <sup>2</sup> ]
BK7 / BK7 IPM Zwei Chargen	583/ 557	/ *719	*2.77	*0.206	*82
Q89	467 / **440	484 / ** 471	** (ähnl. QX)	**0.24	**70 - 80
QX	512 / **506	527 / **535	**2.1	**0.24	**67
LaSFN15	680	*753	*1.34	*0.293	*126
Bleisilikat (45% PbO)	430	530			

Die aus den Meßkurven bestimmten Größen der integralen Ausdehnungskoeffizienten und die mittleren Differenzen der Glastransformationstemperaturen zur Betriebstemperatur des Bauteils sind in der folgenden Tabelle 20 zusammengefaßt. Aus dem Produkt ergibt sich der Wert, der das Hogan-Kriterium zu erfüllen hat. Mit Gleichung (75) unter überschlagsweiser Berücksichtigung eines E-Moduls von ca.  $70 \cdot 10^3$  N/mm<sup>2</sup> und der Poissonzahl ergeben sich die Spannungen sowie unter Verwendung eines spannungsoptischen Koeffizienten von  $2 \cdot 10^{-6}$  mm<sup>2</sup>/N die spannungsinduzierten Brechzahländerungen, die in der folgenden Tabelle 20 aufgeführt sind.

Tabelle 20 Kenndaten der Glaspaarungen

Glaskombination	Differenz der integralen Ausdehnungs- koeffizienten	Prozeßrelevante- Temperatur- differenz ( $T_{\text{gk}} - 20^\circ\text{C}$ )	Hogan-Krit. $\Delta\alpha \cdot T_{\text{gk}}$ $< 5 \cdot 10^{-4}$	Spannung [N/mm <sup>2</sup> ] Brechzahländerung
Q89 / BK7	$5.8 \cdot 10^{-8}$	447	$2.7 \cdot 10^{-5}$	$2.4 \cdot 10^{-3} / ^* 5 \cdot 10^{-9}$
Q89 / BK7_IPM	$- 2.4 \cdot 10^{-8}$	447	$1.1 \cdot 10^{-5}$	$-9,8 \cdot 10^{-4} / ^* 2 \cdot 10^{-9}$
QX / BK7	$1.4 \cdot 10^{-7}$	492	$7.2 \cdot 10^{-5}$	$6.3 \cdot 10^{-3} / 13 \cdot 10^{-9}$
QX / BK7_IPM	$2.2 \cdot 10^{-7}$	492	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$9.9 \cdot 10^{-3} / 21 \cdot 10^{-9}$
Bleisilikat / LaSFN15	$1.2 \cdot 10^{-6}$	410	$5.2 \cdot 10^{-4}$	$^* 4.5 \cdot 10^{-2} / ^* 94 \cdot 10^{-9}$

\* : mit Werten von Phosphatglas abgeschätzt

Die Tabelle zeigt, daß jedes der Glassysteme das Hogan-Kriterium erfüllt und die spannungsinduzierten Brechzahländerungen, die unterhalb von  $10^{-7}$  liegen, nur zu einer vernach-

lässigbaren Spannungsdoppelbrechung führen. Betrachtet man einen symmetrisch von dem Mantelglas umgebenen Wellenleiter, so ist die radiale Verteilung der Doppelbrechung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes nahezu symmetrisch, so daß zwischen TE- und TM-Mode kein meßbarer Unterschied zu erwarten wäre.

### 6.4.3 Die Viskosität

Wie bereits bei den Anforderungen aufgezeigt, ist für eine Glaspaarung ein Glas für den Kern auszuwählen, daß eine niedere  $T_g$  hat und dessen Viskosität sich stark mit wachsender Temperatur verringert, sowie für das Mantelmaterial ein Glas mit einer deutlich höheren  $T_g$  und geringerer Änderung der Viskosität bei wachsender Temperatur zu verwenden. Ebenso muß gewährleistet sein, daß sich bei der höchstmöglichen, durch das Substrat begrenzten Verpreßtemperatur ( $< T_{gm} - 10^\circ\text{C}$ ) das Substratglas nicht verformt und die Viskosität des Kernmaterials ausreichend klein ist, um es in die Mikrostrukturen einzupressen und das überschüssige Glas seitlich zu verdrängen.

Da für die Anwendung das Strahlprofil nur geringfügig durch die verbleibende Restschichtdicke beeinflusst werden darf, wird eine Dicke von weniger als einem Mikrometer angestrebt. Andererseits wird unter Herstellungs- und Anwendergesichtspunkten, aufgrund von Kristallisationstendenzen der Gläser, Verformung und Kosten, eine Verpreßdauer im Bereich von nicht mehr als 10 min angestrebt.

Zur Bestimmung der für den Prozeß nötigen Viskosität des Füllglases werden mit Glg. (65), unter Berücksichtigung der experimentellen Randbedingungen, Verpreßvorgänge für Kernglasfolien Gläser mit unterschiedlichen Viskositäten bei der Verpreßtemperatur im Bereich von 10 Pa's - 1000 Pa's simuliert. Bei den Berechnungen werden die Mikrostrukturen, da sie bei der Betrachtung des gesamten Substrats nur einen sehr kleinen Bruchteil der Fläche einnehmen, vernachlässigt und nur die verbleibende Restschicht betrachtet. Als Randbedingungen sind die experimentell die für die Versuche verwendeten Probengröße von 5 mm x 40 mm und die auf die Probe wirkende maximale Kraft mittels des verwendeten Pneumatikzylinder 3000 N (Kapitel 5.3.6.2) vorgegeben.

Die nachstehende Abbildung (Bild 112) zeigt den simulierten zeitlichen Verlauf der Abnahme der Restschichtdicke für konstante Viskositäten des Füllglases von 10 Pa's bis 1000 Pa's. Zunächst ist die Abnahme der Schichtdicke über der Zeit hoch und verringert sich zu längeren Zeiten immer schwächer. Der Funktionsverlauf der Schichtdicke über der Verpreßdauer in Bild 112 zeigt, daß mit Gläsern, deren Viskositäten bis 100 Pa's betragen, innerhalb von Verpreßzeiten mit weniger als 10 min eine Restschichtdicke von weniger als einem Mikrometer erzielbar ist.

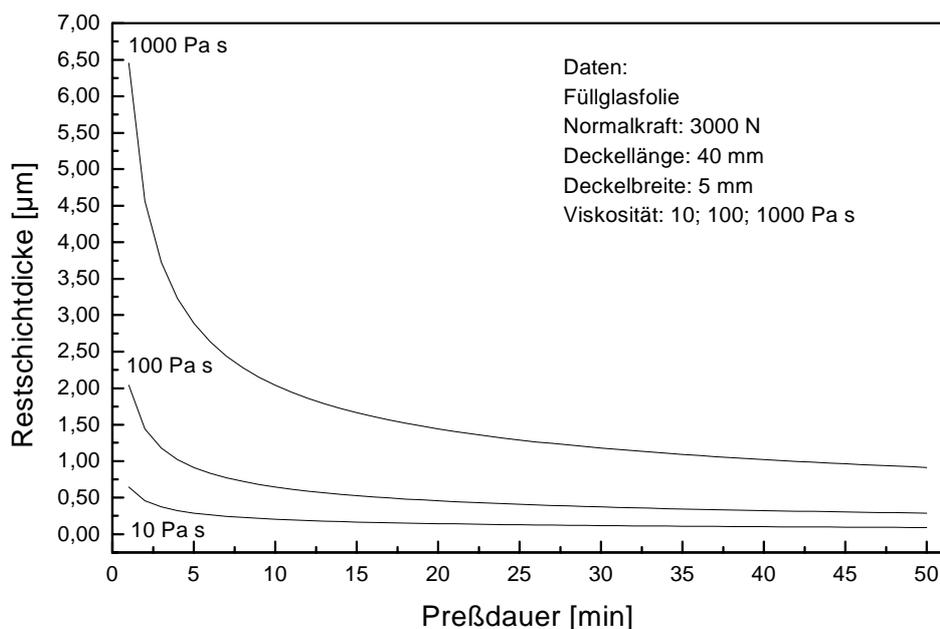


Bild 112 Simulation der Abnahme der Restschichtdicke in Abhängigkeit der Preßdauer

Bei einer Viskosität von 1000 Pa s und gleicher Verpreßzeit sollten Restschichtdicken von ca. 2 µm realisierbar sein. Bei der Verwendung einer Faser bei der nicht soviel Glas verdrängt werden muß wie bei einer Folie, können auch kürzere Verpreßzeiten oder eine bessere Verdrängung erreicht werden. Dennoch resultieren für Herstellung beliebiger integriert optischer flächiger Strukturen durch die Verwendung von Fasern Einschränkungen.

Ob die Realisierung von Wellenleitern nach dem Heißpreßverfahren möglich ist, kann anhand der temperaturabhängigen Viskosität überprüft werden. Trägt man die Viskosität logarithmisch über der inversen Temperatur auf, so wird die Temperaturabhängigkeit bei dieser Darstellung in einem weiten Bereich dieses Arrheniusdiagramms durch eine Gerade beschrieben. Für den Bereich, in dem der Viskositätsverlauf in der Arrheniusauftragung annähernd linear verläuft, kann mit dem in Kapitel 4.1.2 dargestellten Boltzmann-Ansatz beschrieben werden. Als Basis für die Bestimmung des Viskositätsverlaufs dienen die im Bereich relativ hoher Viskositäten liegenden Erweichungstemperaturen und die Glastransformationstemperaturen. Im Bereich kleiner Viskositäten weicht bei den meisten Gläsern der temperaturabhängige Verlauf der Viskosität von dem nach dem mit Boltzmann-Ansatz bestimmten Verlauf ab. [ 90]

Diese Abweichungen des Boltzmann-Ansatzes von den realen Viskositätswerten sind bei der Verwendung der VFT-Relation [ 90] nicht mehr anzutreffen. Zur Bestimmung der Konstanten werden 3 Wertepaare ( $\eta(T)$ ) benötigt. Da aber nur 2 Wertepaare zu den Gläsern, aufgrund der verfügbaren Materialmenge bestimmt werden konnten, war die VFT-Relation nicht anwendbar und mußte die Abschätzung mit dem Boltzmann-Ansatz durchgeführt werden.

Obwohl die Gültigkeit dieses Ansatzes im allgemeinen nicht im gesamten Bereich gegeben ist, erlaubt er eine abschätzungsweise Extrapolation der Viskosität hin zu geringen Viskositäten wobei zu bedenken ist, daß die reale Viskosität bei gleicher Temperatur höher liegen würde.

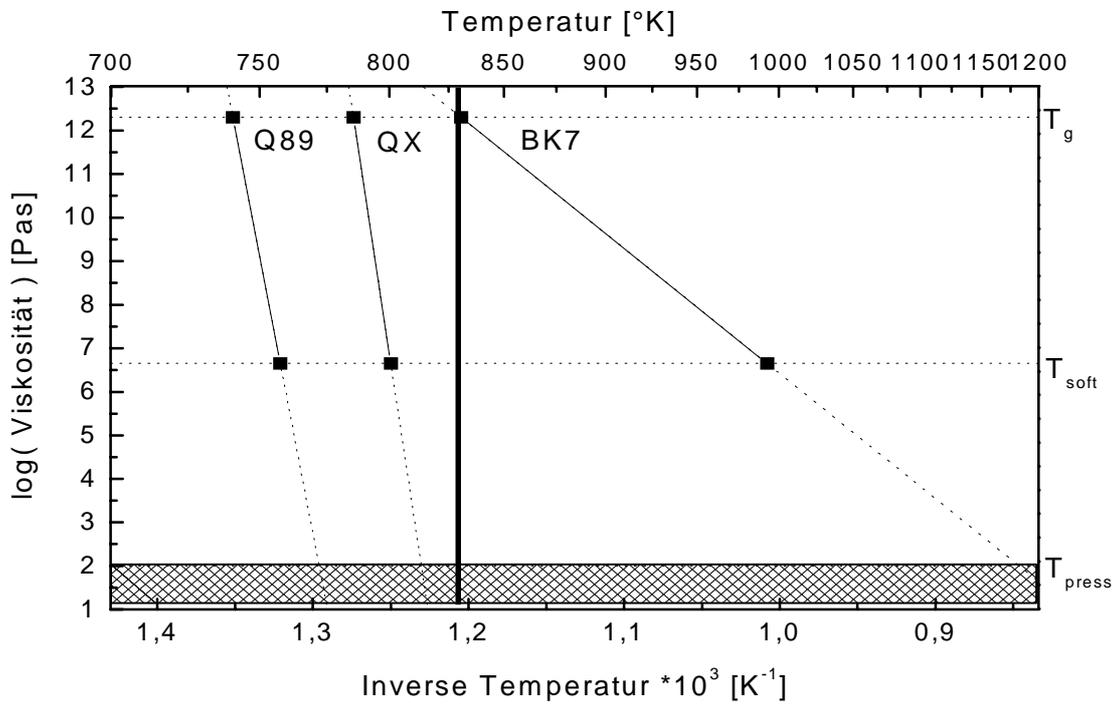


Bild 113 Temperaturabhängiger Viskositätsverlauf und Extrapolation für Q89, QX und BK7

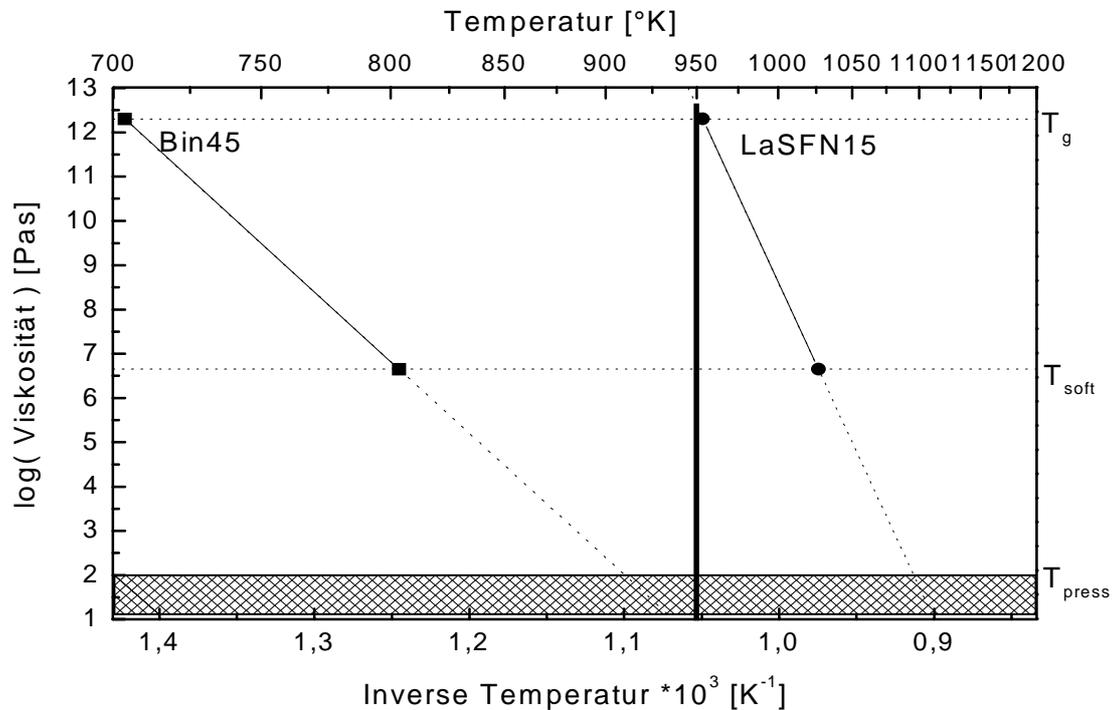


Bild 114 Temperaturabhängiger Viskositätsverlauf und Extrapolation für Bin45 und LaSFN15

In den beiden Diagrammen von Bild 113, Bild 114 ist die Temperaturabhängigkeit der Viskositäten der beiden untersuchten Glaspaarungen abgebildet.

Die Extrapolation ist, da sie nur die grobe Tendenz angibt, in der Grafik gestrichelt dargestellt. Sie zeigt aber, daß die Viskositäten der Kernmaterialien bei der mit einer senkrechten Linie markierten Verpreßtemperatur, die wenige Grad unter der Glastransformationstemperatur liegt, auch unter Berücksichtigung, daß die realen Viskositätswerte ggf. höher liegen, im Bereich von unter 100 Pa's zu erwarten sind.

Dies ist auf den starken Unterschied der Steilheit von Substrat und Kernmaterial und die Differenz der Glastransformationstemperaturen zurückzuführen. Die Eignung der soeben betrachteten Glaspaarungen QX, Q89 mit BK7 und Bleisilikatglas mit LaSFN15 ist für eine Realisierung von Glaswellenleitern mit dem Heißpreßverfahren damit anhand der temperaturabhängigen Viskositätsverläufe prinzipiell verdeutlicht.

#### 6.4.4 Die Substratstrukturierung

Für die Herstellung der Mikrostrukturen im Substrat wurden mechanische Verfahren, wie Sägen und Heißprägen, physikalisch - chemische Verfahren, wie das trockene reaktive Ionenätzen und das Naßätzen, sowie das physikalische Verfahren des Ionenstrahlätzens evaluiert. Zur Untersuchung der Realisierbarkeit des Heißpreßverfahrens genügen zunächst grobe Strukturen, mit denen im ersten Schritt die Machbarkeit für die verschiedenen Glaspaa- rungen gezeigt werden kann, ohne eine aufwendige Prozeßentwicklung durchführen zu müs- sen. Bei positivem Ergebnis kann die Evaluierung potentiell geeigneter Verfahren zur Herstel- lung präziser Mikrostrukturen beginnen.

Tabelle 21 Bestandteile des Substratgläser (RFA-Analyse, [ 144] \*\*)

Hauptbestandteile von LaSFN15	Hauptbestandteile von BK7**
La <sub>2</sub> O <sub>3</sub> : 66%	SiO <sub>2</sub> : 69.6%*
SiO <sub>2</sub> : 8% *	B <sub>2</sub> O <sub>3</sub> : 9.9%*
Nb <sub>2</sub> O <sub>5</sub> : 6.8%	Na <sub>2</sub> O : 8.4%
Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> : 6.8%	K <sub>2</sub> O : 8.4%
ZrO <sub>2</sub> : 5%	BaO : 2.5%
SnO <sub>2</sub> : 2%	Sonstige: 1.2%
Sonstige 5.4 %	* trocken ätzbar mit Fluorkohlen- wasserstoffen CHF <sub>3</sub> , ..

Ausschlaggebend für die Auswahl der in Frage kommenden Verfahren sind die Glaszusam- mensetzung, die für die Gläser LaSFN15 und BK7 in der Tabelle 21 wiedergegeben ist, die Glaseigenschaften und die Eigenschaften der Strukturierungsverfahren, wie das anisotrope- oder das isotrope Ätzverhalten, sowie der Aufwand der Verfahren.

Für Strukturen mit rechteckigem Querschnitt von 4 µm x 4 µm eignen sich anisotrope Verfah- ren, da keine laterale Unterätzung der Maske erfolgt. Die Erzeugung von Strukturen mit einem Aspektverhältnis von 1:1 ist mit isotropen Verfahren, wie mit Naßätzen nicht möglich. Der ermittelte Ätzfortschritt des naßchemischen Ätzens von LaSFN15, der mit verschiedenen Medien bei Vorversuchen von N. Niegisch erzielt wurde, ist tabellarisch im Anhang (8.4) auf- geführt.

Die Ergebnisse, die mit den einzelnen Methoden erzielt wurden, werden im folgenden aufge- zeigt und diskutiert.

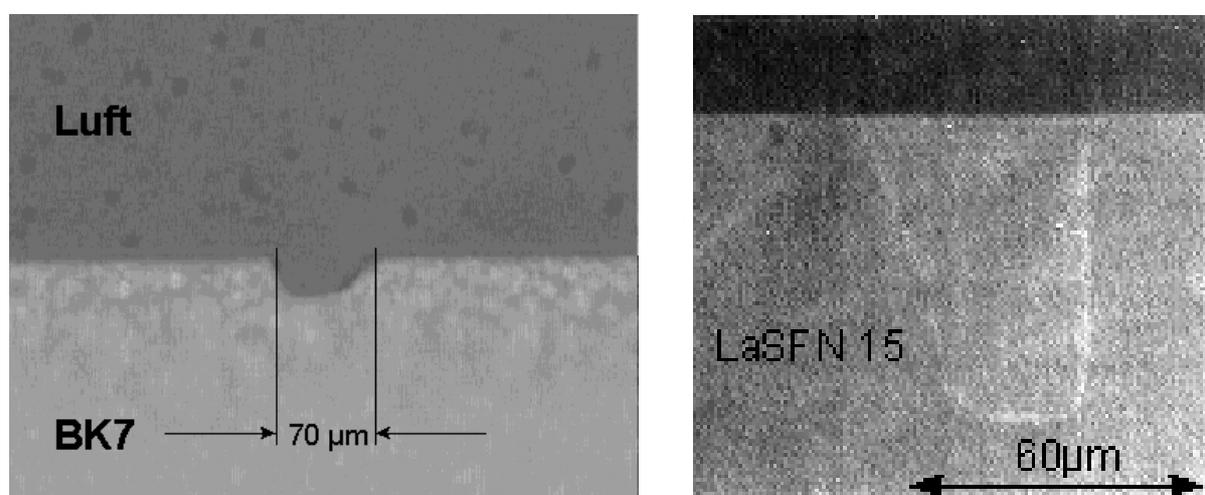
#### 6.4.4.1 Das Sägen

Zu Beginn der Evaluierung des Heißpreßprozesses für verschiedene Glaspaarungen steht die Herstellung der Mikrostrukturen. Dazu wurde der Sägeprozeß gewählt, da er sich durch eine einfache und schnelle Herstellung der Gräben, aufgrund der Unabhängigkeit von Parametern des Substratglases auszeichnet.

Die Dimensionen der Strukturen sind auf minimal 30  $\mu\text{m}$  durch die Breite kommerziell erhältlicher Sägeblätter beschränkt, so daß die angestrebten Dimensionen für einmodige Wellenleiter nicht direkt erzielt werden können. Denkbar ist aber ein indirekter Weg über das Verstrecken des Glaswellenleiters, um Dimensionen im Bereich von 4  $\mu\text{m}$  x 4  $\mu\text{m}$  zu erzeugen.

Ausbrüche an den Seitenflächen, die beim Sägen entstehen, beeinträchtigen den Füllprozeß, da die Wahrscheinlichkeit hoch ist, in den entstandenen Kavitäten beim Verdrängen des Füllglases Luft einzuschließen. Demzufolge wurden die Sägeparameter, Drehzahl und Vorschub im Hinblick auf höchste Qualität des Grabens optimiert und die Anzahl der Ausbrüche, die durch die Sprödigkeit des Glases bedingt sind, minimiert. Es ergab sich als günstige Drehzahl 18.000 U/min und als besten Vorschub 0.2 mm/s.

In den folgenden zwei Abbildungen (Bild 115) sind die Ergebnisse der Sägeexperimente in BK7 und LaSFN15 dargestellt.



*Bild 115 Lichtmikroskopaufnahme gesägter Gräben. Links in BK7 und rechts in LaSFN15*

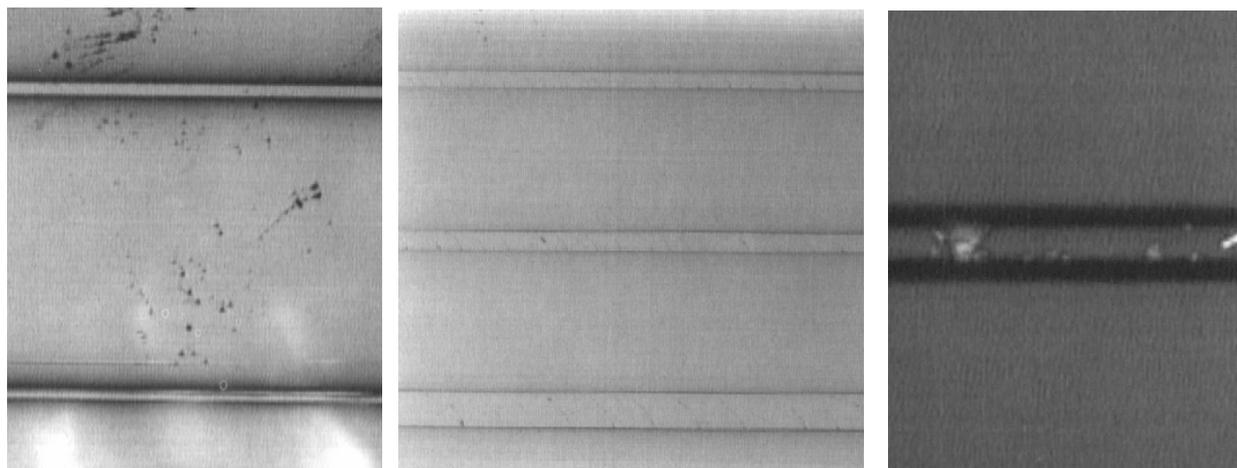
Die links dargestellte Struktur zeigt einen Graben mit einer typischen Tiefe von etwa 30  $\mu\text{m}$ . Rechts daneben ist eine Mikroskopaufnahme eines gesägten und gefüllten Grabens abgebildet. Die Reproduzierbarkeit des Querschnitts der Strukturen war nicht gegeben, da die Form des Querschnitts des Sägeschnitts durch den momentanen Zustand des Sägeblatts bedingt ist und dieser sich von Ort zu Ort ändert. Der Vergleich beider Abbildungen zeigt, daß durch die bessere Führung des Sägeblatts bei einem tiefen Schnitt im unteren Bereich des Grabens Strukturbreiten erreicht werden können, die nur etwas breiter als die Sägeblattbreite sind.

Die beim Sägen entstandenen Verunreinigungen in und neben den Strukturen wurden, wie im Kapitel 5.3.2 beschrieben, entfernt. Mit diesen Maßnahmen sollte sichergestellt sein, daß keine Gasbildung durch verbliebene organische Reste auftritt oder anorganische Partikel zurückbleiben, die die Qualität des Wellenleiters beeinträchtigen.

#### 6.4.4.2 Heißprägen

Zur Herstellung der Mikrostrukturen in Glas wurde in ersten Versuchen ein Prägeprozeß verwendet, der dem Herstellungsprozeß der Gräben in den Kompositmaterialien (Bild 88) vergleichbar ist. Trotz der Ähnlichkeit der Verfahren ist die Durchführung bei Gläsern mit Erschwernissen verbunden, da die Strukturierung bei Temperaturen oberhalb des Erweichungspunktes des Substratglases erfolgen muß. Aufgrund der hohen Prozeßtemperatur und der geforderten Härte der Materialien kommen als Stempelmaterialien Si und SiO<sub>2</sub> in Frage. Ni und Ni-Co-Stempel erweichen bei den für LaSFN15 nötigen Temperaturen bereits zu stark.

Zur Herstellung von Mikrostrukturen durch Heißprägen können zwei unterschiedliche Strategien verfolgt werden. Zum ersten kann ein Einprägen der Strukturen mit einem standardmäßig mikrostrukturierbaren Material erfolgen, das nur einen sich geringfügig unterscheidenden Ausdehnungskoeffizient bezüglich des Substrats besitzt. Das Prägewerkzeug bleibt auf dem Glas haften und wird abschließend selektiv weggeätzt. Eine Halterung des Werkzeuges wird nicht gebraucht. Allerdings kann das Werkzeug nur einmal verwendet werden. Die zweite Strategie zur Erzeugung von Mikrostrukturen basiert auf einer kurzen Kontaktzeit des Werkzeuges mit dem Substrat. Dabei darf der Kontakt nur so lange andauern, daß der Stempel noch nicht benetzt wird. Um diese kurzen Kontaktzeiten zur Herstellung der Mikrostrukturen zu gewährleisten, müssen höhere Temperaturen gewählt werden. Dabei wirkt sich die erhöhte Temperatur auf die Festigkeit des Stempels und die Benetzung durch die geringere Viskosität nachteilig aus. Zur Vermeidung der Benetzung wird ergänzend eine Antihafschicht auf dem Stempel aufgebracht. Der Stempel bedarf bei diesem Aufbau einer temperierbaren Halterung, damit das Werkzeug wieder abgezogen werden kann. Experimente zum Heißprägen größerer Strukturen sind in der Literatur [ 152 ] geschildert. Einer der Autoren, Herr Manns vom FhG IWM in Freiburg, führte neben den im Hause durchgeführten Versuchen mit LaSFN15 erste Experimente zum Heißprägen von Mikrostrukturen mit dem Glas SF6 und antihafbeschichteten Quarzglasstempeln durch.



*Bild 116 Mikroskopaufnahmen der Ergebnisse der Heißprägeversuche in LaSFN15 und SF6*

In obiger Abbildung (Bild 116) sind Ergebnisse der Heißprägeversuche in LaSFN15 und SF6 dargestellt. Die Mikroskopaufnahmen links und in der Mitte zeigen erste Ergebnisse der Heißprägeversuche nach dem zuerst beschriebenen Verfahren. Hier dienten Si-Mikrostrukturen zur Erzeugung der Strukturen. Die Temperatur lag bei 700°C und der Prägedruck, der für 10 min ausgeübt wurde, bei ca. 500 N/cm<sup>2</sup>. Beim Abkühlen entstanden durch die unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten Risse und auch Bruchstücke. Nach dem Entfernen des Siliciums konnten auf einem solchen Bruchstück mit einer Größe von 5 mm x 5 mm, die links und in der Mitte abgebildeten Strukturen (Bild 116) mit Tiefen von ca. 2 µm freigelegt werden. Die prinzipielle Machbarkeit ist damit gezeigt. Um jedoch großflächige definierte Strukturen zu erzeugen, darf die Ausdehnungskoeffizientendifferenz von Werkzeug zu Substratglas nur gering sein, so daß die Spannungen unterhalb der Bruchspannung liegen. Ebenfalls sind die zugehörigen Prozeßparameter zu bestimmen.

Die Mikroskopaufnahme auf der rechten Seite von Bild 116 zeigt ein erstes Ergebnis der Heißprägeversuche, die im IWM durchgeführt wurden. Für die Versuche nach dem zweiten Verfahren wurde ein Quarzglasstempel verwendet und mehrfach in polierte SF6 Substrate eingepreßt. Der Vergleich der nacheinander erzeugten Prägeergebnisse zeigte, was auch an der rechten Abbildung, auf der ein geprägter Graben (4.ter Prägeversuch mit dem antihafbeschichteten Stempel) dargestellt ist, deutlich wird. Man erkennt, daß an den Kanten kleine Reste des Werkzeuges zurückbleiben. Die Anzahl der verbleibenden Reste vergrößerte sich nach jedem Versuch. Es zeigte sich folglich, daß die Belastung der Antihafschicht so hoch oder deren Haltbarkeit so gering ist, daß nach dem zweiten Prägeversuch bereits eine neue Beschichtung nötig wäre. Es besteht folglich weiterer Bedarf an Untersuchungen hinsichtlich stabilerer Antihafschichten und Experimenten am eigentlichen Substratglas LaSFN15.

#### 6.4.4.3 Reaktives Ionenätzen (RIE)

Experimente zur Strukturierung der Substrate mit reaktivem Ionenätzen wurden nur an BK7 nicht aber an LaSFN15 Substraten durchgeführt, da bei LaSFN15 nur die 8% SiO<sub>2</sub> reaktiv mit Fluorkohlenwasserstoffen im Plasma geätzt werden können. Bei BK7 hingegen betragen die ätzbaren Bestandteile 79,5%, so daß zu erwarten ist, daß durch die Zugabe von Argon zum Ätzgas ein physikalischer Anteil zum Ätzprozeß hinzukommt, der zum Abtrag der nichtflüchtigen Komponenten führt. Erste Versuche an dem BK7-Substratglas wurden in einer Plasmaätzenanlage mit CHF<sub>3</sub> und mit Photolack als Maskierung durchgeführt. Es stellte sich heraus, daß durch die geringe Wärmeableitung durch das Glassubstrat der Photolack so stark belastet wurde, daß die Lackoberfläche rau wurde. Die Selektivität lag für den Photolack AZ4562 bei 300 nm BK7 je 1 µm Lack. Da bei gegebener Selektivität die Lackmaske mehr als 14 µm sein müßte und die thermische Belastung für den Lack zu hoch ist, wurde als Maskenmaterial  $\alpha$ -Silicium (Silan (Fluß 200 sccm, Druck 500 mTorr), Plasmaleistung 30 W, Substrattemperatur 300 °C, Schichtdicke 800 nm, Temperung mit RTA 1 Minute bei 400 °C 3 Sekunden bei 750 °C) eingesetzt. Die Erzeugung der  $\alpha$ -Silicium Maske erfolgte über eine Photolackmaske, die mit SF<sub>6</sub> bei einem Druck von 0.025 mbar und einer Leistung von 50 W innerhalb 8 min in das  $\alpha$ -Silicium übertragen wurde. Die folgenden Ätzversuche wurden, aufgrund der im IPM vorhandenen Kenntnisse bezüglich des Ätzens von Glas, mit einem Alcatel Parallelplattenreaktor in Freiburg durchgeführt. Zum Abtrag der beim Ätzprozeß entstehenden Alkalifluoride wurde dem Ätzgas CHF<sub>3</sub> Argon als Sputtergas beigemischt. In einem ersten Schritt wurde das Ätzverhalten mit verschiedenen Anteilen Ar bei konstantem CHF<sub>3</sub>-Fluß untersucht sowie festgestellt, daß die besten Ergebnisse ohne Zugabe von SF<sub>6</sub> erreicht werden konnten (Ätzrate ca. 25 nm/min). Die mit dem AFM ermittelten RMS-Rauheiten lagen bei 60 nm. Einzelne Spikes mit Höhen bis zu 500 nm waren zu finden, die wahrscheinlich durch die Maskierung mit schwerflüchtigen Verbindungen hervorgerufen wurden. Obwohl dem Ätzgas das Sputtergas Argon zugegeben wurde, traten nach längerer Ätzzeit am Boden Ablagerungen auf, die das darunterliegende Material maskierten.

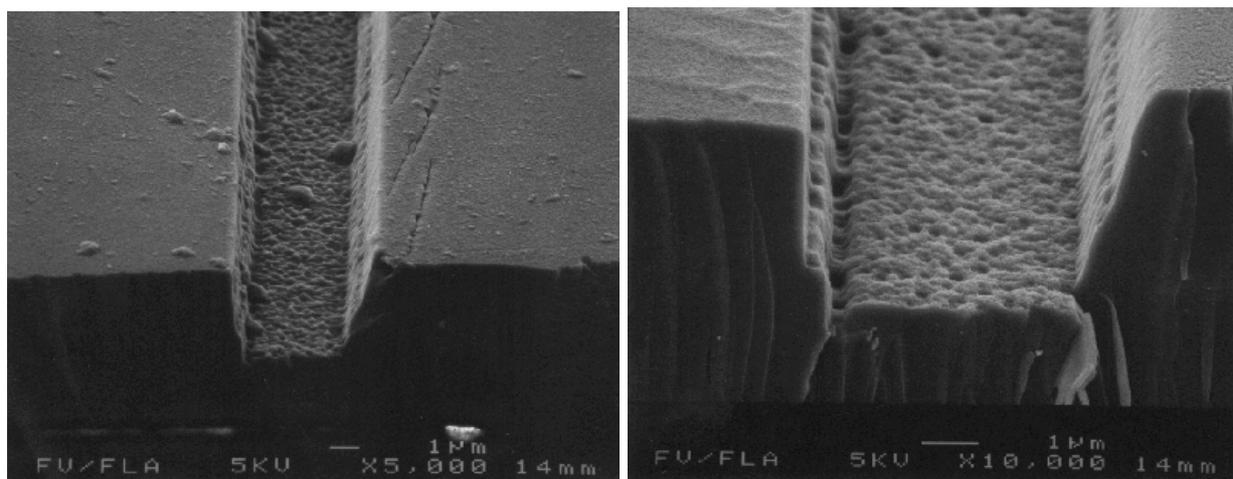
Aus diesem Grund wurden naßchemische Ätzschritte mit gepufferter Flußsäure (BHF) im Verhältnis 1:7 zuzüglich Netzmittel in den Prozeß integriert, um die nichtflüchtigen Verbindungen wegzulösen und wegzuspülen. Die Ätzrate der gepufferten Flußsäure betrug bei BK7 2.4 µm/h. Mit der Maßnahme der naßchemischen Ätzung nach jeweils 1.525 µm oder 1.15 µm Trockenätzen ergaben sich die zwei in der folgenden Tabelle 22 zusammengefaßten Kombinationsprozesse, mit denen Rauheiten von 50 nm bis 60 nm im Graben bei Grabentiefen von 3.8 µm bis 4 µm erreicht werden konnten.

Die erzielten Ergebnisse sind nachstehend in Form von REM-Aufnahmen (Bild 117) abgebildet. Im Bild rechts ist ein größerer Bereich des Kanals, in dem Spikes vorhanden sind, mit Blick von vorne / oben zu erkennen. Überdies fällt auch das Augenmerk auf die Kanten, die im oberen Bereich relativ glatt sind und unterhalb etwa der halben Höhe nach einer Stufe unten deutlich rauher werden.

*Tabelle 22 Prozeßablauf der Mikrostrukturierung von BK7*

Kombinationsprozeß mit 3-maligem Durchlauf	Kombinationsprozeß mit 4-maligem Durchlauf
45 min CHF <sub>3</sub> -Plasma / RIE - Ätztiefe 1.125 µm	30 min CHF <sub>3</sub> -Plasma / RIE - Ätztiefe 0.75 µm
10 min BHF / HF - Ätztiefe 0.4 µm	10 min BHF / HF - Ätztiefe 0.4 µm
Ätztiefe je Durchlauf: 1.525 µm	Ätztiefe je Durchlauf: 1.15 µm

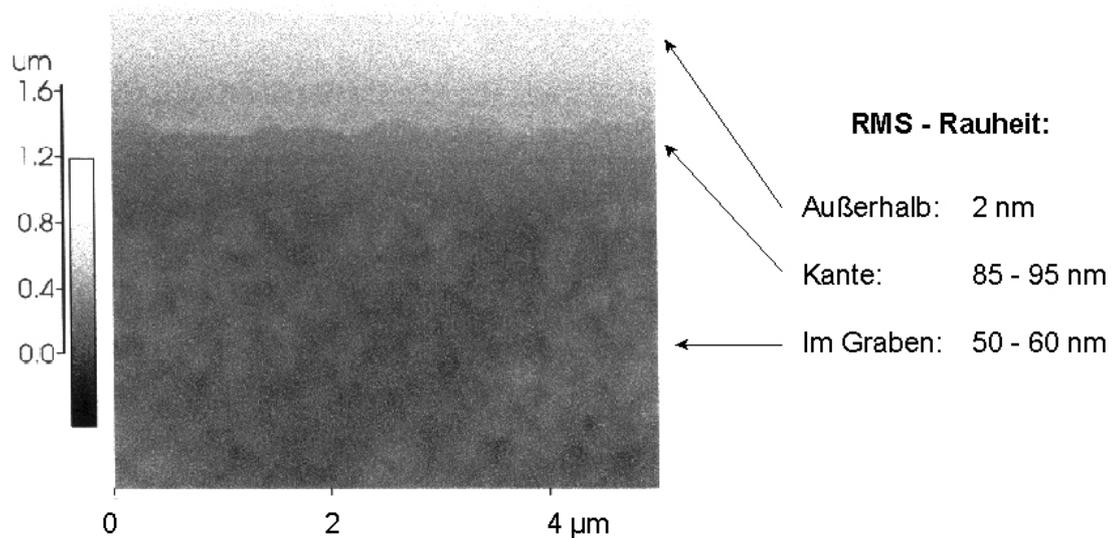
Es liegt folglich die Vermutung nahe, daß der Naßätzschritt zu einer Glättung der oberen Flanken geführt hat. Die Kanten, die im Bild rechts vergrößert dargestellt sind, können auch durch eine Maskierung, die durch nicht vollständig entfernte Reste in den Kanten bei dem vorhergegangenen Naßätzschritt hervorgerufen wurde, entstanden sein.



*Bild 117 Mikrostrukturen in BK7, hergestellt durch kombinierten trocken-naß Ätzprozeß*

Die im folgenden dargestellte zweidimensionale AFM-Messung (Bild 118) zeigt einen repräsentativen Ausschnitt des Kanals. Im unteren Bereich ist der Boden des Grabens und darüber die Flanke dargestellt. Die gemessenen RMS-Rauheiten des Bodens liegen bei Werten zwischen 50 und 60 nm. Die Flanken im unteren Bereich sind bereits deutlich rauher und erreichen Werte bis 95 nm.

Betrachtet man theoretisch die Auswirkungen der Rauheit auf die Wellenleiterdämpfung, so ist eine zusätzliche Dämpfung (Bild 52) von ca. 2 dB / cm zu erwarten. Eine weitere Prozeßoptimierung sollte im Hinblick auf eine höhere Verstärkereffizienz bei Entwicklungen zu einem verlustlosen Verzweiger erfolgen.



*Bild 118 AFM-Messung der Rauheit im Graben*

Besteht das Ziel die Ätzzeiten zu reduzieren, so ist die Verwendung dichter ICP (Inductively Coupled Plasma) nach C. Constantine der Fa. Plasma-Therm Inc. ein Weg bei BK7 zu deutlich größeren Ätzraten zu gelangen.

