

Hochempfindlicher Gasnachweis mit Thulium-Faserlasern

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
an der Fakultät für Mathematik,
Informatik und Naturwissenschaften,
Fachbereich Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Arnold Stark

Hamburg 2015

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. Henning Moritz
Priv.-Doz. Dr. Valery Baev

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. Peter E. Toschek
Prof. Dr. Günter Huber

Datum der Disputation: 15. Dezember 2015

Vorsitzende des Prüfungsausschusses: Prof. Dr. Daniela Pfannkuche

Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr. Jan Louis

Leiter des Fachbereichs Physik: Prof. Dr. Peter Hauschildt

Dekan der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften:
Prof. Dr. Heinrich Graener

Kurzzusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mit Laserdioden erregte, thulium-dotierte Faserlaser (Spektralbereich 1,70 bis 1,98 μm) und Tm:YAG-Scheibenlaser bei 2,015 μm erfolgreich für Absorptionsspektroskopie im Laserresonator (Intracavity Absorption Spectroscopy, ICAS) angewendet. Im Durchstimmbereich des Faserlasers liegen viele starke Absorptionslinien von Wasserdampf. Außerdem wurde Kohlendioxyd, Benzol, Toluol und Xylol nachgewiesen.

Zur spektralen Untersuchung des Laserlichts wurde ein neuartiges, spektral und zeitlich hochauflösendes Fourierspektrometer entwickelt. Zeitauflösende Messungen im „rapid scan“-Betrieb werden durch enge Kopplung von Faserlaser und Fourierspektrometer ermöglicht: Das Fourierspektrometer steuert den repetitiven Betrieb des Faserlasers, dessen Relaxationsschwingungen steuern die Datenaufnahme des Fourierspektrometers. Man erhält Spektren mit 0,02 cm^{-1} spektraler und 12 μs bis 20 μs zeitlicher Auflösung.

Die Spektren weisen starke spektrale Strukturen aufgrund von Etalons auf, was Identifikation und quantitative Auswertung von Absorptionslinien erschwert. Darum wurde das Computerprogramm „*Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten*“ entwickelt. Es geht von einem atmosphärischen Referenztransmissionsspektrum aus und bildet die Laserspektren ohne die Etalon-Strukturen durch Anpassung nach. Dabei berücksichtigt und bestimmt es die Einhüllende des Spektrums, die Apparatefunktion des Fourierspektrometers, einen konstanten Untergrund R und die effektive Absorptionsweglänge L_{eff} .

Beim Tm:YAG-Scheibenlaser ergibt die Auswertung mit dem Programm $11 \text{ km} \leq L_{\text{eff}} \leq 25 \text{ km}$, aber zwischen Laser- und angepasstem Spektrum verbleiben systematische Abweichungen unbekannter Ursache. Beim Tm:Faserlaser wurden effektive Absorptionsweglängen zwischen 4,6 km und 11,9 km ermittelt. In drei von vier untersuchten Spektralbereichen variiert L_{eff} kaum mit der Pumpleistung. Folglich wird die spektrale Entwicklung durch einen Prozess gestört, für den die Störrate proportional zur Lichtintensität ist. Das könnte Rayleighstreuung in der Glasfaser sein. Die effektive Absorptionsweglänge variiert aber mit dem Spektralbereich: 11 km bei 5656 cm^{-1} , 6,3 km bei 5124 cm^{-1} , 5,2 km bei 5482 cm^{-1} und 4,7 km bei 5296 cm^{-1} . Eine mögliche Ursache: Streuung bzw. Absorption und Reemission von Licht an H_2O -Molekülen, so dass es in die Lasermode zurückkehrt und destruktiv interferiert. Dafür spricht, dass die H_2O -Absorption bei 5656 cm^{-1} am kleinsten ($\geq 3\%$) und bei 5296 cm^{-1} am größten ist ($\geq 95\%$). Eine andere mögliche Ursache: Positionen und Stärken der Absorptionslinien in den Referenzspektren sind teils ungenau. *Relativ* zu einer geringen Resttransmission werden diese Fehler groß und können sich auf den angepassten L_{eff} -Wert auswirken.

