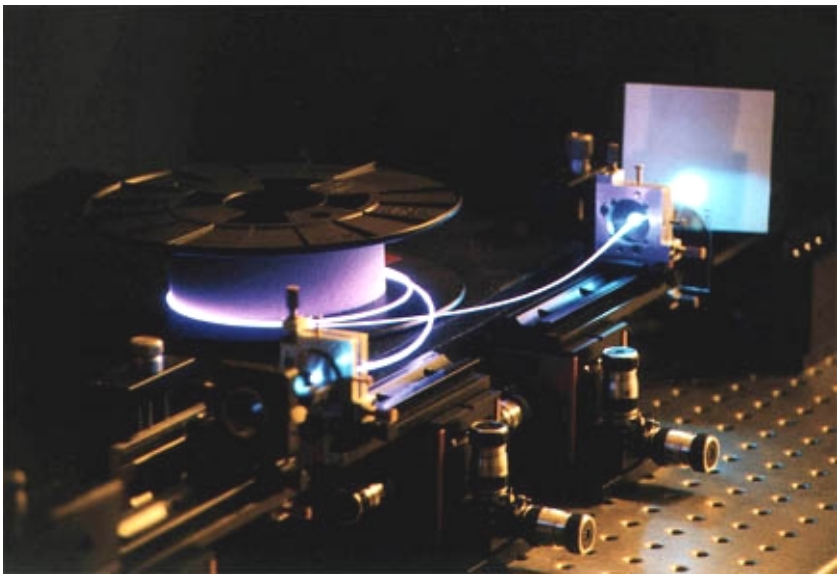
Volker Gäbler

Upconversionfaserlaser im blauen Spektralbereich



Berlin 2001
D 83

- Optisches Institut -

Dissertation

Upconversionfaserlaser im blauen Spektralbereich

von
Dipl.-Phys. Volker Gäbler
aus Berlin

von der Fakultät II - Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Naturwissenschaften (**Dr. rer. nat.**)
genemigte Dissertation

Promotionsausschuß

Vorsitzender:	Prof. Dr. J. Sahm
Gutachter:	Prof. Dr. H.-J. Eichler
Gutachter:	Priv. - Doz. Dr. H. D. Kronfeldt

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 14. November 2001

Berlin 2001
D 83

Für Julia und Karl

Vorwort

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Physik kurzwelliger Upconversionfaserlaser. Sie gibt eine detaillierte Darstellung der laserphysikalischen und materialtechnischen Grundlagen. Aufbau, Funktion und Wirkungsweise derartiger Laser werden anhand eines blau emittierenden Faserlasers diskutiert. Aktuelle Forschungsergebnisse verdeutlichen das Anwendungspotential von Upconversionlasern unter Einsatz von LPE –Glasfasermaterialien, sowie Quantenpunktlaserdioden.

Bei Upconversionlasern handelt es sich um spezielle Festkörperlasersysteme zur direkten Erzeugung kurzwelliger Laseremission. Sie werden überwiegend unter Verwendung von Fluoridglasfasern umgesetzt. Glasfasermaterialien eignen sich auf Grund der Wellenleitung besonders als aktive Medien für Festkörperlaser. Sie bieten exzellente Eigenschaften zur Signal- bzw. Leistungsübertragung und lassen sich hervorragend mit integrierter Optik kombinieren. Bislang werden Glasfasern hauptsächlich im Bereich der Telekommunikation und Sensorik, oder aber für Laser höherer Leistung und Strahlqualität eingesetzt. Der Einsatz für Upconversionfaserlaser bietet die Möglichkeit zum Aufbau von alternativen blauen und ultravioletten Strahlquellen.

Ausgangspunkt für den Einsatz von Fasermaterialien in der Lasertechnik ist die Verwendung von Glasfasern als Signalverstärker (Amplifier), welche als eine Vorstufe des Faserlasers anzusehen sind. Die Vorteile von Lasersystemen auf Glasfaserbasis liegen insbesondere in der hohen Strahlqualität und der Effizienz, sowie einer guten Leistungsskalierbarkeit. Sie bieten neuartige Möglichkeiten zur Resonatorgestaltung, sowie der Modulation und Abstimmbarkeit der Emission und sind zu anderen auf Fasern basierenden Systemen, wie z.B. optischen Netzwerken oder medizinischen Endoskopiesystemen kompatibel.

Viele bekannte Festkörperlaser können von der klassischen Kristallanordnung [*Bulklaser*] auf Glasfasertechnologie übertragen werden. Besonders Seltene Erden, die meist als aktive Dotierung in Kristallen verwendet werden, sind auch für Laseremission in Glasfasern geeignet. Im infraroten Bereich konnten bis zu einer Wellenlänge von 4µm nahezu alle mit herkömmlichen Festkörperlasern erzielten Emissionswellenlängen auch auf Glasfaserbasis umgesetzt werden. Die meisten Faserlaser bzw. Verstärker finden derzeit im Bereich der Telekommunikationsfenster bei 1.3µm und 1.5µm unter Verwendung von Neodym- bzw. Erbium- dotierten Fasern Einsatz[1]. Neben diesen Wellenlängen werden vor allem Faserlaser mit Emission um 1µm [Ytterbium oder Neodym] für den Hochleistungsbereich, 1.7µm - 2.0µm [Thulium] für abstimmbare Systeme, oder auch bei 1.4µm [Holmium] und 2.7µm [Erbium] genutzt.

[1] Die Telekommunikationswellenlängen entsprechen den Übertragungsfrequenzen mit minimaler Dämpfung (1.3µm) bzw. Dispersion (1.5µm) in Quarzglasfasern (SiO_2)

Mit Hilfe der Wellenleitung in Fasern lassen sich neben den bekannten Laserlinien auch Emissionen mit sehr geringen Wirkungsquerschitten oder selbstlöschende Übergänge anregen, was zu einer wesentlichen Bereicherung des Spektrums der verfügbaren Laser geführt hat. Durch die hohen erzielbaren Leistungsdichten können in Glasfasern insbesondere effiziente Mehrfachanregungen der aktiven Ionen erzielt werden, die zu sichtbarer Emission, der sogenannten „Upconversion“ führen. Durch Mehrfachanregung gepumpte Upconversionlaser bieten die Möglichkeit, aus energiearmer (langwelliger) Pumpstrahlung energiereiche (kurzwellige) Laserstrahlung zu erzeugen. Hierdurch ist es in diesen Lasersystemen möglich, unter Verwendung von infrarotem Pumplicht sichtbare Laserstrahlung zu generieren. Herkömmliche Laserkristalle eignen sich dafür nur in einigen wenigen Einzelfällen (Er:YLF 551nm [McFarl91], Pr:YLF 639.5nm [Sandro97]).

Erste Upconversionfaserlaser wurden mit Pr^{3+}- und Er^{3+}:ZBLAN im roten und grünen Wellenlängenbereich bei 640nm bzw. 550nm erprobt [Whitle91]. Blaue Faserlaser mit Emission um 480nm können unter Verwendung von Tm^{3+}:ZBLAN Glasfasern realisiert werden. Die vorliegende Arbeit gibt eine umfassende Charakterisierung dieser Laser und geht hierbei insbesondere auf die analytische Modellierung der 3 - Niveau - Mehrfachanregung, die Beschreibung der Farbzentrenbildung und Degradation, sowie die Leistungsskalierung ein. Neben den wissenschaftlichen Erkenntnissen konnten weitere technologische Neuerungen bezüglich der Umsetzung von Upconversionlasern in hochkompakte Strahlquellen gewonnen werden.

Ein Teil der hier vorgestellten Ergebnisse wurde im Rahmen eines durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) geförderten Projektes erzielt [FKZ: 13N7147]. In einer Kooperation zwischen dem Optischen Institut der TU Berlin (Prof. Dr. H.-J. Eichler), dem Institut für Hochfrequenztechnik der TU Braunschweig (Dr. U. Unrau) und der Firma FiberTech GmbH (Dipl. Ing. Kreitel) konnte ein für den Aufbau von blauen Upconversionfaserlasern geeignetes Fluoridfasermaterial entwickelt werden. Die Kooperation war als Teilprojekt in den NOVALAS 2000 Verbund integriert.
Neben der Entwicklung und Charakterisierung geeigneter LPE - Fasermaterialien wurde das direkte Diodenpumpen von Fluoridfasern mittels Halbleiterlaserdioden untersucht. Hierfür wurden am Institut für Festkörperphysik der TU Berlin (Prof. Dr. D. Bimberg) hergestellte Quantenpunktlaserdioden verwendet. Eine eingehende Studie dieser Thematik findet sich in der Diplomarbeit von Herrn T. Meyer (November 2000, betreut durch Dipl. Phys. V. Gäbler). Experimente zur Erzeugung ultravioletter Laseremission in Erbium- dotierten Fluoridfasermaterialien wurden im Rahmen der Diplomarbeit von Herrn S. Ferber (Oktober 2001, betreut durch Dipl. Phys. V. Gäbler) durchgeführt.

Berlin den 01. 09. 2001

Dipl. Phys. Volker Gäbler Berlin 2001

Upconversion Fiber Laser in the Blue Spectral Region

Abstract

This work investigates the fundamentals of short wavelength upconversion fiber laser. The basic principles of upconversion and single mode fiber lasers as well as the required material properties are presented. Advanced cavity setups and practical laser configurations are discussed. The principle function and operation of a blue upconversion fiber laser is examined experimentally using an Tm:ZBLAN 482nm system. A maximum blue output of 120mW was achieved. Recent research results demonstrate the high excitation efficiency and beam quality of upconversion fiber laser suitable for a wide range of application.

Through systematic spectral investigation of the upconversion excitation mechanism as well as a complex occupation and gain analysis a convenient model describing 3-step upconversion pumped fiber lasers could be developed. Using this model a detailed optimization of short wavelength upconversion fiber lasers becomes possible.

Time resolved measurements of the degradation and bleaching behavior, including ultraviolet induced colour center formation lead to the modeling and quantitative description of the threshold and long-time dependence for the 482nm laser transition in Tm:ZBLAN.

Infrared laser diodes emitting between 1100nm and 1140nm have been tested for upconversion pump sources. Quantum dot diode lasers exhibit improved excitation due to compared to heterostructure diodes broader emission spectra. First tests combining new developed quantum dot lasers and special LPE - glass fiber materials achieving high compact blue lasers have been carried out.

Within the frame of a cooperation between the Optical Institute of the Technical University Berlin and the Institute for High - Frequency Technology of the Technical University of Braunschweig detailed characterizations of different fluorozirconate glass fiber materials were carried out. The obtained low loss ZBLAN fibers could be used to demonstrate the first blue upconversion fiber laser based on german fiber material.

Direct dielectric coatings could be evaporated onto single mode optical fiber ends resulting in a damage threshold greater than 150MW/cm². Using these microscopic mirrors high compact monolithic fiber lasers could be manufactured. The developed coating methods guarantee low loss coupling to achieve minimum threshold laser emission suitable for direct diode pumping.

Dipl. Phys. Volker Gäbler Berlin 2001

Upconversionfaserlaser im blauen Spektralbereich

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die fundamentalen Prinzipien kurzwelliger Upconversionfaserlaser. Hierbei wird insbesondere auf die laserphysikalischen und materialtechnischen Grundlagen eingegangen. Der experimentelle und angewandte Aufbau von Faserresonatoren wird diskutiert. Die Funktion und Wirkungsweise von blauen Upconversionfaserlasern wird am Beispiel eines 482nm Tm:ZBLAN Lasersystems dargelegt. Mit diesem System konnte eine maximale kontinuierliche Ausgangsleistung von 120mW erzielt werden. Aktuelle Forschungsergebnisse verdeutlichen die hervorragenden Strahleigenschaften sowie das breite Anwendungspotential des Upconversionfaserlasers.

Systematische spektrale Untersuchungen der Upconversionprozesse führten unter Anwendung einer Besetzungs- und Verstärkungsmodellierung der Anregungsmechanismen zur Entwicklung eines geeigneten Modells für 3-fach gepumpte Upconversionfaserlaser. Mit Hilfe dieses Modells können kurzwellige Upconversionlasersysteme optimiert werden.

Anhand des Degradations- und Bleichverhaltens wird die Zeitabhängigkeit der Laserausgangsleistung unter Berücksichtigung der faser - internen Farbzentrenbildung behandelt, sowie das zeitabhängige Schwellwert- und Bleichverhalten von Tm:ZBLAN Faserlasern beschrieben.

Infrarote Laserdioden mit Emissionswellenlängen zwischen 1100nm und 1140nm wurden als Pumpquellen für Upconversionfaserlaser untersucht. Quantenpunktlaserdioden zeigten hierbei gegenüber Heterostrukturdioden ein besonders geeignetes Emissionsspektrum. Erste Tests zur Kombination von Quantenpunktlaserdioden und monolithischen LPE - Glasfaserresonatoren zum Aufbau hochkompakter blauer Laser wurden durchgeführt.

Durch eine detaillierte Charakterisierung der verwendeten Fluoridfasermaterialien gelang es, in Kooperation mit dem IHT der TU Braunschweig, für Laseremission geeignetes ZBLAN - Fasermaterial zu entwickeln. Unter Einsatz dieses Materials wurde erstmals ein blauer Upconversionlaser unter Verwendung von in Deutschland gezogener Fluoridfaser aufgebaut.

Es wurde ein Herstellungsverfahren für mikroskopische Spiegel mittels direkter dielektrischer Beschichtungen auf Monomodefaserenden entwickelt. Unter Verwendung dieser Verspiegelungen konnten hochkompakte monolithische Faserlaser aufgebaut werden, die sich besonders für das direkte Diodenpumpen eignen. Die hierfür entwickelten Herstellungsmethoden erzielen äußerst geringe Koppelverluste bei gleichzeitig hoher Zerstörschwelle, was die Grundlage für eine weitere Leistungsskalierung darstellt.

Inhalt

1. Blaue und ultraviolette Lasersysteme 1
1.1 Blaue und ultraviolette Lasersysteme 1
1.2 Sichtbare Upconversionlaser 3
1.3 Anwendungsgebiete 4
• Austausch von Argonionenlasern 5
• Bildprojektion und Laser TV 6
• Halbleiterlithographie und CD / DVD - Mastering 7
• Fluoreszenzmikroskopie und Analyse 8
1.4 Historischer Überblick 8
2. Mehrfachanregungsprozesse 11
2.1 Prinzip 11
2.2 Upconversionpumpprozeß 13
2.3 Materialanforderungen 14
2.4 ZBLAN-Materialuntersuchungen 17
3. Upconversionfaserlaser 21
3.1 Prinzip des aktiven Faserresonators 21
3.2 Feldverteilung und Grundzustand 22
3.3 Modellierung des 3-Niveausystem-Upconversionlasers 25
3.4 Optimierung der LPE - Glasfaserparameter 31
3.5 Resonatorkonzepte 33
• Externe und aufgedampfte Spiegel 33
• Linsengekoppelte Spiegel oder Gitter 34
• Faser-Bragg-Gitter (FBG) 34
• Faserkoppler (WDM) 35
3.6 Dielektrische Faserspiegel 35
4. Optische Eigenschaften des Thuliumions 37
4.1 Tm^{3+} - Termschema 37
4.2 Anregungsprozesse 40
4.3 Emissionslinien 42
5. Charakterisierung von Tm^{3+}:ZBLAN Glasfasern 43
5.1 Lichtleitung und Dämpfung 43
5.2 Dämpfungsmessung 45
• Dämpfungsmessung mit fester Wellenlänge 45
• Breitbandige Dämpfungsmessung 47
• Transversale Intensitätsverteilung / Nahfeld 50
5.3 Kernparameter und Abstrahlprofil 51

5.4 Absorption von Tm^{3+}:ZBLAN 53
5.5 Fluoreszenzanalyse von Tm^{3+}:ZBLAN 56
5.6 Anregung bei 1064nm und 1123nm 62
5.7 Farbzentrenbildung und Bleichverhalten 64
6. Tm^{3+}:ZBLAN und Tm^{3+},Yb^{3+}:ZBLAN Upconversionfaserlaser 69
6.1 Faserlaseraufbau und Pumpsystem 69
6.2 Vergleich Tm^{3+} - und Tm^{3+},Yb^{3+} - Codotierung 71
6.3 Laserbetrieb kontinuierlich / gepulst 73
6.4 Frequenzspektrum 76
6.5 Leistungsskalierung 78
6.6 Degradation im Laserbetrieb 83
6.7 Dauerbetrieb und Langzeitverhalten 86
7. Optische Eigenschaften des Erbiumions 87
7.1 Er^{3+} - Termschema 87
7.2 Anregungsprozesse 91
7.3 Emissionslinien 92
8. Er^{3+}:ZBLAN Upconversion 95
8.1 Er^{3+} - Upconcversionschema 95
8.1 Pumpwellenlängen 632 - 783nm 96
9. Direktes Diodenpumpen von Upconversionfaserlasern 101
9.1 Quantenpunkt- und Heterostrukturdioden 1100 - 1200nm 101
9.2 Optisches Pumpen von Fluoridfasern 103
9.3 Leistungsabhängiges Pumpverhalten 105
9.4 Tests an monolithischen Faserresonatoren 105
10. Zusammenfassung und Ausblick 107

Verzeichnis der Abkürzungen

AKSP	Auskoppelspiegel
CD	optischer Datenträger *[compact disc]*
Cw	kontinuierlich *[continuous wave]*
DPSS	diodengepumpter Festkörperlaser *[diode pumped solid state]*
DVD	optischer Datenträger hoher Speicherdichte *[digital versatile disk]*
Dy^{3+}	dreifach ionisiertes Dysprosium
Er^{3+}	dreifach ionisiertes Erbium
ESA	Absorption aus angeregten Zuständen *[excited state absorption]*
FBG	Faser - Bragg - Gitter *[fiber - bragg - grating]*
FWHM	volle Halbwertsbreite *[full width at half maximum]*
GRIN	Modulation der Brechzahl, meist bei Linsen *[graded index]*
GSA	Grundzustandsabsorption *[ground state absorption]*
Ho^{3+}	dreifach ionisiertes Holmium
HR	hoch reflektierend
HSLD	Heterostrukturlaserdiode
IHT	Institut für Hochfrequenztechnik TU Braunschweig
LD	Laserdiode
LeVF	Le Verre Fluoré *[französischer Faserhersteller]*
LPE	Material mit geringer Phononenergie *[low - phonon - energy]*
M^2	Beugungsmaßzahl
NA	Nummerische Apertur
Nd^{3+}	dreifach ionisiertes Neodym
OPO	Optisch - Parametrischer – Oszillator
PbS	Bleisulfid *[Pb: lat. Plumbum]*
PM	Photomultiplier
Pr^{3+}	dreifach ionisiertes Praseodym
QP	Quantenpunkt
RGB	rot-blau-grün
SDL	amerikanischer Laserdiodenhersteller *[Spectra Diode Labs]*
SiO_2	Siliziumdioxid
SMA	Stecker für Monomodefaser *[single mode adapter]*
TiSa	Titansaphir *[-laser]*
Tm^{3+}	dreifach ionisiertes Thulium
UP	Upconversion
VCSEL	oberflächen-emittierender Diodenlaser *[vertical cavity semiconductor laser]*
WDM	Faseroptischer Wellenkoppler *[wavelength division multiplexer]*
YAG	Yttriumaluminiumgranat
Yb^{3+}	dreifach ionisiertes Ytterbium
YLF	Yttriumlithiumfluorid
ZBLAN	Zirkoniumfluoridglasgemisch *[ZrF_4, BaF_2, LaF_3, AlF, NaF]*

1. Blaue und ultraviolette Lasersysteme

Das erste Kapitel gibt einen Überblick über die potentiellen Anwendungen und Einsatzbereiche von Upconversionfaserlasern als neue kurzwellige Lichtquelle, sowie eine kurze historische Einführung.

- ***Zum besseren Verständnis wird zunächst das Prinzip des Upconversionlasers erläutert:***

Upconversionlaser emittieren kurzwellige Laseremission bei langwelliger Anregung. Die Anregung der Laseremission erfolgt durch Mehrfachabsorptionen von z.B. infraroten Photonen im aktiven Medium. Dieser optische Pumpprozeß führt in der aktiven Dotierung zur Besetzungsinversion hochenergetischer strahlender Energieniveaus. Das durch die Upconversionanregung erzeugte Fluoreszenzlicht kann in optischen Resonatoren zur Erzeugung kurzwelliger Laseremission genutzt werden.

1.1 Blaue und ultraviolette Lasersysteme

Die derzeit am häufigsten verwendeten blauen und ultravioletten Lasersysteme sind Argonionen-, Eximer- oder frequenzkonvertierte Neodymlasersysteme. Lediglich bei den zuletzt genannten Systemen handelt es sich um Festkörperlaser. Obwohl sich Festkörperlaser auf Grund ihrer praktikablen Eigenschaften in vielen Gebieten der Lasertechnik und für optische Anwendungen, insbesondere im nahen infraroten Spektralbereich durchgesetzt haben, stellt der hier angesprochene kurzwellige Spektralbereich immer noch eine große Hürde für die Laserentwicklung dar. Zum Aufbau von leistungsstarken blauen und ultravioletten direkt emittierenden Festkörperlasern fehlen bislang geeignete Pumpquellen. Da übliche Festkörperlaser durch Pumplaserdioden mit kürzerer Wellenlänge angeregt werden müssen, scheitern heutige Systeme am Ausbleiben von optischen Hochleistungspumpdioden unterhalb einer Wellenlänge von 790nm bzw. 670nm. Zwar können Laserdioden auch mit kurzwelligerer Emission als 670nm hergestellt werden, jedoch beschränken sich diese Laserdioden insbesondere mit grüner oder blauer Wellenlänge auf sehr kleine Leistungen. Die Ursache hierfür ist in der hohen Anforderung an die Reinheit des Gitteraufbaus der verwendeten Festkörpermaterialien zu suchen, da die durch Fehlstellen induzierten Anregungszentren den Festkörperkristall zerstören. Da also direkt emittierende blaue bzw. ultraviolette Übergänge in Festkörperlasern bisher nicht effizient mit kurzwelligen Laserdioden gepumpt werden können, behilft man sich mit der Frequenzkonversion. Mit Hilfe nichtlinearer optischer Effekte in speziellen Kristallen (z.B. Frequenzverdopplern) kann die Wellenlänge der Laseremission verkürzt werden. Hierbei treten allerdings zusätzliche Verluste infolge der begrenzten Konversionseffizienzen auf. Neben der am weitesten verbreiteten Frequenzverdopplung werden vor allem auch Optische Parametrische Oszillatoren (OPO) zum Wellenlängenmischen verwendet. Diese finden momentan unter anderem bei Lasergroßbildprojektoren Einsatz (Laser TV). Der zur Zeit kurzwelligste direkt diodengepumpte Festkörperlaser emittiert bei einer Wellenlänge von

912nm und kann durch Generation der 2. Harmonischen resonator-intern auf 456nm frequenzverdoppelt werden (Nd:YVO_4 / $KNbO_3$).
Blaue und ultraviolette Laser erreichen bei kontinuierlicher Emission Ausgangsleistungen bis zu mehreren Watt, gepulste Systeme Energien bis zu einigen hundert Millijoule. Abb. 1.1 gibt einen Überblick blauer und ultravioletter Lasersysteme im Bereich von 200 - 500nm. Unterhalb einer Wellenlänge von 200nm, im sogenannten Vakuum-UV (VUV), können ArF oder F_2 Excimerlaser zu Emission bei 193nm bzw. 157nm angeregt werden.
Upconversionlaser bieten eine Alternative zur Lösung des oben beschriebenen Pumpproblems. Durch den Einsatz von speziellen Fluoridfasern können hochkompakte und effiziente blaue Laser realisiert werden, die zudem ohne weitere Koppeloptiken unmittelbar für Faseranwendungen einsetzbar sind. Unter Verwendung geeigneter aktiver Dotierungen können zur Umsetzung dieses Konzeptes die bereits vorhandenen infraroten Pumpdioden verwendet werden.

λ in nm	**Lasertyp**		**Leistung CW**	**Gepulst**
222	KrCl	**G**		1mJ / 100Hz
244	Ar^{3+} SHG	**G**	500mW	
248	KrF	**G**		350mJ / 20Hz / 30ns [*Lambda Physics*]
				multimode, luftgekühlt
266	Nd:YAG SHG / FHG	**S**	1W [*SP-LAS*]	
308	XeCl	**G**		200mJ / 20Hz / 20ns multimode, luftgekühlt [*Lambda Physics*]
337	N_2	**G**		0.4mJ 30Hz 500ps [*LTB*]
351	Ar^{3+}	**G**	2W [*Coherent*]	
355	Nd:YAG SHG / THG	**S**	-	3W/10kHz/15ns – 0.3mJ [*Lambda Physics*]
				250mJ singleshot [*Coherent*]
380 - 390	GaN	**LD**	7mW [Nakamu98]	
381	Nd:ZBLAN	**F**	75µW	
402	Er:ZBLAN	**F**	-	
400 - 410	GaN	**LD**	5mW [Nakamu98]	
412	Nd:ZBLAN	**F**	0.5mW	
442	HeCd	**G**	180mW [*Kimmon*]	
455	Tm:ZBLAN	**F**	3mW [Flohic94]	
457	Nd:YVO_4 SHG	**S**	200mW	
			[*Laser Power Corp.*]	
458	Ar^{3+}	**G**	1.5W [*Coherent*]	
473	Nd:YAG SHG	**S**	1W [Peuser00]	25W / 0.1µJ [Gäbler00a]
482	Tm:ZBLAN	**F**	375mW [Zellmer99a]	
488	Ar^{3+}	**G**	200mW luftgekühlt [*Am. Laser*]	
			8W wassergekühlt [*Coherent*]	
491	Pr:ZBLAN	**F**	165mW [Zellmer99]	

Abb. 1.1 Blaue und ultraviolette Festkörperlaser *[S: Festkörperlaser, LD: Laserdiode, F: Faserlaser, G: Gaslaser]*

1.2 Sichtbare Upconversionlaser

Upconversionlaser emittieren mit Hilfe des Mehrfachabsorptionsprozesses im gesamten sichtbaren Spektralbereich. Die kurzwelligste Laseremission eines Upconversionlasers läßt sich bisher mit Nd:ZBLAN bei 381nm erzielen. Auch im infraroten Spektralbereich gibt es Upconversionlaser, wie beispielsweise den 810nm Tm:ZBLAN Faserlaser. Trotz der großen Vielfalt der bestehenden Festkörperlasersysteme oder Laserdioden sind auch diese langwelligen Faserlaser von Interesse für abstimmbare, Kurzpuls- oder Hochleistungslasersysteme. Abb. 1.2 und 1.3 geben einen Überblick der experimentell erprobten sichtbaren Upconversionfaserlaser.

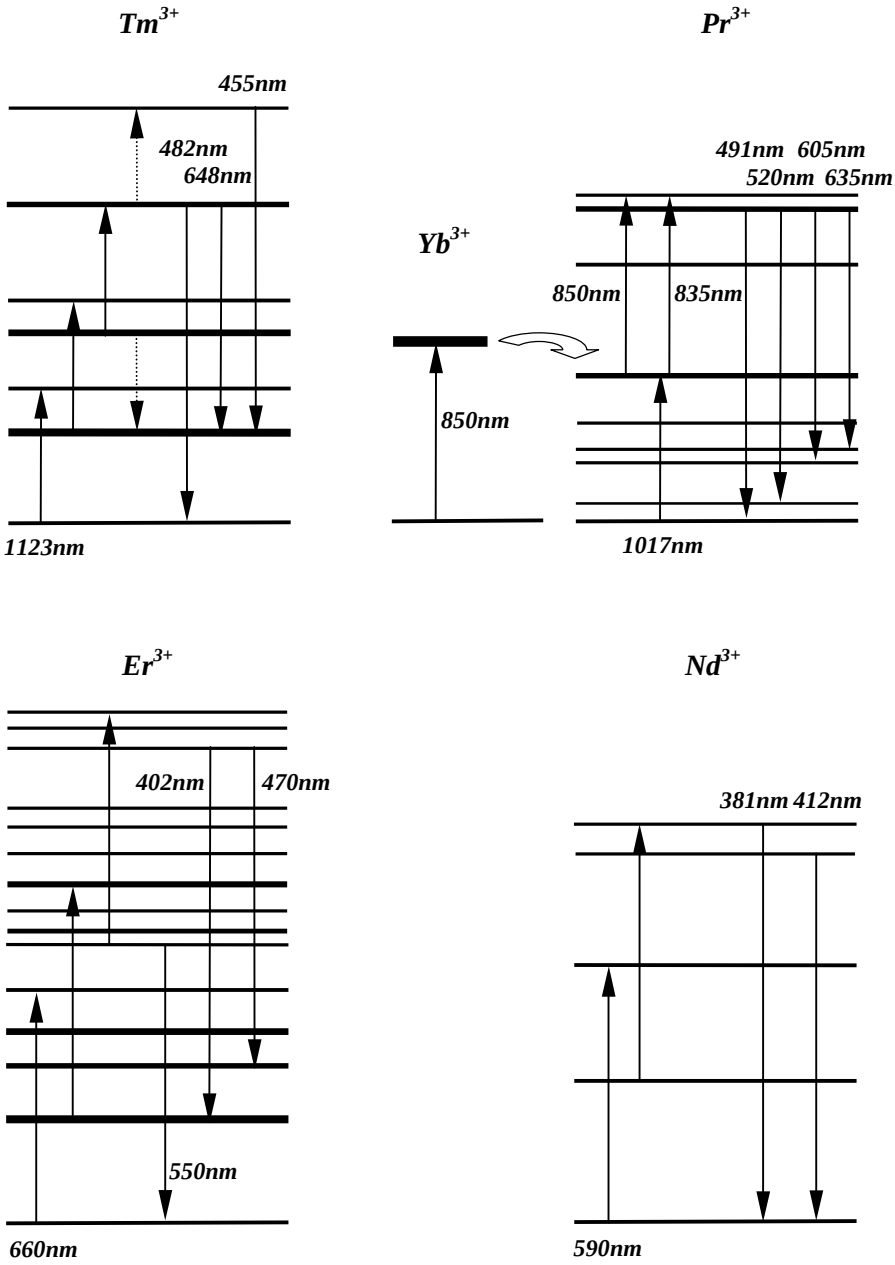


Abb. 1.3 Anregungsschemata typischer Upconversionübergänge in ZBLAN - Glasfasern
[Tm^{3+}: Thulium, Pr^{3+}: Praseodymium, Er^{3+}: Erbium, Nd^{3+}: Neodymium, Yb^{3+}:: Ytterbium]

λ in nm		Dotierung	Leistung	Effizienz	Pumpquelle	Referenz
Laser	**Anregung**	**in ZBLAN**	**cw**	**η**		
381	582-597	**Nd**	75µW	0.04%	Farbstofflaser	Funk94a
402	638	**Er**	-	-	Farbstofflaser	Gäbler01a
412	582-592	**Nd**	0.5mW	0.5%	Farbstofflaser	Funk95
455	645+1064	**Tm**	3mW	1.5%	TiSa + Farbstofflaser	Flohic94
478	457*	**Dy**	2mW	0.9%	Argonionenlaser	Zellme00
482	1064	**Tm,Yb**	375mW	9%	Nd:Faserlaser	Zellme98
	1123	**Tm**	120mW	20%	Nd:YAG	Gäbler01
	1114-1137	**Tm**	106mW	12%-30%	2xLD	Sander95
491	1017+835	**Pr**	30mW	12%	TiSa	Zhao94
	1020+840	**Pr**	7mW	6%	Yb:Faserlaser	Pask97
	780-885	**Pr,Yb**	165mW	12%	TiSa	Zellme99
520	780-885	**Pr,Yb**	20mW	12%	TiSa	Xie94
	1020+840	**Pr**	18mW	8.5%	Yb:Faserlaser	Pask97
544	971	**Er**	12mW	10%	Laserdiode	Piehle94
550	643	**Ho**	38mW	24%	Farbstofflaser	Funk94b
575	457*	**Dy**	9mW	1.5%	Argonionenlaser	Zellme00
602	860	**Pr**	0.2mW	1%	Laserdiode	Baney95
615	780-885	**Pr,Yb**	44mW	12%	TiSa-Laser	Xie94
635	1020+840	**Pr**	54mW	23%	Yb:Faserlaser	Pask97
	850	**Pr,Yb**	1020mW	22%	2xTiSa-Laser	Sandro97
	780-885	**Pr,Yb**	300mW	52%	TiSa-Laser	Xie95
648	1123	**Tm**	8mW	3%	Nd:YAG	Gäbler01

Abb. 1.3 Sichtbare Upconversionfaserlaser *[* : bisher ohne Mehrfachanregung gepumpt]*

1.3 Anwendungsgebiete

Hauptanwendungsgebiete blauer und ultravioletter Lasersysteme finden sich zum einen in Bereichen, in denen kurzwellige Laseremission mit Wellenlängen von 200nm bis 500nm benötigt wird, zum anderen dort, wo die spezielle Farbe des Lichtes zum Einsatz kommt. Upconversionfaserlaser emittieren im blauen und ultravioletten Spektralbereich mit guter Strahlqualität und hoher Effizienz ($M^2 \rightarrow 1$; $\eta \rightarrow 50\%$), und verkörpern somit eine potentielle Festkörperlaserquelle.

Abb. 1.4 gibt einen Überblick der Hauptanwendungsgebiete blauer und ultravioletter Upconversionfaserlaser. Neben dem Austausch von Argonionenlasern liegen diese vor allem im Bereich der CD / DVD - Speichertechnologien und der Halbleiterlithographie, Druck- oder Filmbelichtung, der Video- und Kleinbildprojektion (Laser TV) sowie der Fluoreszenz- bzw. konfokalen Mikroskopie und biologisch-chemischen Analysen. Für Anwendungen im Bereich der optischen Kommunikation zur Erhöhung von Übertragungsraten und Multiplexing, oder für die Entwicklung leistungsstarker optischer Computer sind weitere Einsatzmöglichkeiten abzusehen.

⇒ **Austausch von Argonionenlasern**

⇒ **Bildprojektion und Laser TV**

⇒ **Halbleiterlithographie und CD / DVD Mastering**

⇒ **Druck- und Filmbelichtungstechnik**

⇒ **Fluoreszenzmikroskopie**

⇒ **biologisch - chemische Analysen**

Abb. 1.4 Anwendungsbeispiele blauer und ultravioletter Faserlaser

Nachfolgend wird näher auf die einzelnen Anwendungsbereiche eingegangen, um die Vorteile des Upconversionfaserlasers zu erläutern.

- **Austausch von Argonionenlasern**

Argonionenlaser sind Gaslasersysteme und emittieren vorwiegend im blauen Spektralbereich mit einer Wellenlänge von 488nm. Die Laseremission wird mit Hilfe von Plasmaröhren erzeugt, die mittels Entladung durch elektrischen Strom angeregt werden. Argonionenlaser können in kompakter Bauform luftgekühlt mit Leistungen bis zu 300mW betrieben werden. Die Erzeugung höherer Leistung erfordert Wasserkühlung und umfangreiche elektrische Versorgungsgeräte, dabei sind Leistungen von mehreren Watt erzielbar.

	Argonionenlaser luftgekühlt	**Tm:ZBLAN Upconversionlaser**
Lasermedium	Argonionenplasma	Tm^{3+} dotierte Fluoridfaser
Wellenlänge λ	488nm	482nm
Leistung	200mW	375mW
Effizienz η	0.1%	10%
Lasermode	TEM_{00}	LP_{01}
Strahldurchmesser $2\omega_0$	800µm	3µm
Strahldivergenz θ	1mrad	115mrad
M^2	1.3	1.1
Polarisation	250 : 1	abhängig vom Aufbau
Baugröße [gesamt]	25 x 15 x 75cm^3	10 x 5 x 25cm^3

Abb. 1.5 Vergleich Argonionen- *[Amlaser Corp. / LS Series]* und Tm:ZBLAN Upconversionfaserlaser

Die Technologie des Argonionenlasers hat sich für viele Anwendungen bewährt. Auf Grund ihrer Bauform als Gaslaser erreichen sie allerdings nur eine geringe Gesamteffizienz von einigen 0.1%. Durch die erforderliche starke Kühlung besitzen sie Nachteile hinsichtlich der Strahlstabilität, so daß zur Verwendung von Argonionenlasern in Präzisionsverfahren externe Stabilisationen erforderlich sind. Die Lebensdauer der stark beanspruchten Plasmaröhren ist ebenfalls kritisch, und die Kosten für Austauschröhren sind hoch.
Thulium-Upconversionfaserlaser emittieren bei einer Wellenlänge von 482nm. Diese Emission liegt der des Argonionenlasers sehr nahe. Für die meisten Anwendungen ist daher

ein Austausch von Argonionenlasern gegen blaue Tm:ZBLAN Fluoridfaserlaser möglich. Die Glasfasertechnologie erleichtert zudem die optische Übertragung und gewährleistet eine gute Strahlqualität und Punktstabilität.

- **Bildprojektion und Laser TV**

Bei der lasergestützten Bildprojektion tritt an die Stelle der Farbbildröhre, des Plasma-Flachbildschirms oder der klassischen Bildprojektion ein frei projezierbares Laserbild. Laserstrahlen mehrerer Farben ersetzen den Elektronen- oder Lichtstrahl und zeichnen das Bild durch Abrasterung auf nahezu jede Oberfläche. Dabei wird der Laser in der Regel nicht auf die Bildebene fokussiert, sondern der frei propagierende „dünne“ Laserstrahl genutzt. Grundvorraussetzungen sind wie bei der Bildschirmdarstellung die sogenannten RGB-Lichtquellen (R:rot, G:grün, B:blau), die den darzustellenden Farbton mischen. Erste Bildprojektoren auf Laserbasis werden derzeit mit Hilfe von gütegeschalteten Optischen Parametrischen Verstärkern (OPO) aufgebaut. Diese jedoch sehr aufwendige Technik stellt außerordentlich hohe Systemansprüche, da die notwendigen drei Grundfarben unter Verwendung von Modenkopplung, sowie speziell abgestimmter nichtlinear-optischer Mischprozesse erzeugt werden. Abb. 1.6 zeigt die prinzipiellen Anforderungen an die zur Bildprojektion erforderlichen RGB-Lichtquellen.

	Rot	**Grün**	**Blau**
Wellenlänge	430 - 460nm	510 - 540nm	620 - 630nm
Leistung	1.5 W	2.0 W	2.0 W
Betriebsart	CW oder modengekoppelt (>110Mhz)		
Stabilität	<2%		
Rauschen	<1% rms		
Strahlprodukt	0.75mm mrad		
Polarisation	100 : 1		
Betriebstemperatur	+5 .. +40°C		

Abb. 1.6 Parameter für die lasergestützte Großbildprojektion *[Quelle: Firma Philipps ®]*

Die genauen Wellenlängen der RGB-Quellen besitzen Einfluß auf die Anzahl der darstellbaren Farben, daher können für eine naturgetreue Bilddarstellung nur bestimmte Grundfarben verwendet werden. Da die Erzeugung von sichtbarem Licht mit Hilfe von frequenzkonvertierenden Verfahren zu kürzeren Wellenlängen hin immer schwieriger wird, ist insbesondere der blaue Anteil der Bildfarbe kritisch. Abb. 1.7 zeigt im sogenannten Farbdiagramm die mit drei Grundfarben erzielbaren Mischfarben im Inneren des resultierenden Farbdreiecks.
Blaue Laseremission mit einer Wellenlänge von 455nm könnte durch Tm:ZBLAN Faserlaser erzeugt werden, und bietet optimale Voraussetzungen für den Einsatz im Bereich der Bildprojektion (siehe Farbdiagramm Abb. 1.7). In Kombination mit roten und grünen Lasersystemen, welche ebenfalls als Upconversionfaserlaser realisierbar sind (z.B. Er:ZBLAN 550nm; Pr:ZBLAN 635nm), kann so das gesamte für Bildprojektionen notwendige Farbspektrum dargestellt werden.

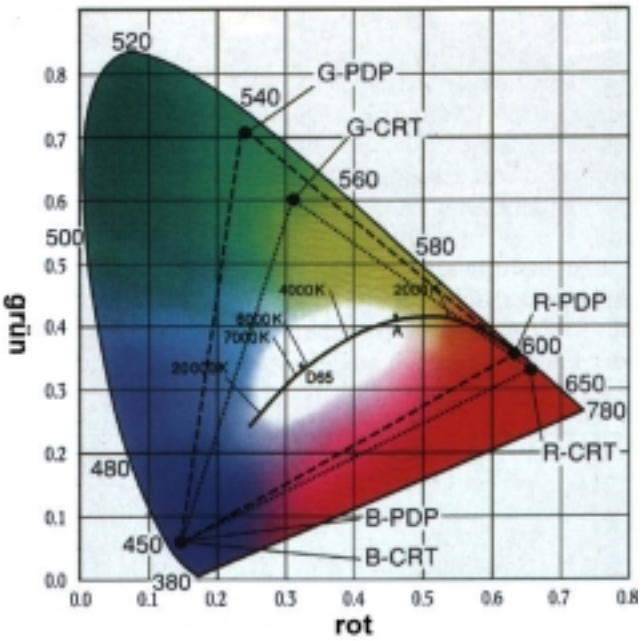


Abb. 1.7 Farbdiagramm für Bildprojektionsanwendungen

• Halbleiterlithographie und CD / DVD - Mastering

In der Mikroelektronik werden Halbleiterstrukturen mit Hilfe optischer Belichtungstechniken chemisch auf Siliziumsubstraten erzeugt. Durch Reduktion der zur Belichtung verwendeten Wellenlängen läßt sich die minimal herstellbare Strukturgröße verringern. Mit Hilfe von blauen und ultravioletten Lasersystemen, sowie spezieller optischer Abbildungsverfahren können zur Zeit Strukturgrößen von ca. 100nm hergestellt werden. Zur Belichtung werden Argonionen- oder Excimerlaser eingesetzt. Die zur Zeit kleinsten herstellbaren Strukturen können mit ArF Excimerlasern mit einer Wellenlänge von 193nm erzeugt werden. Für Belichtungsverfahren mit Wellenlängen kürzer als 350nm ist der technische Aufwand allerdings erheblich, da spezielle UV-Optiken zum Abbilden der Strukturmasken eingesetzt werden müssen, und viele Materialien unter Bestrahlung in diesem Wellenlängenbereich bereits ungewollt optisch aktiv reagieren. Deshalb ist das Interesse an kompakten Festkörperlasern für Belichtungen im Strukturbereich von 350nm bis 500nm unter Verwendung klassischer Materialien groß. Abb. 1.8 zeigt Beispiele für die rasche Entwicklung optisch generierter Strukturgrößen.

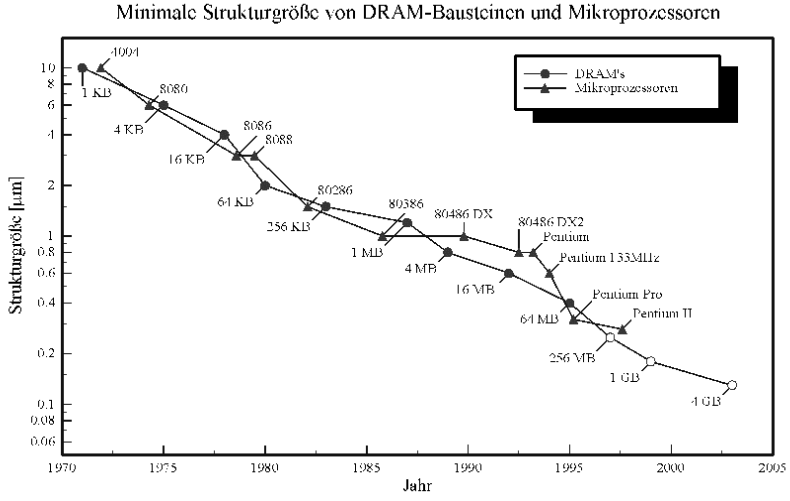


Abb. 1.8 Historische Entwicklung optisch generierter Strukturgrößen

Auch beim CD / DVD Mastering werden die originalen Vorformen für das Pressen der CD's und DVD's durch optische Belichtung hergestellt. Da die Größe der auf den Rohlingen zu erzeugenden Strukturen im Submikrometerbereich liegt, werden hierfür zur Zeit Laser mit Wellenlängen um 400nm - 500nm benutzt.
Die nächste Generation von DVD-Mastersystemen wird voraussichtlich 266nm Kompaktlaser verwenden.

• Fluoreszenzmikroskopie und biologisch - chemische Analysen

In der Fluoreszenzmikroskopie und zur Durchführung biologisch - chemischer Analysen werden blaue und ultraviolette Lichtquellen zur Anregung von Fluoreszenz in Gewebeproben eingesetzt. Für grobe und oberflächliche Untersuchungen können kurzwellige Leuchtdioden als Lichtquelle verwendet werden. Bei hochauflösenden Verfahren oder Untersuchungen an nur bedingt zugänglichen Gewebeteilen ist der Einsatz von Lasern unabdingbar. Durch konfokale Mikroskopie können beispielsweise Proben mit einer Auflösung höher als 100nm analysiert werden. Zur Beleuchtung werden hierbei zur Zeit spezielle, in Fasern eingekoppelte Argonionenlaser eingesetzt. Abb. 1.9 gibt einen Überblick über die wichtigsten Parameter eines solchen Lasersystems.

Parameter	Anforderung
Wellenlänge (relevante)	350 - 370 nm 450 - 490 nm 515 - 550 nm 560 - 590 nm 630 - 640 nm
Leistung	> 5mW
Stabilität	< ± 1% / Monat
Polarisation	> 500 : 1
Rauschspektrum	
0..500Hz	< 0.2% rms
2..20kHz	< 0.2% rms
Strahlqualität (M^2)	< 1.2
Gauß Fit TEM_{00}	> 95%
Elliptizität	< 1.05
Lebensdauer	> 5000 h

Abb. 1.9 Technische Anforderungen an Laserstrahlquellen für die Fluoreszenzlaserrastermikroskopie *[Leica]*

Die bereits früher angesprochenen Nachteile des Argonionenlasers empfehlen auch hier den Einsatz von Festkörperlasern, insbesondere Upconversionfaserlasern.

1.4 Historischer Überblick

Das Prinzip des Upconversionlasers wurde bereits 1972 von Johnson und Gruggenheim erstmals experimentell realisiert. Sie konnten gepulste Upconversionemission bei tiefen Temperaturen nachweisen. Der Mehrfachanregungsprozeß, der bei diesen Lasersystemen genutzt wird, stellt allerdings spezielle Anforderungen an das Lasermedium. So ist die Entwicklung des Upconversionlasers eng mit der Wahl eines geeigneten Festkörpermaterials verknüpft. Für eine effiziente Anregung von Mehrfachabsorptionsprozessen ist nicht nur eine hohe Leistungsdichte der Pumpstrahlung notwendig, sondern insbesondere eine hohe Lebensdauer der beteiligten Zwischenniveaus der aktiven Ionen. Materialien mit geringen

Phononenenergien eignen sich hierfür besonders. Erste Upconversionlaser wurden mit Kristallen, bestehend aus schweren Ionen wie z.B. Yttriumlithiumfluorid (YLF), aufgebaut. Diese weisen eine sehr geringe Phononenenergie auf. Allerdings konnte Laseremission auf Grund geringer Effizienz zunächst nicht bei Raumtemperaturen realisiert werden. Gründe hierfür liegen in der mangelnden erzielbaren Leistungsdichte in den Kristallen. Durch die Divergenz des Pumplichtes nach der Fokussierung ist der Bereich hoher Leistungsdichte sehr klein. Deshalb hat sich seit 1990 die Glasfaser als aktives Material für sichtbare Upconversionlaser durchgesetzt. Durch die Lichtleitung in der Faser kann die beim Einkoppeln erzielte Leistungsdichte über sehr lange Strecken aufrecht erhalten werden. Mit der Erfindung des ZBLAN-Glases, einer speziellen Fluoridmischung, im Jahre 1975, die sich seit 1990 als Faser ziehen läßt, konnte eine effiziente Mehrfachanregung der aktiven Ionen auch bei Raumtemperatur erzielt werden. Für den Aufbau von blauen Upconversionlasern werden zur Zeit ausschließlich ZBLAN-Fasern verwendet. Alternative Gläser auf der Basis von Indat-Verbindungen, sowie neuartige aktive Dotierungen wie z.B. Samarium oder auch Dysprosium befinden sich bereits in der Entwicklung. Abb. 1.10 gibt einen historischen Überblick.

Jahr	Historische Entwicklung ZBLAN Upconversionlaser
1972	erster Upconversionlaser von Johnson / Gruggenheim
1975	Michel Poulain erfindet das Zirkoniumfluoridglas mit einem Transparenzbereich von 0,3 - 7 µm
1987	erster cw Upconversionlaser mit zwei Wellenlängen gepump, sowie erste Systeme bei Raumtemperatur
1990	Allain / Poignant (CNET France): erster ZBLAN Glasfaserlaser im Sichtbaren bei Raumtemperatur
1990	erster blauer Tm:ZBLAN Upconversionfaserlaser
1991	ZBLAN Upconversionfaserlasertätigkeit im Wellenlängenbereich von 0.381µm bis 2 µm, sowie abstimmbare Upconversionlaser bei Raumtemperatur
1993	erster durch Laserdioden gepumpter Upconversionfaserlaser
1994-1999	Skalierung von sichtbaren Upconversionfaserlasern in den 100mW Leistungsbereich
1995-2000	Betrachtungen zum Degradationsverhalten und zur Farbzentrenbildung von ZBLAN - Fasern
2000	erste Umsetzung vollmonolithischer blauer Upconversionfaserlaser

Abb. 1.10 Übersicht der historischen Entwicklung des ZBLAN Upconversionfaserlasers

2. Mehrfachanregungsprozesse

Das zweite Kapitel geht auf Prinzip und Charakteristika von Mehrfachanregungsprozessen als Grundlage von Upconversion ein. Hierbei werden insbesondere die Anforderungen an geeignete Lasermaterialien behandelt und die Verwendung von LPE-Glasfasern abgeleitet.

2.1 Prinzip

Upconversion beschreibt sinngemäß eine Aufwertung oder Aufwärtskonvertierung, und wird in der Laserphysik im Zusammenhang mit Mehrfachanregungsprozessen verwendet. Die angesprochene Aufwertung besteht in der Erzeugung kurzwelliger Laseremission durch langwellige Anregung. Bei klassischen 3 - bzw. 4 - Niveaulasersystemen ist die Änderung der Wellenlänge gerade umgekehrt. Dort ist zur Anregung der Laseremission Pumpstrahlung einer kürzeren Wellenlänge, d.h. Photonen höherer Energie als die des emittierenden Laserüberganges notwendig. Im sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich gibt es, abgesehen von Laserdioden, kaum kommerziell realisierte direkte Festkörperlaser, da für diese keine geeigneten Pumpquellen mit kurzwelliger Emission existieren. Verfügbare sichtbare und ultraviolette Systeme arbeiten daher mit elektronischer Anregung oder Frequenzkonversion.
Der hier behandelte Upconversionprozeß löst dieses Anregungsproblem. Das Schema eines zweistufigen Upconversionprozesses ist in Abb. 2.1 dargestellt. Durch sequentielle Absorption zweier Photonen wird das hochliegende Energieniveau E_3 eines aktiven Ions besetzt. Der erste Absorptionsprozeß E_0 - E_2 versetzt das Ion nach einem schnellen strahlungslosen Relaxationsprozeß in den angeregten Zwischenzustand E_1. Danach wird es durch eine weitere Absorption in den Zustand E_3 angeregt. Anregungen höherer Ordnung besitzten analoge Schemata mit mehreren Zwischenniveaus (z.B. dreistufige Anregung).

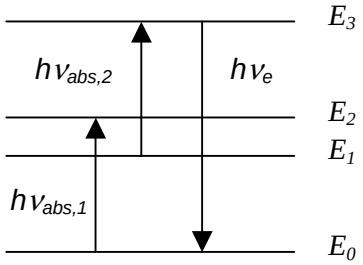


Abb. 2.1 Termschema eines 2-stufigen Upconversionprozesses

Das abgebildete Schema veranschaulicht die Charakteristika des Upconversionprozesses und macht deutlich, wie durch die Mehrfachanregung auf kurzwelliges Pumplicht verzichtet werden kann. Die höherenergetischen Zustände werden auf Kosten von niederenergetischen Zuständen erzeugt. Der Energieerhaltung wird dadurch Rechnung getragen, daß immer mehrere energiearme Zustände zur Anregung eines hochangeregten Zustandes notwendig sind. Die Gesamtenergie bleibt unter Berücksichtigung der nichtstrahlenden Prozesse

erhalten. Zur Beschreibung des Mehrfachanregungsprozesses im Falle des Upconversionlasers kann folgende Definition aufgestellt werden:

► ***Upconversion***

Upconversion beschreibt die Besetzung von Zuständen hoher Energie durch sequentielle Absorption zweier oder mehrerer Photonen niedriger Energie mit der anschließenden Emission eines höherenergetischen Photons.

Ähnliche oder allgemeinere Definitionen können für kompliziertere Mehrfachanregungen oder Upconversionprozesse mit gleichzeitiger Generierung mehrerer energiereicher Zustände aufgestellt werden. Die folgenden Betrachtungen beschränken sich allerdings auf laser-physikalisch relevante Anregungsmechanismen, so daß obige Definition ausreichend ist (gleiches gilt auch für die nachfolgenden Definitionen).
Zur Beschreibung der Anregungseffizienz eines Mehrfachabsorptionsprozesses wird der Quantenwirkungsgrad η_q als Quotient aus der Energie des emittierten Photons und der Summe der Energien der zur Anregung des energiereichen Zustandes absorbierten Photonen eingeführt. Dieser kann auch als Maß des Energieverlustes betrachtet werden. Er beschreibt den zu klassischen 3 - bzw. 4 - Niveaulasersystemen analogen Quantenwirkungsgrad, oft auch Quanteneffizienz genannt.

► ***Quantenwirkungsgrad***

Der Quotient aus der Energie E_e des emittierten Photons und der Summe der Energien E_{abs}^{ges} der zur Anregung des emittierenden Zustandes absorbierten Photonen wird als Quanteneffizienz η_q bezeichnet.

$$\eta_q = \frac{E_e}{E_{abs}^{ges}} = \frac{E_e}{\sum_{i=1}^{n} \kappa_i E_{abs}^{i}} \qquad \text{, für } n=1 \text{ gilt mit } E_{abs}^{1} \equiv E_{abs}: \qquad \eta_q = \kappa^{-1} \frac{E_e}{E_{abs}} \tag{2.1}$$

Beispiel: Beim Tm^{3+}:ZBLAN Upconversionlaser werden drei Photonen (κ=3) mit einer Wellenlänge (n=1) von 1123nm zur Emission eines Photons der Wellenlänge 482nm absorbiert. Der Quantenwirkungsgrad dieses Prozesses beträgt also η_q=0.78.

Die κ_i - Werte bezeichnen die wellenlängenabhängige Upconversionwertigkeit der Photonen für den Gesamtprozeß. Wird die gesamte Photonenenergie zur stufenweisen Anregung verwendet, so ist das zugehörige κ_i ganzzahlig. Geht ein Teil der Energie verloren oder treten Mischprozesse auf, so ergeben sich gebrochene κ_i - Werte.

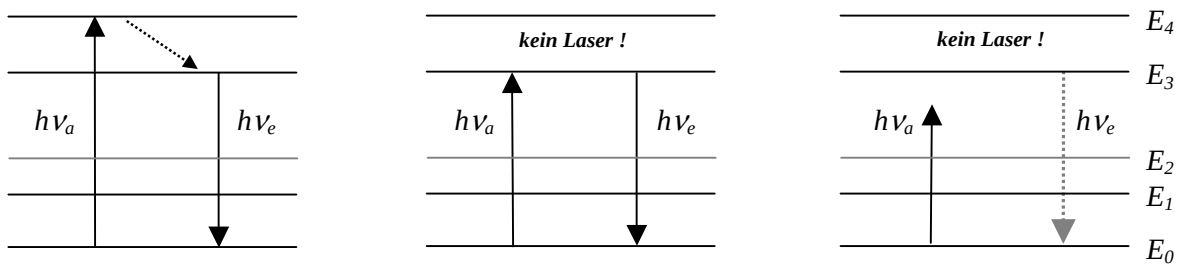
Laser	**Wellenlänge** Pump	Laser	**Quanteneffizienz** η_q	Ref.
Nd:YAG	808nm	1064nm	0.76	
Nd:YAG	808nm	946nm	0.85	[Gäbler01a]
Tm:ZBLAN	1123nm	482nm	0.78	
	660nm	455nm	0.73	
Pr,Yb:ZBLAN	840 + 1020 nm	491nm	0.94	[Pask97]
	840 + 1020 nm	520nm	0.89	[Pask97]
	850nm	635nm	0.67	[Sandrock97]
Er:ZBLAN	971nm	544nm	0.89	[Piehler94]
	650nm	402nm	0.54	potentiell
TiSa-Laser	488nm	800 - 1100 nm	0.61 - 0.44	Ar^{3+} gepumpt

Abb. 2.2 Quanteneffizienz verschiedener Laser

Der Quantenwirkungsgrad beschreibt den maximal erreichbaren optischen Wirkungsgrad eines Lasers, entsprechend den durch das Termschema vorgegebenen Verlusten des Systems. Anhand obiger Gleichung ist ersichtlich, daß der Quantenwirkungsgrad von Upconversionlasern nicht notwendig geringer ist als bei 3 - bzw. 4 - Niveaulasersystemen. Die Anregungsenergie ist lediglich auf mehrere Photonen aufgeteilt. Abb. 2.2 gibt einen Überblick der Quanteneffizienzen einiger Upconversionlaser im Vergleich zu bekannten Lasersystemen. Ein hoher Quantenwirkungsgrad ist generell erzielbar, wenn die strahlungslosen Relaxationsprozesse nur geringe Übergangsenergien besitzen (siehe auch Abb. 2.4).
Die Effizienz der Anregung hängt allerdings nicht nur vom Quantenwirkungsgrad ab. Weitere entscheidende Faktoren sind Zustandslebensdauer, Phononenrelaxationsraten, Quantenausbeute, Emissionswirkungsquerschnitte und interne Verluste.