#### 6.4.4.4 Ionenstrahlätzen (IBE)

Zur Strukturierung der Gräben in dem nicht reaktiv ionenätzbaren Glas LaSFN15 wurde ein rein physikalisches Trockenätzverfahren getestet. Hierfür wurden Ionenätzversuche am Institut für angewandte Physik der Universität Jena durchgeführt.

Die Proben wurden mit einem Mehrlagenresist zur Verbesserung der thermischen Stabilität maskiert. Sie besteht aus einer 50 nm Cr-Haftschrift, 5 µm ARP 322 (Fa. Allresist, Berlin), getempert bei 210°C, einer 100 nm Cr-Schicht und 500 nm Primärresist AZ 1350. Die Übertragung der Primärmaske in Cr erfolgte mit IBE, die Polymerstrukturierung mit Sauerstoff-Argon-RIBE. Der weitere Ätzvorgang in die Haftschrift und in Glas wurde mit Ar-IBE vorgenommen. Die Tiefenätzzeit für 4 µm LaSFN15 betrug 230 min bei 500 eV und 330 µA/cm<sup>2</sup>, wobei eine Probenrotation unter einem Neigungswinkel von 10° stattfand.

Die REM-Bilder (Bild 119) zeigen die Ergebnisse der in LaSFN15 geätzten Strukturen. Ausgehend von der maßhaltigen Primärmaske mit glatten Rändern entstanden die an den Flanken deutlich erkennbaren Rauheiten. Sie entstehen durch lokale Ätzratenunterschiede und durch die Wiederanlagerung von Material. Eine dünnere Kohlenstoffmaske (ca. 1µm) könnte eventuell zu einer Verbesserung führen.

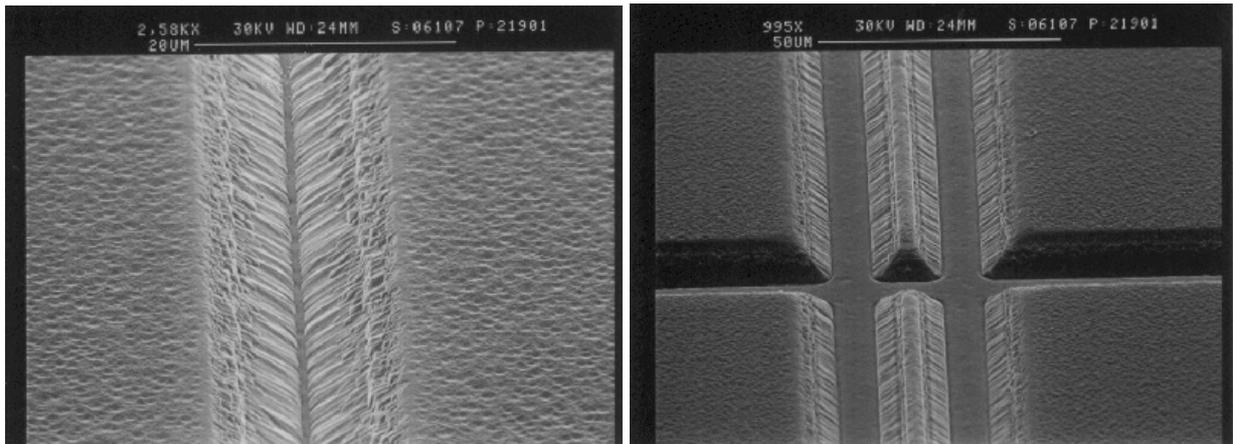


Bild 119 IBE-geätzte Strukturen in LaSFN15

Die Ergebnisse der AFM-Rauheitsmessungen (Bild 120) zeigten auch bei mehreren Messungen wünschenswert geringe Rauheiten von ca. 9 nm am Boden des Grabens. An den Flanken hingegen lagen die Rauheiten zwischen 100 nm und 130 nm.

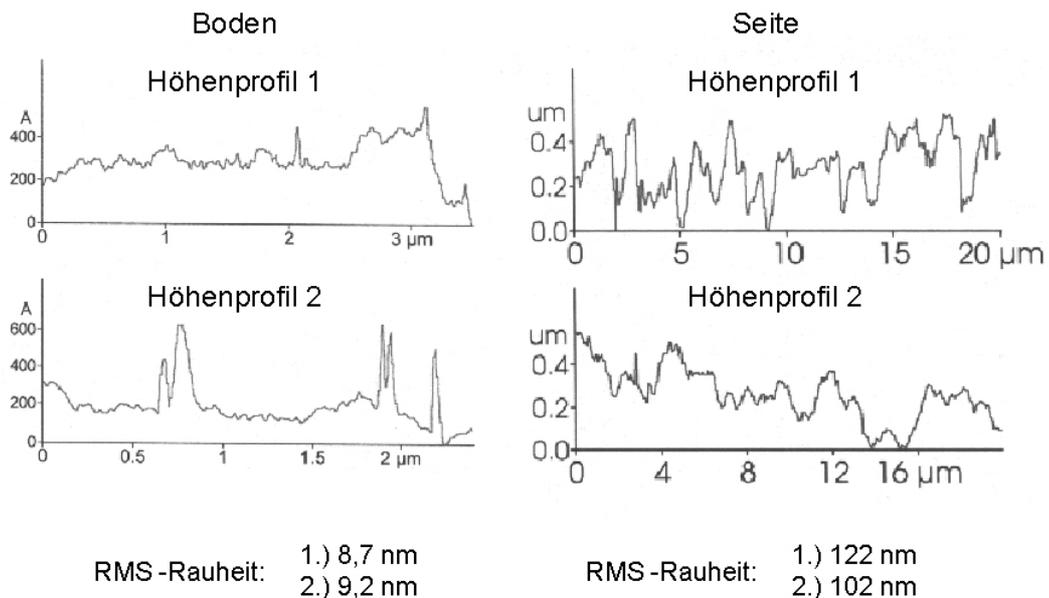


Bild 120 AFM-Rauheitsmessungen der in LaSFN15 mit IBE geätzten Strukturen

Diese Ergebnisse zeigen, daß mit Ionenstrahlätzen glatte Strukturen (Boden) hergestellt werden können und durch eine Optimierung der Maske und ggf. der Prozeßparameter Gräben in gewünschter Qualität realisierbar sein müßten. Der hohe Herstellungsaufwand und die geringe Ätzrate von ca. 1  $\mu\text{m}/\text{h}$  zeigen wiederum, daß das Verfahren sich vor allem für Unikate eignet.

### 6.4.5 Materialanpassung: Glaspaarung Bleisilikat / LaSFN15

Für die Realisierung planarer Wellenleiter nach dem Heißpreßverfahren werden Gläser mit speziell abgestimmten Parametern benötigt, wie sie bei der Beschreibung des Verfahrens aufgezeigt wurden. Die Evaluierung des Heißpreßverfahrens konnte mit kommerziellen Gläsern von Schott und Kigre durchgeführt werden, deren Parameter für den Prozeß recht günstig sind. Daß es sich bei diesen Paarungen nicht um die einzigen möglichen Paarungen handelt, soll mit der Anpassung des Bleisilikatglases auf LaSFN15 gezeigt werden. Hergestellt wurden die Proben im INM durch N. Niegisch, der die zugehörigen Brechzahlen, und Ausdehnungskoeffizienten bestimmte.

Mit der Kenntnis über typische Bereiche der Brechzahlen, Ausdehnungskoeffizienten, Länge des Glases, Erweichungstemperatur und Glastransformationstemperatur [ 141], die mit undotiertem Bleisilikatglas zugänglich sind, erfolgte die Auswahl von LaSFN15 als Substratmaterial anhand der von Schott angegebenen Kenndaten. Ausgehend von diesen Daten wurde zunächst die Machbarkeit abgeschätzt und die angemessene Menge an Blei(II)Oxid ermittelt, um Brechzahl und Indexdifferenz sowie die Ausdehnungskoeffizienten anzupassen. Zur Übersicht sind nachstehend (Bild 121) der Ausdehnungskoeffizient und die Brechzahl in Abhängigkeit des Gehalts an Bleioxid der Bleisilikatgläser aufgezeigt, die in der Arbeit von A. Kalleder hergestellt wurden [ 142]. Diese beiden Größen sind bei der Abstimmung der Zusammensetzung des Glases gleichzeitig zu beachten.

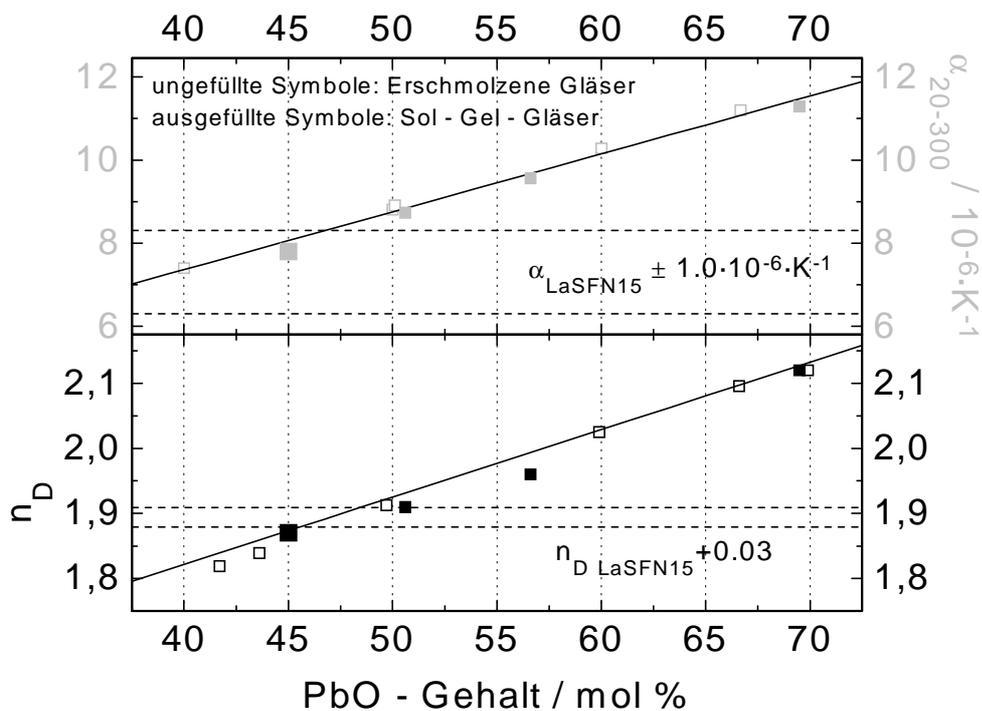


Bild 121 Ausdehnungskoeffizient und Brechzahl in Abhängigkeit des PbO-Gehalts

Der resultierende Bereich, in dem das Hogan-Kriterium für die Differenz der Ausdehnungskoeffizienten von Substrat und Füllglas erfüllt ist, ist im oberen Bereich der Grafik dargestellt. Im unteren Teil des Diagramms ist die Brechzahl von LaSFN15 und die angestrebte Brechzahl des Füllglases, die ca. 3% darüber liegt, eingetragen. Betrachtet man das Diagramm und die erkennbaren Abweichungen der Einzelwerte von der Fitkurve, so wird ersichtlich, daß es Zusammensetzungen des Bleisilikatglases im Bereich zwischen 45 mol% und 48 mol% gibt, die den Anforderungen des Heißpreßprozesses genügen. Für verstärkende Wellenleiter ist nun auch noch der Einfluß des zudotierten Erbiumoxids auf Brechzahl und Ausdehnungskoeffizient zu berücksichtigen.

Die ermittelten Ergebnisse der angepaßten Zusammensetzungen, die zugehörige Brechzahl, der integrale Ausdehnungskoeffizient, sowie gemessene Lebensdauer des oberen Verstärkerniveaus als auch die Glastransformationstemperatur sind in der folgenden Tabelle 23 zusammenfassend aufgelistet.

Tabelle 23 Kenndaten der erbiumdotierten Bleisilikatgläser und LaSFN15

Er <sub>2</sub> O <sub>3</sub> [gew. %]	Verbindung	Zusammensetzung [mol %]	Lebens- dauer [ms] <sup>4</sup> I <sub>13/2</sub> - <sup>4</sup> I <sub>15/2</sub>	T <sub>g</sub> °C	n <sub>e</sub>	α <sub>(30-300)</sub> [10 <sup>-6</sup> ·K <sup>-1</sup> ]
0	LaSFN15	-	-	680	1.88	7.3
0	PbO SiO <sub>2</sub> Er <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	45.00 55.00 0	-	445	1.89	7.8
0	PbO SiO <sub>2</sub> Er <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	56.8 43.2 0	-	380	1.95	10.1
1	PbO SiO <sub>2</sub> Er <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	45.53 54.12 0.35	11	449	1.90	7.77
2	PbO SiO <sub>2</sub> Er <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	45.71 53.57 0.72	11.7	452	1.89	7.82
3	PbO SiO <sub>2</sub> Er <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	45.91 53.00 1.09	12	455	1.89	7.65
4	PbO SiO <sub>2</sub> Er <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	46.11 52.43 1.46	10.5	464	1.90	7.75
5	PbO SiO <sub>2</sub> Er <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	46.30 51.80 1.90	9,5	469	1.91	7.88

Es wird damit deutlich, daß eine Erhöhung des Bleioxidgehalts zu einer Verringerung der Schmelztemperatur führt und gleichzeitig, zieht man zur Betrachtung die Erweichungstemperatur mit hinzu, eine stärkere Abnahme der Viskosität mit steigender Temperatur zu verzeichnen ist. Der Bleioxidgehalt erhöht, wie aus der vorhergehenden Grafik bereits zu erkennen war, die Brechzahl und den Ausdehnungskoeffizienten. Der Anstieg der Brechzahl ist bedingt durch die hohe Polarisierbarkeit des  $\text{Pb}^{2+}$ -Ions. Der Anstieg des Ausdehnungskoeffizienten gründet sich auf die Zunahme weicher Bindungen.

Der Einfluß des Erbiumgehalts auf die Dichte und den Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha$  ist für Konzentrationen  $< 5 \text{ gew\%}$  ( $2 \cdot 10^{21} \text{ Er}^{3+}/\text{cm}^3$ ) bei einem Basisbleisilikatglas mit 45 mol% Bleioxid nicht groß.  $T_g$  hingegen steigt um 20 bis 30 K. Der mit wachsendem  $\text{Er}_2\text{O}_3$ -Gehalt verbundene Anstieg des Brechungsindex (1.97 bei 5 gew%  $\text{Er}_2\text{O}_3$ ) wird durch eine Verringerung der Bleigehalts, wie in der Tabelle 23 aufgezeigt ist, kompensiert.

Die Tabelle macht deutlich, daß Gläser mit Erbiumkonzentrationen bis zu  $2 \cdot 10^{21} \text{ Er}^{3+}/\text{cm}^3$  hergestellt werden können, die den Anforderungen für den Lichtwellenleiter (Indexkontrast), Verstärker (hohe Fluoreszenzlebensdauer) und des Heißpreßprozesses (Ausdehnungskoeffizientendifferenz,  $T_g$ -Differenz, unterschiedlicher temperaturabhängiger Viskositätsverlauf) genügen.

#### 6.4.6 Wellenleiterherstellung mit dem Heißpreßprozeß

Nachdem zuvor abgeschätzt wurde, in welchem Zeitraum das Kernmaterial in die Strukturen verpreßt werden kann, folgt in diesem Abschnitt eine Beschreibung und Diskussion des optimierten aus Aufheiz-, Verpreß-, Bond- und Abkühlphase bestehenden Prozeßablaufs zur Glaswellenleiterherstellung. Der Herstellungsablauf ist für die Glaspaarungen LaSFN15 mit Bleisilikatglas in Bild 123 und für die Kombination BK7/QX, sowie BK/Q89 in Bild 122 dargestellt. Bei den letztgenannten zwei Glaskombinationen wird der identische Prozeß verwendet, da die höchste im Prozeß erlaubte Temperatur durch das Substratglas bestimmt ist.

Nach dem Einbau der Probe, bestehend aus Substrat, dotiertem Kernmaterial und Deckglas, wird zunächst ein Druck im Bereich weniger Newton auf die Probe ausgeübt, um die Kohlefilze, die sich oberhalb und unterhalb der Probe zum Ausgleich von Unebenheiten befinden, zu komprimieren und dadurch die Wärmeankopplung zu verbessern.

Beginnend bei Raumtemperatur wird die Temperatur mit einer Rate erhöht, die zur Erzielung kurzer Prozeßzeiten, so hoch wie möglich gewählt wird. Begrenzt ist die Rate einerseits durch die Forderung einer homogenen Temperaturverteilung über die Probe sowie andererseits durch die durch die Apparatur bedingte Aufheizgeschwindigkeit. Für Proben mit Dicken von 2 mm (BK7/QX,Q89) / 4 mm (LaSFN15/Bleisilikat) ergaben sich Raten von  $25^\circ\text{C}/\text{min}$  /  $20^\circ\text{C}/\text{min}$ .

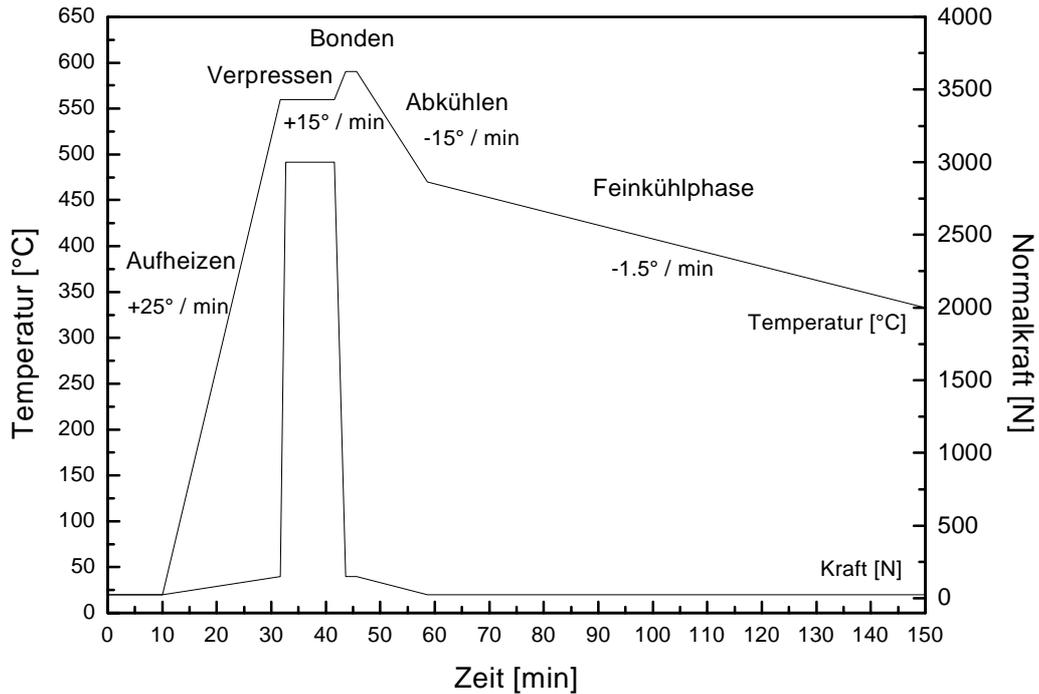


Bild 122 Zeitlicher Ablauf des Heißpreßprozesses für die Glaspaarung BK7 / Q89

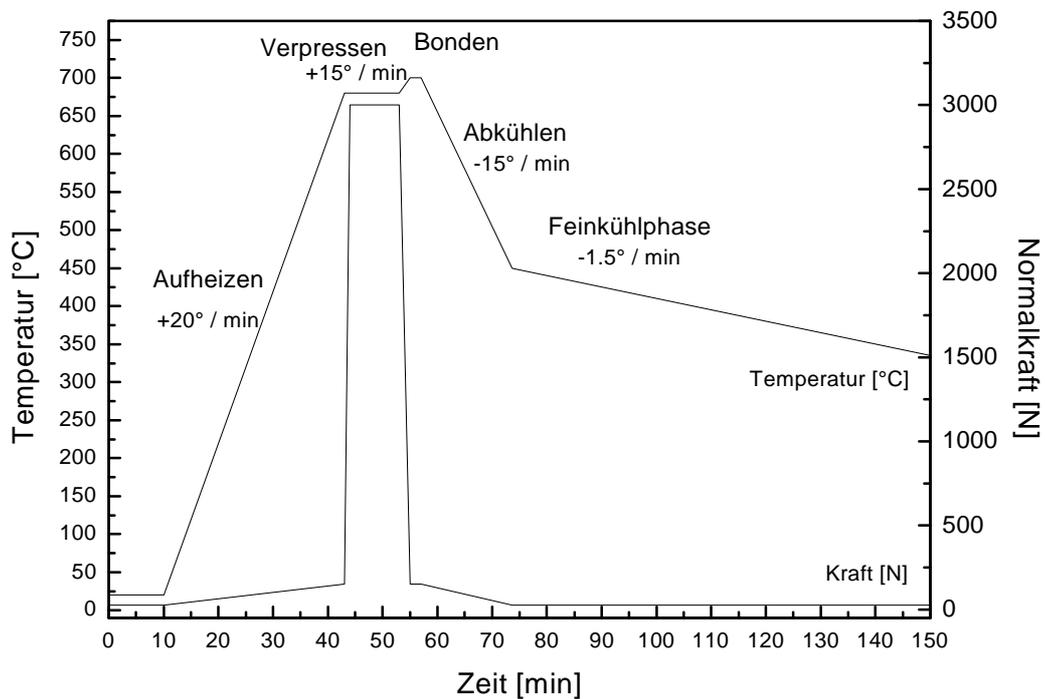


Bild 123 Zeitlicher Ablauf des Heißpreßprozesses für die Glaspaarung LaSFN15/Bleisilikat

Die Probe wird bis auf wenige Grad unter die Glastransformationstemperatur des jeweiligen Substratglases aufgeheizt. Während dieser Rampe wird der Druck langsam weiter erhöht auf etwa 150 N. Ist die Verpreßtemperatur erreicht, so wird die Preßkraft auf 3000 N gleichmäßig

innerhalb einer Minute erhöht. Dieser Druck wird bei konstanter Temperatur für 10 min auf die Probe ausgeübt, um das Füllmaterial in die Strukturen einzupressen und lateral zu verdrängen. Die Preßkraft wird daraufhin bis auf 150 N gesenkt sowie anschließend die Temperatur erhöht, um das Substrat und das Deckglas miteinander zu verbinden und dabei die Strukturen nicht zu verformen. Nach dem Boden wird die Probe schnell ( 15°C/min) auf etwa 10°C über  $T_g$  abgekühlt und weiter mit einer Rate von 1.5°C/min feingekühlt sowie  $T_g$  unterschritten. Nach dem Durchschreiten des Einfrierbereiches kann, anders als im Diagramm dargestellt auch eine schnelle Abkühlung erfolgen.

Nach dem Heißpreßprozeß folgt die Endflächenpolitur mit optischer Qualität und die optische Charakterisierung.

Die mit diesen Prozessen erlangten Ergebnisse werden im Anschluß aufgezeigt und diskutiert.

### 6.4.7 Herstellungsergebnisse „Lichtwellenleiter aus Glas“

Lichtwellenleiter aus Glas wurden auf Basis gesägter Strukturen zu Evaluierungszwecken hergestellt und darauf aufbauend mit trocken-naß geätzten Strukturen Wellenleiterverstärker realisiert.

Da eine einzelne Störung im Wellenleiter diesen nutzlos hinsichtlich der Lichtleitung macht, sind Störungen zu vermeiden. Rein mechanische Defekte der in Glas hergestellten Strukturen lassen sich mit einem Mikroskop identifizieren. Geringfügige Verunreinigungen in den Strukturen und auf dem Substrat, die im Mikroskop nicht in jedem Fall erkannt werden, können zur Blasenbildung und damit zur Störung des Lichtleiters führen. Diese Blasen resultieren aus Reaktionen der Verunreinigungen mit dem Restsauerstoff oder dem Glas. Die der Reaktion zugrundeliegenden Verunreinigungen können durch die mechanische Bearbeitung in die Strukturen hereingebracht werden oder beim Handling der Proben hinzukommen. Zur Unterbindung dieser Ursache der Blasenbildung wurden nach den Erfahrungen der ersten Versuche alle Substrate mit der für die passiven Wellenleiter entwickelten Reinigungsprozedur gereinigt.

Die mit den geschilderten Prozessen erlangten Ergebnisse werden im folgenden aufgezeigt und anhand der Abbildungen diskutiert.

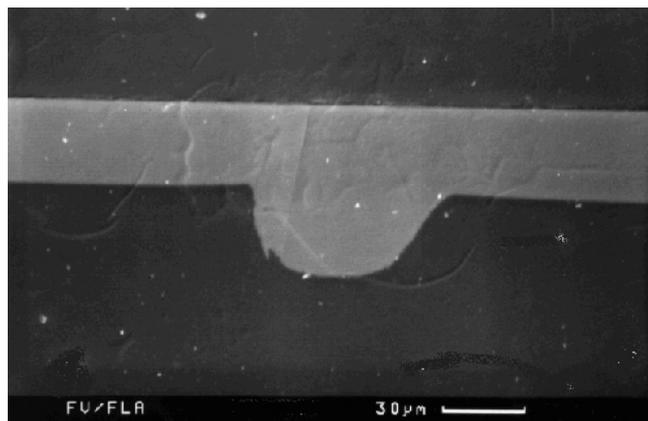
#### 6.4.7.1 Glaswellenleiter auf Basis gesägter Mikrostrukturen

Gesägte Strukturen sind der schnellste Weg zu ersten Herstellungsexperimenten. Die gesägten Strukturen haben etwa um eine Größenordnung größere Dimensionen als die für Wellenleiter angestrebten. Die Rauheiten durch Ausbrüche an der Sägekante sind ebenfalls groß. Aufgrund dieser Ausbrüche besteht beim Verpressen des Kernglases die Möglichkeit, daß Luft in einem Hohlraum eines Ausbruches durch das Füllglas eingeschlossen wird. Folglich werden bei den weiteren Strukturierungsverfahren glatte Strukturen angestrebt.

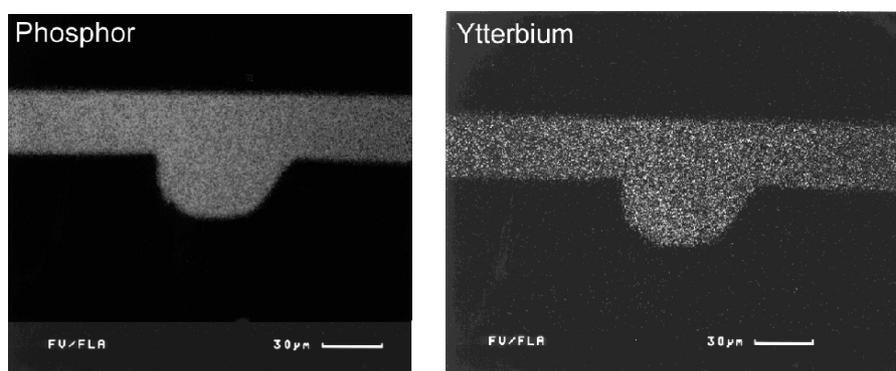
#### **Versuchsergebnisse mit den Glaspaarungen BK7 / QX, Q89**

Die ersten Versuche wurden mit den Gläsern QX und BK7 durchgeführt. Die gesamte Probendicke betrug 8 mm. Zunächst ergab sich noch eine dicke Restschicht, die auf der folgenden Abbildung (Bild 124) einer REM-Aufnahme deutlich zu erkennen ist. Eine klare Grenze liegt zwischen beiden Materialien. Diffusionseffekte sind unterhalb der Nachweisgrenze nach einem vollständigen Prozeßdurchlauf.

Man sieht das asymmetrische Profil des gesägten Grabens (Kapitel 6.4.4.1) im BK7-Substrat, das dunkler als das QX-Kernmaterial dargestellt ist. Verursacht ist das Profil des Grabens durch den momentanen Zustand des Sägeblatts beim Sägeprozeß. Nützt man zur Darstellung den Materialkontrast, so läßt sich die Dotierungsverteilung ermitteln (Bild 125).

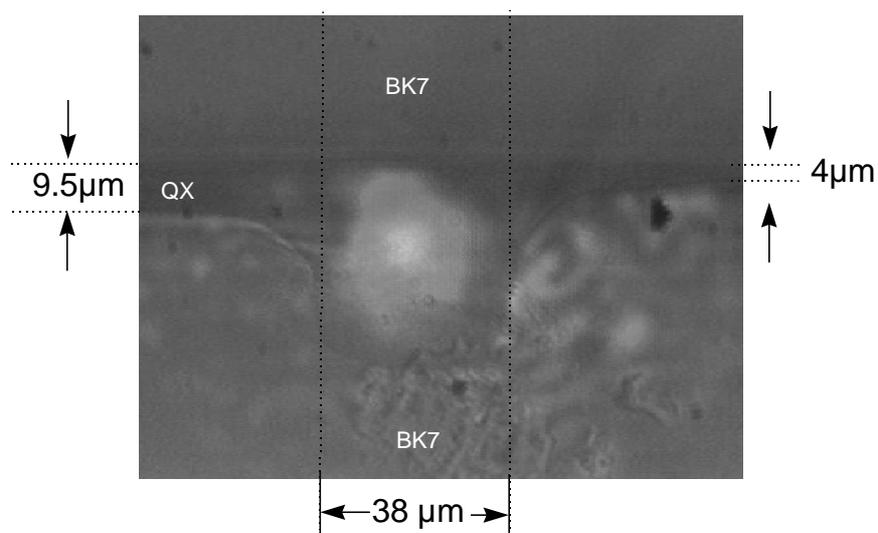


*Bild 124 REM-Aufnahme des Querschnitts eines mit dem Heißpreßverfahren und gesägten Strukturen hergestellten Wellenleiters*



*Bild 125 Elementverteilung der Wellenleiterstruktur*

Nach einer Optimierung des Verpressens für das Glas QX in BK7-Strukturen konnten deutlich dünnere Restschichtdicken erzielt werden. Ein Ergebnis ist nachstehend in Form einer Mikroskopaufnahme abgebildet (Bild 126).



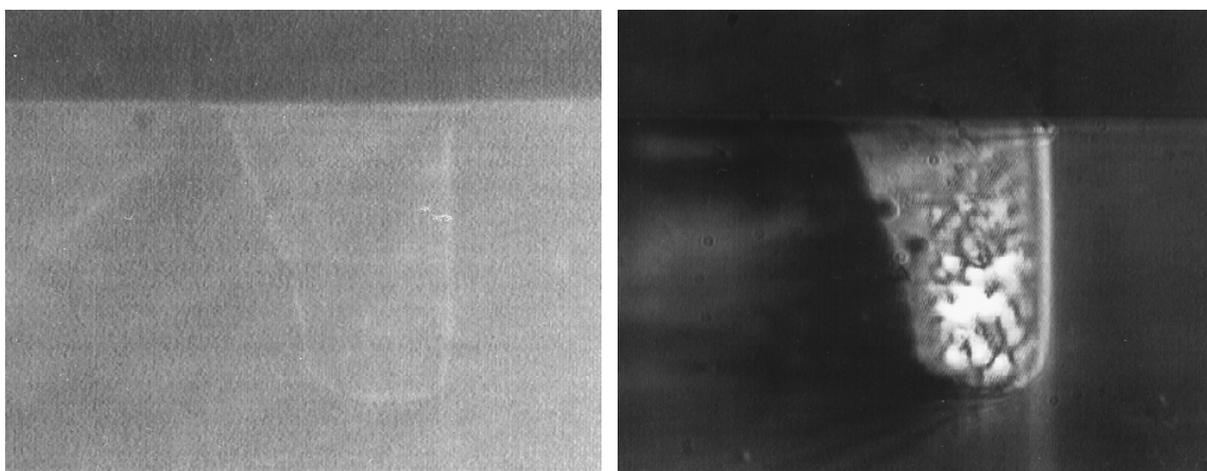
*Bild 126 Lichtmikroskopaufnahme des Wellenleiterquerschnitts und Nahfeldes*

Der Wellenleiter wurde so beleuchtet, daß die Struktur zu erkennen ist und gleichzeitig von der gegenüberliegenden Grenzfläche mittels einer Faser Licht der Wellenlänge von 632.8 nm in den Wellenleiter eingekoppelt, so daß außer dem Kanalquerschnitt auch das Nahfeld des Wellenleiters zu erkennen ist. Die Feldverteilung hat ihr Maximum im Zentrum. Die Intensität ist in der Nähe der Grenzfläche deutlich geringer, was auf die Störungen an den Rändern der Strukturen zurückgeführt werden könnte. Eine Verformung des oberen, zum Verpressen der Faser verwendeten Substrats ist erkennbar, was vermutlich durch eine etwas zu hohe Temperatur des oberen Heizers verursacht sein kann.

Die Ergebnisse der mit Q89 hergestellten Wellenleiter sind vergleichbar oder haben sogar geringere Restschichtdicken bei gleichen Verarbeitungsparametern, da das Material bei der Verpreßtemperatur eine geringere Viskosität besitzt.

### **Versuchsergebnisse mit der Glaspaarung LaSFN15 und Bleisilikatglas**

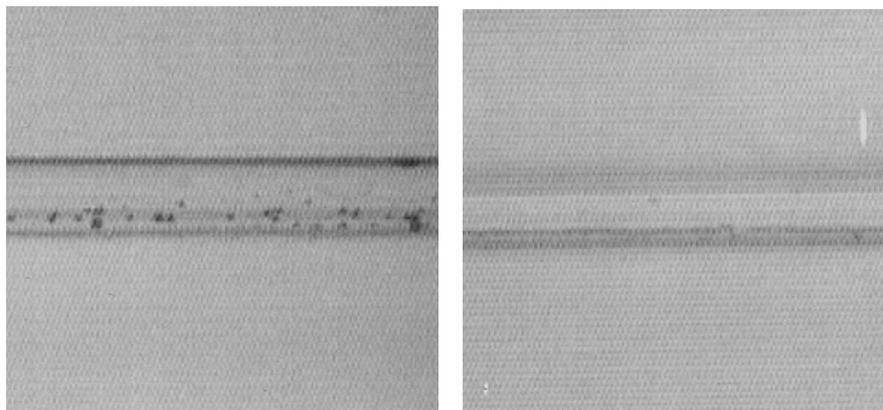
Die Wellenleiterherstellung mit gesägten Strukturen und dem Materialsystem LaSFN15 / Bleisilikatglas erwies sich als prinzipiell für das Heißpreßverfahren geeignet. Dies zeigen die zwei folgenden Abbildungen (Bild 127). Links ist die Mikroskopaufnahme einer Struktur einer Wellenleiterendfläche zu sehen. Eine Restschicht ist nicht erkennbar. Der Verpreßprozeß ist folglich optimal gelungen. Die Abbildung rechts zeigt denselben Wellenleiter, der einerseits so beleuchtet wird, daß der Wellenleiterquerschnitt zu erkennen ist und andererseits von der gegenüberliegenden Seite mit Licht der Wellenlänge 632.8 nm durchstrahlt wird.



*Bild 127 Wellenleiterquerschnitt und Nahfeld eines Glaswellenleiters aus Bleisilikatglas und LaSFN15*

Das Nahfeld weist deutliche Inhomogenitäten auf. Diese Inhomogenitäten können auf die geschilderten Größen, wie Blasen, raue Kanten und Inhomogenitäten des Kernglases zurück geführt werden. Die Aufsicht auf den gefüllten Wellenleiter, die im folgenden dargestellt ist, zeigt, wo Störungen in Form von Blasen im Kanal vorliegen. Die Blasenbildung war entlang

des untersuchten 20 mm langen Wellenleiters, wie auf den beiden Abbildungen repräsentativ dargestellt ist, unterschiedlich.



*Bild 128 Mikroskopaufnahme: Aufsicht auf gefüllten Wellenleiter mit Blasen an der rauhen Seite*

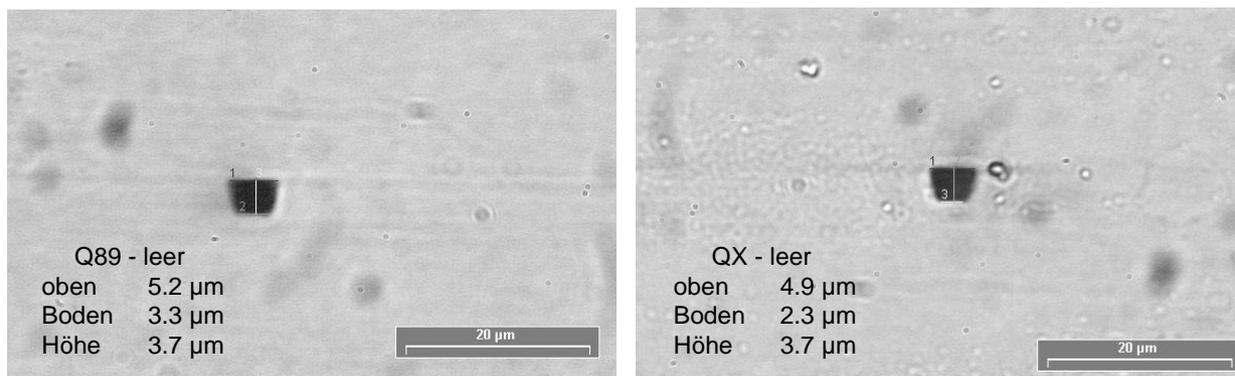
Unter optimierten Bedingungen müßten mit der Glaspaarung LaSFN15 / Bleisilikat Wellenleiter auch kleinere Strukturen realisierbar sein. Die Mikrostrukturierungsexperimente und die Glasentwicklung ließen eine Realisierung von einmodigen Wellenleitern im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr zu.

#### 6.4.7.2 Glaswellenleiter auf Basis trocken-naß geätzter Mikrostrukturen

Nach der erfolgreichen Evaluierung des Heißpreßverfahrens mit den Paarungen BK7 mit Q89 oder QX an groben Strukturen, sowie Mikrostrukturierung des Substrats durch die beschriebenen Kombinationsprozesse, konnte der Prozeß für die Herstellung der Wellenleiterverstärker erarbeitet werden. Die mit dem Herstellungsprozeß erzielten Ergebnisse werden hier geschildert.

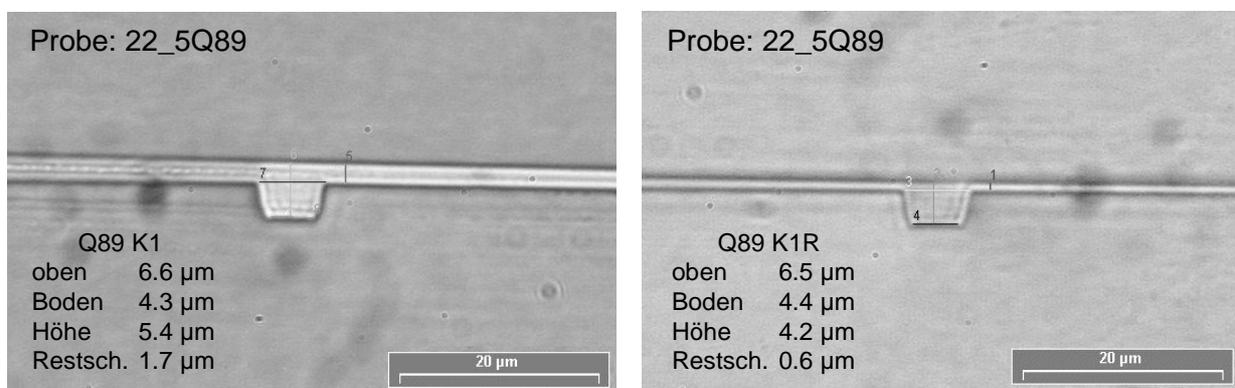
Zunächst soll eine Klärung der Verformung an leeren Gräben, die durch den Ätzprozeß unterschiedliche Flanken aufwiesen, erfolgen ( Bild 129). Links und rechts ist jeweils die polierte Endfläche einer Probe mit leerem Kern zu sehen, aus denen jeweils auch Wellenleiter mit den Kernmaterialien QX und Q89 hergestellt wurden. Die Proben haben einen vollständigen Herstellungsprozeß durchlaufen. Eine Verformung der Strukturen durch den Herstellungsprozeß ist nicht erkennbar. Die Tiefe der Strukturen entspricht im Rahmen der Meßgenauigkeit den Abmessungen der Tiefe der zuvor geätzten Gräben.

Der Prozeß weist folglich keine Nachteile durch eine Verformung des Substrats mit den Strukturen oder des Decks substrats auf. Zur Erlangung gleicher Abmessungen der geätzten Strukturen wäre an eine Optimierung der Ätzprozesse zu denken.



**Bild 129** Ungefüllte Strukturen zur Evaluierung der Verformung durch den Verpreßprozeß

Betrachtet man die folgenden Abbildungen (Bild 130) der Wellenleiterendflächen, so kann auch bei ihnen keine Verformung festgestellt werden. Die beiden nachstehenden Abbildungen zeigen die zwei Endflächen eines für Verstärkungsmessungen verwendeten, 3.4 cm langen Kanals mit einem Kern aus Q89 (Probe: 22\_5Q89). Vergleicht man die zwei Mikroskopaufnahmen der Endflächen, so sieht man eine Übereinstimmung der Breite der Kanäle oben und unten sowie der Grabenhöhe im Rahmen der Meßgenauigkeit. Unterschiedlich ist die Restschichtdicke. Mögliche Ursachen dafür sind die Glasfaser, die beim Verpreßprozeß verwendet wurde und ein ungleich verteilter Andruck beim Verpressen. Wahrscheinlich ist, daß allein der Faser der Effekt der um 1 µm differierenden Restschichtdicke zuzuschreiben ist, da sich der Faserdurchmesser über die Probenlänge von 3.4 cm von ca. 40 µm auf 10 µm verringert.