Bei den zeitauflösenden Messungen am Tm-Faserlaser nimmt L_{eff} anfangs proportional zur Dauer t der Lasertätigkeit zu, doch schon bei der zweiten oder dritten Relaxationsspitze verlangsamt sich die Entwicklung. Das Laserspektrum schwingt anfangs breiter an und wird dann schmaler. Es gibt also spektrale Kondensation, weil der homogene Anteil an der Verstärkung den inhomogenen Anteil überwiegt.

Um ohne Spektrometer als Wasserdampfdektektor dienen zu können, wird der Faserlaser wellenlängenmoduliert und –stabilisiert und mit einer photoakustischen Zelle (PAZ) kombiniert. Das Mikrophonsignal der PAZ wird phasenempfindlich nachgewiesen. Modulation und Stabilisierung der Wellenlänge erfolgen mit einer elektronischen Regelung über den Strom eines Lautsprechers, in den eine resonatorinterne Linse integriert ist. Das Spektrum schwingt so hin und her, dass es mit mehreren kräftigen H_2O -Absorptionslinien abwechselnd überlappt und nicht überlappt. Der Wasserdampf in der PAZ absorbiert dann periodisch Licht, erzeugt eine akustische Welle und ein photoakustisches Signal, wenn wenig Wasserdampf in der Faserlaser-Absorptionszelle ist, da dann bei den Absorptionslinien spektrale Leistung vorhanden ist. Die Nachweisgrenze für Wasserdampf liegt zwischen 4 und 10 ppmv.

Abstract

In this work, thulium-doped fibre lasers ranging from 1,70 μm to 1,98 μm as well as a Tm:YAG disk laser at 2.015 μm , each excited by a laser diode, have successfully been applied to intracavity laser absorption spectroscopy (ICAS). The tuning range of the fibre laser encompasses many strong absorption lines of water vapour. Lines from Carbon dioxide, benzene, toluol, and xylol were also detected.

For the spectral examination of the laser light, a new kind of rapid scan Fourier spectrometer was developed and used. Time resolved measurements became possible by closely coupling the action of the Fourier spectrometer to that of the fibre laser: The spectrometer controls the repetitive laser action of the fibre laser, and the fibre laser's relaxation oscillations steer the Fourier spectrometer's data acquisition. In this way, intracavity fibre laser spectra with a spectral resolution of 0.02 cm^{-1} , and with a time resolution of 12 μs to 20 μs , were successfully recorded.

Unfortunately, the fibre laser spectra exhibit disturbing periodic spectral features due to Etalons within the laser resonator. These spectral features spoil the identification as well as quantitative examination of the absorption lines, which are present in the laser spectra. For this reason, the software „*Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten*“ was developed. It starts with an atmospheric reference transmission spectrum and from this, by fitting some parameters of the model, tries to reconstruct the laser spectrum. The program includes and determines the envelope of the spectrum, the instrumental line shape of the Fourier spectrometer as well as the effective absorption path length L_{eff} .

For the Tm:YAG disk laser, L_{eff} was found to range from 11 km to 25 km. However, the laser spectra considerably differ from the fitted transmission spectra. So far, the reason for this discrepancy is not understood. For the thulium-doped fibre laser, L_{eff} ranges from 4.6 km to 11.9 km. For a resonator that is completely filled by air, that would result in $8.6\text{ km} \leq L_{\text{eff},100\%} \leq 22\text{ km}$. Further, for three out of four spectral positions of the fibre laser, there is almost no change of the spectral sensitivity with pump power. This implies that the rate of perturbation of the fibre laser's spectral evolution is proportional to the intensity of light within the laser cavity like is true for Rayleigh scattering.

L_{eff} varies with the fibre laser's spectral position: $L_{\text{eff}} = 11\text{ km}$ for 5656 cm^{-1} , 6,3 km for 5124 cm^{-1} , 5,2 km for 5482 cm^{-1} , and 4,7 km for 5296 cm^{-1} . One possible explanation is scattering and/or absorption and reemission of light by H_2O molecules so that the scattered light returns to its initial laser mode but interferes destructively. This explanation is strengthened by the fact, that water vapour absorption is weak for 5656 cm^{-1} ($\geq 3\%$) and very pronounced at 5296 cm^{-1} ($\geq 95\%$). Alternatively, the smaller absorption path lengths could be explained by inaccuracies within the reference spectrum.