2.2 Upconversionpumpprozeß

Wie oben angedeutet, eignet sich der Upconversionprozeß besonders zur Anregung hochenergetischer Niveaus, wie beispielsweise sichtbar emittierender Zustände. Er unterscheidet sich allerdings als Pumpprozeß von herkömmlichen 3 - bzw. 4 - Niveausystemen, und stellt daher besondere Anforderungen an das Lasermaterial. Abb. 2.3a stellt zunächst ein klassisches 3 - Niveautermschema dar. Das obere Pumpniveau wird durch einfache Absorption aus dem Grundzustand angeregt (GSA). Eine schnelle strahlungslose Relaxation des aktiven Ions besetzt das obere Laserniveau. Diese Art des Anregungsprozesses ist für 3 - bzw. 4 - Niveaulasersysteme gleich. Da die Besetzung des oberen Pumpniveaus in nur einem Absorptionsschritt erfolgt, muß die Pumpstrahlung notwendigerweise kurzwelliger als der Laserübergang $E_3 \rightarrow E_0$ sein ($h\nu_a > h\nu_e$). Wäre der Pumpübergang zu energiearm ($h\nu_a < h\nu_e$), so könnte auf Grund der verbleibenden Energielücke keine Besetzung des oberen Laserniveaus erfolgen (Abb. 2.3c). Bei genau gleichen Energien ($h\nu_a = h\nu_e$) sind zwar Zustände im Pumpniveau anzuregen, das Schema würde dann aber ein 2 - Niveausystem darstellen, das wegen der Gleichheit der Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitte nicht die zur Laseremission notwenige Besetzungsinversion erreichen kann (Abb. 2.3b).
Beim Upconversionpumpprozeß wird die zur Anregung des aktiven Ions notwendige Energie in mehrere kleinere Portionen aufgeteilt. Dadurch wird eine Besetzung des oberen Pumpniveaus auch durch Photonen geringerer Energie ($h\nu_{a1}, h\nu_{a2}, h\nu_{a3}, .. < h\nu_e$) erreicht. Je mehr Absorptionsstufen an der Besetzung beteiligt sind, desto kleiner können die Teilenergien der Pumpphotonen sein. Die Summe der an der Besetzung beteiligten Übergangsenergien muß allerdings größer als die Energie des emittierten Photons sein ($h\nu_{a1} + h\nu_{a2} + h\nu_{a3} + .. > h\nu_e$).

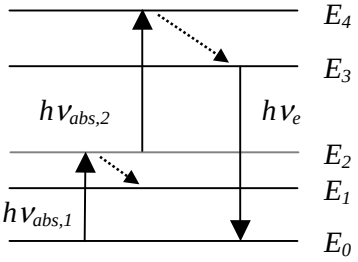


$h\nu_a > h\nu_e$ (a) 3 - Niveausystem

$h\nu_a = h\nu_e$ (b) 2 - Niveausystem

$h\nu_a < h\nu_e$ (c) keine Anregung

Abb. 2.3 Klassische Photonenabsorption in einem 3 - Niveausystem



$$h\nu_{abs,1} + h\nu_{abs,2} > h\nu_e$$

(d) Upconversion 3 - Niveausystem

Abb. 2.4 Upconversion Photonenabsorption ($h\nu_a < h\nu_e$)

Die Anzahl der möglichen Absorptionsprozesse hängt in erster Linie vom Termschema des aktiven Ions und seinen optischen Eigenschaften im Wirtsmaterial ab (Wirt = Material, in das das aktive Ion dotiert ist, engl. host). Theoretisch läßt sich jedes aktive Ion, das zwischen dem oberen und unteren Pumpniveau weitere Niveaus besitzt, derart anregen. Der Anzahl der Übergänge sind jedoch aus technischen und praktischen Gesichtspunkten Grenzen gesetzt. Im Folgenden wird die Energieüberhöhung ε definiert, welche als Maß für die Aufwertung der Wellenlänge dient.

- ***Energieüberhöhung***

Der Quotient aus der Energie E_e des emittierten Photons und der mittleren Energien E_{abs}^{mittel} der zur Anregung des emittierenden Zustandes absorbierten Photonen wird als Energieüberhöhung ε bezeichnet.

$$\varepsilon = n \cdot \frac{E_e}{\sum_{i=1}^{n} \kappa_i E_{abs}^i} \tag{2.2}$$

Beispiel: Beim Tm^{3+}:ZBLAN Upconversionlaser beträgt die Energie der emittierten Photonen 2.6eV. Die mittlere Energie der absorbierten Photonen ist 1.15eV (n=1, κ=3). Damit beträgt die Energieüberhöhung 2.3.

Maximale Energieüberhöhungen werden zur Zeit mit 3 - stufigen Absorptionsprozessen erzielt. Um die Effizienz der Anregung zu optimieren und Laseremission auch bei Raumtemperatur zu ermöglichen, sind hohe Leistungsdichten notwendig, um möglichst viele Teilübergänge in die Nähe der Sättigung zu pumpen. Die Sättigung eines Überganges bezieht sich hierbei auf die nahezu vollständige Entleerung des unteren Niveaus.

2.3 Materialanforderungen

Wie in der Einführung angedeutet, ist die Entwicklung des Upconversionlasers eng mit der Wahl eines geeigneten Festkörpermaterials verknüpft. Der oben beschriebene Mehrfachanregungsprozeß stellt ein wesentlich komplizierteres Pumpschema dar, als die Anregung in den für die meisten Festkörperlaser üblichen 3 - bzw. 4 - Niveaulasersystemen. Daher werden für eine effiziente Anregung an das Lasermedium folgende notwendige Anforderungen gestellt:

Anforderungen an das Lasermedium

- lange Lebensdauer der beteiligten Zwischenniveaus der aktiven Ionen
- geringe Verluste durch nichtstrahlende Prozesse

Um diese Anforderungen zu realisieren, können physikalisch gesehen die folgenden Parameter optimiert werden:

Möglichkeiten zur Realisierung

- geringe Phononenenergien
- gute Abschirmung der aktiven Elektronen gegen das Festkörpergitter

Praktisch bieten sich folgende Möglichkeiten zur Umsetzung:

Lösung zur Praktischen Umsetzung

- schwere Ionen bzw. Moleküle in den Glasmischungen
- niedrige Schmelztemperatur der Gläser (kleine Wechselwirkungskräfte im Gitter)

Die ersten Materialien, die zum Aufbau von Upconversionlasern verwendet wurden, waren Fluoridkristalle (z.B. LaF_3). Aufgrund der großen Masse der Fluoridionen (Ordnungzahl 9, rel. Atommasse 19) und der schwachen Bindungskräfte im Gitter weisen diese Kristalle eine besonders geringe maximale Phononenenergie von nur $350cm^{-1}$ auf. Im Vergleich dazu besitzen sauerstoffhaltige Verbindungen (Ordnungzahl 8, rel. Atommasse 16) wie z.B. SiO_2 maximale Phononenenergien von $1100cm^{-1}$. Die maximale Phononenenergie eines Materials ist für Upconversionprozesse von wesentlicher Bedeutung. Die Lebensdauer der bei Mehrfachanregung notwendigen Zwischenniveaus wird maßgeblich duch das Auftreten von strahlungslosen Relaxationsprozessen bestimmt. Dabei wird die Energie des elektronischen Überganges nicht in Form von Photonen (Lichtquanten) abgestrahlt, sondern durch die Erzeugung von Phononen (Schwingungsquanten) an das umgebende Gitter abgegeben. Die abzugebende Energie wird dabei in Form von mechanischen Schwingungen auf das umgebende Gitter übertragen. Je nach Energieabstand der beteiligten Niveaus ist dazu die gleichzeitige Erzeugung eines oder mehrerer Phononen notwendig, da die maximale Energie die von einem einzelnen Phonon transportiert werden kann, begrenzt ist.
Die maximale Phononenenergie kann durch ein klassisches Modell aus der Masse eines schwingungsfähigen Gitterplatzes abgeschätzt werden, es hat sich allerdings bewährt, Phononenprozesse mittels empirisch ermittelter Materialkonstanten zu charakterisieren. Als charakteristische Größe wird dazu die strahlungslose Übergangsrate w_{ns} verwendet, die den Zerfall eines Energieniveaus unter Erzeugung von Phononen beschreibt [Layne77].

▸ ***Strahlungslose Übergangsrate***

Die strahlungslose Übergangsrate w_{ns} beschreibt den Anteil des Zerfalls eines elektronischen Zustands, der seine Energie ohne die Erzeugung eines Photons mittels Phononen an das umgebende Gitter abgibt.

$$w_{ns} = C[n(T)+1]^p e^{-\alpha\Delta E} \quad ; \quad n(T) = \frac{1}{\exp(\hbar\omega / kT) - 1} \tag{2.3}$$

wobei C und α materialabhängige Konstanten repräsentieren, ΔE die Energielücke, p die Anzahl der beteiligten Phononen und $n(T)$ die Bose - Einstein - Verteilung der Phononengesamtheit darstellt. Mit den in der Tabelle von Abb. 2.5 aufgelisteten Konstanten

ergibt sich die in Abb. 2.6 dargestellte Abhängigkeit der Phononenenergien. Es ist zu beachten, daß der Wert für die maximale Phononenenergie von ZBLAN mit der Glaszusammensetzung variiert.

Material	C in s^{-1}	α in 10^{-3} cm	$E_{ph}=\hbar\omega$ in cm^{-1}
LaF_3	$6.6 \cdot 10^{8}$	5.6	350
ZBLAN	$1.6 \cdot 10^{10}$	5.2	500
SiO_2	$1.4 \cdot 10^{12}$	4.7	1100

Abb. 2.5 Strahlungslose Zerfallsraten und Phononenenergien von LaF_3, ZBLAN und SiO_2

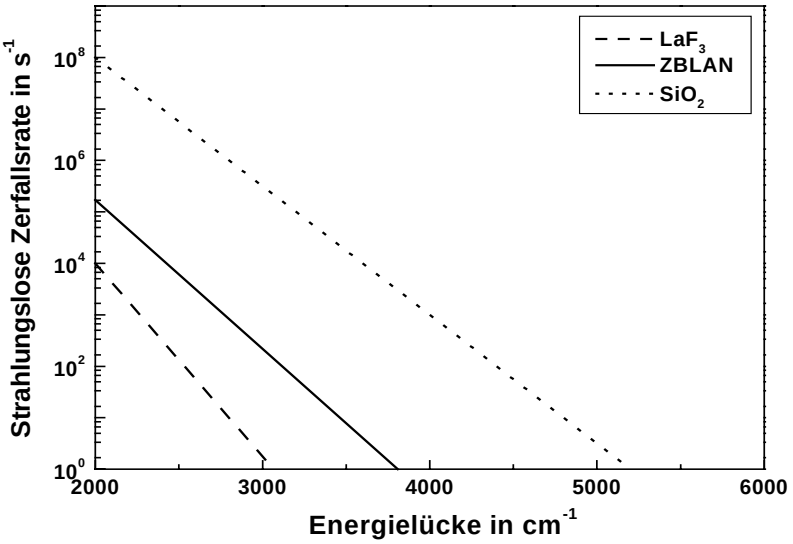


Abb. 2.6 Strahlungslose Zerfallsraten und Phononenenergien von LaF_3, ZBLAN und SiO_2

Die geringe maximale Phononenenergie von LPE-Gläsern wirkt sich in hohem Maße auf die Materialeigenschaften aus. Sie besitzen beispielsweise äußerst geringe Übergangstemperaturen bei hohen thermischen Ausdehnungskoeffizienten, was sich zum Teil nachteilig auf die mechanische Stabilität und Belastbarkeit auswirkt (siehe Abb. 2.7). Bei der Wahl der Glaszusammensetzung ist also ein Kompromiß zwischen der Phononenenergie und der Glasstabilität zu treffen.

	ZBLAN	SiO_2
Zusammensetzung	ZrF_4 / BaF_2 / LaF_3 / AlF_3 / NaF	SiO_2
Übergangstemperatur in °C	265	1175
Ausdehnungskonst. in 10^{-6} 1 / °C	17,2	0,55
Dichte in g/cm^3	4,33	2,20
Brechungsindex bei 589 nm	1.499	1.458
Transmission größer 10% [µm]	0,22 - 8,0	0,16 - 4,0
Zerstörschwelle [W / cm^2]	-	10^{10}

Abb. 2.7 Glasparameter von ZBLAN und SiO_2 im Vergleich

2.4 ZBLAN-Materialuntersuchungen

Wie im vorherigen Abschnitt bereits erwähnt, stellt die Materialzusammensetzung einen Schlüsselpunkt bei der Entwicklung von Tm:ZBLAN Upconversionlasern dar. ZBLAN - Fasern sind zur Zeit das einzige Medium, in dem sich derartige Laser effizient anregen lassen. Neben den geringen Phononenenergien kommt es darauf an, die optimale Materialzusammensetzung des Fluoridglasgemisches zu finden, um die auftretenden Degradationseffekte auf ein Minimum zu reduzieren, bzw. ganz zu beseitigen. In einer eingehenden Untersuchung wurden verschiedene ZBLAN-Fasermaterialien mittels eines Rasterelektronenmikroskops (Hitachi S-2700) einer Elementanalyse unterzogen und hinsichtlich ihrer Glaszusammensetzung charakterisiert. Abb. 2.10 gibt einen Überblick der aus der Elementanalyse berechneten Glasmischung der untersuchten Fluoridfasern. Im Anschluß sind die beobachteten Röntgenspektren abgebildet, die während der Elementanalyse der Glaszusammensetzung aufgenommen wurden. Die Spektren sind den in Abb. 2.8 tabellierten Fasern zugeordnet.

	ZBLAN - Materialanalyse								
	TU Braunschweig *[Deutschland]*		**Shanghai, doppelter Mantel** *[China]*			**LeVF** *[Frankreich]*		**KDD Ltd.** *[Japan]*	
	dotiert**	undotiert*	dotiert	undotiert	undotiert	Dotiert[1]	undotiert	dotiert	undotiert
ZrF_4	53%	53%	49%	53%	53%	-	37%	22%	-
BaF_2	20%	20%	16%	18%	20%	-	17%	20%	13%
LaF_3	5%	4%	4%	4%	4%	-	4%	6%	4%
AlF_3	3%	3%	5%	3%	3%	-	3%	2%	3%
NaF_2	17%	20%	19%	20%	19%	-	15%	14%	18%
HfF_4	-	-	-	-	-	-	24%	32%	62%
Pb	3%	-	5%	2%	-	-	-	-	-
Cl	-	-	-	-	-	-	-	(3%)	-
Tm	0,2%	-	0,2%	0,2%	-	0,2%	-	0,2%	-
Yb	-	-	3%	-	-	-	-	-	-

Abb. 2.8 Zusammensetzung verschiedener Tm:ZBLAN - Glasfasermaterialien,
Angaben in mol% *[*Mantelmaterial, **Kernmaterial, [1]ohne Messung]*

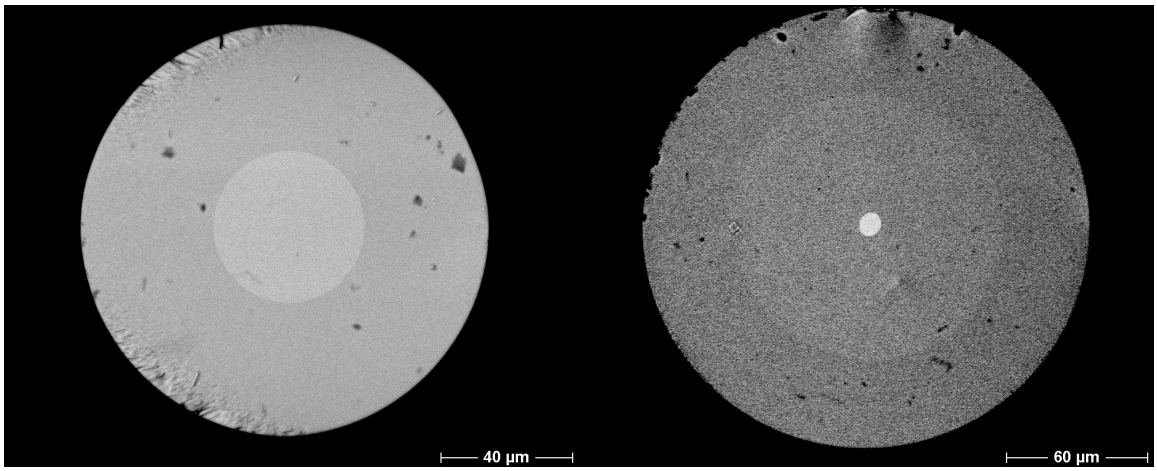


Abb. 2.9 Elektronenmikroskopische Aufnahmen zur Charakterisierung der ZBLAN - Glaszusammensetzung
(l.) IHT TU Braunschweig 47µm / 133µm (r.) Shanghai 10µm / 67µm / 167µm

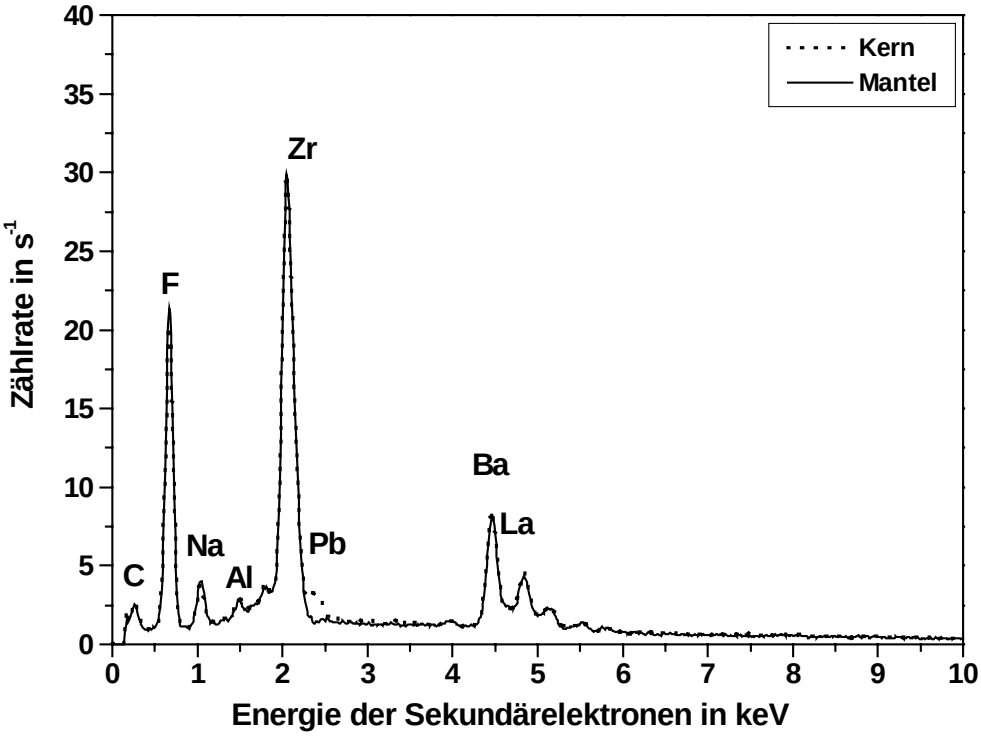


Abb. 2.10a Materialanalyse einer Tm:ZBLAN Faser mittels Rückstreuelektronenmikroskopie *[TU Braunschweig]*

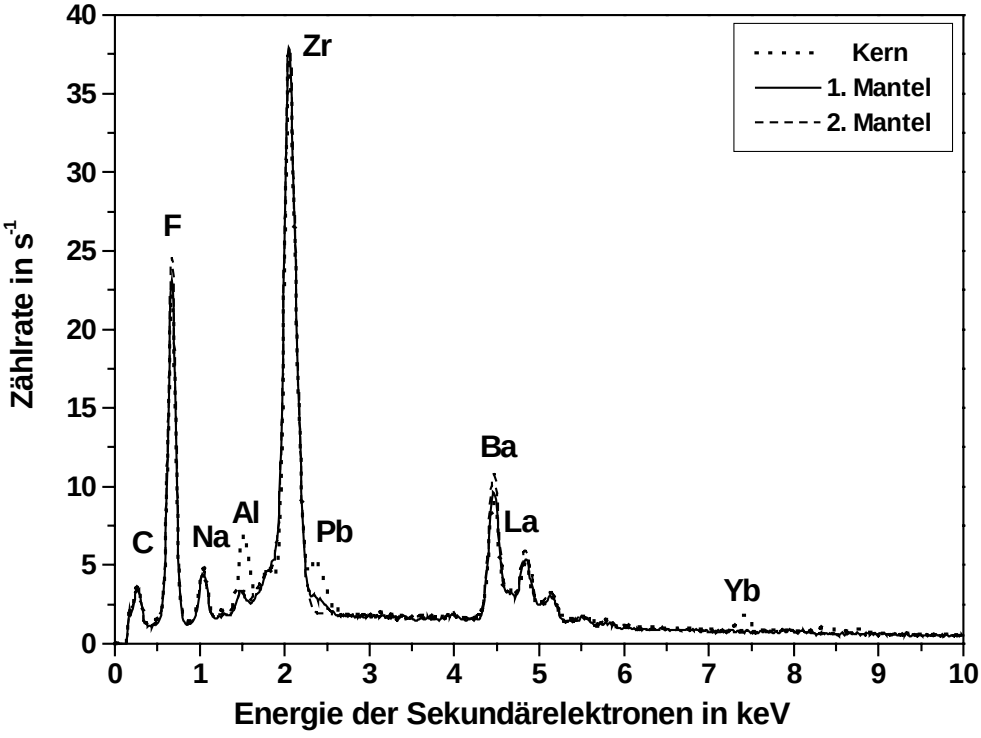


Abb. 2.10b Materialanalyse einer Tm:ZBLAN Faser mittels Rückstreuelektronenmikroskopie *[Shanghai]*

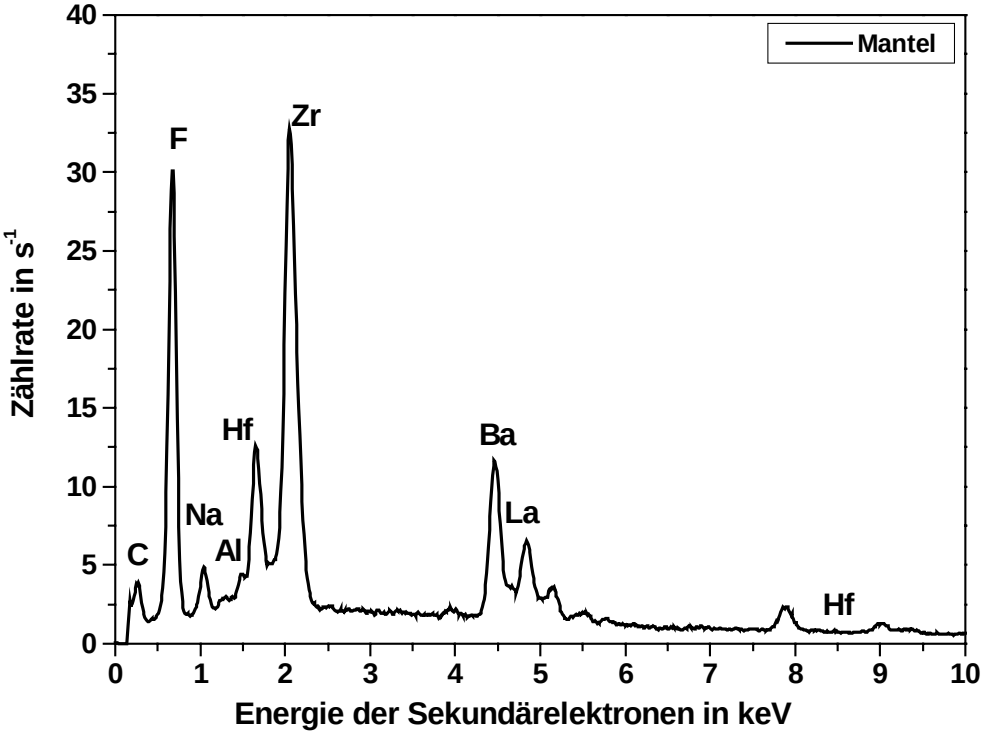


Abb. 2.10c Materialanalyse einer Tm:ZBLAN Faser mittels Rückstreuelektronenmikroskopie *[LeVF]*

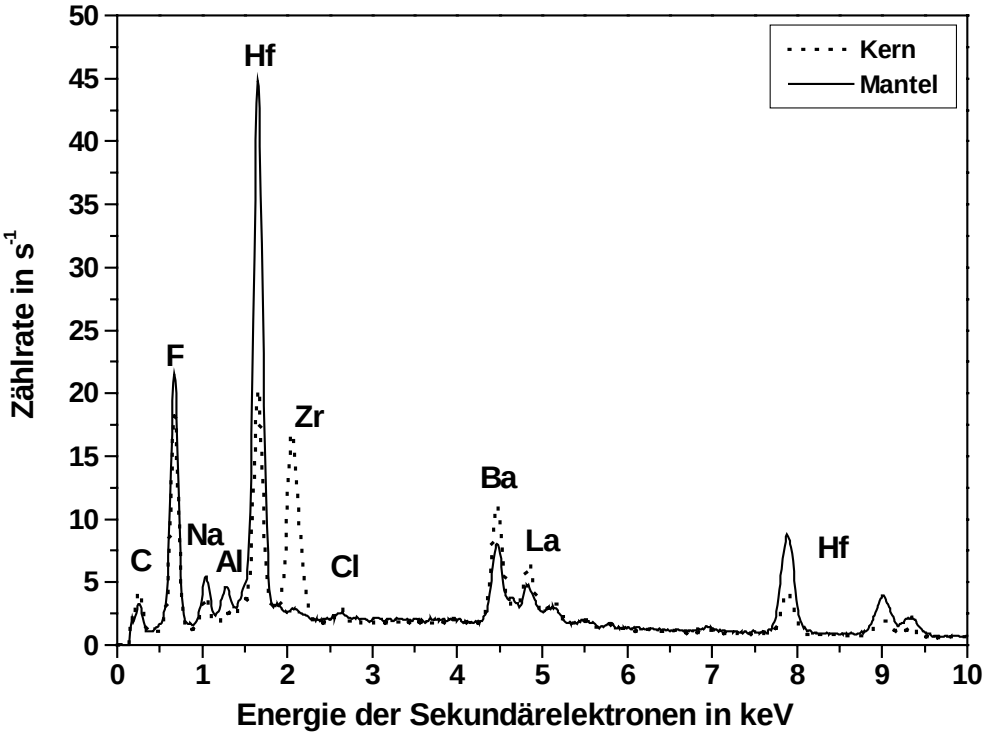


Abb. 2.10d Materialanalyse einer Tm:ZBLAN Faser mittels Rückstreuelektronenmikroskopie *[KDD Ldt.]*

3. Upconversionfaserlaser

Nachdem im vorangegangenen Kapitel die grundlegenden Charakteristika von Mehrfachanregungsprozessen und die dazu notwendigen Materialeigenschaften erläutert wurden, wird nun auf die Umsetzung des Upconversionlasers mit Hilfe von Faserresonatoren eingegangen.

3.1 Prinzip des aktiven Faserresonators

Aktive Faserresonatoren sind optisch rückgekoppelte Verstärker mit wellenleitender Führung des resonator-internen transversalen elektrischen Feldes. Zur Rückkopplung dienen Spiegel, die die im Faserkern angeregte Emission an den Faserenden reflektieren, so daß sich eine geschlossene Kavität bildet (Abb. 3.1). Aufbau und Abmaße solcher Kavitäten hängen in hohem Maße von den physikalischen Eigenschaften des angeregten Laserüberganges, sowie der bezweckten Anwendung ab. Der erste aktive Faserresonator wurde 1964 von Koester und Snitzer durch eine mit Blitzlampen gepumpte Glasfaser aufgebaut [Koester64].
Faserresonatoren ermöglichen sehr hohe Verstärkungen bei nahezu vollständiger Pumplichtausnutzung und bieten daher die notwendigen Randbedingungen für effiziente Upconversionlaseraktivität. Abb. 3.2 vergleicht die charakteristischen Parameter eines IR Hochleistungs- mit denen eines blauen Upconversionfaserlasers.

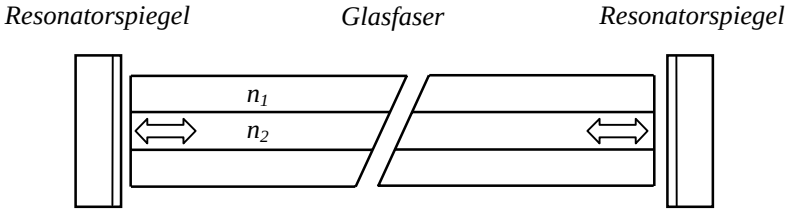


Abb. 3.1 Faserresonator

	Faserlaser	**Upconversionfaserlaser**
Lasermedium	Quarzfaser	Fluoridfaser
Emission	infrarot	sichtbar
Wellenlängenbereich	1 - 4 µm	0.4 - 0.65 µm
Material	SiO_2	ZBLAN
Faserlängen	1 - 100 m	0.2 - 2 m
max. Leistung [cw]	110W	1W
Effizienz opt./opt.	50 - 80%	30 - 50%
M^2	1	1
Polarisation	variabel	variabel

Abb. 3.2 Vergleich typischer Eigenschaften von Quarz- bzw. Fluoridfaserlasern [Maximalwerte]

Durch die Anpassung des Aufbaus des wellenleitenden Resonators können die Anregungs- und Emissionsmechanismen des Laserprozesses optimiert werden. In Glasfasern wird dies über die Anpassung der für die Wellenleitung relevanten Parameter, wie z.B. der Nummerischen Apertur *NA*, des Brechzahlsprunges Δn oder des Kernradius *a* möglich. Die genannten Parameter besitzen direkten Einfluß auf das Modenvolumen des resonator-internen Feldes und die Abstrahlcharakteristik des Faserlasers. Auf die Ausbildung der Modenstruktur wird im nächsten Abschnitt eingegangen, die Abstrahlcharakteristik wird in Abschnitt 5.2 behandelt.
Zur Herstellung von wellenleitenden Resonatoren können verschiedenste Materialien wie Gläser, Halbleiter, Polymere, oder auch unterschiedlich dotierte Kristalle eingesetzt werden. Zum Aufbau von blauen Upconversionfaserlasern sind auf Grund der hohen notwendigen Leistungsdichten nur Monomodefasern aus Fluoridglas zu verwenden. Die Führung der Lichtwelle wird durch die Phasenverzögerung im höher brechenden Kern bzw. eine Modulation des Brechungsindex über den Kernquerschnitt realisiert (Gradientenindex-Fluoridfasern sind allerdings noch nicht realisiert). Die physikalische Beschreibung der Lichtleitung durch Totalreflexion ist nur für Multimodefasern gültig und kann in Monomodefasern nicht mehr aufrecht erhalten werden ($a \cong \lambda$). Um die laserphysikalischen Eigenschaften von Upconversionfaserlasern beschreiben zu können, ist es notwendig, die Ausbildung der Lasermoden in Monomodefasern kurz zu erläutern.

3.2 Feldverteilung und Grundzustand

Grundlage der klassischen Beschreibung der Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen sind die Maxwellschen Gleichungen. Die Entkopplung der 1. und 2. Maxwellschen Gleichung, die die Wechselwirkung zwischen elektrischem und magnetischem Feld beschreiben, führt zu einer partiellen Differentialgleichung 2. Ordnung für die elektrische Feldstärke, der sogenannten Wellengleichung. Sie beschreibt die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in isotropen, polarisierbaren Medien. Mit Hilfe der Wellengleichung können die Eigenzustände von Laserresonatoren durch Anwendung der entsprechenden Randbedingungen gewonnen werden. Im Folgenden werden nur die radialen Verteilungen des elektrischen Feldes betrachtet, die jeweiligen magnetischen Komponenten ergeben sich aus den Maxwellschen Gleichungen.

Zunächst ist es hilfreich, das elektromagnetische Feld eines Festkörperlasers ohne wellenleitende Führung des transversalen resonator-internen Feldes zu betrachten. Die angeregten Moden breiten sich quasi frei innerhalb des Resonators aus, wobei sich als näherungsweise Lösung der Wellengleichung das Kirchhoff´sche Beugungsintegral ergibt ($\varpi_0 >> \lambda$). Die Forderung einer stationären Feldverteilung im Resonator führt auf eine Eigenwertgleichung bezüglich der Transformation zwischen den Resonatorspiegeln, aus der die Eigenzustände (Moden) berechnet werden. Je nach Geometrie der Resonatorspiegel ergeben sich hierbei für die resultierenden Moden verschiedene Verteilungen. Im Folgenden sind die Verteilungen für rechteckige (z.B. Slablaser) bzw. runde Resonatorspiegel (z.B. Nd:YAG Stablaser) angegeben. Die Resonatormoden werden entsprechend der Koeffizienten der verwendeten Polynome mit TEM_{mn} durchnummeriert.

$$E_{mn}^{rechteck} \propto E_0 H_m(x) H_n(y) e^{-(x^2+y^2)} e^{-i(\omega t - kz)} \quad H_{mn}\text{: Hermitesche Polynome} \tag{3.1b}$$

$$E_{mn}^{kreis} \propto E_0 r^{n/2} L_m^n(r) \cos(n\phi) e^{-\frac{r^2}{w^2}} e^{-i(\omega t - kz)} \quad L^n{}_m\text{: verallgemeinerte Laguerre Polynome} \tag{3.1a}$$

Der Fundamental- bzw. Grundmode der durch obigen Ansatz erfaßten Resonatoren wird mit TEM_{00} bezeichnet und mittels einer Gaußverteilung beschrieben:

$$E_{TEM_{00}} = E_{00}(r,z,t) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{r^2}{w(z)^2}} e^{-i(\omega t - kz)} \tag{3.2a}$$

$$\text{mit} \quad w(z) = w_0\sqrt{1+(z/z_R)^2} \quad \text{und} \quad z_R = \frac{\pi n w_0}{\lambda} \tag{3.2b}$$

In Glasfasern liegt eine Führung der elektromagnetischen Welle durch das Brechzahlprofil vor. Im Unterschied zur freien Strahlausbreitung ergibt sich daher eine andere Form der charakteristischen Wellengleichung. Diese ist einer allgemeinen analytischen Lösung unzugänglich, und nur durch nummerische Verfahren zu lösen. Für den Fall einer Stufenindexfaser ergeben sich die resultierenden Fasermoden unter Verwendung der Besselfunktionen und werden mit HE_{mn} bzw. EH_{mn} bezeichnet. Die Bezeichnung HE und EH unterscheidet bezüglich der Dominanz des elektrischen bzw. magnetischen Feldes in Richtung der z-Achse (Faserkern), m bestimmt die Ordung der Besselfunktion, während n die Anzahl der radial innerhalb des Kerns auftretenden Nullstellen angibt. Als Grundmode wird der HE_{11}-Zustand bezeichnet, da dieser im Gegensatz zu den HE_{01}- und EH_{01}-Zuständen keinen Cut-Off besitzt - also bei verschwindender Dämpfung theoretisch noch in beliebig dünnen Faserkernen geleitet wird. HE_{01}- und EH_{01}-Zustand besitzen hingegen im Zentrum des Faserkerns eine Nullstelle des elektrischen Feldes und werden daher bei V=2.405 abgeschnitten. Der HE_{11}-Zustand wird in Näherung für schwach führende Fasern ($n_1 - n_2 << 1$) auch mit LP_{01} bezeichnet. Im Folgenden sind die radialen Feldverteilungen der HE_{mn}-Moden für mn > 0 angegeben (für EH_{mn}-Moden ergibt sich anstelle des Minuszeichens im Index der Besselfunktionen ein Pluszeichen):

$$E_m^{faser} = E(r)e^{-i(\omega t - \beta z)} \qquad \text{mit:} \tag{3.3a}$$

$$E(r) = E_0\left[\frac{K_{m-1}(W)}{J_{m-1}(U)}\right] J_{m-1}\left(\frac{Ur}{a}\right) \quad \text{, im Kern} \qquad \left(\frac{W}{a}\right)^2 = \beta^2 - n_2^2k^2 \tag{3.3b}$$

$$E(r) = E_0 K_{m-1}\left(\frac{Wr}{a}\right) \quad \text{, im Mantel} \qquad \left(\frac{U}{a}\right)^2 = n_1^2k^2 - \beta^2 \tag{3.3c}$$

J_m: Besselfunktion, K_m: modifizierte Besselfunktion 2-ter Art, *C:* Konstante proportional zur Gesamtintensität

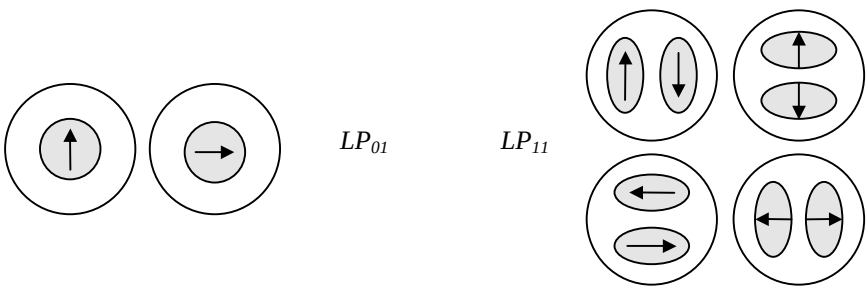


Abb. 3.3 Schematische Darstellung der E - Feldverteilung der Eigenzustände der ersten beiden Grundmoden in LP-Näherung [LP_{01} : {HE_{11}}, LP_{11} : { TM_{01}, TE_{01}, HE_{21}}]

Abb. 3.4 zeigt die normierte radiale Verteilung des HE_{11}-Grundmodes, wie sie sich aus der Kombination der Besselfunktionen für Kern und Mantel ergibt. Die Grundmoden von Wellenleitern und optischen Resonatoren mit freier Strahlausbreitung sind innerhalb einiger

Halbwertsbreiten nahezu identisch, so daß für bestimmte Anwendungen sogar eine Kopplung beider fundamentalen Resonatormoden mit hoher Effizienz möglich ist. In Abb. 3.5 sind die unterschiedlichen Feldverteilungen beider Resonatorkonzepte dargestellt.

Eine sehr gute Approximation von HE_{11}- bzw. LP_{01}-Fasermoden, gemessen an der maximalen Überlappung, ist gegeben durch die folgende Gaußverteilung:

$$E(r) \cong E_{Gauss}(r, w_0) = E_0 e^{-\frac{r^2}{w_0^2}} \tag{3.4a}$$

mit $w_0 = a \cdot (0.65 + 1.619V^{-3/2} + 2.879V^{-6})$ für $0.8 < \lambda/\lambda_c < 2$ (3.4b)

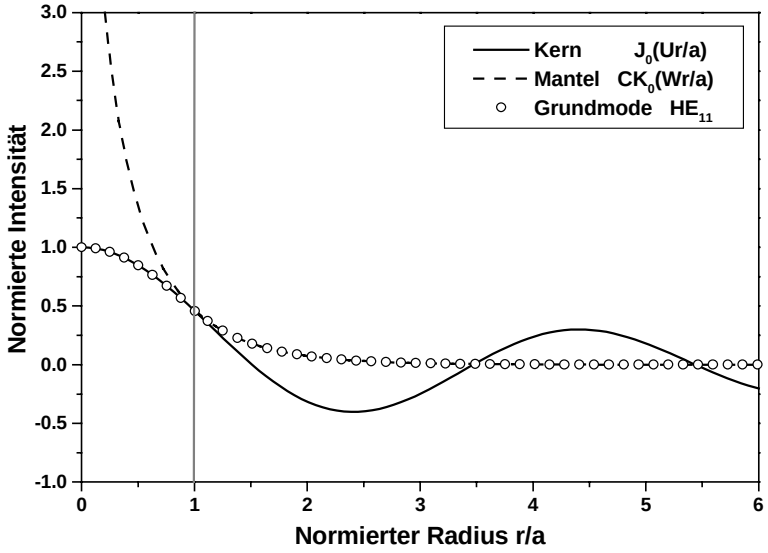


Abb. 3.4 Normierte radiale Feldverteilung des HE_{11} - Grundmodes (Stufenindexfaser)

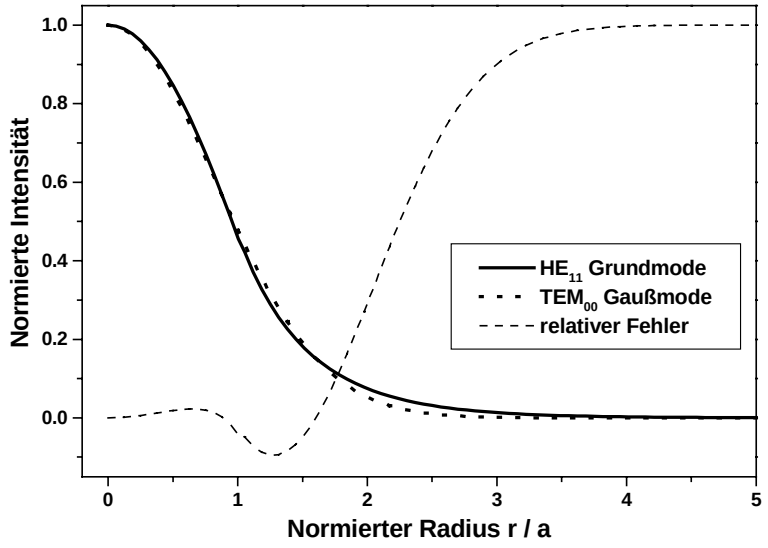


Abb. 3.5 Approximation des HE_{11} Grundmodes durch eine Gaußverteilung

Die nach (3.4) berechnete Gaußverteilung eignet sich zur Berechnung der meisten Grundmodeprobleme in Glasfasern. Wie aus der Formel ersichtlich ist, hängt die Gaußnäherung der räumlichen Verteilung des Grundmodes und damit auch die Ausbreitung

des Laserstrahls beim Austritt aus der Faser vom Kernradius und dem Brechzahlsprung des Fasermaterials ab. Damit werden bereits beim Faserziehprozeß die Emissionseigenschaften des Lasers entscheidend beeinflußt. Man erzielt also somit Synergie zwischen Resonator und aktivem Medium, wie sie bei herkömmlichen Festkörperlasern nur in vollmonolithischen Systemen erreicht wird. Ähnlich wie bei diesen können auch beim Faserlaser die Resonatorspiegel entweder direkt auf die Faserenden aufgebracht oder an diese angekoppelt werden. Auch der Einsatz von Gitterspiegeln stellt eine effiziente Möglichkeit der Rückkopplung dar, die für Fluoridfasern allerdings noch nicht beherrscht wird.

3.3 Modellierung des 3-Niveausystem-Upconversionlasers

Im Folgenden soll die physikalische Beschreibung eines Upconversionfaserlasers anhand der Bilanzgleichungen eines 3-Niveau-Upconversion-systems hergeleitet werden. Die Berechnung der longitudinalen Abhängigkeit der Pumplicht-absorption sowie des Gewinnkoeffizienten werden vorgeführt. Die Modellierung des Laserprozesses ist insbesondere bei 3-Niveaulasern wie dem Tm^{3+}:ZBLAN Faserlaser für die richtige Wahl der Länge des aktiven Mediums nötig. Die Berechnung wird entsprechend der in Abb. 3.6 gegebenen Niveaustruktur durchgeführt. Da bei den meisten Upconversionlasern die Pumpanregung über schnelle strahlungslose Relaxationen in metastabile Zwischenniveaus erfolgt, kann man in guter Näherung davon ausgehen, daß in den Bilanzgleichungen keine relevanten Strahlungsanteile aus induzierter Emission auftreten. Die spontanen Zerfälle der Zwischenniveaus werden unter Verwendung der Zustandslebensdauern berücksichtigt. Die Niveaustrukur des Upconversionlasers kann damit unter Zusammenfassung der strahlungslosen Zwischenstufen auf die in Abb. 3.6 dargestellte Weise reduziert werden.

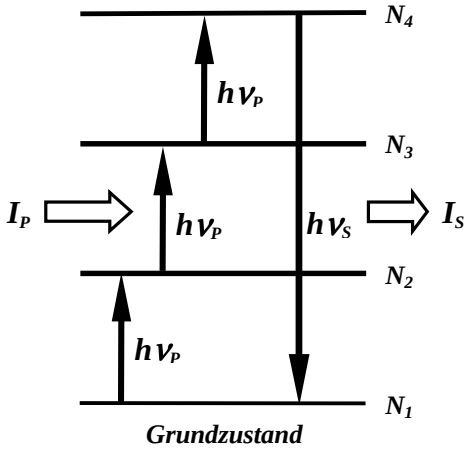


Abb. 3.6 Niveaustruktur Tm:ZBLAN

Neben der Anpassung der Niveaustruktur des Termschemas wird im folgenden Modell eine homogene Pumplichtverteilung im aktiven Medium (Top-Head-Modell) angenommen. Für eine exakte Rechnung müßte in diesem Zusammenhang die Pumplichtverteilung entsprechend der resultierenden Fasermode moduliert werden.
Zur Berechnung eines Tm^{3+}:ZBLAN Faserlasers können die folgenden Vereinbarungen getroffen werden:

$$I_{12} = I_{23} = I_{34} = I_P \quad \text{,mit} \quad I_P = I_P[z] \tag{3.5}$$
$$\nu_{12} = \nu_{23} = \nu_{34} = \nu_P \quad \text{,mit} \quad \sigma_{nm} = \sigma_{nm}[\nu_P]$$
$$\nu_{14} = \nu_S \quad \text{und} \quad I_{41} = I_S$$

wobei $I_P[z]$ die Intensität des Pumplichtes der Frequenz ν_P beschreibt, die gleichzeitig alle drei Upconversionübergänge anregt. Da die Pumpwellenlänge in der Regel nicht der maximalen Absorption der Übergänge entspricht, werden die Wirkungsquerschnitte als Funktionen der Frequenz betrachtet. Über den oberen Laserzustand hinaus tritt nur noch eine weitere Anregung auf das Niveau N_5 [$I_{45}=I_P$, $\nu_{45}=\nu_P$] auf. Zunächst sind die Besetzungszahlen der beteiligten Niveaus aus den Bilanzgleichungen zu bestimmen.

Unter Berücksichtigung des oben abgebildeten Niveausystems ergeben sich für den Tm^{3+}:ZBLAN Laser folgende Bilanzgleichungen:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{N_1\sigma_{12}I_P[z]}{h\nu_P} + \frac{N_2}{\tau_2} + \frac{N_3}{\tau_3} + \frac{N_4}{\tau_4} + \frac{N_5}{\tau_5} \tag{3.6}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{N_2\sigma_{23}I_P[z]}{h\nu_P} + \frac{N_1\sigma_{12}I_P[z]}{h\nu_P} - \frac{N_2}{\tau_2}$$

$$\frac{dN_3}{dt} = -\frac{N_3\sigma_{34}I_P[z]}{h\nu_P} + \frac{N_2\sigma_{23}I_P[z]}{h\nu_P} - \frac{N_3}{\tau_3}$$

$$\frac{dN_4}{dt} = -\frac{N_4\sigma_{45}I_P[z]}{h\nu_P} + \frac{N_3\sigma_{34}I_P[z]}{h\nu_P} - \frac{N_4}{\tau_4}$$

$$\frac{dN_5}{dt} = +\frac{N_4\sigma_{45}I_P[z]}{h\nu_P} - \frac{N_5}{\tau_5}$$

Die exakte Abhängigkeit der einzelnen Besetzungszahlen kann aus der stationären Betrachtung der Bilanzgleichungen durch Lösung des sich ergebenden Gleichungssystems, unter Berücksichtigung der Gesamtdotierungskonzentration berechnet werden:

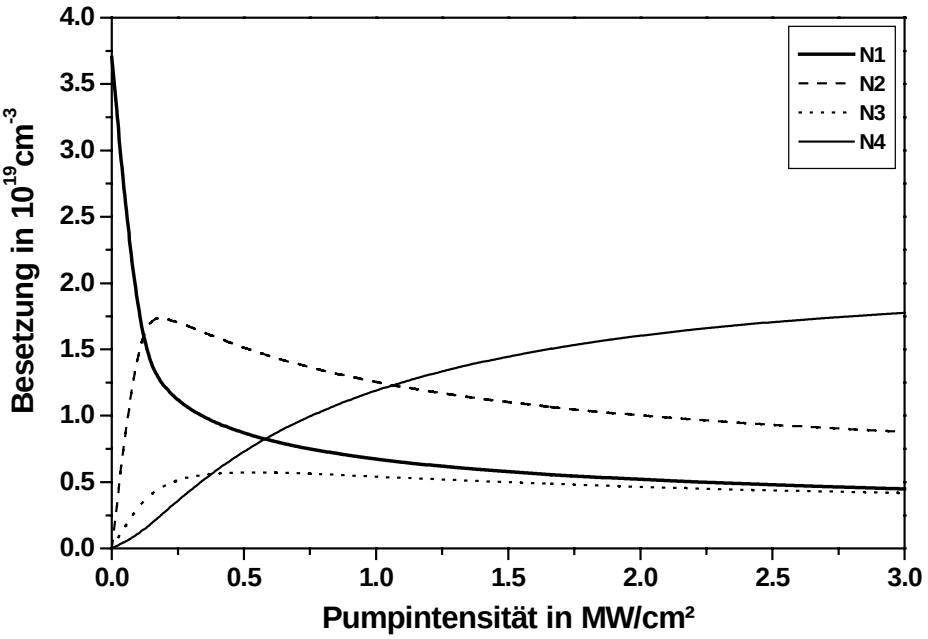
$$\frac{dN_i}{dt} \equiv 0 \quad + \quad N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5 \equiv N_0 \quad \rightarrow \tag{3.7}$$

$$N_1 = \frac{h\nu_P\sigma_{23}\sigma_{34}N_0}{h\nu_P(\sigma_{23}\sigma_{34} + \sigma_{12}(\sigma_{23} + \sigma_{34})) + \sigma_{12}\sigma_{23}\sigma_{34}\tau_4 I_P[z]}$$

$$N_2 = \frac{h\nu_P\sigma_{13}\sigma_{34}N_0}{h\nu_P(\sigma_{23}\sigma_{34} + \sigma_{12}(\sigma_{23} + \sigma_{34})) + \sigma_{12}\sigma_{23}\sigma_{34}\tau_4 I_P[z]}$$

$$N_3 = \frac{h\nu_P\sigma_{12}\sigma_{23}N_0}{h\nu_P(\sigma_{23}\sigma_{34} + \sigma_{12}(\sigma_{23} + \sigma_{34})) + \sigma_{12}\sigma_{23}\sigma_{34}\tau_4 I_P[z]}$$

$$N_4 = \frac{h\nu_P\sigma_{12}\sigma_{23}\sigma_{34}\tau_4 N_0 I_P[z]}{h\nu_P(\sigma_{23}\sigma_{34} + \sigma_{12}(\sigma_{23} + \sigma_{34})) + \sigma_{12}\sigma_{23}\sigma_{34}\tau_4 I_P[z]}$$



$N_0 = 3.7 \cdot 10^{19}\, cm^{-3}$
$\sigma_{12} = 8 \cdot 10^{-26}\, m^2$
$\sigma_{23} = 4 \cdot 10^{-26}\, m^2$
$\sigma_{34} = 8 \cdot 10^{-26}\, m^2$
$\sigma_{45} = 1 \cdot 10^{-26}\, m^2$
$\tau_2 = 6.00\, ms$
$\tau_3 = 1.40\, ms$
$\tau_4 = 0.67\, ms$
$\tau_5 = 0.06\, ms$
$\upsilon_P = 2.67 \cdot 10^{14}\, Hz$

Abb. 3.7 Abhängigkeit der Besetzung im Tm:ZBLAN von der Pumpintensität

Abb. 3.7 verdeutlicht die starke Abhängigkeit der Besetzungszahlen von der Pumpintensität. Zur exakten Berechnung der Verstärkung Γ_{41} längs des Faserkerns ist es daher notwendig, die longitudinale Pumplichtverteilung zu berücksichtigen. Zur Bestimmung der longitudinalen Abhängigkeit der Pumpintensität, und damit der im Medium absorbierten Leistung ist die folgende Differentialgleichung für $I_P[z]$ unter Einsatz der oben bestimmten stationären Besetzungen zu lösen (Anregungen über N_4 hinaus werden hier auf Grund des geringen Wirkungsquerschnittes σ_{45} vernachlässigt):

$$\frac{dI_P[z]}{dz} = \left(-N_1\sigma_{12} - N_2\sigma_{23} - N_3\sigma_{34}\right) I_P[z] \tag{3.8}$$

$$\frac{dI_P[z]}{dz} = -\frac{3h\nu_P\sigma_{12}\sigma_{23}\sigma_{34}\tau_4 N_0 I_P[z]}{h\nu_P\left(\sigma_{23}\sigma_{34} + \sigma_{12}\left(\sigma_{23} + \sigma_{34}\right)\right) + \sigma_{12}\sigma_{23}\sigma_{34}\tau_4 I_P[z]} \tag{3.9}$$

Letztere Gleichung kann in vereinfachter Form geschrieben werden: $\frac{df[z]}{dz} = \frac{Af[z]}{B + Cf[z]}$ (3.10)

welche unter Einsatz der Anfangsbedingung $f[z=0] = f[0]$ die folgende Lösung besitzt:

$$f[z] = \frac{B}{C}\,\mathrm{Pr}\,oductLog\left[\frac{C}{B} f[0] Exp[(Cf[0] - Az)/B]\right] \tag{3.11}$$

Gleichung (3.11) gibt die exakte Lösung der longitudinalen Abhängigkeit der Pumpleistung an. Die Funktion *ProductLog* ist definiert durch: *ProductLog*[z] = w, für w · Exp[w·x] = z. Eine numerische Entwicklung dieser Funktion zeigt, daß sie sich unter den gegebenen Parametern sehr gut durch eine einfache Exponentialfunktion approximieren läßt. Hierzu ist eine Absorptionskonstante k einzuführen:

$$f[z] \approx f[0] Exp[-kz] \tag{3.12}$$

Die exponentielle Konstante k wird durch die nummerische Anpassung bestimmt. Die im Folgenden durchgeführten Berechnungen wurden unter Verwendung der jeweiligen Anpassung für die entsprechenden Parameter des Tm^{3+}:ZBLAN Faserlasers durchgeführt. Abb. 3.8 zeigt einen Vergleich der exakten Abhängigkeit der Pumplichtverteilung und der Approximation am Beispiel des Tm:ZBLAN Fluoridfaserlasers.

$$I_P[z] \approx Ip[0]Exp[-kz] \qquad \text{,mit:} \qquad k[N_0, I_P[0], \sigma_{12}, \sigma_{23}, \sigma_{34}, \tau_4] \quad (3.13)$$

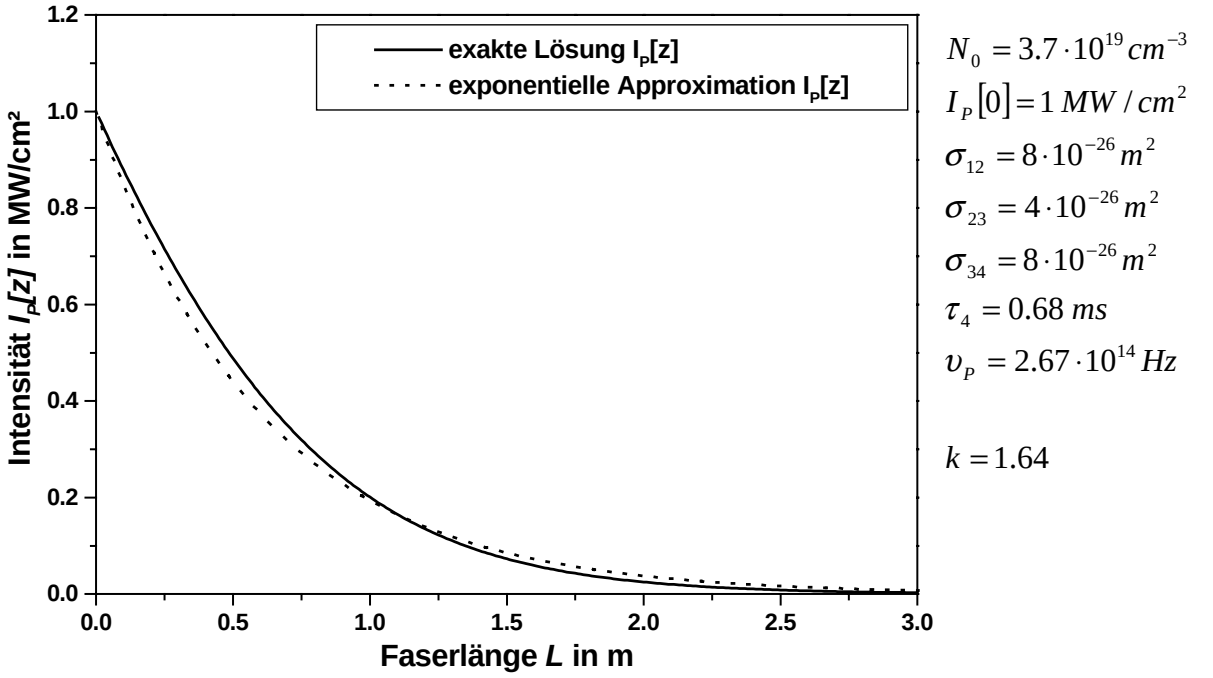


Abb. 3.8 Exakte Lösung und Approximation der longitudinalen Pumplichtabhängigkeit

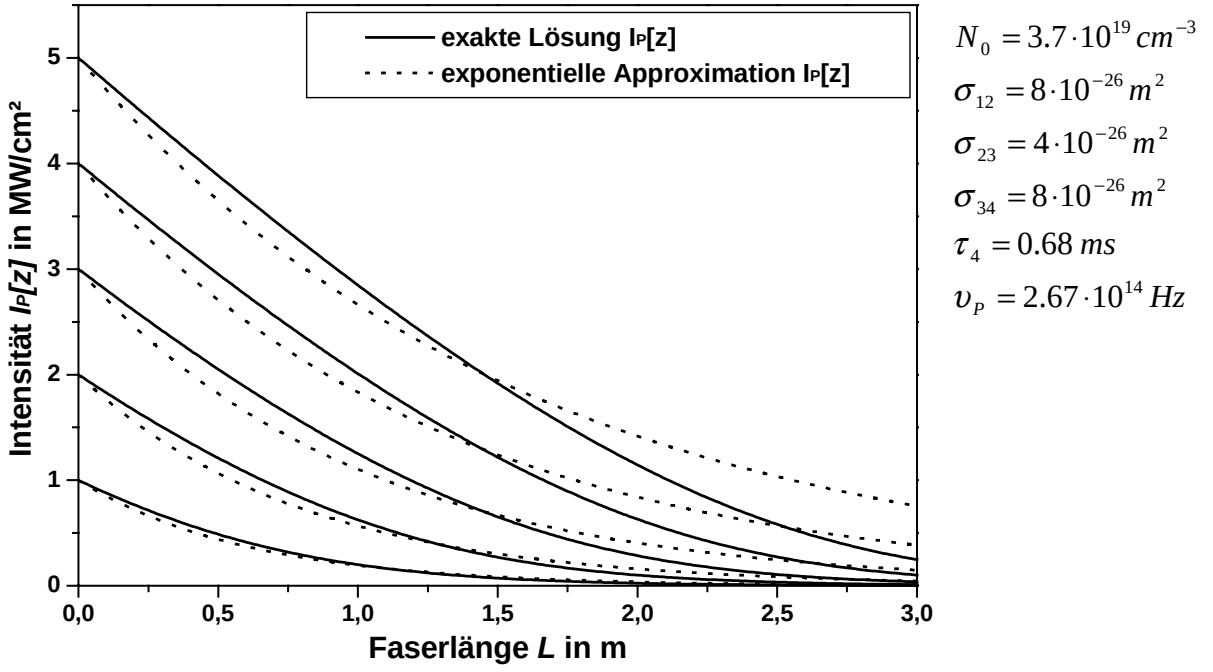


Abb. 3.9 Exakte Lösung und Approximation der longitudinalen Pumplichtabhängigkeit für verschiedene Pumpintensitäten $I_P[0]$: I_P = a) 1 b) 2 c) 3 d) 4 e) 5 · MW/cm²

Nach der Bestimmung der longitudinalen Pumplichtverteilung läßt sich der Verstärkungskoeffizient Γ_{41} durch Integration über die Faserlänge L berechnen, dabei ist für 3-Niveausystemlaser die auftretende Reabsorption aus dem Grundniveau zu berücksichtigen. Unter Verwendung von Gleichung (3.7) ergibt sich:

$$\Gamma_{41} = \int_0^L \left(N_4\sigma_{41} - N_1\sigma_{14}\right)dz \tag{3.14}$$

$$\Gamma_{41} = \int_0^L \left(-\frac{\sigma_{41}\tau_4}{3h\nu} - \frac{\sigma_{14}}{3\sigma_{12}I_P[z]}\right)dI_P[z]$$

$$\Gamma_{41} = \frac{1}{3}\left(\frac{\sigma_{41}\tau_4 I_P[0]}{h\nu} - \frac{\sigma_{14}\ln[I_P[0]]}{\sigma_{12}}\right) + \frac{1}{3}\left(\frac{\sigma_{14}\ln[I_P[L]]}{\sigma_{12}} - \frac{\sigma_{41}\tau_4 I_P[L]}{h\nu}\right)$$

Auf Grund der Reabsorption ergibt sich für die Verstärkung in 3-Niveausystemlasern eine optimale Faserlänge. Bei sehr kurzen Fasern kann nicht genügend Pumplicht absobiert werden, bei zu langem Fasermaterial dringt nur noch ein kleiner Rest der Pumpleistung in den letzten Teil der Faser vor, so daß sehr starke Reabsorption der Laserwelle auftritt. Abb. 3.10 zeigt das längenabhängige Verhalten der Verstärkung am Beispiel der Parameter des Fasermaterials vom IHT der TU Braunschweig.