**Bild 130** Wellenleiterquerschnitt am Anfang (Q89K1) und am Ende (Q89K1R) des in den folgenden Kapiteln charakterisierten Kanals (Probe: 22\_5Q89).

Das Ziel ist die Realisierung von Wellenleitern ohne verbleibende Restschicht. Die diesbezüglich besten Ergebnisse zeigen repräsentativ die beiden nächsten Abbildungen (Bild 131) für die zwei untersuchten Phosphatgläser QX und Q89. Die Strukturtiefe ist wie bei allen vorangegangenen Abbildungen 3.7 µm. Die Strukturen wurden folglich auch bei diesen Versuchen nicht verformt. Die unterschiedlichen Strukturbreiten sind auf die Maske zurückzuführen, auf der sich eine Serie mit verschiedenen Breiten befindet. Der abgebildete Kanal aus QX wurde im Rahmen der Verstärkungsmessungen mit einer 70 mW Pumplaserdiode untersucht.

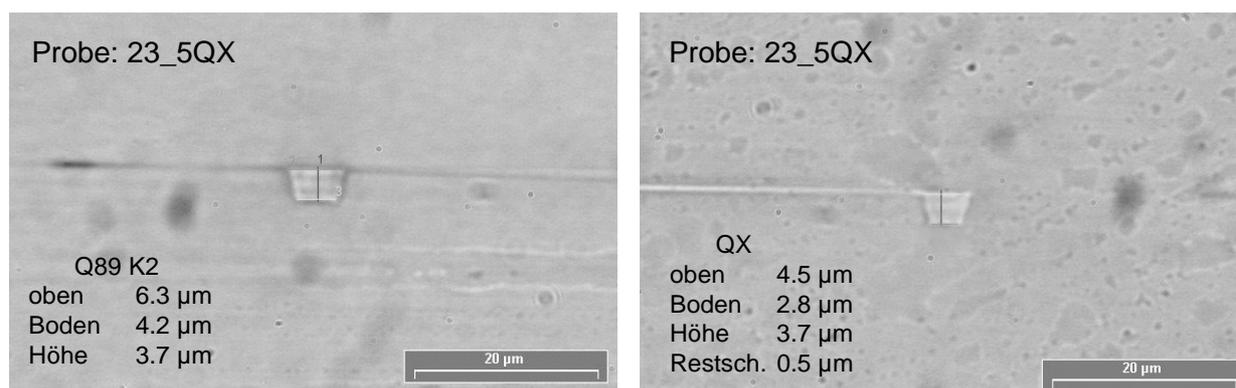


Bild 131 Wellenleiter mit geringer verbleibender Restschichtdicke

Weitere Untersuchungen der Verstärkereigenschaften fanden an einem 1.8 cm langen Wellenleiter statt und wurden bereits bei dem European Symposium on Lasers and Optics in Manufacturing in München vorgestellt [ 160]. Die Probe und der Querschnitt sind hier ergänzend aufgeführt.

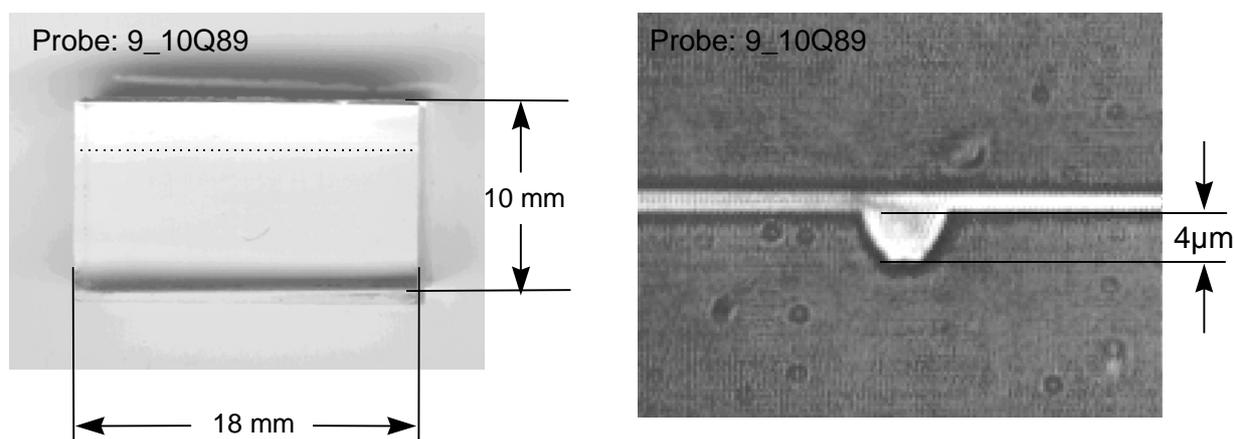


Bild 132 Abbildung einer Probe und deren Wellenleiterquerschnitt

## 6.5 Eigenschaften verstärkender Materialien

Erbiumdotierte Faserverstärker (EDFA) sind bekannt. Sie weisen hohe Verstärkungen bei einer niederen Konzentration aktiver dreiwertiger Erbiumzentren in silikatbasierenden Fasern auf. Aufgrund dieser geringen Dotierungskonzentrationen werden Faserlängen von ca. 20 Metern benötigt. Wellenleiterverstärker sollen gemeinsam mit weiteren Komponenten aufgebaut werden können und insgesamt möglichst geringe räumliche Abmessungen aufweisen. Um auf diesen kleinen Dimensionen (<10 cm) eine sinnvolle Verstärkung zu erreichen, muß die Erbiumkonzentration etwa um einen Faktor 100 größer sein. Andererseits wirkt sich hohe Konzentration nachteilig auf die Verstärkung bzw. Effizienz aus Gründen der Upconversionprozesse aus, so daß für die geringe Baugröße Abstriche bei der Verstärkung hingenommen werden müssen. Die Faserherstellung ist bei derartig hohen Konzentrationen kritisch. Es bietet

sich folglich an, daß eine planare Technologie verwendet wird, die es erlaubt, hohe Konzentrationen bei möglichst geringem Quenching in einem geeigneten Glas zu realisieren. Als technologischer Ansatz zeichnet sich neben der Ionendiffusion, bei der bereits alle verstärkenden Zentren vor dem Diffusionsprozeß im Glas enthalten sind, das Heißpreßverfahren aus, bei dem von optimiertem, dotiertem Volumenmaterial ausgegangen werden kann. PECVD und FHD eignen sich wegen der geringen Dotierungslöslichkeit in den verwendeten Gläsern nicht für die Einbringung der benötigten Konzentrationen. Wie im Kapitel 6.4.6 zur Herstellungstechnologie von Lichtwellenleitern nach dem Heißpreßverfahren gezeigt wurde, eignen sich Bleisilikatglas und Phosphatglas. Überdies können in beiden Gläsern hohe Dotierungskonzentrationen dreiwertiger Seltener Erden homogen eingebracht werden. Aufgrund dieser guten Löslichkeit der Dotierung und hoher Wirkungsquerschnitte kann die Wellenleiterverstärkerlänge bei Verwendung dieser Gläser von 20 Metern auf wenige Zentimeter verkürzt werden, dafür aber tritt das konzentrationsbedingte Quenching deutlich in Erscheinung. Wie im folgenden gezeigt wird, sind die Verlustprozesse nicht durch ESA, sondern durch kooperative Upconversion bedingt. Die Größe des charakteristischen Parameters der Upconversion wird anhand der Meßergebnisse der Wellenleiterverstärker bestimmt, in dem bei dem fest vorgegebenen Parametersatz einzig der Upconversionparameter so variiert wird, daß die experimentellen Verstärkungsmeßdaten der Wellenleiter mit den Simulationsergebnissen übereinstimmen. Für diese Modellierung der Wellenleiterverstärker zur Bestimmung des Upconversionparameters werden die Kenndaten wie Absorptionswirkungsquerschnitte, Emissionswirkungsquerschnitte, Lebensdauer, Konzentration, Absorption im Kanal und Brechzahlen benötigt. Diese experimentell ermittelten Kenndaten der Gläser werden im folgenden dargestellt, diskutiert und auch Möglichkeiten zur Optimierung aufgezeigt. Mit den ermittelten Kenndaten der Gläser und der erlangten Kenntnis der Größe des Upconversionparameters können mittels ergänzender Simulationen weiterführende Betrachtungen durchgeführt sowie Perspektiven aufgezeigt werden. Die zur Charakterisierung verwendeten Meßverfahren sind in Kapitel 5.2 beschrieben.

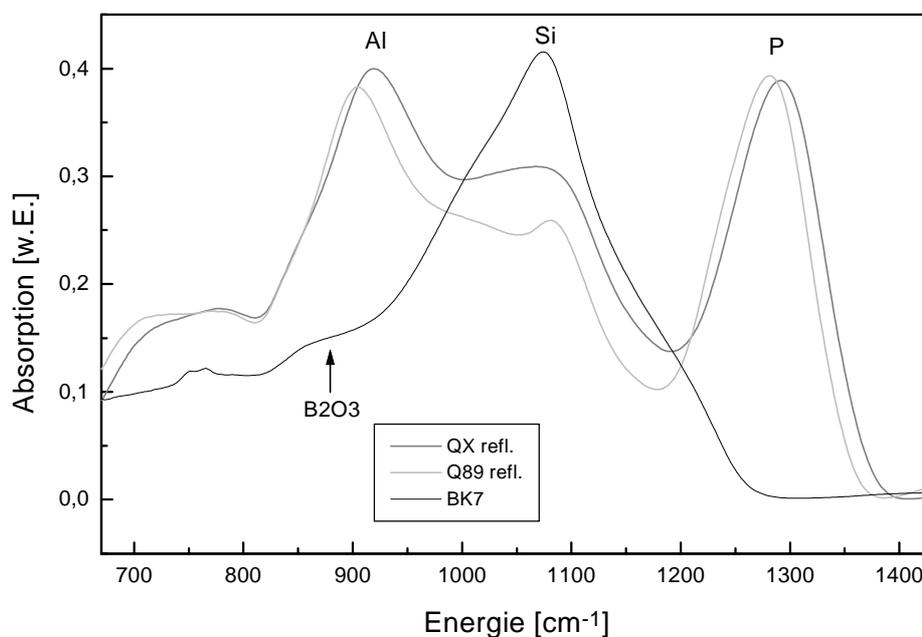
### **6.5.1 Phosphatgläser**

Die für die Experimente verwendeten Gläser waren kommerziell erhältliche Lasergläser der Fa. Kigre. Daten einiger Kenngrößen sind für ähnliche Gläser in den Datenblättern zu finden. Über die hier im folgenden betrachteten Eigenschaften lagen keine zuverlässigen Werte vor.

#### **6.5.1.1 Die Infrarotabsorption**

Ein bekannter Effekt ist die nichtstrahlende Relaxation, bei der die Energie des angeregten Elektrons bei der Relaxation an das Wirtsmaterial in Form von Gitterschwingungen übertragen

wird (Kapitel 4.4.3.2). Die Stärke der Relaxation in einem Wirtsglas ist im wesentlichen durch die obere Phononengrenzenergie des Glases bestimmt. Diese obere Phononengrenzenergie eines Glases sollte weniger als ein Fünftel der Übergangsenergie betragen. Für ein erbiumdotiertes Glas bedeutet dies, daß für die angestrebte Verstärkungswellenlänge von  $1.5 \mu\text{m}$  ( $6500 \text{ cm}^{-1}$ ) die obere Phononengrenzenergie weniger als  $1300 \text{ cm}^{-1}$  betragen sollte.



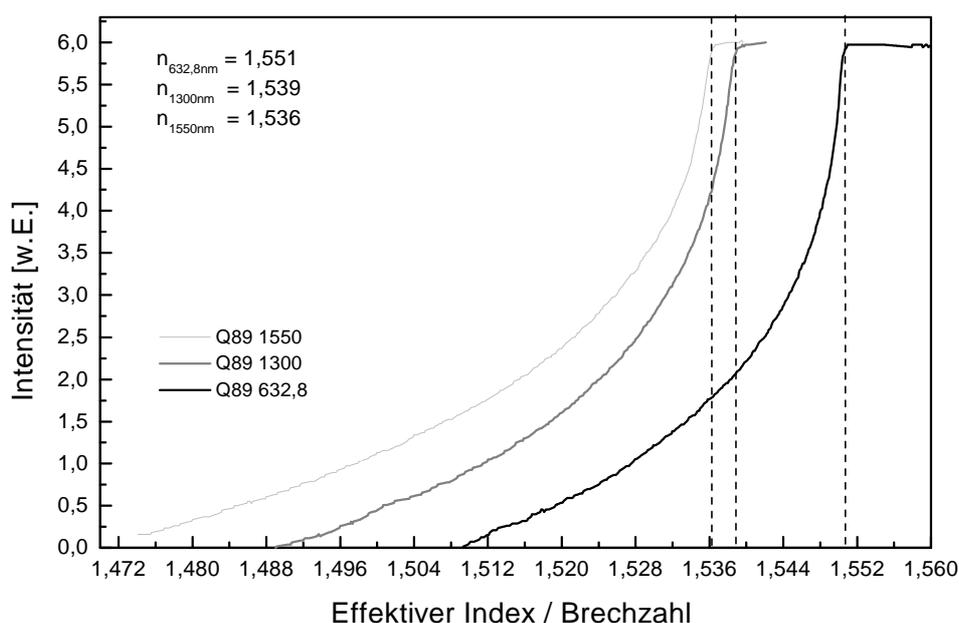
*Bild 133 Infrarotabsorptionsmessung (Meßmethode: Kapitel 5.2.2) von BK7, Q89 und QX*

Im vorstehenden Diagramm (Bild 133) ist das in Reflexion ermittelte Ferninfrarotspektrum der Gläser QX, Q89 und BK7 dargestellt. Bei dem Q89- und QX Glas ist die maßgebliche P-O-Absorption bei  $1300 \text{ cm}^{-1}$  deutlich zu erkennen, die genau auf der oberen Grenze der Anforderungen erscheint. Bei  $1100 \text{ cm}^{-1}$  tritt die Bande der Si-O-Schwingung auf, die, da es zu ca. 70% aus  $\text{SiO}_2$  besteht, sehr deutlich bei BK7 zu erkennen ist. Von einer weiteren Betrachtung niederenergetischer Linien wird abgesehen, da sie nicht gleichermaßen maßgebend für die Relaxation sind. Obige Spektren zeigen, daß die Forderung der oberen Phononengrenzenergie von den Gläsern erfüllt wird.

#### 6.5.1.2 Die Brechzahlen

Nachdem anhand des Infrarotspektrums gezeigt werden konnte, daß die obere Phononengrenzenergie des Wirtsglases genügt, gilt es in diesem Abschnitt die Parameter für die Lichtwellenleitung, die Brechzahlen und Brechzahldifferenz vom Kern- zum Mantelmaterial zu betrachten. Dazu wurden der Grenzwinkel der Totalreflexion der Proben bestimmt, aus dem die Brechzahl berechnet wird (Kapitel 5.2.8). Im folgenden Diagramm (Bild 134) sind die zu Q89 gehörenden Meßdaten als Intensität in Abhängigkeit von der Brechzahl (Winkel) dargestellt.

Betrachtet man die Messungen von hohen Brechzahlen her kommend, so sieht man zunächst die maximale Intensität. Das Licht wird auf den Detektor reflektiert. Ändert man nun den Einfallswinkel zu größeren Winkeln und damit die Brechzahl zu kleineren Werten, so bewegt man sich über den Grenzwinkel der Totalreflexion hinaus, bei dem die Intensität abrupt absinkt. Diese Position des abrupten Intensitätsabfalls entspricht dem Grenzwinkel der Totalreflexion und man erhält daraus die Brechzahl des Glases. Die ermittelten Brechzahlen für die Wellenlängen 632.8 nm, 1300 nm und 1550 nm der Proben BK7, Q89 und QX sind in der folgenden Tabelle 24 zusammengefasst.



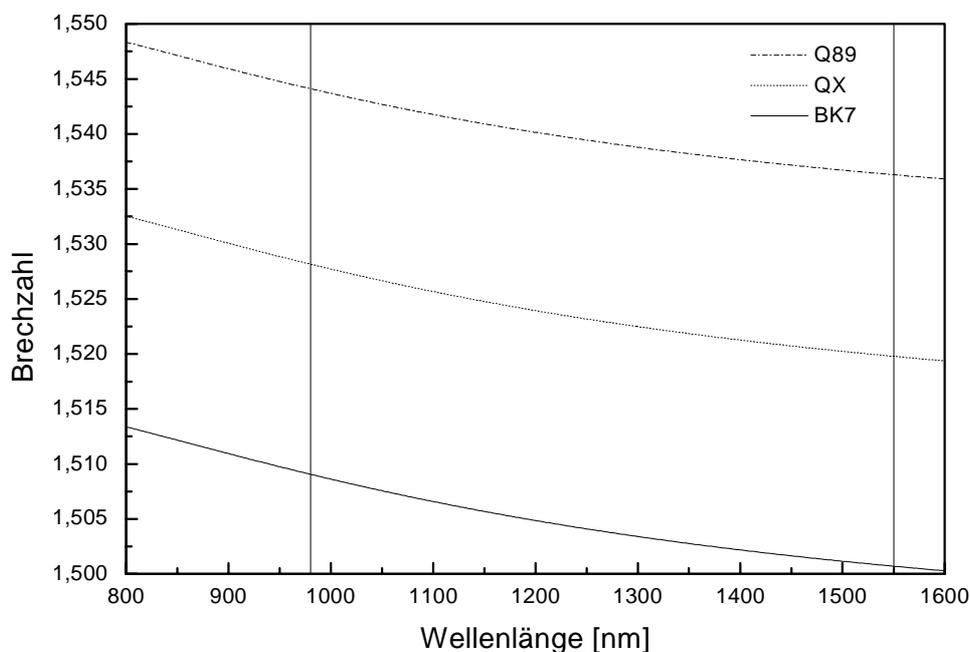
**Bild 134** Experimentelle Brechzahlbestimmung über den Grenzwinkel der Totalreflexion für Q89 bei 632.8 nm, 1.3  $\mu\text{m}$  und 1.5  $\mu\text{m}$

Mittels eines Fits durch die entsprechenden Wertepaare (Tabelle 24) erhält man die Dispersion der Materialien. Aus dieser Kurve (Bild 135) lassen sich die Brechzahlen auch für Zwischenwerte ablesen.

**Tabelle 24** Brechzahlen von BK7, Q89 und QX bei 632.8 nm, 1.3  $\mu\text{m}$  und 1.5  $\mu\text{m}$

Wellenlänge	Brechzahl BK7	Brechzahl Q89	Brechzahl QX
632.8 nm	1.515	1.551	1.535
1300 nm	1.503	1.539	1.523
1550 nm	1.501	1.536	1.520

Betrachtet man die Brechzahldifferenzen der Gläser für Kern- und Mantelmaterial bei konstanten Wellenlängen, so ist im Rahmen der Meßgenauigkeit im Bereich zwischen 632.8 nm und 1300 nm keine Änderung der Differenz zu verzeichnen. Zwischen 1300 nm und 1550 nm wird die Differenz um 1 Tausendstel kleiner. Lenkt man nun das Augenmerk auf die aus den Gläsern realisierbaren Wellenleiter, so stellt man fest, daß die durch die Materialien bei 1550 nm vorgegebenen Brechzahldifferenzen bei den gewünschten Querschnitten von  $4\ \mu\text{m} \times 4\ \mu\text{m}$  keine einmodige Lichtführung erlauben. Es treten für die Kombination BK7/QX und BK7/Q89 zwei Moden auf. Da wie bei der Rauheitssimulation gezeigt wurde, die Dämpfung höherer Moden deutlich anwächst, ist nur die Ausbildung der Grundmode bei der Betrachtung einer Wellenleiterlänge von mehreren Zentimetern zu erwarten. Eine Anpassung der Brechzahl der Gläser ist im Hinblick auf eine Anwendung in Systemen zu vollziehen, wird aber im Rahmen dieser Arbeit für diese Gläser nicht verfolgt, da es sich hier um Untersuchungen zur Umsetzung des neuen technologischen Ansatzes handelt.



*Bild 135 Dispersion der Gläser BK7, Q89 und QX ermittelt aus den Meßdaten der Brechzahlen bei 632.8nm, 1300 nm und 1550 nm.*

### 6.5.1.3 Die Wirkungsquerschnitte

Die Wirkungsquerschnitte der Absorption und der Emission sind neben der Lebensdauer und der ESA die materialeigenen Parameter, die für eine Simulation eines Verstärkers benötigt werden. Dazu wurden die im folgenden beschriebenen Messungen durchgeführt und daraus die Wirkungsquerschnitte berechnet.

## 6.5.1.3.1 Die Absorption

Die Messung der Erbiumabsorption erfolgt an einer Volumenprobe, so daß die Wellenleitereigenschaften das Absorptionsspektrum nicht beeinflussen. Die Fresnelreflexion ist bei den folgenden Diagrammen herausgerechnet. Zur Bestimmung des Absorptionsquerschnitts wird zunächst hierzu die Dämpfung je Zentimeter nach Gleichung 79 aus den Transmissionsmeßdaten berechnet.

$$\text{Optische Dichte}(\lambda) = \log(\text{Transmission}(\lambda)) = \log\left(\frac{I_0(\lambda)}{I(\lambda)}\right) \quad (78)$$

$$\text{Dämpfung}(\lambda)[\text{dB/cm}] = \frac{10}{d} \log\left(\frac{I_0(\lambda)}{I(\lambda)}\right) \quad (79)$$

Bei dem Absorptionswirkungsquerschnitt (Glg. 80) wird zusätzlich die Dotierungskonzentration berücksichtigt.

$$\sigma_{abs}(\lambda)[\text{cm}^2] = \frac{\ln(10)}{d \cdot N} \log \frac{I_0(\lambda)}{I(\lambda)} \quad (80)$$

Das folgende Diagramm (Bild 136) zeigt die gemessene Absorption der erbiumdotierten Gläser QX und Q89 in dB/cm über der Wellenlänge.

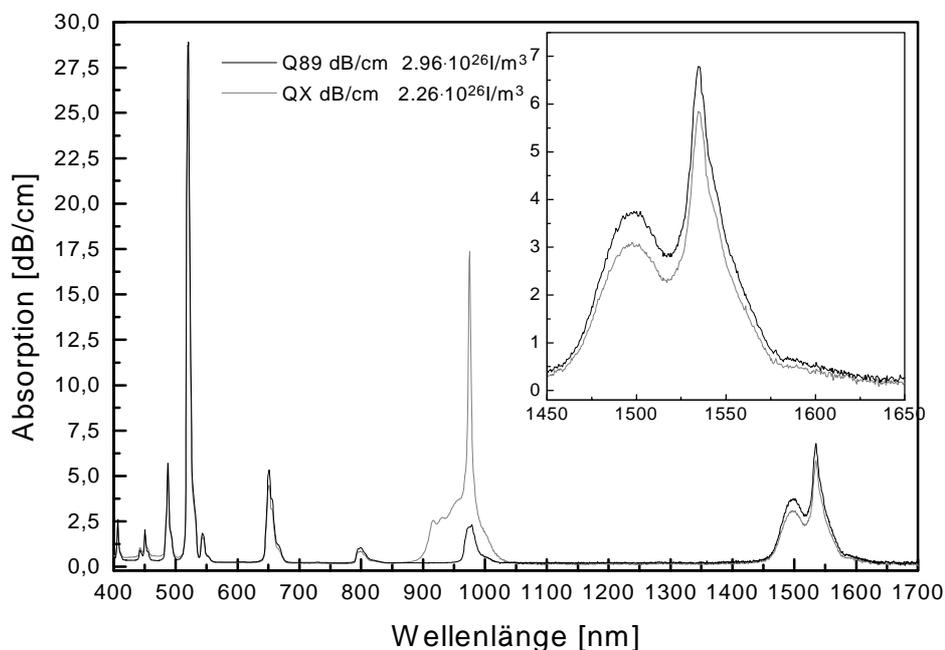
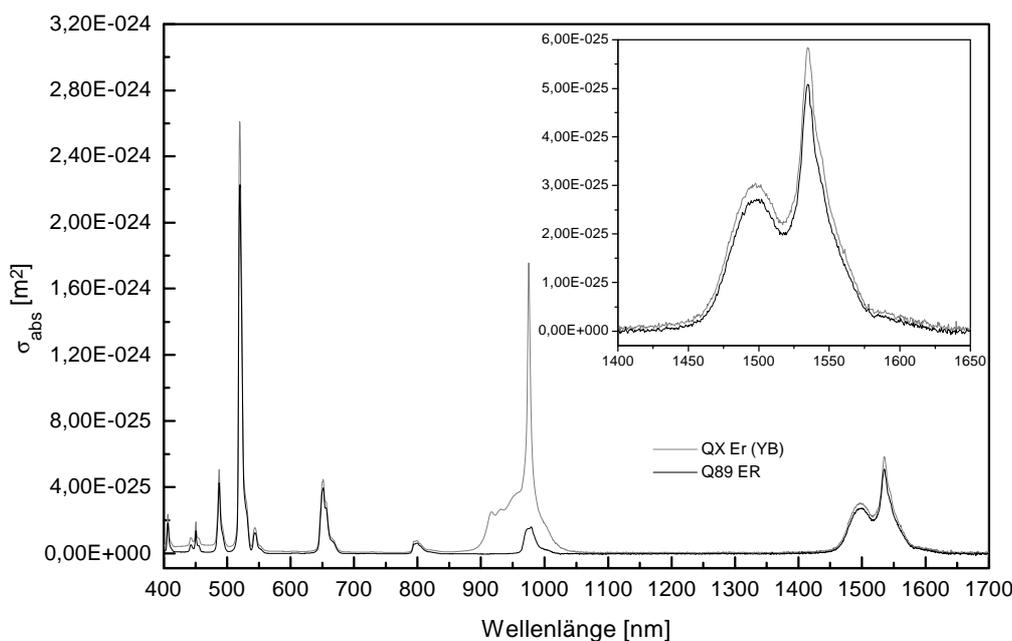


Bild 136 An Volumenproben gemessene spektrale Dämpfung der Gläser Q89 und QX (Meßmethode: Kapitel 5.2.1)

Diese Darstellung zeichnet sich dadurch aus, daß die Dämpfungswerte mit den am Wellenleiter gemessenen Werten gut verglichen werden können, so daß das Confinement experimentell bestimmt werden kann.

Die Eingangsinformation für die Simulation ist hingegen die dotierungsunabhängige Größe, der Absorptionseffizienzwirkungsquerschnitt (Bild 137), der nach Gleichung 80 aus den Transmissionsmeßdaten bestimmt wurde.



**Bild 137** Aus den Transmissionsmeßdaten nach Glg. 89 bestimmter spektraler Absorptionseffizienzwirkungsquerschnitt von  $Er^{3+}$  in Q89 und QX

Beide vorstehenden Abbildungen (Bild 136, Bild 137) zeigen Absorptionslinien der Gläser QX und Q89, deren Linienzuordnung im Anhang in Tabelle 31 zu finden ist. Die für den Verstärkungsprozeß relevanten Anregungswellenlängen sieht man um 980 nm und 1480 nm. Höherliegende Niveaus können prinzipiell auch zur Anregung verwendet werden. Die Effizienz (Tabelle 7) des Verstärkers sinkt jedoch, da die Energie des Elektrons von einem höheren Zustand auf das obere Verstärkerniveau in Form von Phononen an das Gitter verloren geht. Vergleicht man beide Gläser hinsichtlich der Absorption und des Absorptionseffizienzwirkungsquerschnitts bei 1.5  $\mu\text{m}$ , so wird deutlich, daß Q89 je Längeneinheit stärker absorbiert, der Absorptionseffizienzwirkungsquerschnitt aber etwas kleiner ist. Die Unterschiede der Absorption rühren von der geringeren Anzahl der verstärkenden  $Er^{3+}$  Zentren her, die bei QX um  $0.8 \cdot 10^{26}$  Ionen/ $\text{m}^3$  unterhalb von Q89 liegt. Durch die Kodotierung bedingt, sieht man bei 980 nm an der Probe QX eine beinahe 10 mal so große Absorption wie Q89, so daß zu erwarten ist, daß die Pumpleistung effektiver in QX absorbiert wird.

Die soeben diskutierten Absorptionseffizienzwirkungsquerschnitte bieten ebenso die Grundlage für die im nächsten Abschnitt durchgeführte Berechnung der Emissionseffizienzwirkungsquerschnitte.

## 6.5.1.3.2 Die Emission

Mit der spektralen Fluoreszenzspektroskopie (Kapitel 5.2.3) kann das Emissionsspektrum eines emittierenden Materials gemessen werden. Dieses Spektrum zeigt zwar den spektralen Verlauf der Emissionsintensität, gibt aber allein kein Maß für den Emissionswirkungsquerschnitt. Für die Skalierung wird bei den im folgenden beschriebenen Methoden das Absorptionsspektrum hinzugezogen.

Die Emissionswirkungsquerschnitte können mit mehreren Methoden bestimmt werden. Die wichtigsten, die Fuchtbauer-Ladenburg-Theorie [162] und auch die McCumber-Theorie [163], werden hier verwendet. Dazu wird neben dem Emissionsspektrum der Materialien, das Absorptionsspektrum benötigt.

Die Fuchtbauer-Ladenburg-Theorie führt für den Wirkungsquerschnitt des  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ -Übergangs mit Linienbreite  $\Delta\lambda$ , die aus den spektralen, experimentell ermittelten Daten der Emission und der Absorption mit der folgenden Gleichung bestimmt wird,

$$\Delta\lambda = \frac{1}{I_{Peak}} \int I(\lambda) d\lambda \quad (81)$$

unter der Annahme der vollständigen Aufhebung der Entartung im Glas zu folgendem Zusammenhang zwischen Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt.

$$\frac{\sigma_{12}}{\sigma_{21}} = \frac{\Delta\lambda_{em}}{\Delta\lambda_{abs}} \quad (82)$$

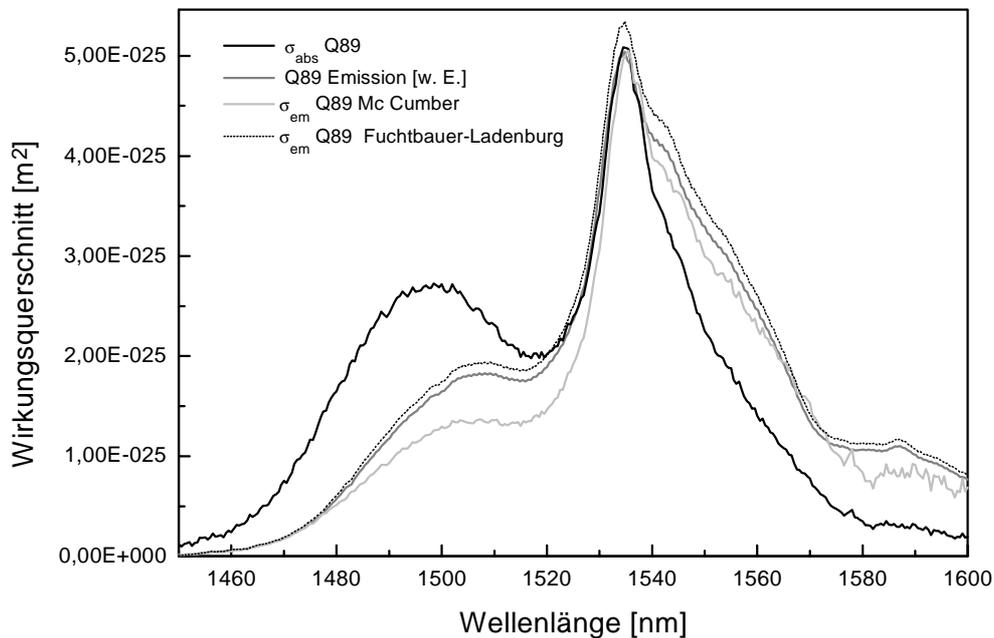
Bei diesem Verfahren wird der Skalierungsfaktor für das gemessene Emissionsspektrum aus dem Verhältnis der Linienbreiten (Glg. 81) der Emission und Absorption berechnet.

Ein genaueres Verfahren zur Bestimmung der Emissionswirkungsquerschnitte ist die McCumber-Theorie, das sich besonders für die Ionen seltener Erden eignet und neben den absoluten Wirkungsquerschnitten auch das spektrale Verhalten liefert. Die McCumber-Theorie setzt voraus, daß die Zeit der Relaxation zum thermischen Gleichgewicht eines Zustands kurz im Vergleich zu dessen Lebensdauer ist. Für den Zusammenhang der Wirkungsquerschnitte der Emission und der Absorption ergibt sich nach [163]

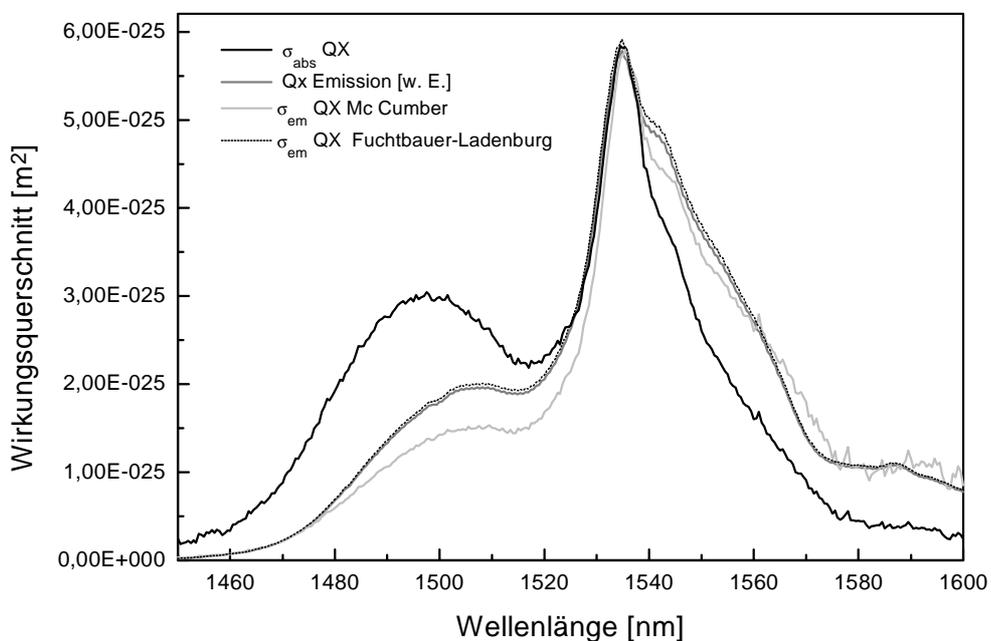
$$\sigma_{em}(\nu) = \sigma_{abs}(\nu) \cdot e^{\left(\frac{E_{21} - h\nu}{kT}\right)} \quad (83)$$

$E_{21}$  ist die temperaturabhängige Anregungsenergie und entspricht der freien Energie zur Anregung eines Erbiumions vom  ${}^4I_{15/2}$  in den  ${}^4I_{13/2}$ -Zustand bei der Temperatur  $T$ .  $k$  ist die Boltzmannkonstante. Bei dem Verfahren nach McCumber wird der Emissionswirkungsquerschnitt direkt aus dem Absorptionswirkungsquerschnitt berechnet. In den folgenden Diagrammen wird

zur Wertung des Berechnungsergebnisses der berechnete spektrale Verlauf des Emissionswirkungsquerschnitts dem spektralen Verlauf der Meßkurve der Emission, die auf das Maximum des berechneten Spektrums skaliert wird, gegenübergestellt.



**Bild 138** Darstellung des Absorptionswirkungsquerschnitts, der Emission und der nach McCumber und Fuchtbauer-Ladenburg bestimmten Emissionswirkungsquerschnitte des  ${}^4I_{15/2} - {}^4I_{13/2}$ -Übergangs von dem Glas Q89.



**Bild 139** Darstellung des Absorptionswirkungsquerschnitts, der Emission und der nach McCumber und Fuchtbauer-Ladenburg bestimmten Emissionswirkungsquerschnitte des  ${}^4I_{15/2} - {}^4I_{13/2}$ -Übergangs von dem Glas QX

Die Absorptionsquerschnitte, die Emission und die nach den beiden Verfahren berechneten Emissionswirkungsquerschnitte sind nach Glas getrennt in zwei Diagrammen (Bild 138, Bild 139) dargestellt. Der Verlauf entsprechender Kurven der Gläser QX und Q89 ist ähnlich. Die Unterschiede liegen hauptsächlich in den Absolutwerten der Graphen. Vergleicht man jeweils die Emissionswirkungsquerschnitte, so wird deutlich, daß der Verlauf auf der langwelligen Seite des Spektrums weitgehend übereinstimmt. Lediglich bei Wellenlängen unterhalb von 1525 nm treten Abweichungen im Bereich von weniger als 10% auf. Die recht gute Übereinstimmung der Emissionskurve mit den nach McCumber und nach Fuchtbauer-Ladenburg berechneten Emissionswirkungsquerschnitten sprechen dafür, die Ergebnisse, die in Tabelle 32 zusammengefaßt sind, für die Simulation einzusetzen.

Für gute Verstärkungseigenschaften sprechen neben möglichst großen Emissionswirkungsquerschnitten auch die Lebensdauern des oberen Verstärkerniveaus, die im folgenden betrachtet werden.

#### 6.5.1.4 Die Fluoreszenzlebensdauer

Das zeitliche Abklingen der Fluoreszenzintensität ist von der Glasmatrix, den Verunreinigungen und der Dotierungskonzentration abhängig. Für geringe Dotierungskonzentrationen ist der Verlauf exponentiell. Energietransfer zu weiteren Erbiumionen oder Emission von unterschiedlichen Zentren führen zu Abweichungen des exponentiellen Verlaufs. Bei Abweichungen vom exponentiellen Verlauf wurde, anstatt der Ermittlung der Lebensdauer aus der Fitkurve, eine effektive Lebensdauer mit den folgenden Zusammenhängen bestimmt.

$$I(t) = I(0)e^{-t/\tau} \quad (84)$$

$$\tau_{eff} = \frac{1}{I(0)} \int_{t_0}^{\infty} I(t) dt \quad (85)$$

Zur Messung der Abklingkurve, die für die Bestimmung der effektiven Lebensdauer benötigt wird, findet der Versuchsaufbau, der in Kapitel 5.2.3 geschildert wurde, Verwendung.

Der zeitliche Fluoreszenzverlauf ist in der folgenden Grafik (Bild 140) von dem Glas Q89 (1. Lieferung) linear und in dem Fenster logarithmisch abgebildet. Das weitestgehend lineare Verhalten in der logarithmischen Darstellung zeigt, daß Prozesse, die zu Abweichungen vom exponentiellen Verlauf führen, nur sehr schwach sind.

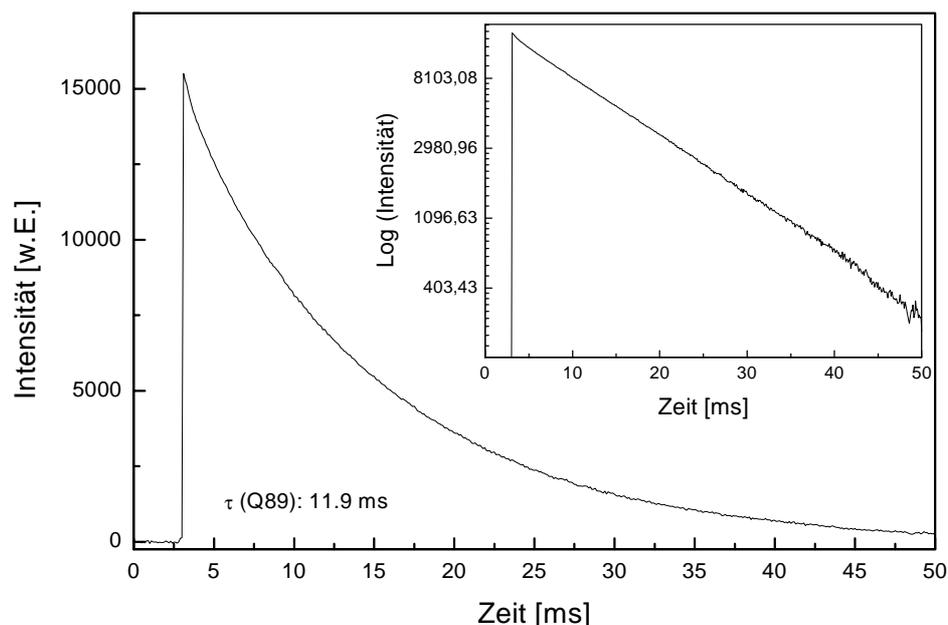


Bild 140 Messung des zeitlichen Abklingverhalten der  ${}^4I_{15/2} - {}^4I_{13/2}$  - Fluoreszenz bei Q89 (Meßmethode: Kapitel 5.2.3)

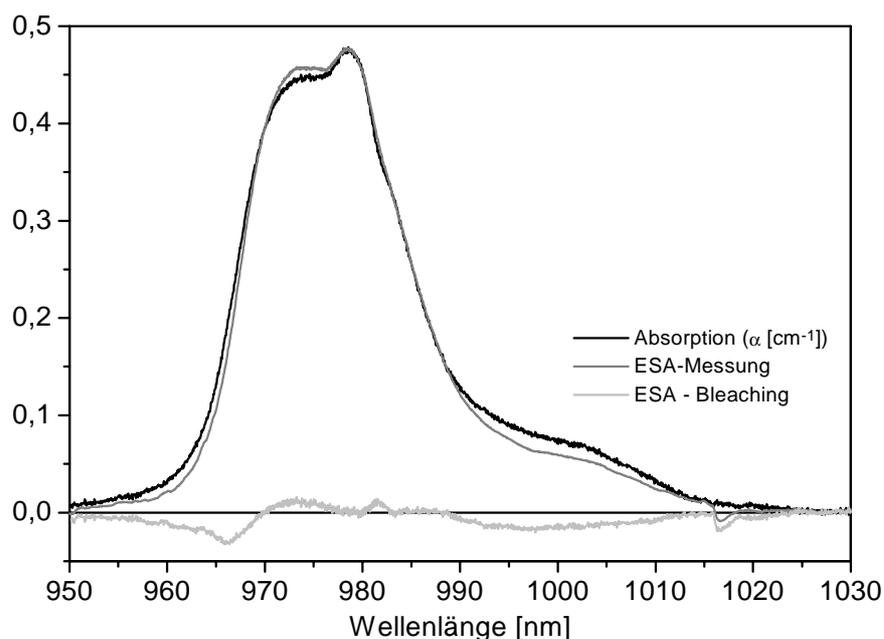
Die gemessenen Lebensdauern des  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  - Übergangs der untersuchten Gläser Q89 und QX liegen bei 11.9 ms und 7.9 ms. Die für die ESA-Abschätzung von erbiumdotiertem Q89 Glas benötigte Lebensdauer des  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  - Übergangs beträgt 2  $\mu$ s.