The time resolved ICA spectra of the thulium-doped fibre laser show that initially L_{eff} increases proportional to the duration t of laser action. However, already at the second (5124 cm^{-1}) or third relaxation (5656 cm^{-1}) peak, L_{eff} progresses more slowly. At the first relaxation peak, the laser spectrum is somewhat wider than for the following peaks. This kind of spectral condensation is evidence for the homogeneous broadening of the laser transition to have more impact than inhomogeneous broadening.

To use the thulium-doped fibre laser as a water vapour detector, wavelength modulation *and* stabilization was added to it. Further, a photoacoustic cell and a lock-in amplifier were added. The amplified signal of the PA microphone is analyzed by the lock-in amplifier. Wavelength modulation und stabilization are controlled via a loudspeaker that contains and moves the aspheric lens which is part of the fibre laser resonator. Thus the fibre laser spectrum swings to and fro, periodically overlapping with strong water vapour absorption lines. The water vapour inside the PA cell periodically absorbs light, generates a sound wave and a PA signal, only, if there is very little water vapour inside the fibre laser. Thus, a water vapour detection limit somewhere between 4 and 10 ppmv was realized.

Inhaltsübersicht

1	Einleitung	4
2	Absorptionsspektroskopie im Resonator von Vielmodenlasern	8
2.1	Absorptionsspektroskopie	8
2.2	Absorptionsspektroskopie im Laser-Resonator (ICAS)	9
2.3	ICAS mit verschiedenen Lasertypen	12
2.4	ICAS mit Faserlasern	14
2.5	Fundamentale Begrenzung der spektralen Empfindlichkeit bei ICAS	19
2.6	Streuung	21
2.7	Modenkopplung, räumliches Lochbrennen	23
2.8	Anschwingverhalten bei Lasern der „Klasse B“	26
2.9	Konzepte zur Erhöhung der spektralen Empfindlichkeit bei Faserlasern	28
2.10	Zusammenfassung des 2. Kapitels	29
3	Thulium-Faserlaser	30
3.1	Glasfasern	30
3.2	Thulium-Laser und -Faserlaser	33
3.3	Prinzipieller Aufbau von Faserlasern für ICAS	35
3.4	Fasereigenschaften	38
3.5	Faserpräparation, Ver- und Entspiegelung	40
3.6	Faserlaser mit beidseitig verspiegelten Endflächen	45
3.7	Thulium-Faserlaser mit Absorption im Resonator	49
3.8	Nachweis von Benzol, Toluol, Xylol	55
3.9	Zwischenbilanz Thulium-Faserlaser	59
4	Fourierspektrometer mit und ohne Zeitauflösung	61
4.1	Interferogramm und Spektrum	63
4.2	Auflösungsvermögen und endliche Integrationsgrenzen	65
4.3	Numerische Berechnung des Spektrums	67
4.4	Aufbau und Funktionsweise des Fourierspektrometers für Dauerlicht	69
4.5	Experimentelle Bestimmung des Auflösungsvermögens des Fourierspektr.	75
4.6	Zeitauflösende Fourierspektroskopie	77
4.7	Verfahren zeitauflösender Fourierspektroskopie an modulierten Lichtquellen	79
4.8	Zeitauflösende Fourierspektroskopie an Lasern mit Relaxationsschwingungen	81
4.9	Realisierung des zeitauflösenden Fourierspektrometers	83
4.10	Zwischenbilanz Fourierspektrometer	89

5	Spektrale Eigenschaften von Thulium-ICAS-Lasern	91
5.1	Einzelne und mittelnde Messung von Laserspektren per Fourierspektrometer	92
5.2	Auswertung von Fourier-ICAS-Laserspektren	96
5.3	Das Programm „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten“	100
5.4	Ausgewertete Faserlaserspektren	106
5.5	Zeitaufgelöste Spektren eines Tm^{3+} -Faserlasers	114
5.6	ICAS mit Tm:YAG und TM:LuAG-Lasern	120
5.7	Zwischenbilanz: Spektrale Eigenschaften von Thulium- ICAS-Lasern	125
6	Wellenlängenmodulierter ICAS-Faserlaser & photoakustischer Nachweis	127
6.1	Methoden zum Nachweis von Wasserdampf	127
6.2	Photoakustische Spektroskopie und Photoakustischer Nachweis von ICA	130
6.3	Konzeption eines Thulium-Faserlaser-Wasserdampfdetektors	132
6.4	Wellenlängenmodulierter und -stabilisierter Faserlaser	135
6.5	Photoakustischer Nachweis von H_2O -Absorption im wellenlängenmod. Faserlaser	141
6.6	Zusammenfassung von Kapitel 6	145
7	Zusammenfassung	147
	Anhang A: Das Programm „Schicht“	152
	Anhang B: Ergänzungen zum Programm „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten“	153
	Anhang C: Schritt-für-Schritt-Anleitung zu „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten“	156
	Anhang D: Schaltplan zur Wellenlängenstabilisierung	163
	Literaturverzeichnis	165
	Geräteverzeichnis	177
	Danksagung	184