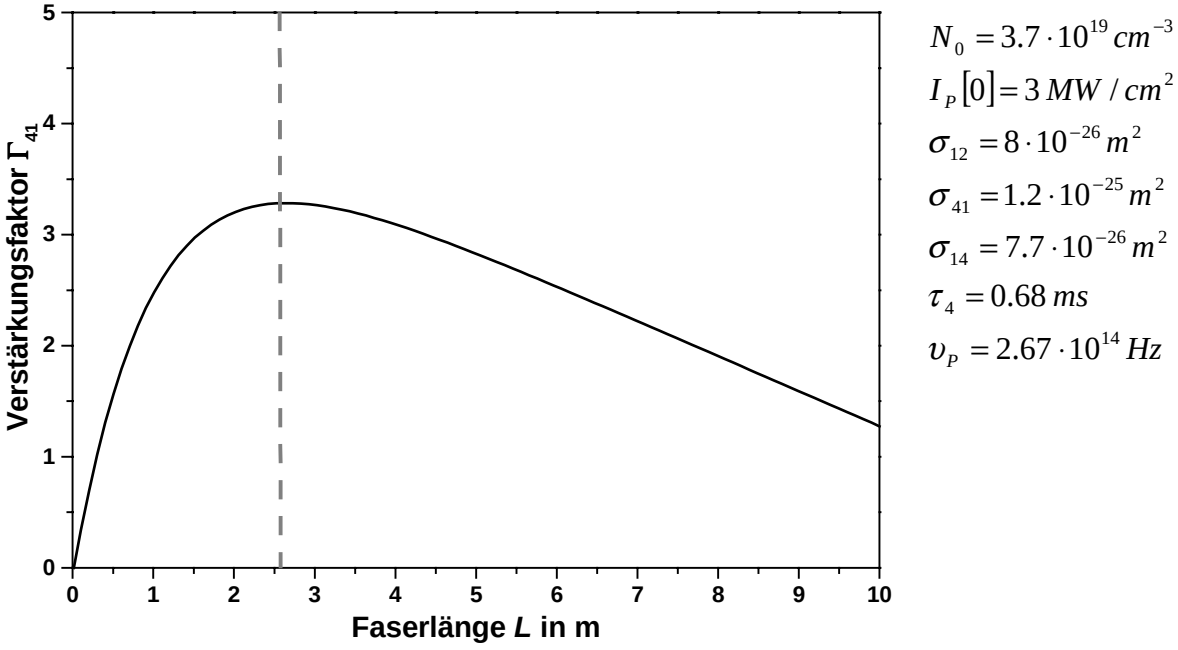


Abb. 3.10 Verstärkung in Abhängigkeit von der Faserlänge

Die optimale Faserlänge hängt auf Grund des eben beschriebenen Effektes sehr stark von der Konzentration der aktiven Dotierung ab. Die Auswirkung der Variation der Konzentration der aktiven Dotierung auf die optimale Faserlänge kann im soeben entwickelten Modell durch einfaches Einsetzen berechnet werden. Abb. 3.11 zeigt eine grapische Veranschaulichung der berechneten Abhängigkeit.

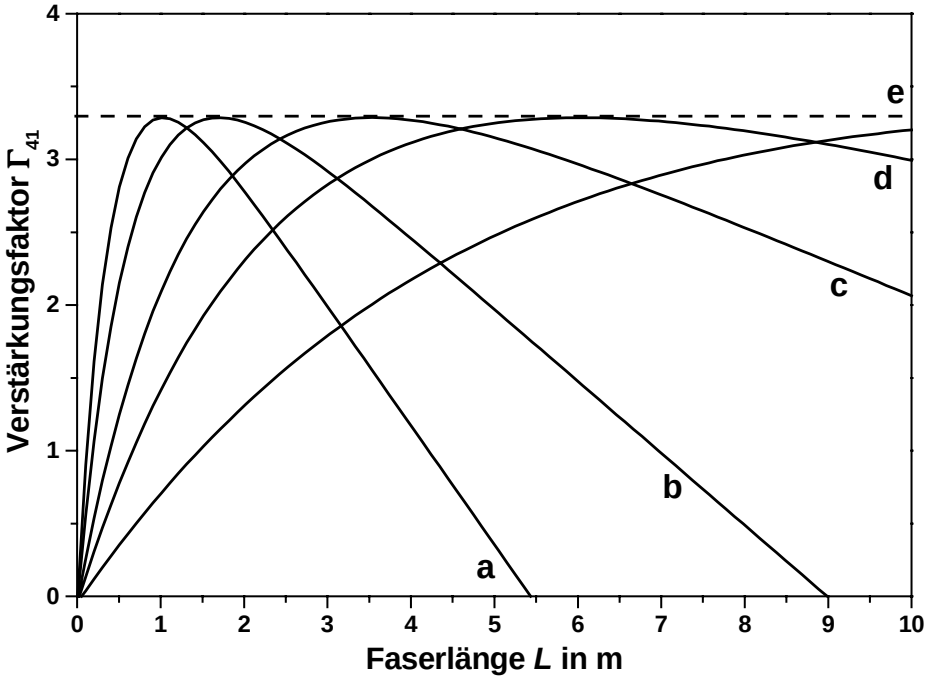


Abb. 3.11 Verstärkungsfaktor Γ_{41} in Abhängigkeit von der Faserlänge L für verschiedene Dotierungen N bei einer Pumpintensität von I_P = 3 MW/cm² : N = a) 7 b) 5 c) 3 d) 2 e) 1 $\cdot 10^{19}$ cm^{-3}

Die aus der Rechnung resultierenden Faserlängen stimmen sehr gut mit den experimentell erprobten Faserlasern überein. Neben der Dotierung wirkt sich auch die Intensität der in die Faser eingekoppelten Pumpleistung auf die optimale Faserlänge aus, da bei höherer Pumpintensität der Bereich der Besetzungsinversion weiter längs der Faser ausgedehnt ist. Abb. 3.12 gibt eine graphische Darstellung der aus dem Modell resultierenden Abhängigkeit.

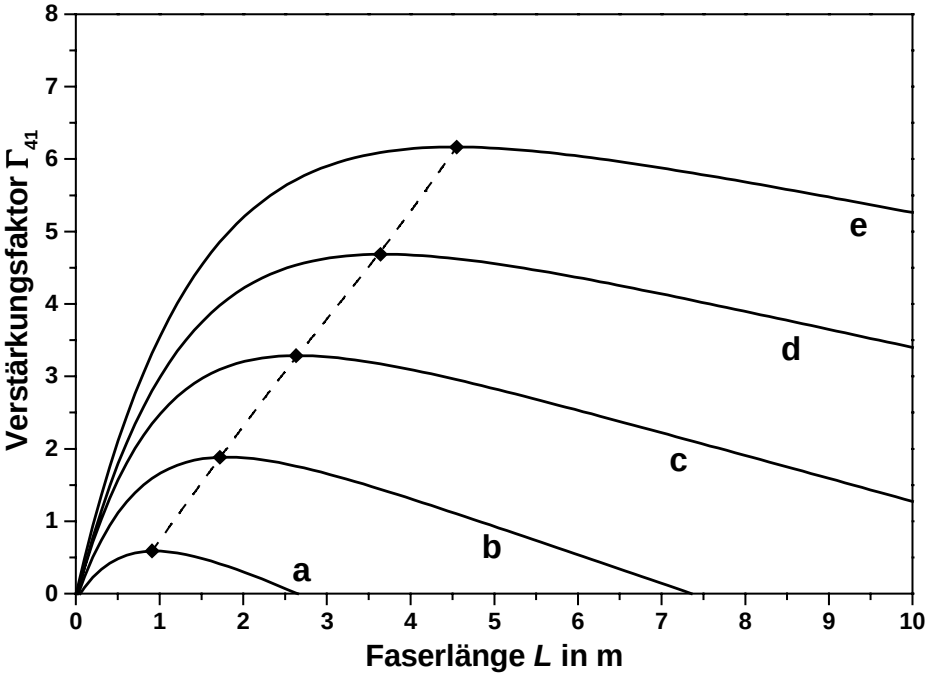


Abb. 3.12 Verstärkungsfaktor Γ_{41} in Abhängigkeit von der Faserlänge L für verschiedene Pumpintensitäten I_P bei einer Dotierung von 3.7$\cdot 10^{19}$ cm^{-3} : I_P = a) 1 b) 2 c) 3 d) 4 e) 5 $\cdot$ MW/cm²

3.5 Optimierung der LPE - Glasfaserparameter

Glasfasermaterialien für sichtbare Upconversionlaser müssen mindestens zwei sehr unterschiedliche Wellenlängen leiten. Zum einen die kurzwellige Laseremission, zum anderen die meist um den Faktor 2-3 längerwellige Pumpstrahlung. Diese spezielle Bedingung erfordert zur Optimierung der Effizienz des Upconversionlasers eine gezielte Anpassung der Faserparameter, um einerseits eine möglichst große Überlappung von Pumplicht und Laserwelle zu erzielen, andererseits um die Verluste durch Faserdämpfung oder Anregung höherer Moden minimal zu halten.
Glasfasermaterialien werden zunächst durch einen Satz von Parametern klassifiziert: den Kernradius a, die Normierte Frequenz V und die Nummerische Apertur NA. Die Variation dieser Parameter erlaubt eine Abstimmung der wellenleitenden Eigenschaften der Fasern. Im Folgenden werden die für blaue und ultraviolette LPE - Glasfasern geeigneten Werte bestimmt, bzw. neue charakteristische Parameter entwickelt.

- ***Normierte Frequenz***

Die wellenlängenabhängige Normierte Frequenz V *kombiniert die wesentlichen Faserparameter und dient zur generellen Beschreibung der wellenleitenden Eigenschaften.*

$$V = \frac{2\pi a \cdot NA}{\lambda} \tag{3.15}$$

Da es sich bei der Normierten Frequenz V um einen wellenlängenabhängigen Parameter handelt, in Upconversionlasern aber mehrere Wellenlängen verwendet werden, hat sich während der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen der folgende, im weiteren als **Faserstrahlparameter** bezeichnete, wellenlängenunabhängige Wert S als besser geeignet erwiesen:

$$\boxed{\boldsymbol{S = a \cdot NA}} \tag{3.16}$$

Mit Hilfe des Faserstrahlparameters S kann für jeden Upconversionlaser eine optimale Faseranpassung berechnet werden. Zunächst seien jedoch zwei weitere wichtige Parameter genannt.

- ***Nummerische Apertur***

Die Nummerische Apertur ergibt sich aus den Brechzahlen von Kern und Mantel. Sie ist ein Maß für die Winkelakzeptanz der Lichtleitung in der Faser.

$$NA = \sqrt{n_{Kern}^2 - n_{Mantel}^2} = \sin\theta \tag{3.17}$$

Die Nummerische Apertur ist insbesondere für die Anpassung der Pumplichteinkopplung in den Faserlaser relevant. Da die Größe der Nummerischen Apertur jedoch nur von den Brechzahlen der Glasmischungen von Kern und Mantel abhängt, kann sie leicht variiert werden. Diese Art der Anpassung ist gegenüber einer Variation des Kernradius von LPE-Gasfasern vorzuziehen, da bislang Probleme bei der Herstellung geeigneter Vorformen des weichen Fluoridglases bestehen. Die Herstellung von Vorformen zum Ziehen von Faserkerndurchmessern kleiner als 3.0µm ist bisher mit hohen Dämpfungen verbunden. Bei der Optimierung von LPE-Fasern bietet es sich daher an, die Nummerische Apertur an den minimal mit hoher Qualität herstellbaren Kernradius anzupassen.

In Upconversionlasern sollen alle in der Faser geleiteten spektralen Moden ausschließlich in der fundamentalen radialen Feldverteilung, der LP_{01} – Mode, vorliegen. Zur Berechnung des optimalen Faserstrahlparameters ist es daher zunächst notwendig, auf die Grenzwellenlänge λ_c, oft auch mit Cut-Off bezeichnet, einzugehen.

- ***Grenzwellenlänge (Cut-Off)***

  Die Grenzwellenlänge gibt an, oberhalb welcher Wellenlänge die Faser ausschließlich den fundamentalen Mode leitet, ohne daß höhere Ordnungen anschwingen können.

$$\lambda_c = \frac{2\pi a \cdot NA}{2.405} \tag{3.18}$$

Der oben angegebene Wert der Grenzwellenlänge bezieht sich auf einen V - Wert von 2.405. Dieser ergibt sich theoretisch für die Abschneidefrequenz des LP_{11} - Modes durch die Auswertung der ersten Nullstelle der Besselfunktionen (n - 1) -ter Ordnung der radialen Feldverteilung (also die Nullstelle der LP_{00} - Mode). Praktisch setzt die Propagation des LP_{11} - Modes allerdings aufgrund der Faserdämpfung erst wesentlich später ein, so daß man zur Konfektionierung von LPE-Glasfasern eine effektive Grenzwellenlänge λ_{ce} bezüglich eines V - Wertes von ca. 3.0 - 4.0 heranziehen kann. Die Laserwellenlänge sollte diesen Wert für die effektive Grenzwellenlänge λ_{ce} nicht unterschreiten.

$$\lambda_{ce} = \frac{2\pi a \cdot NA}{4.0} \tag{3.19}$$

Aus simultan zu erfüllenden Grundmodebedingungen an Pump- und Laserwelle ergibt sich für den Faserstrahlparameter S die folgende Bedingung, die aus der Abschneidefrequenz der gemittelten Wellenlänge folgt:

$$S_{opt} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\lambda_L + \lambda_p}{2} \cdot 2.405 \tag{3.20}$$

Beispiel: Die Laserwellenlänge des Tm^{3+}:ZBLAN Upconversionlasers beträgt 482nm bei einer Pumpanregung von 1123nm. Dies ergibt einen Faserstrahlparameter von S = 307nm, bei Normierten Frequenzen von V_{482nm} = 4.0 und V_{1123nm} = 1.7. Für einen Kernradius von a = 1.5µm ist daher eine Nummerische Apertur von NA = 0.2 notwendig.

Mit Hilfe der obigen Bedingung können Numerische Apertur NA und Kernradius a von Upconversionlasern auf die entsprechenden Wellenlängen von Pump- und Laseremission abgestimmt werden.

3.4 Resonatorkonzepte

Bei Faserlasern ist wie bei klassischen Festkörperlasersystemen eine optische Rückkopplung zu gewährleisten, damit verstärkte Emission erzielt werden kann. Durch die spezielle Geometrie und die wellenleitenden Eigenschaften des Fasermaterials bieten sich hierfür verschiedene Möglichkeiten an, die im Folgenden hinsichtlich ihrer Eignung für blaue Upconversionfaserlaser behandelt werden.

• Externe und aufgedampfte Spiegel

Die grundlegende Möglichkeit zur optischen Rückkopplung an den Faserenden ist die direkte Ankopplung von Spiegeln an die Endflächen, was dem prinzipiellen Aufbau eines vollmonolithischen Festkörperlasers entspricht. Die Ankopplung der Spiegel kann hierbei mit Hilfe von externen Substraten oder aber durch eine unmittelbare Beschichtung der Endflächen erzielt werden (siehe Abb. 3.13).

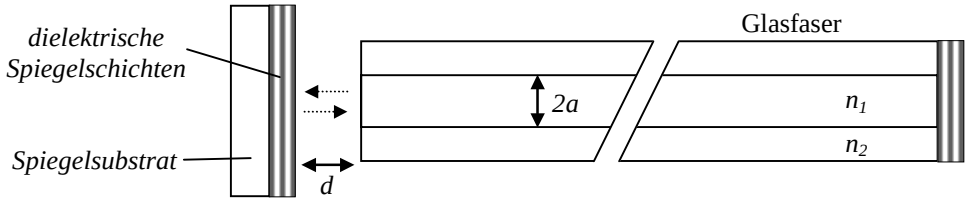


Abb. 3.13 Externe und direkt aufgedampfte dielektrische Faserendspiegel

Wesentliche Voraussetzungen für die Verwendung derartiger Spiegel ist die präzise Ausrichtung der Endflächen, sowie ein minimaler Abstand zwischen Spiegel- und Faserendfläche. Schon kleinste Verkippungen oder Zwischenräume steigern die resonator-internen Verluste erheblich. Eine graphische Darstellung der Kopplungsverluste in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Faserendfläche und Spiegel ist in Abb. 3.14 dargestellt (Annahmen zur mathematischen Berechnung: parallele Ausrichtung der Flächen, unendlich dünne dielektrische Spiegelschichten, Gaußstrahlapproximation). Durch direkt beschichtete Faserenden, für die der Abstand $d = 0$ wird, können die Kopplungsverluste minimiert werden. In Folge der endlichen Ausdehnung der reflektierenden dielektrischen Schichten von insgesamt ca. 2µm betragen die Restverluste der Kopplung ca. 1%.

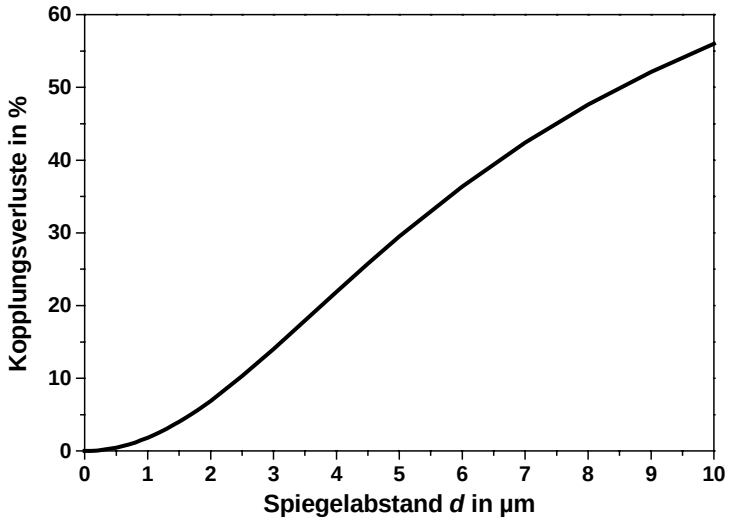


Abb. 3.14 Abhängigkeit der Koppelverluste bei Verwendung von externen Spiegeln (LP_{01} in Gaußstrahl-Approximation)

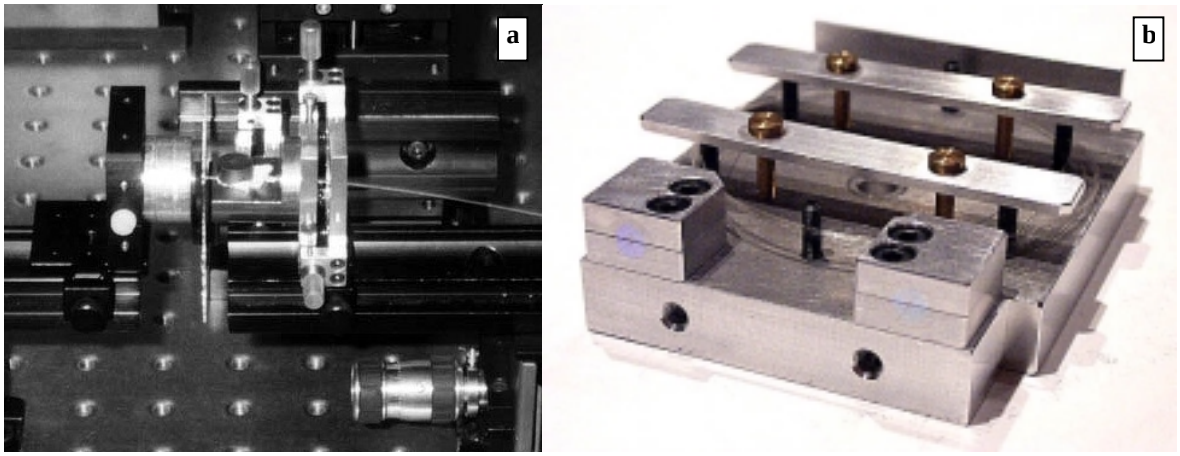


Abb. 3.15 Vergleich des Aufbaus eines direkt beschichteten Faserlasers (b) mit dem eines extern rückgekoppelten Faserendes (a).

Doch nicht nur die Ausrichtung und der Abstand der Faserenden gegenüber der Spiegeloberfläche ist entscheidend. Die für eine effiziente Kopplung erforderlichen Toleranzen der Faserendflächen liegen im Bereich der erzielbaren Genauigkeit beim Schneiden und Polieren von LPE - Glasfasern, daher ist ein äußerst präzises Präparieren der Faserenden notwendig.

- **Linsengekoppelte Spiegel oder Gitter**

Spiegel oder Gitter können auch unter Verwendung von Linsen an die Faserenden angekoppelt werden (siehe Abb. 3.16). Dieser Aufbau ist mit vergleichsweise hohen Verlusten und aufwendiger Justage verbunden, so daß er in der Regel nur für abstimmbare Faserlasersysteme eingesetzt wird. Durch Drehung des angekoppelten Gitters wird eine Durchstimmung der Wellenlänge des Faserlasers über die winkelabhängige Reflexion erreicht. Für Upconversionlaser eignet sich diese Art der Rückkopplung nicht, da die entstehenden Verluste die Laserschwelle drastisch ansteigen lassen.

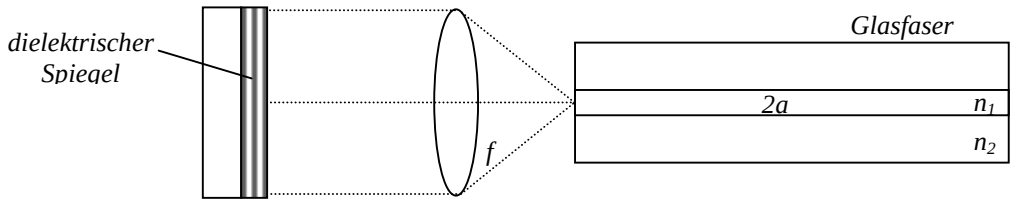


Abb. 3.16 Linsengekoppelter Faserendspiegel

- **Faser - Bragg - Gitter (FBG)**

Eine weitere Möglichkeit der optischen Rückkopplung bieten Faser - Bragg - Gitter. Hierbei wird mit Hilfe eines ultravioletten, interferometrischen Belichtungsverfahren ein Brechzahlgitter (Bragg - Gitter) direkt longitudinal in den Kernbereich von fotoempfindlichen Fasern eingeschrieben (siehe Abb. 3.17). Da sich das Gitter im Wellenleiter befindet, werden Kopplungsverluste nahezu gänzlich vermieden. Die so hergestellten Fasergitter besitzen sehr gut einstellbare optische Eigenschaften und eignen sich hervorragend zum Aufbau von Faserresonatoren.

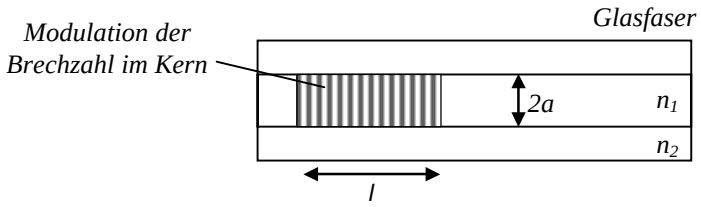


Abb. 3.17 Rückkopplung durch Fasergitterspiegel (FBG)

Der Anwendung dieser Gitter sind allerdings Grenzen unter Einsatz von hohen mittleren Leistungen gesetzt, da die Brechzahlmodulation durch die Aktivierung von Gitterfehlstellen entsteht und langsamen optischen Bleichprozessen unterliegt. Wegen der hohen notwendigen Leistungsdichten für Mehrfachanregungsprozesse sind derartige Gitter für Upconversionfaserlaser nur bedingt geeignet. Die insbesondere in blauen Tm:ZBLAN Upconversionfaserlasern auftretende starke UV - Emission steht zudem im Widerspruch zu den Materialanforderungen des Einschreibeprozesses für UV - induzierte FBG - Spiegel. Die gleichzeitig mit der Laseremission auftretende ultraviolette Fluoreszenz würde die Gitterstrukturen langsam überschreiben.

- **Faserkoppler (WDM)**

Eine vor allem in der Telekommunikation sehr verbreitete Methode der Rückkopplung ist die Verwendung von Faserkopplern. Hierbei wird der Faserresonator als Ring aufgebaut, wobei die Ein- und Auskopplung über frequenzselektive Koppler, sogenannte WDM (Wavelength Division Multiplexer) erfolgt. Faserkoppler besitzen inzwischen vielfältige Variationen, auf die hier nicht weiter eingegangen werden soll. Die WDM - Technologie wird zur Zeit in Verbindung mit Quarzfasermaterialien beherrscht und erfolgreich eingesetzt. Der Einsatz für Fluoridfasern ist allerdings noch problematisch, da vor allem die Herstellung der Koppelzone durch Zieh- oder Schleifprozesse, sowie die Zentrierung des Faserkerns Schwierigkeiten bereitet.

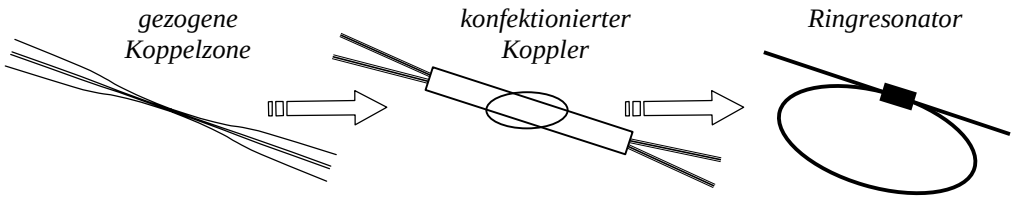


Abb. 3.18 Faserkoppler zum Aufbau von Faserringresonatoren

3.6 Dielektrische Beschichtungen

Die momentan beste Rückkopplung von Fluoridfaserlasern wird durch direkte dielektrische Beschichtung der Faserenden erzielt. Das hierbei verwendete Aufdampfmaterial muß auf Grund der hohen Leistungsdichten thermisch sehr belastbar sein. Die für dielektrische Spiegel häufig verwendeten Tanthal - / Siliziumdioxid - Schichten sind für Upconversionlaser im blauen Bereich auf Grund ihrer hohen UV - Absorption für Leistungen oberhalb von 10mW bei 482nm nicht mehr geeignet. Spiegel auf der Basis von Hafnium - / Siliziumdioxid - Schichten besitzen eine geringere Absorption im ultravioletten Bereich, sind wesentlich härter und thermisch belastbarer. Mit derartigen Spiegeln konnten Laserleistungen von bis zu 120mW ohne Anzeichen von Schichtdefekten oder Ablösungen erzielt werden (80% AKSP, entsprechend 8.5MW/cm² resonator - interner Leistungsdichte). Faserlaser mit Tanthal - / Siliziumdioxid - Schichten zeigten bereits bei Ausgangsleistungen von nur 5 -

10mW Spiegelzerstörungen (90% AKSP, entsprechend 1.4MW/cm² resonator - interner Leistungsdichte). Zerstörschwellenmessungen mit Hilfe eines 1.5W Argonionenlasers ergaben für Hafnium - / Siliziumdioxid - Spiegel einen Wert von mindestens 150MW/cm² [Stark00]. Dies entspricht einer Spitzenleistung von 10.6W bei einem Faserkerndurchmesser von lediglich 3µm. Derartige Schichten sind also auch für die Leistungsskalierung geeignet. Abb. 3.19 zeigt ein direkt beschichtetes Faserende mit der zugehörigen Reflexionskurve in Abb. 3.20. Der vergrößerte Auschnitt zeigt eine Bruchkante im Randbereich des Fasermantels.

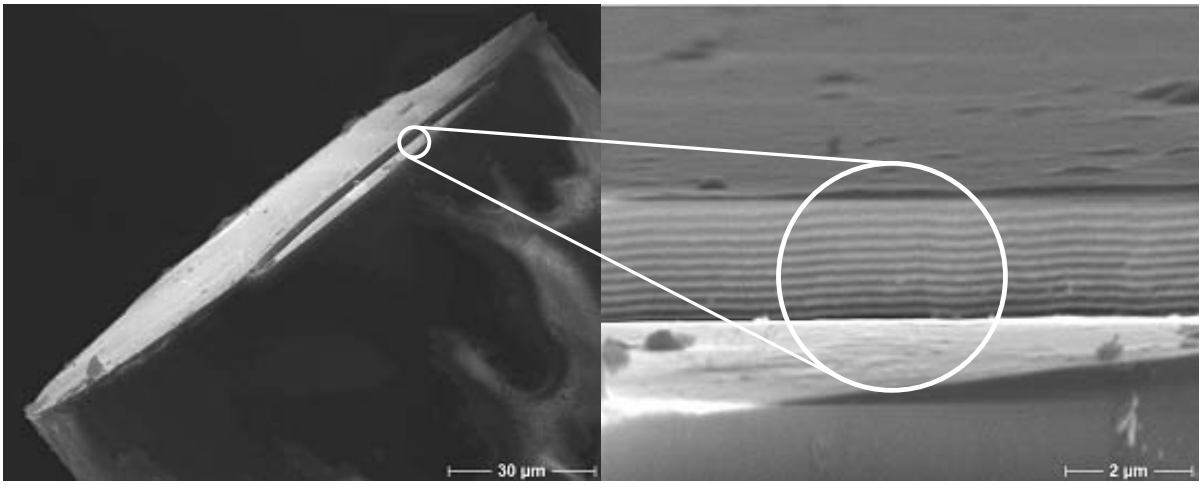


Abb. 3.19 Direkt beschichtetes Faserende *[REM-Aufnahme mit Ausschnittvergrößerung]*

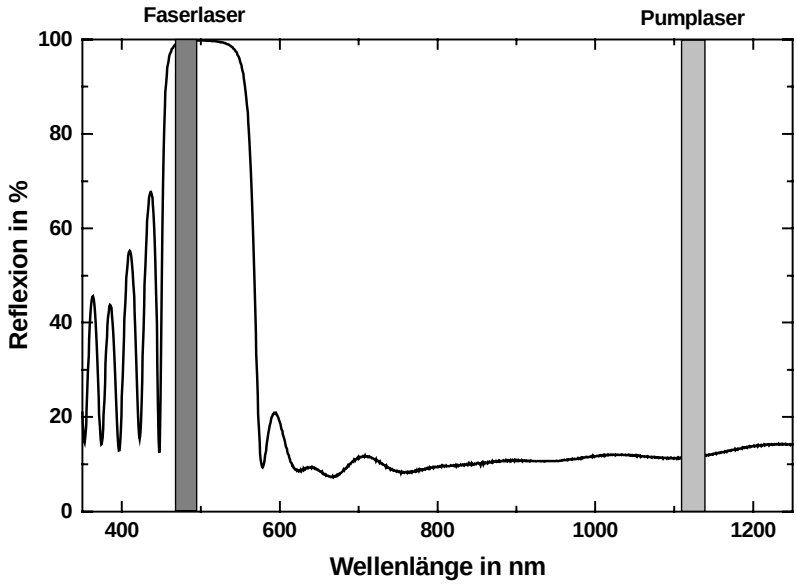


Abb. 3.20 Reflexionskurve eines Faserspiegels

4. Optische Eigenschaften des Thuliumions

Das vierte Kapitel charakterisiert die optischen Eigenschaften des Thuliumions Tm^{3+}. Dabei werden insbesondere die bei Dotierung in ZBLAN - Gläsern auftretenden Emissions- und Absorptionseigenschaften, sowie die Lebensdauern der einzelnen Niveaus klassifiziert.

4.1 Tm^{3+} Termschema

Thulium gehört zur Gruppe der Seltenen Erden (Ordnungszahlen 58 - 71, Tm: 69). Seltene Erden werden auf Grund ihrer speziellen elektronischen Struktur bevorzugt für aktive Dotierungen in Festkörperlasermaterialien verwendet. Ihre abgeschlossenen und daher inaktiven äußeren $5s^2$ bzw. $5p^6$ Elektronenverteilungen (Xenon - Schalen) schirmen die inneren unaufgefüllten 4f und 5d Schalen effektiv gegen äußere Felder ab. Dadurch erhalten die ansonsten durch die Coulombwechselwirkung mit dem umgebenden Festkörpergitter stark verbreiterten elektronischen Übergänge der Ionen einen schmalbandigen Charakter. Schmalbandige Übergänge eignen sich auf Grund der höheren Zustandslebensdauern besonders für die Anregung von Laseremission. Sie bieten wegen der größeren Wellenlängenakzeptanz gegenüber diskreten (unverbreiterten) Übergängen bessere Möglichkeiten zum optischen Pumpen.
Trotz der guten Abschirmung der aktiven Ionen bewirkt das Kristallfeld des umgebenden Gitters des Wirtsmaterials eine Verschiebung und Aufspaltung der Energieniveaus. Die Größe der Verschiebung ist in der Regel für jedes Wirtsmaterial unterschiedlich, so daß Kombinationen aus aktivem Ion und Festkörpermaterialien eine spezifische energetische Struktur besitzen. In Festkörpern werden Seltene Erden vorzugsweise in der für sie stabilsten Struktur, der 3-fach ionisierten Konfiguration eingebaut. Unter Abtrennung der $6s^2$ und 5d Elektronen wird so eine dem Xenon ähnliche Struktur mit zusätzlicher 4f-Besetzung erzielt. Die optische Aktivität dieser Ionen vom IR- bis in den UV - Bereich basiert in diesem Fall allein auf der Anregung der 4f - Elektronen. In Folge dessen ist es möglich, das Thuliumion so stark anzuregen, daß es mit blauer oder ultravioletter Emission fluoresziert, ohne daß angeregte Elektronen an das Leitungsband des Festkörpers abgegeben werden.
Die Beschreibung der Energieniveaus aktiver Ionen wird mit Hilfe von Termschemata veranschaulicht. Das Termschema von Tm^{+3}:ZBLAN ist in Abb. 4.1 dargestellt. Die Berechnung der eingetragenen Energieniveaus erfolgte anhand der im nächsten Abschnitt dargestellten spektroskopischen Untersuchungsmethoden der Absorption, Fluoreszenz und Upconversionanregung. Es sind nur die tatsächlich stattfindenden Übergänge mit ihren zugehörigen Wellenlängen berücksichtigt. Das Termschema zeigt die Energiestruktur des Tm^{3+} bis zum $^1D_2$ - Niveau. Darüberhinaus können weitere Anregungen in das anschließende $^3P_{0,1,2}$ - Triplett auftreten, die jedoch von geringerer Intensität sind, und zunächst unberücksichtigt bleiben können. Die linke Seite des Termschemas zeigt die Absorption aus dem Grundzustand (GSA). Neben den Absorptionsübergängen im blauen und roten Spektralbereich ist besonders die Absorption um 1180nm von Bedeutung. Sie stellt den ersten Anregungsprozeß des infrarot gepumpten blauen Upconversionlasers dar.

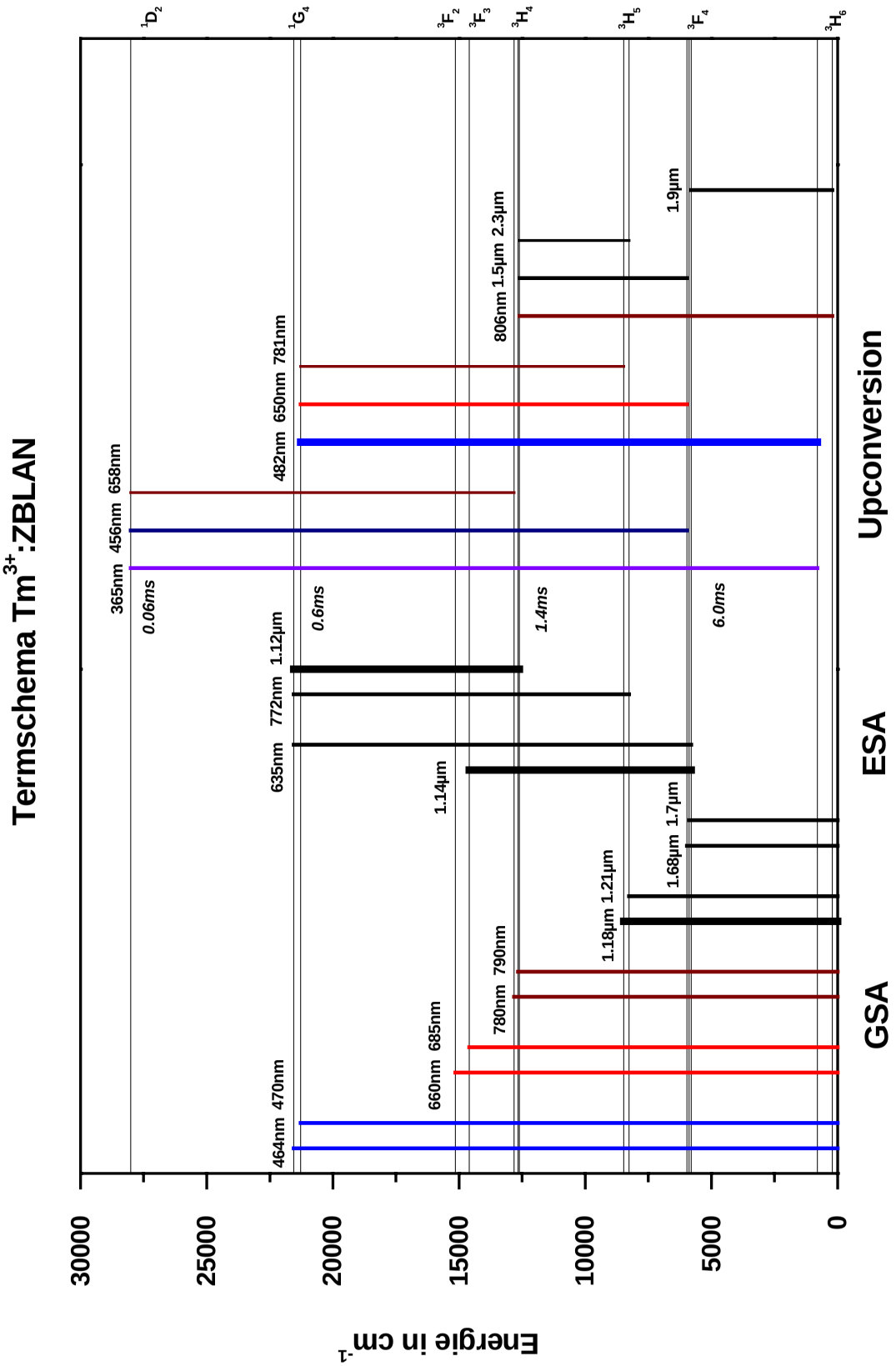


Abb. 4.1 Absorptions- und Emissionsprozesse im Termschema des Tm^{3+}:ZBLAN

Absorption in nm	Emission in nm	Energie in cm^{-1}	Bezeichnung	Lebensdauer in ms	Stabilität
260	266	38462	$^3P_0$		
284		35211	$^1I_6$		
357	365	28011	$^1D_2$	0.06	kurzlebig
464		21552	$^1G_4$		kurzlebig
470	482	21277	$^1G_4$	0.6	stabil
660		15151	$^3F_2$		kurzlebig
685		14599	$^3F_3$		kurzlebig
780		12821	$^3H_4$		kurzlebig
790		12658	$^3H_4$		
	806	12607	$^3H_4$	1.4	metastabil
1180		8475	$^3H_5$		kurzlebig
1210		8264	$^3H_5$		kurzlebig
1675		5970	$^3F_4$		kurzlebig
1700		5882	$^3F_4$		kurzlebig
	1850	5804	$^3F_4$	6.0	metastabil
		800	$^3H_6$		kurzlebig
		200	$^3H_6$		kurzlebig
		0	$^3H_6$	∞	Grundzustand

Abb. 4.2 Energieniveaus Tm:ZBLAN

Der $^3H_6$ - $^3H_4$ Übergang mit einer Wellenlänge von 780nm wäre ebenfalls zur Anregung der ersten Absorptionsstufe denkbar, führt jedoch anschließend nur über das kurzlebige $^3H_5$ - Niveau in den oberen Laserzustand. Effektiver gestaltet sich der Pumpprozeß über $^3H_6$ - $^3F_2$ (660nm) und $^3F_4$ - $^1G_4$ (635nm), in dem das metastabile $^3F_4$ - Pumpniveau genutzt wird. Allerdings nutzt diese Art des Pumpens die für Laserdioden problematische Wellenlänge von 635nm, und weist einen großen Quantendefekt von η=0.67 auf. Reines Pumpen mit einer Wellenlänge von 670nm führt zur verstärkten Besetzung des $^1D_2$ - Niveaus, das in erster Linie unter Emission von 456nm bzw. 365nm zerfällt und das $^1G_4$ - Niveau nicht besetzt.
Damit kommt für die Upconversionanregung des $^1G_4$ - Niveaus im Thuliumion nur der Pumpprozeß über die Wellenlänge von 1180nm in Frage, der zwar eine dreistufige Absorption erfordert, jedoch die metastabilen Niveaus $^3F_4$ sowie $^3H_4$ einbezieht und eine gute Quanteneffizienz von η=0.78 besitzt.

In der Mitte des Termschemas sind die stattfindenden Absorptionsprozesse aus den angeregten Zuständen dargestellt (ESA). Durch die äquidistante Lage der Zustände gleichen die Übergangswellenlängen in die höheren Niveaus der Grundzustandsabsorption. Diese repräsentieren den eigentlichen Upconversionprozeß und führen, abgesehen von der 660nm Strahlung, hauptsächlich zur Besetzung des $^1G_4$ - Niveaus.
Von $^1G_4$ - Niveaus gehen die beiden wesentlichen optischen Übergänge des Thuliumions im sichtbaren Spektralbereich aus. Der blaue Übergang mit einer Wellenlänge von 482nm läßt sich mit hoher Effizienz zu Laseremission anregen. Der rote Übergang bei 650nm führt in Laseremission zu einer starken Besetzung des $^1D_2$ - Niveaus mit anschließender UV - Abstrahlung und starker Degradation der Faser.
Neben den beiden sichtbaren Übergängen gibt es eine ganze Reihe von weiteren optisch aktiven Niveaus, die sich aber als klassische 3 - bzw. 4 - Niveaulaser realisieren lassen. Von einiger Bedeutung für Telekommunikation und Medizin sind der 1.5µm und 1.9µm Übergang. Die Lebensdauern der metastabilen Niveaus des Thuliumions bei Dotierung in ZBLAN sind kursiv im Termschema angegeben, sie sind verglichen mit Quarzmaterialien um mehr als eine Größenordnung langlebiger (z.B. Tm:SiO_2: $^3F_4 \rightarrow$ 300µs).

4.2 Anregungsprozesse

Das Termschema des dreifach ionisierten Thuliums eignet sich besonders für die Anregung von Mehrfachabsorptionsprozessen mit einer einzigen Wellenlänge. Auf Grund der günstigen Niveauverteilung lassen sich sämtliche langlebigen Zustände unterhalb von 3.4eV (365nm) durch Photonen mit Energien von nur 1.08eV (1150nm) anregen. Eine Auflistung der Übergangsenergien der bei Anregung aus dem Grundniveau und den ersten angeregten Zuständen (ESA) auftretenden Absorptionen sind entsprechend dem Termschema in Abb. 4.3 zusammengestellt.
Anhand der abgebildeten Tabelle ist ersichtlich, daß eine Häufung der Anregungswellenlängen um 1100nm und 660nm auftritt. Durch die Äquidistanz der Energieniveaus im Thulium - Termschema sind Anregungsprozesse bis in den Bereich von 21000cm^{-1} (482nm, 2.57eV) äußerst effizient. Im Tm^{3+}-Ion wird hierbei durch eine 3 - stufige Anregung fast ausschließlich das blau und rot emittierende $^1G_4$ - Niveau besetzt. Die Anregung erfolgt durch sequenzielle Absorptionen aus dem $^3H_6$ - Grundniveau und den metastabilen $^3H_5$ und $^3F_4$ - Zuständen mit strahlungslosen Relaxationen $^3H_4$ - $^3H_5$ und $^3F_3$ - $^3F_4$ (siehe auch Abb. 4.1).
Neben der starken blauen und roten Fluoreszenz treten noch weitere UV - Peaks im Emissionsspektrum auf, die auf höhere Anregungen über das $^1G_4$ - Niveau hinaus hinweisen. Der Kreuzrelaxationsprozeß $^3H_4$ - $^3F_4$ / $^1G_4$ - $^1D_2$ ermöglicht eine Anregung in das $^1D_2$ - Niveau mit anschließender Emission von UV - Strahlung (365nm, 3.4 eV). Die Besetzungsmechanismen in die Niveaus oberhalb des $^1D_2$ - Zustandes, die im Absorptionsspektrum bei 290nm ($^1I_6$) und 260nm ($^3P_0$) zu beobachten sind, konnten auf Grund der schwachen Aktivität noch nicht zweifelsfrei zugeordnet werden. Es ist allerdings auf Grund der in Emission auftretenden Linie bei 217nm davon auszugehen, daß noch Anregung bis in das $^3P_1$ - Niveau stattfindet. Eventuelle Aktivierung von Störstellen, bzw. Verunreinigungen sind hier gegebenenfalls zu berücksichtigen. Auf das Auftreten von UV - Strahlung wird in Kapitel 6 im Zusammenhang mit dem Auftreten von Degradationseffekten noch weiter eingegangen.

Übergangswellenlängen in Tm:ZBLAN			
Absorption aus dem Grundniveau GSA		**Absorption aus angeregten Zuständen ESA**	
λ in nm	**Niveau**	**λ in nm**	**Niveau**
1680 / 1720	$^3H_6 \rightarrow {}^3H_4$ *stabil*	3200	$^3H_4 \rightarrow {}^3H_5$
		1340	$^3H_4 \rightarrow {}^3H_4$
		1020, 1080	$^3H_4 \rightarrow {}^3F_2, {}^3F_3$
		631	$^3H_4 \rightarrow {}^1G_4$
		445	$^3H_4 \rightarrow {}^1D_2$
		340	$^3H_4 \rightarrow {}^1I_6$
		306	$^3H_4 \rightarrow {}^3P_0$
1180 / 1210	$^3H_6 \rightarrow {}^3H_5$ *kurzlebig*	2180	$^3H_5 \rightarrow {}^3H_4$
		1445, 1570	$^3H_5 \rightarrow {}^3F_2, {}^3F_3$
		772	$^3H_5 \rightarrow {}^1G_4$
		510	$^3H_5 \rightarrow {}^1D_2$
		371	$^3H_5 \rightarrow {}^1I_6$
		331	$^3H_5 \rightarrow {}^3P_0$
780 / 790	$^3H_6 \rightarrow {}^3F_4$ *stabil*	4010, 5150	$^3F_4 \rightarrow {}^3F_2, {}^3F_3$
		1170	$^3F_4 \rightarrow {}^1G_4$
		659	$^3F_4 \rightarrow {}^1D_2$
		442	$^3F_4 \rightarrow {}^1I_6$
		419	$^3F_4 \rightarrow {}^3P_0$
660 / 685	$^3H_6 \rightarrow {}^3F_2, {}^3F_3$ *kurzlebig*	1520, 1660	$^3F_2, {}^3F_3 \rightarrow {}^1G_4$
		756, 789	$^3F_2, {}^3F_3 \rightarrow {}^1D_2$
		485, 499	$^3F_2, {}^3F_3 \rightarrow {}^1I_6$
		419, 429	$^3F_2, {}^3F_3 \rightarrow {}^3P_0$
464 / 470	$^3H_6 \rightarrow {}^1G_4$ *stabil*	1504	$^1G_4 \rightarrow {}^1D_2$
		718	$^1G_4 \rightarrow {}^1I_6$
		582	$^1G_4 \rightarrow {}^3P_0$
357	$^3H_6 \rightarrow {}^1D_2$ *kurzlebig*	1389	$^1D_2 \rightarrow {}^1I_6$
		957	$^1D_2 \rightarrow {}^3P_0$
290	$^3H_6 \rightarrow {}^1I_6$	3076	$^1I_6 \rightarrow {}^3P_0$
260	$^3H_6 \rightarrow {}^3P_0$		

Abb. 4.3 Übergangswellenlängen in Tm:ZBLAN

4.3 Emissionslinien

Das Tm^{3+} - Ion fluoresziert im gesamten nahen infraroten, sichtbaren und ultravioletten Spektrum. Bei klassischer Anregung, d.h. durch GSA, werden vorwiegend Emissionslinien um 1.4µm und 2µm angeregt. Während der Übergang bei 1.4µm bisher nur vereinzelt Bedeutung erlangt hat, wird die Emission bei 2µm vor allem für abstimmbare Lasersysteme eingesetzt.
Mit Hilfe von Mehrfachabsorptionsprozessen wird sichtbare und UV - Fluoreszenz angeregt. Im sichtbaren Bereich tritt blaue und rote Emission auf. Die erzielbare UV - Emission besitzt Wellenlängen von 365nm, 266nm, bzw. 217nm. In der nachfolgenden Tabelle sind die auf den benannten Fluoreszenzübergängen bereits umgesetzten Laser aufgeführt.

λ in nm		**Dotierung**	**Leistung**	**Effizienz**	**Pumpquelle**	**Referenz**
Laser	**Pump**	**in ZBLAN**	**cw**	**η**		
455	645+1064	**Tm**	3mW	1.5%	TiSa + Farbstofflaser	Flohic94
482	1064	**Tm,Yb**	375mW	9%	Nd:Faserlaser	Zellme98
650	1123	**Tm**	8mW	3%	Nd:YAG	Gäbler01
810	1064	**Tm**	1.2W	37%	Nd:YAG	Dennis94
1470	1064	**Tm**	100mW	27%	Nd:YAG	Komuka92
1900	1064	**Tm**			Nd:YAG	Hanna89
2310	785nm	**Tm**	2mW	23%	LD	McAlea95

Abb. 4.4 In Tm:ZBLAN - Faser realisierte Laserübergänge

5. Charakterisierung von Tm^{3+}:ZBLAN Glasfasern

Dieses Kapitel stellt die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten spektroskopischen Meßmethoden vor. Die durchgeführten Untersuchungen sind auf die speziellen Anforderungen von LPE-Glasfasermaterialien zugeschnitten. Ziel der Charakerisierung aktiver LPE-Glasfasermaterialien ist die Optimierung der Materialzusammensetzung und die Konfektionierung der Faser für den Einsatz in blauen Upconversionlasersystemen.

5.1. Lichtleitung und Dämpfung

Die Güte der Licht- bzw. Wellenleitung in Fasermaterialien wird mit Hilfe der Dämpfung beschrieben. Sie ist ein Maß für den Leistungsverlust in Glasfasern. Eine geringe Dämpfung ist Grundvorraussetzung, um Licht über große Entfernungen zu leiten, oder in Faserresonatoren umlaufen zu lassen (hohe effektive Länge). Die Dämpfung beschreibt alle faserinternen Verlustprozesse, inklusive der Absorption. Sie wird als Verhältnis der Eingangs- zur Ausgangsleistung wie folgt definiert:

- ***Dämpfung***

Die Dämpfung von Glasfasern ist ein Maß für den Leistungsverlust der Wellenleitung. Sie wird als Logarithmus des Verhältnisses von Ausgangs- zur Eingangsleistung berechnet und in Einheiten von 10dB pro Länge angegeben.

$$\overline{a} = -10dB \cdot \frac{1}{L} \cdot \log_{10} \frac{P_{out}}{P_0} \qquad , \ \overline{a}_{ges} = \overline{a}_{streu} + \overline{a}_{abs} \tag{5.1}$$

$\overline{a}$: Dämpfung allgemein — $\overline{a}_{ges}$: meßbare Dämpfung

$\overline{a}_{abs}$: Dämpfung durch Absorptionsprozesse — $\overline{a}_{streu}$: Dämpfung durch Streuprozesse

L : Faserlänge — P_0 : Eingangsleistung — P_{out} : Ausgangsleistung

$\overline{a}$ *in dB/m*	*0*	*1*	*2*	*3*	*5*	*10*	*20*	*30*	*50*	*100*
P_{out} / P_0 für L=1m	*100%*	*79%*	*63%*	*50%*	*32%*	*10%*	*1%*	*0.1%*	*0.001%*	*$1x10^{-8}$%*

Abb. 5.1 Relation von Dämpfung und Leistungsverhältnis

Ursache für die in Glasfasern auftretende Dämpfung sind Absorptions- und Streuprozesse. Dazu zählen die spezifische Materialabsorption, Brillouin- und Ramanstreuung, aber auch Verlustprozesse durch Inhomogenitäten und Störstellen. Die in Quarzfasern auftretenden Verlustprozesse beschränken sich im Allgemeinen auf die physikalisch begründeten Anteile durch Streuprozesse. Die Dämpfung von Quarzfasermaterialien kommt daher mit einigen dB/km idealen Wellenleitern bereits sehr nahe. In Fluoridmaterialien überwiegen in der Regel die durch makroskopische Störungen und Inhomogenitäten verursachten Verluste.