#### 6.5.1.5 ESA - Absorption aus angeregten Zuständen

Zur Klärung der wesentlichen Ursachen der Verlustprozesse bei kurzen hochdotierten Wellenleiterverstärkern wird im folgenden die Absorption aus angeregten Zuständen untersucht und darauf basierend die Stärke des Einflusses abgeschätzt.

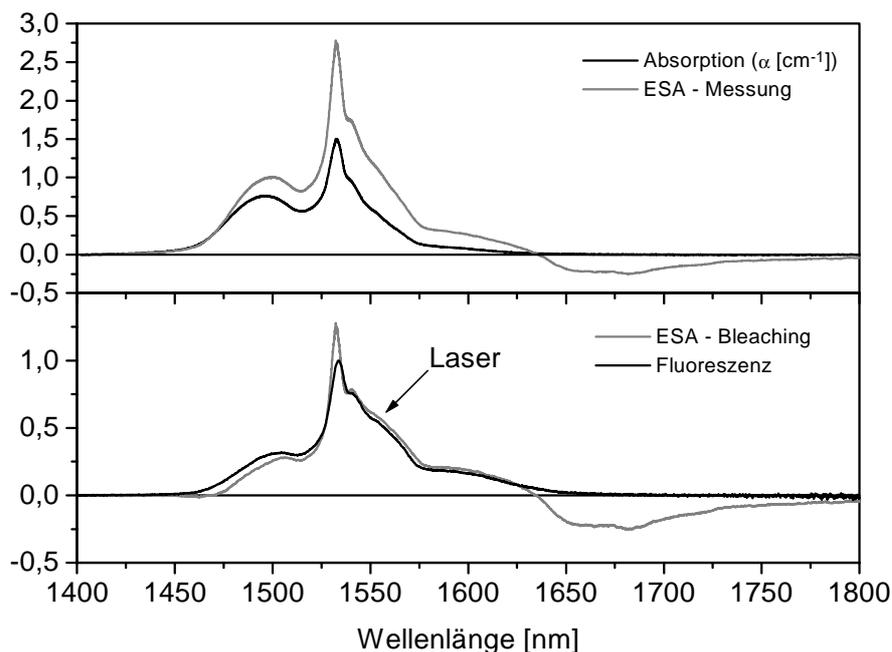
Die Messung der Absorption aus angeregten Zuständen (Kapitel 5.2.4) im Bereich von 950 nm bis 1030 nm zeigt ein starkes Ausbleichen der Grundzustandsabsorption (Bild 141). Dennoch ist nach Subtraktion der Grundzustandsabsorption die ESA kaum zu sehen. Der Vergleich mit Kristallspektren [146] spricht dafür, daß bei 966 nm und 1000 nm tatsächlich nur eine minimale ESA vorliegt. Diese geringe ESA kann gut durch die kurze Lebensdauer des  ${}^4I_{11/2}$  - Niveaus von nur 2  $\mu$ s erklärt werden, da aufgrund der kurzen Lebensdauer nur eine geringe Besetzungswahrscheinlichkeit des  ${}^4I_{11/2}$  -Niveaus resultiert. Ein wesentlicher Beitrag zu den Verlustprozessen ist durch die 980 nm ESA folglich nicht zu erwarten.

Im 1.5  $\mu$ m-Wellenlängenbereich tritt aufgrund der langen Lebensdauer des  ${}^4I_{13/2}$  -Niveaus bei 1.67  $\mu$ m deutlich ESA auf. Stimulierte Emission ist im Bereich um 1.55  $\mu$ m zu finden. Zur Bestätigung ist das Fluoreszenzspektrum wiedergegeben (Bild 142).



**Bild 141** Darstellung der Absorption, der ESA-Messung und des daraus durch Subtraktion bestimmten ESA-Bleaching von Q89 im Bereich 950 nm bis 1030 nm

Da erst im Wellenlängenbereich oberhalb von 1600 nm ESA auftritt, spielt sie für den betrachteten Verstärkungsbereich der Wellenleiterverstärker unterhalb von 1600 nm keine Rolle.



**Bild 142** Darstellung der Absorption, der ESA-Messung, des daraus durch Subtraktion bestimmten ESA-Bleaching und der Fluoreszenz von Q89 im Bereich 1400 nm bis 1800 nm zum Vergleich.

Insgesamt zeigen die Meßergebnisse, daß die ESA bei dem betrachteten Material nur zu vernachlässigbaren Verlusten führt und folglich bei der Simulation nicht mit berücksichtigt werden muß. Die vorangehenden Messungen wurden vom Institut für Laserphysik der Universität Hamburg durchgeführt.

### 6.5.2 Bleisilikat Gläser

Die Sol-Gel-Schmelz-Hybrid-Technologie eröffnet den Zugang zu hoch bleihaltigen Gläsern, die ein hohes Potential für die Heißpreßtechnik aufgrund ihrer thermischen Eigenschaften aufweisen. Vergleichbar den erbiumdotierten Phosphatgläsern ist für Bleisilikatgläser, die für verstärkende Medien bestimmt sind, eine hohe Reinheit (geringer Übergangsmetallionengehalt), ein vernachlässigbarer OH-Gehalt, eine obere Phononengrenzenergie, die unterhalb eines Fünftels der Energie des Verstärkerübergangs liegt, und hohe Erbiumkonzentrationen erforderlich.

Im folgenden werden die optischen Eigenschaften, deren Besonderheiten, der Weg zur Verlustminimierung beschrieben sowie die Reinheitsoptimierung anhand der Lebensdauer, der infrarotspektroskopisch bestimmten OH-Gehalte und mit ICP-AES Untersuchungen ermittelten Eisengehalte aufgezeigt.

#### 6.5.2.1 Die Infrarotabsorption

Die für das Bleisilikatglas typischen Linien liegen um  $1000\text{ cm}^{-1}$  (Si-O) und bei  $470\text{ cm}^{-1}$  (Pb-O). Sie können als die Summe von Si-O-Si- und Pb-O-Si-Schwingungen interpretiert werden. Ausgehend von  $\text{SiO}_2$  treten durch den Einbau von Bleioxid mehr und mehr Si-O-Pb Gruppen auf. Die Eigenfrequenzen verschieben sich durch das schwere Blei zu geringeren Energien. Die Si-O-Si-Bande wird schwächer. Detaillierte Betrachtungen sind in der Arbeit von Kalleder [ 141] für verschiedene hoch bleihaltige Gläser zu finden.

Wesentlich für die Verstärkereigenschaften ist auch bei dem Bleisilikatglas die obere Phononengrenzfrequenz, die bei etwa 1200 Wellenzahlen liegt (Bild 143). Im Vergleich zu den Phosphatgläsern ist die obere Phononengrenzfrequenz um etwa 200 Wellenzahlen geringer. Die Rate der nichtstrahlenden Relaxation aufgrund des Wirtsgitters sollte dementsprechend kleiner, sowie die Fluoreszenzlebensdauer größer sein. Da die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen Anfangs- und Endzustand, ebenfalls durch das Kristallfeld (Feldstärke und Symmetrie) des Wirtsmaterials bestimmt wird, überlagern sich zwei Effekte.

Die spektrale Infrarotabsorption (Bild 143) des Bleisilikatglases weist auf die Eignung von Bleisilikatglas als Wirtsmaterial für Erbiumdotierung hin, da die obere Phononengrenzfrequenz unterhalb von 1200 Wellenzahlen liegt.

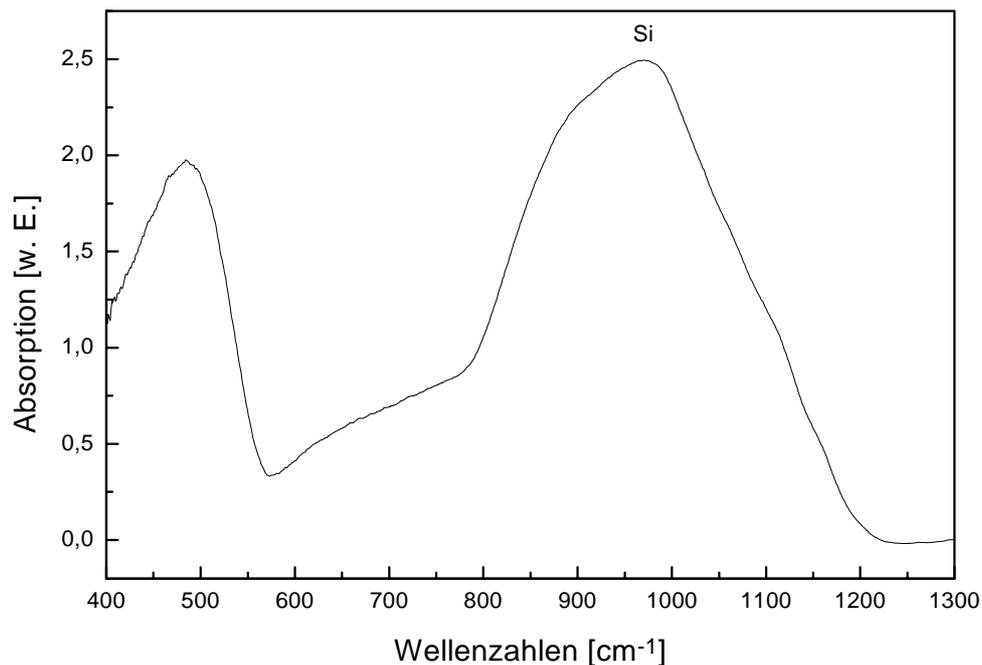


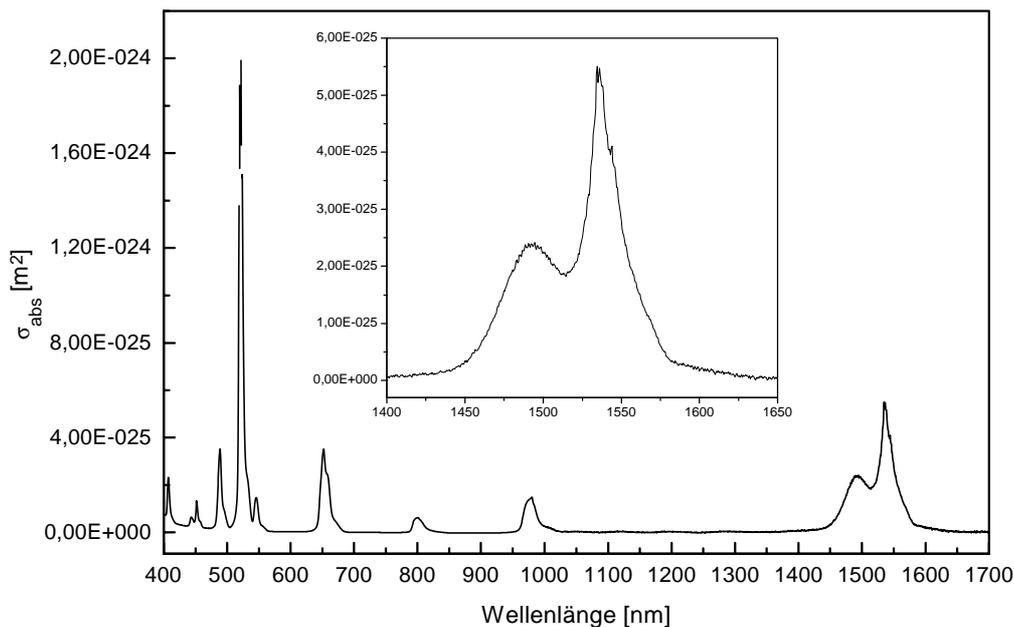
Bild 143 Infrarotabsorptionsmessung von erbiumdotiertem Bleisilikatglas

#### 6.5.2.2 Brechzahlen

Die Brechzahlen ( $n_e$ ) der angepaßten Bleisilikatgläser wurden im Rahmen der grundlegenden Arbeiten zur Materialanpassung von N. Niegisch mit dem Ellipsometer bestimmt und sind in der Tabelle 23 aufgeführt.

#### 6.5.2.3 Die Wirkungsquerschnitte

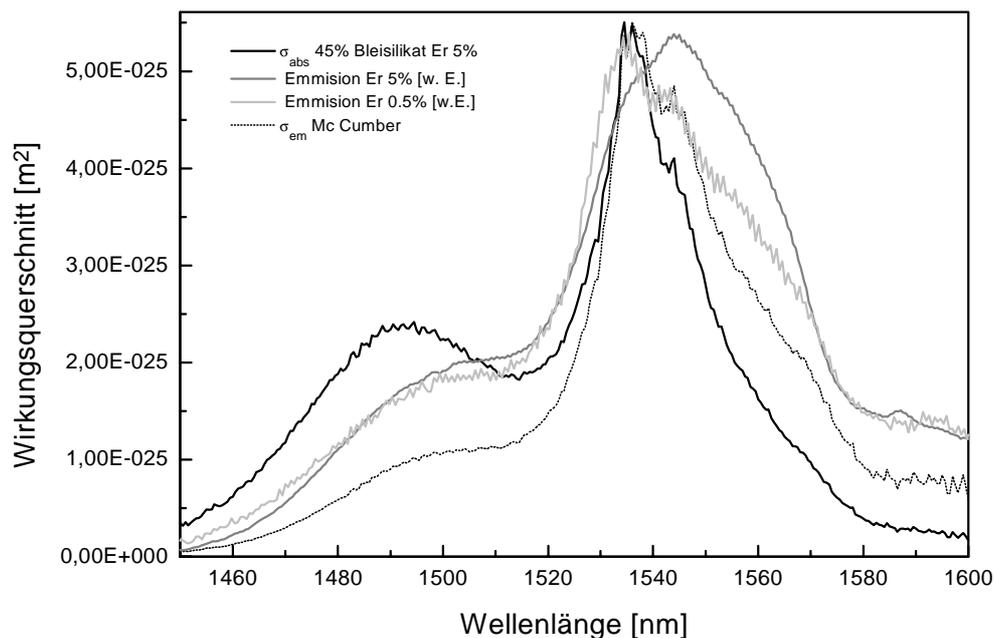
Die Absorption des erbiumdotierten Bleisilikatglases ist als Wirkungsquerschnitt im folgenden Diagramm (Bild 144) dargestellt. Die einzelnen Absorptionslinien weisen die gleiche Form sowie Linienlage wie beim Phosphatglas auf. Die einzelnen Absorptionslinien entsprechen den möglichen Anregungswellenlängen. Die verschiedenen Wellenlängen bzw. Linienlagen mit den zugehörigen Zustandsbezeichnungen sind als Tabelle 31 im Anhang dargestellt. Unterschiedliche Dotierungskonzentrationen führen zu keinem meßbaren Einfluß auf die Linienbreite oder Lage (Bild 169) der Absorptionslinien.



**Bild 144** Aus den Transmissionsmeßdaten nach Glg. 89 bestimmter spektraler Absorptionswirkungsquerschnitt von  $Er^{3+}$  in Bleisilikat

Bei der Emission, wie der Bild 145 entnommen werden kann, wächst die Linienbreite mit steigender Konzentration und das Emissionsmaximum verschiebt sich zu längeren Wellenlängen. Dies kann durch das Hinzukommen von Zentren mit unterschiedlichen Umgebungen oder durch strukturelle Änderungen des Glases hervorgerufen werden. Andererseits widerspricht dieses Verhalten dem Absorptionsspektrum, bei dem keine Änderung auftritt.

In der Grafik der Wirkungsquerschnitte bei 1.5  $\mu m$  (Bild 145) sind die Graphen der Absorption, der Emission für eine Probe mit 0.5% Dotierung und 5% Dotierung sowie der errechnete Emissionswirkungsquerschnitt für Bleisilikatglas dargestellt. Das Maximum der Absorption und der Emission stimmen für die Konzentration von 0.5 gew% gut überein. Die Emission der Probe mit höherer Konzentration ist stark verbreitert und weicht auf der langwelligen Flanke stark von den anderen Graphen ab.



**Bild 145** Darstellung des Absorptionswirkungsquerschnitts, der Emission und der nach McCumber bestimmten Emissionswirkungsquerschnitte des  ${}^4I_{15/2} - {}^4I_{13/2}$ -Übergangs von  $Er^{3+}$  in Bleisilikat im Bereich von 1450 nm bis 1600 nm für ein Glas mit Erbiumkonzentrationen von 5% und mit 0.5%

Der nach McCumber aus dem gemessenen Absorptionsspektrum errechnete Wirkungsquerschnitt liegt bei Wellenlängen von weniger als 1520 nm stärker unterhalb der Emissionskurve als die errechneten Wirkungsquerschnitte der Phosphatgläser. Auf der langwelligen Seite ist die Abweichung kleiner. Insgesamt weichen die Graphen der Emission von dem errechneten Emissionswirkungsquerschnitt bei weitem stärker ab als bei den Gläsern QX und Q89. Dies läßt vermuten, daß im Bleisilikat ein weiterer Effekt wirkt. Detailliertere Untersuchungen zur Klärung des Sachverhalts wären interessant, werden aber aufgrund der Zielsetzung dieser Arbeit nicht angestrebt.

#### 6.5.2.4 Die Fluoreszenzlebensdauer

Die Fluoreszenzlebensdauer ist die Größe, die durch nichtstrahlende Relaxationsprozesse, hervorgerufen durch Verunreinigungen, beeinträchtigt wird. Sie ist demzufolge die wesentliche Größe, die für die Optimierung des Glasherstellungsprozesses herangezogen werden kann. Bei der Glasherstellung wurde folglich von hochreinen Materialien ausgegangen, um ein Hinzukommen weiterer Verunreinigungen bei der Herstellung so gut wie möglich zu vermeiden. Es zeigte sich, daß während des Aufschmelzens des Xerogels im Ofen Übergangsmetallionen vom Glas aufgenommen wurden. Durch die Verwendung eines Kieselglasrohrs als Kammer konnten diese Verunreinigungen auf Werte um 20 ppm reduziert werden [ 140].

Da die Glasherstellung mit einer wäßrigen Sol-Gel-Synthese durchgeführt wird, sind OH-Gruppen im Material zu erwarten. Sie wurden bei den folgenden Syntheseschritten entfernt, indem bei den beiden letzten Prozessschritten mit getrocknetem Gas gespült wurde. Diese Maßnahme führte zu verbleibenden OH-Gehalten von 10 ppm – 15 ppm [ 140].

Die Verringerung der Übergangsmetallionen- und Hydroxylionenkonzentration führte zu einer Steigerung der Fluoreszenzlebensdauer von lediglich 2 ms (Bild 146). Aufgrund der oberen Phononengrenzfrequenz wären hingegen höhere Werte, zumindest für geringe Erbiumkonzentrationen zu erwarten. Dies legt die Vermutung nahe, daß eine weitere Verlustquelle vorhanden ist. Durch die Oxidation von  $\text{Fe}^{2+}$  zu  $\text{Fe}^{3+}$ , dessen Absorption im Infraroten geringer als die von zweiwertigem Eisen ist, konnte gezeigt werden, daß das restliche Eisen zu keiner wesentlichen Verringerung der Lebensdauer führt.

Eine wesentliche Änderung der Fluoreszenzlebensdauer konnte durch die Verringerung des Bleioxidanteils auf 45 gew% auch bei höheren Konzentrationen erreicht werden.

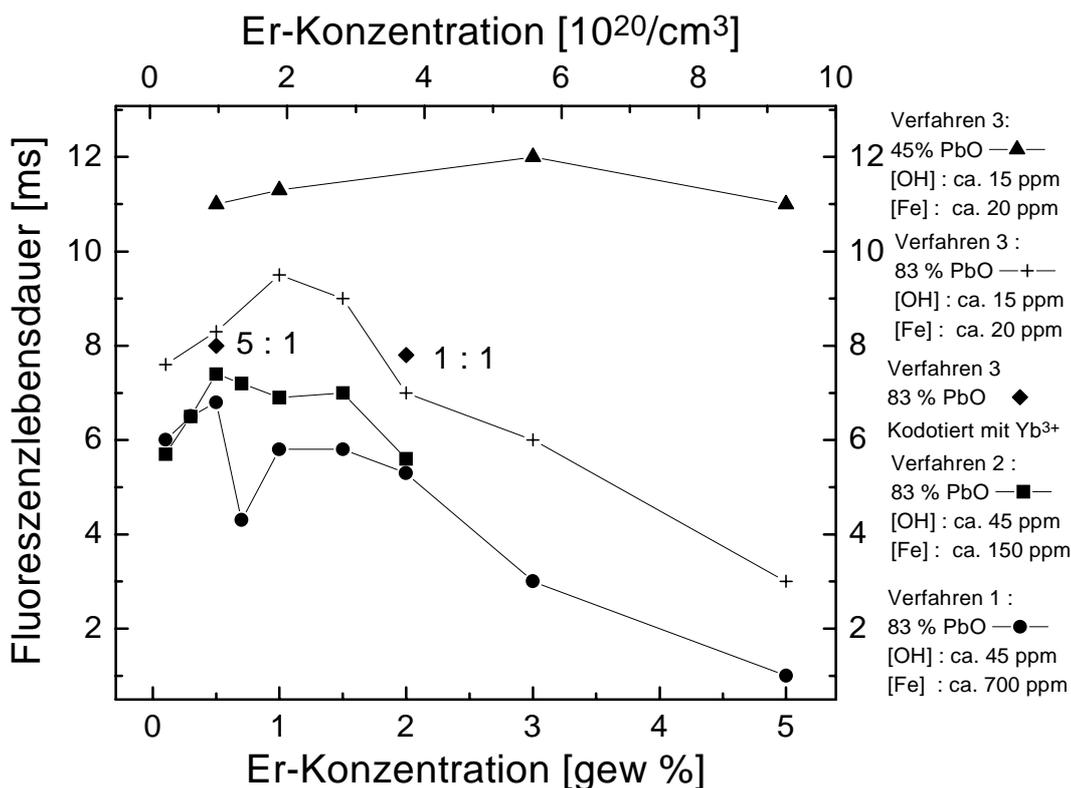


Bild 146 Gemessene Fluoreszenzlebensdauern des  $^4I_{15/2} - ^4I_{13/2}$ -Übergangs von  $\text{Er}^{3+}$  in Bleisilikatglas für modifizierte Herstellungsverfahren und verschiedene Gläser

In der obigen Übersicht (Bild 146) sind die Meßergebnisse verschiedener Konzentrationsreihen, die sich durch ihre Reinheit, Glaszusammensetzung und Konzentration unterscheiden, aufgetragen. Die Messungen wurden sowohl am INM als auch bei Bosch durchgeführt und mit

den von N. Niegisch bestimmten Verunreinigungskonzentrationen von ihm für die Grafik zusammengestellt [ 143].

Beginnend bei kleinen Konzentrationen steigt zunächst bei allen Proben die Lebensdauer und erreicht ihr Maximum bei dem 83% PbO haltigen Glas zwischen 0.75 gew% und 1 gew% sowie beim 45% PbO haltigen Glas bei ca. 3%. Da typischerweise bei Einkristallen und Gläsern [ 145] die Lebensdauer mit steigender Konzentration durch das Konzentrationsquenching monoton abnimmt, erstaunt das dargestellte Verhalten. Eine mögliche Ursache ist der vorzugsweise Einbau der Zentren in der Nähe der quenchenden OH-Gruppen oder Übergangsmetallionen, die die Glasstruktur lokal beeinflussen. Zur Klärung des Sachverhalts ist eine Untersuchung der Glasstruktur erforderlich. Aufgrund der relativ geringen Konzentration führten die zur Klärung der Struktur bzw. Bindungsverhältnisse gemachten ESCA-Untersuchungen und  $^{14}\text{Si}$ -NMR-Messungen zu keinen präzise auswertbaren Ergebnissen. Eine mögliche Erklärung kann in der Struktur des Bleisilikatglases gesehen werden. Das Glas ist mikrosepariert und besteht aus einer bleireichen Matrixphase (PbO ist Netzwerkbildner) sowie einer silikatreichen (PbO ist Glasmodifikator) Tröpfchenphase [ 90]. Die Matrix, die PbO als zweiten Netzwerkbildner enthält, besitzt ein stark polarisiertes  $\text{Pb}^{2+}$  Ion, das teilweise metallischen und ebenfalls  $\text{Pb}^{4+}$  Charakter hat [ 90]. Die Absorptionskante von  $\text{Pb}^{4+}$  reicht bis in den infraroten Spektralbereich und führt möglicherweise zur Relaxation von Elektronen aus dem  $^4\text{I}_{13/2}$  Niveau. Aus diesem Sachverhalt kann geschlossen werden, daß sich in dem hoch bleihaltigen Glas die Erbiumionen vorzugsweise in der bleireichen Phase befinden und bei schwach bleihaltigen Gläsern die Erbiumionen die bleiarmeren Bereiche bevorzugen.

#### 6.5.2.5 Gläser mit Erbium und Ytterbium Kodotierung

Wellenleiterverstärker sind im Vergleich zu Faserverstärkern kurz, so daß auf der Länge weniger Zentimeter ein möglichst großer Teil des Pumplichts absorbiert werden muß. Zum einen bietet es sich an, hohe Erbiumkonzentrationen zu verwenden, bei denen kooperative Effekte wie Konzentrationsquenching die Effizienz vermindern, oder eine Kodotierung einzubringen, die das Pumplicht gut absorbiert und eine hohe Transferrate zum Erbiumion aufweist. Durch die Lage der Energieniveaus und der vergleichsweise zum Erbium höheren Absorption, ist Ytterbium prädestiniert als Kodotierung. Die Anzahl der verstärkenden Erbiumzentren ist bei kodotierten Systemen kleiner, da die Löslichkeit der Seltenenerdionen in Summe in einem Glas begrenzt ist. In diesem Abschnitt soll die Effizienz des Transfers von Erbium auf Ytterbium vorausgreifend für die Verwendung in planaren Wellenleiterverstärkern untersucht werden.

Der Energietransfer von trivalentem Ytterbium auf trivalentes Erbium ist in der nachstehenden Grafik (Bild 147) dargestellt. Die Abbildung zeigt die zwei Niveaus des Ytterbiumions, dessen Lebensdauer  $\tau_{\text{yb}}$ , die Transferzeit  $\tau'_{\text{yb}}$  zum Erbiumion, die drei am tiefsten liegenden Niveaus

des Erbiumions  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $n_3$ , sowie die Relaxationszeit von dem obersten Niveau und die Lebensdauer des  ${}^4I_{13/2}$ -Niveaus.

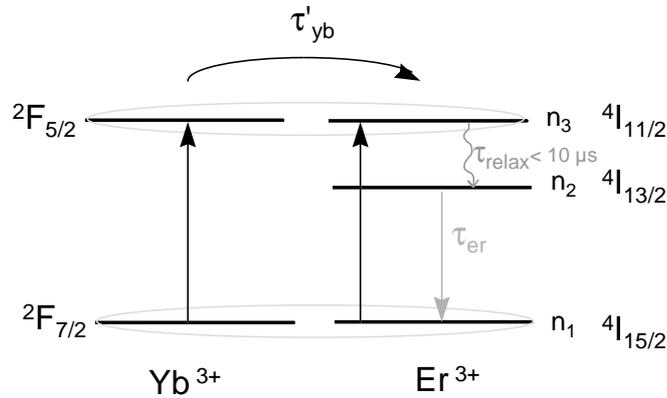


Bild 147 Schematische Darstellung der Energietransfers anhand des kombinierten Niveauschemas von  $Er^{3+}$  und  $Yb^{3+}$

Für die folgenden Betrachtungen führt, wie bei der Simulation der optischen Verstärker, die vergleichsweise schnelle Relaxation von dem  ${}^4I_{11/2}$ - auf das  ${}^4I_{13/2}$ -Niveau bezüglich des Übergangs vom  ${}^4I_{13/2}$ -Niveau in den Grundzustand dazu, daß das  ${}^4I_{11/2}$ -Niveau vernachlässigt werden kann.

Die Effizienz des Energietransfers  $\eta_{yb-er}$  ergibt sich aus der Übergangsrate vom Ytterbiumion zum Erbiumion  $W_{yb-er}$  bezüglich der Summe der Relaxationswege des oberen Energieniveaus des Ytterbiumions durch strahlende Relaxation in den Grundzustand  $W_{yb}^r$  und die Transferrate zum Erbiumion  $W_{yb-er}$ .

$$\eta_{yb-er} = \frac{W_{yb-er}}{W_{yb}^r + W_{yb-er}} \quad (86)$$

Die Relaxationsrate  $W_{yb}^r$  wird wie folgt (87) durch die Lebensdauer des Ytterbiumions beschrieben werden. Aufgrund des großen Abstandes der Niveaus, kann in den untersuchten Materialien davon ausgegangen werden, daß die Relaxation zum Grundzustand strahlend erfolgt.

$$\text{Mit } \tau_{yb} = \frac{1}{W_{yb}^r} \quad (87)$$

Andererseits wird die beobachtbare Lebensdauer  $\tau_{yb(Er)}^{mess}$  des Ytterbiumions im mit Erbium kodotierten Glas durch den nachstehenden Sachverhalt beschrieben.

$$\tau_{yb(Er)}^{mess} = \frac{1}{W_{yb}^r + W_{yb-er}} = \tau_{yb} (1 - \eta_{yb-er}) \quad (88)$$

Für die Transfereffizienz  $\eta_{yb-er}$  ergibt sich mit den getroffenen Definitionen der folgende Zusammenhang.

$$\eta_{yb-er} = 1 - \frac{\tau_{yb(Er)}^{mess}}{\tau_{yb}} \quad (89)$$

Betrachtet man den Ausdruck der Transfereffizienz, so wird deutlich, daß die Transfereffizienz ihr Maximum erreicht, wenn das Donatorion Ytterbium keine Energie durch Fluoreszenz abgibt, d.h. die strahlende Lebensdauer minimal ist. Für die Bestimmung der Transfereffizienz wird demnach als erstes die Lebensdauer des Ytterbiumions ohne Kodotierung bei sonst gleichen Parametern und als zweites die Lebensdauer des Ytterbiumions im kodotierten Glas gemessen und ausgewertet. Die Fluoreszenz des Erbiumions wird für diese Bestimmungsmethode nicht benötigt. Die Messung kann experimentell mit einer Si-Diode ohne weitere Filter durchgeführt werden.

Aus der folgenden analytischen Betrachtungsweise des Systems resultiert ein zweiter Weg, die Transfereffizienz zu bestimmen. Dieser Weg bietet sich an, wenn die Fluoreszenz des Donators von der Fluoreszenz des Akzeptors spektral, z.B. mit einem Kantenfilter, abgetrennt werden kann.

Durch das eingestrahelte Anregungslicht werden Elektronen des Ytterbiumions in den angeregten Zustand 3 befördert. Aus diesem Zustand wird entsprechend  $\tau'_{yb}$  Energie an das Erbiumion transferiert. Die Besetzung des  $^4_{13/2}$ -Niveaus  $n_2$  nimmt durch den Energietransfer vom Ytterbiumion zu und durch Relaxation in den Grundzustand des Erbiumions ab.

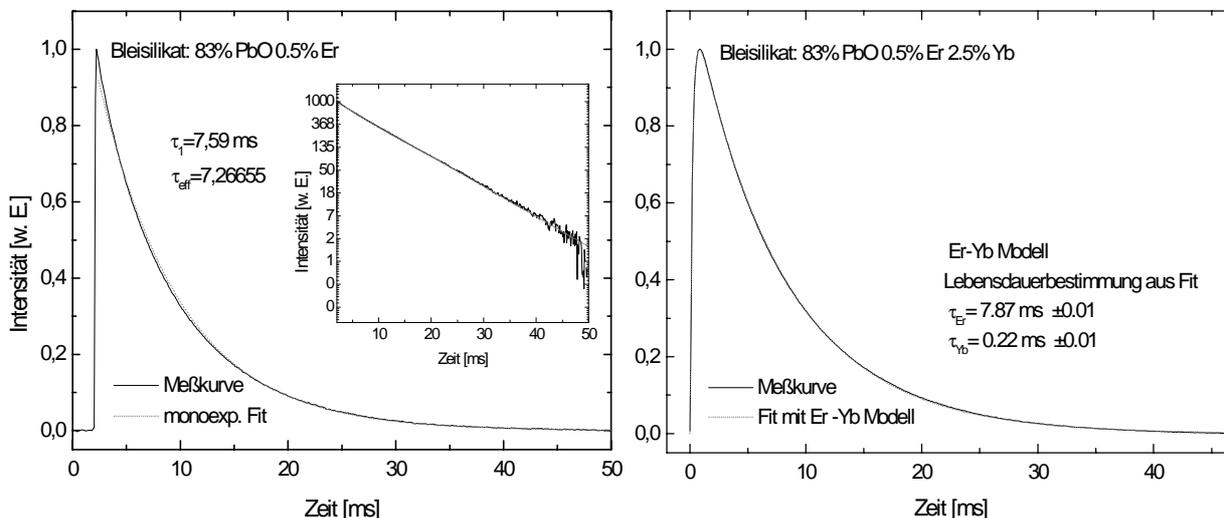
$$\frac{dn_3}{dt} = -\frac{n_3}{\tau'_{yb}}; \quad \frac{dn_2}{dt} = +\frac{n_3}{\tau'_{yb}} - \frac{n_2}{\tau_{er}} \quad (90),(91)$$

Mit der Anfangsbedingung  $A_{er}$  zur Zeit  $t=0$ , d.h. einer direkten Erbiumabsorption zu diesem Zeitpunkt resultiert die zeitliche Änderung der Intensität, die mit der nachstehenden Gleichung (92) beschrieben wird.

$$I(t) \propto n_2(t) = A_{yb} \left( \frac{\tau_{er}}{\tau_{er} - \tau'_{yb}} \right) \left( e^{-\frac{t}{\tau_{er}}} - e^{-\frac{t}{\tau'_{yb}}} \right) + A_{er} e^{-\frac{t}{\tau_{er}}} \quad (92)$$

Für die Ermittlung der Transfereffizienz nach dem zweiten Ansatz genügen die für Fluoreszenzmessung des Erbiums benötigten Komponenten: Eine InGaAs-Diode und ein Si-Kantenfilter.

Die Auswertung mit den beschriebenen Möglichkeiten wird im weiteren durchgeführt und die Ergebnisse in Tabellenform (Tabelle 25) zusammengefaßt. Zur Verdeutlichung des Einflusses der Kodotierung auf den zeitlichen Verlauf der Fluoreszenzintensität ist auch rein erbiumdotiertes Glas nochmals dargestellt.

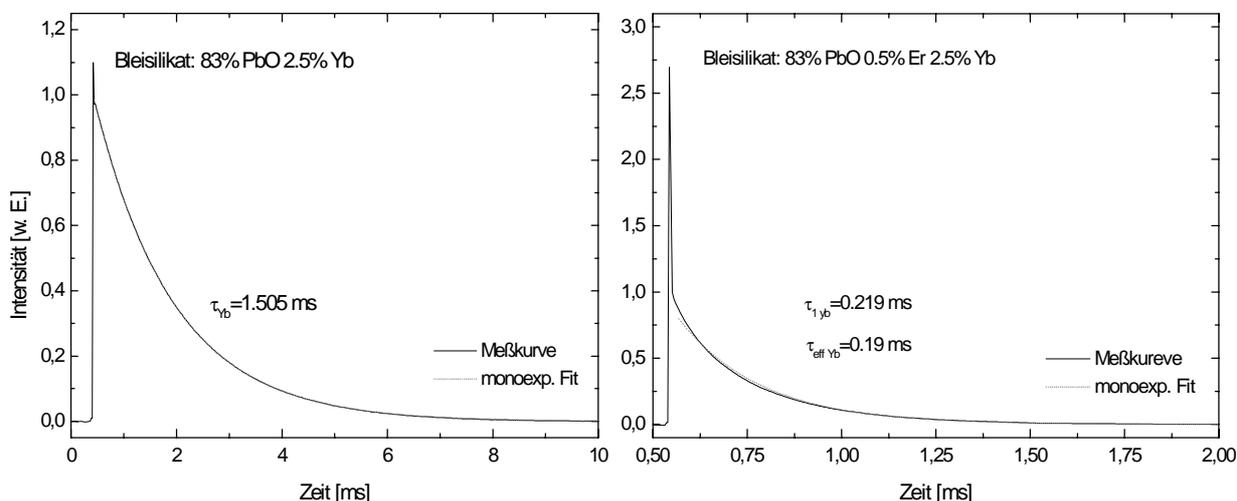


**Bild 148** Gemessenes zeitliches Verhalten der Fluoreszenzintensität der Erbiumdotierung bei  $1.5 \mu\text{m}$ ; links für ein Bleisilikatglas mit Erbiumdotierung und rechts mit Erbiumdotierung und Ytterbiumkodotierung mit zugehöriger Fitkurve

Die linke Abbildung (Bild 148) zeigt das Abklingen des rein erbiumdotierten Glases mit 0.5 gew% Erbium. Dieses rein exponentielle Verhalten entspricht dem letzten Term der Gleichung. Die rechte Abbildung (Bild 148) gibt das Abklingverhalten des kodotierten Glases wieder. Das Ansteigen der Fluoreszenz ist auf den Transfer von Ytterbium zum Erbium zurückzuführen. Der Abfall der Kurve resultiert aus der Relaxation des Erbiumions. Aus dem zeitlichen Verlauf der Fluoreszenzintensität des  $^4I_{13/2}$ - $^4I_{15/2}$  Übergangs, der in der rechten Abbildung (Bild 148) dargestellt ist, wird mittels eines Fits der Parameter der analytischen Funktion des zeitlichen Fluoreszenzverlaufs (Glg. 92) an die Meßkurve, die durch die Kodotierung resultierende Lebensdauer des Ytterbiums von 0.22 ms und die Lebensdauer des Erbiums von 7.87 ms ermittelt. Die erhaltene Fitkurve zeigt eine nahezu perfekte Übereinstimmung mit der Meßkurve und ist deshalb nur schwer in der Grafik zu erkennen. Durch einen Fit an die Kurve später als 10 ms nach der Anregung läßt sich die Erbiumlebensdauer alternativ bestimmen.

Für den zweiten Weg zur Bestimmung der Transfereffizienz dient die resultierende Lebensdauer des Ytterbiumions im kodotierten System, die mit einer Si-Diode selektiv gemessen wird. Das Abklingverhalten der Ytterbiumfluoreszenz des kodotierten Systems wird in der rechten Abbildung (Bild 149) wiedergegeben. Aus dem exponentiellen Fit resultiert eine Lebensdauer von 0.19 ms im Vergleich zu 0.219 ms nach dem vorigen Verfahren. Im Rahmen

der Fehler der Fitfunktion zeigen die mit beiden Methoden erlangten Ergebnisse eine gute Übereinstimmung. Die zweite Größe, die für beide Methoden benötigt wird, ist die an der rein ytterbiumdotierten Vergleichsprobe gemessene Ytterbiumlebensdauer, die aus dem Fit an den Graph der linken Grafik (Bild 149) bestimmt wird. Sie beträgt bei der untersuchten Probe 1.505 ms.



**Bild 149** Zeitliches Verhalten der Fluoreszenzintensität der Ytterbiumdotierung bei 1  $\mu\text{m}$  und zugehörige Fitkurven; links für ein rein ytterbiumdotiertes Bleisilikatglas sowie rechts für ein Bleisilikatglas mit Erbiumdotierung und Ytterbiumkodotierung

Aus den Messungen ergaben sich die tabellarisch aufgeführten Raten und Effizienzen mit Werten bis zu 96%.