1. Einleitung

Absorptionsspektroskopie im Laser-Resonator (**ICAS**, engl. **I**ntra **C**avity **A**bsorption **S**pectroscopy) ist eine hochempfindliche, seit Anfang der 1970er Jahre [Pakhomycheva70, Hänsch72] bekannte Methode zum Nachweis schwacher Absorptionen. Sie eignet sich gleichermaßen zum Nachweis geringer Absorber-Konzentrationen wie zur Entdeckung besonders schwacher Absorptionslinien. Bei dieser Spektroskopie-Methode befindet sich die zu untersuchende Gasprobe im Resonator eines Vielmoden-Lasers, dessen Verstärkungsprofil homogen verbreitert ist. Besitzt die Probe im spektralen Bereich der Laseremission schmalbandige Absorptionen, so prägen sich diese als charakteristische Absorptionslinien dem Spektrum des Laserlichts auf.

Absorptionslinien, die so im Spektrum von Laserlicht erzeugt wurden, sind um Größenordnungen kräftiger ausgeprägt als im Spektrum von weißem Licht nach einfacher Durchquerung derselben Probe [Baev99]. Die effektive Absorptionsweglänge L_{eff} – sie gibt an, wie lang der Weg von weißem Licht durch die Probe sein müsste, um gleiche Ausprägung der Absorptionslinien zu ergeben – variiert bei ICAS je nach Lasertyp und Laserparametern. Bei Halbleiterlasern beträgt sie bis zu 40 km [Eschner92], bei Farbzentrenlasern bis zu 100 km [Baev99], bei Neodym-Faserlasern bis zu 130 km [Böhm93, Hünkemeier00], mit Ti:Saphir-Laser wurden 1300 km verwirklicht [Sierks93, Hünkemeier95], und mit einem Farbstofflaser wurden sogar bis zu 70000 km erzielt [Sierks96, Baev99].

Damit ein Gas mit ICAS nachgewiesen werden kann, muss es in jenen spektralen Bereichen, in denen der jeweilige Laser emittieren kann, schmalbandige Absorptionen aufweisen. Das Emissionsspektrum des Lasers sowie die homogene Verbreiterung des Laserübergangs müssen deutlich breiter sein als die nachzuweisenden Absorptionslinien [Baev99]. Besonders universell einsetzbar sind Laser, bei denen sich das Emissionsspektrum zudem über einen großen Bereich durchstimmen lässt. Dies ist für die meisten der oben aufgezählten Laser der Fall, jedoch liegen ihre Emissionsbereiche sämtlich im Sichtbaren oder im nahen Infrarot. Es ist sinnvoll, mit weiteren Lasertypen weitere Wellenlängenbereiche für den Einsatz von ICAS zu erschließen, wobei eine Erweiterung ins mittlere Infrarot besonders erstrebenswert scheint, weil dort die Absorptionslinien von Molekülen stärker sind, so dass (bei gleicher effektiver Absorptionsweglänge) geringere Gaskonzentrationen nachweisbar werden.

Für Schritte ins mittlere Infrarot eignen sich unter anderem Festkörper, die mit Übergangsmetallen wie Chrom dotiert sind, und die zum Teil sehr große Durchstimmbereiche erlauben: So wurden mit einem von 1,6 μm bis 2,5 μm durchstimmbaren Co:MgF_2 -Laser ca. 300 km Absorptionsweglänge erzielt [Podmarkov99], und auch ein $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -Laser, der von 2 μm bis 3 μm durchstimmbar ist, eignet sich für ICAS [Akimov04]. Auch Laser auf der Basis von Kristallen, die mit Seltenen Erden wie Holmium, Erbium oder Thulium dotiert sind, eignen sich gut, jedoch ergeben sich in der Regel relativ kleine Durchstimmbereiche. Größere Durchstimmbereiche kann man mit Lasern auf der Basis von selten-erd-dotierten Glasfasern erzielen, denn die laseraktiven Ionen nehmen im amorphen Glas eine Vielzahl von verschiedenartigen Plätzen ein, was eine zusätzliche,