Nachfolgend sind zunächst die charakteristischen Dämpfungsanteile in Quarzfasern, anschließend die zusätzlich in Fluoridfasern auftretenden Effekte aufgelistet.

Verluste in SiO_2 - Fasern:

- UV-Absorption ($\lambda < 0.4\mu m$, Elektronenanregung)
- IR-Absorption ($\lambda > 2\mu m$, Phononanregung)
- Rayleigh-Streuung ($\lambda/10$ Dichteschwankungen, proportional λ^{-4})
- Ramanverstärkung (relevant für Leistungen > 1.3kW/cm²)
- Stimulierte Brillouin-Streuung (relevant für Leistungen > 13kW/cm²)
- Selbstphasenmodulation (relevant für Leistungen > 40kW/cm²)
- Stimulierte Raman-Streuung (relevant für Leistungen > 1.3MW/cm²)
- Chemische Verunreinigungen (z.B. 1ppm OH^- - Ionen $\rightarrow$ ca. 50dB/km bei 1.4µm)
- Makroskopische mechanische Störungen (Reflexion, Beugung)

Verluste in ZBLAN - Fasern:

- UV-Absorption ($\lambda < 0.3\mu m$)
- IR-Absorption ($\lambda > 4\mu m$)
- Makroskopische Streuzentren (Kristallisationskeime)
- Farbzentrenbildung (Absorption)
- Inhomogenes Brechzahlprofil (Abstrahlung in den Mantel)
- Blasenbildung
- Kernbrüche

Ein Großteil der Dämpfungsverluste in Fluoridfasern resultiert technologisch bedingt aus Materialfehlern und mechanischen Störungen. Die Gründe hierfür liegen in der speziellen Glaszusammensetzung der ZBLAN - Mischung. Durch die niedrige Übergangstemperatur des Glases von nur 365°C und die geringe mechanische Belastbarkeit sind Fluoridfasern nur unter schwierigen Prozeßparametern zu ziehen, was die optische Qualität der Faser gegenüber Quarzmaterialien zum Teil erheblich mindert. Zur Charakterisierung von Fluoridfasern müssen daher entsprechend modifizierte Verfahren eingesetzt werden. Für den Einsatz in Upconversionfaserlasern sind trotz der hohen erzielbaren Verstärkungen geringe Dämpfungen im Bereich einiger dB/m einzuhalten, um die Laserschwelle zu reduzieren. Abb. 5.2 gibt eine Übersicht der hierbei einzuhaltenden Richtwerte.

Blauer Upconversionfaserlaser $\rightarrow$ Anforderungen an die Lichtleitung	
Dämpfung Laserwelle	< 1dB/m
Dämpfung Pumpwelle	< 2dB/m
Manteldämpfung	< 2dB/m
Störstellen	keine

Abb. 5.2 Richtwerte für die Dämpfung in blauen Upconverionfaserlasern

5.2. Dämpfungsmessungen

Eine Bestimmung der Dämpfung kann sowohl bei fester Wellenlänge als auch breitbandig erfolgen. Da die in Fasern auftretenden Verluste von der Art der Wellenleitung, d.h. der angeregten Moden abhängen, sollten Dämpfungsmessungen an Fluoridfasern entweder im reinen Grundmode-, oder aber hohen Multimodebetrieb durchgeführt. Im ersten Fall wird die exakte Dämpfung des Grundmodes bestimmt, im zweiten Fall die mittlere Dämpfung aller angeregten Moden. Da die Anregung von im Fasermantel geführter Moden das Meßergebnis verfälscht, sind diese bei der Auswertung der Messungen zu berücksichtigen, oder durch geeignete Verfahren zu diskriminieren. Dies ist insbesondere bei der Bewertung der Faserqualität von Fluoridfasern mit hoher Dämpfung wichtig, da diese eine starke Lichtabstrahlung in den Mantel aufweisen. Die Bereinigung von Mantelmoden erfolgt mittels brechzahlanpassender Gele oder Flüssigkeiten, die als Modenabstreifer funktionieren.

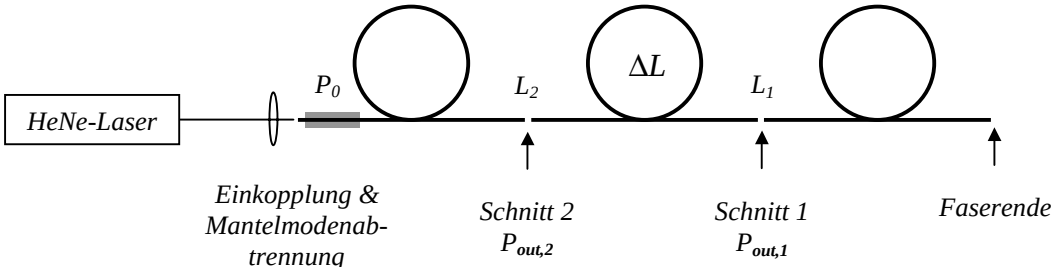


Abb. 5.3 Dämpfungsmessung nach der Rückschnittsmethode

- **Dämpfungsmessung mit fester Wellenlänge**

Zur Bestimmung der Faserdämpfung bei fester Wellenlänge werden meist HeNe-Laser eingesetzt. Diese lassen sich auf Grund ihrer guten Strahlqualität hervorragend in Glasfasern einkoppeln und auf die Nummerische Apertur und den Kerndurchmesser des Fasermaterials abstimmen. Die Anpassung der Einkopplung dient nicht nur der Steigerung der Koppeleffizienz und Meßempfindlichkeit, sondern insbesondere der homogenen Anregung der Moden bzw. Unterdrückung höherer Ordnungen (reine Grundmodeanregung). Die quantitative Bestimmung des Dämpfungswertes erfolgt nach der in Abb. 5.3 dargestellten Rückschnittsmethode, aus der sich nach (5.1) folgende Formel ableiten läßt:

$$\overline{a}_{ges} = -10dB \cdot \frac{1}{\Delta L} \cdot \log_{10} \frac{P_{out,1}}{P_{out,2}} \quad , \quad \Delta L = L_1 - L_2 \tag{5.2}$$

Die Rückschnittsmethode läßt eine Bestimmung der Dämpfung unabhängig von der erzielten Einkoppeleffizienz zu. Wie Abb. 5.3 zeigt, wird bei fester Einkopplung lediglich das zweite, freie Faserende zurückgeschnitten, und die Dämpfung bezüglich der Längenänderung gemessen. Die Koppeleffizienz ist hierbei während der Messung konstant zu halten. Zu geringe, d.h. schwer meßbare eingekoppelte Leistungen oder ungewollt angeregte Moden verfälschen das Meßergebnis. Das schrittweise Zurückschneiden der Faser sollte eine möglichst große Transmissionsänderung erzielen, weshalb die abzutrennende Faserlänge vorher unter Annahme einer abgeschätzten Dämpfung und Einkoppelung zu überschlagen ist (Einkoppeleffizienzen in ZBLAN-Fasern betragen für HeNe-Laser ca. 80%-90%).
Die Rückschnittsmethode eignet sich nicht zur Bestimmung beliebiger Dämpfungswerte. Die minimal meßbare Dämpfung hängt von der maximal verfügbaren Länge des Fasermaterials ab, während sich die maximal meßbare Dämpfung aus der für die Bestimmung mindestens notwendigen Faserlänge ergibt (ca. 25cm). Bei einer angenommenen meßbaren Leistungsauflösung von 5% ergibt sich für beide Werte:

$$\bar{a}_{\min} = -10dB \cdot \frac{1}{\Delta L} \cdot \log_{10} 0.95 \qquad \approx \frac{0.2dB}{\Delta L} \tag{5.3}$$

$$\bar{a}_{\max} = -10dB \cdot \frac{1}{0.25m} \cdot \log_{10} 0.05 \quad \approx 50dB/m \tag{5.4}$$

Mit Fluoridfaserlängen von 5m lassen sich daher mit der Rückschnittsmethode Dämpfungswerte im Bereich von 0.1dB/m bis 50dB/m bestimmen. Durch geeignete Wahl der Testwellenlänge des HeNe-Lasers ist hierbei unter Vernachlässigung der Absorption der rein durch Streuung verursachte Dämpfungsanteil zu messen, der für die Laseraktivität ausschlaggebend ist.

$$\bar{a}_{abs} << \bar{a}_{streu} \quad \rightarrow \quad \bar{a}_{ges} = \bar{a}_{streu} \tag{5.5}$$

Die obige Forderung ist bei Tm:ZBLAN-Fasern für eine Wellenlänge von ca. 610nm gegeben, die häufig verwendete 632nm Wellenlänge des HeNe-Lasers ist wegen einer breitbandigen Absorption um 650nm ungeeignet. Für absorptionsfreie Messungen der Dämpfung an mit Thulium dotierten Fluoridfasern wurde daher ein spezieller 612nm HeNe-Laser eingesetzt. Diese Wellenlänge ist von den Absorptionspeaks um 657nm und 683nm soweit entfernt, daß der Meßfehler durch Restabsorption bei einer Dämpfung im Bereich von 1dB/m weniger als 1/1000 beträgt, und somit Gleichung (5.5) anzuwenden ist.
Die Rückschnittsmethode ermöglicht neben der Messung der Faserdämpfung auch die Berechnung der erzielten Einkoppeleffizienz γ. Hierfür ergibt sich folgende Gleichung:

$$\gamma = \frac{P_{out,2}}{P_0}\left[\frac{P_{out,2}}{P_{out,1}}\right]^{\frac{L_2}{L_1 - L_2}} \tag{5.6}$$

Beispiel: Für eine 5m lange ZBLAN-Faser werden nach der Rückschnittsmethode die Leistungen $P_{out,\,1}$=2.5mW (L_1=5m) und $P_{out,\,2}$=3.2mW (L_2=1m) bei einer auftreffenden Leistung von P_0=3.8mW gemessen. Es ergibt sich eine Einkoppeleffizienz von 90% bei einer Dämpfung von 0.3 dB/m.

Je nach Faserqualität zeigt insbesondere die Dämpfung monomodigen ZBLAN-Fasermaterials große Unterschiede. Abb. 5.4 zeigt eine Übersicht der mitttels Rückschnittsmethode bestimmten Dämpfungswerte der in dieser Arbeit verwendeten Tm:ZBLAN-Fasern (Nr. 7, 9 und 10 geeignet für Tm:ZBLAN 482nm Laseremission).

Nr.	Herkunft	Fasermaterial *[Kern- / Manteldurchmesser]*	Datum	$\bar{a}$ bei 612nm	Bemerkung
1	**TU BS**	TmZBLAN 67µm / 200µm	11/1997	1 dB/m	Multimode
2	**TU BS**	TmZBLAN 47µm / 133µm	3/1999	2 - 3 dB/m	Multimode
3	**TU BS**	TmZBLAN 2µm / 133µm	5/1999	10 - 50 dB/m	Monomode
4	**TU BS**	ZBLAN 8µm / 133µm	9/1999	9 dB/m	Monomode
5	**TU BS**	TmZBLAN 3.5µm / 138µm	1/2000	15-30 dB/m	Monomode
6	**TU BS**	TmZBLAN 3µm / 125µm	2/2000	2 dB/m	Monomode
7	**TU BS**	TmZBLAN 3µm / 125µm	5/2000	0.6 dB/m	Monomode
8	**FiberTech**	TmZBLAN 50µm / 125µm	1/2001	1 dB/m	Multimode
9	**LeVF**	TmZBLAN 3µm / 125µm	8/1998	0.2-1 dB/m	Monomode
10	**LeVF**	Tm,YbZBLAN 3.5µm / 125µm	8/1998	0.6-1 dB/m	Monomode
11	**Shanghai**	Tm,YbZBLAN 67µm / 167µm	6/1998	2 dB/m	Multimode
12	**Shanghai**	Tm,YbZBLAN 10µm/67µm/167µm	6/1998	25 dB/m	Multimode
13	**KDD**	TmZBLAN 2µm / 125µm	5/1999	2 dB/m	Monomode

Abb. 5.4 Übersicht der Dämpfungswerte der verwendeten Tm:ZBLAN-Glasfasern

Ein alternatives Verfahren zur Bestimmung der Faserdämpfung ist die optische Rückstreureflektometrie. Diese Methode eignet sich besonders für fest integrierte Fasern oder Netzwerke, da nur ein Faserende zugänglich sein muß. Bei der Rückstreureflektometrie wird ein kurzer Laserpuls in die Faser eingekoppelt, und der rückreflektierte Anteil zeitaufgelöst analysiert. Auf Grund der zeitabhängigen Meßmethode sind hierfür Faserlängen von über 10m erforderlich. Die Methode eignet sich zur Bestimmung von Dämpfungen bis zu 0.1dB/km. Für Fluoridfasern ist die Rückstreureflektometrie auf Grund der hohen Dämpfung und der kurzen Faserlängen bisher nicht geeignet.

• **Breitbandige Dämpfungsmessung**

Die breitbandige Untersuchung der Dämpfung von LPE-Glasfasern ist zur Bestimmung des Verhaltens im ultravioletten und langwelligen infraroten Bereich wichtig. Dort führt die Absorption an elektronischen Übergängen, bzw. die Anregung von Gitterschwingungen im Glasmaterial zu starken Dämpfungsbanden. Die Bestimmung der breitbandigen Dämpfung erfolgt mittels Weißlichtquellen oder abstimmbaren Lasern. Das Weißlicht wird entweder vor der Faser mit Monochromatoren spektral selektiert, oder nach der Faser wellenlängenabhängig mit Spektrometern vermessen. Zur quantitativen Auswertung werden die breitbandig bestimmten Dämpfungsspektren anhand von Stützstellen geeicht, die in separaten Einzelmessungen bei fester Wellenlänge ermittelt werden (Rückschnittsmethode). Als Weißlichtquellen werden Halogen- oder Kurzbogenlampen eingesetzt. Diese lassen sich in Fasern mit einem Kerndurchmesser von minimal 20µm einkoppeln. Messungen an Monomodefasern sind durch die maximal einkoppelbare breitbandige Leistung der Lampen nicht mehr sinnvoll zu realisieren. Für Fasermaterialien mit Kerndurchmessern kleiner als 10µm sinkt das Signal-Rauschverhältnis bereits unter einen Wert von 50%, so daß eine exakte Messung nicht mehr möglich ist. Die technischen Anforderungen an Lampen und Optik sind bei Einkopplung in 10 - 20µm Faserkerne außerordentlich hoch, so daß mit den meisten verfügbaren Weißlichtquellen eine Einkopplung in derartige Durchmesser nicht mehr effizient zu realisieren ist. Die breitbandige Vermessung von Monomodefasern kann über bestimmte Spektralbereiche mit abstimmbaren Lasern vorgenommen werden. Diese besitzen jedoch in der Regel nicht die hohe spektrale Breite von Lampen.
In der vorliegenden Arbeit wurden Halogen- bzw. Kurzbogenlampen als Weißlichtquellen verwendet. Abb. 5.5 zeigt den Messaufbau unter Einsatz von Halogenlampen. Mit Hilfe eines Kollimators und einer räumlichen Filterung in Form einer Lochblende wird ein paralleles Strahlenbündel weißen Lichtes erzeugt. Das Weißlicht wird unter Verwendung einer Aperturanpassung in eine Multimodeglasfaser eingekoppelt, die hiernach als eigentliche Weißlichtquelle dient.

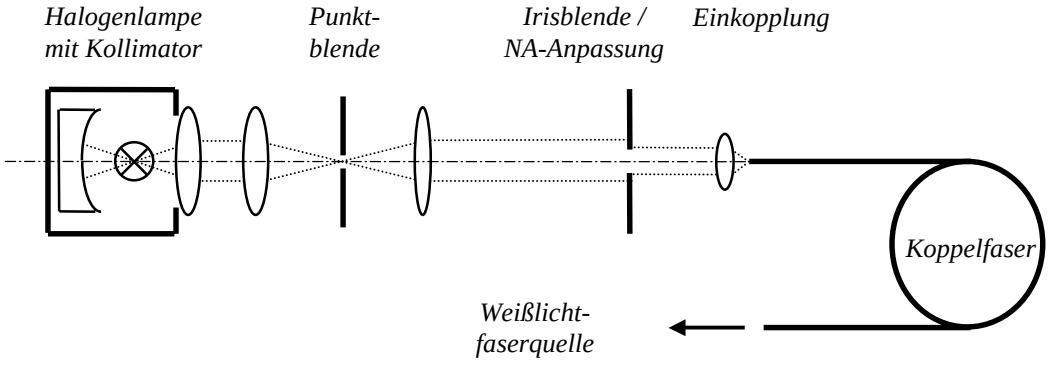


Abb. 5.5 Halogenweißlichtquelle zur breitbandigen Charakterisierung von LPE-Fasern

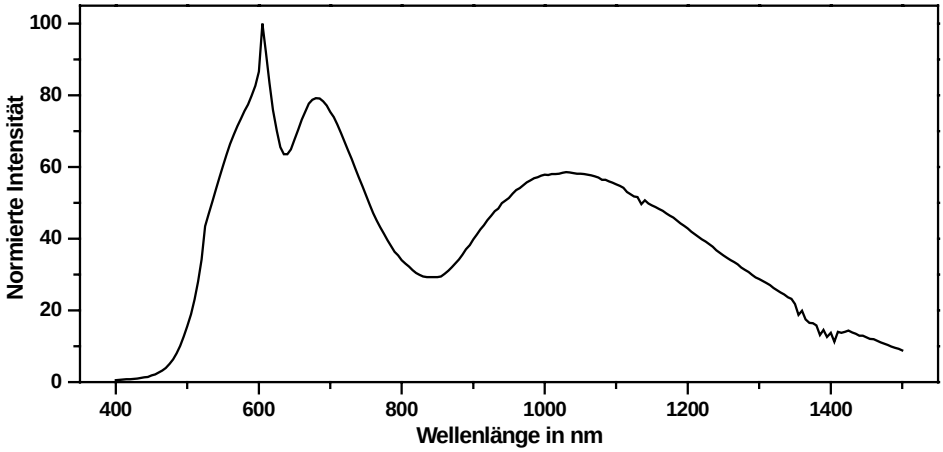


Abb. 5.6 Spektrum einer Halogenweißlichtquelle [12V/20W Lampe aus 50µm/125µm Koppelfaser]

Durch die Einkopplung in die Koppelfaser wird der infolge sphärischer Aberration auftretende Farbfehler gezielt festgehalten, so daß die weitere Kopplung des Lichtes in die breitbandig zu untersuchende Testfaser mit konstantem Spektrum erfolgt. Bei der weiteren Faser-Faserkopplung ist auf die Anpassung der Kerndurchmesser und Nummerischen Aperturen zu achten. Abb. 5.6 zeigt das erzielte Weißlichtspektrum, das sich für die breitbandige Bestimmung der Absorption und Dämpfung von Multimodefasern in einem Bereich von 450nm bis 1500nm eignet. Außerhalb dieser Grenzen reicht die emittierte Strahlungsleistung nicht aus, um ein geringes Rauschverhältnis zu erzielen. Vergleichsmessungen an bekannten Spiegelsubstraten ergaben einen relativen Fehler kleiner als 4%. Zur Meßauswertung wird das von der Testfaser transmittierte Spektrum entsprechend Abb. 5.7 jeweils mit dem direkt detektierten Weißlicht verglichen.

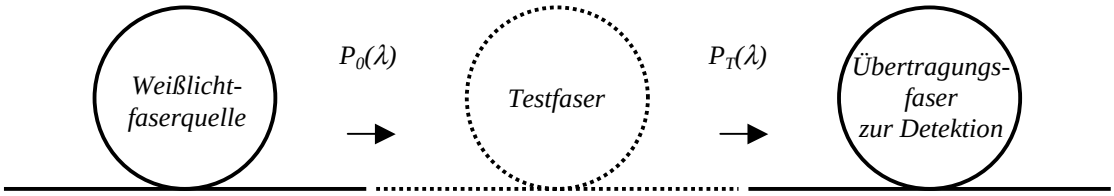


Abb. 5.7 Testanordnung zur breitbandigen Dämpfungs- und Absorptionsmessung

Zur Detektion des transmittierten Lichtanteils wird ein hochauflösendes Monochromatorsystem verwendet (Abb. 5.8). Das Signal aus der Übertragungsfaser wird über eine Spiegelkette in den Monochromator eingekoppelt. Durch die Spiegel wird eine nahezu aberrationsfreie Abbildung und Strahlparameteranpassung erzielt. Infolge dieser Anpassung können selbst schwache Signale mit gutem Signal-Rauschverhältnis detektiert werden. Die Auflösung des Monochromators wurde mit Hilfe von Spektrallinien zu maximal 0.02nm bestimmt (Spaltbreite 20µm). Das Signal am Austrittsspalt des Monochromators ist je nach Wellenlängenbereich mit zwei verschiedenen Detektoren zu registrieren. Für den Spektralbereich von 190nm bis 900nm wird ein Photomultiplier eingesetzt, der nahezu konstante Empfindlichkeit gewährleistet. Bei Messungen im Bereich von 0.9µm bis 3.5µm findet ein Bleisulfid-Detektor (PbS) Einsatz. Für die Untersuchungen wurden verschiedene Gitter verwendet. Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses wird die Detektion mit Lock-In-Verstärkung durchgeführt. Die Ansteuerung des Monochromators, sowie die Meßaufnahme erfolgt automatisiert über eine PC-Schnittstelle.

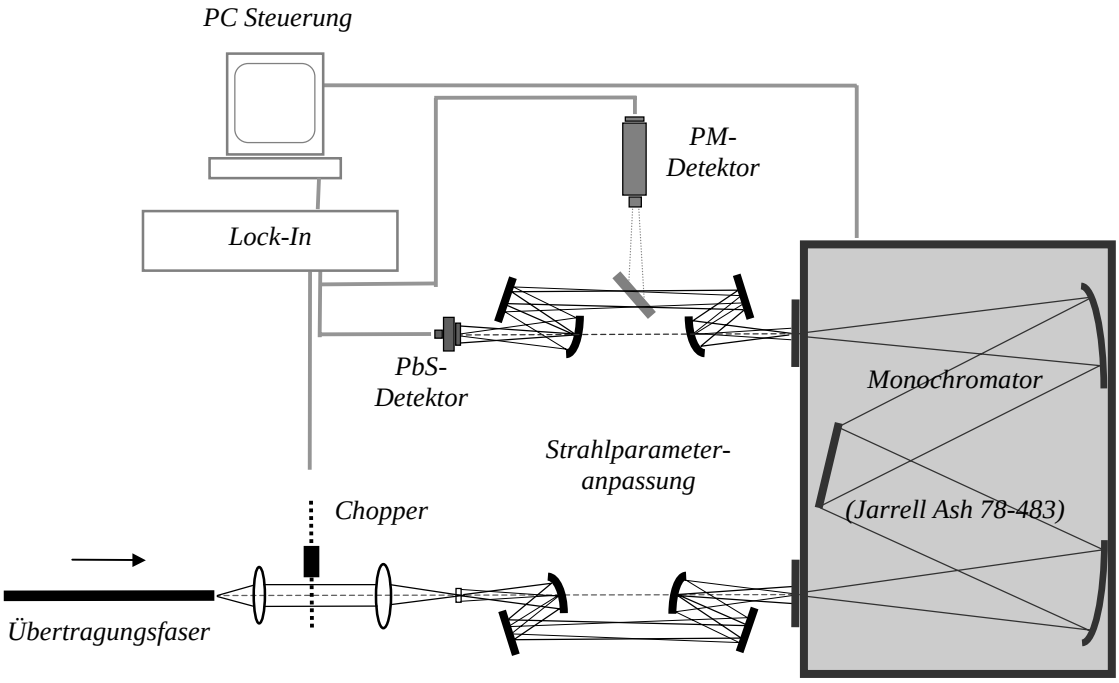


Abb. 5.8 Detektionsaufbau für Absorptions- und Fluoreszenzanalyse

Abb. 5.9 zeigt das Dämpfungsspektrum einer undotierten ZBLAN-Faser mit einem gleichbleibend geringen Dämpfungswert von ca. 0.6dB/m. Insbesondere im kurzwelligen Spektralbereich, in dem sich die Laserlinie bei 482nm befindet, ist nur ein leichtes Ansteigen der Dämpfung zu beobachten. Anhand der Messung von undotiertem Fasermaterial konnte bestätigt werden, daß der bei breitbandiger Absorptionsmessung von dotierten Fasern zu beobachtende Untergrundwert der Dämpfung undotierter Fasern entspricht. Bei der Bestimmung der Absorptionsspektren von Tm:ZBLAN Fasern kann daher die Grunddämpfung aus dem Untergrundsignal abgelesen werden. Liegt der hierfür ermittelte Wert unterhalb von 1 dB/m eignet sich die Faser für Upconversionlaseraktivität.

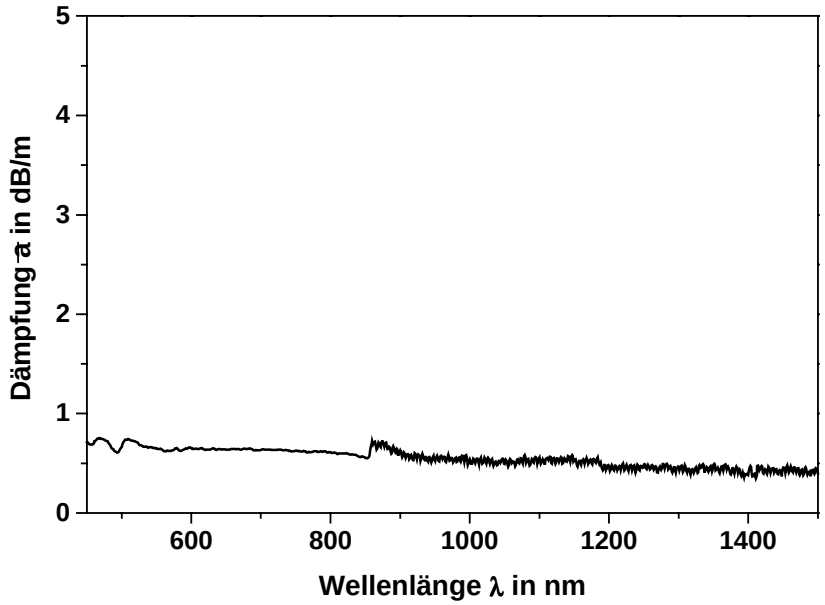


Abb. 5.9 Dämpfungsmessung einer undotierten ZBLAN 8µm/125µm Glasfaser

• Transversale Intensitätsverteilung / Nahfeld

Dämpfungsmessungen an monomodigem Tm:ZBLAN-Fasermaterial konnten ausschließlich mit Laserquellen durchgeführt werden. Messungen mit geeigneten HeNe-Lasern liefern für einen Dämpfungsbereich von ca. 0.1 bis 50dB/m und Faserlängen von ca. 5m sehr genaue Werte. Für die Messung von Fasern mit geringerer Dämpfung stand für eine zuverlässige Bestimmung in der Regel nicht genügend Fasermaterial zur Verfügung. Bei größeren Dämpfungen als 50dB/m wird sehr viel Licht in den Mantel der Faser abgestrahlt, und dort geleitet. Da für die Messung hoher Dämpfungen (>10dB/m) nur kurze Faserstücken geeignet sind, führt dies zu einer starken Überlagerung von Kern- und Mantelleitung.
Eine Möglichkeit, die Lichtleitung im Mantel von der im Kern zu trennen, ist die Verwendung von Mantelmodenabstreifern. Die Faser wird dazu nach dem Entfernen der Beschichtung in ein höher brechendes Öl oder Gel gelegt, so daß die Mantelmoden abgestrahlt werden. Diese Methode kann aber nur bei geringer Lichtleitung im Mantel, oder bei sehr langen Wechselwirkungsstrecken mit dem Öl bzw. Gel angewandt werden. Dies ist insbesondere für ZBLAN-Fasern mit größeren Dämpfungswerten schwierig zu realisieren, da sich die Faserbeschichtung nur bedingt auf längeren Abschnitten entfernen läßt, und das Fasermaterial ohne Beschichtung sehr schnell bricht. Deshalb wurde eine neue Methode entwickelt, die es erlaubt, die Lichtleitung über den Querschnitt der Fasern direkt zu beobachten. Mit Hilfe eines CCD-Kamerasystems wird dazu die Lichtverteilung über den Querschnitt genau analysiert. Eine quantitative Auswertung, die die Faserdämpfung ortsaufgelöst bestimmt, erfolgt durch Integration über die Flächenanteile. Abb. 5.10 zeigt den experimentellen Aufbau.

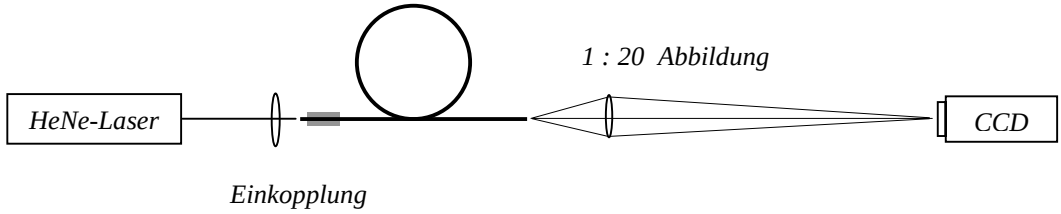
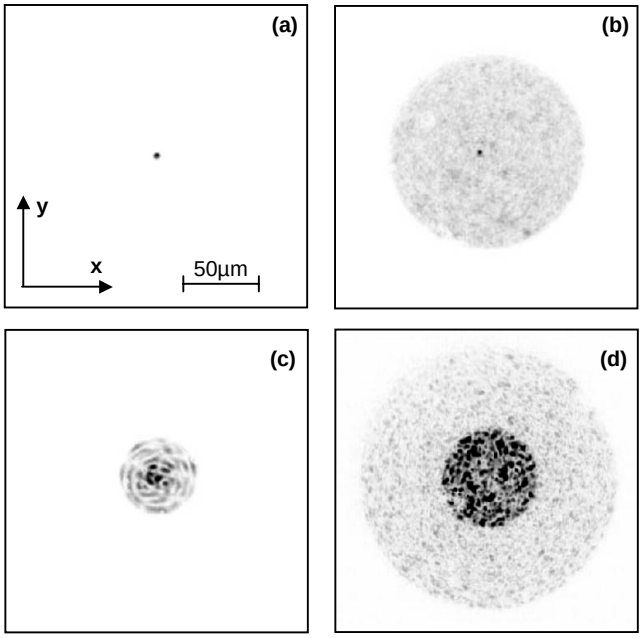


Abb. 5.10 Aufnahme von Faserendflächenprofilen zur Dämpfungscharakterisierung (Nahfeldverteilung)



(a) Tm:ZBLAN 3µm/125µm keine Mantelmoden (b) Tm:ZBLAN 2µm/125µm starke Mantelmoden
(c) Tm:ZBLAN 45µm/200µm keine Mantelmoden (d) Tm:ZBLAN 67µm/170µm starke Mantelmoden

Abb. 5.11 Typische Faserendflächenprofile von ZBLAN-Glasfasern

Die in Abb. 5.11 dargestellten Querschnitte demonstrieren das Meßverfahren: durch Abbildung der Faserendfläche kann die Lichtverteilung genau nach im Kern bzw. Mantel geleiteten Anteilen separiert werden. Bei den in Abb. 5.11b+d dargestellten Messungen kann ein Mantelanteil von 99% bzw. 46% beobachtet werden.
Neben der transversalen Verteilung ist auch die longitudinal über die Faserlänge auftretende Lichtabstrahlung wichtig, sie läßt Rückschlüsse auf Inhomogenitäten im Kernmaterial, Dichteschwankungen der Glaszusammensetzung, oder Fehlausprägungen des Brechzahlsprunges zu. Abb. 5.12 zeigt ein Faserstück mit einer im Kern lokalisierten Fehlstelle. Es tritt ein plötzlicher Transmissionsverlust auf, der deutlich an der verminderten seitlichen Streuung zu erkennen ist.

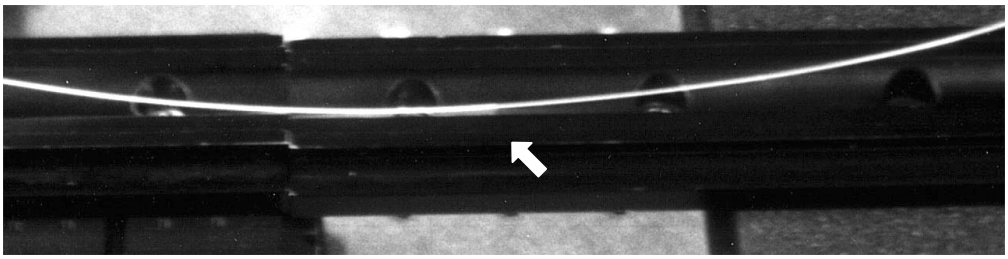


Abb. 5.12 Störstelle im Kern einer Tm:ZBLAN Monomodefaser

5.3 Kernparameter und Abstrahlprofil

Aus dem Abstrahlprofil von Glasfasern lassen sich wichtige Rückschlüsse auf Symmetrie und Geometrie des Faserkerns gewinnen. Das Modenverhalten und die Divergenz des austretenden Lichtes geben Auskunft über Kernradius und Brechzahlprofil. Anhand der transversalen Verteilung des Grundmodes (LP_{01}) zeigen sich Geometrieabweichungen des Kernquerschnitts, wie z.B. elliptische Verformung oder dezentrale Ausbildung. Die Größe des Kernradius a läßt sich mit Hilfe des Öffnungswinkels θ aus der Strahlpropagation hinter der Faser bestimmen. Dies ist insbesondere bei der Untersuchung von Monomodefasern von Nutzen, da sich bei diesen der Kernradius nur schwer aus der Aufnahme von Faserendflächenprofilen ermitteln läßt (1µm < a < 5µm, siehe auch Abb. 5.11.a). Folgende aus der Gaußstrahlnäherung resultierende Formel kann für Monomodefasern mit 1.2 < V < 2.4 zur Berechnung des **Kernradius** a benutzt werden [Digonn91]:

$$w_0 = \frac{\lambda}{\pi\theta} \quad , \qquad \theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} \tag{5.7a}$$

$$\frac{w_0}{a} \approx 0.65 + \frac{1.619}{V^{3/2}} + \frac{2.879}{V^6} \, , \qquad \text{für } 1.2 < V < 2.4 \tag{5.7b}$$

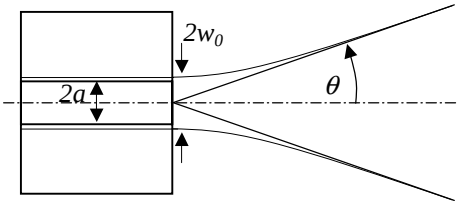


Abb. 5.13 Faserparameter zur Berechnung des Öffnungswinkels

Für elliptische Abstrahlprofile folgt die **Kernelliptizität** ε **(**$a_1 < a_2$**)** : $\varepsilon = \frac{a_1}{a_2} \approx \frac{w_1}{w_2} = \frac{\theta_2}{\theta_1}$ (5.8)

Beispiel: Ein elliptisch ausgebildeter Faserkern mit den Halbachsen $\omega_1 \approx a_1 = 1.5\mu m$ und $\omega_2 \approx a_2 = 5\mu m$ zeigt bei Emission von 482nm Laserstrahlung Öffnungswinkel von $\theta_1 = 12°$ und $\theta_2 = 3.5°$ bei einer Kernelliptizität von $\varepsilon = 0.3$.

Die Aufnahme des Abstrahlprofils erfolgt durch den nachfolgend abgebildeten Aufbau. Mit Hilfe einer CCD-Kamera und einer definierten z-Verschiebung läßt sich durch Auswertung der Intensitätsverteilung der Öffnungswinkel θ bestimmen.

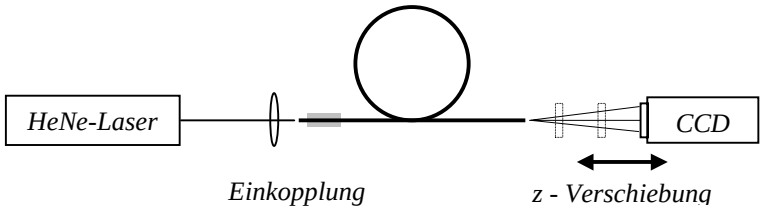
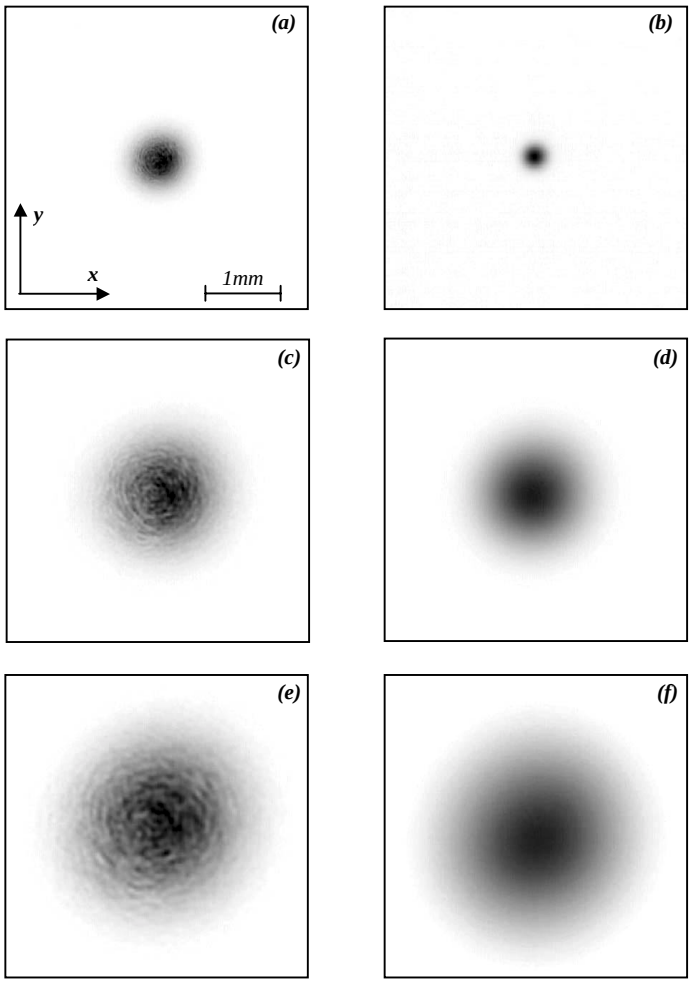


Abb. 5.14 Direkte Aufnahme des dreidimensionalen Abstrahlprofils (Fernfeldverteilung)

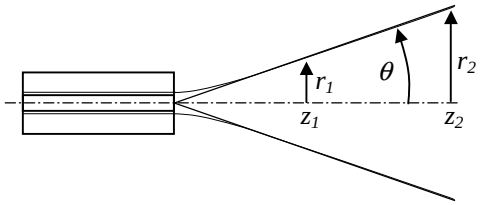


(a) Tm:ZBLAN 3.5µm/125µm Profil1 [z_1=0mm] (b) SiO_2 3µm/125µm Profil1 [z_1=0mm]
(c) Tm:ZBLAN 3.5µm/125µm Profil2 [z_2=4mm] (d) SiO_2 3µm/125µm Profil2 [z_2=4mm]
(e) Tm:ZBLAN 3.5µm/125µm Profil3 [z_3=8mm] (f) SiO_2 3µm/125µm Profil3 [z_3=8mm]

Abb. 5.15 Abstrahlprofil einer Tm:ZBLAN - (l.) und einer SiO_2 Monomodefaser (r.), aufgenommen mit 612nm HeNe-Laser; Tm:ZBLAN-Faser: $\Delta z = 8.0mm$, $\Delta r = 1.0mm \rightarrow \theta = 0.124rad$, $w_0 = 1.57\mu m$, $a = 1.70\mu m$
SiO_2-Faser: $\Delta z = 8.0mm$, $\Delta r = 1.1mm \rightarrow \theta = 0.137rad$, $w_0 = 1.43\mu m$, $a = 1.54\mu m$

Für den Öffnungswinkel θ ergibt sich hiernach:

$$\tan\theta = \Delta r / \Delta z \quad , \quad \Delta z = z_2 - z_1 \; , \; \Delta r = r_2 - r_1 \qquad (5.9)$$



Unter Verwendung des gemessenen Öffnungswinkels θ und der berechneten Strahltaille ω_0 ergibt sich die Beugungsmaßzahl M^2 mit Hilfe des Strahlparameterproduktes aus:

$$M^2 = \frac{\pi \;\; \theta \;\; w_0}{\lambda} \qquad (5.10)$$

Neben der Bestimmung der Intensitätsverteilung, Elliptizität und des Öffnungswinkels dient das Abstrahlprofil zusätzlich zur Charakterisierung der Kernqualität. Inhomogenitäten und Brechzahlfehlausbildungen führen zu Störeffekten im austretenden Strahlprofil. Im Material geleitete Lichtanteile führen zu ringförmigen Strukturen in der Abstrahlung infolge der Überlagerung mit der aus dem Kern emittierten Grundmodeverteilung. Abb. 5.15e zeigt derartige Ringstrukturen für die 3µm Tm:ZBLAN- Faser. Bei Faserdämpfungen von 1dB/m werden für eine 2m lange Faser 37% der eingekoppelten Lichtintensität in den Mantel abgestrahlt. Bei einer Mantelmodendämpfung von 10dB/m erreichen hiervon ca. 3% das Faserende, was einem Intensitätsanteil von 2% gegenüber der transmittierten Grundmodeintensität entspricht. Zur Unterdrückung der störenden Überlagerung kann die Faserbeschichtung zur Modenunterdrückung an die Brechzahl des Fasermantels angepaßt werden.

5.4 Absorption von Tm^{3+}:ZBLAN

Bei der Lichtleitung in aktiven Glasfasern tritt neben der oben erwähnten Dämpfung noch die Absorption an der Dotierung auf. Zur Untersuchung der reinen Absorption können Vorformen von Fasern benutzt werden. Bei diesen handelt es sich um das Faserrohmaterial vor dem Ziehprozeß, das bereits den exakten Brechungsindexsprung bei ca. 100fach größerem Querschnitt besitzt (siehe Abb. 5.16). Messungen an Vorformen eignen sich zur Bestimmung der faserunabhängigen Parameter des Glases. Abb. 5.17a+b zeigen das Absorptionsspektrum einer Tm^{3+}:ZBLAN Vorform (das stärkere Rauschen im nahen Infrarot resultiert aus einem Detektorwechsel bei 860nm).

Abb. 5.16 Tm^{3+}:ZBLAN Vorform

In aktiven Glasfasermaterialien ist die Absorption nur unter Berücksichtigung der Faserdämpfung zu bestimmen. Sie ergibt sich bei bekanntem reinem Dämpfungsanteil a_{streu} aus:

$$\bar{a}_{abs} = \bar{a}_{mess} - \bar{a}_{streu} \qquad (5.10)$$

zwischen $\bar{a}$ und dem für Kristalle oft verwendeten Absorptionskoeffizienten α besteht der Zusammenhang:

$$\bar{a} = 10dB \cdot \alpha \cdot \log_{10} e \qquad \text{bzw.} \qquad \alpha = \frac{1}{10dB} \cdot \bar{a} \cdot \ln 10 \qquad (5.11/12)$$

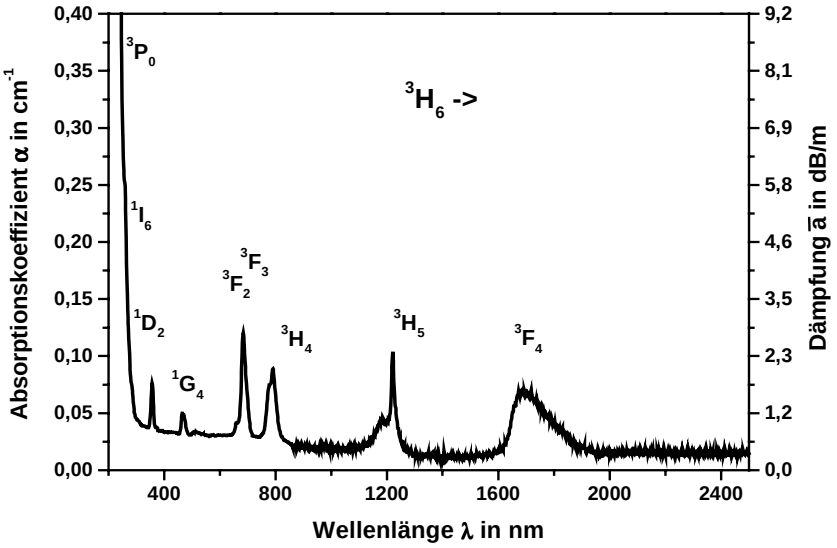


Abb. 5.17a Absorptionsspektrum einer Tm^{3+}:ZBLAN Vorform im Bereich von 200nm bis 2500nm

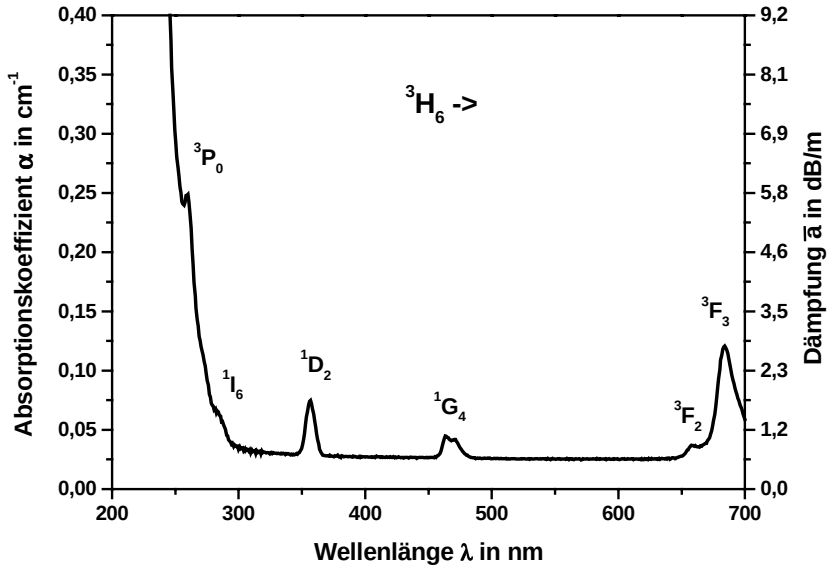


Abb. 5.17b Absorptionsspektrum einer Tm^{3+}:ZBLAN Vorform im Bereich von 200nm bis 700nm

Die Absorption läßt sich wie die Dämpfung sowohl breitbandig als auch für feste Wellenlängen bestimmen. Für die generelle Charakterisierung einer aktiven Dotierung ist zunächst die breitbandige Absorption interessant. Abb. 5.18 und 5.19 zeigen Absorptionsspektren mehrmodiger Tm^{3+}:ZBLAN bzw. Tm^{3+},Yb^{3+}:ZBLAN Fasern mit einem Kerndurchmesser von 67µm. Analog zu den vorherigen Spektren sind die entsprechenden elektronischen Übergänge zugeordnet. Der in Abb. 5.18 dargestellte Graph vermittelt deutlich das Grundzustandsabsorptionsverhalten von Tm^{3+}:ZBLAN. Sämtliche Banden bis 1200nm repräsentieren Übergänge aus dem Grundzustand (GSA), mit den Maxima bei 685nm, 790nm und 1210nm. Im Bereich von 1375nm sind bereits die ersten Absorptionsprozesse aus angeregten Zuständen (ESA) zu erkennen. Dies ist jedoch eine Besonderheit der hohen Lebensdauer des $^3H_4$ - Zustandes des Thuliumions in ZBLAN, sowie der speziellen Meßanordnung, in der der gesamte Weißlichtanteil die Testfaser durchstrahlt.

Die geringe spektrale Leistungsdichte, die während der breitbandigen Absorptionsmessung mittels Halogenlampen in die Fasern eingekoppelt wird, reicht bei anderen Wirtsmaterialien mit geringerer Zustandslebensdauer normalerweise nicht aus, um deutlich meßbare Absorption aus angeregten Zuständen (ESA) zu erzielen.

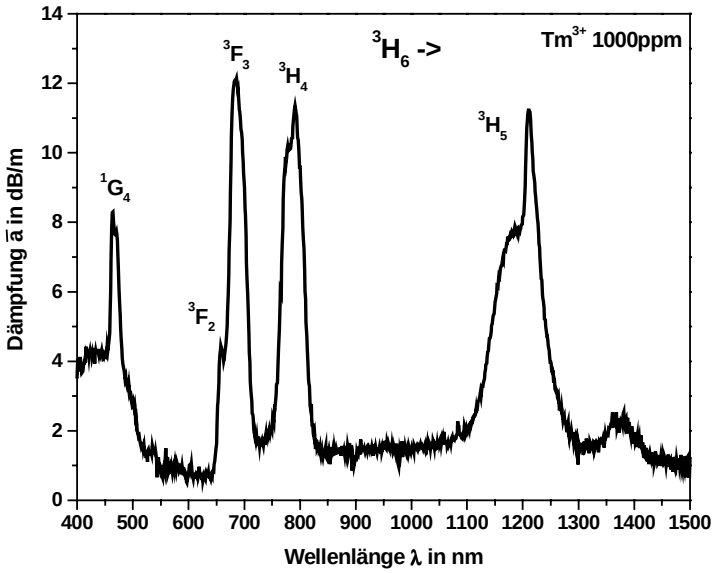


Abb. 5.18 Absorptionsspektrum einer Tm^{3+}:ZBLAN 67µm/200µm Glasfaser im Bereich von 400-1500nm

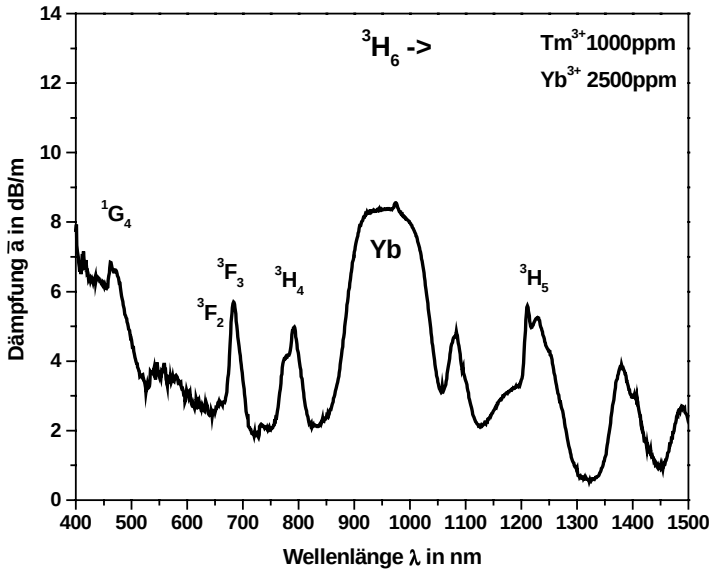


Abb. 5.19 Absorptionsspektrum einer Tm^{3+},Yb^{3+}:ZBLAN 67µm/167µm Glasfaser im Bereich von 400-1500nm

In codotierten Fasermaterialien tritt zusätzlich zu den Übergängen des Thuliumions die Absorption an der Codotierung auf. Das in Abb. 5.19 dargestellte Absorptionsspektrum einer Tm^{3+},Yb^{3+}:ZBLAN-Faser zeigt daher eine starke Bande von 850nm bis 1050nm, die als alternatives Pumpband genutzt wird, und einen Energietransferprozeß zwischen den Ionen bewirkt. Da für effiziente Energietransferprozesse meist sehr hohe Beimengungen der Codotierungen verwendet werden, zeichnet sich der Übergang entsprechend stark im Absorptionsspektrum aus. Auffallend ist die reduzierte Tm^{3+} - Absorption der codotierten Faser.

Der Grund für die große spektrale Verbreiterung der Absorptionsbanden infolge der Glasstruktur wurde bereits erläutert. Es ist zu bemerken, daß bei höheren Pumpintensitäten

das spektrale Verhalten der Absorption infolge der vermehrt einsetzenden Upconversionprozesse stark von der eingestrahlten Leistungsdichte abhängt. Arbeiten zur Bestimmung des intensitätsabhängigen Absorptionsverhaltens im Bereich von 1.0µm bis 1.2µm wurden parallel zur vorliegenden Arbeit von Herrn Tassilo Meier im Rahmen seiner Diplomarbeit durchgeführt.

5.5 Fluoreszenzanalyse von Tm^{3+}:ZBLAN

In Thulium- dotierten Kristallen beobachtet man unter Einstrahlung kurzwelligen Lichtes vorwiegend Emission im nahen infraroten Bereich. Die am stärksten fluoreszierenden Übergänge liegen bei 0.8µm, 1.4µm, 2µm und 2.3µm. Obwohl Upconversionprozesse auch in mit Tm^{3+} dotierten Kristallen beobachtet werden können, ist die erzielbare sichtbare Fluoreszenz aufgrund der fehlenden Wechselwirkungslänge beim Fokussieren in den Kristall gering. Deshalb ist die Erzeugung sichtbarer Laseremission durch Upconversionprozesse in mit Seltenen Erden dotierten Kristallen in der Regel auf Tieftemperaturexperimente beschränkt. Lediglich Fluoridkristalle, wie z.B. YLF (Yttriumlithiumfluorid $LiYF_4$) konnten, dotiert mit Erbium Er^{3+} oder Praseodym Pr^{3+} effektiv bei Raumtemperatur zu Laseremission angeregt werden [Sandro94]. Mit Hilfe von Kristallfasern oder diffundierten wellenleitenden Strukturen könnte dieses Problem umgangen werden. Derartige Elemente konnten bislang allerdings lediglich in experimentellen Studien demonstriert werden.
Im Gegensatz zur eingeschränkten Upconversionaktivität von Kristallen zeigen fast alle Seltenen Erden bei Dotierung in LPE-Fasern starke sichtbare Upconversionemission. In Fasermaterialien wie ZBLAN prägen die Upconversionprozesse das Fluoreszenzspektrum. Die resultierende sichtbare Emission erreicht bei geeigneter Wahl der Pumpwellenlänge höhere Intensität als die Übergänge im nahen infraroten Bereich. Voraussetzung hierfür sind die hohen Lebensdauern der Zwischenniveaus, sowie die hohe erzielbare Leistungsdichte in Monomodefasern.
Für die Anregung von Upconversionfluoreszenz in Thuliumfasern sind Wellenlängen im Bereich von 1µm bis 1.2µm, 800nm oder 650nm geeignet. In der vorliegenden Arbeit wurden zum optischen Pumpen verschiedene rote und infrarote Lasersysteme getestet:

1. **Nd:YAG Laser 1123nm**
2. **InAs/GaAs Quantenpunktlaserdioden 1100-1120nm**
3. **InGaAsP/InP Laserdioden 1140nm -1150nm**
4. **Nd:YAG Laser 1064nm**
5. **Standart SDL Laserdiode 800nm**
6. **Standart Laserdioden um 650nm**

Abb. 5.20 stellt eine Prinzipskizze des zur Durchführung der Fluoreszenzanalyse an LPE-Glasfasern verwendeten experimentellen Aufbaus dar. Zur Anregung bis in den hohen Leistungsbereich dient ein spezielles Nd:YAG Lasersystem, das eine Pumpstrahlung mit einer Wellenlänge von 1123nm erzeugt. Die vom Nd:YAG Laser ausgestrahlte Pumpleistung wird über eine Mikroskop- oder Asphärenoptik (z.B. x10 / 0.22 NA Standardobjektiv oder f = 6.25mm Asphäre) in die zu charakterisierende Tm:ZBLAN Faser eingekoppelt. Dabei sind für ZBLAN-Monomodefasern je nach Kerndurchmesser Koppeleffizienzen von 50% bis 60% zu erreichen. Das Pumplicht wird im aktiven Faserkern absorbiert und löst auf Grund der hohen Leistungsdichte Mehrfachanregungsprozesse aus. Einfache und doppelte Absorption führt im Thuliumion zur Besetzung des $^3F_4$ - Niveaus bzw. $^3H_4$ - Niveaus. Bei dreistufiger Anregung wird das $^1G_4$-Niveau besetzt. Dieser Zustand zerfällt durch spontane Emission mit einer Wahrscheinlichkeit von 46% bevorzugt in den Grundzustand (siehe auch Abb. 5.22). Die erzielte blaue Fluoreszenz propagiert infolge der Wellenleitung koaxial mit dem

abnehmenden Pumplicht in der Faser. Über eine Faser-zu-Faser-Kopplung (Splice) der zu untersuchenden Testfaser an eine konfektionierte Quarzfaser (SiO_2 200µm / 220µm Multimode) wird das Signal zur Auswertung an den Detektionsaufbau weitergeleitet, hierzu wurde der bereits beschriebene Monochromatoraufbau benutzt (siehe Abb. 5.8).