**Tabelle 25** Ergebnisse der Untersuchungen zum Energietransfer im Bleisilikatglas mit Erbiumdotierung mit Ytterbiumkodotierung

Bleisilikatprobe	$\tau_{\text{eff Er(Yb)}}$ ( $>1.1\mu\text{m}$ )	$\tau_{\text{eff Yb(Er)}}$ ( $<1.1\mu\text{m}$ )	$\tau_{\text{eff Yb-Ref.}}$ ( $<1.1\mu\text{m}$ )	Effizienz $\eta_{\text{Yb-er}}$	Transferrate $W_{\text{yb-er}} [\text{s}^{-1}]$
83% PbO, 2.5% Yb, 0.5% Er	7.3 ms	0.19 ms	1.5 ms	87 %	4345
45% PbO, 6% Yb, 1% Er	8.7 ms	0.087 ms	1.5 ms	94 %	10830
45% PbO, 4% Yb, 3% Er	13.3 ms	0.050 ms	1.4 ms	96 %	19280
45% PbO, 2% Yb, 5% Er	10.4 ms	0.028 ms	1.6 ms	98 %	35100

Diese Ergebnisse zeigen, daß bei den Gläsern mit etwa 45% PbO, die für Realisierung der Wellenleiter nach dem Heißpreßverfahren benötigt werden, der Energietransfer bei kodotierten Proben sehr effizient stattfindet und sich damit eine Kodotierung zur Erhöhung der Absorption des Pumplichts potentiell eignet.

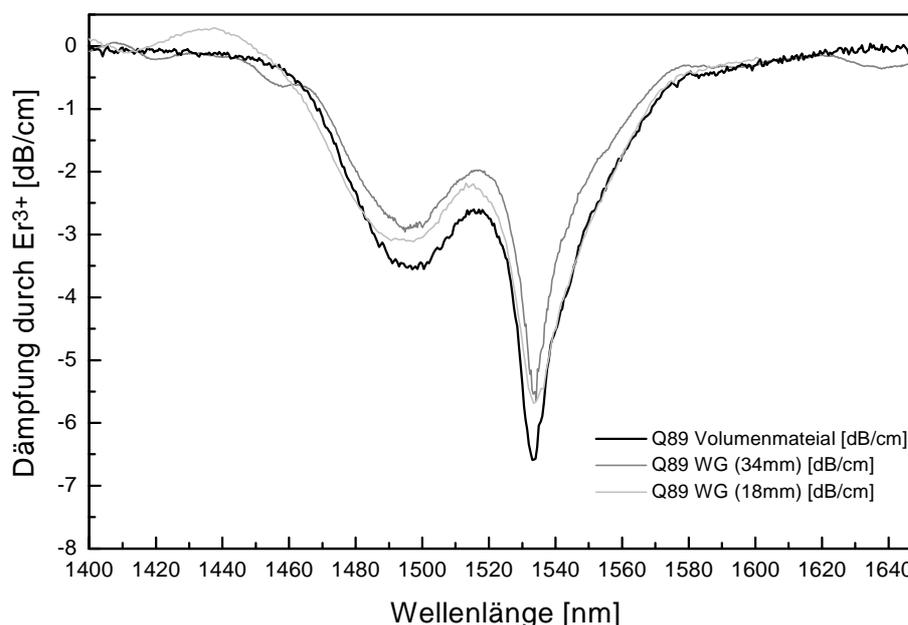
## 6.6 Untersuchungen verstärkender Wellenleiter

Wie bereits bei den Ergebnissen der technologischen Umsetzung der Heißpreßtechnologie aufgezeigt, wurden verschiedene Wellenleiterverstärker (Längen: von 18 mm, 31 mm, 34 mm, bis 38.5 mm) aus bis zu 4cm langen Substraten realisiert. In den nächsten Abschnitten folgen die optischen Untersuchungen und Messungen der Verstärkungseigenschaften einer erbium-dotierten Probe (Probe: 22\_5Q89) mit 34 mm Länge und einer mit  $\text{Yb}^{3+}$  kodotierten Probe (Probe: 23\_5QX) mit einer Länge von 31 mm. Die Kanalquerschnitte der Proben liegen im Bereich von etwa  $4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$ . Proben mit deutlich größeren Querschnitten wurden nicht untersucht, da aufgrund der vergleichsweise geringen Leistungsdichte eine Inversion nicht zu erwarten ist. Zur Untersuchung der verstärkenden Eigenschaften wurde die in Kapitel 5.4.4 dargestellten Meßmethoden verwendet. Die Absorption der Kanäle wurde mittels Faser-Chip-Fasermessung mit dem Spektrumanalysator und der integrierten Weißlichtquelle gemessen (Kapitel 5.4.3.2).

Nach der Ermittlung der Absorption des ungepumpten verstärkenden Wellenleiters werden Einflüsse der Pumpleistung auf die Verstärkung untersucht, Auswirkungen verschiedener Anregungsquellen wie schmalbandiger Festkörperlaser und breitbandiger Halbleiterlaser aufgezeigt, das spektrale Verhalten der Verstärkung bei Klein- und Großsignalbetrieb betrachtet, die Signalpegelabhängigkeit der Verstärkung gemessen und die spontane verstärkte Emission (ASE) gemessen. Die durch die Upconversion hervorgerufene Emission im grünen Spektralbereich eines untersuchten Kanals wird qualitativ in Form einer Abbildung des Meßaufbaus mit gepumptem Verstärkerchip dargestellt. Daraufhin folgen vergleichbare Messungen kodotierter verstärkender Wellenleiter, wie sie bei erbiumdotierten Verstärkern durchgeführt wurden. Abgerundet werden die Untersuchungen mit einer Simulation zur Diskussion der experimentellen Ergebnisse, zur Ermittlung des Upconversionparameters sowie, um Zusammenhänge der Verstärkung mit dem Dotierungsprofil, der numerischen Apertur, der Wellenleiterlänge sowie der Dotierungskonzentration aufzuzeigen und auch um die Basis zur Erläuterung der Perspektiven zu erhalten.

Um die beiden im Meßtechnikteil (Kapitel 5.4.4) beschriebenen Möglichkeiten zur Bestimmung der Verstärkung nützen zu können, wird in einem ersten Schritt die durch die Erbiumdotierung verursachte Absorption der zu untersuchenden Kanäle gemessen. Die Absorptionsmeßkurven der Kanäle sind der Volumenabsorption in der nachstehenden Grafik als Dämpfung in dB/cm gegenüber gestellt (Bild 150). Aus diesen Werten der Absorption im Kanal und im Volumen kann das vorliegende Confinement für das System BK7/Q89 bei einem Wellenleiter mit  $4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$  großem Kernquerschnitt von etwa 86% bestimmt werden. Aus der Differenz von ON-OFF-Ratio und Erbiumabsorption des Kanals resultiert die interne Verstärkung.

Vergleicht man diese interne Verstärkung mit der direkten Messung der Verstärkung, so kann die Summe der Verluste durch Streuung, Reflexion und Fehlanpassung bestimmt werden.



*Bild 150* Absorptionsmessungen von erbiumdotierten Wellenleitern im Vergleich zur Volumenabsorption bei Wellenlängen von  $1.4 \mu\text{m}$  bis  $1.64 \mu\text{m}$

Diese Summe der Verluste wird mit den Simulationsergebnissen der einzelnen Faktoren verglichen und Möglichkeiten zur Minimierung der einzelnen Größen aufgezeigt, um den verstärkenden Wellenleiter optimal in ein System integrieren zu können.

### 6.6.1 Die Pumplaser- und Pumpleistungseinflüsse

Zur Anregung des Erbiumions können, wie im Theorieteil gezeigt wurde, unterschiedliche Wellenlängen verwendet werden. Besonders geeignet sind die langwelligsten Anregungsmöglichkeiten bei 980 nm und 1480 nm. Dies zeigt die Tabelle 7, die experimentelle Ergebnisse von Faserverstärkern wiedergibt. Für eine 980 nm-Anregung spricht die höchste Effizienz und das günstigste Signal-Rausch-Verhältnis. Aus diesen Gründen reduziert sich die Wahl der Anregungswellenlänge für die folgenden Untersuchungen auf die Linie bei 980 nm. Als Alternativen für die Anregung bei 980 nm bieten sich für die experimentellen Untersuchungen eine Laserdiode und ein argonionenlasergepumpter Titan-Saphir-Laser an. Die Laserdiode (Lasertron-L980A-70-X) ist temperaturstabilisiert und hat damit ein festes Ausgangsspektrum. Die Emission der Diode, die nachstehend (Bild 152) dargestellt ist, erstreckt sich über einen Bereich von mehr als 5 nm. Der Titan-Saphir-Laser weist eine schmalbandige Emission auf (Bild 152). Die Ausgangswellenlänge des Titan-Saphir-Lasers ist im Bereich der Erbiumabsorption um 980 nm (Bild 151) durchstimmbare. Für die Verstärkungsmessungen wurde eine

Wellenlänge von etwas mehr als 976 nm ausgewählt, da das ON-OFF-Ratio bei dieser Wellenlänge maximal ist und somit 976 nm die effektivste Anregungswellenlänge darstellte.

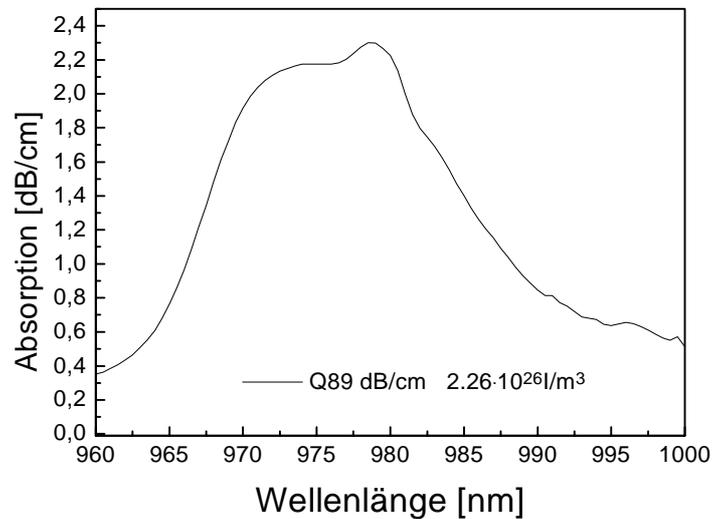


Bild 151 Gemessene Absorption des  ${}^4I_{15/2} - {}^4I_{11/2}$ -Übergangs an Q89

Die oben abgebildete Absorptionslinie ( ${}^4I_{15/2} - {}^4I_{11/2}$  Übergang) des dreiwertigen Erbiums hat ein relativ breites Plateau von ca. 970 nm – 980 nm. Vergleicht man damit die Spektren der Anregungsquellen, die in den beiden folgenden Diagrammen (Bild 152) dargestellt sind, so weisen sie einen hohen Überlapp mit der Erbiumabsorption auf. Eine effektive Absorption ist damit für die Laserdiode und den Festkörperlaser gewährleistet.

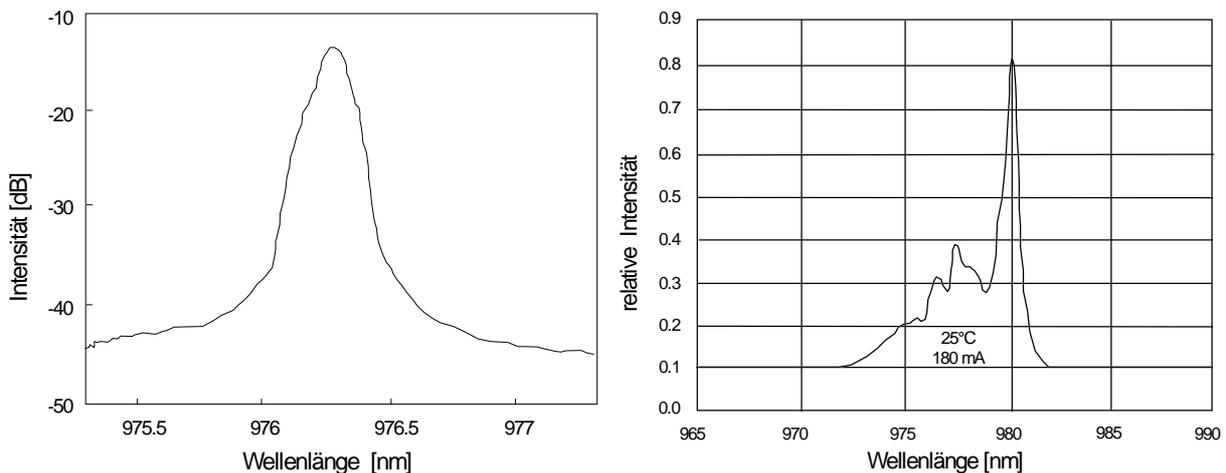
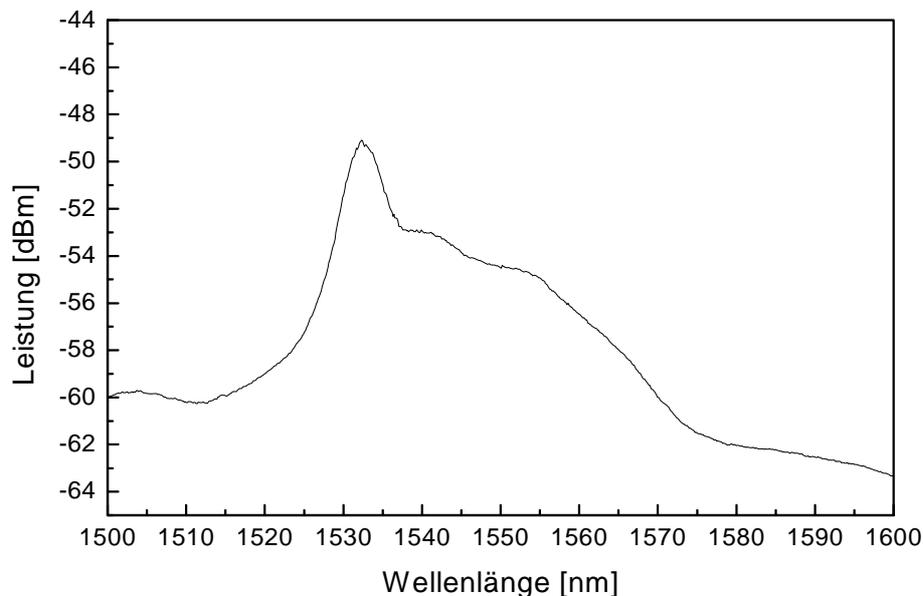


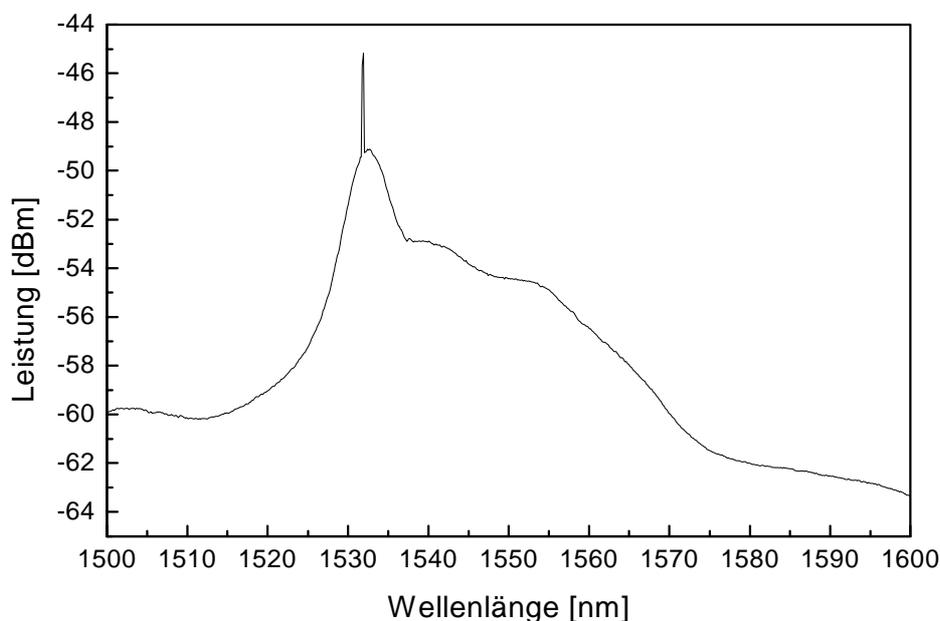
Bild 152 Spektrale Laseremission der Anregungsquellen; links Titan-Saphir-Laser und rechts Laserdiode (Lasertron-L980A-70-X)

Wird das Pumplicht in den erbiumdotierten Wellenleiter eingestrahlt, so werden Elektronen aus dem Grundzustand in das obere Pumpniveau angeregt und relaxieren strahlungslos auf das obere Verstärkerniveau, von dem aus spontane Emission in den Grundzustand stattfindet. Durch diese spontane Emission liegen, falls die Emission in Richtung des Wellenleiters erfolgt,

Photonen vor, die im Kanal verstärkt werden. Es resultiert die breitbandige spontane verstärkte Emission (Amplified Spontaneous Emission-ASE). Dieser Prozeß führt zu Rauschen im Verstärker, das aber durch einen schmalbandigen Bandpaßfilter bei der Signalwellenlänge unterdrückt werden kann. In den nachfolgenden Abbildungen ist der wesentliche Ausschnitt des Spektrums der verstärkten spontanen Emission ohne Signaleinstrahlung (Bild 153) und mit Signal (Bild 154) bei sonst gleichen Bedingungen wiedergegeben.



*Bild 153 Verstärkte spontane Emission ohne Signal (gemessen an Probe: 22\_5Q89)*

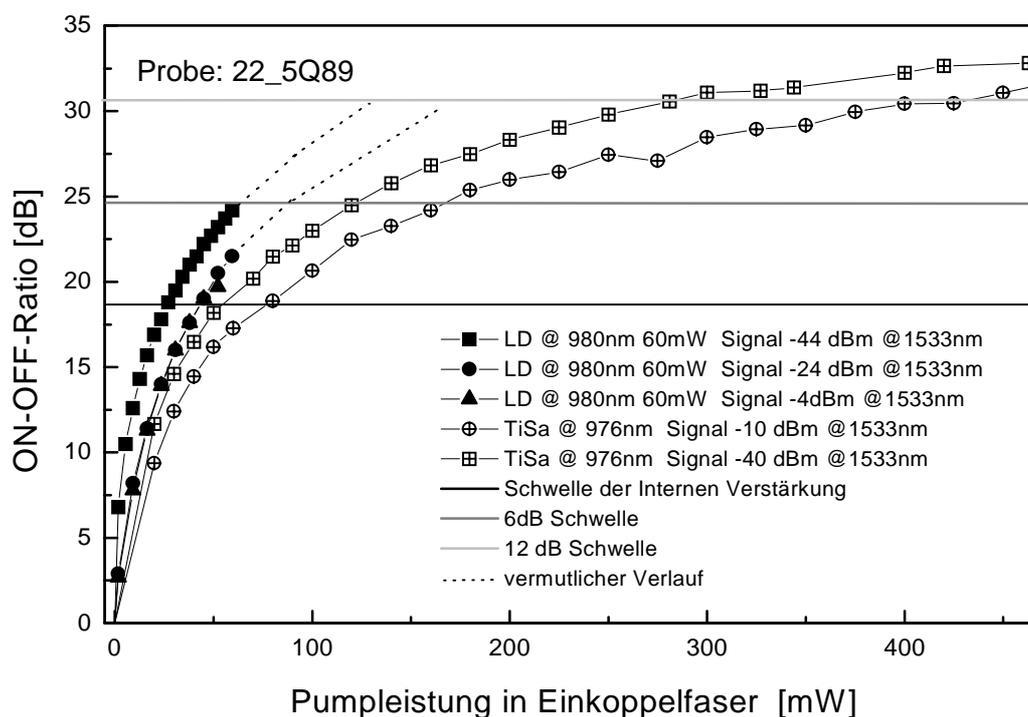


*Bild 154 Verstärkte spontane Emission mit Signal (gemessen an Probe: 22\_5Q89)*

Durch das eingestrahelte Signallicht ändert sich das ASE-Spektrum wie erwartet nur bei der Signallaserlinie mit 1533 nm. Die verstärkte spontane Emission tritt auch noch schwächer

außerhalb des in den Abbildungen dargestellten Bereichs auf. Der Verlauf ist vergleichbar der spektralen Emission. Die schwachen Ausläufer reichen im kurzwelligen Bereich bis ca. 1450 nm und im langwelligen Bereich bis zu 1650 nm.

Zur Bestimmung der Verstärkung wird neben der bereits ermittelten Absorption die Änderung der Signalintensität am Verstärkerausgang benötigt. Diese Änderung entspricht dem Unterschied der Signalpegel bei ein- und ausgeschaltetem Pumplicht und wird als ON-OFF-Ratio bezeichnet. Werden Messungen bei der gleichen Signalwellenlänge durchgeführt, so kann das ON-OFF-Ratio für verschiedene Signalpegel, Anregungsmöglichkeiten und Pumpleistungen verglichen werden.



**Bild 155** Gemessenes ON-OFF-Ratio in Abhängigkeit der Pumpleistung für eine Anregung mit einer Laserdiode und einem Titan-Saphir-Laser im 980 nm Pumpband

Im Diagramm (Bild 155) ist das ON-OFF-Ratio in Abhängigkeit der Pumpleistung in der Eingangsfaser für verschiedene Signalpegel bei der Signalwellenlänge 1533 nm, für die Anregung mit einer Laserdiode und für die Anregung mit einem Titan-Saphir-Laser aufgetragen. Zusätzlich sind horizontal verlaufende Linien mit eingefügt, die die Schwelle der internen Verstärkung, 6 dB Verstärkung, die zur Kompensation bei einem 1 auf 4 Splitter benötigt werden und 12 dB Verstärkung verdeutlichen. Der verwendete Meßaufbau ist im Kapitel 5.4.4 experimentelle Methoden beschrieben. Alle dargestellten Graphen steigen zunächst annähernd linear an und verlaufen zu höheren Pumpleistungen hin zunehmend flacher. Diese Tendenz stimmt mit der Abschätzung in Kapitel 4.5.2 (Glg. 50) überein. Die Ergebnisse der

Abschätzung der Verstärkung im Theorieteil zeigen einen linearen Zusammenhang zwischen Verstärkung und der absorbierten Pumpleistung.

Die hier verwendete Auftragung der eingestrahlten Pumpleistung entspricht nicht der absorbierten Pumpleistung, da sich durch die Abnahme der Besetzungszahl des Grundzustandes mit wachsender Pumpleistung die Absorption verringert. Der bei kleinen eingestrahlten Pumpleistungen festgestellte lineare Verlauf der hier dargestellten Kurven ist dadurch erklärbar, daß sich durch die geringe Pumpleistung die Absorption noch nicht wesentlich ändert. Da mit wachsender Pumpleistung die Absorption des Pumplichtes aufgrund der kleineren Besetzungszahl des Grundzustandes geringer wird, ist auch, wie die Meßkurven zeigen, ein flacherer Verlauf zu erwarten.

Die obige Abbildung (Bild 155) zeigt auch den typischen Einfluß der Signalintensität auf die Verstärkung. Man erkennt folgenden Sachverhalt: Ein hoher Signalpegel führt zu einer kleineren Verstärkung bei gleicher Pumpleistung als ein geringer Signalpegel. Dies kann dadurch erklärt werden, daß durch die höhere Signalintensität mehr Zentren je Zeiteinheit zur stimulierten Emission veranlaßt werden und damit weniger verbleibende angeregte Zentren resultieren, so daß die Höhe der Verstärkung abnimmt. Der Unterschied zwischen den Kurven von  $-44$  dBm auf  $-24$  dBm ist stärker als die Differenz zwischen  $-4$  dBm und  $-24$  dBm. Demnach wird der Bereich bei geringen Signalleistungen, in dem die Dichte der angeregten Zentren nicht stark beeinflusst wird, als Kleinsignalbereich und entsprechend der andere Bereich als Großsignalbetrieb bezeichnet. Die Differenzen zwischen Groß- und Kleinsignal liegen für die untersuchten Pumpleistungen um ca. 2.5 dB. Die Signaleinflüsse werden mit weiteren Messungen untersucht und anhand eines später folgenden Diagramms nochmals genauer beleuchtet.

Stellt man die zwei Anregungsquellen Laserdiode und Festkörperlaser gegenüber, fällt das schnellere Ansteigen der Verstärkung bei Laserdiodenanregung auf. Eine interne Verstärkung von 6 dB wäre folglich schon mit 100 mW Pumpleistung in dem hier untersuchten Wellenleiter erreichbar. Als Ursache kommt nicht der Überlapp der Absorption mit der Laseremission in Betracht, da die Emission der Pump Laser innerhalb des Bereichs der hohen Absorption liegt, sondern die spektrale Verteilung der Emission. Dies liegt darin begründet, daß durch die hohe schmalbandige Pumpleistung des Titan-Saphir-Lasers bei der eingestrahlten Wellenlänge ein deutliches spektrales Ausbleichen der Absorption auftritt, denn nur wenige Zentren im Laser Glas, die unterschiedliche elektrische Felder der Matrix und Symmetrien erfahren, wiesen genau diese Übergangsenergie auf. Bei der relativ breitbandigen Emission der Laserdiode verteilt sich die Anregungsenergie auf eine größere Anzahl von aktiven Zentren, so daß das Ausbleichen sich nicht so stark auswirkt. Aus dieser Eigenschaft kann geschlossen werden, daß es vorteilhaft ist, breitbandige Anregungsquellen ähnlich der beschriebenen Laserdiode

mit gutem Überlapp einzusetzen. Da Pumpdioden mit über 150 mW derzeit kommerziell erhältlich sind und von beiden Seiten der Wellenleiterverstärker gepumpt werden kann, steht einer Realisierung eines kurzen planaren optischen Verstärkers nichts im Wege.

### 6.6.2 Die spektrale Verstärkung

Eine wichtige Eigenschaft der optischen Verstärker für wellenlängengemultiplexte Szenarien ist die gleichzeitige Verstärkung mehrerer Übertragungskanäle. Die Verstärkung soll für diese Anwendung unabhängig von der Wellenlänge, d.h. vom Kanal sein. Dafür wird die spektrale Verstärkung mit Filtern kompensiert, so daß ein lineares Verstärkungsprofil resultiert. Die Grundlage für solche Kompensationsmaßnahmen ist die Untersuchung der spektralen Verstärkung. Die folgenden Diagramme zeigen die interne spektrale Verstärkung mit 60 mW Laserdiodenanregung im Kleinsignalbetrieb (Bild 156), sowie die spektrale interne und externe Verstärkung mit Titan-Saphir-Laser-Anregung mit 460 mW im Kleinsignal- (Bild 157) und Großsignalbetrieb (Bild 158). Ebenso sind in den Diagrammen die Absorption des Erbiums und die ON-OFF-Ratio-Meßkurve enthalten, aus denen die interne Verstärkung berechnet wurde.

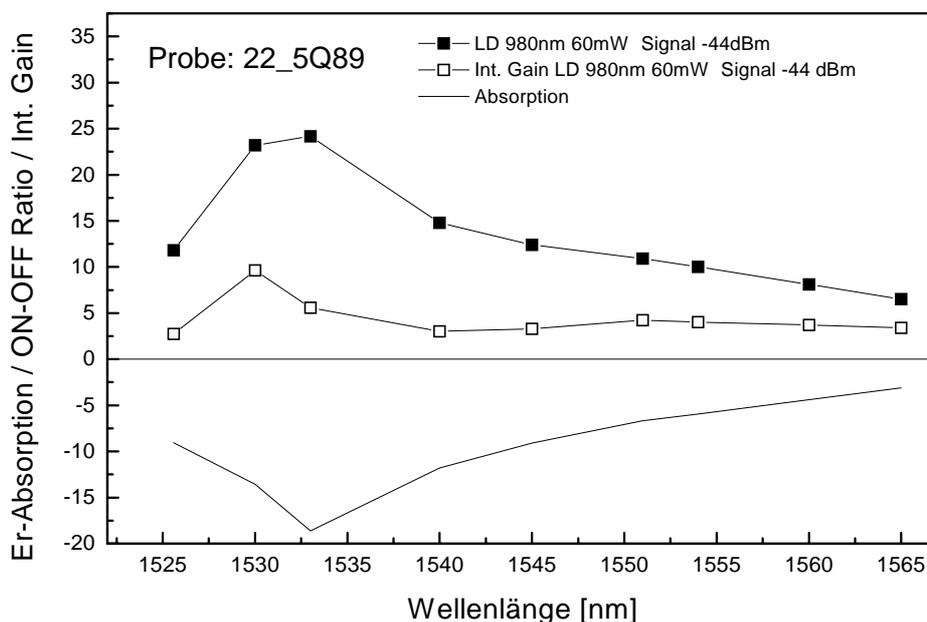


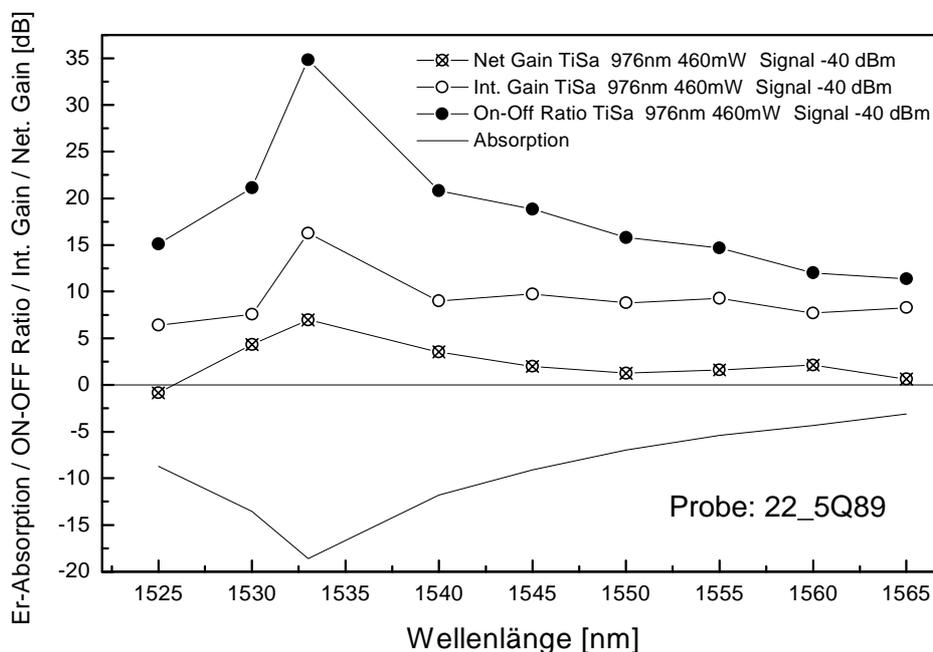
Bild 156 Spektrale Verstärkungsmessung: Absorption, ON-OFF-Ratio, interne Verstärkung bei Laserdiodenanregung

Alle Funktionen weisen ein Extremum bei 1533 nm auf: Das ON-OFF-Ratio ein Maximum, die Absorption ebenfalls ein Maximum. Dennoch ist das ON-OFF-Ratio größer als die Absorption, so daß die interne Verstärkung einen positiven Wert annimmt. In der vorigen Abbildung (Bild 156) liegt bei einer eingestrahelten Pumpleistung von lediglich 60 mW die interne Verstärkung über einen Spektralbereich von ca. 1525 nm bis 1565 nm oberhalb von 3dB und hat ein Ma-

ximum von 10 dB. Im Vergleich zum ON-OFF-Ratio ist der Verlauf der Verstärkungskurve außer im Bereich des Maximums bei 1533 nm flach, da z.B. zu längeren Wellenlängen neben des ON-OFF-Ratios auch die Absorption abnimmt. Dies gilt ebenfalls für die Messungen der beiden folgenden Diagramme, in denen die spektrale Messung mit dem Titan-Saphir-Laser durchgeführt wurde.

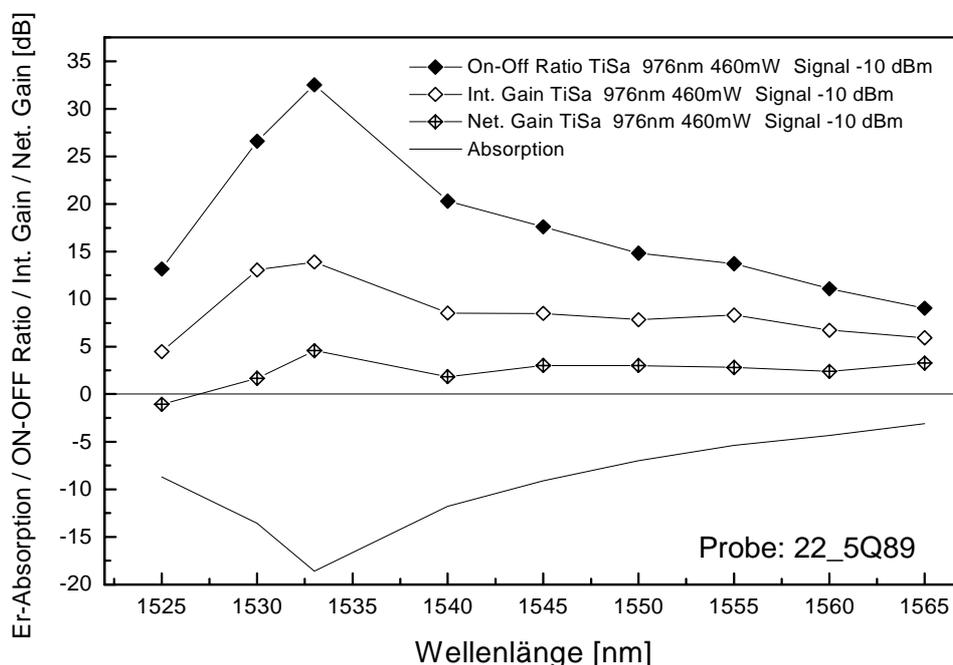
Die beiden nachstehenden Diagramme zeigen die Absorption, das ON-OFF-Ratio, die interne Verstärkung und die externe Verstärkung, die unter nicht optimierten Bedingungen gemessen wurden. Die Messung des erbiumdotierten Glaswellenleiters fand ohne Indexflüssigkeit mit den Standardfasern der ETEC-Koppler (WDM) statt. Wie stark diese Größen das Meßergebnis schmälern, kann aus den im Theorieteil gemachten Abschätzungen (Kapitel 6.1.5) entnommen werden und beläuft sich in Summe auf 1.2 dB. Die verwendete Pumpleistung beträgt 460 mW bei 976 nm. In der ersten Abbildung (Bild 157) ist das Kleinsignalverhalten bei einer Signalleistung von  $-40$  dBm und in der zweiten Abbildung (Bild 158) das Großsignalverhalten bei einer Signalleistung von  $-10$  dBm dargestellt.

Der Vergleich der beiden Meßkurven der externen Verstärkung für Klein- und Großsignal zeigt, daß bei geringen Signalintensitäten die Verstärkung bei 1533 nm höher ist als bei großen Intensitäten. Andererseits ist bei großen Signalintensitäten die Verstärkung im langwelligen Bereich größer als bei geringen Signalintensitäten.



**Bild 157** Spektrale Verstärkungsmessung im Kleinsignalbetrieb: Absorption, ON-OFF-Ratio, interne Verstärkung bei Anregung mit dem Titan-Saphir-Laser.

Bei den berechneten Kurven der internen Verstärkung sind die Werte bei geringen Signalpegeln oberhalb der Werte mit hohem Signalpegel. Zu wachsenden Wellenlängen wird die Differenz tendenziell geringer.



**Bild 158** Spektrale Verstärkungsmessung im Großsignalbetrieb: Absorption, ON-OFF-Ratio, interne Verstärkung bei Anregung mit dem Titan-Saphir-Laser.

Betrachtet man die Änderung des spektralen Verstärkungsverhaltens mit zunehmender Signalleistung, so erkennt man, daß das spektrale Verhalten flacher und somit günstiger für die Anwendung wird. Dies verdeutlichen die Mittelwerte und die Standardabweichung beider externen Verstärkungskurven. In beiden Fällen beläuft sich der Mittelwert auf 2.39 dB, wobei die Standardabweichung für den Großsignalfall lediglich 1,5 dB im Vergleich zu 2,3 dB im Kleinsignalbetrieb beträgt.

Die höchsten externen Verstärkungswerte lagen im Klein- bzw. im Großsignalbetrieb bei 7 dB bzw. bei 4.6 dB.

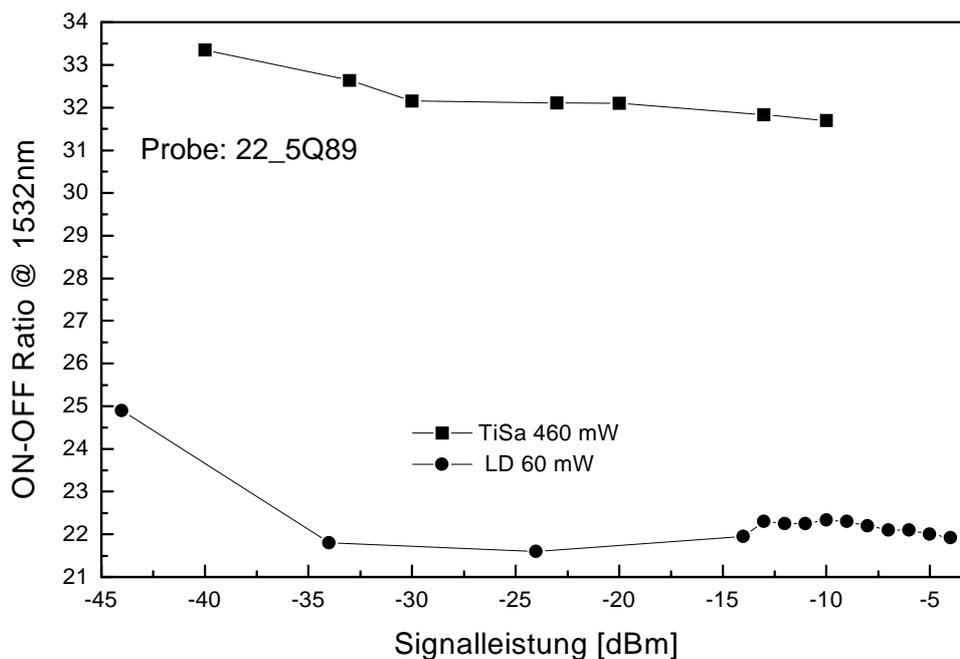
Der nicht parallele Verlauf der externen und internen Verstärkung beider Diagramme verwundert, da die Meßfehler der einzelnen Messungen geringer als die Schwankungen sind. Eine detaillierte Untersuchung wäre hier zur Klärung anzudenken. Die Differenz beider Kurven, die den Verlusten des Kanals entspricht, variiert zwischen 5 dB und 9 dB, woraus sich ein Mittelwert von ca. 7 dB ergibt. Subtrahiert man von diesem Wert die Verluste durch Fehlanpassung und Fresnelreflexion von insgesamt 1.2 dB, so resultiert eine verbleibende Dämpfung von ca. 5.8 dB, die Rauheiten von 55 nm gemäß der Simulation im Theorieteil (Bild 52) zuzuschreiben sind. Der Vergleich mit den Rauheitsmessungen (Bild 118), die einen Wert von 50 nm – 60 nm (einzelne Extrema an Rändern 90 nm) ergaben, zeigen eine gute Übereinstimmung.

Die hohe Verstärkung, die mit der Laserdiode bei 60 mW erreicht werden konnte, im Vergleich zur Verstärkung, die mit dem Titan-Saphir-Laser mit 460 mW erreicht wurde, spricht wiederum eindeutig für die Verwendung relativ breitbandiger Anregungsquellen wie Laserdioden.

### 6.6.3 Signaleinflüsse

Zur Klärung des Einflusses des Signalpegels auf die Verstärkung wurde die Signalleistung bei 1532 nm im Bereich  $-45$  dBm bis  $-4$  dBm variiert. Die ermittelten Daten sind in der nachfolgenden Grafik (Bild 159) für die Anregung mit der Laserdiode (60 mW) und mit dem Titan-Saphir-Laser mit 460 mW dargestellt.

Wie bereits festgestellt und die Graphen in der Bild 159 zeigen, nimmt die Verstärkung mit wachsender Signalleistung ab. Dennoch ist der Verlauf unterschiedlich. Die Anregung mit der Laserdiode zeigt ein abruptes Abfallen der Verstärkung um 3.1 dB wohingegen bei der Anregung mit dem Titan-Saphir-Laser die Verstärkung eher gleichmäßig um etwa 1.6 dB kleiner wird.