inhomogene Verbreiterung der atomaren Übergänge bewirkt. Die von verschiedenen Glasfaser-Lasern überdeckten Spektralbereiche reichen bis ca. $3,9 \mu\text{m}$. In vielen Fällen ist Anregung mit Einzelemittier-Laserdioden möglich, so dass kompakte und preiswerte Konstruktion möglich ist. Letzteres wird wichtig, wenn man daran denkt, Gasetektoren, welche die ICAS-Methode ausnutzen, serienmäßig zu produzieren.

Zentrales Thema dieser Arbeit ist Absorptionsspektroskopie im Resonator von Thulium-Faserlasern im Spektralbereich von $1,7 \mu\text{m}$ bis $1,98 \mu\text{m}$. Dieser Wellenlängenbereich ist interessant, weil hier u.a. Absorptionslinien von Wasserdampf, Kohlendioxid, Methan (CH_4), Ammoniak (NH_3), Salzsäure (HCl), Bromwasserstoff (HBr), und Lachgas (N_2O) liegen, und auch Benzol, Toluol und Xylol weisen hier Absorptionslinien auf. Beschrieben werden mehrere im Rahmen dieser Arbeit realisierte thulium-dotierte Faserlaser. Diese wurden verbessert bis hin zu einer in Bezug auf die Wellenlänge stabilisierten bzw. modulierten Ausführung mit resonatorinterner Absorptionzelle. Die laserphysikalischen und Absorptionseigenschaften dieser Faserlaser wurden analysiert. Daneben wurden auch thulium-dotierte Kristall-Laser mit Emission bei $2 \mu\text{m}$ auf Absorption im Laser-Resonator untersucht.

Ein weiteres Thema dieser Arbeit ist ein neuartiges, zeitlich und spektral hochauflösendes Fourierspektrometer, das zur Messung der Laser-Emissionsspektren aufgebaut wurde. Die zeitauflösende Messung des Emissionsspektrums wird dabei im Wesentlichen erreicht durch Synchronisation der Datenaufnahme des Fourierspektrometers mit repetitivem Betrieb (regelmäßiges Ein- und Ausschalten bzw. Modulation) des Lasers. Dabei kontrolliert das Fourierspektrometer den repetitiven Betrieb des Faserlasers, und das Einschwingverhalten des Faserlasers bestimmt die Datenaufnahme des Fourierspektrometers. Ein Ziel zeitauflösenden Messens ist die Untersuchung der Entwicklung des Laserspektrums bevor es stationär wird; insbesondere soll die Zeitkonstante der Ausprägung der Absorptionslinien bestimmt werden. Natürlich kann das Fourierspektrometer auch Laserspektren im Dauerstrichbetrieb messen.

In beiden Fällen erfolgt die Analyse der gemessenen Laserspektren durch ein dafür entwickeltes Programm. Es bildet das Laserspektrum nach aus der Einhüllenden des Laserspektrums, dem Transmissionsspektrum für Luft und der Apparatefunktion des Fourierspektrometers. Diese drei Komponenten werden anhand geeigneter Modelle parametrisiert. Die Parameter werden vom Programm optimiert, so dass gemessenes und nachgebildetes Laserspektrum möglichst gut übereinstimmen. Als einer der Parameter ergibt sich die effektive Absorptionsweglänge L_{eff} .

Interessiert man sich nur für die Bestimmung der Konzentration eines Gases im Resonator, so kann die Analyse des Laserlichts photoakustisch erfolgen, wie T. Latz et al. demonstrierten [Latz99]. Eine für Vielmodenlaser neuartige Variation dieser Methode ist ein weiteres Thema dieser Arbeit: Dabei wird die mittlere Emissionswellenlänge des Faserlasers moduliert, so dass das Laserspektrum mit einigen schmalen Absorptionslinien periodisch überlappt und *nicht* überlappt. Das auf diese Weise modulierte Laserlicht erzeugt in einer photoakustischen Zelle, die mit dem nachzuweisenden Gas gefüllt ist, ein photoakustisches Signal. Dieses nimmt ab, wenn der Partial-

druck des Gases im Laser-Resonator zunimmt. Es wird untersucht, welche Nachweisgrenze für Wasserdampf sich auf diese Weise mit dem vorliegenden Thulium-Faserlaser erzielen lässt.