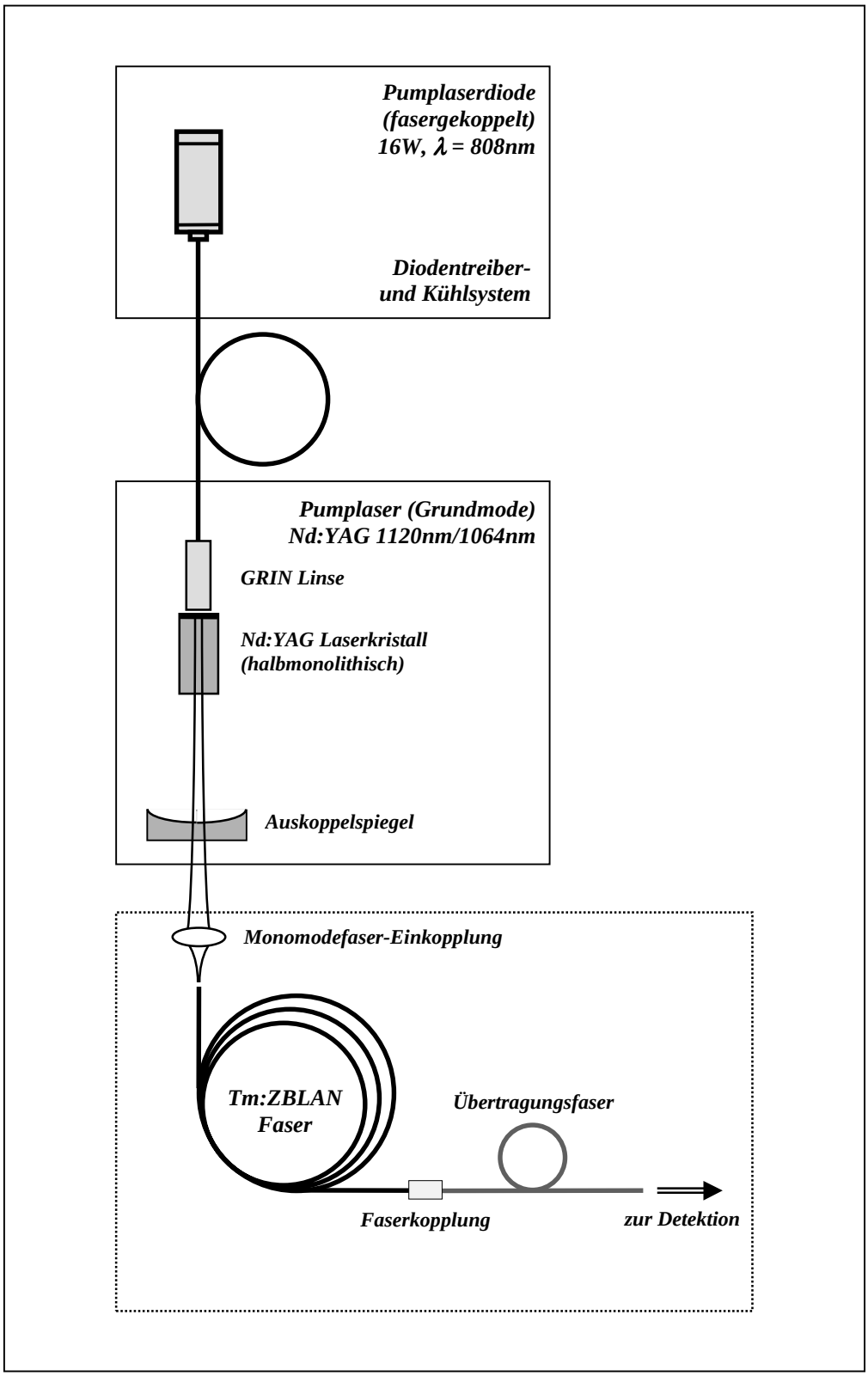


Abb. 5.20 Aufbau zur Fluoreszenzanalyse von Tm:ZBLAN Glasfasern

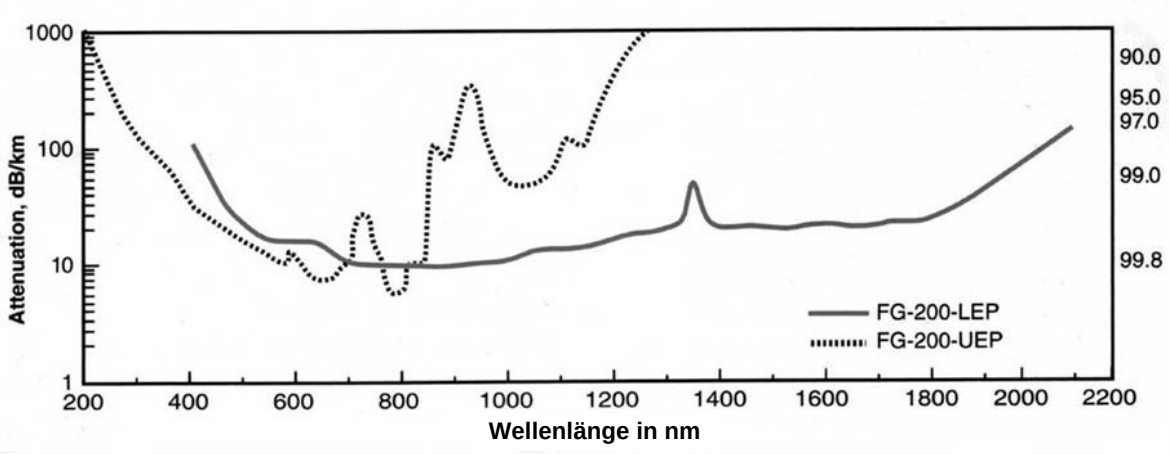


Abb. 5.21 Dämpfungskurven der Übertragungsfasern (UV/VIS: FG-200-UEP, VIS/IR: FG-200-LEP, rechts: Transmission pro Meter in Prozent) [5.4]

Die Spliceankopplung ermöglicht in kürzester Zeit die Messungen verschiedener Fluoreszenzquellen durch einfaches Umstecken der Faser, da die Justage der Aufbaukomponenten auf ein Minimum reduziert wird. Die hierfür verwendeten Übertragungsfasern sind speziell konfektionierte Glasfaserkabel, die jeweils im UV/VIS- bzw. VIS/NIR-Bereich eine geringe Dämpfung aufweisen (siehe Abb. 5.21).

Lebensdauer $^1G_4$	0.68 ms		**Lebensdauer $^1D_2$**	0.05ms	
Übergang	**Wellenlänge**	**Rate***	**Übergang**	**Wellenlänge**	**Rate***
			$^1D_2 \rightarrow {}^1G_4$	-	0.01
$^1G_4 \rightarrow {}^3F_2$	-	0.01	$^1D_2 \rightarrow {}^3F_2$	-	0.04
$^1G_4 \rightarrow {}^3F_3$	-	0.02	$^1D_2 \rightarrow {}^3F_3$	-	0.04
$^1G_4 \rightarrow {}^3H_4$	-	0.10	$^1D_2 \rightarrow {}^3H_4$	658nm	0.05
$^1G_4 \rightarrow {}^3H_5$	781nm	0.33	$^1D_2 \rightarrow {}^3H_5$	-	0.00
$^1G_4 \rightarrow {}^3F_4$	650nm	0.07	$^1D_2 \rightarrow {}^3F_4$	456nm	0.48
$^1G_4 \rightarrow {}^3H_6$	482nm	0.46	$^1D_2 \rightarrow {}^3H_6$	365nm	0.38

Abb. 5.22 Übergangswahrscheinlichkeiten Tm:ZBLAN [5.5] (* Anteil am spontanen Zerfall des Niveaus)

Abb. 5.23 zeigt das Upconversionfluoreszenzspektrum einer Tm:ZBLAN Monomodefaser. Alle im Spektrum sichtbaren Linien resultieren aus 2, 3 bzw. 4 - stufigen Upconversionprozessen (mit Ausnahme der 804nm Emission, die vom Restlicht der fasergekoppelten Pumpdiode herrührt). Die große Anzahl der Linien verdeutlicht die hohe Upconversionaktivität des Materials. Messungen im UV-Bereich zeigen weitere Linien bis zu einer Wellenlänge von 217nm, die aus höherstufigen Anregungsprozessen bis hin zur 5. Ordnung stammen (siehe Abb. 5.23 und 5.24). Die wesentlichen Peaks und ihre Fluoreszenzstärke sind in Abb. 5.26 angegeben. Der 482nm Peak zeigt eindeutig die stärkste Fluoreszenz vom $^1G_4$ - Niveau. Die strahlenden Prozesse, die von den Zwischenniveaus ausgehen, sind von geringer Intensität und tragen durch Reabsorption teilweise wieder zur Anregung bei.

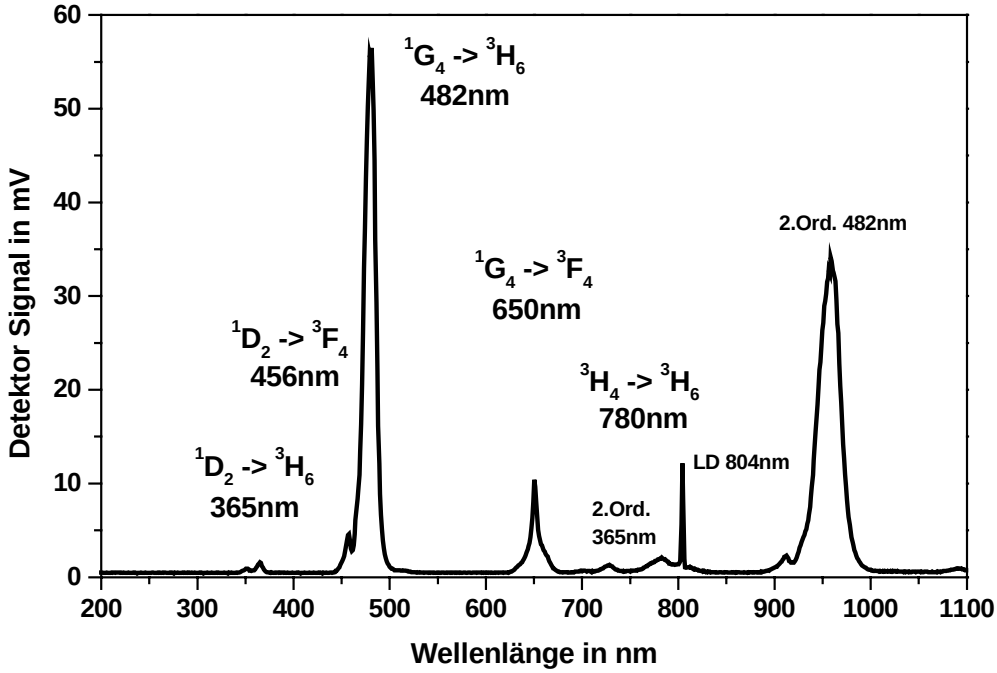


Abb. 5.23 Upconversionfluoreszenzspektrum einer Tm:ZBLAN Faser [Anregung 1W@1123nm, LeVF 2m]

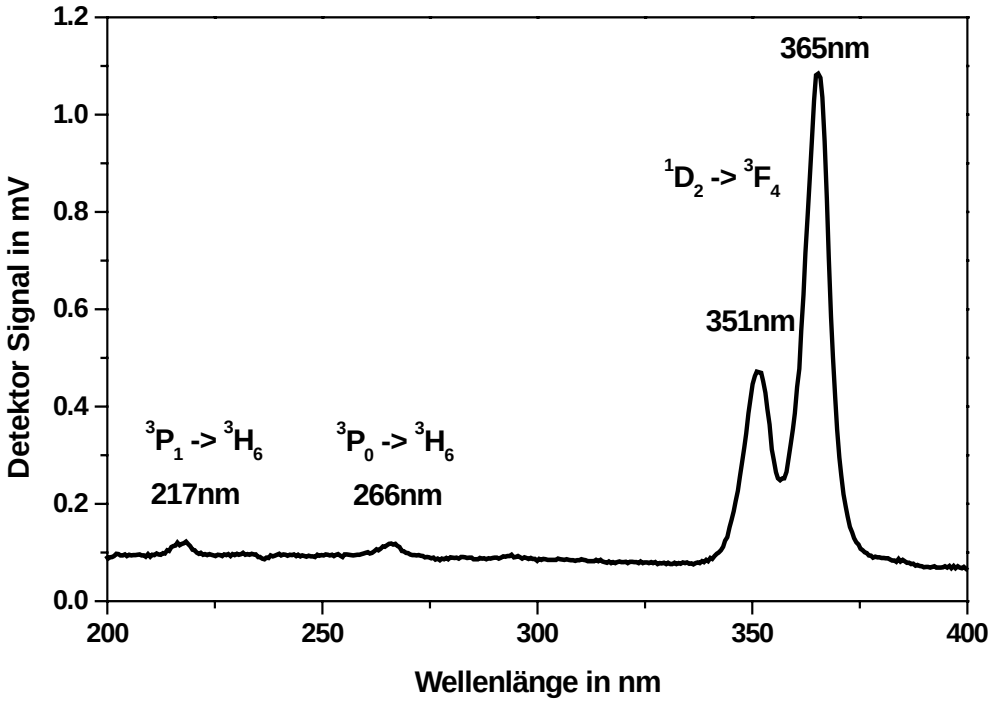


Abb. 5.24 UV Upconversionfluoreszenzspektrum einer Tm:ZBLAN Faser [1W@1123nm Anregung, LeVF 2m]

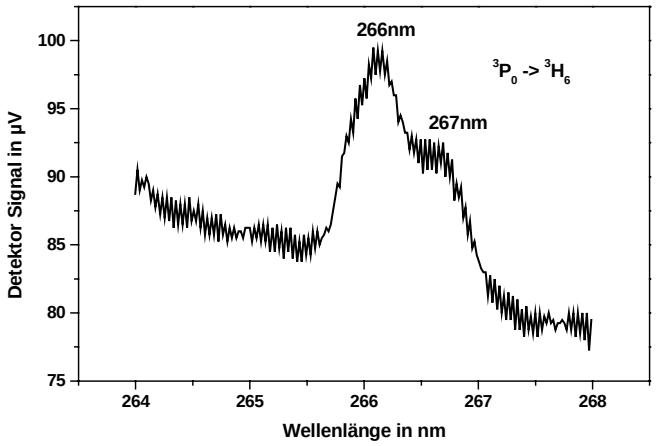


Abb. 5.25 UV - Fluoreszenz bei 266nm unter 1123nm Anregung in Tm:ZBLAN Monomodefaser

Übergang	Wellenlänge λ	Breite $\Delta\lambda$	Gewicht
$^3P_1 \rightarrow {}^3H_0$	217nm	3.4nm	-
$^3P_0 \rightarrow {}^3H_6$	266nm	0.7nm	-
$^3P_0 \rightarrow {}^3H_6$	267nm	0.4nm	-
$^1I_6 \rightarrow {}^3H_4$	351nm	8.4nm	0.02
$^1D_2 \rightarrow {}^3H_6$	365nm	6.9nm	0.03
$^1D_2 \rightarrow {}^3F_4$	456nm	4.9nm	0.08
$^1G_4 \rightarrow {}^3H_6$	482nm	13.8nm	1.00
$^1G_4 \rightarrow {}^3F_4$	650nm	8.9nm	0.18
$^1G_4 \rightarrow {}^3H_5$	780nm	27.5nm	0.04

Abb. 5.26 Fluoreszenzlinien von Tm:ZBLAN unter 1123nm Anregung

Da die Anregung der blauen Fluoreszenz über 2 bzw. 3 Niveaus erfolgt, ergibt sich für die Fluoreszenzintensität eine quadratische bzw. kubische Abhängigkeit von der Pumpintensität (gleiches gilt für die Leistungen).

$$I_{Fluoreszenz} \propto I_{Pump}^{\kappa} \tag{5.13}$$

Der Anstieg der Upconversionfluoreszenz in Abhängigkeit von der Pumpleistung ergibt damit in doppelt-logarithmischer Darstellung eine Gerade, deren Steigung der Upconversionwertigkeit κ entspricht, und die Anzahl der beteiligten Photonen angibt. Somit eignet sich diese Darstellung zur Identifikation und Überprüfung der Anregungsprozesse. Von ganzzahligen Werten abweichende Steigungen weisen auf Mischprozesse oder Beteiligung von Kreuzrelaxationsprozessen hin. Abb. 5.27 und 5.28 zeigen das experimentell beobachtete Verhalten der beiden blauen Hauptemissionen um 455nm und 482nm für 2 - bzw. 3 - Photonenanregungen (κ = 2 bzw. 3).

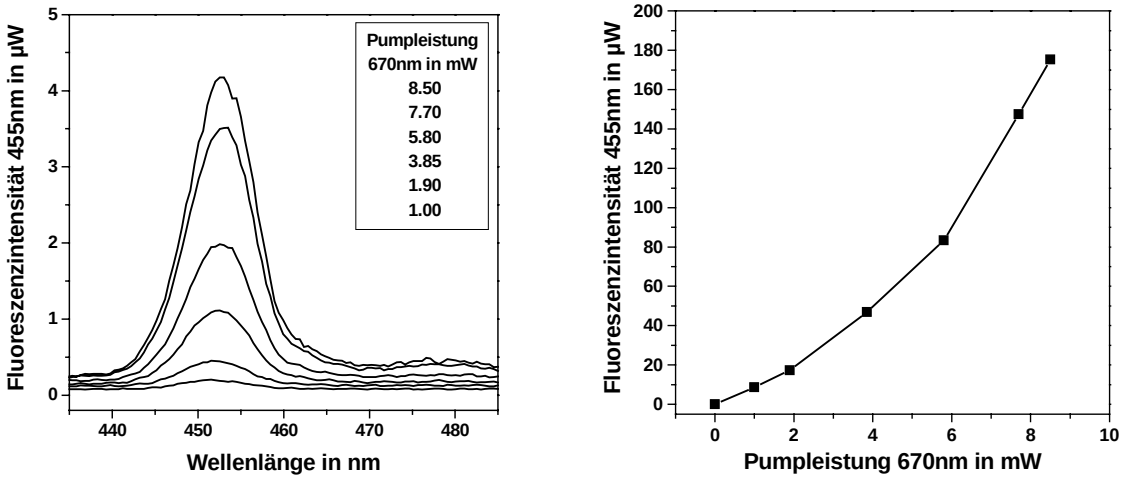


Abb. 5.27a Anstieg 455nm Upconversionfluoreszenz einer Tm,Yb:ZBLAN Faser für verschiedene Pumpleistungen [670nm LD Anregung, LeVF 2m]

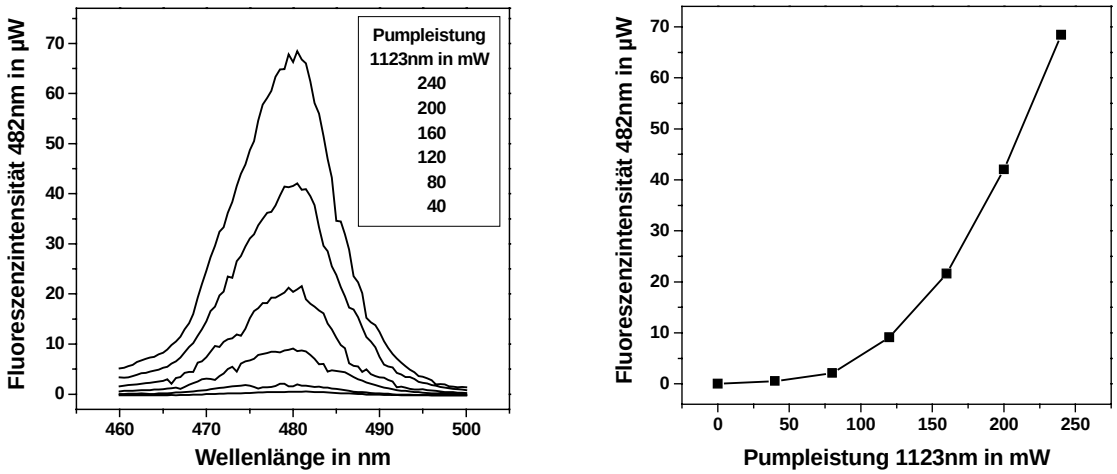


Abb. 5.28b Vergleich der 482nm Upconversionfluoreszenz einer Tm,Yb:ZBLAN Faser für verschiedene Pumpleistungen [1123nm Anregung, LeVF 2m]

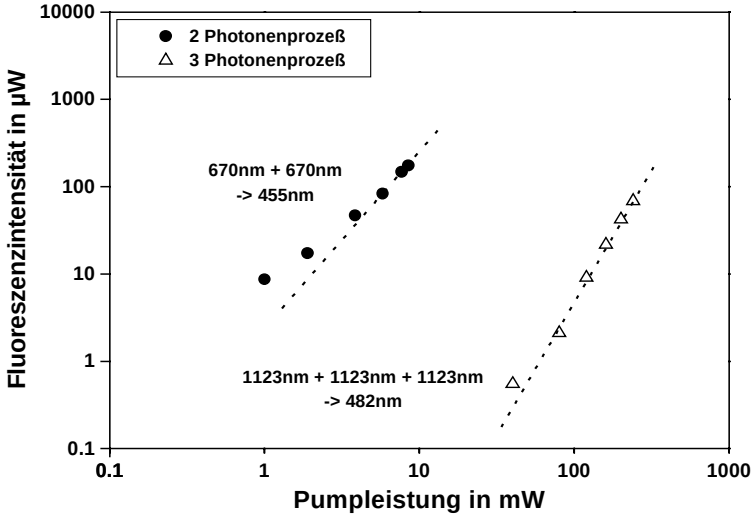


Abb. 5.29 2 - Photonen und 3 - Photonen Upconversionfluoreszenz im doppelt - logarithmischen Diagramm

Für höhere Pumpleistungen steigt die Fluoreszenzintensität schwächer an und weicht immer mehr von der erwarteten quadratischen bzw. kubischen Abhängigkeit ab. Ursache für die verminderte Intensität ist die Sättigung der beteiligten Übergänge. Infolge der hohen Leistungsdichten in Monomodefasern sättigen die metastabilen Zwischenniveaus bereits bei vergleichsweise geringen Pumpleistungen (in Kristallen ist eine Sättigung meist erst ab Pumpleistungen im Multiwattbereich zu erwarten). Oberhalb einer bestimmten Pumpleistung sind fast alle Ionen der aktiven Dotierung angeregt, und die erzielbare Fluoreszenz kann nicht mehr weiter ansteigen. Abb. 5.30 zeigt die Sättigung des 365nm und 482nm Überganges.

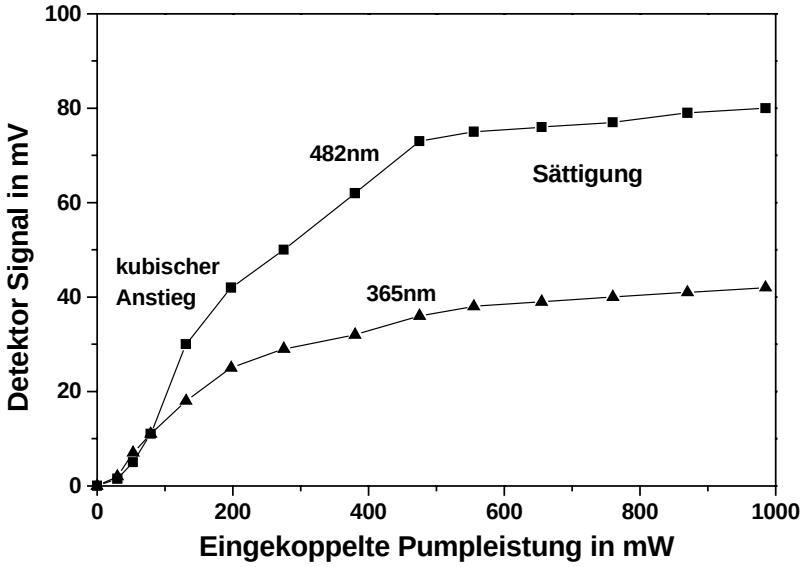


Abb. 5.30 Sättigung der Upconversionfluoreszenz bei einer Wellenlänge von 365nm und 482nm unter 1123nm Anregung *[Tm:ZBLAN LeVF 2m]*

5.6 Anregung mit 1064nm und 1123nm

Obwohl Nd:YAG Laser bei einer Wellenlänge von 1064nm wesentlich einfacher zu realisieren sind, eignet sich die 1123nm Emission besser zum Pumpen des Thuliumions. Die folgenden vergleichenden Untersuchungen zeigen die hohe Effizienz der Anregung mit der größeren Pumpwellenlänge. Es wurden verschiedene Thulium- dotierte Fluoridfasern mit jeweils gleichen Pumpleistungen zweier Nd:YAG Lasersysteme bei 1064nm bzw. 1123nm angeregt.

Da beim Thuliumion drei Übergänge durch eine einzige Pumpwellenlänge angeregt werden müssen, ist die Wellenlängenabhängigkeit sehr groß. Je nach Pumpwellenlänge tritt eine unterschiedlich starke Absorption an den einzelnen Übergängen auf, wodurch im Spektrum verschieden starke Upconversionanteile zu beobachten sind. Infolge der ESA-Anregung durch Übergänge in höhere Niveaus verringert sich gleichzeitig der Anteil der spontanen infraroten Emission.

Neben der Abhängigkeit der Fluoreszenzstärke von der Pumpwellenlänge tritt zudem eine Abhängigkeit von der erzielten Leistungsdichte der Pumpstrahlung auf. Im Folgenden werden die wellenlängenabhängigen Fluoreszenzspektren der verwendeten Fluoridfasern beschrieben. Abb. 5.31 zeigt zunächst die unterschiedliche Fluoreszenz von Tm - und Tm,Yb - dotierten ZBLAN Fasern bei Anregung durch 1064nm und 1123nm Nd:YAG Festkörperlaser. Alle drei Abbildungen verdeutlichen den erheblichen Fluoreszenzverlust beim Pumpen mit 1064nm. Zwar steigt die relative Stärke der 455nm Emission, die Gesamtintensität sinkt jedoch ca. um den Faktor 100. Auch bei höheren Pumpintensitäten zeigt die 1064nm Anregung keine vergleichbare Fluoreszenzstärke (siehe Abb. 5.33).

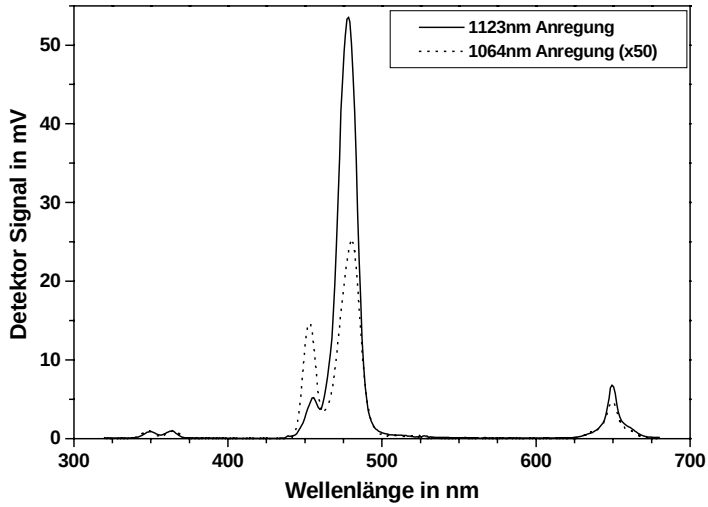


Abb. 5.31 Vergleich der Fluoreszenz bei 1W@1064nm und 1W@1123nm Anregung *[Tm:ZBLAN LeVF 2m]*

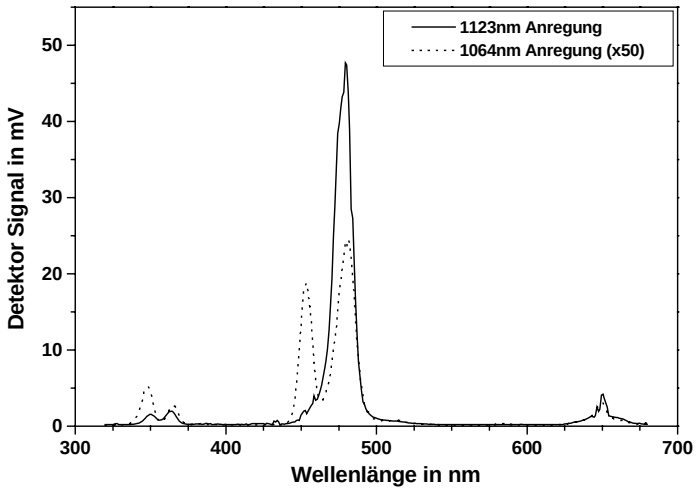


Abb. 5.32 Vergleich der Fluoreszenz bei 1W@1064nm und 1W@1123nm Anregung [Tm,Yb:ZBLAN LeVF 2m]

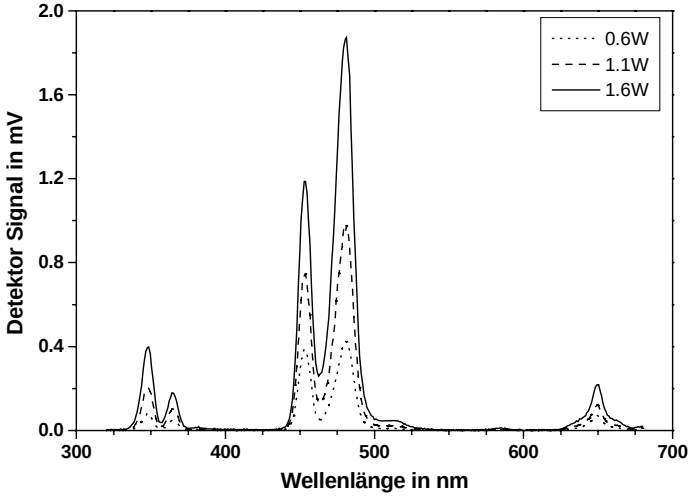


Abb. 5.33 Vergleich der Fluoreszenz bei 1064nm Anregung für verschiedene Pumpleistungen [Tm,Yb:ZBLAN LeVF 2m]

5.7 Farbzentrenbildung und Bleichverhalten

Für blaue Fluoridfaserlaser konnte ein Absinken der Lasereffizienz bei höheren Leistungen, sowie eine Abhängigkeit des Schwellverhaltens vom Gebrauch des Fasermaterials in verschiedenen Laserkonfigurationen beobachtet werden. Die parallel zur 482nm Laseremission auftretende ultraviolette Fluoreszenz bei 365nm und 290nm spielt in diesem Zusammenhang eine wesentliche Rolle. UV - Fluoreszenz führt in den momentan erhältlichen ZBLAN - Fasern zu Farbzentrenbildung, und damit zu zusätzlichen internen Verlusten und behindert so den Laserprozeß. Es ist daher notwendig, die auftretende Degradation des Fasermaterials über eine geeignete Kernzusammensetzung zu reduzieren, oder gänzlich zu beseitigen.

- ***Degradation***

  Degradation bezeichnet die Verschlechterung der Transmission, hervorgerufen durch photochemische Strukturveränderungen im Material, auch Farbzentrenbildung, Photosensitivität oder photoinduzierter Transmissionsrückgang genannt.

Zur Analyse der Degradation wurden eingehende Untersuchungen des Transmissionsverlustes in Abhängigkeit von den Pump- und Laserparametern, sowie der Materialzusammensetzung durchgeführt. Zunächst wurden breitbandige Absorptionsspektren verschiedener Multimodefasern aufgenommen, die durch Pumpen mit 1064nm zu UV-Fluoreszenz angeregt, und damit ultravioletter Bestrahlung unterzogen wurden (siehe Abb. 5.34a+b).

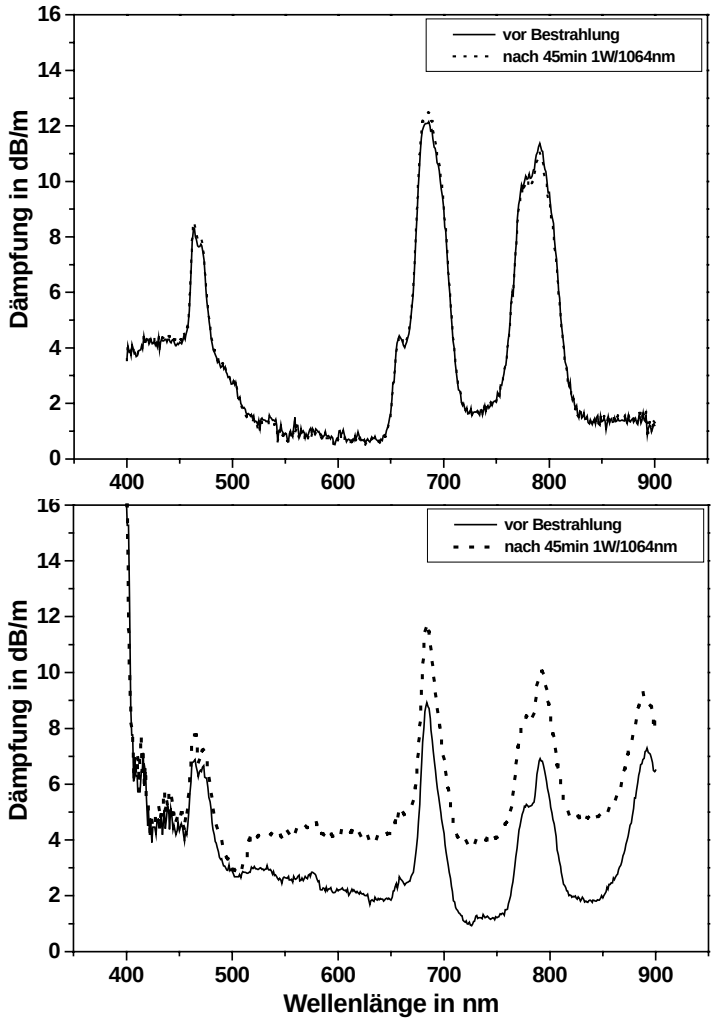


Abb. 5.34 Leichte bzw. starke Transmissionsänderung infolge Farbzentrenbildung einer Tm:ZBLAN 67µm/200µm (a) und Yb:ZBLAN 67µm/167µm (b) Faser mit 2.5% bzw. 5% Bleigehalt im Kern

Da der einzige Unterschied beider Multimodefasern im Bleigehalt des Kernmaterials lag, kann ein direkter Zusammenhang zwischen der Stärke der Degradation und der Bleikonzentration im Kern geschlußfolgert werden: Je weniger Blei die Faser im Kern enthält, um so resistenter wird sie gegen Farbzentrenbildung. Diese Vermutung läßt sich mit Hilfe der elektronischen Eigenschaften des Bleis im Gitter, insbesondere des bivalenten elektro-negativen Verhaltens verstehen. Infolge der ultravioletten Fluoreszenz wird das Pb^{2+} weiter ionisiert und stellt damit den Ausgangspunkt einer Bildungskette für Farbzentren dar. Die vom Blei freigesetzten Elektronen werden von Zr^{4+} - oder weiteren Pb^{2+} - Ionen eingefangen, was zur Bildung von Farbzentren führt. ESR-Messungen und Vergleiche mit Farbzentren in Kristallen deuten bei ZBLAN darauf hin, daß drei Blei-induzierte Farbzentren bei 300nm, 500nm, und 800nm, entsprechend der folgenden Reaktionsgleichung, auftreten.

$$Pb^{2+} \xrightarrow{UV} Pb^{3+} + e^{-} \Rightarrow \begin{cases} Zr^{4+} + e^{-} \rightarrow Zr^{3+} \\ Pb^{2+} + e^{-} \rightarrow Pb^{+} \end{cases} \tag{5.14}$$

ZBLAN – Farbzentren		
300nm	**500nm**	**800nm**
Pb^{+}	**Zr^{3+}**	**Pb^{3+}**
F-Zentrum	**F-Zentrum**	**V_K-Zentrum**

Abb. 5.35 Übersicht der in ZBLAN auftretenden Farbzentren

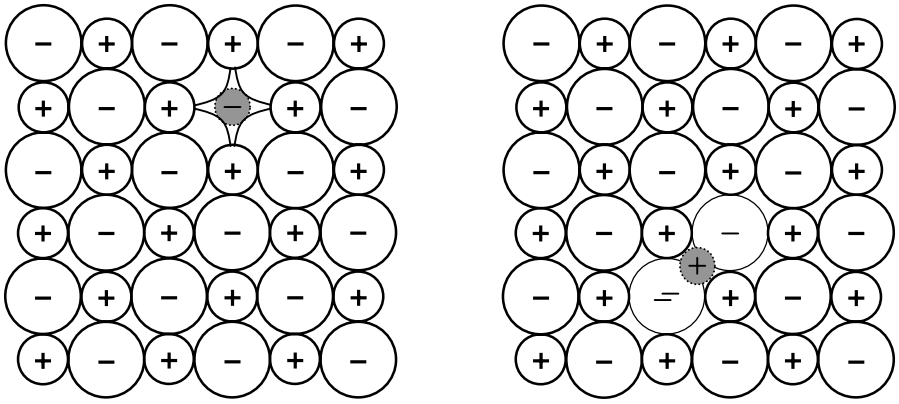


Abb. 5.36 Prinzipdarstellung eines F- (links) bzw. V_K - Farbzentrums (rechts)

Abb. 5.37 zeigt die relative Transmissionsänderung der Tm,Yb:ZBLAN Multimodefaser mit einer für Farbzentren in Gläsern typischen breitbandigen Absorption um 800nm, die dem stärksten der drei Farbzentren entspricht. Obwohl bei der Durchführung der Messungen keine Farbzentren bei 500nm bzw. 300nm beobachtet wurden, kann man davon ausgehen, daß bei Monomodefasern infolge der wesentlich höheren Leistungsdichten intensivere und härtere UV-Strahlung entsteht, die zur chemischen Aktivierung der kurzwelligen Farbzentren führt. Nun läge es nahe, auf Blei im Kern gänzlich zu verzichten. Allerdings wird Blei in der Faserherstellung benötigt, um die Brechzahl des Wellenleiters zu formen. Anhand des beobachteten Degradationsverhaltens muß also nach alternativen Glasmischungen zur Anpassung des Brechungsindex gesucht werden, ohne Blei zu verwenden, bzw. den Bleigehalt auf ein Minimum zu beschränken. Hierbei ist darauf zu achten, daß insbesondere chemische Elemente mit mittleren Elektronegativitäten zu Blei-ähnlichem Verhalten führen können, so daß vorzugsweise Materialien mit hoher Elektronegativität einzubauen sind.

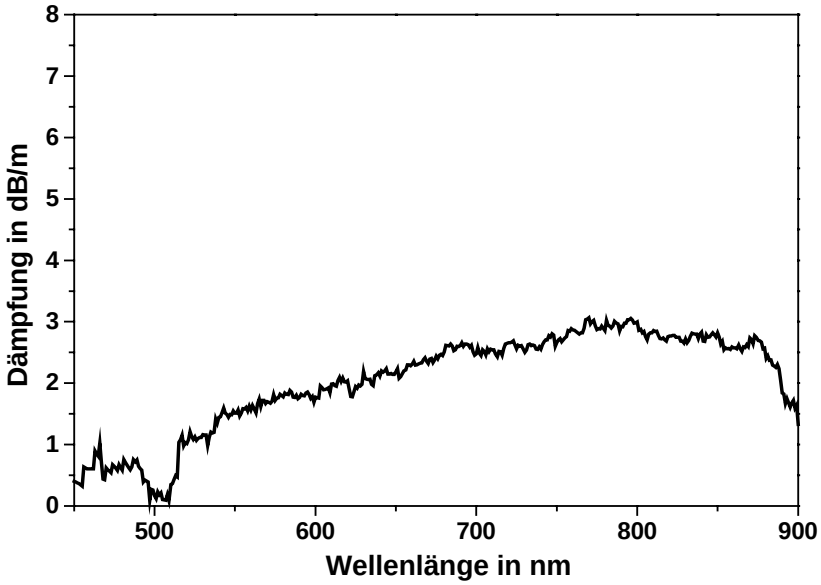


Abb. 5.37 Spektrale Dämpfung durch Farbzentrenbildung einer Tm,Yb:ZBLAN 67µm/167µm Glasfaser *[5% Bleigehalt]*

Neben der Materialanpassung gibt es weitere Möglichkeiten, der Degradation in ZBLAN-Fasern entgegenzuwirken. Hierzu zählen Bleich- und Ausheizprozesse. Beim Bleichen werden Farbzentren mittels sichtbaren Lichtes angeregt und in einen inaktiven Zustand versetzt. Werden die Farbzentren nicht durch parallele UV-Einstrahlung neugebildet, reichen hierfür bereits geringe Intensitäten aus. Auf diese Weise gebleichte Fasern erreichen wieder ihre ursprüngliche Transmission, die Farbzentren regenerieren sich allerdings mit der Zeit. Erst intensives Ausheizen bei Temperaturen oberhalb von 85°C und einer Heizdauer von ca. 1 Stunde entfernt die Farbzentren dauerhaft. Auch bei Raumtemperatur konnte ein langsames Ausheizen über mehrere Wochen festgestellt werden. Erneute UV-Bestrahlung führt unabhängig von der Art der Ausheiz- oder Bleichmethode wiederum zu Farbzentrenbildung und Degradation.
Während des Betriebes des Faserlasers werden Farbzentren gleichzeitig erzeugt und gebleicht. Beide Prozesse stehen bei quasi-statischem Durchlauf der Laserkennlinie im Gleichgewicht. Für geringe Laserleistungen überwiegen Bleichprozesse, was zu einer Erhöhung der Transmission führt, bei höheren Leistungen verstärkt sich die Farbzentrenbildung und Degradation. Ein optisches Bleichen während des Laserprozesses ist daher immer im Zusammenhang dieses Gleichgewichts zu bewerten. So ist es möglich, neben der Materialanpassung auch durch eine gezielte Parameterwahl des Faserresonators die Emission des Faserlasersystems über die Lage des Gleichgewichtspunktes positiv zu beeinflussen. Ein Heizen der Faser während des Betriebes ermöglicht kein Löschen der Farbzentren, da der hier stattfindende thermische Prozess eine zu hohe Zeitkonstante aufweist. Hierzu durchgeführte Versuche bestätigten dies, konnten unabhängig davon jedoch zeigen, daß ein Temperieren des Fasermaterials zu einem Fluoreszenzmaximum bei 40°C führt (siehe Abb. 5.38). Obwohl hierzu keine detaillierten Betrachtungen angestellt wurden, kann vermutet werden, daß die thermisch angeregte Besetzung bis zu einer gewissen Temperatur die Fehlanpassung der Pumpwellenlänge überbrückt, bis sich bei weiterer Steigerung der Temperatur ein Abbau der Besetzungsinversion bemerkbar macht.

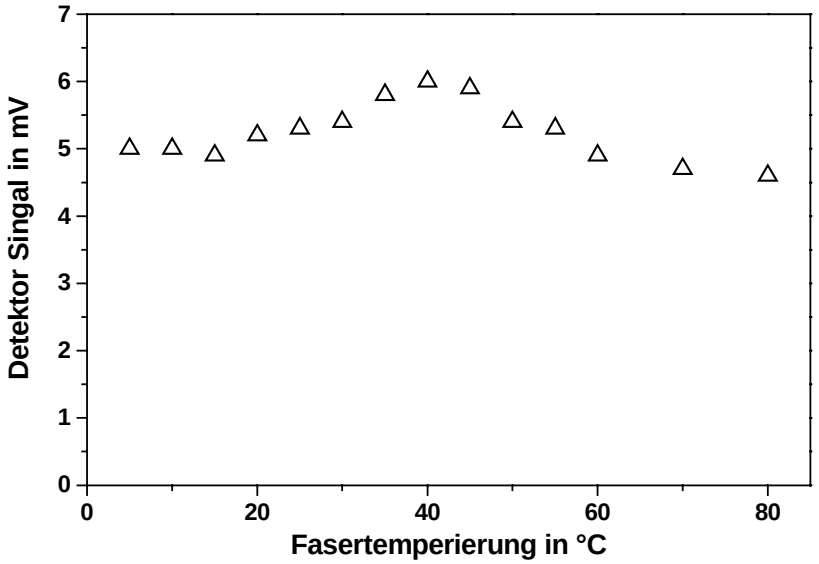


Abb. 5.38 Temperaturabhängigkeit der Fluoreszenz einer Tm,Yb:ZBLAN 3µm/125µm Glasfaser bei 200mW / 1123nm Pumpleistung

Die an der Degradation beteiligten Prozesse zeigen ein von der UV-Intensität abhängiges Zeitverhalten. Starke UV-Strahlung führt zu schneller Degradation, wohingegen geringe ultraviolette Intensität nur einen langsamen Transmissionsverlust bewirkt. Abb. 5.39 zeigt das direkt beobachtete Verhalten bei geringer UV-Belastung, wobei die Transmission des Fluoridfasermaterials exponentiell mit der Zeit abfällt.

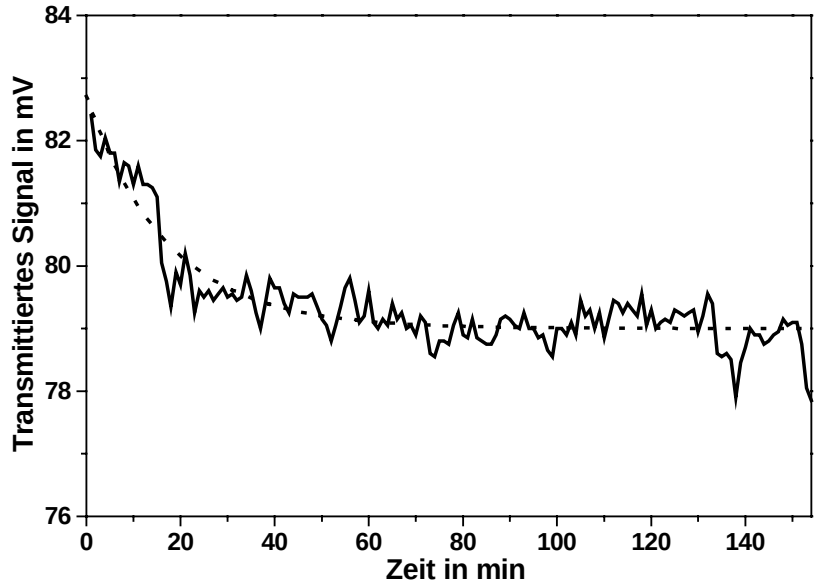
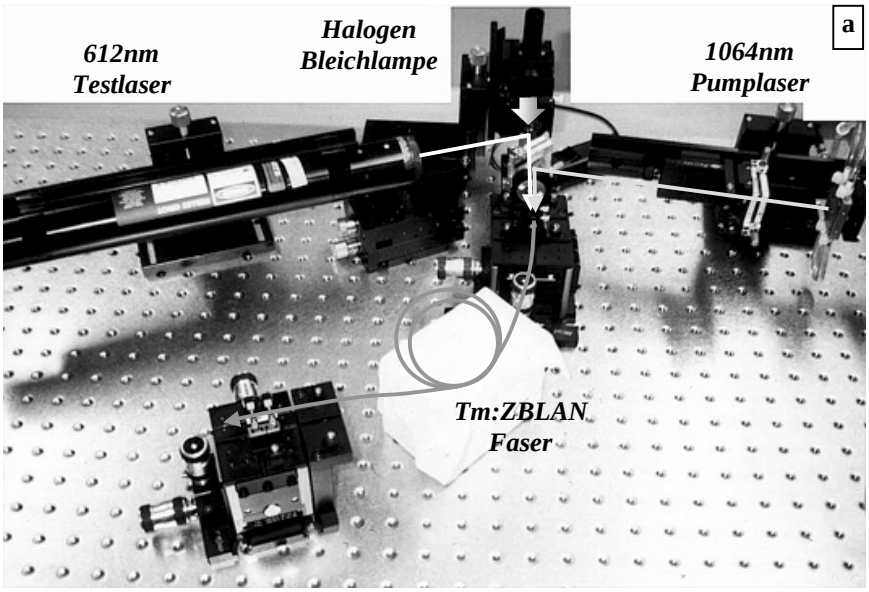


Abb. 5.39 Exponentieller Abfall der Transmission einer Tm,Yb:ZBLAN 67µm/167µm Glasfaser in Abhängigkeit von der Zeit, gemessen bei einer Wellenlänge von 808nm unter 1W / 1064nm Einstrahlung

Zur Aufnahme dieser Abhängigkeit und zur weiteren Untersuchung des dynamischen Verhaltens der Farbzentrenbildung wurden sogenannte Pump & Probe - Messungen durchgeführt. Dazu wird das Fasermaterial gleichzeitig mit einem Pumplaser optisch angeregt, sowie durch einen Testlaser analysiert. In den vorliegenden Experimenten wurden ZBLAN-Fasern mit 1064nm Strahlung gepumpt und simultan mit einem 612nm HeNe-Laser untersucht. Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 5.40a abgebildet.



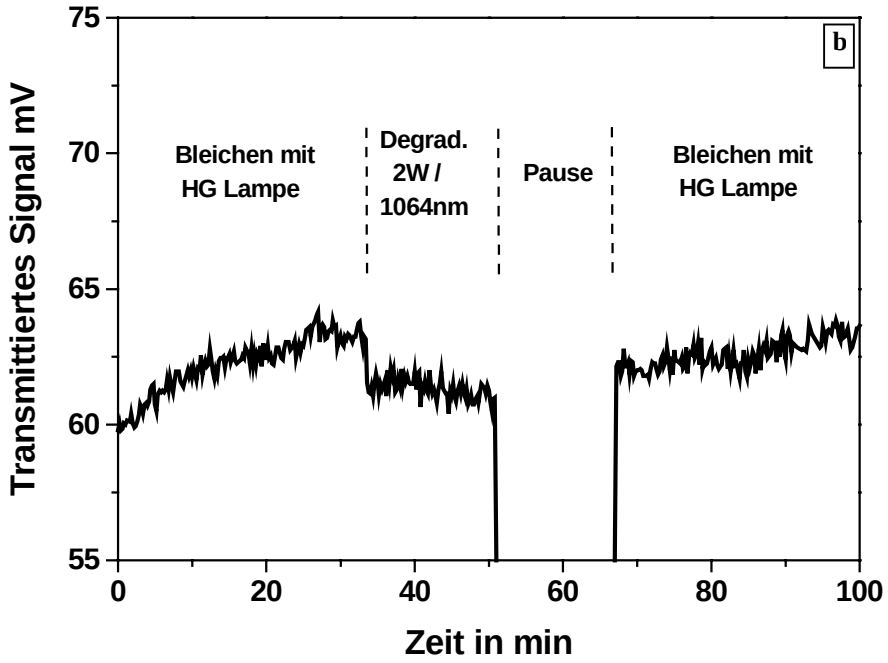


Abb. 5.40a+b Aufnahme des Bleichverhaltens der Tm,Yb:ZBLAN 67µm/167µm Glasfaser in Abhängigkeit von der Zeit, gemessen bei einer Wellenlänge von 612nm *[Pump & Probe - Aufbau (a) oben]*

Die Testserie demonstriert die im Fasermaterial ablaufenden zeitabhängigen Bleich- und Degradationsprozesse, die vor allem während des Laserbetriebes zu berücksichtigen sind. Das beobachtete Zeitverhalten läßt darauf schließen, daß über den Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels eine weitere Möglichkeit gegeben ist, auf die Degradation des Lasers Einfluß zu nehmen. Da die resonator-interne blaue Laserleistung eine Bleichwirkung auf die Faser ausübt, kann dieser der Degradation entgegenwirkende Effekt zu einem Gleichgewicht zwischen Farbzentrenbleichung und Farbzentrenabsorption in Laseremission führen, so daß ein höherer Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels eine bessere interne Bleichung des Faserlasers bewirkt. Dieser Umstand ist bei der Konzeption von degradationsbehafteten Faserlasersystemen unbedingt zu berücksichtigen.

6. Tm:ZBLAN und Tm,Yb:ZBLAN Upconversionfaserlaser

Das folgende Kapitel beschreibt den Aufbau und die Wirkungsweise von blauen Tm^{3+} - und Tm^{3+},Yb^{3+}:ZBLAN Upconversionfaserlasern. Die wesentlichen Emissionscharakeristika, die Skalierung der Ausgangsleistung sowie auftretende Degradationseffekte werden behandelt.

6.1 Faserlaseraufbau und Pumpsystem

Der prinzipelle Aufbau von Faserresonatoren wurde bereits in Abschnitt 3.1 beschrieben. Zur experimentellen Untersuchung der kurzwelligen Upconversionlasertätigkeit von LPE-Fasermaterialien wurde ein Aufbau realisiert, der eine größtmögliche Variation der Laserparameter und einen schnellen Austausch des verwendeten Fasermaterials ermöglicht. Eine vereinfachte Prinzipskizze dieses experimentellen Aufbaus ist in Abb. 6.1. dargestellt.

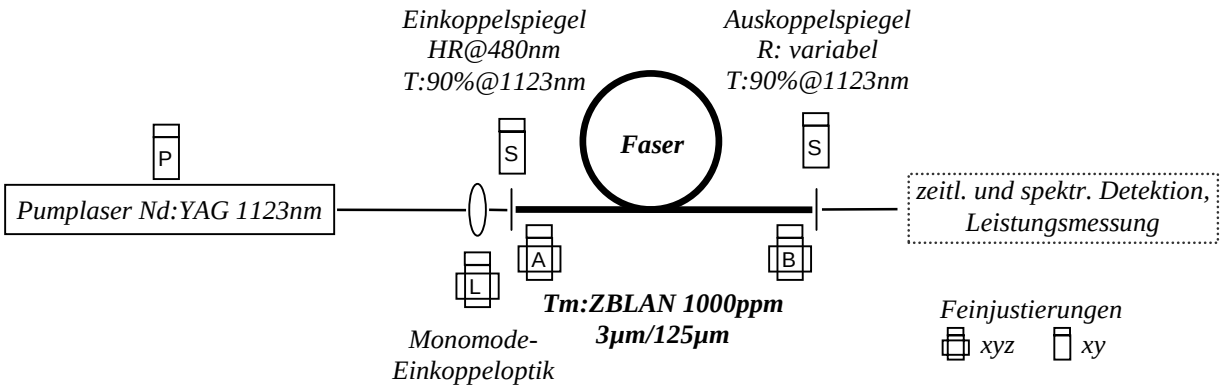


Abb. 6.1 Experimenteller Faserlaseraufbau, Testkonfiguration

Den zentralen Teil des Aufbaus stellt die aktive Fluoridfaser dar, die zur Laseremission angeregt wird. Sie kann bei Bedarf mit geringem Aufwand ausgetauscht werden und ist derart gehaltert, daß Faserlängen bis minimal 15cm verwendet werden können. Die Mindestlänge ist hierbei durch den kleinstmöglichen Abstand der beiden feinjustierbaren Faserendhalter A und B, sowie die Ankopplung an die externen Spiegel S gegeben. Längere Fasern können in Windungen gelegt oder komplett auf der Faserrolle belassen werden. Beim Einsatz von direkt beschichteten Fasern (aufgedampfte Spiegel auf den Faserendflächen) können beliebige Faserlängen eingebaut werden.

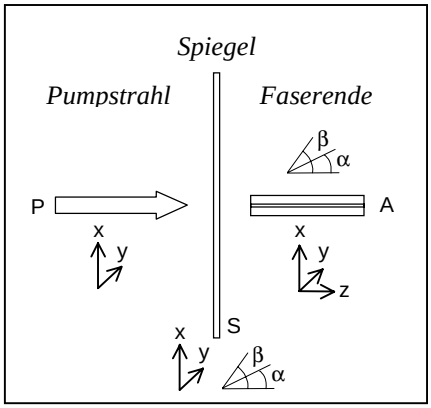


Abb. 6.2 Anordnung und Freiheits-grade der Ein- und Auskopplung

Der Einbau der Faser erfolgt nach der Präparation der Faserendflächen. Hierbei werden die Faserenden in den Haltern magnetisch festgeklemmt und mit Hilfe eines Justierlasers ausgerichtet. Der Faserresonator wird dann durch das

Anbringen von externen Spiegeln komplettiert. Die mit dielektrischen Schichten bedampfte Seite der ca. 1mm dicken Spiegelsubstrate muß zum Faserende gerichtet sein. Das Ankoppeln von externen Spiegeln erfordert eine Feinjustage der parallelen Ausrichtung und des Abstandes des Spiegelsubstrates gegenüber dem Faserende. Der Abstand der Spiegel von den Faserendflächen muß dabei auf Mikrometer genau einstellbar sein. Als Einstellhilfe ist ein Mikroskop zu verwenden, mit dem die Verschiebung durch die Präzisionsjustierungen beobachtet werden kann. Der Abstand der Spiegel zur Faser und deren Ausrichtung ist entscheidend für die auftretenden Koppelverluste. Bereits Abstände von 10µm, oder Winkel über 5° erzeugen Verluste von mehr als 50%. Abb. 6.3 zeigt eine rechnerisch ermittelte Kurve der Verluste bei der Ankopplung eines hochreflektierenden Spiegels in Abhängigkeit vom Luftspalt zur Faserendfläche (Modellannahme: Kernradius a=1.5µm, Kippwinkel α, β = 0, Spiegelschicht beliebig dünn). Da ein realer dielektrischer Spiegel hoher Reflexion eine Mindestdicke von ca. 2µm besitzt, können die Koppelverluste auch bei optimaler Justage nicht unter 0.3% bzw. 25dB reduziert werden.