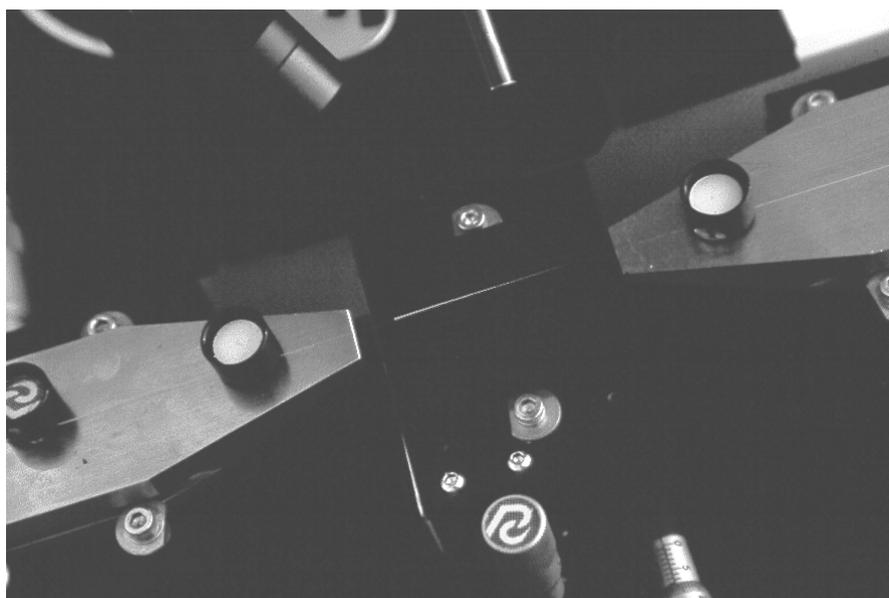
*Bild 159 Messung der Signaleinflüsse auf die Verstärkung (ON-OFF-Ratio) bei Laserdioden- und Titan-Saphir-Laser-Anregung für Wellenleiter aus Q89/BK7*

Eine Ursache kann darin gesehen werden, daß bei der Anregung mit der Laserdiode vergleichsweise weniger Zentren angeregt werden und damit für die Verstärkung zur Verfügung stehen. Somit ist bei der eher schwachen aber effektiven Anregung mit der Laserdiode der Effekt der Abnahme der Verstärkung größer und beginnt früher.

#### 6.6.4 Upconversion

Die Upconversion ist ein Effekt, der mit steigender Dotierungskonzentration zunimmt. Auf sich im angeregten, oberen Verstärkerzustand befindende Zentren geht die Energie eines sich in der direkten Umgebung befindenden zweiten angeregten Ions über. Dadurch findet eine Anregung höherliegender Zustände statt, von wo aus eine teilweise strahlende Relaxation in Form von grüner Fluoreszenz auftritt. Bei diesem Upconversion Prozeß geht Energie für den Verstärkungsprozeß verloren. Die Effizienz bzw. die Verstärkung verändert sich und nimmt deutlich ab.

Die aus der Upconversion resultierende grüne Fluoreszenz des untersuchten Wellenleiters konnte bei der Anregung mit dem Titan-Saphir-Laser (460 mW) deutlich wahrgenommen werden. In der folgenden Bild 160 ist ein Teil des Meßaufbaus zu sehen, mit dem der Wellenleiterverstärker vermessen wurde. Man erkennt auf der linken Seite den Halter der Einkoppelfaser mit der Faser, in der Mitte die Verschiebeeinheit mit dem daraufliegenden Wellenleiterverstärker und auf der rechten Seite den Halter der Auskoppelfaser mit der Faser.



*Bild 160 Upconversion im Wellenleiter: Verstärkungsmeßaufbau mit Glaswellenleiter (Probe: 22\_5Q89)*

Der Lichtwellenleiterchip aus Glas ist bedauerlicherweise nicht richtig erkennbar, da der Kontrast des transparenten Glaschips bezüglich des Hintergrunds zu gering ist. Deutlich zu sehen ist aber die isotrop abgestrahlte Upconversion, die links mit dem Anfang des Glaschips mit hoher Intensität beginnt und zum Ausgang auf der rechten Seite hin abnimmt. Wie stark sich die Upconversion auf die Verstärkung auswirkt und wie groß der charakteristische Upconversionparameter des untersuchten Glaswellenleiters ist, wird in dem Kapitel 6.7 „Simulation zur Diskussion der experimentellen Ergebnisse“, das nach der Betrachtung der Meßergebnisse kodotierter Systeme folgt, ausgewertet.

### 6.6.5 Kodotierte Systeme

Im Kapitel der Glaswellenleiterherstellung wurden auch erfolgreiche Ergebnisse mit der Glaspaarung QX/BK7 dargestellt. Die Zusammensetzung des Glases QX ist im Vergleich zum Glas Q89, was die Verarbeitung angeht, wegen des etwas höheren  $T_g$  und  $T_{\text{soft}}$  etwas ungünstiger. Das Glas QX weist eine geringere Indexdifferenz zu BK7 auf als Q89. Ein wesentlicher Unterschied der beiden Gläser ist die im Glas QX enthaltene Ytterbium Kodotierung, die eine stärkere Absorption des Pumplichtes bewirken soll.

Die folgenden Verstärkungsmessungen wurden an einem 3.1 cm langen Glaswellenleiter aus der Kombination QX/BK7 durchgeführt (Probe: 23\_5QX). Die zum Kanal zugehörige Absorption, bedingt durch die Erbiumdotierung im Signalebereich wurde aus der Volumenmessung und dem berechneten Confinement für die Signalwellenlängen, das bei 88 % liegt, ermittelt. Die Absorption dient zur Berechnung der internen Verstärkung. Diese interne Verstärkung und die externe Verstärkung werden mit den Ergebnissen des 10% längeren rein erbiumdotierten Kanals verglichen.

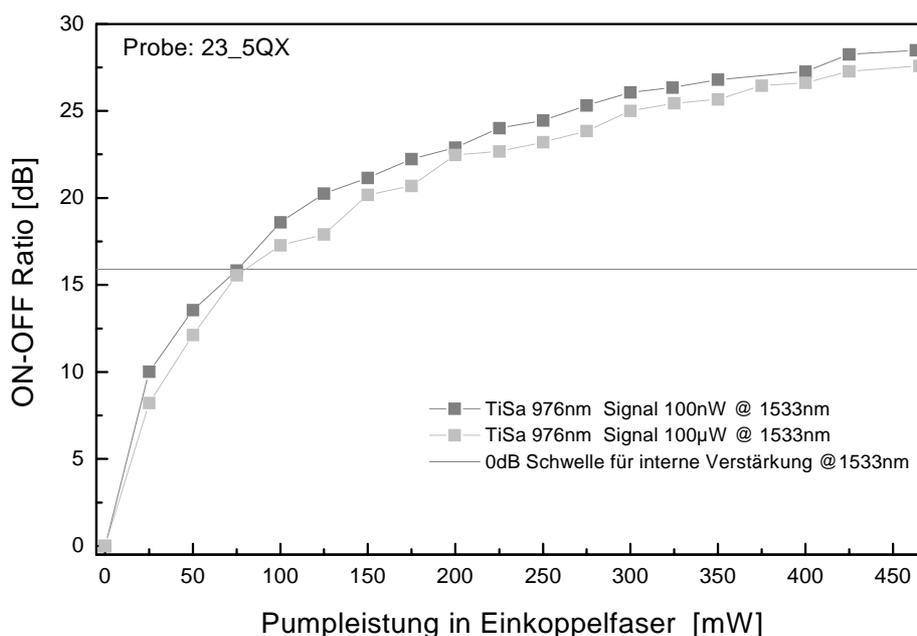
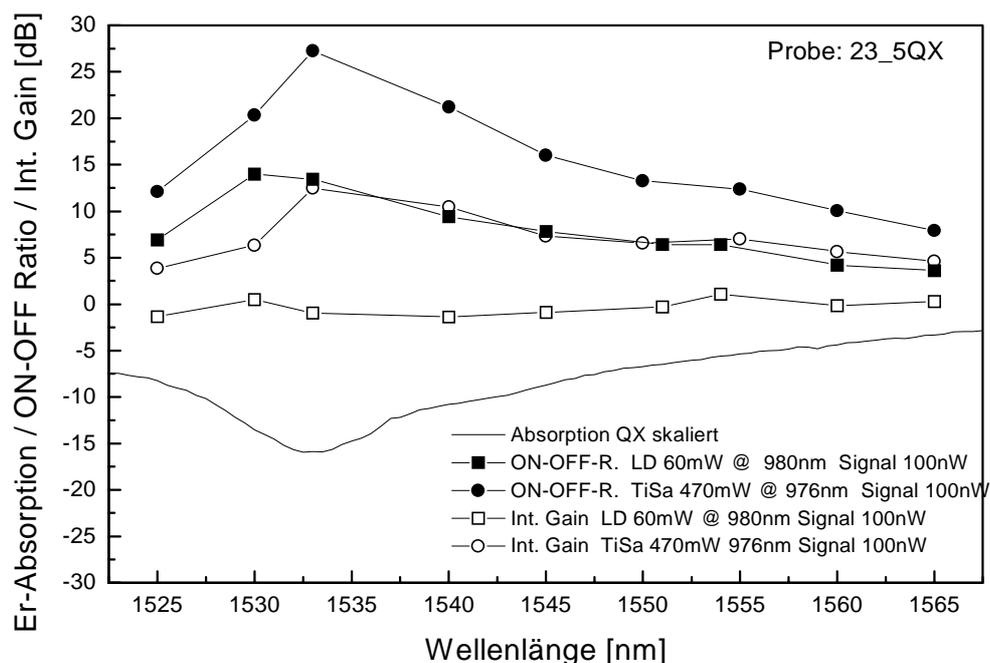


Bild 161 Messung des ON-OFF-Ratio eines kodotierten Wellenleiterverstärkers aus der Glaspaarung QX/BK7 in Abhängigkeit der Pumpleistung

Obiges Diagramm (Bild 161) zeigt die pumpleistungsabhängige Verstärkung, die mit Titan-Saphir-Laser-Anregung bei einer Signalwellenlänge von 1533 nm mit dem gleichen Aufbau, der bereits für den Q89 Wellenleiter zum Einsatz kam, gemessen wurde. Das maximale ON-OFF-Ratio, das erreicht wird, liegt im Klein- / Großsignalbetrieb bei 28.5 dB / 27.6 dB. Nimmt man die Erbiumabsorption hinzu, so resultiert eine interne Verstärkung von 12.6 dB im Klein-signalbetrieb und 11.7 dB im Bereich hoher Signalintensitäten. Die vergleichbaren Werte für

die Wellenleiter mit Q89 Glas betragen 14.2 dB / 13 dB. Berücksichtigt man die 10 % größere Wellenleiterlänge im einfachsten Fall linear, so unterscheiden sich die Werte lediglich um 0.3 dB / 0.2 dB.

Der Effekt durch die Kodotierung ist folglich in der aufgezeigten Konfiguration eher vernachlässigbar, da sehr viel Pumpleistung zur Verfügung steht. Bei der Anregung mit der 60 mW Laserdiode bei 980 nm liegt die Sachlage etwas anders.



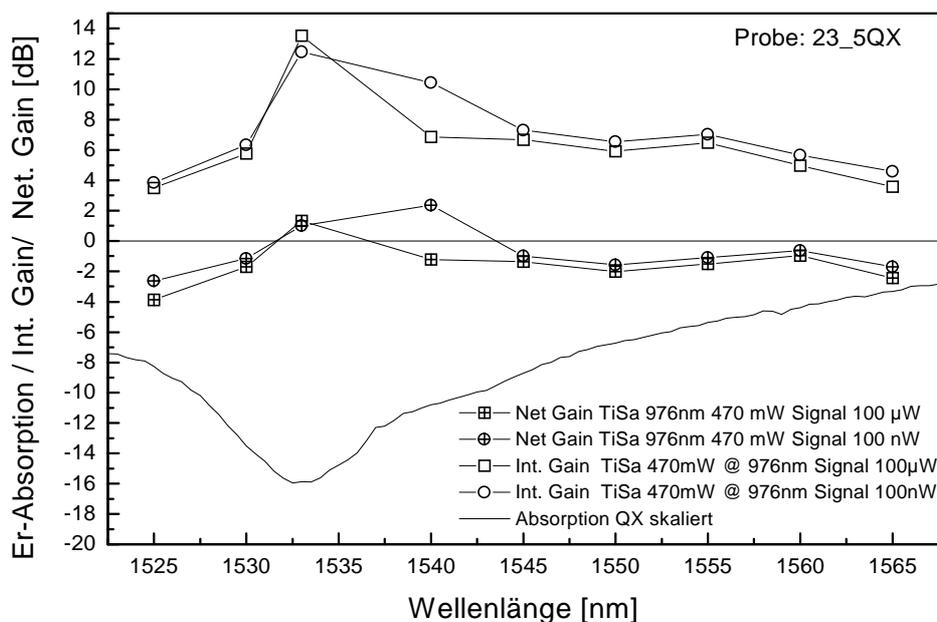
**Bild 162** *ON-OFF-Ratio, interner Verstärkung und spektraler Absorption eines kodotierten Wellenleiterverstärkers aus der Glaspaarung QX/BK7 für den Kleinsignalbetrieb bei Laserdiodenanregung oder Anregung mit dem Titan-Saphir-Laser*

Wie die Abbildungen der spektralen internen Verstärkung von Q89 (Bild 156) und QX (Bild 162) zeigen, beträgt die maximale interne Verstärkung der kodotierten Probe bei der vergleichsweise geringen Pumpleistung von 60 mW bereits um 13 dB, wohingegen die interne Verstärkung im Q89 Glas lediglich im Bereich von 9 dB liegt. Dies zeigt, daß die Kodotierung für das laserdiodegepumpte System vorteilhaft ist.

Wichtig ist an dieser Stelle auch der Vergleich mit Ergebnissen vergleichbar stark gepumpter Kanäle, die mit einem Titan-Saphir-Laser angeregt werden (Q89 Bild 157, QX Bild 163). Hier stellt man im Kleinsignalbetrieb fest, daß bei dem kodotierten Glas eine interne Verstärkung von weniger als 14 dB vorliegt und bei dem nur erbiumdotierten Glas die Verstärkung weniger als 16 dB beträgt. Demzufolge ist hier der Sachverhalt entgegengesetzt. Bei dem kodotierten System sind die Verstärkungswerte bei der Anregung mit dem Titan-Saphir-Laser geringer als bei dem rein erbiumdotierten Wellenleiterverstärker. Die Verstärkung ist oben-

drein geringer. Eine Ursache kann in der etwa 10% geringeren Zentrendichte der Erbiumionen im kodotierten Glas QX gesehen werden, die letztlich für die Verstärkung maßgebend sind, denn bei einer Pumpleistung von 470 mW kann genügend Leistung zur Anregung der Erbiumionen mit oder ohne Kodotierung absorbiert werden.

Das folgende Diagramm (Bild 163) zeigt die gemessene externe Verstärkung, die aus Meßergebnissen berechnete interne Verstärkung und die für den Kanal skalierte Absorption.



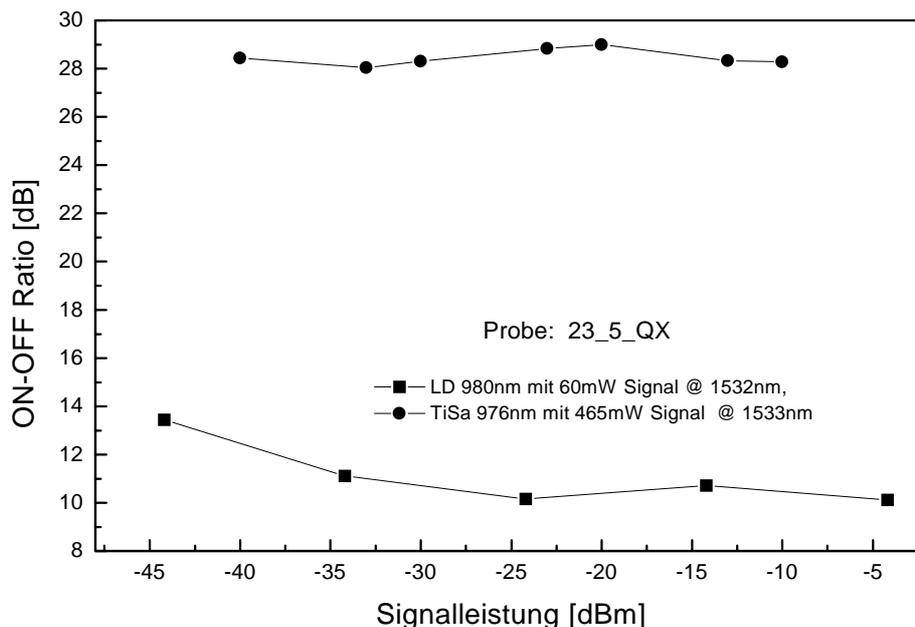
**Bild 163** Spektrale Absorption, interne und externe Verstärkung eines kodotierten Wellenleiterverstärkers aus der Glaspaarung QX/BK7 für den Groß- und Kleinsignalbetrieb

Der spektrale Verlauf entspricht der typischen spektralen Charakteristik erbiumdotierter Verstärker. Der Unterschied der Verstärkung zwischen Groß- und Kleinsignalverhalten liegt wie erwartet mit der Ausnahme eines Meßpunkts etwa bei einem dB, wobei die Kleinsignalverstärkung oberhalb der Großsignalverstärkung liegt. Dies gilt sowohl für die interne Verstärkung als auch die Nettoverstärkung.

Die Differenz zwischen interner und externer Verstärkung, die den Wellenleiterverlusten entspricht, liegt bei 8 dB – 11 dB für den 3.1 cm langen Wellenleiter. Verglichen mit dem Wellenleiter aus der Glaspaarung BK7/Q89, dessen Wellenleiterverluste bei einer Länge von 3.4 cm bei 5 dB – 7 dB liegen, sind die Wellenleiterverluste unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Länge um 3.5 dB bis 5 dB oberhalb. Da die Substrate in der gleichen Charge strukturiert wurden, so ist nicht zu erwarten, daß die Verstärkungsunterschiede aus unterschiedlichen Rauheiten resultieren. Überdies sind die Oberflächenstreuverluste bei der Glaspaarung QX/BK7 geringer als bei Q89/BK7 (Bild 52) und betragen etwa 3.3 dB für den Wellenleiter. Die Ursache konnte jedoch klar identifiziert werden, da eine deutliche lokale Streuung des

Pumplichtes mit einer Si-Kamera bei den Verstärkungsmessungen beobachtet werden konnte. Die Betrachtung unter dem Lichtmikroskop zeigte bestätigend, daß bei dem untersuchten Kanal auf den ersten Millimetern eine kleine Störung vorlag, die bei der Wellenleiterherstellung entstand. Bedenkt man die Werte der Streuverluste und Koppelverluste, so verursacht diese Störung eine zusätzliche Dämpfung des Kanals von ca. 3.5-6.5 dB.

Aufgrund dieser Störung konnte nur in einem kleinen spektralen Bereich eine Nettoverstärkung bis zu 2.4 dB im nicht optimierten Aufbau gemessen werden.



*Bild 164 Messung der Signaleinflüsse auf die Verstärkung (ON-OFF-Ratio) bei Laserdioden- und Titan-Saphir-Laser-Anregung für Wellenleiter aus QX/BK7*

Im obigen Diagramm sind die Signaleinflüsse auf die Verstärkung (ON-OFF-Ratio) aufgezeigt. Die Verstärkung wurde für Signalleistungen im Bereich von  $-45$  dBm bis  $-4$  dBm bei einer Wellenlänge von 1532 nm gemessen. Die ermittelten Daten sind für die Anregung mit der Laserdiode (60 mW) und mit dem Titan-Saphir-Laser mit 460 mW dargestellt.

Tendenziell nimmt die Verstärkung mit wachsender Signalleistung ab. Dennoch ist der Verlauf unterschiedlich. Bei der Anregung mit der Laserdiode tritt ein relativ gleichmäßiges Abfallen der Verstärkung um 3.3 dB auf, wohingegen sich bei der Anregung mit dem Titan-Saphir-Laser die Verstärkung kaum ändert.

Insgesamt hat sich gezeigt, daß für die Anregung mit dem Titan-Saphir-Laser die Kodotierung keine wesentlichen Vorteile bietet. Demgegenüber konnte gezeigt werden, daß bei der Laserdiodenanregung durch die Kodotierung bei gleicher Pumpleistung (60 mW) eine um 7 dB höhere (in dB etwa doppelt so große) interne Verstärkung erzielt werden konnte.

## 6.7 Simulation zur Diskussion und Wertung der experimentellen Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Verstärkungsmessungen hinsichtlich der Upconversion betrachtet und der für die Upconversion charakteristische Upconversionparameter ermittelt. Dieser Parameter wird für die theoretischen Untersuchungen zur Optimierung der Glaswellenleiter auf der Basis von der Glaspaarung BK7/Q89 benötigt und fließt in die folgenden Simulationen zur Optimierung der Konzentration, Wellenleiterlänge sowie numerischen Apertur bzw. Wellenleiterquerschnitt ein. Abschließend wird noch als ein wesentlicher Punkt der Einfluß der Dotierungsverteilung des Wellenleiterverstärkers auf die Verstärkung mit und ohne Berücksichtigung der Upconversion diskutiert. Es soll dabei geklärt werden, inwieweit die alleinige Dotierung des Wellenleiterkerns sich bei geringen Pumpintensitäten günstig auf die Verstärkung auswirkt. Dies ist von besonderem Interesse, da das Heißpreßverfahren im Vergleich zur Ionendiffusion die Herstellung von nur im Kernbereich dotierten Wellenleitern erlaubt.

### 6.7.1 Einflüsse durch Upconversion

An mehreren Stellen dieser Arbeit wurde die Upconversion andiskutiert. Sie stellt, wie ESA-Messungen zeigten, den Haupt-Quenchingprozeß dar. Der Mechanismus wurde bisher beschrieben, im Simulationsmodell berücksichtigt und erste vorausschauende Simulationen durchgeführt, die den deutlichen Einfluß auf die Verstärkung zeigen. Im Kapitel 6.6.4 der Untersuchung der Wellenleiter aus der Glaspaarung Q89/BK7 wurde das Auftreten grüner Fluoreszenz festgestellt. Sie entsteht durch die strahlende Relaxation aus höheren Zuständen, die durch Upconversionprozesse bevölkert wurden. Die Größe des Upconversionparameters, die eine konzentrationsunabhängige Größe darstellt, wird im folgenden mit Hilfe der Simulation aus den experimentellen Meßdaten bestimmt. Dazu werden die Parameter des realisierten Wellenleiterverstärkers (Probe: 22\_5Q89) für die Simulation verwendet und der Upconversion in einem weiten Bereich variiert. Das nachstehende Diagramm (Bild 165) zeigt mehrere Simulationskurven mit unterschiedlichen Upconversionparametern und auch die bereits bekannte Meßkurve für den 3.4 cm langen Wellenleiterverstärker. Es ist ersichtlich, daß ohne Upconversion Verstärkungen von etwa 20 dB zu erwarten sind, die Meßkurve liegt aber deutlich darunter. Vergleicht man die Simulationsergebnisse mit den Meßwerten, so stellt man fest, daß die Meßkurve gut mit der Simulation, bei der ein Upconversionparameter von  $6 \cdot 10^{24} \text{m}^3/\text{s}$  angesetzt wurde, übereinstimmt. Die weiteren im Diagramm enthaltenen Kurven sollen vermitteln, welche Verstärkungswerte mit anderen typischen Upconversionparametern anderer Materialien erreicht werden können.

Andere bekannte Materialien weisen die in der Tabelle 26 zusammengefaßten Parameter auf.

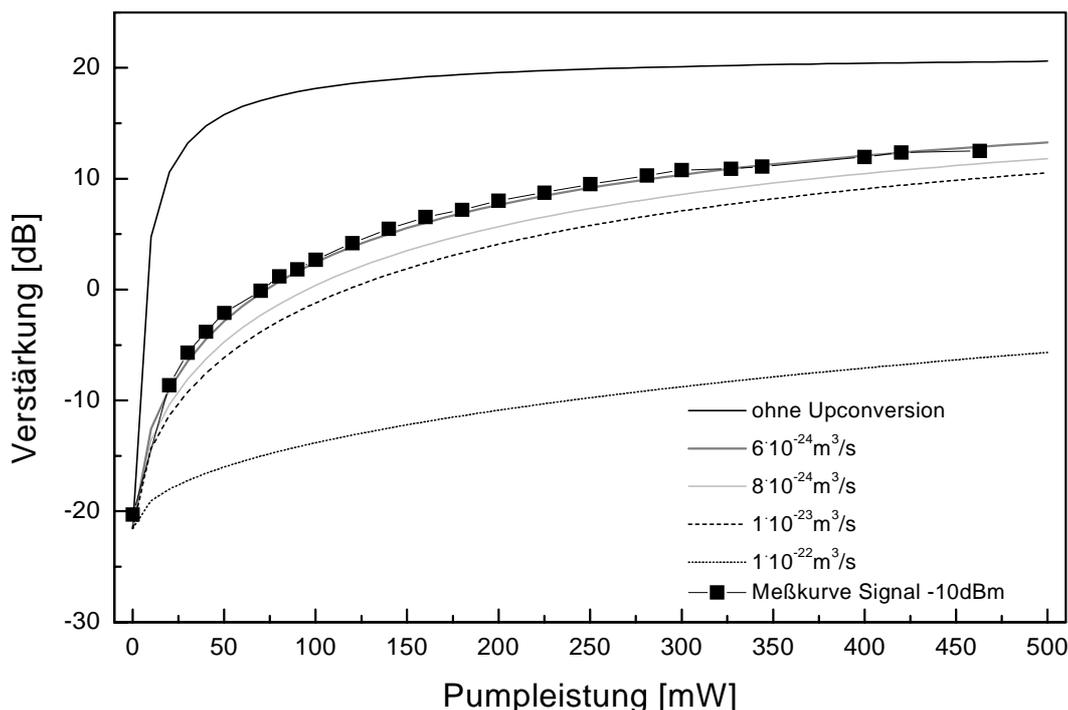


Bild 165 Simulation der Upconversion im Wellenleiterverstärker zur Bestimmung des der Meßkurve zugehörigen Upconversionparameters (Probe: 22\_5Q89)

Die in der Tabelle notierten Werte verschiedener Materialien reichen von  $10^{-22}$  [ $\text{m}^3/\text{s}$ ] bis  $2 \cdot 10^{-24}$  [ $\text{m}^3/\text{s}$ ]. Der Wert des verwendeten Phosphatglases liegt demnach relativ günstig. Mit den geringsten Werten ( $2 \cdot 10^{-24}$  [ $\text{m}^3/\text{s}$ ]) wäre nach der Simulation für Pumpleistungen über ca. 50 mW eine um ca. 4 dB höhere Verstärkung mit dem gleichen Wellenleiter zu erzielen. Relativ betrachtet entspräche dies einer Steigerung von etwa 30%. Mit den ungünstigeren Gläsern verringern sich die Verstärkungswerte unter den entsprechenden Bedingungen um 2.5 dB – 3.5 dB für  $1 \cdot 10^{-23}$  [ $\text{m}^3/\text{s}$ ] oder um dramatische 18 dB – 19 dB bei  $1 \cdot 10^{-22}$  [ $\text{m}^3/\text{s}$ ].

Tabelle 26 Typische Upconversionparameter verschiedener Materialien

Material	Upconversionparameter [ $\text{m}^3/\text{s}$ ]
Q89	$6 \cdot 10^{-24}$
Ge/Al/P-dotierte $\text{SiO}_2$ -Fasern [ 164]	ca. $10^{-22}$
P/Al-dotierte $\text{SiO}_2$ -Fasern [ 165]	$1 \cdot 10^{-23}$
Sputter-Phosphatglas [ 14]	$2 \cdot 10^{-24}$

Die Wahl des Glases hinsichtlich des Upconversionparameters stellt somit einen wesentlichen Faktor für die kurzen, hochkonzentrierten Erbiumverstärker dar und ist bei der Materialauswahl unbedingt zu berücksichtigen.

### 6.7.2 Einflüsse von Wellenleiterlänge und Dotierung

In diesem Abschnitt wird zur Optimierung der Länge und zum Verständnis der Auswirkungen der Upconversion der Einfluß der Upconversion auf unterschiedlich stark dotierte Wellenleiterverstärker in Abhängigkeit der Wellenleiterlänge unter typischen Bedingungen betrachtet. Dazu wurden Simulationsrechnungen durchgeführt und die ermittelten Daten in den beiden folgenden Diagrammen zusammengefaßt.

Wie bereits bekannt ist, gibt es für jede Dotierungskonzentration sowie Geometrie eine optimale Verstärkerlänge und die Verstärkung sinkt aufgrund von Upconversionprozessen. Die beiden Diagramme (Bild 166) zeigen überdies, daß die optimale Verstärkerlänge mit Upconversion größer wird und die Verschiebung des Maximums zu größeren Längen mit sinkender Konzentration steigt. Eine wesentliche Änderung durch die Upconversion zeigt sich bei der maximalen Verstärkung für verschiedene Konzentrationen. Ohne Upconversion ist die maximale Verstärkung verschiedener Konzentrationen annähernd gleich. Mit der Upconversion nimmt die Verstärkung mit steigender Konzentration zunehmend ab. Um die Verstärkung nicht zu weit absinken zu lassen, ist nach den Simulationen auf der Basis des realisierten Wellenleiterverstärkers eine Konzentration von ca.  $3 \cdot 10^{26} \text{ [m}^{-3}]$  bei einer Wellenleiterlänge von ca. 12 Zentimetern anzustreben.

Dieses Verhalten macht deutlich, daß die Effizienzen und die maximalen Verstärkungswerte von niederdotierten (ca.  $1 \cdot 10^{-2}$  der Konzentration von Wellenleiterverstärkern), langen Faserverstärkern auch bei der Wahl günstiger Materialien für kurze, hochdotierte Wellenleiterverstärker nicht erreicht werden können.

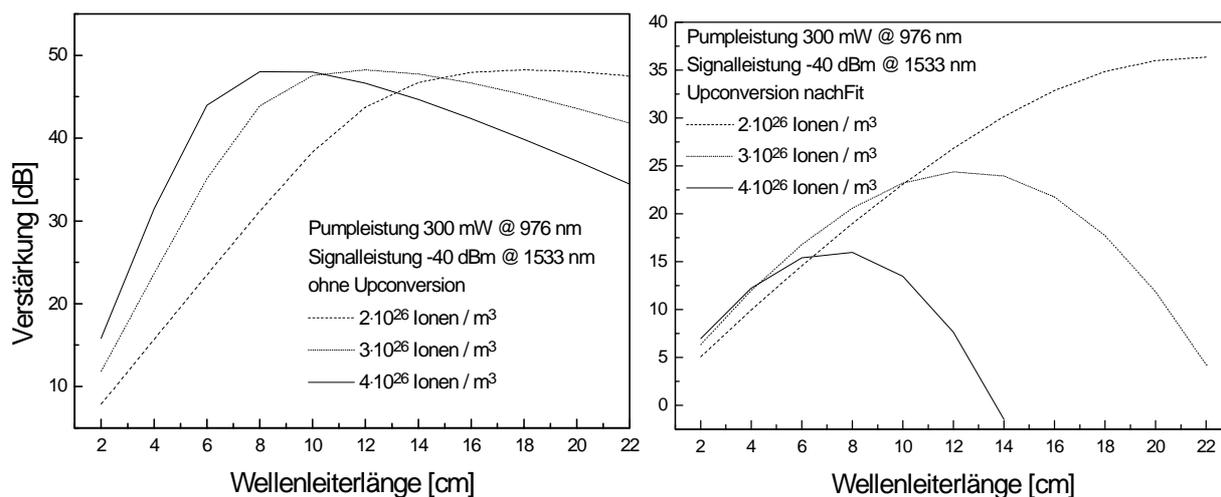


Bild 166 Simulation zur optimalen Dotierungskonzentration für kurze Wellenleiterverstärker ohne und mit Upconversion, basierend auf Kenndaten der Probe: 22\_5Q89 und des bestimmten Upconversionparameter von  $6 \cdot 10^{-24} \text{ [m}^3/\text{s}]$

Dennoch ist die Entwicklung optimierter Wellenleiterverstärker von großer Bedeutung, da sich weitere Komponenten wie Verzweiger, WDMs und Filter auf dem selben Substrat integriert und damit kompakte Einheiten realisiert werden können.

### 6.7.3 Einflüsse der numerischen Apertur und Dotierungsverteilung

Die Verstärkungseigenschaften eines Wellenleiterverstärkers werden neben den bisher diskutierten Parametern wie Upconversion, Länge und Dotierungskonzentration auch durch die Dotierungsverteilung sowie die Brechzahldifferenz zwischen Kern- und Mantelmaterial bestimmt. Die Brechzahldifferenz drückt sich in der numerischen Apertur aus und bedingt bei konstantem Kanalquerschnitt ein unterschiedliches Confinement und damit einen anderen Überlapp zwischen der Dotierungsverteilung und der Feldverteilung, wodurch die Verstärkung des Wellenleiterverstärkers beeinflusst wird. Wie sich diese Größen auf den realisierten Wellenleiterverstärker auswirken, wird mit den folgenden Simulationen näher beleuchtet.

Die Experimente zur Evaluierung der Wellenleiterherstellungstechnologie und der Verstärkungseigenschaften basierten auf den kommerziell erhältlichen Gläsern BK7 und Q89 (QX). Diese Gläser wurden ausgewählt nach ihren mechanischen, thermischen und optischen Eigenschaften, um den Prozeßanforderungen und Anforderungen hinsichtlich Verstärkung sowie der Anwendung zu genügen. Die technologische Eignung der Gläser, der Prozesse und die Verstärkungseignung wurden gezeigt. Eine der Anforderungen für die Anwendung, die Einmodigkeit der Wellenleiter, war jedoch aufgrund der relativ hohen Brechzahldifferenz bei dem durch die Fasern der WDM's grob vorgegebenen Wellenleiterquerschnitt nicht gegeben. Die experimentellen Untersuchungen zeigten aber keine höheren Moden, da diese höheren Moden effektiver als die Grundmode durch die Oberflächenrauheiten gedämpft werden.

Wellenleiter mit geringeren Rauheiten, die durch weitere Optimierungsexperimente machbar scheinen, erfordern schließlich auch geeignete Brechzahldifferenzen zwischen Kern- und Mantelmaterial. Hier sind Anpassungsexperimente der Gläser hinsichtlich der Brechzahl durchzuführen, wie sie bei dem Bleisilikatglas aufgezeigt wurden und weitergeführt werden sollten.

In der nachstehenden Tabelle 27 sind die Gläser, deren Brechzahlen, die numerische Apertur und Anzahl der geführten Moden bei einem Wellenleiterquerschnitt von  $4\ \mu\text{m} \times 4\ \mu\text{m}$  aufgeführt. Die hohe numerische Apertur der Glaspaarungen Q89/BK7 und QX/BK7 läßt 2 Moden zu. Um einen gerade einmodigen Wellenleiter zu erhalten, müßte die Brechzahl des Kernglases um noch  $9 \cdot 10^{-3}$  unter der Brechzahl von QX liegen bzw. der Brechzahlsprung weniger als  $1 \cdot 10^{-2}$  betragen.

Tabelle 27 Brechzahlen, numerische Apertur und Modenzahl für Wellenleiter mit  $4\ \mu\text{m} \times 4\ \mu\text{m}$  Querschnitt

Kernglas $4\ \mu\text{m} \times 4\ \mu\text{m}$	$n_1$	$n_2$ (BK7)	NA bez. BK7	Modenzahl @ 1550nm
Q89	1.536	1.501	0.32	2
QX, MM-1	1.520	1.501	0.22	2
	1.511	1.501	0.17	1
	1.506	1.501	0.12	1

In den folgenden Diagrammen werden Simulationskurven zu drei der oben aufgeführten numerischen Aperturen 0,32, 0,22, 0,12 im Abstand von 0,1 dargestellt. Dabei wird in der ersten Abbildung (Bild 167) die Simulation ohne und in der zweiten (Bild 168) mit Upconversion durchgeführt, um die Tendenzen für kleinere Upconversionparameter zu demonstrieren.

Überdies soll anhand der Simulationen verdeutlicht werden, welchen Einfluß die Dotierungsverteilung auf die Verstärkung hat. Dafür wurden zwei typische Fälle gewählt.

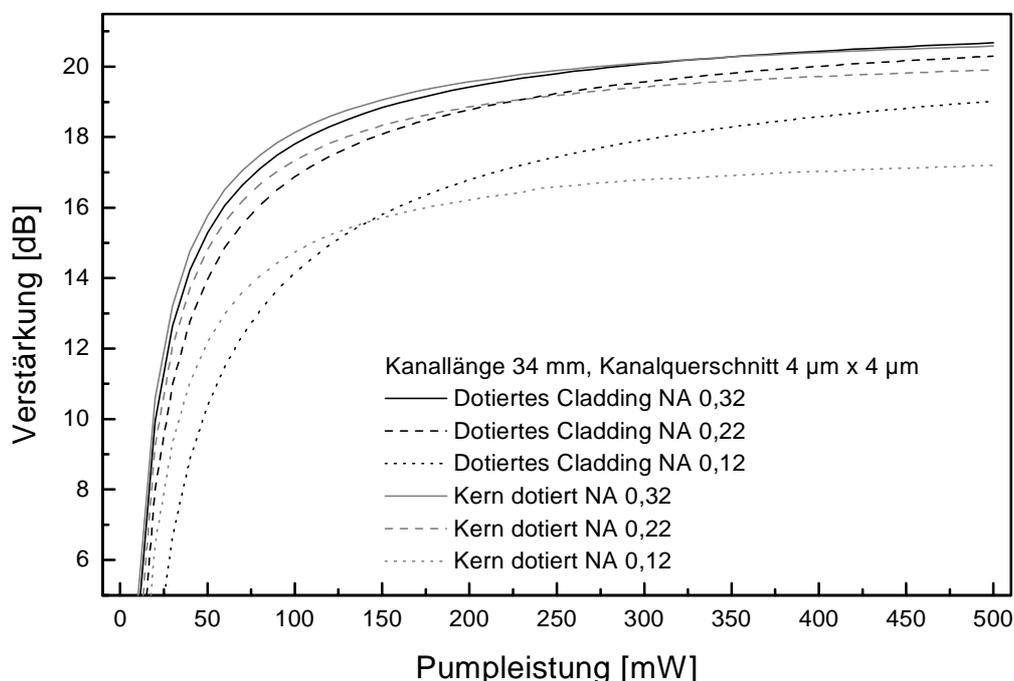
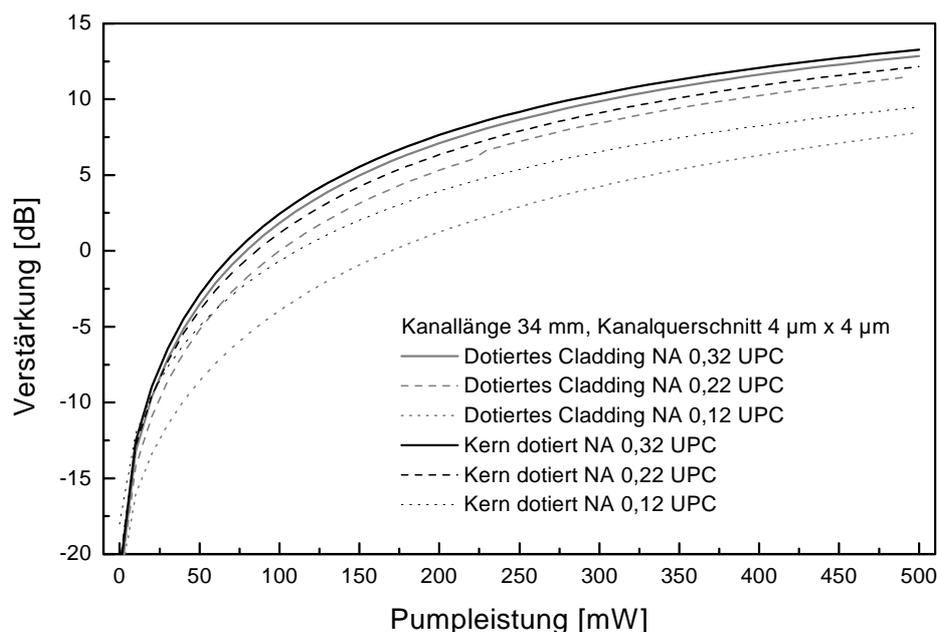


Bild 167 Simulation zur Klärung der Einflüsse der numerischen Apertur bei konstanten Dimensionen und der Dotierungsverteilung ohne Upconversion, basierend auf Kenndaten der Probe: 22\_5Q89



*Bild 168 Simulation zur Klärung der Einflüsse der numerischen Apertur bei konstanten Dimensionen und der Dotierungsverteilung mit Upconversion, basierend auf Kenndaten der Probe: 22\_5Q89 und des bestimmten Upconversionparameter von  $6 \cdot 10^{-24} [\text{m}^3/\text{s}]$*

Der eine Fall ist ein Wellenleiterverstärker mit alleinig dotiertem Wellenleiterkern, der mit dem Heißpreßverfahren technologisch realisiert werden kann. Der zweite Fall steht für einen Wellenleiter mit homogener Dotierungsverteilung über Kern und Mantelmaterial, der mit Ionendiffusion typischerweise dargestellt wird. Das Potential der beiden Dotierungsverteilungen bzw. Technologien soll abschließend verglichen und Folgerungen getroffen werden.

Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist der Vergleich verschiedener Größen in Form von Tabelle 28 ausgearbeitet. Die Tabelle 28 macht deutlich, daß sich eine hohe numerische Apertur vorteilhaft auf die Verstärkung mit und ohne Upconversion auswirkt. Die Zunahme der Verstärkung nimmt mit wachsender numerischer Apertur ab. Betrachtet man die Unterschiede zwischen den Kurven von Wellenleitern mit dotiertem Kern und ganzheitlicher Dotierung, so ist auch hier die Differenz bei geringen numerischen Aperturen größer und damit der Einfluß der Dotierungsverteilung stärker als bei höheren numerischen Aperturen. Als vorteilhafte Dotierungsverteilung erweist sich auch ohne oder mit geringer Upconversion für typische Pumpleistungen von Laserdioden (ca. 150 mW) die alleinige Dotierung des Wellenleiterkerns. Die für die Anwendung benötigte Einmodigkeit und die damit verbundene Auswahl eines Glases mit einer Brechzahldifferenz von  $1 \cdot 10^{-2}$  zum BK7-Substratglas würde zu einer Verringerung der Verstärkung von ca. 2 dB aufgrund des Confinements führen. Die Verwendung nur im Kernbereich dotierter Wellenleiter, die vorteilhaft mit dem Heißpreßverfahren realisiert werden kön-

nen, führt hingegen zu einer um etwa 2 dB (17%) höheren Verstärkung als bei ganzheitlich dotierten Wellenleitern.