Teile der im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse wurden bereits in einer Veröffentlichung, einer Patentschrift, in Konferenzbeiträgen und in Diplomarbeiten publiziert:

A. Stark, L. Correia, M. Teichmann, S. Salewski, C. Larsen, V.M. Baev, P.E. Toschek:
Intracavity Absorption Spectroscopy with Thulium-doped Fibre Laser
Optics Communications **215** (2003) 113-123

V.M. Baev, A. Stark, P.E.Toschek:
Höchstempfindlicher Gasdetektor
Deutsche Patentanmeldung DE 102 00 029.8
Anmeldetag 3.1.2002, Veröffentlichungsdatum 11.7.2002
<https://register.dpma.de/DPMAregister/pat/PatSchrifteneinsicht?docId=DE10200029A1>

A. Stark, L. Correia, V.M. Baev, P.E.Toschek:
Photoacoustic detection of water vapour absorption in mutli-mode thulium-doped fibre laser
ECAMP VII - Seventh European Conference on Atomic and Molecular Physics, Berlin, 2.-6.4.2001;
Verhandlungen DPG (VI) **36**, 5/148, MO 14.3 (2001)

A. Stark, L. Correia, S. Salewski, C. Larsen, V.M. Baev, P.E. Toschek:
Intracavity Absorption Spectroscopy from 1.7 to 2 μ m with Thulium-doped Fibre Laser
CLEO/Europe 2000, Nizza, 10-15.09.2000, Conference Digest p.240. CWF107

S. Salewski, A. Stark, V.M. Baev, P.E. Toschek:
Fourier-Multiplex-Spektrometer für die Analyse von Laser-Impulsen
Frühjahrstagung der der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Heidelberg, 15.-19.3. 1999
Verhandlungen DPG (VI) **34**, 405, Q 30.4 (1999)

M. Teichmann, A. Stark, C. Larsen, V.M. Baev, P.E.Toschek:
Tm³⁺-Faserlaser im Spektralbereich 1.7-2 μ m für Spektroskopie im Laser-Resonator
Frühjahrstagung der der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Heidelberg, 15.-19.3. 1999
Verhandlungen DPG (VI) **34**, 398, Q 21.6 (1999)

A. Stark, M. Teichmann, C. Larsen, V. M. Baev, and P. E. Toschek:
Intracavity spectroscopy with Tm³⁺-doped fiber laser in the spectral range 1.7-2.0 μ m
Deutsch-Russisches Laser-Symposium, München, 7.-10.10.1998

Gerald Rapior
Untersuchung der Empfindlichkeit von Intracavity-Spektroskopie mit Tm-dotierten Faserlasern
Diplomarbeit, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg, April 2004

Luis Correia
Absorptionsspektroskopie im Resonator eines tm-dotierten Faserlasers im Spektralbereich 1,7 μ m – 2 μ m mit photoakustischem Nachweis
Diplomarbeit, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg, Januar 2002

Stefan Salewski
Zeitaufgelöste Fourier-Spektroskopie an IR-Faserlasern
Diplomarbeit, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg, 1999

Mark Teichmann
Spektrale Eigenschaften eines Tm-dotierten Faser-Lasers mit Absorption im Resonator
Diplomarbeit, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg, 1999

2. Absorptionsspektroskopie im Resonator von Vielmoden-Lasern (ICAS)

Dieses Kapitel ist der Absorptionsspektroskopie im Resonator von Vielmoden-Lasern gewidmet. Grundlagen, Implementierungen mit verschiedenen Lasern, insbesondere Faserlasern, und Mechanismen der Begrenzung der spektralen Empfindlichkeit dieses Verfahrens werden erläutert.