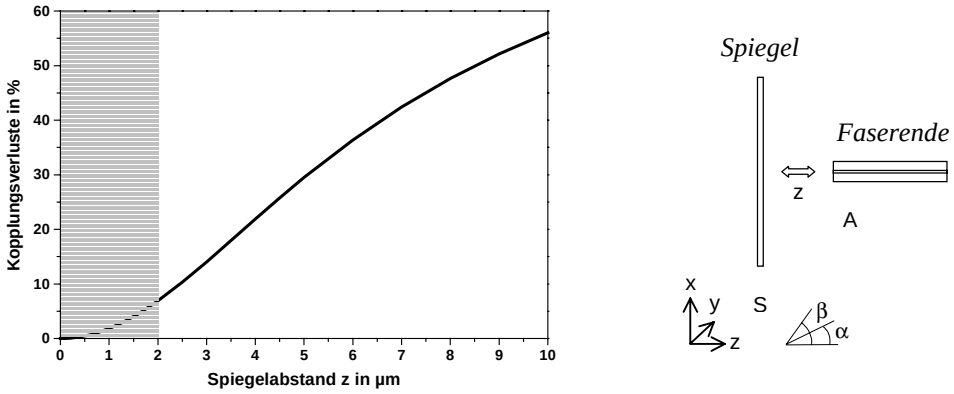


Abb. 6.3 Kopplungsverluste eines HR-Spiegels in Abhängigkeit vom Abstand zur Faserendfläche

Nach der Justage des Faserresonators muß der Pumplaser ausgerichtet und longitudinal in die Faser eingekoppelt werden. Um eine effiziente Einkopplung in Monomodefasern erzielen zu können, ist eine absolut achsengenaue Ausrichtung des Pumpstrahls nötig.
Als leistungsstarke Pumpquelle für den experimentellen Aufbau diente das in Abb. 6.4 dargestellte kompakte Nd:YAG Lasersystem mit einer Emissionswellenlänge von 1123nm. Eine Modenblende im Resonator des Nd:YAG Lasers erzwingt die Emission im TEM_{00} Grundmode, so daß Einkoppeleffizienzen von 50% bis 60% in unbeschichtete Fluoridmonomodefaserenden erzielt werden können. Bei einer maximalen beugungsbegrenzten Ausgangsleistung von 2W (TEM_{00}) sind somit, unter Berücksichtigung der Linsenverluste, ca. 1.1W Pumpleistung in 3µm Einmodenfasern einzukoppeln.

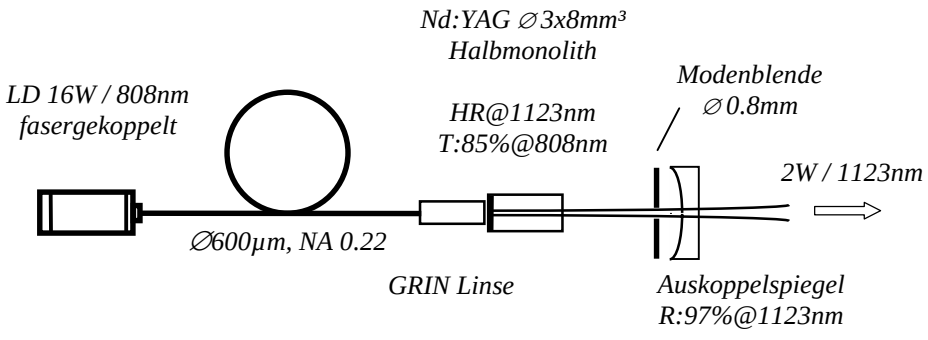


Abb. 6.4 Diodengepumptes 1123nm Nd:YAG Pumplasersystem mit resonator-interner Modenblende

Die 1123nm Emission des Pumplasers besitzt eine Halbwertsbreite von nur 0.15nm, wobei innerhalb dieses Bereiches mehrere longitudinale Moden mit einem Abstand von $\Delta\nu$=1.0GHz bzw. $\Delta\lambda$=4.2pm entsprechend einer Resonatorlänge von 15cm anschwingen ($\Delta\nu=c/2nL$, $\Delta\lambda=\lambda^2/2nL$). Trotz der schmalbandigen Verteilung eignet sich die Emission für die Upconversionanregung von Tm:ZBLAN mit nur einer einzigen Pumpwellenlänge, obwohl die Abweichung zu den Absorptionsmaxima der einzelnen Übergänge teilweise bis zu 50nm beträgt. Das vorgestellte Nd:YAG Lasersystem liefert ausreichend Pumpleistung mit gleichzeitig guter Strahlqualität, um auch Fasern mit höherer Dämfpung, d.h. höheren Laserschwellen, anzuregen.
Im transversalen Multimodebetrieb, ohne Verwendung der Modenblende, können zum Pumpen von größeren Kernradien ca. 3.7W maximale Ausgangsleistung extrahiert werden. Die Leistungskurven und das Emissionspektrum des 1123nm Nd:YAG Pumplasers sind in Abb. 6.5 dargestellt.

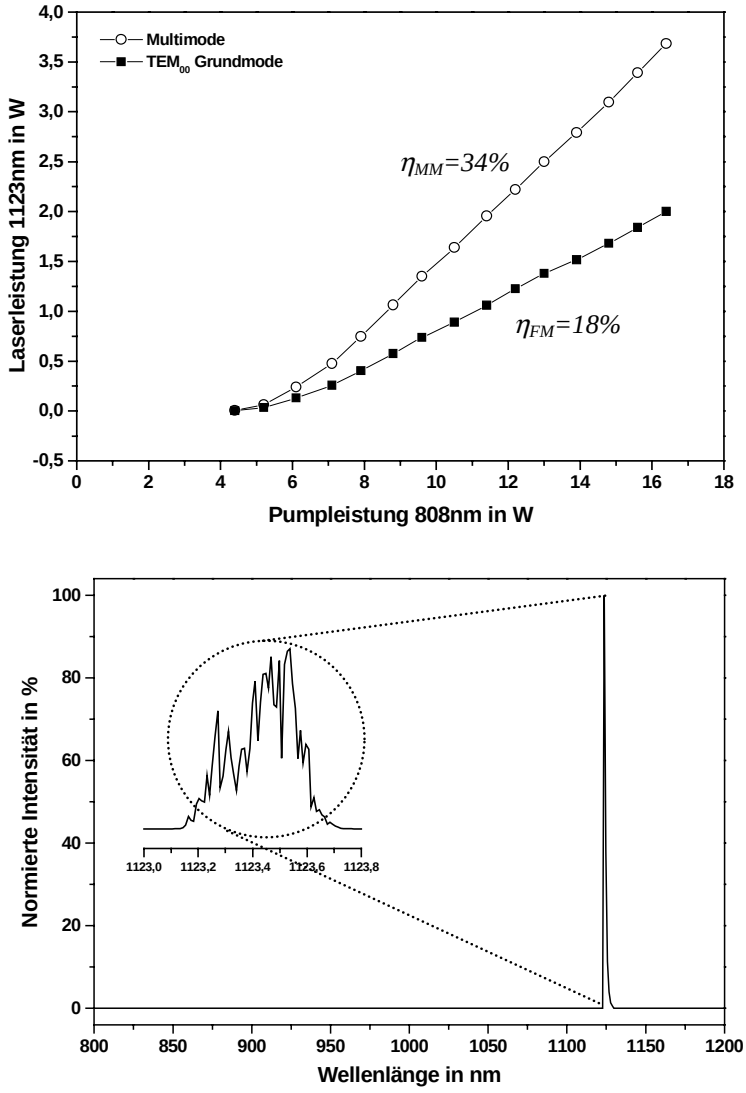


Abb. 6.5 Leistungskurven und Emissionspektrum des 1123nm Nd:YAG Pumplasers

6.2 Tm^{3+}- und Tm^{3+},Yb^{3+}- Dotierungen

Als aktives Lasermedium für Thulium-Upconversionfaserlaser eignet sich sowohl rein mit Tm^{3+} dotiertes, als auch mit Yb^{3+} codotiertes Fasermaterial. Je nach Dotierung kann mit unterschiedlichen Wellenlängen gepumpt werden. Im Folgenden werden die hieraus

resultierenden verschiedenen laserphysikalischen Eigenschaften unterschiedlich dotierter Fasern beschrieben.

- **Reine Thulium - Dotierung**

Unter Verwendung von rein mit Thulium dotierten Fasern lassen sich besonders geringe Laserschwellen erreichen. Die verwendete Pumpenergie regt ausschließlich die Thuliumionen an, so daß keine Energieverluste in Fremdionen, wie z.B. der Codotierung oder bei Energietransferprozessen auftreten können. Da die dreifache Anregung des $^1G_4$ - Niveaus im Thuliumion über zwei metastabile Zustände erfolgt, geht kaum Pumpenergie in Form von strahlenden Übergängen aus den Zwischenniveaus verloren. Lediglich die beiden Relaxationsprozesse, die nach der Absorption des Pumplichtes auf die metastabilen Zustände führen, reduzieren die Quanteneffizienz des Systems auf 78%. Dies erklärt, daß bei geringen resonator-internen Verlusten die erzielbaren Laserschwellen sehr niedrig sind. Unter Verwendung von rein mit Thulium dotierten Fasern konnten Laserschwellen von nur 25mW absorbierter Pumpleistung erreicht werden. Bei Reduzierung der Faserdämpfung unter den zur Zeit erzielten Wert von 1dB/m könnte die Schwelleistung noch zusätzlich verringert werden.
Für eine effiziente Anregung werden Thulium- dotierte Fasern im Bereich von 1.10µm bis 1.15µm angeregt (siehe Abb. 6.6a). Die bisher minimal bzw. maximal eingesetzten Anregungswellenlängen betrugen für experimentell erprobte Tm:ZBLAN Lasersysteme 1123nm bzw. 1150nm. Die optimale Pumpwellenlänge hängt hierbei empfindlich von der verwendeten Faserlaserkonfiguration und den eingesetzten Leistungsdichten ab. Bezüglich der geringsten Laserschwelle liegt sie für 3µm Faserkerne bei ca. 1140nm.
Als Pumpquellen für den benannten Bereich eignen sich spezielle Nd:YAG Lasersysteme, sowie Laserdioden. Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Pumplaser sind Nd:YAG Eigenaufbauten bzw. Diodenspezialanfertigungen, die kommerziell nicht erhältlich sind.

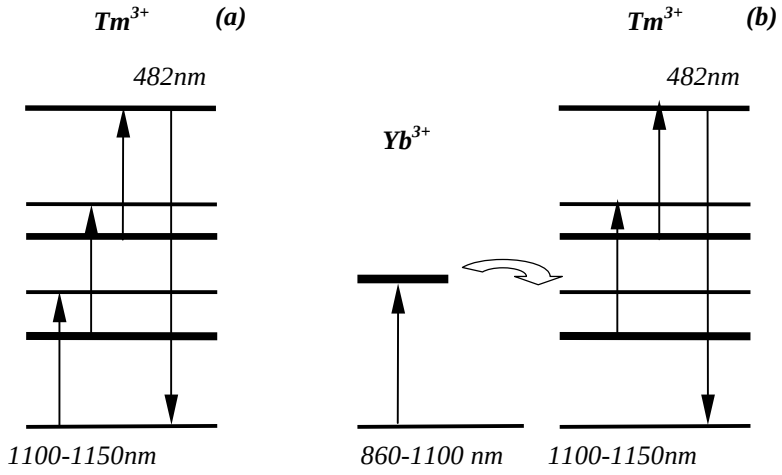


Abb. 6.6 Anregungsschemata von reinem (a) und codotiertem (b) ZBLAN - Fasermaterial

- **Thulium / Ytterbium - Codotierung**

Eine Codotierung des Fasermaterials mit anderen Seltenen Erden ermöglicht die Anregung des Thuliumions über Kreuzrelaxationsprozesse. Hierbei wird ein Energietransfer zwischen den mit hoher Dichte dotierten Co-Ionen und der eigentlichen laseraktiven Dotierung genutzt. Abb. 6.6b veranschaulicht den Energietransferprozeß. Die Pumpwellenlänge kann entsprechend dem Termschema des codotierten Ions angepaßt werden. Der Vorteil einer modifizierten Pumpwellenlänge geht allerdings mit einem deutlichen Anstieg der

Laserschwelle einher, da das indirekte Pumpen mit hohen Verlusten bei der Ion-Ion-Kreuzrelaxation und durch nichtstrahlende Übergänge der Codotierung verbunden ist. Zudem treten bei hohen Dotierungskonzentrationen sogenannte Quenching-Effekte auf, die die Lebensdauer der elektronischen Zustände der aktiven Ionen herabsetzen. Diese Art der Anregung ist daher nicht so effizient wie das direkte Pumpen von Tm^{3+} -dotierten Materialien, und weist 10 - 30 mal höhere Laserschwellen auf.
Als übliche Codotierung für Tm^{3+} - Upconversionlaser wird Ytterbium eingesetzt. Ytterbiumionen absorbieren bei Dotierung in ZBLAN vorwiegend in einem Wellenlängenbereich von 0.86µm bis 1.1µm. Es wird daher zum Pumpen von Ytterbium-codotiertem Fasermaterial eine Anregung im Bereich um 1µm benutzt. Passende Wellenlängen lassen sich mit Nd:YAG oder Nd:YAlO Lasersystemen bei 1064nm bzw. 1080nm mit hoher Leistung und Strahlqualität erzeugen.
Trotz der erhöhten Laserschwelle bieten codotierte Tm,Yb:ZBLAN Fasern gegenüber der reinen Dotierung eine Alternative zum Aufbau blauer Upconversionlaser, solange geeignete Strahlquellen um 1150nm noch nicht verfügbar sind. Abb. 6.7 faßt die wesentlichen Unterschiede beider Faserlasersysteme noch einmal zusammen.

Parameter	**Tm**	**Tm,Yb**
Dotierung	Tm^{3+} 1000ppm	Tm^{3+} 1500ppm
Codotierung	-	Yb^{3+} 20.000ppm
Anregungswellenlänge	1100 – 1150nm	1050 – 1150nm
Laserschwelle [abs. Pumpleistung]	25mW	250mW
Max. Ausgangsleistung	120mW	375mW
Effizienz	30% *[Sandner95]*	9% *[Zellmer98]*

Abb. 6.7 Vergleich der Charakteristika von Tm^{3+} und Tm^{3+},Yb^{3+} dotierten 482nm ZBLAN Upconversionfaserlasern

6.3 Laserbetrieb kontinuierlich / gepulst

Wie bereits angedeutet, hängt die Laserschwelle von Tm:ZBLAN Upconversionfaserlasern, ebenso wie die Effizienz der Anregung, neben den auftretenden Verlusten empfindlich von der Pumpwellenlänge ab. Da die optischen Ausgangsleistungen von Laserdioden bei gleichzeitiger guter Strahlqualität noch äußerst begrenzt sind, sind für das direkte Diodenpumpen geringe Laserschwellen des Faserlasers nötig. Die folgenden Ausführungen konzentrieren sich daher vorrangig auf Thulium- dotierte Fasern, die wesentlich geringere Laserschwellen als codotiertes Fasermaterial aufweisen.
Eine optimale Abstimmung der Pumpwellenlänge senkt die zum Anschwingen des Lasers notwendige Pumpleistung durch die besseren Absorptionswirkungsquerschnitte der Upconversionanregung. Eine direkte Bestimmung der optimalen Pumpwellenlänge ist allerdings schwierig, da diese von sehr vielen Faktoren wie beispielsweise der eingekoppelten Leistung, der Sättigung der Übergänge, der Resonatorkonfiguration, oder der Faserlänge abhängt. Eine direkte Bestimmung der optimalen Wellenlänge durch den Einsatz abstimmbarer Pumpquellen konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden, da geeignete Lasersysteme bisher nicht verfügbar sind. Es ist aber geplant, die Wellenlängenabhängigkeit in das erarbeitete mathematische Modell zu integrieren. Hierzu sind die Emissionswirkungsquerschnitte entsprechend zu modulieren.

• **Kontinuierlicher Betrieb**

Für eine Anregung mit 1123nm konnte eine kontinuierliche Pumpleistung von bis zu 2W im Grundmodebetrieb erzeugt werden. Auf Grund dieser leistungsstarken Quelle konnten die Parameter des Faserlasers über einen sehr großen Bereich variiert werden. Es wurden Faserlängen von 15cm bis 200cm bei Auskoppelgraden zwischen 0.2% und 50% untersucht. Die maximal erreichte blaue Laserleistung betrug 120mW mit einer 200cm langen Faser und einem Auskoppelgrad von 30%. Die minimale Laserschwelle betrug 25mW absorbierte Pumpleistung mit einer zu 98% verspiegelten Faser. Bevor im Einzelnen auf das Schwellverhalten und die Leistungsskalierung eingegangen wird, folgt zunächst eine generelle Beschreibung der Laserkennlinie. Bei Tm:ZBLAN Upconversionfaserlasern teilt sie sich in drei Bereiche auf:

Schwellbereich: *0 -100mW Pumpleistung*

Die Laserschwelle wird je nach Resonatorkonfiguration und Güte bei Kompensation der entstehenden Verluste erreicht. Oberhalb der Schwelle setzt ein linearer Anstieg der Laseremission ein. Die zum optischen Pumpen der Laserschwelle notwendige Leistung hängt neben der Fasergeometrie und den internen Verlusten vom Auskoppelgrad, den Spiegelabständen von den Faserenden, dem Degradationszustand des Fasermaterials sowie der Temperatur ab.

Linearer Anstieg: *100 - 300mW Pumpleistung*

Oberhalb der Laserschwelle steigt die blaue Laserleistung linear an. Obwohl die Fluoreszenzintensität beim 3-Photonenprozeß eine kubische Abhängigkeit von der Pumpintensität zeigt, ergibt sich auf Grund der relativ schnellen Sättigung der beteiligten Zwischenniveaus ein nahezu linearer Anstieg. Ein kubisches Ansteigen der Laserleistung ist nur für geringe Pumpintensitäten bei Lasersystemen mit sehr kleinen Schwellen zu beobachten. Die genaue Betrachtung der Besetzungszahlen im Tm^{3+} - System zeigt, daß eine lineare Näherung der Kennlinie für Pumpintensitäten zwischen ca. $1 \cdot 10^9 W/cm^2$ und $6 \cdot 10^9 W/cm^2$ als Beschreibung geeignet ist.

Sättigung: *300 - 1000mW Pumpleistung*

Steigt die blaue Ausgangsleistung über einen Wert von 40 - 50mW, so verringert sich die Effizienz des Lasers deutlich. Bei gegebener Resonatorkonfiguration stellt sich eine maximal erzielbare Ausgangsleistung ein, gegen die die Laserkennlinie konvergiert. Bei quasi statischem Durchlauf der Kennlinie bleibt das System auf der in Abb. 6.8 dargestellten Kurve. Bei sofortiger Anregung des Lasers mit hoher Pumpleistung kann die Leistung des Faserlasers auf Grund der zeitverzögert einsetzenden Degradation kurzzeitig bis über 100mW ansteigen (hier: z.B. 20% Auskopplung). Sie relaxiert jedoch danach auf den entsprechenden Wert der statischen Kurve, die ein Gleichgewicht zwischen Faserdegradation und resonator-interner Bleichung darstellt.

Die graphische Darstellung der Laserkennlinie in Abb. 6.8 zeigt die Ausgangsleistung eines Tm:ZBLAN Faserlasers in Abhängigkeit von der Pumpleistung, sowie die Einteilung in die drei oben benannten Bereiche.

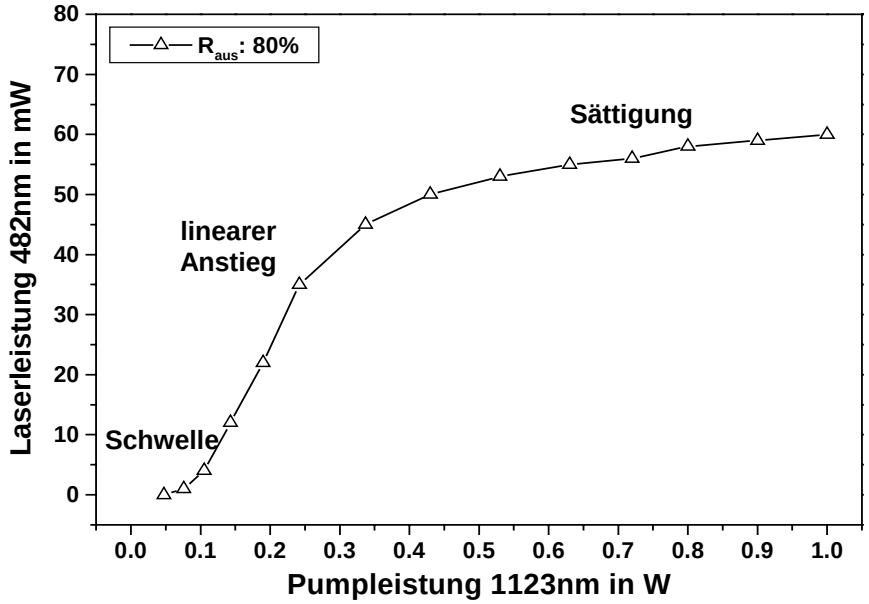


Abb. 6.8 Typischer Anstieg der 482nm Tm:ZBLAN Laserleistung in Abhängigkeit von der Pumpleistung

• Gepulster Betrieb

Zur Bestimmung des Laserverhaltens unter gepulster Anregung wurde der Pumpstrahl des 1123nm Nd:YAG Lasers mittels eines Modulators (Chopper) mit einer Frequenz von 75Hz bei einem Tastverhältnis von 50% geschaltet. Dies entspricht einer Pumppulsbreite von 6.5ms. Abb. 6.9 zeigt den hierfür verwendeten experimentellen Aufbau. Die entstehende modulierte Laserleistung wurde mit einer kalibrierten Photodiode detektiert. Abb. 6.10 zeigt eine zeitabhängige Darstellung der emittierten Laserpulse. Die zu beobachtende Anstiegszeit der Pulsflanke von 5µs zeigt, daß sich der Faserlaser trotz der bei der Besetzung beteiligten strahlungslosen Übergänge schnell schalten läßt. Die Zeitkonstanten der Relaxationsprozesse können daher größtenfalls im Bereich einiger Mikrosekunden liegen. Infolge der Modulation durch die rotierende Segmentscheibe des Choppers verstärkte sich das Rauschen des Faserlasers aufgrund der entstehenden mechanischen Schwingungen. Die Anstiegszeit der Laserpulse beträgt ca. 50µs, was allerdings bereits im Bereich der Ansprechzeit der verwendeten Photodiode von ca. 5µs liegt. Die abgebildeten Pulse lassen weiterhin eine leichte Oszillation der Laserleistung mit 150Hz erkennen, die Einschwingprozessen zugeordnet werden kann.

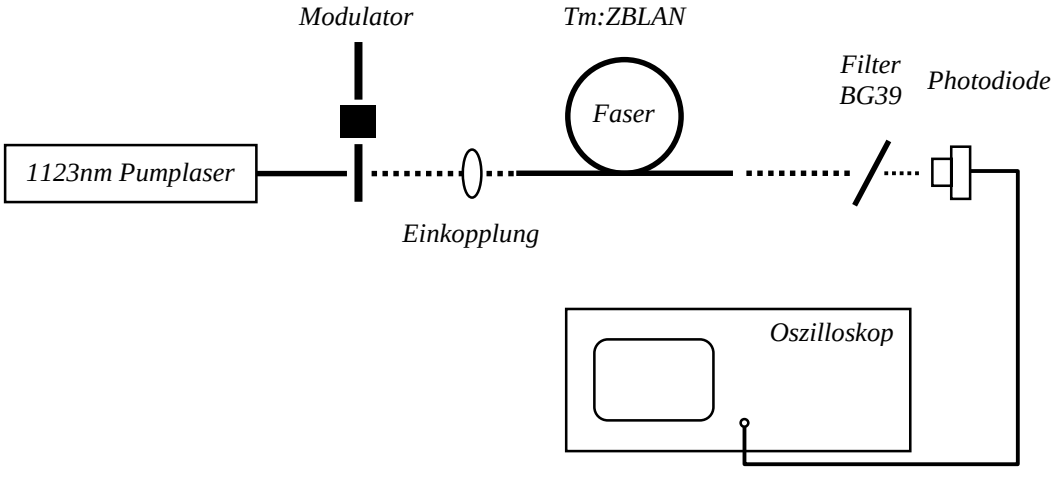


Abb. 6.9 Experimenteller Aufbau zum Laserbetrieb mit gepulster Anregung

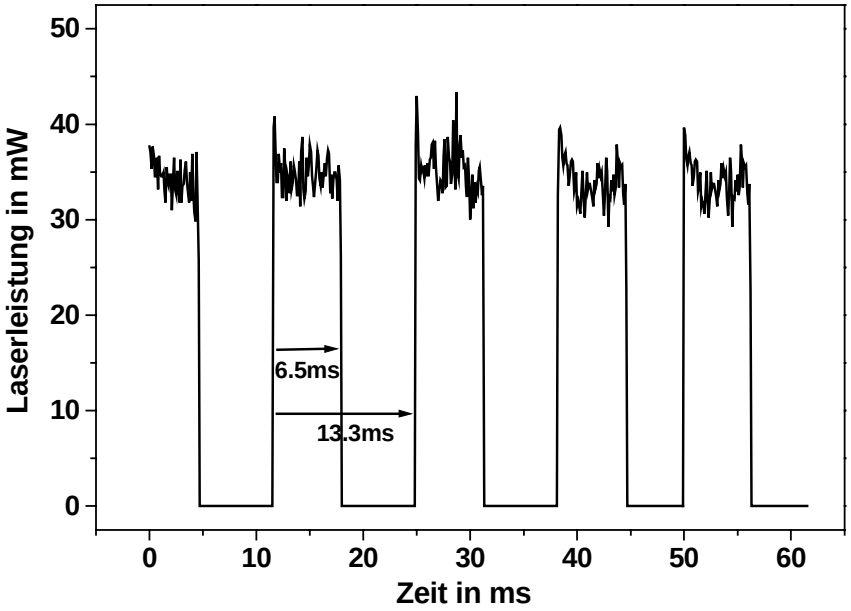


Abb. 6.10 482nm Laserbetrieb mit gepulster Anregung

6.4 Frequenzspektrum

Trotz der breitbandigen Fluoreszenzeigenschaften des Thuliumions bei Dotierung in Gläsern ist die spektrale Verteilung der von blauen Tm:ZBLAN Upconversionfaserlasern emittierten Leistung sehr schmalbandig. Sie besitzt eine Halbwertsbreite von lediglich 0.01nm. Abb. 6.11 zeigt das mit Hilfe eines hochauflösenden Monochromatorsystems aufgenommene Spektrum des Faserlasers.

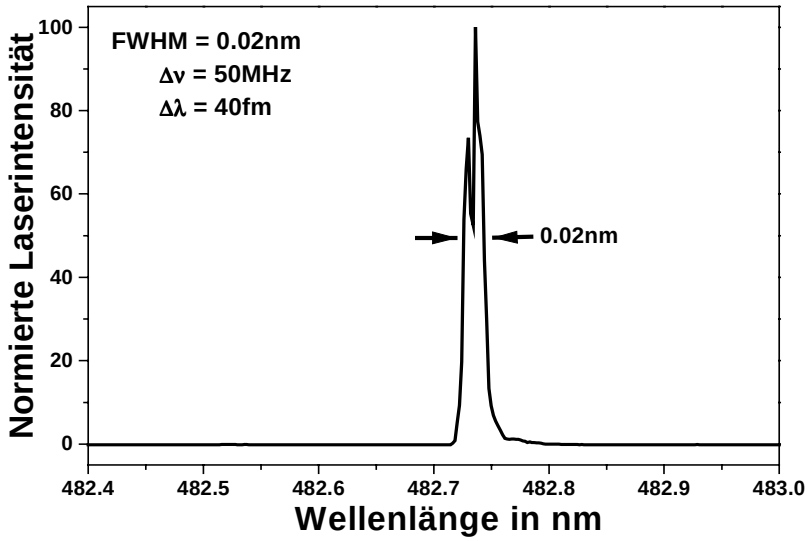


Abb. 6.11 Spektrum der 482nm Tm:ZBLAN Upconversionlaserlinie

Der Grund für die schmalbandige Verteilung liegt in der hohen longitudinalen Modendichte von Faserlasern, sowie der Sensibilität der Rückkopplung an den Faserenden. Obwohl die verwendeten dielektrischen Laserspiegel im allgemeinen eine spektrale Breite von 50 - 100nm besitzen, schwingen die anzuregenden Fasermoden nur im absoluten Maximum des spektralen Gewinnkoeffizienten an, der in erster Linie von der Fluoreszenzstärke, bzw. dem Emissionswirkungsquerschnitt abhängt. Durch die hohe longitudinale Modendichte

erhalten Wellenlängen außerhalb des Fluoreszenzmaximums nicht genug Verstärkung, um anschwingen zu können, da die bevorzugten Moden die gesamte Inversion abbauen. Aus der Geometrie des Faserlasers lassen sich die Frequenz- bzw. Wellenlängenabstände der longitudinalen Moden berechnen. Der Modenabstand $\Delta\nu$ ergibt sich hierbei aus:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nL} \quad , \quad \Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL} \tag{6.1}$$

Beispiel: Für einen Tm:ZBLAN Upconversionfaserlaser mit einer Faserlänge von 2m und einer Kernbrechzahl von n=1.499 ergibt sich ein Modenabstand von $\Delta\nu$=50MHz bzw. $\Delta\lambda$= 40fm

Neben der Abhängigkeit von der maximalen Fluoreszenzstärke wird die exakte spektrale Verteilung der Lasermoden zusätzlich von der Resonatorkonfiguration beeinflußt. So bewirken z.B. kleinste Verkippungen des Auskoppelspiegels bzw. durch mechanische Instabilität auftretende Schwingungen geringfügige Verstimmungen der Wellenlänge. Bei frei aufgehängten Spiegeln und Faserenden treten daher neben der Modulation der Einkoppeleffizienz durch thermische Effekte im Pumplaser oft auch Oszillationen der Emissionswellenlänge infolge von akustischen Schwingungen auf. Diese Instabilität kann durch ein direktes Aufbringen der Spiegel auf die Faserenden stark reduziert werden.
Inwiefern sich die starke Fokussierung am Einkoppelende der Faser auf die Ausbildung der Faserlasermoden auswirkt, wurde bisher noch nicht untersucht. Möglicherweise kann aber durch Veränderung der transversalen und longitudinalen Fokusposition ebenfalls eine minimale Abstimmung der Wellenlänge erzielt werden, die allerdings zu Lasten der eingekoppelten Pumpleistung geht.
Neben der Laseremission tritt gleichzeitig eine starke ultraviolette und rote Fluoreszenz auf, die von den beiden Übergängen $^1D_2 \rightarrow {}^3H_6$ (365nm) bzw. $^1G_4 \rightarrow {}^3F_4$ (650nm) herrührt. Die in Abb. 6.12 dargestellte, experimentell beobachtete rote Fluoreszenz trägt nicht zur Bleichung bei, sondern fördert die Farbzentrenbildung und führt zu einer verstärkten Degradation des Fasermaterials. Während UV - Strahlung direkt Farbzentren anregt, besetzt die auftretende rote Fluoreszenz über einen weiteren ESA-Prozeß zusätzlich das $^1D_2$ - Niveau, was eine intensive 365nm und 351nm Emission zur Folge hat.

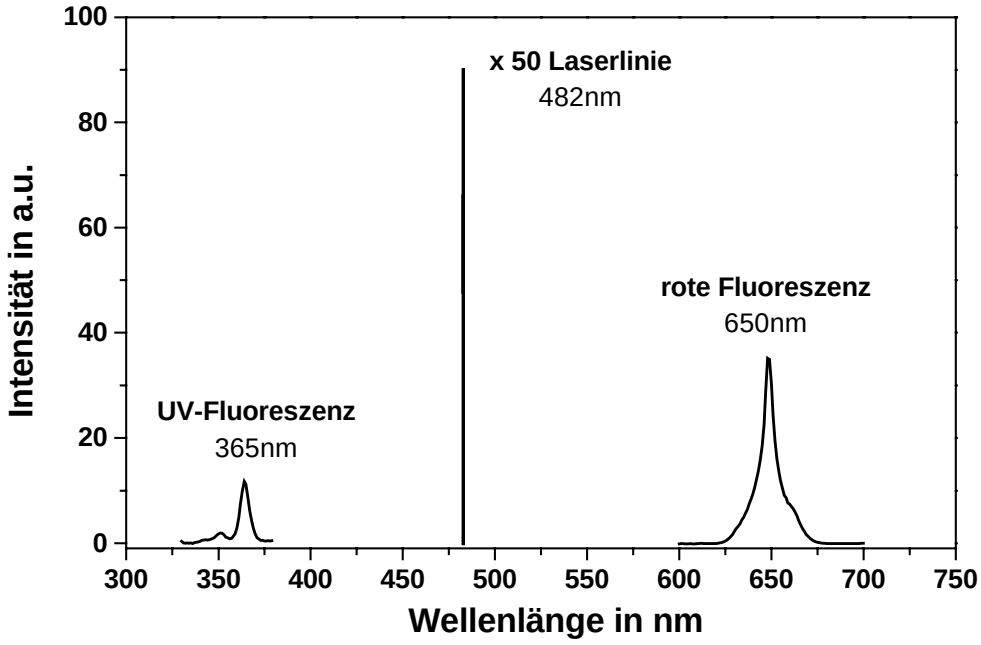


Abb. 6.12 Spektrum der Laserlinie mit gleichzeitig auftretender ultravioletter und roter Fluoreszenz

6.5 Leistungsskalierung

Wie im vorherigen Abschnitt erläutert, resultiert die maximal erzielbare Ausgangsleistung von Tm:ZBLAN Faserlasern aus dem Gleichgewichtszustand zwischen den in der Faser stattfindenden Degradations- und Bleichprozessen. Neben den für eine Steigerung der Ausgangsleistung notwendigen materialtechnischen Vorraussetzungen, wie z.B. einer hinreichend großen Zerstörschwelle der verwendeten Spiegel, erfolgt die Skalierung der Ausgangsleistung durch die Beeinflussung dieses Gleichgewichtes.
Soll die Leistung gesteigert werden, muß die Degradation vermindert oder die Bleichung verstärkt werden. Da momentan die Materialzusammensetzung von Fluoridfasern meist auf Grund des schwierigen Ziehprozesses noch nicht in entsprechendem Maße variiert werden kann, und somit die Stärke der Degradation bei gleicher resonator-interner Leistung konstant bleibt, kann eine Skalierung der Ausgangsleistung nur über eine verbesserte Bleichung erfolgen. Der generelle Ablauf einer derartigen Leistungsskalierung ist in Abb. 6.13 durch ein Blockdiagramm dargestellt.
Im Rahmen von Untersuchungen unterschiedlicher Fasermaterialien konnte ein direkter Zusammenhang der Stärke der Degradation mit dem Bleigehalt des Faserkerns nachgewiesen werden, wobei eine bleifreie Zusammensetzung des ZBLAN-Glasmaterials die Bildung von Farbzentren reduziert. Da sich die Zusammensetzung der Glasmischung momentan noch in der Entwicklungsphase befindet, ist eine Optimierung der zugänglichen Systemparameter des Faserlasers, wie z.B. der Faserlänge, des Auskoppelgrades oder der Pumpwellenlänge durchzuführen.

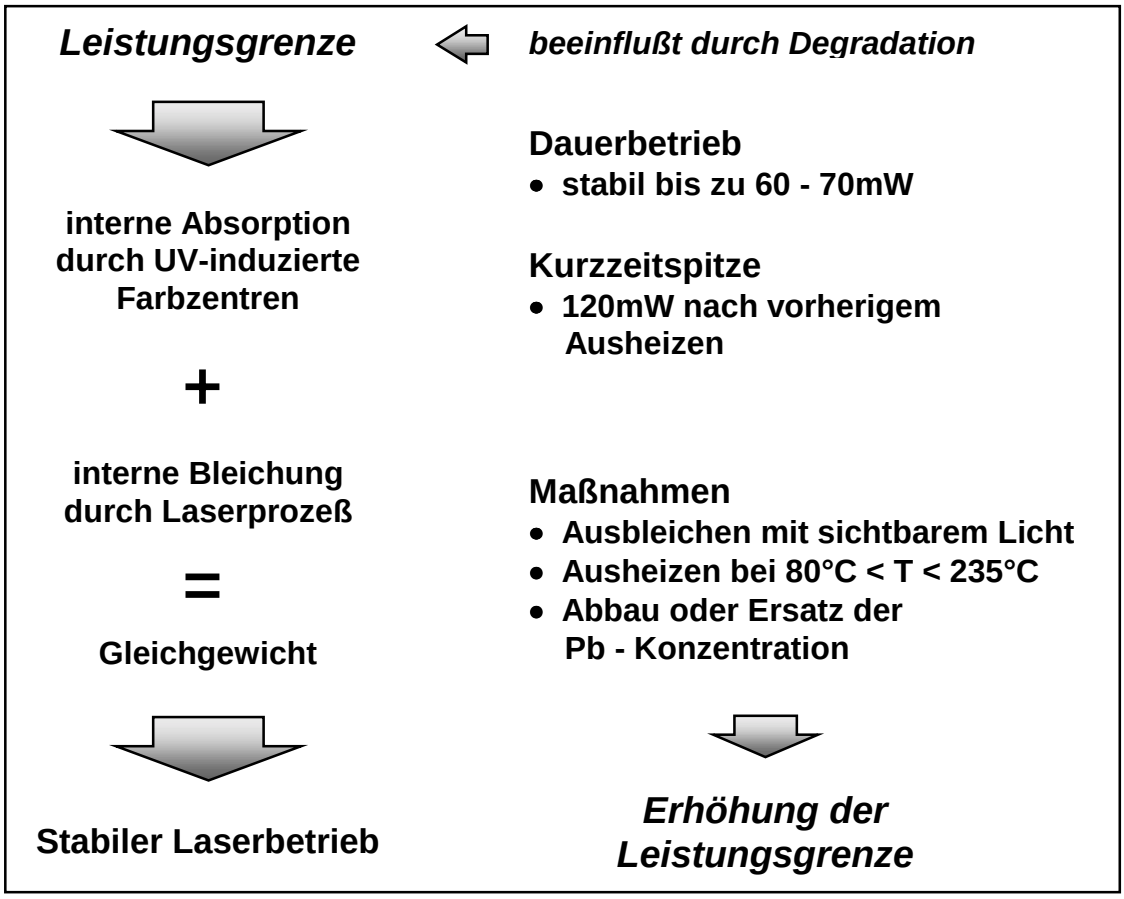


Abb. 6.13 Schematische Darstellung der Leistungsskalierung im Blockdiagramm

Da die ZBLAN - Materialzusammensetzung momentan einer Optimierung unzugänglich ist, stellen die zur Skalierung der Ausgangsleistung hauptsächlich anzupassenden Laserparameter die Faserlänge sowie der Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels dar (eventl. auch Dotierungsanpassung). Beide gehen als externe Parameter in die Berechnung der optimalen Systemkonfiguration aus den physikalischen Randbedingungen des Upconversionlasers ein. Hierbei ist insbesondere die resonator-interne Leistung zu berücksichtigen. Mit steigendem Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels erhöht sich der Bleichprozeß in der Faser, allerdings sinkt gleichzeitig die ausgekoppelte Leistung. Geringe Auskoppelgrade zeigen daher im unteren Leistungsbereich bis 15mW nahezu keine Degradation, lassen allerdings erst für sehr hohe Pumpleistungen Laseremission oberhalb 30mW zu. Hohe Auskoppelgrade hingegen zeigen gute Lasereffizienz, führen aber zum Anstieg der Laserschwelle und zu schneller Degradation infolge der reduzierten internen Faserbleichung. Abb. 6.14 zeigt die Laserkennlinien verschiedener Konfigurationen eines 482nm Tm:ZBLAN Upconversionfaserlasersystems.

Infolge der zunehmenden Degradation mit steigender Laserleistung sinkt sowohl der differentielle, als auch der Gesamtwirkungsgrad des Faserlasers im höheren Leistungsbereich ab. Für eine bestimmte Faserlaseranordnung ergibt sich eine maximal erreichbare kontinuierliche Langzeitlaserleistung aus der Bilanz zwischen Farbzentrenbildung und Bleichprozessen. Eine weitere Steigerung der Pumpleistung kann bei quasi-stationärem Durchlauf der Laserkennlinie die Ausgangsleistung des Lasers nicht weiter erhöhen. Kurzzeitige Spitzenleistungen infolge der zeitlichen Trägheit der Farbzentrenbildung sind möglich, setzen jedoch einen vorangehenden Bleichprozeß voraus.

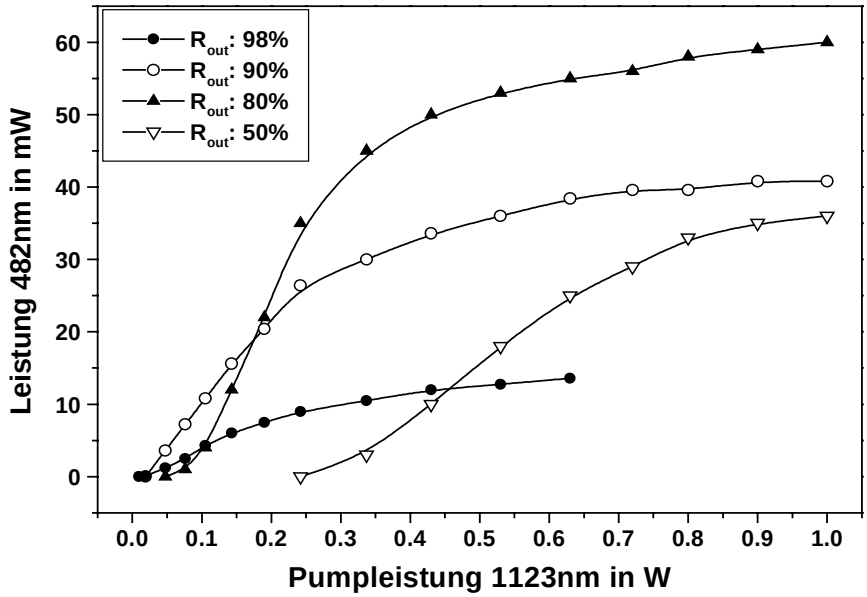


Abb. 6.14 Ausgangsleistung 482nm in Abhängigkeit von der Pumpleistung für verschiedene Reflexiongrade des Auskoppelspiegels (quasi-stationärer Durchlauf)

Für verschiedene Reflexionsgrade des Auskoppelspiegels wird die quasi-stationäre Leistungsgrenze unterschiedlich schnell erreicht. Die durchgeführten Experimente zeigen, daß für eine bestimmte Glaszusammensetzung diese Leistungsgrenze primär vom Anteil der resonator-internen blauen Laserleistung abhängt.
Bezüglich der Laserkennlinie macht sich durch die Degradation oberhalb eines kritischen Punktes ein mit steigender Pumpleistung zunehmender Abfall der Lasereffizienz bemerkbar. Abb. 6.15 zeigt dies anhand eines Vergleiches von Gesamteffizienz und differentiellem

Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der Pumpleistung für einen Tm:ZBLAN Laser mit 80% Auskopplung.

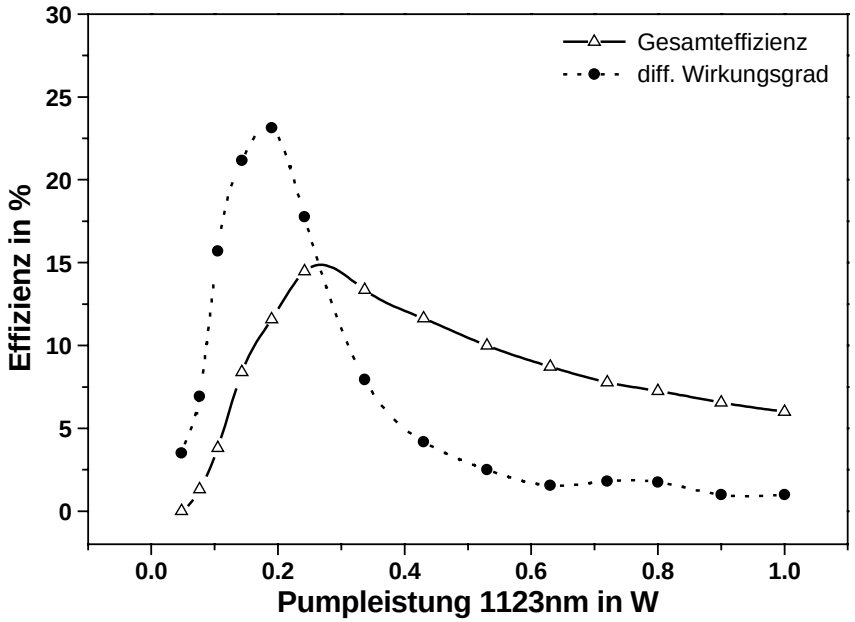


Abb. 6.15 Gesamt- und differentieller Wirkungsgrad eines Tm:ZBLAN Upconversionlasers in Abhängigkeit von der Pumpleistung [Faserlänge 2m, 80% Auskopplung]

Die Maxima von differentiellem und Gesamtwirkungsgrad stimmen im allgemeinen nicht überein. Die maximale differentielle Effizienz des oben untersuchten Faserlasers wird für einen Wert von ca. 185mW Pumpleistung erreicht, danach steigt die Ausgangsleistung zwar noch weiter an, allerdings bricht der differentielle Wirkungsgrad stark ein. Das Maximum der Gesamteffizienz liegt bei ca. 250mW Pumpleistung. Zur Leistungsskalierung des Lasers ist die Resonatorkonfiguration so zu wählen, daß das Integral des differentiellen Wirkungsgrades über der verfügbaren Pumpleistung maximal wird.

$$\frac{1}{P_{Ges}} \int_0^{P_{max}} \eta_{diff}\, dP \text{ = maximal} \tag{6.1}$$

Das in Kapitel 3 hergeleitete Modell eines 3-stufigen Upconversionlasers erlaubt es, die optimale Resonatorkonfiguration bereits vor der experimentellen Bestimmung der Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsgrades η_{diff} zu berechnen. Auch wenn der praktische Weg der Optimierung von Lasersystemen oft zunächst über die durch Abb. 6.15 und Formel (6.1) verdeutlichte Möglichkeit beschritten wird, ist es zur Bestimmung der optimalen Faserlaserkonfiguration hilfreich, ein entsprechendes physikalisches Modell zu verwenden. Mit Hilfe der im Folgenden entwickelten Berechnung läßt sich diese aus dem in Formel (3.13) hergeleiteten Verstärkungskoeffizienten Γ_{41} bestimmen.

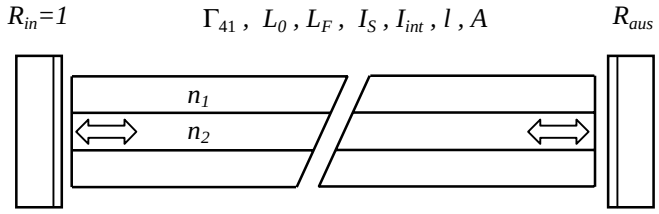


Abb. 6.16 Parameter zu Berechnung der Ausgangsleistung eines Upconversionlasers

Zur Durchführung der Berechnung werden die folgenden Annahmen bzw. Näherungen getroffen, die gleichzeitig die Randbedingungen und den Gültigkeitsbereich geben:

- Annahme einer transversal homogenen Pumplichtverteilung
- Zusammenfassung aller internen Verluste durch Spiegelschichten, Faserendkopplung und Dämpfung zum Grundverlustfaktor L
- Homogene Farbzentrenverteilung im Faserkern
- 100% reflektierender Einkoppelspiegel

Bei Annahme dieser Vorraussetzungen ergibt sích für die Ausgangsleistung P_{aus} eines dreistufigen Upconversionlasers unter Verwendung des sättigbaren Verstärkungskoeffizienten g sowie Formel (3.13) für die Einwegverstärkung:

$$P_{aus} = \frac{1}{2} T_{aus} P_{\text{int}} \quad \text{,mit} \quad T_{aus} = 1 - R_{aus}\,, \tag{6.2}$$

$$P_{\text{int}} = A_{Kern} I_{\text{int}} = A_{Kern} I_S \left(\frac{g_0}{g} - 1 \right) \quad \text{,mit} \quad g = \frac{g_0}{1 + I/I_S}\,, \tag{6.3}$$

$$\text{,und} \quad g_0 = \frac{\Gamma_{41}}{l} = \frac{1}{l} \int_0^L \left(N_4 \sigma_{41} - N_1 \sigma_{14} \right) dz\,. \tag{6.4}$$

Im stationären Laserbetrieb stellt sich die Verstärkung im aktiven Medium gemäß der Schwellwertbedingung ein:

$$GRV = 1 \quad \text{,mit} \quad G = e^{2gl}\,,\ R = R_{aus}\,,\ V = (1 - L_0)\, e^{-2a_F l}\,. \tag{6.5}$$

Unter Einsatz der Faserparameter ergibt sich g hieraus aus:

$$g = a_F - \frac{1}{2l} \ln[R_{aus}(1 - L_0)]\,. \tag{6.6}$$

In Formel (6.5) sind die resonator-internen Verluste V unter Verwendung des Abschwächungskoeffizienten a_F und den Grundverlusten L_0 angegeben. L_0 beschreibt die bei klassischen Lasersystemen üblichen internen Verlsuten L, während der Abschwächungskoeffizient a_F die Farbzentrenbildung berücksicht.
Es ist zweckmäßig, die Farbzentrenverluste mit Hilfe eines Absorptionskoeffizienten a_F zu beschreiben, da es sich hierbei um einen induzierten Verlust handelt, der dem Beerschen Absorptionsgesetz gehorcht.
Zur Bestimmung von a_F betrachtet man die Bilanz der durch Farbzentrenbildung entstehenden Absorption gegenüber der Bleichung. Die durch UV - Fluoreszenz verursachte Degradation besitzt auf Grund der 4-Photonenanregung des $^1D_2$ - Niveaus eine Abhängigkeit von der vierten Potenz der Pumpintensität. Die durch blaue Fluoreszenz ausgeübten Bleichprozesse hingegen steigen infolge der dreifachen Anregung dse $^1G_4$ - Niveaus kubisch mit der Pumpleistung an. Es ergibt sich daher insgesamt ein linearer Zusammenhang der

durch Farbzentrenbildung induzierten Verluste von der Pumpintensität. Unter Einführung einer Proportionalitätskonstante F ergibt sich:

$$a_F \sim I_P \qquad \text{bzw.} \qquad a_F = F\, I_P\,. \tag{6.7/8}$$

Aus (6.3+4+6) ergibt sich schließlich:

$$P_{aus} = \frac{1}{2} A_{Kern} I_S T_{aus} \left(\frac{\Gamma_{41}}{a_F l - \ln[R_{aus}(1-L_0)]/2} - 1 \right). \tag{6.9}$$

In Formel (6.9) ist zu berücksichtigen, daß sowohl Γ_{41} als auch a_F von der Pumpintensität abhängen. Im Unterschied zur herkömmlichen Beschreibung wurde in Formel (6.9) auf die Beschränkung für kleine Auskoppelgrade bzw. Verluste verzichtet, da dies im allgemeinen für Faserlaser nicht zutreffend ist (Auskoppelgrade über 50% möglich). Nach dem Einsetzen von (3.13) bzw. (6.8) in Formel (6.9) kann man die in Abb. 6.17 dargestellten Laserkennlinien berechnen. Zum Vergleich mit den experimentell erhaltenen Werten sind die entsprechenden Meßdaten als Punkte hinterlegt. Die verwendeten Koeffizienten für die physikalischen Faserparameter sind angegeben.

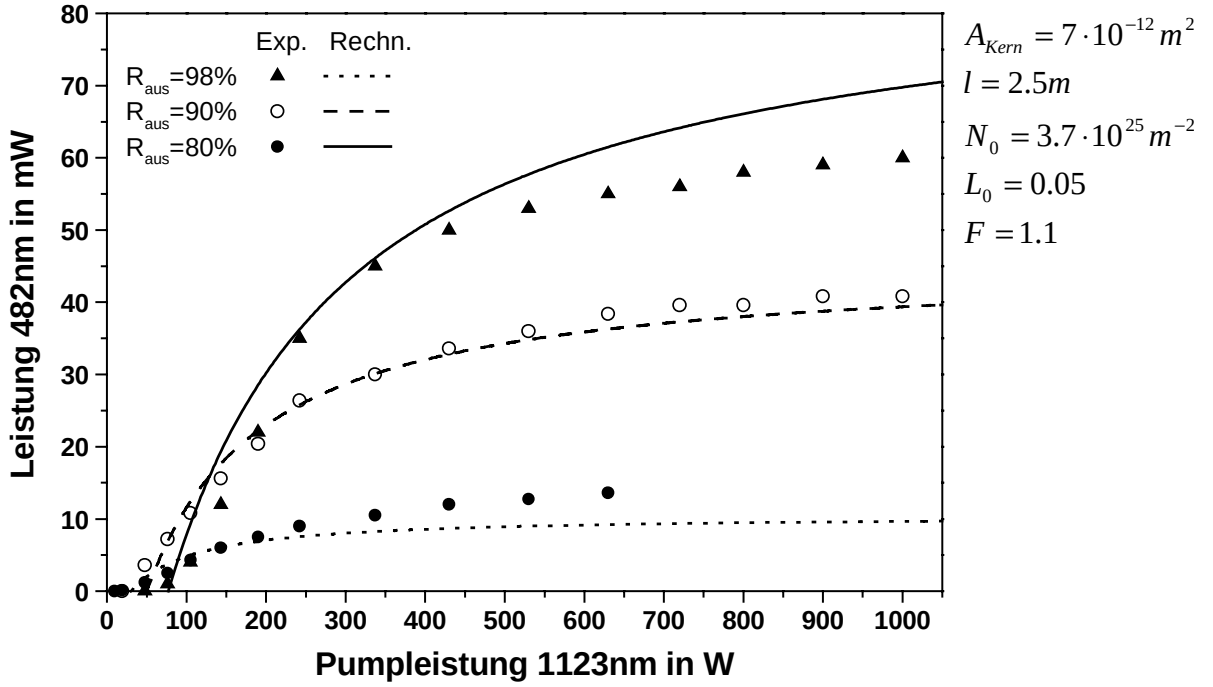


Abb. 6.17 Berechnete Laserkennlinien im Vergleich zur experimentell bestimmten Ausgangsleistung

Die gute Übereinstimmung der berechneten Laserkennlinien mit den experimentell ermittelten Werten zeigt, daß trotz des komplizierten Anregungsmechanismus des dreifachen Upconversionprozesses eine nahezu exakte Beschreibung der Abhängigkeit der Ausgangsleistung von blauen Tm:ZBLAN Faserlasern unter Einbeziehung der Degradation möglich ist.

6.6 Degradation im Laserbetrieb

Der während des Laserbetriebes von Tm:ZBLAN Upconversionfaserlasern auftretende Degradationseffekt führt zu einigen Besonderheiten im zeitabhängigen Emissionsverhalten. Zur Charakerisierung dieser Abhängigkeit wurden zeitaufgelöste Messungen der Ausgangsleistung und Laserschwelle des Faserlasers für verschiedene Resonatorkonfigurationen, Ausschaltzeiten und Bleichdauern durchgeführt. Typisch für blaue Tm:ZBLAN Upconversionfaserlaser ist das Ansteigen der Laserschwelle nach einer gewissen Ausschaltzeit des Lasers. Abb. 6.18 zeigt dies anhand des Anstieges der Laserschwelle infolge der Regeneration von Farbzentren innerhalb der Ausschaltzeit des Faserlasers. Bei der dargestellten Messung wurde der Faserlaser jeweils für 1min kontinuierlich mit 30mW betrieben, wonach die Pumpleistung zur zeitabhängigen Schwellwertbestimmung, beginnend mit 1min bis zu 1h unterbrochen wurde.