*Tabelle 28 Einfluß der Upconversion auf verschiedene Parameter*

Parameter		ohne Upconversion	mit Upconversion
Numerische Apertur		Die Verstärkung nimmt zu mit steigender NA. Die Änderung der Verstärkung wird mit geringerer NA größer.	Die Verstärkung nimmt zu mit steigender NA. Die Änderung der Verstärkung wird mit geringerer NA größer.
Dotierungsprofil	Kern	kleine Pumpleistung höhere Verstärkung	höhere Verstärkung als bei dotiertem Kern + Cladding
	Kern + Cladding	hohe Pumpleistung höhere Verstärkung	kleinere Verstärkung als bei dotiertem Kern
Punkt gleicher Verstärkung		Bei kleiner NA und bei geringer Pumpleistung. Gleichmäßige Verschiebung mit wachsender NA zu hohen Pumpleistungen	Verstärkungskurve mit dotiertem Kern liegt immer oberhalb der Kurve mit dotiertem Kern und Cladding.
Verlauf der Verstärkungskurve		Steil bei geringer Pumpleistung. Zunahme nimmt mit wachsender Pumpleistung ab	Flacherer Anstieg Zunahme der Verstärkung nimmt mit wachsender Pumpleistung langsamer ab als ohne Upconversion.

Mit den Ergebnissen aus durchgeführten Untersuchungen zur optimalen Länge, Dotierungskonzentration, Upconversion, NA mit dem schmalbandigen Titan-Saphir-Laser soll nun eine grobe Abschätzung der maximalen Verstärkung erfolgen. Dazu werden die festgestellten relativen Änderungen näherungsweise skaliert.

Geht man von einer günstigen Verstärkerlänge von 12 cm aus (Bild 166), so ergibt sich für eine Pumpleistung von 300 mW eine Verstärkung von ca. 24 dB. Die Verwendung eines auf geringe Upconversion optimierten Glases, entsprechend der in Tabelle 26 aufgeführten Bestwerte, könnte zu einer Steigerung der Verstärkung um ca. 30 % beitragen. Die Anpassung der numerischen Apertur führt wiederum zu einer Verminderung der Verstärkung um ca. 17%, wodurch als Gesamtverstärkung ca. 26 dB zu erwarten wären.

Die Verwendung von relativ breitbandigen Pumplaserdioden ist zur Steigerung der Effizienz bei der Anregung zu begrüßen. Damit ließen sich, wie in Bild 155 gezeigt, hohe Verstärkungswerte schon bei deutlich geringerer Pumpleistung erzielen, wodurch das Potential für eine kommerzielle Verwendung wie in verlustlosen Verzweigern gegeben ist.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Die rein optische Nachrichtentechnik ohne optisch-elektrische und elektrisch-optische Wandlung bietet hohe Übertragungsbandbreiten, die nicht durch Elektronik begrenzt werden. Zusätzlich erlaubt die Möglichkeit des Wellenlängenmultiplexing mit einem Kanalaraster im Bereich um einen Nanometer über eine Verstärkungsbandbreite optischer Verstärker von 1530 nm bis über 1600 nm die Übertragungskapazität um einen Faktor hundert bis zweihundert auszubauen. Der Übergang von elektrischen Schaltmatrizen oder Verstärkern auf rein optische Komponenten erfordert einerseits temperaturstabile Materialien mit hohen thermooptischen Koeffizienten (anorganisch-organische Komposite) für optische Schalter und andererseits phononenarme Materialien (Gläser) für optische Verstärker.

Von besonderem Interesse ist ein planarer Ansatz, der als Option beinhaltet, mehrere Komponenten, wie WDM und Verzweiger mit Schaltern oder Verstärkern auf einem Substrat vereinigen zu können.

Die Bedeutung der integriert-optischen Komponenten und folglich auch die Relevanz dieser Arbeit gründet sich neben dem eingangs beschriebenen Leistungspotential für die optische Nachrichtentechnik auf Betrachtungen zur Entwicklung des Marktes von Komponenten für optische Netze. Die zu Beginn dieser Arbeit durchgeführte Marktbetrachtung zeigt diesbezüglich, daß beachtliche Wachstumsraten im Bereich von bis zu 30% pro Jahr zu erwarten sind. Überdies wird durch eine Wandlung des Benutzerverhaltens im Bereich der Telekommunikation eine weitere deutliche Steigerung des Bedarfs von Komponenten für rein optische Netzwerke zu Beginn des neuen Jahrtausends erwartet.

Aus den vorangegangenen Überlegungen ergibt sich der Leitgedanke dieser Arbeit: Neue Materialien sowie preiswerte Herstellungstechnologien sowohl für planare, verlustarme, passive als auch für verstärkende Wellenleiter zu entwickeln und im Hinblick auf die Realisierbarkeit von Komponenten, die einen Zugang zur Nutzung der Leistungsfähigkeit rein optischer Nachrichtentechnik erlauben, zu untersuchen und zu evaluieren.

Aufgrund der unterschiedlichen Materialeigenschaften, die für Verstärkeranwendungen oder für Schalteranwendungen zwingend vorliegen müssen, werden zwei deutlich verschiedene Materialien benötigt, so daß daraus resultierend auch differierende Herstellungstechnologien und Konzepte zu verfolgen sind. Zum genaueren Verständnis verschiedener Einflüsse und zur Dimensionierung und Optimierung sind mit den experimentellen Untersuchungen zu passiven und verstärkenden Wellenleitern Simulationsrechnungen verbunden.

Die verschiedenen Aktivitäten sind zur Übersicht nachstehend aufgelistet.

- Experimentelle Untersuchungen von Kompositen und Herstellungstechnologien zur Realisierung passiver optischer Wellenleiter
  - Wellenleiter mit Materialsystemen basierend auf wäßriger Synthese
  - Wellenleiter mit Materialsystemen basierend auf wasserfreier Synthese für 1.5  $\mu\text{m}$
- Experimentelle Untersuchungen von verstärkenden Materialien, Materialanpassung und Herstellungstechnologien zur Realisierung verstärkender optischer Wellenleiter
- Theoretische Untersuchung typischer Einflüsse und auch Oberflächeninhomogenitäten, Volumeninhomogenitäten, Absorption des Mantelmaterials, Koppelverluste auf passive Wellenleiter.
- Theoretische Untersuchungen typischer Einflüsse auf die Verstärkungseigenschaften zum Verständnis und zur Optimierung verstärkender Wellenleiter.

Ein wesentlicher Teil der Arbeit ist, neben den theoretischen Untersuchungen, durch die Entwicklung technologischer Verfahren im Hinblick auf die Wellenleiterherstellung bestimmt. Die wichtigsten Faktoren, die bei den technologischen Entwicklungen berücksichtigt werden müssen, sind die optischen Eigenschaften des Materials und gleichermaßen die technologische Umsetzbarkeit der Materialien in Wellenleiter.

Die technologischen Arbeiten zur Herstellung von optischen Kompositwellenleitern begannen mit der, den folgenden Prozessen zugrundeliegenden Substratreinigung, die eingehend im Zusammenhang mit der Beschichtung und der Endflächenpolitur, die für eine hohe Haftfestigkeit der Schichten auf dem Substrat gewährleistet sein muß, untersucht wurde. Da die Haftfestigkeit zu hoch war, um sie mit dem Tape-Test zu charakterisieren, wurde ein neues Verfahren, basierend auf Gitterschnitt und Kavitationsbelastung, entwickelt, erfolgreich erprobt sowie vielseitig genutzt. Mit diesem Verfahren konnte sowohl die Reinigungsprozedur und die Substratvorbehandlung optimiert werden, so daß eine ausreichende Haftfestigkeit für die Endflächenpolitur erzielt werden konnte. Ebenso konnten Auswirkungen verschiedener Aushärtungsvarianten der Kompositschichten auf deren Haftungsverhalten ermittelt und damit der günstigste Prozeß ausgewählt werden. Vorteilhafterweise wurde das entwickelte Substratreinigungsverfahren auch für die Vorbereitung der Glassubstrate für die Wellenleiterverstärker eingesetzt.

Aufbauend auf der optimierten Substratreinigung folgte die Untersuchung der Beschichtungseigenschaften und Schichthärtung der wäßrig synthetisierten Kompositmaterialien. Bei diesen Untersuchungen wurde festgestellt, daß bei dem Beschichtungsvorgang das Material sehr

sensibel auf kleinste Störungen und auch mit der Feuchtigkeit aus der Luft reagiert sowie durch das Abdampfen des enthaltenen Alkohols Schlieren bildet. Aus diesen Gründen wurde für die Beschichtung eine wasserfreie mit entsprechendem Alkohol gesättigte Atmosphäre realisiert. Die Simulation der Rauheitseinflüsse zeigte, daß nur Rauheiten weniger nm für Wellenleiteranwendungen akzeptiert werden können. Deshalb wurde eine spezielle Aushärtung über einer Heizplatte oder in einem Vakuumtrockenschrank entwickelt und nach einer Optimierung optisch glatte Oberflächen mit den erstrebten Rauheiten von wenigen Nanometern erzielt. Nach der erfolgreichen Realisierung von planaren, einmodigen Wellenleitern und deren Charakterisierung begannen Entwicklungsarbeiten zur Herstellung von Streifenwellenleitern mit der Abformtechnik (Prägen, Füllen, Verdrängen). Hier zeigte sich, daß sich aufgrund der Sprödigkeit des Komposits nur kleine Strukturen, wie sie im sichtbaren Spektralbereich benötigt werden, realisieren lassen. Hier wäre die Verwendung eines angepaßten Substrats (Komposit des Mantelmaterials) dienlich. Der eingesetzte Komposit erlaubt ungünstigerweise wegen seiner Sprödigkeit keine Substratherstellung. Eine Anpassung der Flexibilität des Komposits wäre folglich nötig. Insgesamt zeigen die Ergebnisse, daß einmodige Schichtwellenleiter mit homogener Brechzahlverteilung und, unter Nutzung aller technologischer Möglichkeiten, Streifenwellenleiter für den sichtbaren Spektralbereich hergestellt werden können sowie die Absorptionsverluste bei  $1.3 \mu\text{m}$  für Anwendungen ausreichend sind.

Für Wellenleiter bei  $1.5 \mu\text{m}$  wurden folglich neue Materialien entwickelt und in dieser Arbeit auf die technologische Eignung zur Wellenleiterherstellung und die optische Eignung hin untersucht. Diese neuen Materialien basieren auf einer wasserfreien Syntheseroute zur Reduktion der bei  $1.5 \mu\text{m}$  absorbierenden OH-Gruppen und beinhalten auch fluorhaltige Komponenten zur Verminderung der ebenso dämpfenden CH-Gruppen. Dämpfungswerte um  $0.3 \text{ dB/cm}$  konnten bei dem wasserfrei synthetisierten System im Volumenmaterial erreicht werden. Ungünstigerweise ließ sich die Aushärtung durch Photopolymerisation nicht zur Direktstrukturierung nützen, da die Materialien ungünstige Schichtbildungs- und Aushärteeigenschaften auch unter Stickstoffatmosphäre oder im Vakuum besitzen. Dennoch konnte eine Technologie basierend auf der Abformtechnik entwickelt werden, die die Verarbeitung der verlustarmen Materialien zu Wellenleitern erlaubt. Als Substrate dienen hier Materialien mit vergleichbaren Ausdehnungskoeffizienten, so daß keine wesentlichen Spannungen bei der Erwärmung entstehen können. Um zu guten technologischen Ergebnissen zu gelangen, wurden bei dem Herstellungsverfahren die Schicht-Substratanbindung, Antihafschichten zur Entformung vom Strukturierungs- oder Einpreßwerkzeug und Möglichkeiten zur optimalen Aushärtung erfolgreich untersucht.

Da aus Kostengründen die Verwendung von preiswerten nichtfluorierten Materialien für das Cladding mit höherer Dämpfung als im Wellenleiterkern interessant war, wurden die Einflüsse

auf die Wellenleiterdämpfung simuliert und festgestellt, daß der Einfluß relativ stark ist und sich folglich als Mantelmaterial der wäßrig synthetisierte Komposit nicht eignet, da der Beitrag zu den Gesamtverlusten zu hoch ist. Die Brechzahleinstellbarkeit durch Kopolymerisation konnte nachgewiesen und mit steigender Menge an Indexmodifikator eine nachlassende Verfestigung der Materialien nach der Aushärtung festgestellt werden. Gleichmaßen führt auch die Kopolymerisation mit wachsendem Anteil an fluorierten Monomeren zu einem schlechteren Polymerisationsverhalten auch unter Luftabschluß. Durch eine geeignete Zugabe von nichtfluoriertem Vernetzer konnte dennoch eine für die Wellenleiterherstellung genügende Konsistenz bzw. Vernetzungsgrad erreicht werden, daß einerseits keine Verformung auftritt und andererseits die Mikrostrukturen nicht quellen. Die obere Grenze des Fluorgehalts wird folglich durch technologische Gesichtspunkte bei der Wellenleiterherstellung beziehungsweise durch das Vernetzungsverhalten fluorhaltiger Materialien gesetzt und damit auch gleichzeitig die niedrigste mögliche Dämpfung bestimmt ( $0.52 \text{ dB/cm @ } 1.5 \text{ }\mu\text{m}$  im Volumen). Die ersten mit dem optimierten Verfahren hergestellten Wellenleiter wiesen jedoch weit höhere Verluste von ca.  $2 \text{ dB/cm}$  auf. Da die Kantenrauheit der Stempel aus Nickel, die galvanisch mit glatten Photolackstrukturen hergestellt wurden, im Bereich weniger nm war, mußte als Ursache für die zusätzliche Dämpfung die Streuung im Volumen des Wellenleiters, höchstwahrscheinlich verursacht durch unterschiedliche Polymerisationsgeschwindigkeiten der einzelnen im Komposit enthaltenen Bestandteile, gesehen werden. Darauf weisen auch die Simulationsergebnisse zur Volumenstreuung hin. Dieser Sachverhalt konnte durch eine langsame Vorpolymerisation unter stetigem Mischen indirekt über die Verringerung der Wellenleiterdämpfung auf  $1 \text{ dB/cm}$  bestätigt werden. Prinzipiell resultiert aus diesen Ergebnissen, daß in Zukunft die Herstellung eines homogenen Komposits zu verfolgen ist, der nur unwesentliche Mengen an Komonomer bzw. weiteren Komponenten enthält, um Wellenleiter mit geringeren Verlusten realisieren zu können.

In dieser Arbeit wurden vielseitige experimentelle und theoretische Fragestellungen untersucht. Aus diesen Untersuchungen resultieren aber auch weiterführende, zum Teil bereits andiskutierte Fragen, die für zukünftige Aktivitäten interessante Ansatzpunkte sein könnten.

So wäre für die Herstellung passiver Wellenleiter die Untersuchung der RIE-Strukturierung von thermisch gehärtetem Komposit (nicht fluoriert) ein interessanter Punkt, da durch diesen Ätzprozeß die mechanische Belastung bei dem Abformen und Verpressen vermieden und die rein thermische Härtung, die zu einer hohen Haftfestigkeit der Schicht auf dem Substrat führt, genützt werden kann.

Ein weiterer für zukünftige Aktivitäten näher zu betrachtender Punkt ist die Entwicklung neuer Synthesen, die die Herstellung homogener, verlustarmer Komposite und auch die Schichtherstellung erlauben und photostrukturierbar mit den von den Maskalignern verfügbaren Belich-

tungsleistungen sind. Auf dieser Basis ist eine erfolgreiche Realisierung von Wellenleitern mit einer sehr geringen rauheitsbedingten oder durch Volumeninhomogenitäten bedingten Dämpfung zu erwarten.

Einen wesentlichen Teil dieser Arbeit stellen die experimentellen und theoretischen Aktivitäten zu planaren optischen Verstärkern dar. Innerhalb dieser Aktivitäten konnte ein neuer technologischer Ansatz, das „Heißpreßverfahren“, zur Realisierung anorganischer Wellenleiter bzw. verstärkender Wellenleiter gefunden, patentrechtlich geschützt und erfolgreich bis hin zum Wellenleiterverstärker erprobt werden. Dieses Heißpreßverfahren besteht grob betrachtet aus der Mikrostrukturierung des Substrats, dem Einpressen des Füllmaterials und dem Verdrängen des überschüssigen Füllmaterials. Es erlaubt vorteilhafterweise die Realisierung temperaturbeständiger, lokal dotierter Wellenleiter bei Atmosphärendruck ohne Schutzgas. Je nach Mikrostrukturierungstechnologie wird einzig zur Herstellung der Mikrostrukturen im Substrat verminderter Druck benötigt. Den Experimenten vorangehende theoretische Betrachtungen des Verpreßverhaltens, der mechanischen Spannungen und der dadurch erzeugten Änderungen der Brechzahl zeigten, daß mit dem Heißpreßverfahren prinzipiell anorganische Wellenleiter mit vernachlässigbarer spannungsinduzierter Doppelbrechung hergestellt werden können. Zur Umsetzung des Verfahrens wurden folglich Wege zur Mikrostrukturierung prozeß- und anwendungsangepaßter (Brechzahldifferenz,  $T_g$ -Differenz, Viskositätsverlaufsunterschiede, Ausdehnungskoeffizienten, hoch erbiumdotierbares Kernmaterial, nicht bei dem Verarbeitungsprozeß miteinander reagierende Gläser) phononenarmer Gläser untersucht sowie eine geeignete Vorrichtung zum Füllen und Verpressen, bei Temperaturen bis 700°C, als auch die zugehörigen Prozeßparameter entwickelt. Auf dem Weg zur Realisierung von Wellenleitern aus Glas wurden zahlreiche Untersuchungen zur Mikrostrukturierung von Glas, auf der Basis von Sägen, Prägen, RIE und IBE, durchgeführt und die Potentiale der Möglichkeiten aufgezeigt. Mit den erzeugten Mikrostrukturen konnten zum einen auf der Basis kommerzieller, daher nicht vollständig brechzahlangepaßter Gläser (BK7/Q89, QX), funktionsfähige Wellenleiterverstärker mit Erbiumdotierung sowie mit Ytterbium Kodotierung hergestellt werden und zum anderen auch gezeigt werden, daß eine völlig verschiedene Glaspaarung (LaSFN15/ Bleisilikat) auf die vielseitigen Anforderungen der Herstellungstechnologie hin angepaßt werden kann, so daß ebenfalls die Herstellung von dotierten Glaswellenleitern nach dem Heißpreßverfahren möglich wurde. Aufgrund der positiven Ergebnisse mit den gesägten Mikrostrukturen der Glaspaarung (LaSFN15/ Bleisilikat) wurde zusätzlich das Ionenstrahlätzen zur Substratstrukturierung experimentell evaluiert.

Zur Evaluierung des Gesamtkonzepts der planaren optischen Wellenleiterverstärker wurden, basierend auf den für BK7 entwickelten Mikrostrukturierungsprozessen, das Substrat struktu-

riert und die Strukturen mit Q89 sowie QX gefüllt. An den hergestellten Proben erfolgte eine Untersuchung sowohl auf ihr spektrales, signalleistungsabhängiges, pumpleistungabhängiges, pumpquellenspezifisches Verstärkungsverhalten als auch die Upconversioneinflüsse hin. Dabei konnte festgestellt werden, daß sich zur Anregung die relativ breitbandige Laserdiode gegenüber dem schmalbandigen Titan-Saphir-Laser hervortut und Upconversionprozesse die Verstärkung merklich reduzieren. Der Upconversionparameter wurde mit Hilfe des Vergleichs von Simulation und experimentellen Ergebnissen bestimmt. Der Vergleich dieses Werts mit Literaturdaten zeigte, daß er nicht der günstigste, aber bei weitem nicht der schlechteste ist. Dies kann als Ansatzpunkt für zukünftige Materialentwicklungsaktivitäten gesehen werden.

Aus den Simulationen mit der Berücksichtigung der Upconversion ging hervor, daß die Beeinflussung der Verstärkung durch die Upconversion auch für die kleinsten beobachteten Upconversionparameter stark ist. So verschiebt sich durch die Upconversion die optimale Länge um Werte bis zu 20%, dabei wächst die optimale Länge mit steigender Pumpleistung; die Verluste steigen mit wachsender Konzentration quadratisch bei vorhandener Upconversion; die Verstärkung steigt mit wachsender NA bei konstanter Dimension des Kanals. Die Änderung der Verstärkung durch eine kürzere Lebensdauer führt zu einer etwas stärkeren Verstärkungseinbuße als ohne UPC.

Neben der internen Verstärkung (ON-OFF-Ratio – Er-Absorption) wurde auch die externe Verstärkung, d.h. direkt im Aufbau gemessene Leistungsmeßdaten, die alle Verluste wie Koppelverluste und Streuverluste beinhalten, experimentell bestimmt. Die Verluste, die sich aus der Differenz von interner und externer Verstärkung ergeben, wurden anhand der Simulationen zur Streuung an Grenzflächen sowie Koppelverlusten und Rauheitsmessungen diskutiert und eine gute Übereinstimmung gefunden. Mit den Wellenleiterverstärkern konnten mit der Theorie recht gut übereinstimmende maximale Verstärkungswerte von ca. 7 dB (extern) und ca. 15 dB (intern) auf einer Länge von 34 mm im rein erbiumdotierten Wellenleiter oder von ca. 2 dB (extern) und ca. 13 dB (intern) im Ytterbium kodotierten Wellenleiter einer Länge von 28 mm erreicht werden. Die anhand der Meßdaten bei Diodenanregung gemachte Extrapolation macht deutlich, daß die Schwelle der internen Verstärkung bereits bei 35 mW erreicht werden kann und eine Verstärkung von ca. 12 dB mit einer Pumpleistung von 150 mW erzielbar sein müßte. Die prinzipielle Realisierbarkeit von planaren verlustlosen 1 auf 4 Splittern oder Combinern mit den entwickelten Wellenleiterstrukturen, Verzweigern und kommerziell erhältlichen Pumplaserdioden kann somit bestätigt werden. Die Simulation zur Verdeutlichung des Potentials der erbiumdotierten planaren Wellenleiterverstärker weisen für die gegebenen Parameter auf erzielbare Verstärkungen von 25 dB auf 120 mm Wellenleiterlänge hin.

Interessante Ansätze für zukünftige Arbeiten zur Optimierung planarer optischer Wellenleiterverstärker sind im folgenden zusammengestellt.

Zur Verbesserung der Leistungsfähigkeit verstärkender Wellenleiter empfiehlt sich die Entwicklung einer Glaspaarung, deren Kernmaterial einen geringen UPC Koeffizienten aufweist, da dadurch eine wesentliche Steigerung der Verstärkung zu erwarten ist. Ebenso ist durch eine weitere Optimierung der BK7-Ätzung insbesondere an den Kanten mit einer wesentlichen Reduktion der rauheitsbedingten Wellenleiterdämpfung zu rechnen.

Für die Glaspaarung LaSFN15 / Bleisilikat wäre eine Verfeinerung der Mikrostrukturierung der LaSFN15 Substrate und die darauf aufbauende Herstellung von einmodigen Wellenleitern von Interesse zur Realisierung erster Wellenleiterverstärker auf dieser Materialbasis.

Auf der Basis der für die Wellenleiterverstärker entwickelten Herstellungstechnologie sollten Untersuchungen in Richtung zur Erweiterung des Anwendungsbereichs folgen.

Diesbezüglich ist die Integration von undotierten Bereichen als wichtiger Schwerpunkt zu sehen. Durch die undotierten Bereiche ließen sich weiteren Funktionalitäten wie Verzweiger und WDM's auf einem Substrat realisieren.

Untersuchungen der entwickelten Technologie hinsichtlich Wellenleiterlaseranwendungen wären ein weiterer zukünftig zu erforschender Anwendungsbereich. Die zur Realisierung der Wellenleiterlaser benötigten Reflexionsgitter könnten vorteilhafterweise durch UV-Strukturierung erfolgen, da bereits brechzahländernde Effekte durch UV-Bestrahlung von Bleisilikatglas und Phosphatglas beobachtet wurden.

## Danksagung

Mein herzlichster Dank gilt allen Genannten und Ungenannten, die zur Entstehung dieser Arbeit beigetragen haben.

Bedanken möchte ich mich besonders bei meinem betreuenden Hochschullehrer Herrn Professor Dr. H. Schmidt (Insitut für Neue Materialien, INM) für seine Unterstützung, die vielfältigen Anregungen und wertvollen Diskussionen.

Ebenfalls möchte ich Frau Doz. Dr. Ehart vom Lehrstuhl für Glaschemie der Friedrich-Schiller-Universität in Jena für die Übernahme des Mitberichts meinen Dank bekunden.

Mein besonderer Dank gilt auch der Robert Bosch GmbH, die es ermöglichte die interessante Thematik bearbeiten zu können und dort speziell meinem Betreuer Herrn Dr. H. Sautter für seine steten Anregungen und Unterstützung.

Herrn Dr. C. Schmidt und Herrn Dr. M. Möllendorf bekunde ich meinen Dank für ihre Unterstützung und die Aufnahme in die Abteilungen FV/FLT und FV/FLD. Meinen herzlichen Dank spreche ich auch den Mitarbeitern der Abteilungen, Herrn Dr. J. Blechschmidt, Herrn C. Breitschwerdt, Herrn E. Friedrich, Herrn D. Gormanns, Herrn Dr. P. Löffler, Herrn Lutz, Herrn Dr. C. Marheine, Herrn Dr. Müller-Fiedler, Herr. Prof. Dr. W.-H. Rech, Frau A. Schilp, Herrn R. Schink, Herrn Dr. N. Schunk, Herrn Dr. U. Stolz und Herrn Dr. L. Weber sowohl für Ihre fruchtbare Zusammenarbeit als auch für die anregenden Diskussionen aus.

Für die gute Zusammenarbeit und Ihre Unterstützung möchte ich den Mitarbeitern des Instituts für neue Materialien, Herrn Dr. Becker, Frau A. Berni, Herrn J. Blau, Herrn G. Jung, Herrn Dr. A. Kalleder, Herrn Dr. W. Krayevski, Herrn Herrn Dr. H. Krug, Herrn Dr. M. Mennig, Frau Moser, N. Niegisch, Herrn Dr. P. Müller, Herrn Dr. P. Oliveira, Herrn Dr. U. Sohling, Herrn Dr. P. Werner, Herrn Dr. X. Xing, Herrn M. Zahnhausen und Herrn B. Zeitz herzlich danken.

Mein Dank für eine erfolgreiche Zusammenarbeit gilt ebenfalls den Kollegen Herrn Dr. P. Dannberg (IOF Institut für Optik und Feinmechanik, Jena) bei den Aktivitäten zu Kompositwellenleitern, Herrn Dr. Seibert, Herrn Dr. Eberhard (IPM Institut für Physikalische Meßtechnik, Freiburg) Herrn Dr. Fuchs (IAP Institut für angewandte Physik, Jena) und Herrn Dr. G. Manns (Institut für Werkstoffmechanik, Freiburg) für die Unterstützung bei der Glasstrukturierung und Herrn Dr. Petermann und Herrn Dening (Institut für Laserphysik, Hamburg), für die Untersuchungen der Absorption aus angeregten Zuständen.

Für die Durchsicht des Manuskripts danke ich Herrn Dr. P. Löffler und Herrn Dr. H. Sautter

Danken möchte ich besonders meinen Eltern und Astrid für ihre kontinuierliche Unterstützung.

## 8 Anhang

### 8.1 Verzeichnis der Symbole und Abkürzungen

Symbol / Abkürzung	Bezeichnung
$A$	Proportionalitätskonstante (Glasviskositätsbeziehung)
$A$	Fläche
$a$	Thermische Diffusionskonstante
$a$	Radius der Störung (Rayleighstreuung)
$A_{er}$	Amplitude des Erbiumfluoreszenz
AFM	Atomic Force Microscope
AWG	Arrayed Waveguide Grating Multiplexer
$A_{yb}$	Amplitude des Ytterbiumfluoreszenz
BK7	Borosilikatglas der Fa. Schott Glaswerke
$c$	Lichtgeschwindigkeit
$C$	Materialkonstante (Multiphononrelaxation)
$C_{upc}$	Homogener Upconversionparameter
CVD / PECVD / LPCVD / MO-PECVD	Chemical Vapour Deposition / Physical Enhanced CVD / Liquid Phase CVD / Metallorganic Physical Enhanced CVD
E	E-Modul
$E$	Elektrisches Feld
$E$	Energie
EDFA	Erbium Doped Fiber Amplifier
EGDMA	Etylenglycoldimethacrylat
$E_i$	Energetische Lage des Energieniveau $i$
EIM	Effektive Index Methode
EMP	Electro Magnetic Pulse
ESA	Excited State Absorption
ESCA	Electron Spectroscopy for Chemical Analysis
$E_{x,i}, E_{y,i}, E_{z,i}$	Komponenten des elektrischen Feldes (in der $i$ -ten Schicht)
$E_\eta$	Aktivierungsenergie (Viskosität)
$f_a(E)$	Normiertes Absorptionsspektrum des Akzeptors
FD	Finite Differenzen
$f_e(E)$	Normiertes Emissionsspektrum des Donators
FHD	Flame Hydrolysis Deposition
FK	Festkörper

FTIR	Fourier Transform Infrared Spectroscopy
FTTH / B / O / C	Fiber to the Home / Building/ Office / Curb
$G(v)$	Morsepotential
$g(v)$	Verstärkung als Funktion der Frequenz
$G_{intern}$	Interne Verstärkung
$h_I$	Maximale Kühlrate
HDTV	High Definition Television
$h_{eff}$	Effektive Dicke
Helmanex	Reinigungslösung; Hersteller: Fa. Helma
HFC	Hybrid Fiber Coax
$H_x, H_y, H_z$	Komponenten des magnetischen Feldes
$h\Omega_{max}$	Obere Phononengrenzenergie
$h\nu_p$	Pumpenergie
IBE	Ion Beam Etching
INM	Institut für Neue Materialien
$j$	Stromdichte
$K$	Rückstellkraft
$K$	Wärmeleitfähigkeit
$K$	Boltzmannkonstante
$\mathbf{K} (k_{xi}, k_{yi}, k_{zi})$	Wellenvektor (in der Schicht i)
$K_o$	Vakuumwellenvektor
$L$	Probenlänge
LaSFN15	Lanthanschwerflintglas der Fa. Schott Glaswerke
$L_c$	Korrelationslänge
LWL	Lichtwellenleiter
M115, M139	Verlustarmes Wellenleiterbasismaterial (siehe Seite 73)
$M_a$	Materialkonstante
MAS	Methacrylsäure
MeOH	Methanol
MPMDCS	Metacryloxypropylmethyldichlorsilan
MPTCS	Metacryloxypropyltrichlorsilan
MPTS	Methacryloxypropyltrimethoxysilan
$N$	Brechzahl
$N$	Zentrenkonzentration
$\tilde{n}, n, n''$	Komplexe Brechzahl, Realteil, Imaginärteil

$n(T, \hbar\Omega_{\max})$	Bose Einstein Besetzungszahl
$n, n_i$	Besetzungszahl, Besetzungszahl des i-ten Niveaus
$n=n_1/n_2$	Brechzahlverhältnis (Rayleighstreuung)
$n_1$	Brechzahl des Wellenleiterkerns
$n_1$	Brechzahl in der Störung (Rayleighstreuung)
$n_1$	Brechzahl der Umgebung (Rayleighstreuung)
$n_2$	Brechzahl der Deckschicht (Cladding)
$n_3$	Brechzahl der Pufferschicht (Buffer)
$N_a$	Akzeptorionenkonzentration
NA	Numerische Apertur
$n_{\text{eff},m}$	Effektive Brechzahl der m-ten Mode
$n_i$	Brechzahl der n-ten Schicht
OA	Optical Amplifier
OFPMA	Oktafluorpentylmethacrylat
OPO	Optischer Parametrischer Oszillator
OSA	Optical Spectra Analyser
$p$	Anzahl der Phononen
$P, P_s, P_p$	Leistung, Signalleistung, Pumpleistung
PBMA	Pentafluorbenzylmethacrylat
$P_{dd}$	Transferrate (durch Dipol-Dipol-Wechselwirkung)
PFPMA	Pentafluorphenylmethacrylat
PFSty	Pentafluorstyrol
$P_i$	Wahrscheinlichkeit der Besetzung des i-ten Starkniveaus
PMMA	Polymethylmethacrylat
PrOH	Propanol
$P_{up}$	Upconversionwahrscheinlichkeit
$P_w$	Wanderungswahrscheinlichkeit
Q89, QX	Phosphatgläser der Fa. Kigre
$Q_a$	Integraler Absorptionsquerschnitt des Akzeptorions
QV3	Vernetzer, Trimethylolpropantrimethacrylat
$R$	Allg. Gaskonstante
$\tilde{R}(\Omega)$	Spektrale Dichtefunktion
$R(u)$	Autokorrelationsfunktion der Rauheit
$R, R_{\min}, R_{up}, R_o$	Abstand zweier Ionen, minimaler Abstand zweier Ionen, Abstand bei dem Upconversionrate gleich der strahlenden Emissionsrate, Abstand bei dem die strahlende Lebensdauer des Donators der

	Transferrate entspricht
RBS	Reinigungslösung: Hersteller: Fa. Roth
REM	Rasterelektronenmikroskop
RFA	Röntgenfluoreszenzanalyse
$R_i$	Fresnelverluste
RIE	Reactive Ion Etching
rms	root mean square
RNF	Refracted Nearfield Profilometer
$R_{On-Off}$	ON-OFF Ratio
$S^\pm$	Spektrale Leistungsdichte der ESA: vorwärts (+) und rückwärts(-)
$t$	Zeit
TE	Transversal Elektrische Mode
TeCEA	Tetrachloretylacrylat
TFPMA	Tetrafluorpropylmethacrylat
$T_g$	Glastransformationstemperatur
TM	Transversal Magnetische Mode
TMA	Thermomechanische Analyse
UPC	Upconversion
VoD	Video on Demand
$V_s$	Prozentualer Anteil der streuenden Partikel im Gesamtvolumen
$W_{ij}^{NR}$	Nichtstrahlende Übergangswahrscheinlichkeit von Zustand i zu j
WDM	Wavelength Division Multiplexer
$W_e$	Meßbare Übergangsrate
$W_{ij}$	Strahlende Übergangswahrscheinlichkeit von Zustand i zu j
WL-TD Multiplex	Wavelength-Time Domain Multiplex
$W_{yb}^r$	Strahlende Relaxation in den Grundzustand
$W_{upc}$	Upconversionrate
$W_{yb-er}$	Übergangsrate vom Ytterbiumion zum Erbiumion
x	Anharmonizitätskonstante (Morsepotential)
Zr(OPr) <sub>4</sub>	Zirkonpropylat
$\Delta E$	Energiedifferenz zwischen zwei Niveaus
$\Delta\lambda$	Spektrale Linienbreite
$\Phi_{ges}$	Ges. Phasenverschiebung des Lichts im Kern nach 2 Reflexionen
$\Theta$	Einfallswinkel bezüglich der Schichtebene
$T$	Temperatur

$\alpha$	Linearer Ausdehnungskoeffizient
$\alpha$	Materialkonstante
$\alpha$	Dämpfung
$\alpha_{\text{Erbium}}(\lambda)$	Erbiumabsorption
$\alpha_{\text{int}}$	Integraler linearer Ausdehnungskoeffizient
$\alpha_{\text{koppel}}$	Koppeldämpfung
$\alpha_{\text{s-cn}}$	Verluste durch Streuung an Grenzflächen (nach Payne)
$\alpha_{\text{s-Eb}}$	Verluste durch Streuung an Grenzflächen (nach Ebeling)
$\alpha_{\text{s-Ray}}$	Dämpfung durch Volumenstreuung
$\alpha_{\text{streuung}}$	Dämpfung durch Streuung (im Volumen und an Grenzflächen)
$\alpha(\nu)$	Absorption in Abhängigkeit der Frequenz
$\beta$	Volumenausdehnungskoeffizient
$\beta_i$	Phasenmaßkonstante der i-ten Mode
$\delta$	Effektive Größe
$\epsilon_0, \epsilon, \epsilon', \epsilon''$	Vakuumdielektrizitätskonstante, Dielektrizitätskonstante, Realteil, Imaginärteil
$\gamma_{ij}$	Nichtstrahlende Übergangsrate von Niveau i nach j
$\eta$	Viskosität
$\eta_{\text{yb-er}}$	Effizienz des Energietransfers
$\varphi(d)$	Feldverteilung der Mode an der Grenzfläche
$\varphi_1$	Transversale Phasenverschiebung (nach zwei Reflexionen ohne Grenzflächeneffekte)
$\varphi_2$	Phasenverschiebung an Grenzfläche 1
$\varphi_3$	Phasenverschiebung an Grenzfläche 2
$\lambda$	Wellenlänge
$\mu$	Reduzierte Masse
$\mu$	Poissonzahl
$\nu_i$	Schwingungsmode
$\nu_0$	Linienlage
$\rho$	Dichte
$\rho_{\text{Er}}$	Erbiumzentrendichte
$\sigma$	Elektrische Leitfähigkeit
$\sigma$	RMS-Rauheit
$\sigma_{\text{abs}}$	Absorptionswirkungsquerschnitt
$\sigma_c$	Kritische Bruchspannung

$\sigma_{em}$	Emissionswirkungsquerschnitt
$\sigma_{ESA}$	Wirkungsquerschnitt der ESA
$\sigma_k$	mechanische Spannung
$\tau_{yb(Er)}^{mess}$	beobachtbare Lebensdauer des Ytterbiumions im mit Erbium kodotierten Glas
$\tau'_{yb}$	die Transferzeit vom Ytterbium- zum Erbiumion
$\tau_{eff}$	Effektive Lebensdauer
$\tau_{yb}$	Gemessene Lebensdauer des ${}^2F_{5/2}$ - ${}^2F_{7/2}$ -Übergangs von Ytterbium
$\tau, \tau_{rad}, \tau_{obs}$	Lebensdauer, strahlende Lebensdauer, beobachtete Lebensdauer
$\tau_0$	strahlende Donatorlebensdauer
$\omega$	Kreisfrequenz
$\xi$	Geometriekonstante
$\psi$	Normierte Feldverteilung

## 8.2 Glaseigenschaften

Tabelle 29 Glaseigenschaften (Quelle: Schott \*, Kigre \*\*, eigene Messung ohne Kennz.)

Parameter	BK7	LaSFN15	Q89	QX	Bleisilikat
Brechzahl: $n_e$	1.518*	1.883			1.89
633 nm	1.515	1.873	1.551	1.535	
1300 nm	1.503		1.539	1.523	
1550 nm	1.501	1.843	1.536	1.152	
Dotierungs- konzentration [Ionen $\text{cm}^{-3}$ ]	undotiert	undotiert	Er: $3 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-3} **$	Er: $2.1 \cdot 10^{26}$ Yb: $2.4 \cdot 10^{26} **$	Er: $4.5 \cdot 10^{26}$
Int. Ausdehnungs- koeffizient (bis $T_{gk}$ ) [ $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ]	8.0281 8.1106	6.5376	8.0867	7.9817	7.724
Thermooptischer Koeffizient [ $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ]	2.5*	3.5*	4**	4**	
Transformations- temperatur [ $^{\circ}\text{C}$ ]	557* 583	680*	440** 467	506** 512	430
Erweichungs- temperatur [ $^{\circ}\text{C}$ ]	719*	753*	471** 484	535** 527	530
Spannungsopt. Koeffizient [ $10^{-6} \text{ mm}^2/\text{N}$ ]	2.77*	1.34*	ähnl.(QX)	2.1**	
Dichte [ $\text{g}/\text{cm}^3$ ]	2.51*	4.75*	3.14**	2.66**	
Thermische Leitfähigkeit [ $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ ]	1.114*		0.85**	0.85**	
Poissonszahl	0.206*	0.293*	0.24**	0.24**	
E-Modul [ $10^3 \text{ N}/\text{mm}^2$ ]	82*	126*	70-80**	67**	
Bruchspannung	<238 $\text{N}/\text{mm}^2$				

### 8.3 Glaszusammensetzungen

Tabelle 30 Glaszusammensetzung von QX und Q89 (RFA-Analyse)

Glaszusammensetzung		
Komponente	Q89	QX
P <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	54.3%	64.0%
BaO	16.6%	0.601%
Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	15.5%	-
Er <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	5.74%	8.97%
Yb <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	-	9.64%
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	3.97%	9.16%
La <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	1.72%	-
SiO <sub>2</sub>	0.806%	0.806%
Na <sub>2</sub> O	0.640%	0.361%
Cl	0.219%	0.247%
SrO	0.117%	-
Pd	0.0382%	-
ZnO	0.0357%	-
CuO	0.0276%	0.0159%
ZrO <sub>2</sub>	0.0139%	-
K <sub>2</sub> O	-	0.741%
Sb <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	-	0.117%
Nb <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	-	4.03%
ZnO	-	0.0232%
SO <sub>3</sub>	-	0.0159%

## 8.4 Naßchemische Ätzbarkeit von LaSFN15

Keine Veränderung:

- 6M Phosphorsäure bei 100°C oder 50°C (2Tage)
- 12M Salzsäure, bei RT (2Tage)
- 2M Natronlauge, bei 50°C, 100°C (2Tage)

Ätzfortschritt:

- 3M Salpetersäure 50°C: 0.2 µm/h
- 3M Salpetersäure 100°C: 5 µm/h
- 7M Salpetersäure 50°C: 9 µm/h
- 7M Salpetersäure 100°C: 17 µm/h

Das Glas war nach der Ätzung mit Salpetersäure klar.