2.1 Absorptionsspektroskopie

Bei konventioneller Absorptionsspektroskopie durchquert weißes Licht eine Absorptionszelle, welche die zu untersuchende Gasprobe enthält. Absorbiert die Probe bei der Lichtfrequenz ν Licht, so wird der Lichtfluss $J(\nu)$ gemäß dem Gesetz von Lambert-Beer exponentiell geschwächt:

$$J(\nu) = J_0(\nu) \cdot e^{-\kappa(\nu) \cdot L} \quad (1)$$

Dabei steht $J_0(\nu)$ für den Lichtfluss vor der Absorptionszelle, $\kappa(\nu)$ für den Absorptionskoeffizienten der Probe und L für die optische Länge des Absorbers. Der Absorptionskoeffizient $\kappa(\nu)$ ist das Produkt aus der Teilchendichte n des Absorbers und dem Wechselwirkungsquerschnitt $\sigma(\nu)$:

$$\kappa(\nu) = n \cdot \sigma(\nu) \quad (2)$$

Das Absorptionssignal $K(\nu)$ im Spektrum des aus der Zelle austretenden Lichts wird definiert als

$$K(\nu) \equiv \ln\left(\frac{J_0(\nu)}{J(\nu)}\right) = \kappa(\nu) \cdot L \quad (3)$$

Für kleine Abschwächungen $\Delta J(\nu) \equiv J_0(\nu) - J(\nu) \ll J_0(\nu)$ ergibt sich

$$K(\nu) \approx \frac{\Delta J(\nu)}{J_0(\nu)} \quad (4)$$

Weist man das aus der Zelle austretende Licht spektral aufgelöst nach, so bestimmt die minimale technisch nachweisbare Abschwächung ΔJ_{\min} , die so groß wie das Rauschen ist, den kleinsten, mit der gegebenen Absorptionsweglänge L nachweisbaren Absorptionskoeffizienten κ_{\min} [Baev99]:

$$\kappa_{\min} = \frac{1}{L} \cdot \frac{\Delta J_{\min}}{J_0} = \frac{K_{\min}}{L} \quad (5)$$

Man kann diesen Zusammenhang auch so ausdrücken: Die Nachweisgrenze κ_{\min} setzt sich aus zwei Faktoren zusammen: Aus der spektralen Empfindlichkeit, die durch die Absorptionsweglänge L bestimmt ist, und aus der Nachweisempfindlichkeit, die durch das minimale nachweisbare Absorptionssignal $K_{\min} = \Delta J_{\min}/J_0$ festgelegt wird. Zur Erhöhung der Nachweisgrenze kann man unabhängig voneinander sowohl die Nachweisempfindlichkeit als auch die spektrale Empfindlichkeit erhöhen. Zur Erhöhung der Nachweisempfindlichkeit kann man rauschunterdrückende Modulationstechniken wie photoakustische Spektroskopie [Tam83, Sigrist94, Latz99] oder Frequenzmodulationsspektroskopie [Silver92] verwenden. Zur Erhöhung der spektralen Empfindlichkeit vergrößert man die Absorptionsweglänge L . Mit offenen Absorptionswegen in der Atmosphäre lassen sich einige Kilometer Absorptionsweglänge erreichen [Curcio64, Edner93]. Mit Vielfachreflexionszellen erreicht man typisch einige hundert Meter Absorptionsweglänge, da Streuung, Beugung

2.1 Absorptionsspektroskopie

und unvollkommene Spiegel diese Technik ebenso begrenzen wie die Notwendigkeit, die vielfach reflektierten Strahlen voneinander geometrisch zu trennen [Baev99].

Eine weitere Möglichkeit zur Erhöhung der spektralen Empfindlichkeit bietet die Methode der Cavity-Ringdown-Spektroskopie (CRDS) [O'Keefe88, Berden00]. Dabei wird das Licht eines zumeist schmalbandigen Lasers in einen passiven Resonator hoher Güte eingekoppelt; d.h. der Resonator wird entweder mit einem Puls des Lasers oder mit seinem kontinuierlich ausgesendeten Licht „gefüllt“. Dann wird die Lichtzufuhr gestoppt, und man misst den zeitlichen Verlauf der Leistung $P(t)$ der Maxima der aus dem Resonator austretenden Lichtpulse bzw. des vom Resonator kontinuierlich abgegebenen Lichts. Diese Leistung fällt mit der Zeit exponentiell ab, denn das im Resonator umlaufende Licht wird sowohl durch Streuung und Transmission an den Spiegeln als auch durch die Absorption des im Resonator befindlichen Absorbers geschwächt. Vergleich man Messungen ohne und mit Absorber, so weisen Messungen mit Absorber einen schnelleren Zerfall und daher eine kleinere Zeitkonstante τ_κ auf als Messungen ohne Absorber (τ_0). Aus dem Unterschied der Zeitkonstanten ergibt sich der Absorptionskoeffizient κ des Absorbers bei der Wellenlänge λ des Lasers. Die Absorptionsweglänge dieser Methode entspricht der effektiven Länge des Lichtwegs im Resonator, $L_{\text{eff}} = c \cdot \tau_0 \approx d/(1 - R)$, wobei d und R Abstand und Reflexion der Spiegel sind. Mit $d = 1$ m und $R = 99,999\%$ ergibt sich $L_{\text{eff}} = 100$ km. Begrenzend wirken sich Streuung und Absorption an den Laserspiegeln aus. Außerdem sind besondere Verfeinerungen der CRDS-Technik erforderlich, um den Absorptionskoeffizienten je Messung nicht nur für *eine* Wellenlänge bzw. Frequenz (die des Lasers) zu erhalten [Berden00]. Die Zeitauflösung der Cavity-Ring-Down-Spektroskopie ist durch die Zeitkonstante τ_0 begrenzt.