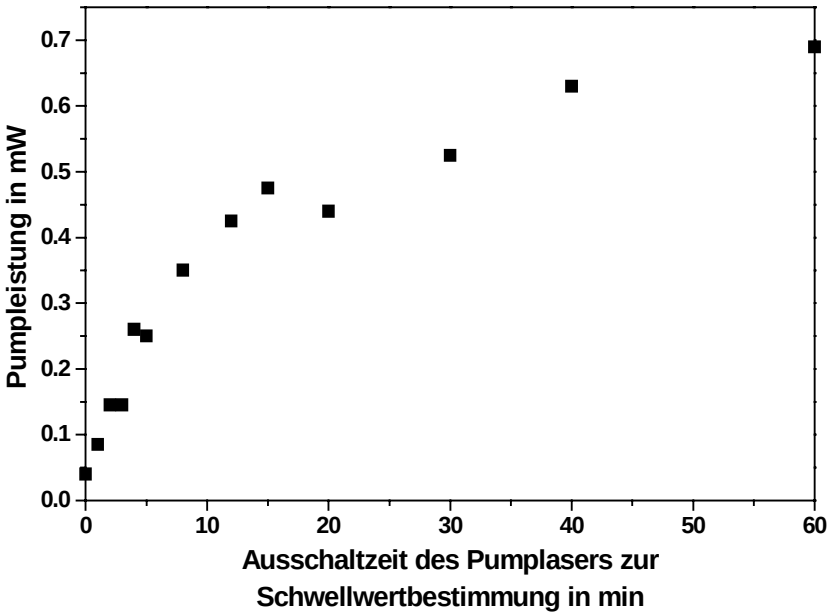


Abb. 6.18 Zeitabhängiges Ansteigen der Laserschwelle infolge Farbzentrenregeneration [90% Auskoppelspiegel]

Nach dem Abschalten des Pumplichtes regenerieren sich die in der Faser entstandenden Farbzentren mit einer Rate W_{Gen}, was zu einem exponentiellen Anstieg der Dämpfung führt. Bereits nach einer Ausschaltdauer von 2 - 3 min steigt die Laserschwelle auf den doppelten Wert. Steht danach zur Anregung des degradierten Lasers nicht genügend Pumpleistung zur Verfügung, kann die Faser nicht mehr zur Laseremission gebracht werden. Erst ein Bleich- oder Ausheizprozeß stellt die Transmission des Materials wieder her.
Der Anstieg der Laserschwelle läßt sich mit Hilfe von Gleichung (3.13) beschreiben. Setzt man die Ausgangsleistung P_{aus}=0, so erhält man:

$$\Gamma_{41}^{Schwelle} = a_F l - \frac{\ln[R(1-L_0)]}{2} \quad . \tag{6.10}$$

Unter Annahme einer Regenerationsrate G_F ergibt sich für die Zeitabhängigkeit der durch die Farbzentrenbildung verursachten Verluste a_F :

$$a_F(t) = a_F^{\max} - [a_F^{\max} - a_F(0)]\, e^{-G_F t} \ , \tag{6.11}$$

wobei $a_F(0)$ dem Abschwächungskoeffizienten zu Beginn der Messung entspricht, der sich aus der Degradation im stationären Laserbetrieb ergibt. Die maximal durch Farbzentren erzielbare Abschwächung entspricht $a^{max}{}_F$ und ergibt sich aus der Gesamtanzahl der möglichen Farbzentren (hier mit der Bleidotierung approximiert). Man erhält also für die Verstärkung Γ_{41} an der Laserschwelle:

$$\Gamma_{41}^{Schwelle} = \left(a_F^{\max} - [a_F^{\max} - a_F(0)]\, e^{-G_F t}\right) l - \frac{\ln[R_{aus}(1-L_0)]}{2} \quad . \qquad (6.12)$$

Formel (6.12) liefert mit Hilfe der Abhängigkeit der Verstärkung Γ_{41} von der Pumpintensität I_P das zeitabhängige Schwellverhalten.

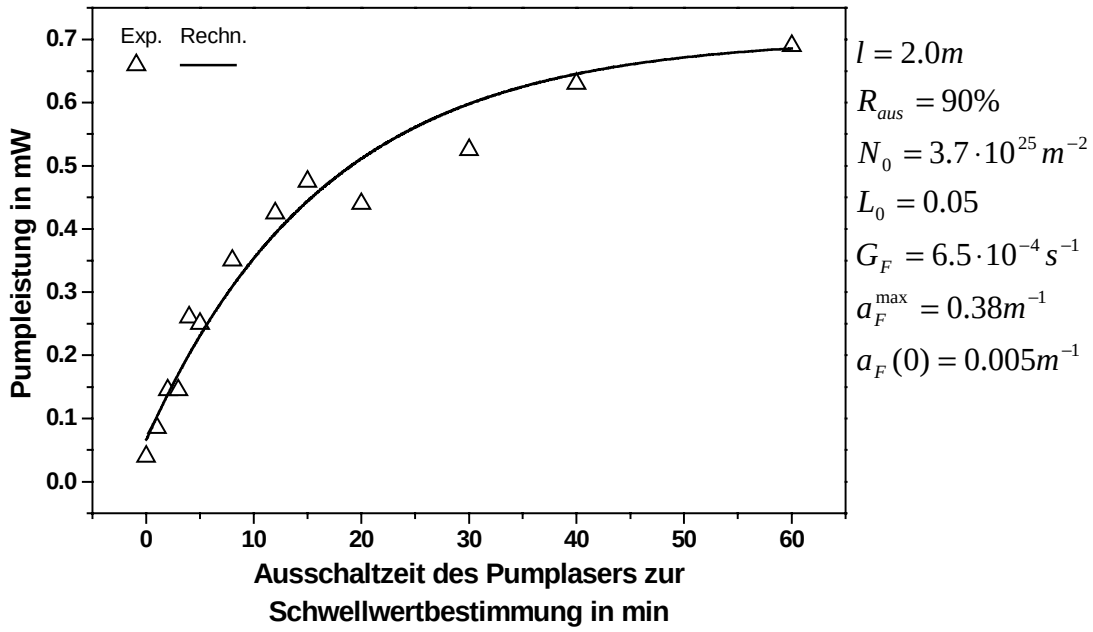


Abb. 6.19 Berechnung der zeitlichen Abhängigkeit der Laserschwelle [resultierend aus Formeln (3.14) und (6.12)]

Die oben veranschaulichte Messung wurde zur Beobachtung des Einflusses der resonator-internen blauen Leistung für zwei verschiedene Auskoppelgrade wiederholt. Vor der Wiederholungsmessung wurden die Faserlaser jeweils durch 612nm Strahlung optisch gebleicht, und danach mit 10mW / 482nm Ausgangsleistung betrieben. Infolge der Reduktion der Ausgangsleistung verringerte sich die Stärke der auftretenden Degradation, so daß die Laserschwelle nicht mehr so stark anstieg. Das relative zeitliche Verhalten blieb allerdings nahezu konstant. Abb. 6.20 zeigt das beobachtete Schwellverhalten. Beide Faserlaserkonfigurationen zeigen einen ähnlichen prozentualen Anstieg der Laserschwelle. Auf Grund des größeren Ausgangsschwellwertes der 80% Auskopplung ergibt sich eine gegenüber dem 90% Spiegel doppelt so hohe Laserschwelle. Der bereits in Abb. 6.14 angedeutete lineare Zusammenhang zwischen Laserschwelle und resonator-interner Leistung bleibt auch bezüglich der Farbzentrendegradation erhalten.

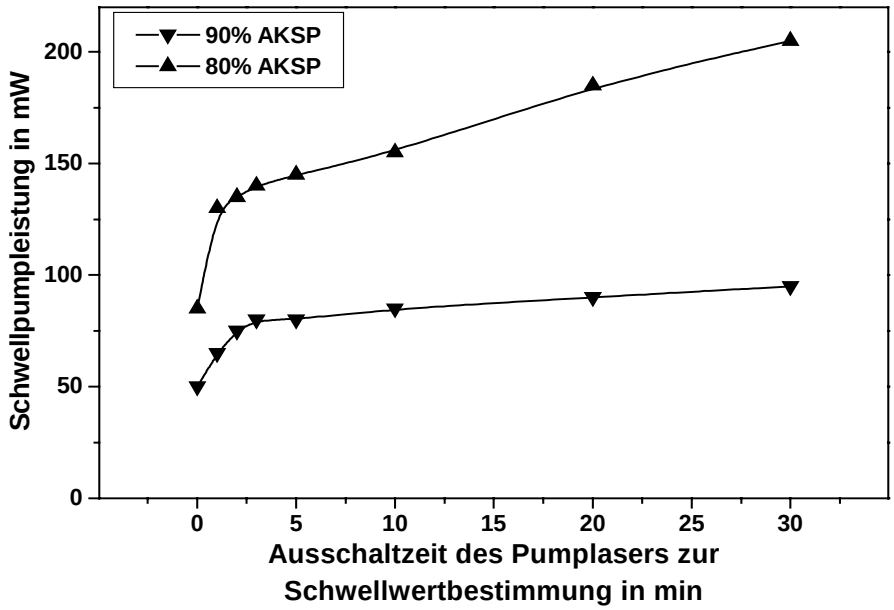


Abb. 6.20 Degradation der Laserschwelle [Tm:ZBLAN]

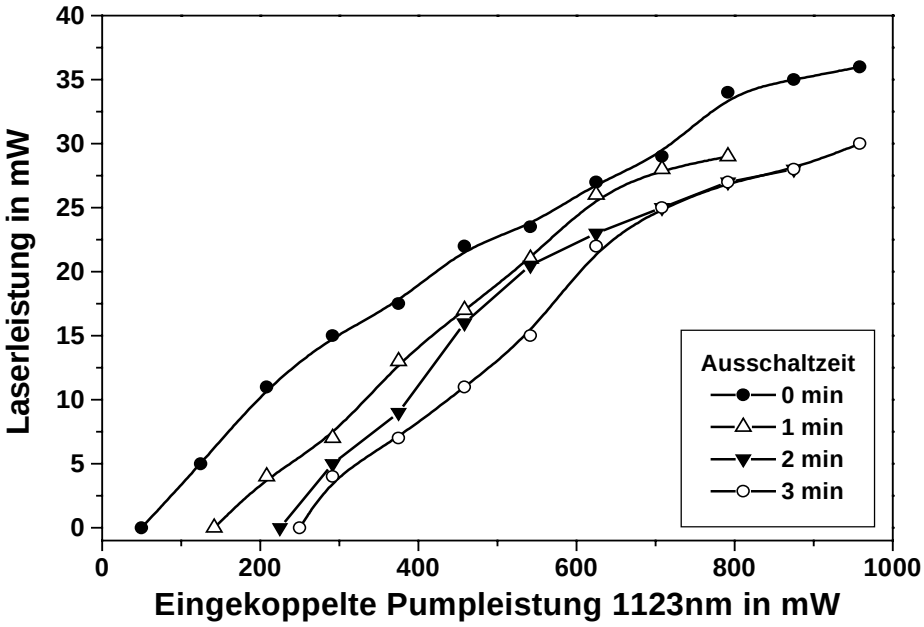


Abb. 6.21 Degradation der Laserschwelle [90% Auskoppelspiegel]

Die gewonnenen Daten bestätigen, daß über den Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels eine weitere Möglichkeit gegeben ist, auf die Degradation des Lasers Einfluß zu nehmen. Da die resonator-interne blaue Laserleistung eine Bleichwirkung auf die Faser ausübt, kann dieser der Degradation entgegenwirkende Effekt zu einem Gleichgewicht zwischen Farbzentrenbleichung und Farbzentrenabsorption in Laseremission führen.
Abb. 6.21 zeigt das komplette Verhalten der Laserkennlinie bei zeitweiser Unterbrechung der Pumpleistung. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß, sobald Laseremission einsetzt auch die internen Bleichprozesse reaktiviert werden. Da die Leistungskurve nicht beliebig schnell aufgenommen werden konnte, ergeben sich leichte Schwankungen der Steigungswerte.

6.7 Dauerbetrieb und Langzeitverhalten

Obwohl die im vorherigen Abschnitt behandelten Unterbrechungen der Laseremission zu teilweise erheblichen Degradationen führen, können Tm:ZBLAN Faserlaser im quasi-stationären Betrieb über mehrere Stunden mit nahezu gleicher Leistung emittieren. Abb. 6.22 zeigt den Dauerbetrieb eines Tm:ZBLAN Upconversionfaserlasers. Die Messung wurde bei einer Laserleistung von 60mW durchgeführt. Da sich dieser Wert der Ausgangsleistung bereits im Bereich der starken Faserdegradation bewegt, würde das Abschalten des Lasers zum sofortigen Zusammenbruch der Laserfähigkeit, ohne die Möglichkeit des unmittelbaren Wiederanschaltens führen. Erst ein Ausheizen bzw. Bleichen ermöglicht einen erneuten Laserprozeß. Abb. 6.23 zeigt die Extrapolation der Langzeitlaserleistung. Nach einer Betriebsdauer von 22h fällt die extrapolierte Laserleistung auf 50% des Ausgangswertes ab. Nach dem Abschalten des Lasers benötigt man entweder einen ca. 30min andauernden Bleichprozeß mit 5mW / 612nm Strahlung, oder einen ähnlich langen Ausheizprozeß bei >85°C. Danach kann der Laser erneut zum Dauerbetrieb angeregt werden. Zur Beschleunigung des Prozesses kann die Bleichleistung bzw. -temperatur erhöht werden.

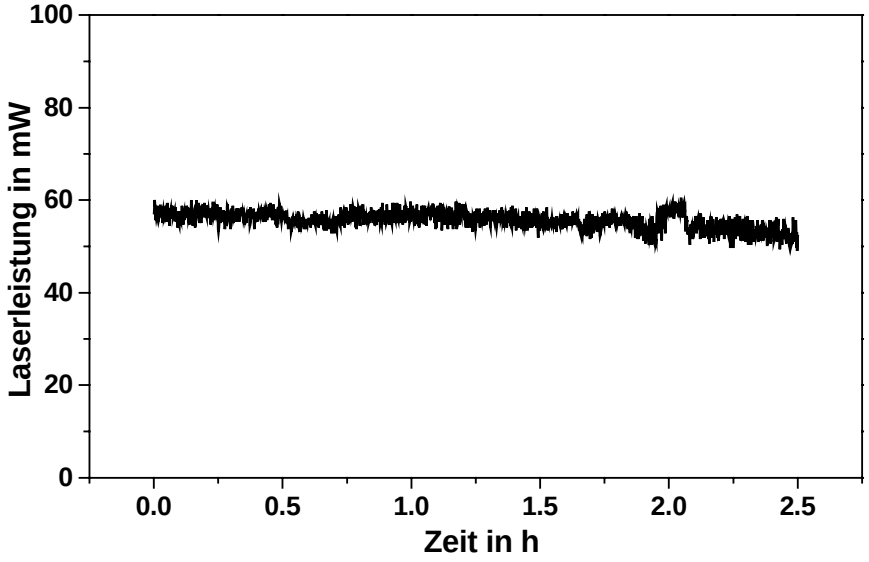


Abb. 6.22 Langzeitmessung der Laserausgangsleistung [Tm:ZBLAN, 80% Auskoppler]

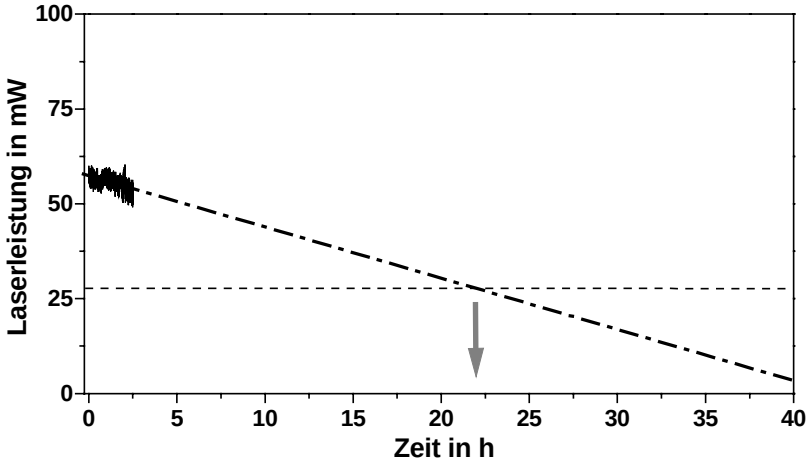


Abb. 6.23 Extrapolation der Laserausgangsleistung *[50% nach 22h]*

7. Optische Eigenschaften des Erbiumions

Das folgende Kapitel charakterisiert die optischen Eigenschaften des Erbiumions Er^{3+} anhand der Absorptions- und Emissionseigenschaften bei Dotierung in verschiedenen LPE - Wirtsmaterialien. Eine Klassifikation der Energieniveaus von Er:ZBLAN wird abgeleitet.

7.1 Er^{3+} Termschema

Erbium gehört ebenso wie Thulium zur Gruppe der Seltenen Erden (Ordnungszahl 68). Das Termschema von Er^{+3} ist in Abb. 7.1 dargestellt. Die Berechung der Energieniveaus erfolgte anhand spektroskopischer Untersuchungen der Absorptions- und Emissionslinien von mit Erbium dotierten YLF, BYF und ZBLAN Materialien. Das Beispiel eines Er:YLF Absorptionspektrums zeigt Abb. 7.2. Durch den Vergleich der drei Wirtsmaterialien konnten die in ZBLAN verstärkt auftretenden Upconversionübergänge identifiziert werden.

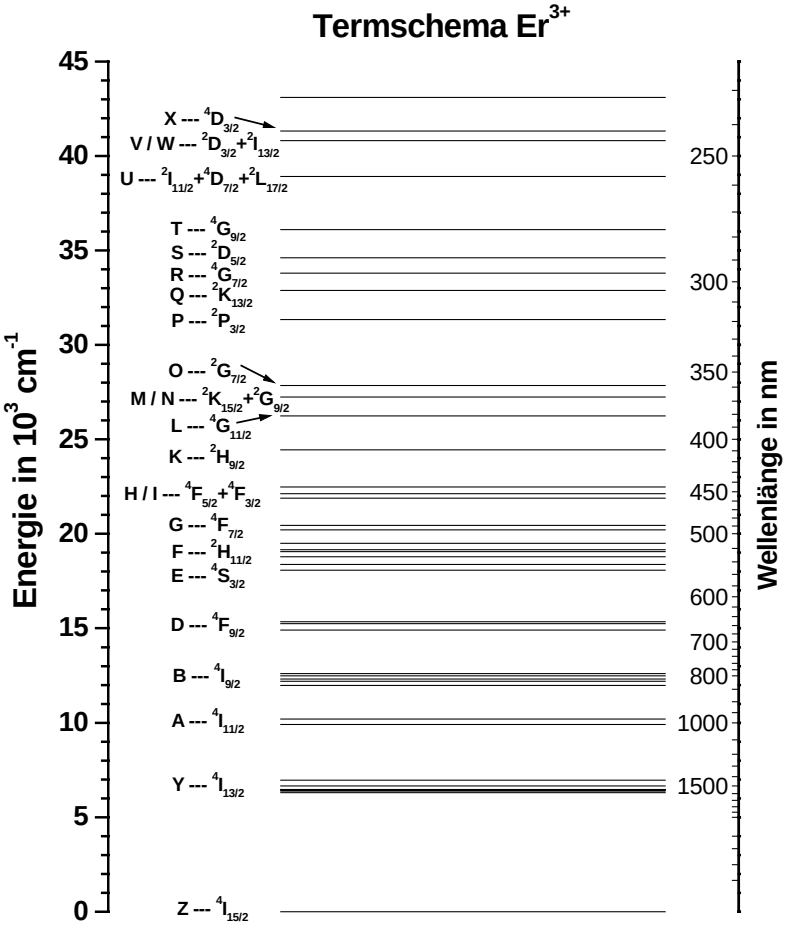


Abb. 7.1 Spektroskopisch ermitteltes Termschema von Er^{3+}:YLF *[S. Ferber / V. Gäbler]*

Die Bestimmung der Erbiumemissionen von ZBLAN Fasern bzw. YLF Kristallen ergab eine große Übereinstimmung der mittleren Energien der angeregten Zustände. Die Übergänge in der Glasfaser zeigten zudem eine deutliche spektrale Verbreiterung. Dies resultiert zum einen aus der guten Abschirmung der aktiven 4f - Konfiguration gegenüber dem Wirtsmaterial durch die vollständig gefüllten 5s und 5p Elektronenschalen, sowie der ähnlichen Phononenenergien beider Materialien [$YLiF_4$: 409cm^{-1}], zum anderen aus der amorphen Struktur des Glasmaterials der Faser. Anhand der beobachteten Übereinstimmung der Niveaustruktur konnte das Er:ZBLAN Termschemas, aus dem Niveausystem des Er:YLF abgeleitet werden. Es wurden Übergänge bis zu einer Energie von 6eV [200nm] bestimmt.

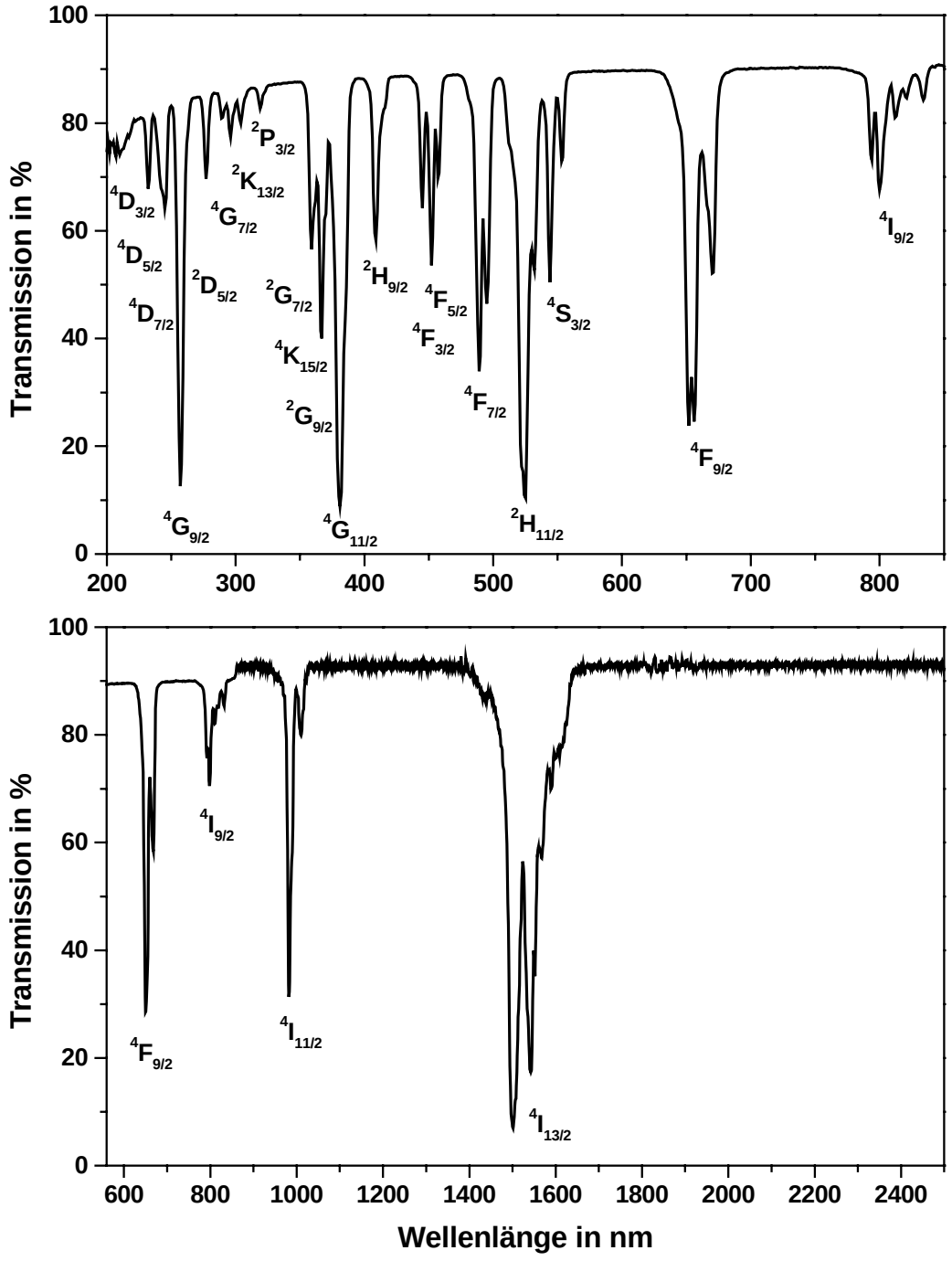


Abb. 7.2 Absorptionsspektrum von Er^{3+}:YLF im Bereich von 200nm bis 2500nm
[Kristalllänge: 5mm, Dotierung: 15%]

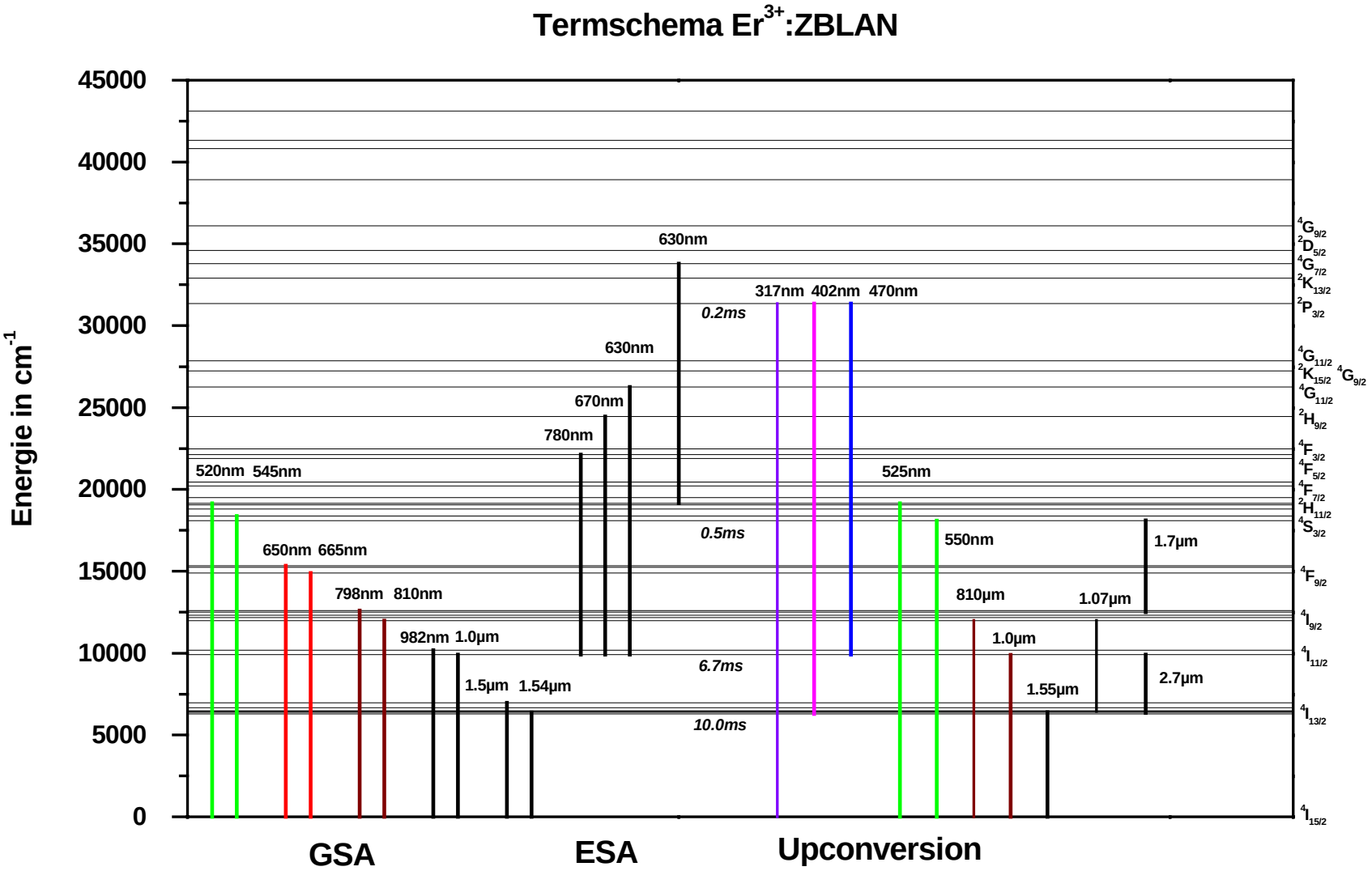


Abb. 7.3 Absorptions- und Emissionsprozesse im Termschema des Er^{3+}:ZBLAN

Die Zuordnung der aus den Absorptions- bzw. Emissionsspektren gewonnenen Spektralinien zum Termschema wurde bis zum $^4D_{3/2}$ - Niveau nach der Einteilung von Dieke vorgenommen [Dieke63]. Die genaue Lage der elektronischen Zustände sowie deren Aufspaltung im Kristallfeld konnte direkt aus hochempfindlichen Aufnahmen bestimmt werden. Die gegenüber dem Thulium stärkere Aufspaltung der Erbiummultipletts im Kristallfeld ermöglicht eine nahezu vollständige Auflösung der einzelnen Starkniveaus. Abb. 7.3 zeigt eine Auflistung der Energieniveaus (Multipletts) geordnet nach der Grundzustandsabsorption (GSA).

Absorption in nm	**Emission in nm**	**Energie in cm^{-1}**	**Bezeichnung**	**Lebensdauer**	**Stabilität**
296	-	33784	$^4G_{7/2}$	-	kurzlebig
319	**402, 470**	31348	$^2P_{3/2}$	0.2ms	kurzlebig
359	-	27850	$^2G_{7/2}$	-	kurzlebig
366	-	27200	$^4G_{9/2}$	-	kurzlebig
380	385	26247	$^4G_{11/2}$	0.09ms	kurzlebig
409	415, 550	24450	$^2H_{9/2}$	0.4ms	kurzlebig
452	-	22472	$^4F_{5/2}$, $^4F_{3/2}$	-	kurzlebig
490	495	20300	$^4F_{7/2}$	0.5ms	kurzlebig
520	525	19100	$^2H_{11/2}$	-	kurzlebig
545	**550, 1.7µm**	18400	$^4S_{3/2}$	0.5ms	stabil
650	665	14903	$^4F_{9/2}$	0.2ms	kurzlebig
798	810, 1075	12315	$^4I_{9/2}$	0.1ms	kurzlebig
982	**1.1µm, 2.7µm**	9901	$^4I_{11/2}$	7.0ms	metastabil
1.5µm	**1.55µm**	6985	$^4I_{13/2}$	10.0ms	metastabil
		0	$^4I_{15/2}$	**∞**	Grundzustand

Abb. 7.4 Energieniveaus Er:ZBLAN *[Auswahl]*

Der größere Einfluß des Kristallfeldes resultiert beim Erbiumion in einer großen Vielfalt von Energiezuständen. Dies ermöglicht einerseits eine hohe Anzahl möglicher Upconversionprozesse, führt allerdings oberhalb des $^4I_{11/2}$ - Niveaus auf Grund der geringen

Energiedifferenzen zwischen den Zuständen zu einer Verringerung der Lebensdauer. Die meisten im Erbium beobachteten Übergänge sind daher selbstlöschend. Trotz der kurzen Zustandslebensdauern konnten insbesondere in Fasermaterialien unter Einsatz hoher Leistungsdichten effiziente Laser erzielt werden, wie z.B. bei einer Wellenlänge von 2.8µm mit einer Ausgangsleistung von 1W [Sandro99]. Oft werden Erbiummaterialien unter Verwendung der beiden metastabilen $^4I_{13/2}$ und $^4I_{11/2}$ - Niveaus auch als Verstärker betrieben [1.55µm und 2.7µm].

4.2 Anregungsprozesse

Im Folgenden wird auf die im Er:ZBLAN möglichen Anregungsprozesse, insbesondere hinsichtlich der Generierung ultravioletter und blauer Fluoreszenz, eingegangen. Häufig verwendete Anregungsmechanismen des Erbiums zur Erzeugung infraroter bzw. grüner Emission nutzen Absorptionsbanden bei 790nm und 970nm. Laserdioden geeigneter Wellenlänge sind hierfür standardmäßig vorhanden. Beide Wellenlängen eignen sich allerdings nicht zur Upconversionanregung hochenergetischer Niveaus oberhalb des $^2H_{9/2}$ - Zustands. Abb. 7.5 bietet eine Darstellung der möglichen Anregungswellenlängen im Erbiumion anhand der Übergangswellenlängen zwischen den angeregten Zuständen.

Übergangswellenlängen in Er:ZBLAN			
Absorption aus dem Grundniveau GSA		**Absorption aus angeregten Zuständen ESA**	
λ in nm	**Niveau**	**λ in nm**	**Niveau**
1540	$^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	2892	$^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$
		1703	$^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$
		1182	$^4I_{13/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$
		820	$^4I_{13/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}, {}^2H_{11/2}$
		624	$^4I_{13/2} \rightarrow {}^4F_{3/2,} {}^4F_{5/2}$
		555	$^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{9/2}$
		505	$^4I_{13/2} \rightarrow {}^4G_{11/2}$
		402	$^4I_{13/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$
		366	$^4I_{13/2} \rightarrow {}^4G_{7/2}$
982	$^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	4143	$^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$
		1999	$^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$
		1163	$^4I_{11/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}, {}^2H_{11/2}$
		795	$^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{3/2,} {}^4F_{5/2}$
		687	$^4I_{11/2} \rightarrow {}^2H_{9/2}$
		618	$^4I_{11/2} \rightarrow {}^4G_{11/2}$
		466	$^4I_{11/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$
		419	$^4I_{11/2} \rightarrow {}^4G_{7/2}$

Abb. 7.5 Übergangswellenlängen in Er:ZBLAN

800	$^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	3864	$^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$
		1617	$^4I_{9/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}, {}^2H_{11/2}$
		985	$^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{3/2,} {}^4F_{5/2}$
		824	$^4I_{9/2} \rightarrow {}^2H_{9/2}$
		718	$^4I_{9/2} \rightarrow {}^4G_{11/2}$
		525	$^4I_{9/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$
		466	$^4I_{9/2} \rightarrow {}^4G_{7/2}$
650	$^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$	2780	$^4F_{9/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}, {}^2H_{11/2}$
		1321	$^4F_{9/2} \rightarrow {}^4F_{3/2,} {}^4F_{5/2}$
		1047	$^4F_{9/2} \rightarrow {}^2H_{9/2}$
		882	$^4F_{9/2} \rightarrow {}^4G_{11/2}$
		608	$^4F_{9/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$
		530	$^4F_{9/2} \rightarrow {}^4G_{7/2}$
545	$^4I_{15/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}, {}^2H_{11/2}$	2518	$^4S_{3/2}, {}^2H_{11/2} \rightarrow {}^4F_{3/2,} {}^4F_{5/2}$
		1681	$^4S_{3/2}, {}^2H_{11/2} \rightarrow {}^2H_{9/2}$
		1291	$^4S_{3/2}, {}^2H_{11/2} \rightarrow {}^4G_{11/2}$
		778	$^4S_{3/2}, {}^2H_{11/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$
		654	$^4S_{3/2}, {}^2H_{11/2} \rightarrow {}^4G_{7/2}$

Abb. 7.5 Übergangswellenlängen in Er:ZBLAN [Fortsetzung]

4.3 Emissionslinien

Ebenso wie beim Thulium lassen sich beim Er^{3+} - Ion Emissionslinien im gesamten infraroten, sichtbaren und ultravioletten Spektrum beobachten. Bei einfacher Anregung aus dem Grundzustand (GSA) werden vorwiegend Übergänge um 1.55µm und 2.7µm angeregt, die bereits für Laser genutzt werden.
Während die Emission bei 2.7µm im sogenannten „Augen-sicheren-Bereich“ Einsatz findet, wird der Übergang um 1.55µm vor allem für Faserverstärkersysteme in der Telekommunikation verwendet.
Durch Mehrfachabsorptionen wurde bisher im Erbiumion vorwiegend der grüne Übergang vom $^4S_{9/2}$ - Niveau in den Grundzustand mit einer Wellenlänge von 550nm als Upconversionlaser angeregt. Diodengepumpte Systeme konnten sowohl mit 800nm als auch mit 970nm Laserdioden realisiert werden.
Im Rahmen dieser Arbeit wird die Betrachtung der Upconversionaktivität des Erbiumions auf den blauen und ultravioletten Bereich ausgedehnt. Dort ist intensive Fluoreszenz bei Wellenlängen von 470nm und 402nm durch Anregung im roten Spektralbereich zu erzielen. Abb. 7.6 zeigt das Beispiel eines Er:ZBLAN Fluoreszenzspektrums unter Anregung mit einem 10mW / 632nm HeNe - Laser.

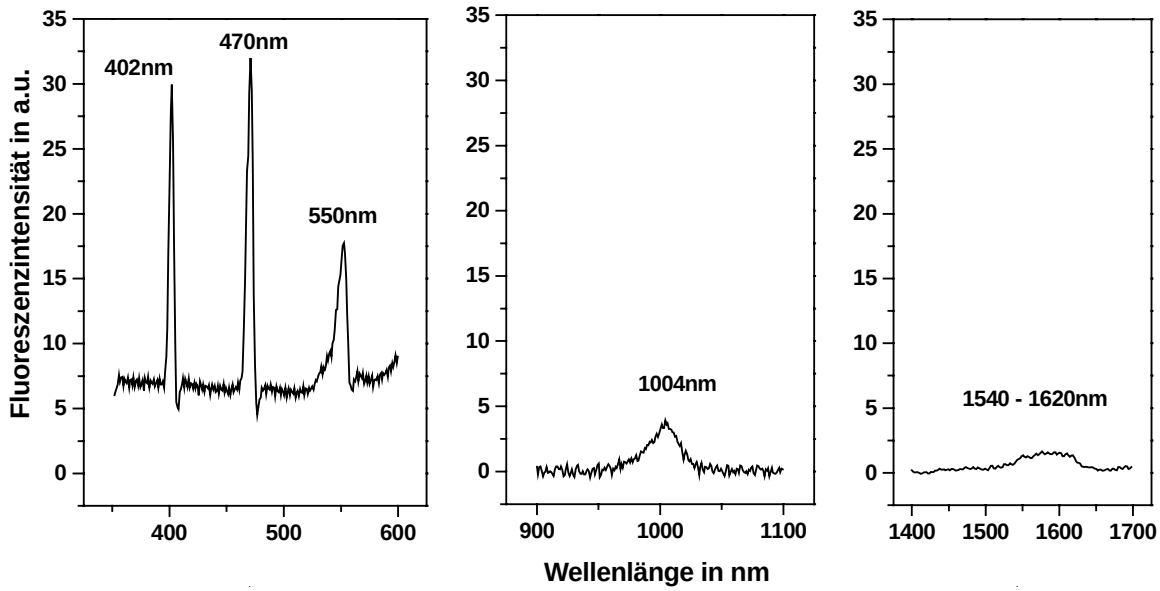


Abb. 7.6 Er:ZBLAN Fluoreszenzspektren unter 632nm Anregung *[HeNe - Laser]*

Die Verwendung von roten emittierenden Pumpquellen führt im Gegensatz zur Anregung im infraroten Bereich zur verstärkter blauer und ultravioletter Fluorezenz. Für den Anregungsbereich von 630nm bis 640nm tritt in der erzielbaren Emission sogar eine Dominanz gegenüber dem starken grünen Upconversionübergang auf. Die Emissionslinien bei 1µm bzw. 1.55µm zeigen nur sehr schwache Aktivität.
Angesichts der intensiven Upconversionfluoreszenz bietet sich die Möglichkeit eine neue blaue oder ultraviolette Strahlquelle zu entwickeln. Hierfür ist zunächst ein optimales Anregungsschema zu finden, welches anhand der im nächsten Kapitel behandelten Er:ZBLAN Upconversion bestimmt wird. Die nachfolgende Tabelle gibt Beispiele für bereits umgesetzte Erbiumlaser.

λ in nm		**Dotierung**	**Leistung**	**Effizienz**	**Pumpquelle**	**Referenz**
Laser	**Anregung**	**in ZBLAN**	**cw**	**η**		
544	801	**Er**	3mW	10%	LD	Massic93
544	971	**Er**	12mW	12%	LD	Piehle94
546	801	**Er**	23mW	11%	TiSa	Whitle91
551	797	**Er:YLF**	467mW	14%	TiSa	McFarl91
1.5µm	980	**Er**	11mW	25%	LD	Lees95
1.7 + 2.7µm	791	**Er**	25 + 5mW	1.8 + 0.4%	TiSa	Ghisle95
2.7µm	791	**Er/Pr**	660mW	13%	LD	Sriniv99
2.8µm	970	**Er**	1040mW	25%	LD	Sandro99
3.5µm	655	**Er**	2mW	2.8%	Farbstofflaser	Többen92

Abb. 7.7 Mit Erbium realisierte Laserübergänge

8. Er^{3+}:ZBLAN Upconversion

Das achte Kapitel geht auf die Upconversionaktivität des Er^{3+} - Ions bei Anregung durch rot emittierende Pumpquellen ein. Es wird dargestellt, wie die Anregungswellenlänge zur Erzeugung von blauer und ultravioletter Upconversionemission für den Aufbau von Faserlasern optimiert werden kann.

8.1 Er^{3+} - Upconversionschema

Ziel der Charakterisierung der Anregungsmechanismen im Er:ZBLAN ist die Optimierung der Besetzung des blau und violett emittierenden $^2P_{3/2}$ - Niveaus für den Aufbau von kurzwelligen Upconversionfaserlasern. Dieses Niveau wird durch einen dreistufigen Mehrfachanregungsprozeß im roten Wellenlängenbereich besetzt. Da hierbei größere Energiedifferenzen zwischen den einzelnen Übergängen auftreten als beispielsweise bei der Anregung des $^1G_4$ - Zustands im Thuliumion, ist die Anpassung der Pumpwellenlänge von besonderer Bedeutung. Abb. 8.1 gibt einen prinzipiellen Überblick des Anregungsschemas zur Besetzung des oberen Laserniveaus.

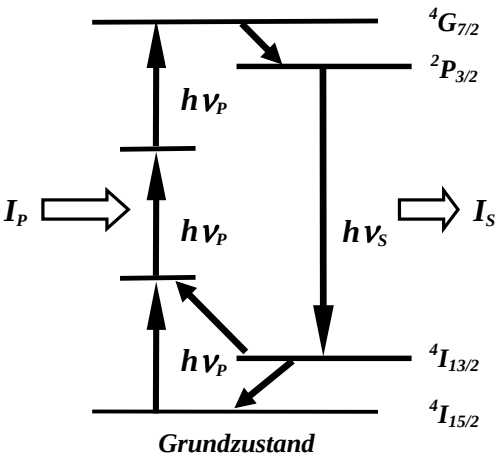


Abb. 8.1 Anregungsschema Er:ZBLAN

Die Übergangswellenlängen der dreistufigen Anregung liegen im Bereich von 620nm bis 690nm. Die Quanteneffizienz der Anregung besitzt nach Formel (2.1) für eine mittlere Wellenlänge von 650nm einen Wert von 0.54. Da die aus der Besetzung des $^2P_{3/2}$ - Niveaus resultierenden strahlenden 470nm und 402nm Übergänge nicht in das $^4I_{15/2}$ - Grundniveau stattfinden, tritt keine Grundzustandsreabsorption auf. Das Schema entspricht daher einem 4 - Niveau - System.

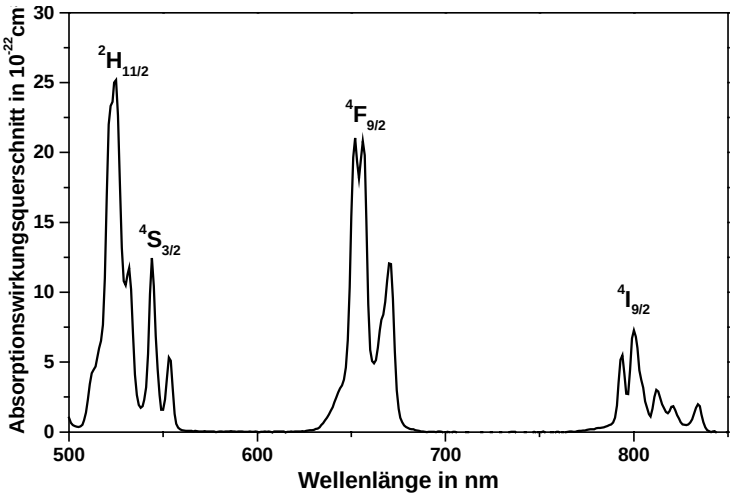


Abb. 8.2 Grundzustandsabsorption Er:ZBLAN [GSA]

Zur Optimierung der Anregung wird zunächst der Absorptionswirkungsquerschnitt des ersten Teilübergangs vom $^4I_{15/2}$ - auf das $^4F_{9/2}$ - Niveau betrachtet. Abb. 8.2 zeigt das spektrale Absorptionsverhalten im Bereich von 500nm bis 850nm.

Die Grundzustandsabsorption, die über eine schnelle Relaxation auf das $^4I_{11/2}$ - Niveau bzw. $^4I_{13/2}$ - Niveau führt, zeigt eine spektrale Breite von 45nm [635nm $\leftrightarrow$ 680nm]. Die maximale Grundzustandsabsorption tritt hierbei für eine Wellenlänge von 652nm auf. Da die Zustandslebendauern der relaxierten Zustände mit 6.7ms bzw. 10ms sehr hoch sind, sättigt die Anregung bereits bei relativ geringen Pumpintensitäten. Es ist daher möglich, den ersten Teilübergang im Randbereich der Absorptionsbande zu pumpen, um hiernach die Anregung des zweiten und dritten Absorptionsschrittes zu optimieren.
Der zweite Übergang vollzieht sich je nach Anregungswellenlänge entweder vom $^4I_{13/2}$ - Niveau zum $^4F_{5/2}$ - Zustand (λ_{pump} = 624nm), oder aber vom $^4I_{11/2}$ - Niveau zum $^4G_{11/2}$ - Zustand (λ_{pump} = 687nm). Beide Zustände relaxieren auf das $^2H_{11/2}$ - Niveau. Dieser Teilschritt der Upconversion muß zur Anregung von Laseremission besonders effizient gepumpt werden, da er wesentlich die Inversion bestimmt.
Der dritte Absorptionsschritt erfolgt zwischen dem $^2H_{11/2}$ - Niveau und dem $^4G_{7/2}$ - Zustand bei einer Zentralwellenlänge von 654nm. Eine schnelle Relaxation führt auf das obere $^2P_{3/2}$ - Laserniveau.
Anhand der unterschiedlichen Pumpwellenlängen für die beteiligten Übergänge ist bereits zu erkennen, daß bei der Anregung der blauen und ultravioletten Upconversion in Er:ZBLAN eine starke Abhängigkeit von der Pumpwellenlänge zu erwarten ist. Auf Grund der hohen Lebensdauern der Endniveaus des ersten Teilüberganges ist es nötig, den zweiten Anregungsprozeß besonders effizient zu pumpen. Hierdurch würde eine Sättigung vermieden, und zusätzlich das untere Laserniveau entleert. Eine derartige Anregung wird durch eine Wellenlänge um 638nm gewährleistet, welche gleichzeitig nahe dem Absorptionsmaximum des dritten Teilübergangs liegt. Im Folgenden werden exemplarische Messungen des Pumpverhaltens vorgestellt.

8.2 Pumpwellenlängen 632nm - 783nm

Zur experimentellen Charakterisierung der Multiphotonenanregung wurde der nachfolgend abgebildete Aufbau realisiert. Um gegebenenfalls die größere Wellenlängenabweichung zu kompensieren, besteht hier die Möglichkeit des co-linearen Pumpens, d.h. der optischen Anregung durch beide Faserenden.

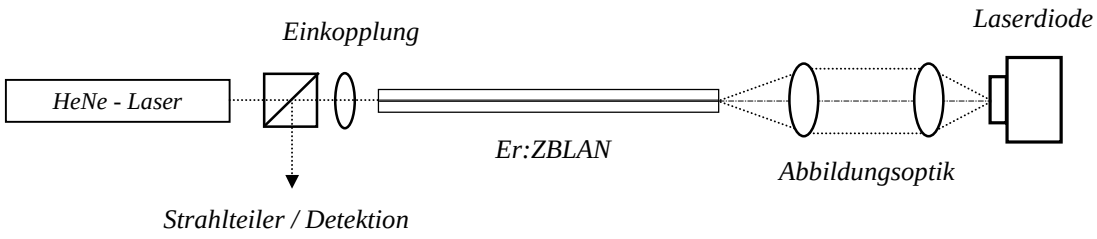


Abb. 8.3 Experimenteller Aufbau zur Untersuchung der Upconversioneffizienz in Er:ZBLAN

Material	Dotierung	Kerndurchmesser *a*	Manteldurchmesser *d*	NA	Hersteller
Er:ZBLAN	1000 ppm	3 µm	125 µm	0.205	LeVF

Abb. 8.4 Parameter der verwendeten Er:ZBLAN Glasfaser

Das im Aufbau verwendete Er:ZBLAN Fasermaterial besaß eine Nummerische Apertur von 0.205 bei einem Kerndurchmesser von 3µm, woraus nach (3.18) eine Abschneidefrequenz von 803nm resultiert. Die Dämpfung wurde an mehreren Proben einer 5.3m langen Faser

bestimmt, und betrug bei einer Wellenlänge von 633nm minimal 0.25 dB/m. Damit eignet sich das Fasermaterial prinzipiell für Laseremission.

Länge in m	P_{in} in mW	P_{aus} in mW	Störstellen	$\overline{a}$ in dB/m
5.30	3.69	1.80	2stark, 1 schwach	0.59
3.90	3.76	3.00	1 stark, 1 schwach	0.25
1.34	3.74	3.10	keine	0.60

Abb. 8.5 Dämpfungsbestimmung Er:ZBLAN Monomodefaser *[S. Ferber]*

Zur Bestimmung der Anregungseffizienz wurde die Intensität der Upconversionfluoreszenz in Abhängigkeit von der Pumpleistung untersucht. Unter Verwendung unterschiedlicher Pumpquellen und Wellenlängen wurde jeweils die Steigung κ der sichtbaren Fluoreszenz in doppelt - logarithmischer Darstellung ausgewertet. Abb. 8.6 zeigt die beobachtete Fluoreszenz bei Anregung mittels eines 10mW HeNe - Lasers (λ_{pump} = 632nm).

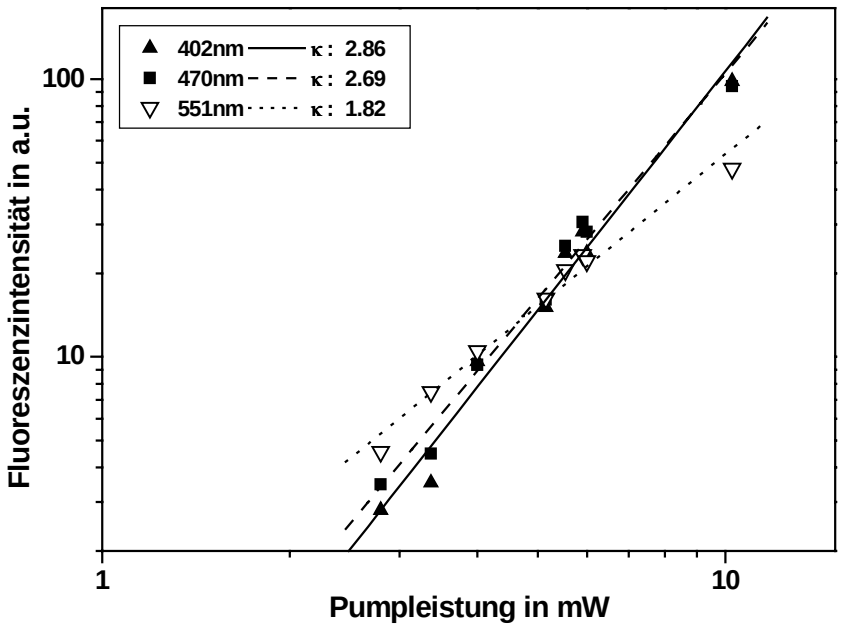


Abb. 8.6 Upconversionfluoreszenzanstieg in Abhängigkeit von der Pumpleistung

[Er:ZBLAN, L = 5.3m, Pumpquelle: HeNe λ_p = 632nm, S. Ferber]

Die abgebildeten Geraden verdeutlichen, daß zum Teil starke Abweichungen von der erwarteten Steigung auftreten. Sowohl die blaue als auch die grüne Fluoreszenz zeigten einen deutlich geringeren Anstieg als die erwartete kubische bzw. quadratische Abhängigkeit. Ähnlich starke Abweichungen traten auch beim Pumpen mit Laserdioden, bzw. unter Anregung mit dem Farbstofflaser auf. Insgesamt varriierte die Steigung aller drei sichtbaren Upconversionlinien mit der Pumpwellenlänge. Die Ursache hierfür liegt in der hohen Lebensdauer der unteren beiden $^4I_{11/2}$ - und $^4I_{13/2}$ - Zwischenniveaus. Die metastabilen Zustände erhöhen die Ausbeute der Upconversionanregung und somit die Effizienz, verringern allerdings gleichzeitig den nominellen Anstiegskoeffizienten, wie Vergleichsrechnungen am Thuliumsystem zeigten.

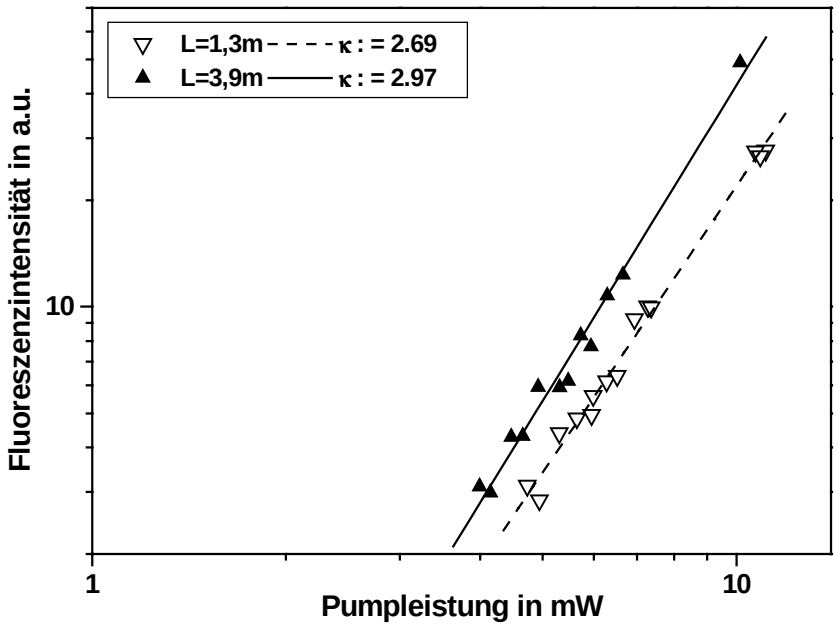


Abb. 8.7 Anstieg der 402nm Fluoreszenz in Abhängigkeit von der Pumpleistung und Faserlänge
[Er:ZBLAN, Pumpquelle: HeNe λ_p = 632nm, S. Ferber]

Neben dem Einfluß der Pumpwellenlänge beobachtet man zusätzlich eine Abhängigkeit von der Länge des aktiven Fasermaterials (siehe Abb. 8.7). Da die Pumplichtintensität mit zunehmender Faserlänge abnimmt, verringert sich der Sättigungsgrad des unteren Pumpübergangs längs der Faser. Infolge dessen tendieren lange Fasern zum typischen ungesättigten Anstieg. In kürzeren Fasern hingegen sinkt sowohl die erzeugte Fluoreszenzleistung, als auch der beobachte Fluoreszenzanstieg.
Abb. 8.8 zeigt eine fluoreszierende Er:ZBLAN Faser während der Untersuchung des Upconversionverhaltens.

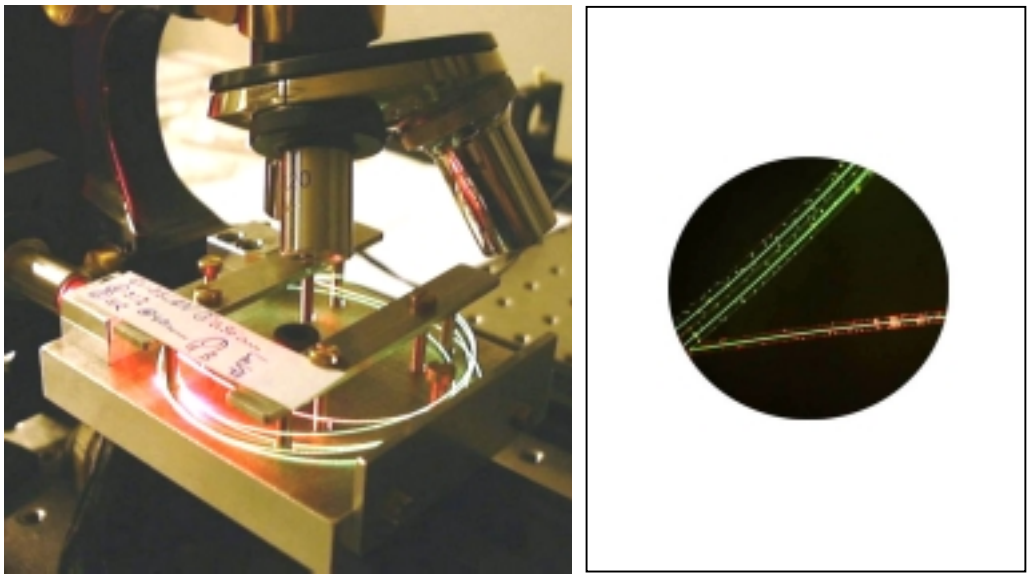


Abb. 8.8 Er:ZBLAN Faser im Fluoreszenzmessplatz (l.) Sicht durch das Mikroskop auf den Faserkern (r.)

Die an verschieden langen und unterschiedlich angeregten Er:ZBLAN Monomodefasern gemessenen Anstiegswerte sind in Abb. 8.9 zusammengefaßt.