- 3M Salpetersäure + 2 % Flußsäure, RT : 2-3 µm/h
- 3M Salpetersäure + 5 % Flußsäure, RT : 10 µm/h
- 7M Salpetersäure + 10 % Flußsäure, RT : 30 µm/h

Das Glas war nach der Ätzung mit Salpetersäure und Flußsäure trüb.

## 8.5 Erbiumabsorption in Abhängigkeit der Konzentration

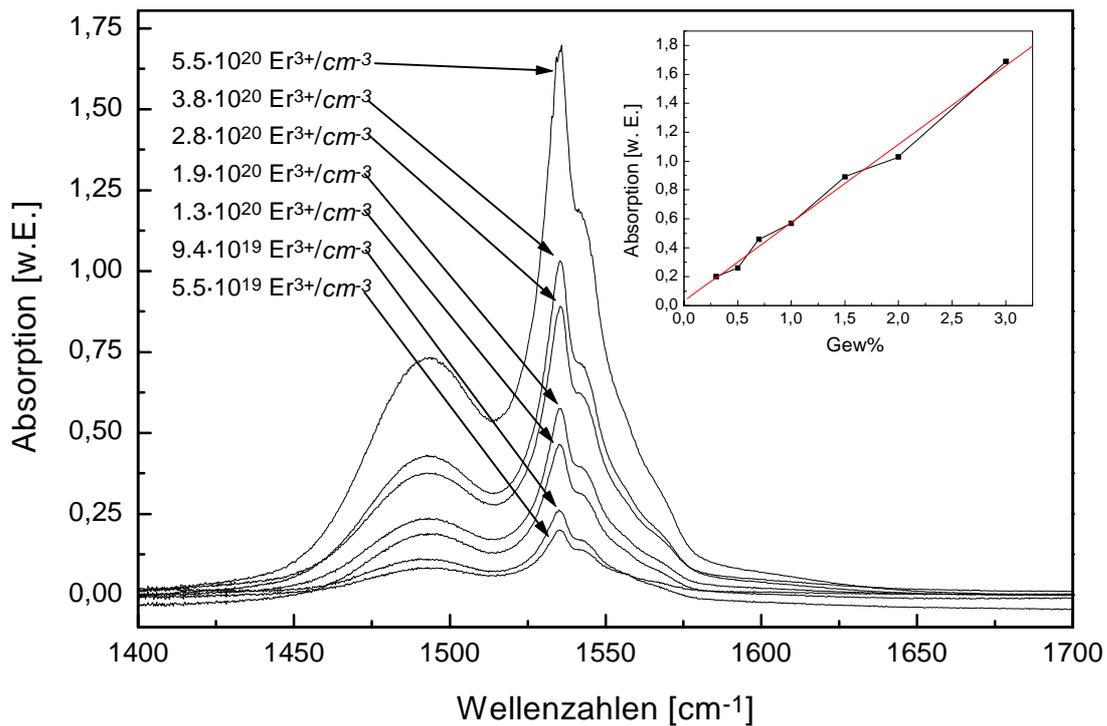


Bild 169 Erbiumabsorption in Abhängigkeit der Konzentration in Bleisilikatglas (83% PbO)

## 8.6 Linienzuordnung und Linienlage

Tabelle 31 Linienzuordnung und Linienlage

Übergang	Bleisilikat, $\lambda$ in [nm]	Q89, $\lambda$ in [nm]	QX, $\lambda$ in [nm]
$^4I_{15/2} - ^4I_{13/2}$	1534.5	1534.5	1534.5
$^4I_{15/2} - ^4I_{11/2}$	890	979	975
$^4I_{15/2} - ^4I_{9/2}$	801	799	799
$^4I_{15/2} - ^4F_{9/2}$	651.5	651.5	651
$^4I_{15/2} - ^4S_{3/2}$	545.5	543.5	543.5
$^4I_{15/2} - ^2H_{11/2}$	519	520.5	520
$^4I_{15/2} - ^4F_{7/2}$	489	487.5	487.5
$^4I_{15/2} - ^4F_{5/2}$	452	450.5	450.5
$^4I_{15/2} - ^2H_{9/2}$	407	406.5	406.5

## 8.7 Wirkungsquerschnitte des $^4I_{15/2} - ^4I_{13/2}$ -Übergangs

Tabelle 32 Zusammenstellung der nach Fuchtbauer-Ladenburg und McCumber bestimmten Emissionswirkungsquerschnitte und der Absorptionswirkungsquerschnitte für den  $^4I_{15/2} - ^4I_{13/2}$ - und den  $^4I_{15/2} - ^4I_{11/2}$  Übergang der Gläser Q89, QX und Bleisilikat im Vergleich zu Literaturdaten [ 129]

Glastyp	Absorptions- wirkungsquer- schnitt $^4I_{15/2} - ^4I_{13/2}$ [ $10^{-25} \text{ m}^2$ ]	Emissions- wirkungsquer- schnitt Fuchtbauer- Ladenburg $^4I_{15/2} - ^4I_{13/2}$ [ $10^{-25} \text{ m}^2$ ]	Emissions- wirkungsquer- schnitt McCumber $^4I_{15/2} - ^4I_{13/2}$ [ $10^{-25} \text{ m}^2$ ]	Absorptions- wirkungsquer- schnitt $^4I_{15/2} - ^4I_{11/2}$ [ $10^{-25} \text{ m}^2$ ]
Q89	5.08	5.34	4.83	1.59
QX	5.84	5.92	5.80	
Bleisilikat	5.51	7.11	5.51	1.49
GeO <sub>2</sub> -SiO <sub>2</sub> [ 129]	6.2	7.9	-	2.52
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -SiO <sub>2</sub> [ 129]	4.7	5.6	-	1.9
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -SiO <sub>2</sub> - GeO <sub>2</sub> [ 129]	4.9	5.8	-	1.7

## 9 Literatur

- [ 1 ] S. Kleine-Erkamp; *Das Kabel- und Sat-Szenario bis 2010*, Funkschau 8/96, 1996
- [ 2 ] M. Schenk., D. Schmücking, A. Wörner, I. Ruge; *VDSL – A Bridge and Alternative to FTTH, Broadband Superhighway, Proceedings of the European Conference on Networks Optial Communications*, IOS Press, 1996
- [ 3 ] D. N. Payne; *Active Fibres and Optical Amplifiers, Fiber and Integrated Optics*, No. 11, 1992
- [ 4 ] *Photonische Transportnetze*, Funkschau 10/96, 1996
- [ 5 ] R.G. Hundesperger; *Integrated Optics Theory and Technology*, Springer Verlag, 1984
- [ 6 ] M. Börner, G. Trommer; *Lichtwellenleiter*, Teubner Verlag, 1989
- [ 7 ] R. Herber, H. Richter; *Glasfaser-Bandbreite vervielfacht*, Funkschau 5/95, 1995
- [ 8 ] N. Keil; *Optische Schalter aus Kunststoff – Schlüsselkomponenten in den Telecom-Netzen der Zukunft*, NTZ, Heft 12/1995, 1995
- [ 9 ] N. Kashima; *Optical Transmission for the Subscriber Loop*, Artech House, 1993
- [ 10 ] K. Shuto, K. Hattori, T. Kitagawa, Y. Ohmori, M. Horiguchi; *Electronics Letters*, Vol. 29, No. 2, 139-141, 1993
- [ 11 ] K. Shuto, K. Hattori, T. Kitagawa, M. Horiguchi; *Single-mode Waveguide Amplifier and Laser in Erbium-doped Glass Waveguide Fabricated by PECVD*, MoP2.3, ECOC, 1993
- [ 12 ] T. Kitagawa, K. Hattori, K. Shuto, M. Oguma, J. Temmyo, S. Suzuki, M. Horiguchi; *Erbium-doped Silica-based Planar Amplifier Module Pumped by Laser Diodes*, ThC 12.11, ECOC, 1993
- [ 13 ] G. Nykolak, P.C. Becker, J. Shmulovich, Y.H. Wong, D.J. DiGivanni, A.J. Bruce; *System Evaluation of an Er<sup>3+</sup>-doped Planar Waveguide amplifier*, IEEE Photonics Tech. Lett., Vol. 5, No. 9, 1993
- [ 14 ] Y. Yan; *Optical Waveguide Amplifiers Based on Er-doped Phosphate Glasses*, Dissertation, TU-Eindhoven, 1997
- [ 15 ] C. C. Li, H. K. Kim, M. Migliuolo; *Er-Doped Glass Ridge-Waveguide Amplifiers Fabricated with a Collimated Sputter Deposition Technique*, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 9, No.9, 1997
- [ 16 ] H. J. van Weerden, T. H. Hoekstra, P. V. Lambeck, Th. J. A. Pompa; *Low Threshold Amplification at 1.5  $\mu\text{m}$  in Er:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> IO-Amplifiers*, Proceedings 8<sup>th</sup> European Conference on Integrated Optics (ECIO 97), Stockholm, 1997
- [ 17 ] A. Polman, D.C. Jacobson, D.J. Eaglesham, R.C. Kistler; *Optical Doping of Waveguide Materials by MeV Er Implanatation*, J. of Appl. Phys., Vol. 70, No. 7, 1991

- [ 18] G.N. van den Hoven, E. Snoeks, a. Polman, C. van Dam, J.W.M. van Uffelen, M.K. Smit; *Optical Gain in Erbium-implanted Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Waveguides*, TuC4, ECIO, 1995
- [ 19] H.W. Schneider; *Realisation of SiO<sub>2</sub>-B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-TiO<sub>2</sub> Waveguides and Reflectors on Si Substrates*, Mat. Res. Soc. Symp. , Vol. 244, 1992
- [ 20] W. Wischmann, P. Kersten, D. Tregoat; *Silica-on-Silicon Integrated Optical Components for Photonic Networks; Technology and Infrastructure, WDM-Networks, Proceedings of the European Conference on Networks Optical Communications*, IOS Press, 1996
- [ 21] N.A. Sanford, K.J. Malone, D.R. Larson, R.K. Hickernell; *Y-Branch-Waveguide Glass Laser and Amplifier*, Optics Letters, Vol. 16, No.15, 1991
- [ 22] D. Barbier, P. Gastaldo, B. Hyde, J.M. Jouanno, A. Kevorkian; *Amplification in Erbium Doped Microguides Realised on Phosphate Glass*, TuC4, ECIO, 1995
- [ 23] D. Barbier et al., *Amplifying Four Wavelength Combiner Based on Erbium-Ytterbium Doped Planar Integrated Optical Modules*, European Conference on Optical Communication (ECOC 96) Oslo, 1996
- [ 24] M. Hempstead, J. E. Román, C. C. Ye, J. S. Wilkinson, P. Camy, P. Laborde, C. Lermineaux; *Anomalously High Uniform Upconversion in an Erbium-Doped Waveguide Amplifier*, TuC4, ECIO, 1995
- [ 25] J.E. Townsend, W.L. Barnes, S.G. Grubb; *Yb<sup>3+</sup> Sensitised Er<sup>3+</sup> Doped Silica Optical Fibre with Ultra High Transfer Efficiency and Gain*, Mat. Res. Soc. Symp. , Vol. 244, 1992
- [ 26] *Zehn Gigabit zwischen Stuttgart und Baden-Baden*, Funkschau 5/97, 1997
- [ 27] *ElectroniCast Corp, Studie*, 1994
- [ 28] *Lightwave Special Report*, 5/97, 1997
- [ 29] A. Rosiewicz, P. Crosby, J.M. Pelaprat; *Optical Pumping Improves VCSEL Performance*, Laser Focus World, 6/97, 1997
- [ 30] P. Mégret, L. Wulimart, M. Vandroogenbroek, B. Heens, M. Blondel; *Theoretical and Experimental study of the Bit-Error-Rate through the Q Factors*, ; *Broadband Superhighway, Proceedings of the European Conference on Networks Optical Communications*, IOS Press, 1996
- [ 31] N. Keil, H.H. Yao, C. Zawadzky; *(2x2) Digital Optical Switch Realised by Low Cost Polymer Waveguide Technology*, Electr. Letters, Vol. 32, No 16, 1996
- [ 32] A. Neyer, T. Knoche, L. Müller, *Fabrication of Low Loss Polymer Waveguides Using Injection Moulding Technology*, Electronics letters, Vol.29 No.4, 1993
- [ 33] A. Neyer, T.Knoche, L. Müller, R. Klein, D. Fischer, *Low cost Fabrication Technology for Low Loss Passive Polymer Waveguides at 1300 and 1550nm*, ECOC 93, WeP7.4, 1993
- [ 34] Th. Knoche, L. Müller, R. Klein, A. Neyer; *Low Loss Polymer Waveguides at 1300 and 1550 nm*, CWE4, Amsterdam, CLEO 94

- [ 35] L. Eldada et al.; *Laser-Fabricated Low-Loss Single Mode Raised-Rib Waveguide Devices in Polymers*, *J. Lightwave Technology*, Vol. 14, No. 7, 1996
- [ 36] Theo A. C. Flipsen, Rob Steendam, Albert J. Pennings, George Hadziioannou, *A Novel Thermoset Polymer Optical Fiber*, *Advanced Materials*, Vol.8, No.1, 1996
- [ 37] N. Keil et al.; *Low Loss Polymer Waveguide with High Thermal Stability*, *Proceedings of Micro Systems Technologies*, Potsdam, 1998
- [ 38] *Polyimide optical waveguide and method of manufacturing the same*, *European PATENT No. 0616234 A3*, 1994
- [ 39] Bruce L. Booth; *Low Loss Channel Waveguides in Polymers*, *J. of Lightwave Tech.*, Vol.7, No.10, 1989
- [40] T. Matsuura et al.; *Low Loss Heat Resistant Optical Waveguides Using new Fluorinated Polyimides*, *Electr. Letters*, Vol. 29, No. 3, 1993
- [ 41] L. Baraldi, R.E. Kunz; *High-precision Molding of Integrated Optical Structures*, *SPIE Vol. 1992, Minature and Micro-Optics and Micromechanics*, 1993
- [ 42] R. Moosburger et al. *Proceedings 21<sup>st</sup> European Conference on Opt. Communications (ECOC 95 Brüssel)*, 1995
- [ 43] Diemeer, M.B.J.; Boonstra, T.; Donckers et al.; *Low-loss (non)linear optical polymeric waveguide materials and devices.*, *Proceedings of the SPIE Vol.2527*, p.411-16, 1995
- [ 44] P. Dannberg, A. Bräuer, W. Karthe; *Organically Modified Ceramics (ORMOCER) Based Monomode Waveguide Elements Fabricated by Replication Technique*, *IOOC 95*
- [ 45] F. Tiefensee; *Untersuchung des Eigenschaftsprofils von Ormoceren hinsichtlich ihrer Anwendung in der integrierten Optik*, *Dissertation, Universität des Saarlandes*, 1994
- [ 46] S.I. Najafi, C.-Y. Li, M. Anrews, J. Chisham, P. Lefebvre, J.D. Mackenzie, N. Peyghambarian; *Integrated Optics by Ultraviolet Light Imprinting in Sol-Gel Silica Glass*; *SPIE Vol. 2401*, 110-115
- [ 47] S.I. Najafi, C.-Y. Li, J. Chisham, M. P. Andrews, P. Coudray, A. Malek-Tabrizi, N. Peyghambarian; *Ultraviolet Light Imprinted Sol-Gel Silica Glass Channel Waveguides on Silicon*, *SPIE 2695*, 38-41
- [ 48] Brunner, S.; Rueck, D.M.; Tinschert, K. , *Polymer based waveguiding structures obtained by ion beam*, *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section B (Beam Interactions with Materials and Atoms)*, Vol. B107, No.1-4, 1996
- [ 49] J.M. Stauffer, Y. Oppliger, P. Regnault, L. Baraldi, M. T. Gale; *Electron Beam Writing of Continous Resist Profiles for Optical Applications*, *J. Vac. Sci. Technol. B*, Vol. 10, No.6, 1992
- [ 50] R. Ulrich, H.P. Weber, E.A. Chandross, W.J. Tomlinson, E.A. Franke; *Embossed Optical Waveguides*, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 20, No. 6, 1972

- [ 51] W. Lukosz, K. Tiefenthaler; *Embossing for Fabricating Integrated Optical Components in Hard Inorganic Waveguiding Materials*, *Optics Letters*, Vol. 8, No. 10, 1983
- [ 52] A.S. Holmes, R.R.A. Syms, Ming Li, Mino Green, *Fabrication of buried channel waveguides on silica substrates using spin on glass*, *Applied Optics*, Vol. 32, No. 25, 1993
- [ 53] R.R.A. Syms, A.S. Holmes; *Reflow and burial of channel waveguides formed in sol-gel glass on Si substrates*, *IEEE Phot. Techn. Letters*, Vol 5., No. 9, 1993
- [ 54] R.R.A. Syms, V. Schneider, W. Huang, A.S. Holmes; *Low loss achieved in sol-gel-on-silicon integrated optics using borophosphosilicate glass*, *Electronics Letters*, Vol. 31, No.21, 1995
- [ 55] R.L. Roncone, *An experimental and theoretical investigation of waveguide scatter, with applications to solution-deposited silica-titania planar waveguides*, Thesis, The University of Arizona, 1992
- [ 56] S.I. Najafi, C.-Y. Li, M. Andrews, J. Chisham, P. Lefebvre, J.D. Mackenzie, N. Peyghambarian; *Integrated Optics by Ultraviolet Light Imprinting in Sol-Gel Silica Glass*; *SPIE Vol. 2401*, 110-115
- [ 57] P. Coudray, J. Chisham, A. Malek-Tabrizi, C.Y. Li, M. Andrews, S.I. Najafi; *UV-light Imprinted Sol-Gel Silica Glass Waveguides 1x8 Beam Splitter on Silicon*, *SPIE Vol. 2695*, 92-97
- [ 58] Yoshida, M.; Prasad, P.N; *Fabrication of Channel Waveguides From Sol-Gel-Processed Polyvinylpyrrolidone / SiO<sub>2</sub> Composite Materials*; *Applied Optics*, Vol. 35, No. 9, 1996
- [ 59 ] F.C. Allard; *Fiber Optics Handbook for Engineers and Scientists*, McGraw-Hill PublishingCorp. NY, 1993
- [ 60] P. Löffler, *Untersuchungen zur Herstellung optischer Wellenleiterverstärker für 1.3 µm*, Dissertation, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 1997
- [ 61] P. Löffler, L. Weber, R. Schink, H. Sautter, J. Blechschmidt, J. Graf, *Herstellung von Wellenleiterstrukturen in Chalkogeniden oder Chalkohaliden*, Schutzrechtsanmeldung beim deutschen Patentamt, 1996
- [ 62] P. Löffler, J. Blechschmidt, R. Schink, J. Graf, H. Sautter, *Verfahren zur Herstellung von optischen Bauelementen und optisches Bauelement*, Schutzrechtsanmeldung beim deutschen Patentamt, 1996
- [ 63] P. Löffler, T. Schwarz, H. Sautter; *Lightguiding Structures in Pr<sup>3+</sup>-doped Ge-Ga-S Glasses Created by a Chemical Treatment*, *Proceedings 8<sup>th</sup> European Conference on Integrated Optics (ECIO 97)*, Stockholm, 1997
- [ 64] S. Honkanen, S. I. Najafi, W. J. Wang; *Composite Rare-Earth-Doped Glass Waveguides*, *Electronics Letters*, Vol. 28, No. 8, 1992
- [ 65] He, Q.; Najafi, S.I.; Honkanen, S; *Investigation of a New Waveguide Configuration for Laser and Amplifier Applications Using Rare Earth Doped Aluminum Phosphate Films*, *Proceedings SPIE Vol.1794*, p.309-15, 1993

- [ 66] T. H. Hoekstra, P. V. Lambeck, H. Albers, Th. J. A. Popma; *Sputter-Deposited Erbium-Doped Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Active Optical Waveguides*, *Electronics Letters*, Vol. 29, No. 7, 1993
- [ 67] G. N. van den Hoven et al., *Er<sup>3+</sup>-Absorption and Optical Gain in Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Waveguides*, *Conference on Lasers and Electrooptics (CLEO-Europe 94)*, 1994
- [ 68] J. V. Gates et al., *Fabrication of Er Doped Glass Films as used in Planar Optical Waveguides*, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, Vol. 392, 1995
- [ 69] T. Ohtsuki, N. Peyghambarian, S. Honkanen, S.I. Najafi, *Gain Characteristics of a high Concentration Er<sup>3+</sup>-doped Phosphate Glass Waveguide*, *J. Appl. Phys.* Vol. 78 No. 6, 1995
- [ 70] Ruby N. Ghosh et al., *8-mW Threshold Er<sup>3+</sup>-Doped Planar Waveguide Amplifier*, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8, No. 4, 1996
- [ 71] M. Mahnke, O. Blume, J. Reininger, J. Müller; *In Situ Erbium Doped Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> MO-PECVD and MO-LPCVD Thin Film Waveguides on Silicon Substrates*, *Proceedings 8<sup>th</sup> European Conference on Integrated Optics (ECIO 97)*, Stockholm, 1997
- [ 72] A.V. Chelnokov et al., *Deep Erbium-Ytterbium Implantation Codoping of Low-Loss Silicon Oxynitride Waveguides*, *Electronics Letters*, Vol.31, No. 8, 1995
- [ 73] J.E. Roman et al., *Ion-Exchanged Er/Yb Waveguide Laser at 1.5 μm Pumped by Laser Diode*, *Electronics Letters*, Vol. 31, No. 16, 1995
- [ 74] G. L. Vossler, C.J. Brooks, K. A. Winik; *Planar Er:Yb Glass Ion Exchanged Waveguide Laser*, *Electronics Letters*, Vol. 31, No. 14, 1995
- [ 75] D. Barbier et al., *Lossless 1 X 8 Splitter Integrated on Er/Yb Doped Phosphate Glass and Silicate Glass*, *Proceedings 8<sup>th</sup> European Conference on Integrated Optics (ECIO 97)*, Stockholm, 1997
- [ 76] J.-M. P. Delavaux et al., *Integrated Optics Erbium-Ytterbium Amplifier System in 10-Gb/s Fiber Transmission Experiment*, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 9, No. 2, 1997
- [ 77] D. Barbier et al., *Sub-Centimeter Length Ion-Exchanged Waveguide Lasers in Er/Yb Doped Phosphate Glass*, *ECOC 97, Conference Publication No. 448*, 1997
- [ 78] A. Yeniay et al., *High-Performance Integrated Erbium<sup>+3</sup>- Ytterbium<sup>+3</sup> Codoped Glass Waveguide Laser*, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 9, No. 8, 1997
- [ 79] T. Fujiyama, T. Yokohama, M. Hori, M. Sasaki; *Silica Glass Doped with an Al Prepared by Sol-Gel Method. Change in the State of Aluminum in the Formation Process*, *Journal of Non-Crystalline Solids*, Vol. 135, 1991
- [ 80] D. Moutonet, R. Chaplain, M. Gauneau, Y. Pelous, J.L. Rehspringer; *Realization and Characterisation of Er and Yb Glasses Obtained by the Sol-Gel Method*, *Material Science and Engineering*, B9, 1991
- [ 81] I. M. Thomas, S.A. Payne, G.D. Wilke; *Optical Properties and Laser Demonstration of Nd-Doped Sol-Gel Silica Glasses*, *Journal of Non-Crystalline Solids*, Vol. 151, 1992

- [ 82] E. J. A. Pope; *Fluorescence Behaviour of Organic Dyes, Europium, and Uranium in Sol-Gel Microspheres*, SPIE Vol. 1758, *Sol-Gel Optics II*, 1992
- [ 83] F. Wu, G. Puc, P. Foy, E. Snitzer, G.H. Siegel Jr.; *Low-Loss Rare Earth Doped Single-Mode Fiber by Sol-Gel Method*, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, Vol. 28, 1993
- [ 84] J. Graf, R. Schink, J. Blechschmidt, P. Löffler, H. Sautter, M. Mennig; *Passive und verstärkende optische Wellenleiter*, *Schutzrechtsanmeldung beim deutschen Patentamt*, 1997
- [ 85] T. Kaino; *Polymer Optical Fibers, Polymers for Lightwave and Integrated Optics Technology and Applications*, Editor L.A. Hornak, *Marcel Dekker Inc, New York*, 1992
- [ 86] W. Groh; *Overtone Absorption in Macromolecules for Polymer Optical Fibers*, *Makromol. Chem.* Vol. 189, 1988
- [ 87] W. Groh, D. Lupo, H. Sixl; *Polymer Optical Fibers and Nonlinear Optical Device Principles*, *Angew. Chem. Advanced Materials*, Vol. 101, No. 11, 1989
- [ 88] B. Boutevin, A. Rousseau, D. Bosc; *New Halogenated Monomers and Polymers for Low Loss Plastic Optical Fibers, Fiber and Integrated Optics*, Vol. 13, 1994
- [ 89] J. Hlavác; *The Technology of Glass and Ceramics An Introduction, Glass Science and Technology 4*, *Elsevier Scientific Publishing Company Amsterdam*, 1983
- [ 90] W. Vogel; *Glaschemie (3. Auflage)*, *Springerverlag*, 1992
- [ 91] F. Schill, N. Novotny, Z. Hrinda; *The annealing of Glass and Stress Control*, *SNTL, Prague*, 1968
- [ 92] F. Schill; *11<sup>th</sup> Int. Congress on Glass, Prague*, Vol. 5, 1977
- [ 93] Scholze; *Glas (3. Auflage)*, *Springerverlag*, 1988
- [ 94] P. Hartmann; *Design Strength of Optical Glasses and Zerodur, Technical Procedure*, TVE 7511.01, *Schott Glaswerke*, 1991
- [ 95] F. Ravet et al.; *Full Characterisation of a Dispersion Compensating Fibre for its Possible Use in a Optical Access Network, Technology and Infrastructure, WDM-Networks, Proceedings of the European Conference on Networks Optical Communications*, *IOS Press*, 1996
- [ 96] L. Ferreira et al; *Waveguiding in a Dielectric Medium Varying Slowly in One Transverse Dimension*, *JOSA* Vol. 71, 1981
- [ 97] Marcatili et al.; *The Arbitrary Effective Index Method*, *IEEE, Journal of Quantum Electronics*, 1988
- [ 98] Marcatili; *Dielectric Rectangular Waveguide and Directional Coupler for Integrated Optics*, *The Bell System Technical Journal*, Vol. 48, 1969
- [ 99] S. Seki et al.; *2D Analysis of Optical Waveguides With a Non-uniform finite Difference Method*, *IEE-J*, Vol. 138, 1991
- [ 100] C. Vassallo; *Improvement of Finite Difference Methods for Step-index Optical Waveguides*, *IEE-J*, Vol. 139, 1992

- [ 101] Gijs Krijen; *All-Optical Switching in Nonlinear Integrated Optic Devices*, Dissertation, Universität Twente, 1992
- [ 102] K. Tien; *Lightwaves in Thin Films and Integrated Optics*, *Applied Optics*, Vol. 10, 1971
- [ 103] I. Sudo, S. Shoichi; *Optical Fiber Amplifiers: Materials Devices and Applications*, Artech House, 1997
- [ 104] R. L. Roncone; *An Experimental and Theoretical Investigation of Waveguide Scatter, With Applications to Solution-Deposited Silica-Titania Planar Waveguides*, Dissertation, University of Arizona, 1992
- [ 105] J. P. R. Lacey, F. P. Payne; *Radiation Loss from Planar Wavguides with Random Wall Imperfections*, *IEE Proceedings*, Vol. 137, No. 4, 1990
- [ 106] F. P. Payne, J. P. R. Lacey; *A Theoretical Analasys of Scatterin loss from planar optical Waveguides*, *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 26, 1994
- [ 107] A. W. Snyder, J. D. Love; *Optical Waveguide Theory*, Chapman & Hall, London, 1983
- [ 108] G. H. Ames, D. G. Hall; *Attenuation in Planar Optical Waveguides: Comparison of Theory and Experiment*, *IEEE J. of Quantum Electronics*, Vol. QE-19, No. 5, 1983
- [ 109] D. Marcuse; *Mode Conversion Caused by Sufrage Imperfections of Dielectric Slab Waveguide*, *Bell Syst. Tech. J.*, Vol. 49, 1969
- [ 110] L. Leine; *Theoretische Untersuchungen zur Parameterbestimmung von Schichtwellenleitern und zur Dämpfung der geführten Moden durch statistische Grenzflächenrauheiten und Brechzahlfluktuationen in der Schicht*, Dissertation, Friedrich-Schiller-Universität-Jena, 1983
- [ 111] J. Graf, *Laserkristalle mit LiCaAlF-Struktur*, Diplomarbeit, Uni-Stuttgart, 1993
- [ 112] D.L. Dexter; *A Theory of Sensitized Luminescence in Solids*, *J. Chem. Phys.*, Vol. 21, No. 4, 1953
- [ 113] V. P. Gapontsev, N. S. Platonov; *Migration-Accelerated Quenchin of Luminescenc in Glasses Activated by Rare-Earth Ions*, W.M. Yen, Ed., 1<sup>st</sup> ed. Vol. 50, *Materials Science Forum*, Aedermannsdorf, Switzerland, Trans Tech. Pub., 1989
- [ 114] R. M. J. Weber; *Rare Earth Lasers*, *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths*, edited by K.A. Gschneider Jr, J. Eyring, Elsevier Science Publishers, 1979
- [ 115] J. Nilsson, P. Blixt, B. Jaskorzynska, J. Babonas; *Evaluation of Parasitic Upconversion Mechanisms in Er<sup>3+</sup>-Doped-Silica-Glass Fibers by Analysis of Fluorescence at 980 nm*, *J. Lightwave Technol.*, Vol. 13, 1995
- [ 116] J. L. Philipsen, A. Bjarklev; *Monte Carlo Simulations of Homogeneous Upconversion in Erbium-Doped Silica-Glass*; *IEEE J. of. Quant. Electronics*, Vol. 33, No. 5, 1997
- [ 117] M. Shimizu, M. Yamada, M. Horiguchi, E. Sugita; *Concentartion Effect on Ptical Amplification Characteristics of Er-Doped Silica Single-Mode Fibers*, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 2, 1990

- [ 118] O. Lumbold, A. Bjarklev, T. Rasmussen, C. Lester; *Rare-Earth-Doped Integrated Glass Components: Modeling and Optimization*, *J. Lightwave Technol.*, Vol. 13, 1995
- [ 119] L.A. Riseberg, H.W. Moos; *Multiphonon Orbit-Lattice Relaxation of Excited States of Rare-Earth Ions in Crystals*, *Phys. Rev.* Vol. 174, 1968
- [ 120] M.D. Shinn, W.A. Sibley, M.G. Drexhage, R.N. Brown; *Optical Transitions of Er<sup>3+</sup> Ions in Fluorozirconate Glass*, *Phys. Rev. B*, Vol. 27, 1983
- [ 121] R. Reisfeld; *Luminescence and Prediction of Transition Probabilities for Solar Energy and Lasers*, *J. Less-Common Metals*, Vol. 112, 1985
- [ 122] C. B. Layne, W. H. Lowdermilk, M. J. Weber; *Multiphonon relaxation of Rare-Earth Ions in Oxide Glasses*, *Phys. Rev. B*, Vol. 16, 1977
- [ 123] L. A. Riseberg, M. J. Weber; *Relaxation Phenomena in Rare-Earth Luminescence*, *Progress in Optics XIV*, Herausgeber E. Wolf, North-Holland, 1976
- [ 124] R. Reisfeld, C.K- Jorgensen, *Excited State Phenomena in Vitreous Materials*, *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths*, edited by K.A. Gschneider Jr, J. Eyring, Elsevier Science Publishers, 1987
- [ 125] M. Inokuti, F. Hirayama; *Influence of Energy Transfer by the Exchange Mechanism on Donor Luminescence*, *J. of Chem. Phys*, Vol. 43, 1965
- [ 126] T. Förster, *Zwischenmolekulare Energiewandlung und Fluoreszenz*, *Annalen der Physik*, Folge 5, Band 2, 1948
- [ 127] T. Miyakawa, D. L. Dexter; *Phonon Sidebands, Multiphonon Relaxation of Excited States and Phonon-Assisted Energy Transfer Between Ions in Solids*, *Phys. Rev. B*, Vol 1, pp2961, 1970
- [ 128] M. J. Weber; *Fluorescence and Glass Lasers*, *J. Non-Cryst. Solids*, Vol 47, No. 1, 1982
- [ 129] W. L. Barnes et al; *Absorption and Emission Cross-sections of Er<sup>3+</sup> Doped Silica Fibers*, *IEEE J. of Quantum Electronics*, Vol. 27, No. 4, 1991
- [ 130] O. Lumholt, S. Dahl-Petersen, A. Bjarklev, C.C. Larsen, B. Pedersen, J. H. Povlsen, T. Rasmussen, K. Rottwitt; *Gain Variations for an Erbium Doped Fiber Amplifier in a Temperature Range From 45 K to 320 K*, *J. of Optical Communications*, Vol 13, No. 3, 1992
- [ 131] M.J. Weber; *Science and Technology of Laser Glass*, *Journal of Non-Crystalline Solids*, Vol. 123, 1990
- [ 132] J. Wang, L. Reekie, W.S. Brocklesby, Y.T. Chow, D.N. Payne; *Fabrication, Spectroscopy and Laser Performance of Nd<sup>3+</sup>-Doped Lead-Silicate Glass Fibers*, *Journal of Non-Crystalline Solids*, Vol 180, 1995
- [ 133] A. Munoz, F. R. Reeves, B. Taheri, R.C. Powell; *The Dependence of Laser-Induced Refractive Index Changes in Glass on the Chemical Composition*, *J. Chem. Phys*, Vol. 98, No. 8, 1993

- [ 134] M. M. Choy, C. Y. Chen, M. Andrejo, M. Saifi, C. Lin; *A High-Gain, High-Output, Saturation Power Erbium-Doped Fiber Amplifier Pumped at 532 nm*, *IEEE Phot. Techn. Lett.* Vol. 2, No. 1, 1990
- [ 135] A. Bjarklev, *Optical Fiber Amplifiers: Design and System Applications*, Artech House, 1993
- [ 136] L. Yang, S.S. Saavedra, N. R. Armstrong, J. Hayes; *Fabrication and Characterisation of Low-Loss, Sol-Gel Planar Waveguides*, *Anal. Chem.*, Vol. 66, 1994
- [ 137] M. Mennig, M. Zahnhausen, H. Schmidt; *A Novel non-hydrolytic Sol-Gel-Route to Low OH- and CH-Containing Organic-Inorganic Composites*, *SPIE Conference on Organic-Inorganic Hybrid Materials for Photonics*, Vol 3469, San Diego, 1998
- [ 138] J. Graf, H. Sautter, B. Zeitz, H. Krug, H. Schmidt; *Low Loss Waveguides from Inorganic-Organic Composites*, *Conference on Lasers and Electro-Optics-Europe*, Hamburg, Germany, 1996
- [ 139] M. Zahnhausen; *Entwicklung neuer Synthesewege zur Herstellung von organisch-anorganischen Kompositen mit reduziertem OH- und CH- Gehalt für die Verwendung in der integrierten Optik*, *Dissertation, Universität des Saarlandes*, vorauss. 1999
- [ 140] M. Mennig, N. Niegisch, A. Kalleder, H. Schmidt, J. Graf, H. Sautter; *E<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Doped Lead Silicate Glass*, *ICG XVIII, 18th International Congress on Glass*, July 5-10, , San Francisco Marriott, California USA, 1998
- [ 141] A. Kalleder; *Charakterisierung und Verwendung von Sol-Gel-Materialien mit hohen Bleigehalten*, *Dissertation, Universität des Saarlandes*, 1998
- [ 142] A. Kalleder; *Darstellung eines feindispersen Glaspulvers im System PbO-SiO<sub>2</sub> über den Sol-Gel-Prozeß*, *Universität des Saarlandes*, 1992
- [ 143] M. Mennig, N. Niegisch, A. Kalleder, H. Schmidt, J. Graf, H. Sautter; *Fluorescent E<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Doped Lead Silicate Glass for optical Amplifiers*, *CIMTEC, 9<sup>th</sup> International Conference on Modern Materials and Technologies*, Florence, June 14<sup>th</sup>-19<sup>th</sup>, 1998
- [ 144] S. Najafi; *Introduction to glass integrated optics*, Artech House, Boston, 1992
- [ 145] A.E. Neeves, A.J. Bruce et al.; *Effect of Concentration, Host Glass Composition, and Processing on the Absorption and Emission of Er<sup>3+</sup> Ions in Sodium Silicate Glasses*, *Solid-State Optical Materials*, Volume 28, American Ceramic Society, 199
- [ 146 ] J. Koetke, *Absorption aus angeregten Zuständen in Ni<sup>2+</sup> und Er<sup>3+</sup> dotierten Kristallen*, *Dissertation, Universität Hamburg*, Verlag Shaker, Aachen 1995
- [ 147 ] T. Schwarz; *Strukturveränderungen und deren Auswirkungen auf die Brechzahl in praseodym-dotierten Ge-Ga-S-Gläsern*, *Diplomarbeit, Universität Tübingen*, 1997
- [ 148] S. Münsterer, K. Kohlhof; *Cavitation Protection by low Temperature TiCN Coatings*, *SurfaCE AND Coatings Technology*, Vol. 74-75, 1995
- [ 149] M. Pohl, M. Reyer; *Charakterisierung und Prüfung dünner Schichten durch Kavitationserosion*, *Tribologie + Schmierungstechnik*, Vol. 39, 1992

- [ 150 ] B. Zeitz; *Mikrostrukturierung anorganisch-organischer Materialien über Prägeverfahren*, Dissertation, Universität des Saarlandes, vorauss. 1999
- [ 151 ] *Gel Design & Engineering; New Materials by Sol-Gel Processing*, Project N°: BE7800 Final Report, 1997
- [ 152 ] J. Beinert et al.; *Material- und Verfahrensentwicklung für neue optische Abbildungssysteme*, BMFT-Abschlußbericht , IWM-Bericht V57/90, 1990
- [ 153 ] H. Kleinert; *Zusammenhang von Fügekraft, Klebfugendicke und Fügezeit bei der Herstellung von Metallklebverbindungen*, Schweißtech. (Berlin), Vol. 28, 1978
- [ 154 ] K. I. White; *Practical Application of the Refracted Near-Field Technique for the Measurement of Optical Fibre Refractive Index Profiles*, Opt. And Quant. Electronics, Vol. 11, 1979
- [ 155 ] R. Göring, M. Rothhardt; *Application of the Refracted Near-Field Technique to Multimode Planar and Channel Waveguides in Glass*, J. Opt. Commun. Vol. 7, 1986
- [ 156 ] R. Ulrich, R. Torge; *Measurement of Thin Film Parameters with a Prism Coupler*, Applied Optics, Vol. 12, No. 12, 1973
- [ 157 ] S. T. Kirsch; *Determining the Refractive Index and Thickness of Thin Films from Prism Coupler Measurements*, Applied Optics, Vol. 20, No. 12, 1981
- [ 158 ] E. Pelletier, F. Flory, Y. Hu; *Optical characterization of Thin Films by Guided Waves*, Applied Optics, Vol. 28, No. 14, 1989
- [ 159 ] R. E. Hogan; *Solder Glass*, Chem Tech, Vol. 1, 1971
- [ 160 ] J. Graf, H. Sautter, R. Müller-Fiedler; *Short Amplifying Planar Waveguides by a new Glass Processing Technology*, Proceedings of European Symposium on Lasers and Optics in Manufacturing, Munich, Germany, 1997
- [ 161 ] J. Graf, H. Sautter, R. Müller-Fiedler; *Erium-Doped Waveguide Amplifier in Glass Fabricated by a Hot-Pressing Technology*, Conference on Lasers and Electro-Optics-Europe, Glasgow, Scotland, 1998
- [ 162 ] R.R Jacobs, M. J. Weber; *Dependence of the  ${}^4F_{3/2}$ - ${}^4I_{11/2}$  Induced-Emission Cross-Section for  $Nd^{3+}$  on Glass Composition*, IEEE J. Quantum Electron, Vol 12, No. 2, 1976
- [ 163 ] D. E. McCumber; *Theory of Phonon-Terminated Optical Masers*, Physical Review, Vol 134, No. 2A, 1964
- [ 164 ] P. Blixt, J. Nilsson, T. Carlнас, B. Jaskorzynska; *Concentration-Dependent Upconversion in  $Er^{3+}$ -Doped Fiber Amplifiers: Experiments and Modeling*, IEEE Photonic. Technology Lett., Vol.3, 1991
- [ 165 ] J. E. Roman, M. Hempstead, C. Ye, P. Camy, P. Laborde and C. Lermiaux; *1.7  $\mu m$  Excited State Absorption in Erbium-Doped Glasses*, Appl. Phys. Lett, Vol. 67, 1995