λ in nm	L in m	κ grün	κ blau	κ violett	Bemerkung
783	5.3	2.34 ±0.05	-	-	LD, kein blau / violett
637.9	1.0			1.13 ±0.05	Farbstofflaser, Faserresonator, blau / grün nicht gemessen
637.5	5.3	1.9 ±0.4	2.9 ±0.3	3.1 ±0.4	LD, 10mW
637.5	1.3	0.75 ±0.05	1.48 ±0.08	1.6 ±0.09	LD, 10mW
632	5.3	1.82 ±0.11	2.69 ±0.15	2.86 ±0.18	HeNe, 8mW
632	3.9			2.97 ±0.12	HeNe, 8mW, blau / grün nicht gemessen
632	1.3			2.69 ±0.08	HeNe, 8mW, blau / grün nicht gemessen

Abb. 8.9 Abhängigkeit der Upconversionwertigkeit von der Pumpwellenlänge *[Übersicht]*

Auf Grund der durchgeführten Untersuchungen ist zu schlußfolgern, daß die 3 - fach Anregung des Er:ZBLAN mit roten Pumpdioden möglichst bei einer Wellenlänge von:

638nm ±4nm

erfolgen sollte. Zudem ist eine Anpassung der Faserlänge, und eventuell der Erbiumdotierung nötig. Für höhere Pumpleistungen beobachtet man bei der momentanen Konfiguration eine Sättigung der Upconversionfluoreszenz infolge des unzureichenden Grundzustandsabsorptionswirkungsquerschnitts. Abb. 8.10 dokumentiert dies anhand eines Experiments unter Verwendung einer monolithischen Faserkavität, gepumpt durch einen 160mW DCM - Farbstofflaser.

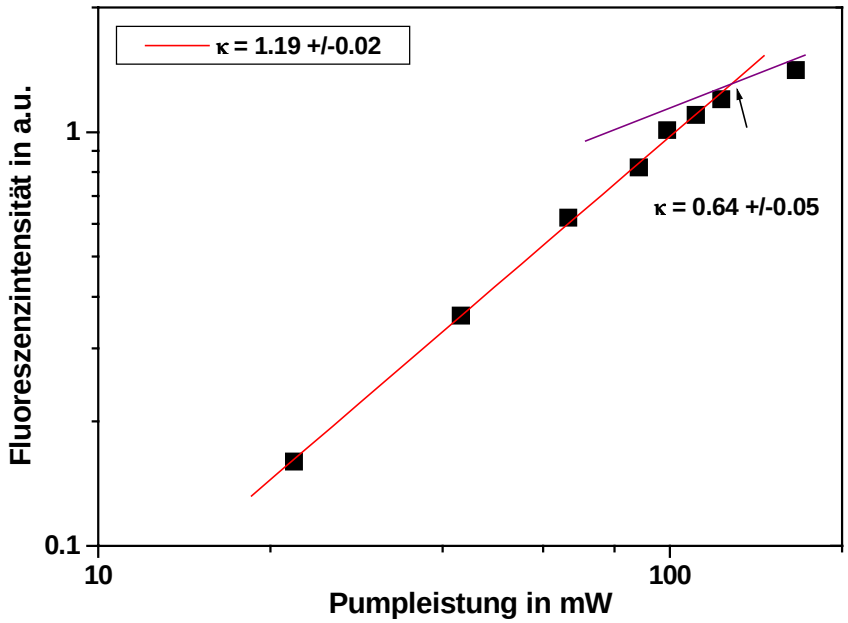


Abb. 8.10 Anstieg der ultravioletten Fluoreszenz in Abhängigkeit von der Pumpleistung
[Er:ZBLAN, L = 96cm , Pumpquelle: Farbstofflaser λ_p = 637.9nm, S. Ferber]

Die Abhängigkeit der ultravioletten Fluoreszenzintensität von der Farbstofflaserleistung zeigt eine Steigung von 1.19, die für Pumpleistungen oberhalb 100mW weiter sinkt. Da davon auszugehen ist, daß für höhere Steigungswerte das untere Laserniveau besser entleert wird, empfiehlt dieses Resultat, längere Fasern mit geringerer Dotierung zu nutzen, um die Besetzungsinversionsbedingung für Laseremission zu erfüllen.

Eine exakte Lösung der Pumpoptimierung für den 402nm Übergang in Er:ZBLAN könnte das in Kapitel 3 entwickelte mathematische Modell bieten. Hierzu sind die Besetzungsgleichungen an das Erbium - Termschema anzupassen, und unter Verwendung der entsprechenden Absorptionswirkungsquerschnitte zu lösen.

9. Direktes Diodenpumpen von Upconversionfaserlasern

Im Folgenden wird das direkte Diodenpumpen von Upconversionfaserlasern am Beispiel des Tm:ZBLAN Upconversionlasers behandelt. Hierbei werden insbesondere neuartige Quantenpunktlaser als geeignete Anregungsquelle vorgestellt.

9.1 Quantenpunkt- und Heterostrukturdioden 1100 - 1200nm

Um einen hohen elektrischen zu optischen Wirkungsgrad zu erzielen, ist eine direkte Anregung von Upconversionfaserlasern durch Laserdioden nötig. Da Faserlaser bislang nicht unmittelbar elektrisch angeregt werden können, ist nur durch ein Pumpen mittels Laserdioden eine gute Gesamteffizienz zu erzielen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden sowohl spezielle Heterostruktur-, als auch neuartige Quantenpunktlaserdioden für die Anregung von Thuliumupconversionlasern getestet.
Die verwendeten **Quantenpunktlaser** wurden am Institut für Festkörperphysik der TU Berlin (Prof. Bimberg) mit einer Emissionswellenlänge um 1100nm hergestellt. Quantenpunkte sind Halbleiterstrukturen von wenigen Nanometern Größe (~10·10·10 nm^3), die in selbstorganisiertem Wachstum mit Hilfe von Epitaxieverfahren wie MBE oder MOCVD (**M**olecular - **B**eam - **E**pitaxi; **M**etal - **O**rganic **C**hemical **V**apor **D**eposition) hergestellt werden. Durch die starke dreidimensionale Eingrenzung der aktiven Zone auf nur wenige Einheitszellen des Halbleitergitters findet eine Quantisierung der möglichen Zustände im k-Raum statt. Bei geeigneter Dimensionierung der Quantenpunkte existiert in solch einer aktiven Mikrozone nur ein einziger möglicher Zustand. Neben diskreten Übergangsenergien besitzen Quantenpunkte noch zusätzliche energetische Eigenschaften, wie z.B. eine durch den Elektroneneinfang bedingte Lokalisierungsenergie. Auf Grund ihrer besonderen Struktur bieten Quantenpunkte die nachstehenden Vorteile bezüglich des Einsatzes für Laseremission [Bimber98, Grundm00]:

- Reduzierung der Schwellstromdichte gegenüber höherdimensionalen Systemen wie Quantentopf- oder Quantendrahtstrukturen
  [110 A/cm^2 bei 1,5 mm Kavitätslänge, 25°C und unbeschichteten Endflächen; 62 A/cm^2 bei gleicher Kavitätslänge, 25°C und beschichteten Endflächen; 12,7 A/cm^2 bei 77°K]
- Unabhängigkeit der Schwellstromdichte von der Temperatur
  [Charakteristische Temperatur $T_0 \geq 450°K$]
- Materialverstärkung für eine Quantenpunktschicht: 10^5 cm^{-1} *[$g_{QPLD} \sim 30 * g_{LD}$]*
- differentieller Gewinn: 10^{-12} cm^{-2}
- Gegenüber höherdimensionalen Systemen besitzt der ideale Quantenpunktlaser die schmalste Linienbreite, da durch die geringe Streuwechselwirkung die homogene Verbreiterung sehr klein ist. Die

experimentell zu beobachtende inhomogene Verbreiterung wird hauptsächlich durch eine Streuung der Strukturgröße während des Herstellungsprozesses verursacht.

- hohe erzielbare Slope-Effizienz: ~70 % *[herkömmliche LD´s: ca. 58%]*
- interne Quanteneffizienz: ~100 %
- Die verringerte Ladungsträgerstreuung reduziert die nichtstrahlenden Oberflächenrekombinationen, wodurch eine Verringerung der Facettenerhitzung erreicht wird.

Reale Quantenpunkte in einem Ensemble unterliegen statistischen Abweichungen in ihrer Größe, Form und Zusammensetzung. Da die möglichen Energieniveaus in Quantenpunkten wesentlich durch die Größe des Quantenpunktes bestimmt werden, ergibt sich aus den Größenabweichungen eine inhomogene Verbreiterung des Emissionsspektrums (gaußförmig). Abb. 9.1 zeigt eine elektronenmikroskopische Aufnahme einer Quantenpunktschicht.

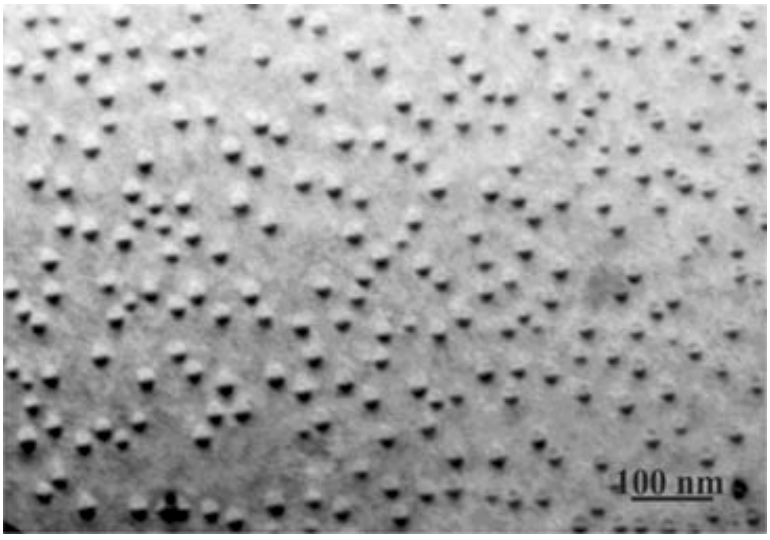


Abb. 9.1 Schnitt durch eine defektfreie Monolage von InAs - Quantenpunkten auf einer GaAs - Schicht; Herstellung mittels MOCVD *[nach Heinrichsdorff et al. 1997, Prof. Bimberg, Institut für Festkörperphysik, TUB]*

Die in dieser Arbeit verwendeten Quantenpunktlaserdioden wurden zunächst charakterisiert und dann an Multimodefasermaterial erprobt. Das Gewinnprofil der Quantenpunktlaserdioden ist in Abb. 9.2a anhand eines Fluoreszenzspektrums dargestellt. Es überdeckt einen Bereich von 1000nm bis 1200nm, und schließt damit die optimale Anregungswellenlänge für blaue Tm^{3+}:ZBLAN - Faserlaser ein. Das Emissionsspektrum eines für 1100nm hergestellen Quantenpunktlasers wird in Abb. 9.2b gezeigt. Infolge des hohen differentiellen Gewinns des Quantenpunktmaterials zeigt das Diodenspektrum eine große spektrale Breite von 5nm. Die einzelnen Peaks im Spektrum entsprechen den angeregten longitudinalen Moden des passiv gekühlten Laserdiodenchips. Auf Grund der großen Emitterbreite der Dioden, die von 24µm bis 200µm variierten, konnte bisher nur ein geringer Anteil der Diodenleistung in Monomodefasermaterial mit einem Kerndurchmesser von 3µm eingekoppelt werden. Die Koppeleffizienz betrug hierbei ca. 10%. Es gelang aber, die Laserdioden an ZBLAN Multimodefasern zu testen. Zum Pumpen von Monomodefasern müßte die Emitterfläche der Laserdioden auf weniger als 6 x 6µm² bei Ausgangsleistungen größer 100mW reduziert werden.

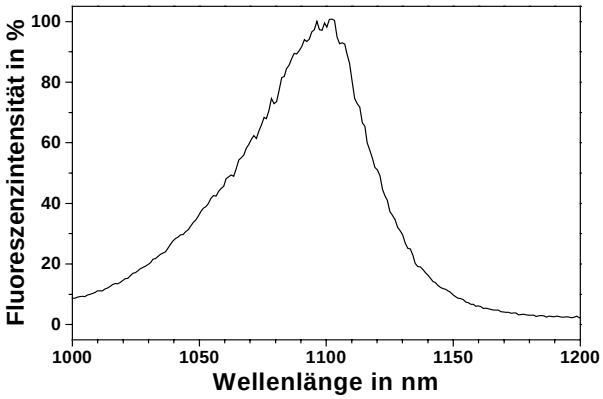


Abb. 9.2a QPLD - Gewinnprofil

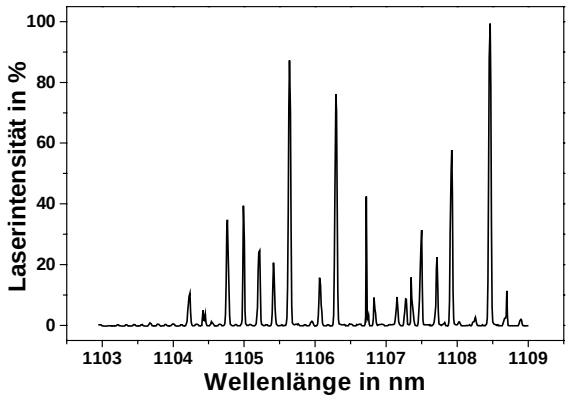


Abb. 9.2b QPLD - Laserspektrum

Neben den Quantenpunktlasern wurden Laserdioden mit speziellem Design der Stromzuleitung untersucht. Diese **Hetero-strukturdioden** vom Institut für Technische Physik der Ungarischen Akademie der Wissenschaften (Dr. Serenyi) eigneten sich infolge der Emittergröße von nur 1.5 x 0.15µm² und der guten Strahlqualität hervorragend zum Pumpen von monomodigem Fasermaterial. Es konnten zwei Dioden mit Emission bei 1133nm und 1140nm untersucht werden. Ein zur Charakterisierung der Laserdioden aufgenommenes Emissionsspektrum ist in Abb. 9.3 dargestellt. Die spektrale Breite der Laserdiodenemission beträgt 2nm. Die einzelnen Peaks im Spektrum entsprechen den angeregten longitudinalen Moden.

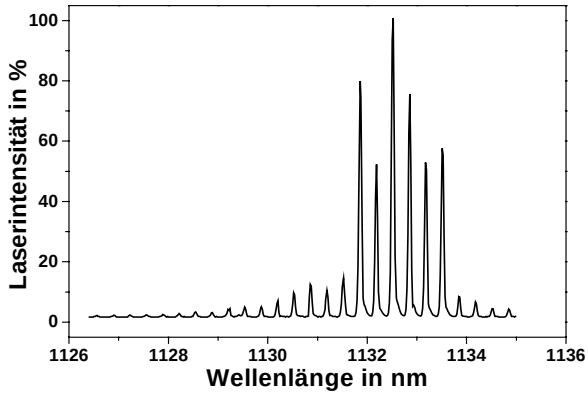


Abb. 9.3 HSLD Laserspektrum

9.2 Optisches Pumpen von Fluoridfasern

In der vorliegenden Arbeit wurden verschieden strukturierte Laserdioden mit unterschiedlichen Emissionswellenlängen für die optische Anregung von Fluoridfasern untersucht: rot emittierende Heterostrukturdioden, infrarote Quantum - Dot Laserdioden, sowie spezielle IR-Dioden mit doppelt geführter Stromzufuhr.

Die Emissionswellenlänge von Laserdioden wird hierbei durch die bei Rekombination zu überwindende Bandlücke bestimmt und hängt daher unmittelbar vom verwendeten Halbleitermaterial ab. Zur Herstellung von Laserdioden mit Emissionswellenlängen im Bereich von 1100nm bis 1200nm eignen sich beispielsweise InGaAsP/InP Halbleitermaterialen [Sereny99]. Die exakte Emissionswellenlänge wird hierbei über das Mischverhältnis zwischen Indium und Gallium eingestellt. Durch diese Anpassungsmöglichkeit der Wellenlänge kann auf Schwell- bzw. maximale Ausgangsleistung unterschiedlich optimiert werden.

Die Anregung mittels Laserdioden unterscheidet sich in zweierlei Hinsicht vom Pumpen mit herkömmlichen Festkörperlasern. Zum einen besitzen Laserdioden ein stark divergentes und elliptisches Strahlprofil, das spezielle Optiken zur effizienten Pumplichteinkopplung in Monomodefasern erfordert. Zum anderen kann über die Einstellung der Temperatur des Laserdiodenchips die Emissionswellenlänge geringfügig abgestimmt werden, wodurch eine

Möglichkeit zur Anpassung der Pumpwellenlänge über einen Bereich von ca. 6 - 9nm gegeben ist. Die erzielbare Wellenlängenverschiebung beträgt ca. 0.3nm / °C . Da sich die Temperaturänderung unmittelbar auf den Bandabstand auswirkt, ist die Abhängigkeit direkt proportional. Abb. 9.5 zeigt die abstimmbare Emission einer Quantenpunkt-Laserdiode.

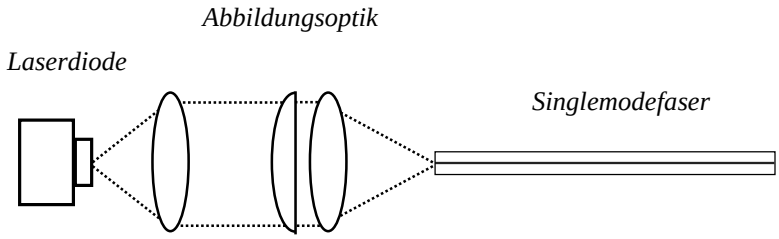


Abb. 9.4 Pumpen mit Laserdioden

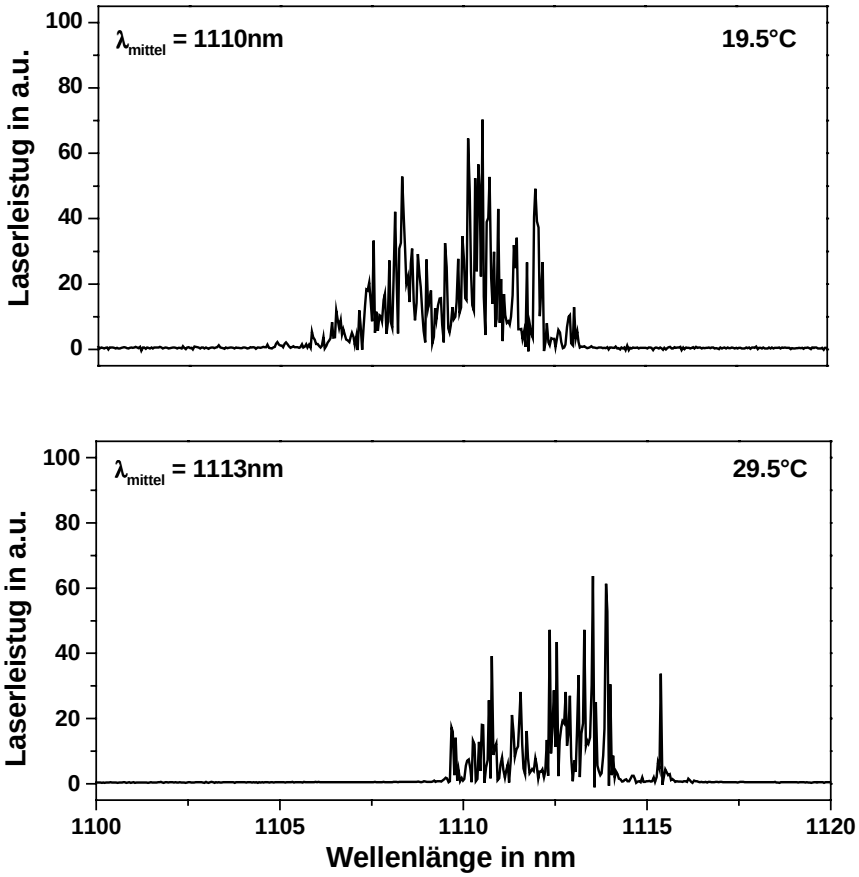


Abb. 9.5 Abhängigkeit des Emissionsspektrums einer Quantenpunkt-Laserdiode von der Temperatur

Die mittels eines Peltier-Elementes erzeugte Temperaturänderung von 10°C erzielt eine Wellenlängenverschiebung um 3nm. Wie erwartet, verlagert sich die Emission für niedrigere Temperaturen zu kürzeren Wellenlängen. Die zum Teil große spektrale Ausdehnung der Diodenemission über einen Bereich von mehr als 5nm begünstigt den Mehrfachanregungsprozeß z.B. im Thuliumion, da die Zentralwellenlängen der beteiligten Übergänge über einen Bereich von 90nm verteilt sind. Da die spektrale Modenverteilung wesentlich durch den Herstellungsprozeß des Diodenchips bestimmt wird, kann bereits bei der Prozessierung der Laserdiode eine breitbandige Emission erzwungen werden. Auf Grund des hohen differentiellen Gewinns von Quantenpunktlaserdioden könnte dies z.B. durch eine Reduzierung der Resonatorlänge des Diodenlasers erfolgen, was zu höheren Modenabständen und einem breiteren Spetrum führt.

Die nicht gaußförmige Modenverteilung des abgebildeten Laserdiodenspektrums ist auf die speziellen Anregungsmechanismen der Quantenpunkte zurückzuführen. Infolge der aktiven Temperierung zeigt sich zudem eine Überdeckung der exakten Modenstruktur des Laserdiodenchips (vergleiche mit Abb. 9.2b) durch die dynamische Regelung.

9.3 Leistungsabhängiges Pumpverhalten

Durch die Variation der Laserdiodenwellenlänge kann der Upconversionpumpprozeß optimal auf das Anregungsschema des Faserlasers abgestimmt werden. Infolge der stufenweisen Besetzung hängt die jeweils optimale Anregungswellenlänge sowohl von der auftreffenden Pumpleistungsdichte als auch von der effektiven Faserlänge ab. Sie kann sich über den zur Verfügung stehenden Pumpleistungsbereich kontinuierlich ändern. Abb. 9.6 zeigt das längenabhängige Absorptionsspektrum einer Tm,Yb:ZBLAN - Faser im Pumpbereich um 1100nm. Das längere Fasermaterial zeigt eine Erhöhung der maximalen Absorption im Thuliumion um mehr als 14nm.

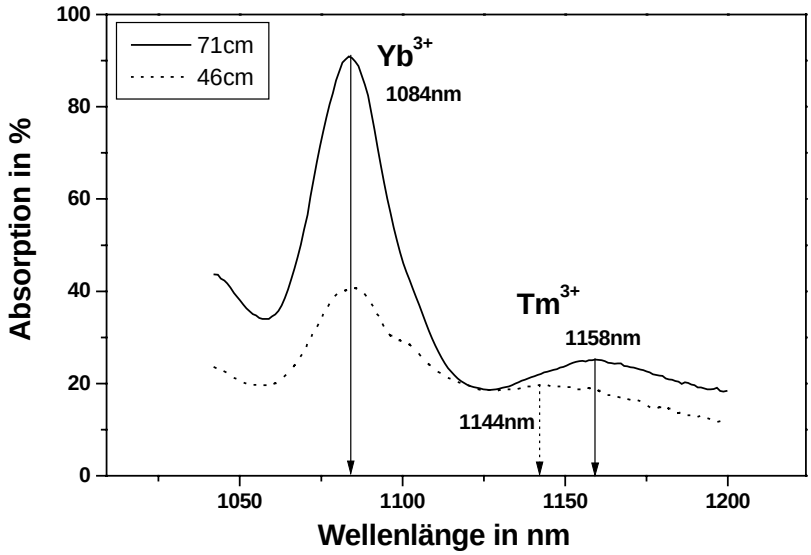


Abb. 9.6 Abhängigkeit des Absorptionsspektrums von der Faserlänge

9.4 Tests an monoltihischen Faserresonatoren

Mit Hilfe von direkten dielektrischen Beschichtungen auf Fluoridfaserenden konnten nach Abschnitt 3.4 und 3.6 hochkompakte Faserresonatoren aufgebaut werden, die sich für die Anregung mit Laserdioden besonders eignen. Unter Verwendung derartiger Laser lassen sich Pumpdioden optimal in Monomodefasern einkoppeln. Der System- und Justageaufwand sinkt hierbei auf ein Minimum. Bei entsprechender Herstellung sind monolithische Faserresonatoren für eine Produktion in hohen Stückzahlen geeignet. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Pumptests an derartigen Lasersystemen durchgeführt. Hierbei konnte ein direkt diodengepumpter Tm:ZBLAN Faserlaser aufgebaut werden. Langzeittests während der Lasermesse LASER 2001 in München konnten eine hohe Punktstabilität und Justagebeständigkeit der Pumplichteinkopplung über einen Zeitraum von einer Woche demonstrieren.

10. Zusammenfassung und Ausblick

Zehn Jahre nach der ersten experimentellen Realisierung eines Upconversionfaserlasers ist die Erforschung und Entwicklung derartiger Lasersysteme soweit fortgeschritten, daß alternative diodengepumpte Strahlquellen im blauen und ultravioletten Spektralbereich möglich werden.

Die vorliegende Arbeit beschreibt die fundamentalen Prinzipien kurzwelliger Upconversionfaserlaser. Hierbei wird insbesondere auf die laserphysikalischen und materialtechnischen Grundlagen eingegangen. Der experimentelle und angewandte Aufbau von Faserresonatoren wird diskutiert. Die Funktion und Wirkungsweise von blauen Upconversionfaserlasern wird am Beispiel eines 482nm Tm:ZBLAN Lasersystems dargelegt. Mit diesem System konnte eine maximale kontinuierliche Ausgangsleistung von 120mW erzielt werden. Aktuelle Forschungsergebnisse verdeutlichen die hervorragenden Strahleigenschaften sowie das breite Anwendungspotential des Upconversionfaserlasers.

Durch eine detaillierte Charakterisierung der verwendeten Fluoridfasermaterialien gelang es, in Kooperation mit dem IHT der TU Braunschweig, für Laseremission geeignetes ZBLAN - Fasermaterial zu entwickeln. Unter Einsatz dieses Materials konnte erstmals ein blauer Upconversionlaser unter Verwendung von in Deutschland gezogener Fluoridfaser aufgebaut werden. Ziehversuche alternativer Fasermaterialien sind geplant.

Die systematischen spektralen Untersuchungen der Upconversionprozesse führten unter Anwendung einer Besetzungs- und Verstärkungsmodellierung der Anregungsmechanismen zur Entwicklung eines geeigneten Modells für 3-fach gepumpte Upconversionfaserlaser. Mit Hilfe dieses Modells können in Zukunft kurzwellige Upconversionlasersysteme optimiert werden.

Anhand des Degradations- und Bleichverhaltens wurde die Zeitabhängigkeit der Laserausgangsleistung unter Berücksichtigung der faser - internen Farbzentrenbildung behandelt. Hierdurch gelang es, das zeitabhängige Schwellwert- und Bleichverhalten von Tm:ZBLAN Faserlasern zu beschreiben.

Es wurde ein Herstellungsverfahren für mikroskopische Spiegel mittels direkter dielektrischer Beschichtungen auf Monomodefaserenden entwickelt. Unter Verwendung dieser Verspiegelungen konnten hochkompakte monolithische Faserlaser aufgebaut werden, die sich besonders für das direkte Diodenpumpen eignen. Die hierfür entwickelten Herstellungsmethoden erzielen äußerst geringe Koppelverluste bei gleichzeitig hoher Zerstörschwelle, was die Grundlage für eine weitere Leistungsskalierung darstellt.

Upconversionfaserlaser stellen momentan auf Grund ihrer hervorragenden Wirkungsgrade und beugungsbegrenzter Strahlqualität, sowie absoluter Punktstabilität eine Alternative zu

frequenzverdoppelten blauen Lasersystemen dar. Bisher fehlten zur optischen Anregung allerdings leistungsstarke kommerzielle Pumpdioden im Wellenlängenbereich von 1100nm bis 1200nm. Mit der Entwicklung des Quantenpunkthalbleiters stehen nun Festkörpermaterialien zur Verfügung, die die Prozessierung geeigneter Laserdioden ermöglichen. Die im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen zur Anregung von Tm:ZBLAN Glasfasern charakterisierten Quantenpunktlaserdioden erwiesen sich als effiziente Pumpquelle. Durch die Kombination von monolithischen Faserresonatoren auf Basis von LPE – Glasfasermaterialien und neuartigen Quantenpunktlasern können nunmehr hochkompakte diodengepumpte Faserstrahlquellen realisiert werden.

Neben der verlustarmen Resonatorkonfiguration eignet sich das entwickelte monolithische Faserlaserkonzept hervorragend zur praktischen Umsetzung und Kombination mit moderner Laserdiodentechnologie. Entsprechende Verfahren zur Kopplung von Laserdioden mit Monomodefasermaterialien werden bereits für passive Anwendungen, z.B. in der Datenübertragung, eingesetzt. Aus den in der Arbeit vorgestellten Konzepten ergeben sich unter anderem die folgenden aktiven Umsetzungsmöglichkeiten:

- Vollkonfektionierter Upconversionfaserlaser:
  - Ausgangsleistung 1 - 5mW
  - geeignet z.B. für Analyse- und Meßanwendungen

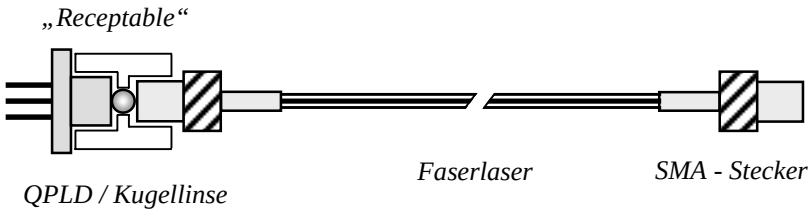


Abb. 10.1 Vollkonfektionierter Upconversionfaserlaser *[receptable upconversion fiber laser]*

Durch die Kombination von Quantenpunktlaserdioden und monolithischen Faserlasern wird ein hoher optischer zu elektrischer Gesamtwirkungsgrad erzielt. Bei gleichzeitig geringer Laserschwelle entfällt hierbei eine aktive Kühlung, womit auf entsprechende Regelungen verzichtet werden kann.

- VCSEL gepumpter Upconversionfaserlaser:
  - Ausgangsleistung 5 - 500mW
  - optisch gepumpter VCSEL auf QP-Basis

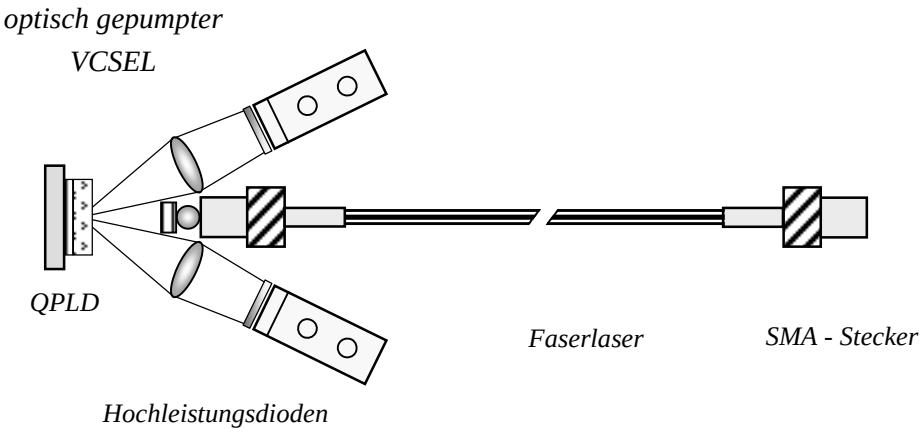


Abb. 10.2 Upconversionfaserlaser, gepumpt durch optisch angeregten VCSEL

Optisch gepumpte, infrarot emittierende VCSEL werden momentan bei guter Strahlqualität in den Leistungsbereich oberhalb von 1W skaliert. Auf Grund ihres gegenüber Heterostrukturdioden wesentlich besseren Strahlprofils eignen sie sich besonders zum Pumpen von Monomodefasern. Unter Ausnutzung der hohen Verstärkung von Quantenpunktlasern können in Kombination mit monolithischen Upconversionfaserlasern neue blaue Hochleistungslaser entwickelt werden.

Sämtliche in dieser Arbeit verwendeten experimentellen Aufbauten für Pumplasersysteme, Faserlaserkonfigurationen, Spektroskopieeinrichtungen zur Bestimmung von Fluoreszenz, Absorption und Dämpfung von LPE - Glasfasermaterialien, Strahlprofil- , Langzeit- und Degradationsmessungen, sowie Meßplätze zur Charakterisierung von Laserdioden wurden im Rahmen der durchgeführten Untersuchungen selbst entwickelt und umgesetzt. Das so entstandene Faserlaser- und Spektroskopielabor konnte bereits für eine Reihe gebietsübergreifender wissenschaftlicher Untersuchungen genutzt werden, und findet hoffentlich noch weiterhin für grundlagen- und anwendungsorientierte Forschung Einsatz.

Literatur

Allain90 J.Y. Allain, M. Monerie, H. Poignant: „Blue upconversion fluorozirconate fiber laser“, Electron. Lett. **26**, p. 166 (1990)

Aozasa00 S.Aozasa, T. Sakamoto, T. Kanamori: „Tm-doped fiber Amplifier for 1470nm Band WDM Signals“, IEEE Photon. Techn. Lett. **12**, p. 1331 (2001)

Baney95 D.M. Baney, L. Yang, J. Ratcliff, K.W. Chang: „Red and orange Pr/Yb doped ZBLAN fibre upconversion lasers“, Electron. Lett. **31**, p. 1842 (1995)

Baney96 D.M. Baney, G. Rankin, K.W. Chang: „Simultanuouse blue and green upconversion lasing in a laser-diode-pumped Pr^{3+}/Yb^{3+} doped fluoride fibre lasers“, Appl. Phys. Lett. **69**, p. 1662 (1996)

Baney96a D.M. Baney, J. Rankin, K.W. Chang: „Blue Pr^{3+}-doped ZBLAN fibre upconversion laser“, Opt. Lett. **21**, p. 1372 (1996)

Barber94 P.R. Barber, H.M. Pask: „Efficient upconversion laser in Tm and Pr doped ZBLAN fibers“, Conference on Lasers and Electro-Optics, paper CMK6, p. 42 (1994)

Barber95 P.R. Barber, R. Paschotta, A.C. Tropper, D.C. Hanna: „Infrared-induced photodarkening in Tm-doped fluoride fibers“, Opt. Lett. **21**, p. 2195 (1995)

Bimber98 D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, „Quantum dot hetero-structures“, John Wiley & Sons, pp. 1-8, 95-107, 148-161, 177-197, 279-291 (1998)

Booth96 I.J. Booth, C.J. Mackechnie, B.F. Ventrudo: „Operation of diode laser pumped Tm:ZBLAN upconversion laser at 482nm“, IEEE J. of Quantum Electr. **32**, p. 118 (1996)

Booth96a I.J. Booth, J.-L. Archambault, B.F. Ventrudo: „Photodegradation of near-infrared-pumped Tm^{3+}-doped ZBLAN fiber upconversion lasers“, Opt. Lett. **21**, p. 348 (1996)

Cao98 W. Cao, S. Kann: „Er concentration study in green upconversion of ZBLAN“, SPIE Vol. **3557**, p.27 (1998)

Chando97 A. Chandonnet, P. Laperle: „ Photodegradation of fluoride glass blue fiber laser“, SPIE **2998**, p. 70 (1997)

Chen94 Y. Chen, F. Auzel: „Spatial domains in avalanche pumped Er:ZBLAN fibre“, Electronics Letters Vol. **30**, p. 323 (1994)

Costan00 D.M. Costantini, H.G. Limberger, T. Lasser: „Actively mode-locked visible upconversion fiber laser“, Opt. Lett. **25**, p. 1445 (2000)

Dennis94 M.L. Dennis, J.W. Dixon, I. Aggarwal: „High power upconversion lasing at 810nm in Tm:ZBLAN fiber“, Electron. Lett. **30**, p. 136 (1994)

Desurv90 E. Desurvire, J.W. Sulhoff, J.L. Zyskind, J.R. Simpson: „Study of spectral dependence of gain saturation effect of inhomogeneouse broadening in Er-doped aluminosilicate fiber amplifiers“, IEEE Photon. Technol. Lett. **2**, 653 (1990).

Dennis94 M.L. Dennis, J.W. Dixon and I. Aggarwal: „High power upconversion lasing at 810nm in Tm:ZBLAN fiber“, Electron. Lett. **30**, p. 136 (1994)

Dieke63 G.H. Dieke, H.M. Crosswithe: „Spectra of the double and triple ionized rare earths“, Appl. Optics **2**, 675 (1963)

Digonn85 M. J. Digonnet, C.J. Gaeta: „Theoretical analysis of optical fiber laser amplifiers“, Appl. Optics **24**, p. 333 (1985)

Digonn91 M. J. F. Digonnet: „Rare earth doped fiber lasers and amplifiers“, Dekker, New York, ISBN 0-8247-8785-4 (1991)

Digonn93 M. J. F. Digonnet: „Selected papers on rare earth doped fiber laser sources and amplifiers“, SPIE milestone series **37**, Bellingham, Wash., ISBN 0-8194-0734-8 (1993)

Duclos95 F. Duclos, P. Urquhart: „Thulium-doped ZBLAN blue upconversion fiber laser: theory“, J. Opt. Soc. Am. B **12**, p. 709 (1995)

Feller96 G.S. Feller, B. Srinivasan, S.G. Grubb, I. J. Booth, R.K. Jain: „Compact blue upconversion fiber laser pumped by a raman fiber laser“, Conference on Lasers and Electro-Optics **9**, Anaheim, California, paper CFJ2, p. 528 (1996)

Flohic94 M.P. Le Flohic, J.Y. Allain, G.M. Stéphan, G. Mazé: „Room-temperature cw upconv. laser at 455nm in Tm:ZBLAN“, Opt. Lett. **19**, p. 1982 (1994)

France90 P.W. France: „Flourid glass optical fibres“, Blackie, London (1990)

Friebl85 E.J. Frieble, D.C. Tran: „Radiation effects in ZrF_4 based glasses“, J. non-crystalline Solids **72**, p. 221 (1985)

Funk94 D.S. Funk, J.W. Carlson, J.G. Eden: „Ultraviolet 381nm room temerature laser in neodymium-doped flourozirconate fibre“, Electron. Lett. **30**, p. 1859 (1994)

Funk94a D.S. Funk. S.B. Stevens, S.S. Wu, J.G. Eden: „Characterization and modeling of the Ho upconv. fiber laser“, SPIE **2115**, p. 40 (1994)

Funk95 D.S. Funk, J.W. Carlson, J.G. Eden: „Room-temperature fluorozirconate glass fiber laser in the violet (412 nm)“, Opt. Lett. **20**, p. 1474 (1995)

Funk95a D.S. Funk, J.G. Eden: „Glass-Fiber Laser in the ultraviolett and visible“, IEEE J. sel. Topics in Quantum Electron. **1**, p. 784 (1995)

Funk95b D.S. Funk, W. Carlson, J.G. Eden: „Room temperature upconversion ultraviolet (381nm) and violet (412nm) laser in Nd:ZBLAN“, SPIE Vol. **2380**, p. 108 (1995)

Gäbler99 V. Gäbler: Besucherumfrage während der LASER’99 und ’01 in München (1999)

Gäbler99a V. Gäbler: Testmessungen an Quarzfasermaterialien mittels Ultrahochdruck Kurzbogenlampe, Institut für Spektroskopie, Berlin Adlershof (1999)

Gäbler00 V. Gäbler, B. Liu, H. J. Eichler: „Efficient blue cw Nd:YAG microchip laser with two intracavity frequency doublers“, Opt. Lett. **25**, 1343 (2000)

Gäbler00a V. Gäbler, B. Liu, H. J. Eichler: „Diode-pumped self-Q-switched single frequency 946nm / 473nm Nd,Cr:YAG microchip laser“, Opt. Lett. **26**, 72 (2000)

Gäbler01 V. Gäbler, H.J. Eichler: „Blue diode-pumped upconversion ZBLAN-fiberlaser“, Society for Optical & Quantum Electronics, Proceedings of the International Conference on Lasers (2001)

Gäbler01a S. Ferber, V. Gäbler, H.J. Eichler: „Strong violett and green Upconversion from Erbium doped ZBLAN fibers“, Veröffentlichung geplant in Applied Physics Letters (2001)

Grisco93 D.L. Griscom: „Defect centers in heavy-metal fluoride glasses“, J. non-crystalline Solids **161**, p. 46 (1993)

Grubb92 S.G. Grubb, K.W. Bennet, R.S. Cannon, W.F. Humer: „Cw room-temperature blue upconversion fiber laser“, Electron. Lett. **28**, p. 1243 (1992)

Grundm00 M. Grundmann, „The present status of quantum dot lasers“, ELSEVIER Physica E No. **5**, 2000, pp. 167 (2000)

Guy97 S. Guy, D.P. Shepherd, M.F. Joubert, B. Jacquier, H. Poignant: „Blue avalanche upconversion in Tm:ZBLAN fiber“, J. Opt. Soc. Am. B **14**, p. 926 (1997)

Hanna89 D.C. Hanna, M.J. McCarthey: „Efficient high-power cw operation of Tm-doped fiber at 2µm“, Electron. Lett. **25**, p. 1365 (1989)

Hanna93 D.C. Hanna: „Fibre lasers“, in Solid State Lasers, New developments and Applications, ed. Ingusco & Wallenstein, Plenum Press, New York, p. 231 (1993)

Hong98 W. Hong, H. Zhao: The phenomenon of second uprising of the Yb,Er:ZBLAN upconversion lumineszenz“, Integrated Optoelectronics, SPIE Vol. **3551**, p. 121 (1998)

Jeunho90 L.B. Jeunhomme: „Single mode fiber optics“, Optical engineering **23**, Dekker, New York, (1990)

Kapoor00 R. Kapoor, C.S. Friend: „Highly efficient infrared-to-visible energy upconversion in Er:Y_2O_3“, Opt. Lett. **25**, 338 (2000)

Kempe00 Carl Zeiss Jena GmbH, Anfrage Dr. Kempe, April 2000

Koeste64 C. J. Koester, E. Snitzer: „Amplification in a fiber laser“, Appl. Optics **3**, p 1182 (1964)

Komuka92 T. Komukai, T. Yamamoto: „Efficient upconversion pumping at 1µ of Tm-dopded fluoride fiber laser op. At 1.47µm“, Electron. Lett. **28**, p. 830 (1992)

Laperl95 P. Laperle, A. Chandonnet, R. Vallée: „Photoinduced absorption in thulium-doped ZBLAN fibers“, Opt. Lett. **20**, p. 2484 (1995)

Laperl97 P. Laperle, A. Chandonnet, R. Vallée: „Photobleaching of thulium-doped ZBLAN fibers with visible light“, Opt. Lett. **22**, p. 178 (1997)

Laperl98 P. Laperle, R. Vallée, A. Chandonnet: „Stable blue emission from 2500ppm Tm-dopded fiber laser“, Conference on Lasers and Electro-Optics, paper CtuE1, p. 77 (1998)

Laperl00 P. Laperle, R. Vallée, A. Chandonnet: „Stability aspects in the operation of a 2500ppm Tm-dopded ZBLAN fiber laser at 481nm", Opt. Commun. **175**, p. 221 (2000)

Layne77 C.B. Layne, W.H. Lowdermilk, and M.J. Weber: „Multiphonon relaxation of rare-earth ions in oxide glasses“, Phys. Review B **16**, 10 (1977)

Massic93 J.F. Massicott, M.C. Brierley, R. Wyatt: „Low threshold, diode pumped operation of a green Er-doped fluorid fiber laser“, Electron. Lett. **29**, p. 2119 (1993)

McAlea95 F.J. McAleavey and B.D. MacVraith: Efficient diode pumped Tm-dopded ZBLAN fiber laser at 2,3µm“, Electron. Lett. **31**, p. 800 (1995)

McFarl91 R.A. McFarlane: „High-power visible upconversion laser“, Opt. Lett. **16**, p. 1397 (1991)

Moneri90 M. Monerie, T. Goerges, P.L. Francois, J.Y. Allain, D. Neceux: „Ground-state and excited-state absorption in rare-earth doped optical fibres“, Electron. Lett. **26**, p. 320 (1990)

Nakamura S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama: „Continuoouse-wave operation of InGaN/GaN/AlGaN-based laser diodes grown on GaN Substrates“, Appl. Physics Lett. **72**, 2014 (1998)

Pasch97 R. Paschotta, P.R. Barber, A.C. Tropper, D.C. Hanna: Characterization and modeling of Tm:ZBLAN upconversion fiber laser“, J. Opt. Soc. Am. B **14**, p. 1213 (1997)

Pasch97a R. Paschotta, N. Moore, W.A. Clarkson, A.C. Tropper, D.C. Hanna, G. Mazé: 230mW of blue light from a Tm-doped fiber laser“, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **3**, p. 1100 (1997)

Pask97 H. M. Pask, A. C. Tropper, D. C. Hanna: „A Pr-doped ZBLAN fibre upconversion laser pumped by an Yb-doped silica fibre laser“, Optics Comm. **134**, 139 (1997)

Pelleg81 J.M. Pellegrino, W.M. Yen, M.J. Weber: „Composition dependence of Nd homogeneous linewidths in glasses“, J. Appl. Phys. **51**, 6332 (1981)

Peuser00 P. Zeller, P. Peuser: „Efficient, multiwatt, cw laser operation on the $^4F_{3/2}$ - $^4I_{9/2}$ transition in Nd:YVO_4 and Nd:YAG“, Opt. Lett. **25**, p. 34 (2000)

Piehle93 D. Piehler, D. Craven: „Laser-diode-pumped red and green upconv. fibre laser“, Electron. Lett. **29**, 1857 (1993)

Piehle94 D. Piehler, D. Craven: „11.7mW green InGaAs-laser-pumped erbium fibre laser“, Electron. Lett. **30**, 1759 (1994)

Pope97 C.L. Pope, B.R. Reddy: Efficient violet upconversion signal from a fluoride fiber doped with erbium“, Opt. Lett. **22**, 295 (1997)

Püspok96 S. Püspoki, V. Rakovics, F. Koltai, G. Nagy, M. Serenyi: „Laser diode pump sources for blue upconversion fibre laser“, Semicond. Sci. Technol. **11**, p. 1468 (1996)

Reddy94 B.R. Reddy, S.K. Nash-Stevenson: „Red-to-violet and near-IR-to-green upconversion in Er:LaF“, J. Appl. Phys. **76**, p. 3896 (1994)

Russel92 P.J. Russel, D.P. Hand: „Optically-induced creation, tranformation and organisation of defects and colour-centres in optical fibers“, SPIE Vol. **1516**, p. 47 (1992)

Sander95 S. Sanders, R.G. Waarts, D.G. Mehuys, D.F. Welch: „Laser diode pumped 106mW blue upconversion fiber laser“, Appl. Phys. Lett. **67**, 1815 (1995)

Sandro94 T. Sandrock, T. Dnger, E. Heumann, G. Huber: „Continuous-wave laser action of Pr-doped fluorides at room temperature“, Conference on Lasers and Electro-Optics, paper ATuD2-1 (1994)

Sandro97 T. Sandrock, H. Scheife, E. Heumann, G. Huber: „High-power continuous-wave upconversion fiber laser at room temperature“, Opt. Lett. **22**, 808 (1997)

Sandro99 T. Sandrock, D. Fischer, P.Glas, A. Diening: „Diode-pumped 1-W Er-doped fluoride glass M-profile fiber laser emitting at 2.8µm“, Opt. Lett. **24**, 1284 (1999)

Sriniv99 B. Srinivasan, J. Tafoya, R.K. Jain: „High-power wattlevel cw operation of diode-pumped 2.7µm fiber laser“, Opt. Express **4**, 490 (1999)

Stark00 A. Stark: Zerstörschwellenmessung an Spiegelproben des Optischen Institut TU Berlin, durchgeführt an der Universität Hamburg, Institut für Laser-Physik, Jungiusstrasse 9, 20355 Hamburg, Germany

Taunay94 T. Taunay et. al.: „UV-induced permanent Bragg gratings in Ce-dopded ZBLAN glasses or fibers“, Opt. Lett. **17**, p. 1269 (1994)

Thorla99 Thorlabs inc.: 0.22-NA Polymide-Coated Silica/Silica Multimode Fiber FG-200-LEP/UEP (Katalog‘99 S. 178)

Thrash94 R.J. Thrash, L.F. Johnson, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 881 (1994)

Tohmon97 G. Tohmon, H. Sato: „Thulium:ZBLAN blue fiber laser pumped by two wavelength“, Appl. Optics **36**, p. 3381 (1997)

Troppe94 A.C. Tropper, J.N. Carter: „Analysis of blue and red laser performance of the infrared-pumped praseodymium-doped fluoride fiber laser“, J. Opt. Soc. Am. B **11**, p. 886 (1994)

Whitle91 T.J. Withley, C.A. Millar, R. Wyatt: „Upconversino pumped green lasing in Er-doped fluorozirconate fibre“, Electron. Lett. **27**, p. 1785 (1991)

Yang95 L.-M. Yang et. al.: „Chirped-pulse amplification of ultrashort pulses with a multimode Tm:ZBLAN fiber upconversion amplifier“, Opt. Lett. **20**, p. 1044 (1995)

Zellmer95 H. Zellmer et. al.: „High-power cw neodymium-doped fiber laser operating at 9.2W with high beam quality“, Opt. Lett. **20**, p. 578 (1995)

Zellme99 H. Zellmer, P. Riedel, A. Tünnermann: „Visible upconversion lasers in Praseodymium-ytterbium-doped fibers“, Appl. Phys. B **69**, 417 (1999)

Zellme99a H. Zellmer, A. Tünnermann, H. Welling, S. Butteau, Conference on Lasers and Electro-Optics, paper CTuE2, p. 78 (1998)

Zhao94 Y. Zhao, S. Fleming: „High efficient blue Pr-doped fibre laser with high NA fiber“, Conference on Lasers and Electro-Optics, paper PD22-1 (1994)

Zhao94a Y. Zhao, S. Pool: „Efficient blue Pr-doped fluorid fibre upconversion laser“, Electron. Lett. **30**, p. 967 (1994)

Zhao95 X. Zhao, S. Flemming: „22mW blue output power from Pr fluorid fibre“, Optics Communications **114**, p. 285 (1995)

Zhao95a Y. Zhao: „Pr upconversion laser performance improvement by use of pump scaving“, Opt. Lett. **20**, p. 566 (1995)

Zhao96 Y. Zhao, S. Flemming: „All-solid state and all fibre blue upconversion laser“, Electron. Lett. **32**, p. 1199 (1996)

Xie94 P. Xie, T.R. Gosnell: „Tunable cw blue, green, orange and red upconversion fiber laser“, Conference on Lasers and Electro-Optics, paper WD1-1, p. 264 (1994)

Xie95 P. Xie, T.R. Gosnell: „room-temperature upconversion fiber laser tunable in the red“, Opt. Lett. **20**, p. 1014 (1995)

Publikationen

1998 Z.G. Zhang, J.G. Wang, V.Gäbler, B. Liu, H.J. Eichler: „Blue and green upconversion in Er^{3+}-doped YVO_4 crystals under infrared laser diode and red dye laser pumping", *Conference on Lasers*, Lushan (1998)

1999 H. Haese, V. Gäbler , H.J. Eichler, B. Liu, Hefang Hu, Changhong Qi: „Charakteristik der Degradationsproblematik in mit Thulium dotierten Fluoridfasern", *63. Physikertagung der DPG*, Heidelberg (1999)

V. Gäbler, H.J. Eichler, B.Liu: „Neue kompakte Festkörperlaser im grünen und blauen Spektralbereich", Exponat und Faltblatt für die Ausstellung, *Laser ´99*, München (1999)

2000 T. Meyer, V. Gäbler, H.J. Eichler, B. Liu: „Direktes Diodenpumpen von Thulium dotierten Fluoridfasern zum Aufbau von blauen Upconversionlasern", *64. Physikertagung der DPG*, Bonn (2000)

V. Gäbler, H.J. Eichler, C. Scharfenorth: „Thulium dotierte Upconversionfaserlaser mit blauer Emission", *DGaO Jahrestagung*, Jena (2000)

V. Gäbler, B. Liu, H. J. Eichler: „Efficient blue cw Nd:YAG microchip laser with two intracavity frequency doublers", Opt. Lett. **25**, 1343 (2000)

V. Gäbler, H.J. Eichler: „Blue Upconversion ZBLAN-Fiberlaser", Proceeding of the International Conference on Lasers, Albuquerque, New Mexico (2000)

V. Gäbler, B. Liu, H. J. Eichler: „Diode-pumped self-Q-switched single frequency 946nm / 473nm Nd,Cr:YAG microchip laser", Opt. Lett. **26**, 72 (2000)

2001 V. Gäbler, H.J. Eichler: „Blue diode-pumped upconversion ZBLAN-fiberlaser", Society for Optical & Quantum Electronics, Proceedings of the International Conference on Lasers (2001)

V. Gäbler, H.J. Eichler: „Blue and red Tm:ZBLAN upconversion fiber lasers", *65. Physikertagung der DPG*, Berlin (2001)

V. Gäbler, H.J. Eichler: „Monolithische Mikrochip- und Faserlaser mit blauer Emission", *DGaO Jahrestagung*, Göttingen (2001)

V. Gäbler, H.J. Eichler: „Neue kompakte grüne und blaue Festkörperlaser", Exponat und Faltblatt für die Ausstellung, *Laser´01*, München (2001)

S. Ferber, V. Gäbler, H.J. Eichler: „Strong violet and blue upconversion-emission from erbium-doped ZBLAN-fibers", Veröffentlichung geplant in Optical Materials (2001)

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. H.-J. Eichler für die Unterstützung meiner Dissertation im Rahmen einer vielseitigen Zusammenarbeit innerhalb der Lasergruppe des Optischen Institutes. Seine Ratschläge und reichhaltigen Erfahrungen auf dem Gebiet der Laserphysik haben diese Arbeit wesentlich geprägt. Sein Vertrauen, große Teilaufgaben unterschiedlicher Forschungsvorhaben und Kooperationen eigenständig durchführen zu können, ermöglichten mir eine umfassende wissenschaftliche Tätigkeit.

Herrn Dr. B. Liu gebührt mein Dank für die Vorbereitung und Einarbeitung eines hervorragenden wissenschaftlichen Forschungsprojektes sowie für die Zusammenarbeit bei zahlreichen gemeinsamen Veröffentlichungen im Rahmen chinesisch - deutscher Kooperationen.

Herrn Vizepräsident Prof. Dr. J. Sahm danke ich für die offene und herzliche Unterstützung im physikalischen Grundpraktikum III sowie einer einzigartigen Demonstration von Engagement in der Lehre.

Herrn Prof. D. Bimberg danke ich für die Verfügungstellung von neuartigen Quantenpunktlaserdioden und damit einer wesentlichen Bereicherung meiner Arbeit.

Bei Herrn Prof. Z. Zhang bedanke ich mich für die freundschaftliche Unterstützung und Bereitstellung zahlreicher Laser- und nichtlinearer optischer Kristalle, was mir einen wissenschaftlichen Querschnitt durch viele Teilgebiete der Festkörperlaserphysik ermöglichte.

Bei meinen Diplomanden, Examens- und Studienarbeitern S. Ferber, T. Meier, H. Haese und S. Meister möchte ich mich für eine gute Zusammenarbeit sowie das mir entgegengebrachte Vertrauen bedanken, und wünsche ihnen eine erfolgreiche Zukunft.

Ich danke allen Mitgliedern und Gastwissenschaftlern der Lasergruppe, insbesondere Frau C. Scharfenorth, Herrn Dr. J. Findeisen, Dr. O. Mehl, A. Hermerschmidt und E. Risse für ihre langjährige Zusammenarbeit und freundschaftliche Unterstützung.

Meiner Frau Julia danke ich für die vorbehaltlose Unterstützung während der Ausarbeitung meiner Dissertation.

Lebenslauf

von Volker Gäbler; geboren in Berlin am 21. Oktober 1972; Staatsangehörigkeit deutsch; verheiratet; ein Sohn

1979 - 87	Polytechnische Oberschule
1987 - 89	Erweiterte Oberschule; Intensivsprachklasse für Französisch
1989	Abschluß der 10-jährigen Musikschulausbildung im Fach Violine
1989 - 91	Abitur an der Spezialschule für Mathematik und Physik der Humboldt-Universität zu Berlin (HUB)
1991 - 92	Zivildienst
1992	Beginn des Studiums der Physik an der Technischen Universität Berlin (TUB)
1994	Vordiplom in Physik
1996	Seminararbeit am Optischen Institut der TUB: „Upconversionlaser im blauen und ultravioletten Spektralbereich“
1996	Studienarbeit am Optischen Institut der TUB: „Vergleichende Studie der 946nm, 1064nm und 1342nm Emission in diodengepumpten Neodymlasern“
1997 - 98	Diplomarbeit am Optischen Institut der TUB: „Diodengepumpte Mikrolaser im blauen Spektralbereich“
1998	Diplom in Physik, grundlagenorientierter Studiengang
1998 - 00	Wiss. Mitarbeiter am Optischen Institut im Forschungsprojekt: „Grundlegende Erforschung von diodengepumpten blauen Lasern und Verstärkern in LPE -Glasfasern“
2001	Wissenschaftlicher Assistent am Optischen Institut der TUB mit Lehraufgaben im Physikalischen Grundpraktikum
2001	Promotion mit Auszeichnung