2.2 Absorptionsspektroskopie im Laserresonator (ICAS)

Mit Absorptionsspektroskopie im Resonator von Vielmodenlasern (**ICAS**, engl. **Intra Cavity Absorption Spectroscopy**) wird viel höhere spektrale Empfindlichkeit erreicht als bei konventioneller Absorptionsspektroskopie. Das Grundprinzip von ICAS wird hier in Anlehnung an [Baev99, Latz98 & Hünkemeier01] beschrieben und ist in Abbildung 1 dargestellt: Das Probegas, dessen Absorptionsspektrum $\kappa(\nu)$ schmalbandige Linien aufweist, wird in den Resonator eines Vielmodenlasers eingebracht. Im Vergleich zu konventioneller Absorptionsspektroskopie mit Vielfachreflexionszelle wird also die Vielfachreflexionszelle durch einen Resonator ersetzt und um ein verstärkendes Medium ergänzt. Im Vergleich zur Cavity-Ring-Down-Spektroskopie werden die (breitbandigen) Verluste des Resonators aufgrund von Spiegeltransmission, Streuung oder Beugung durch die ebenfalls breitbandige Lichtverstärkung $g(\nu)$ ausgeglichen; man braucht daher nicht Spiegel höchster Reflexion. Vergrößert man die breitbandigen Verluste, so steigt die Verstärkung in gleichem Maße an. Hingegen werden Verluste durch Absorptionen, die schmaler sind als der *homogene* Anteil der *Verbreiterung* der Verstärkung sind, nicht ausgeglichen, da die aktiven Lasermoden an derselben Verstärkung teilhaben, so dass die Verstärkung durch die

2.2 Absorptionsspektroskopie im Laserresonator (ICAS)

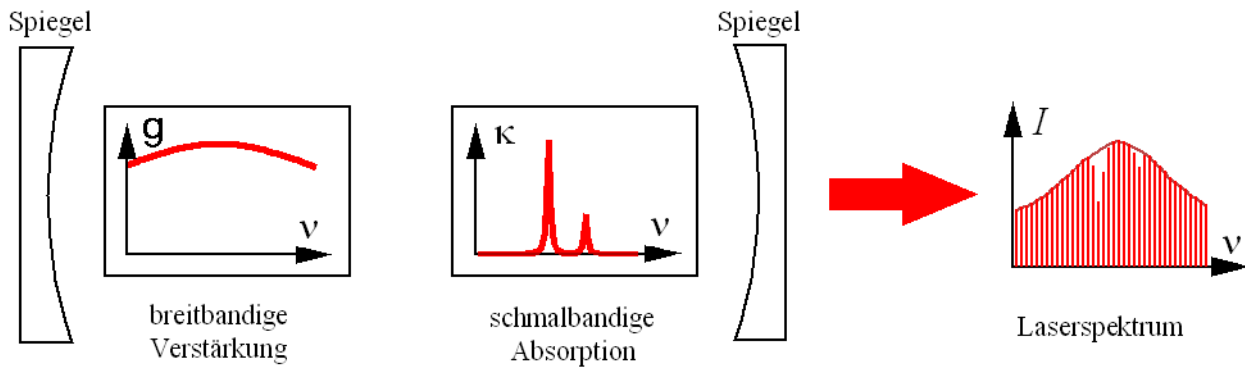


Abbildung 1: Das Prinzip der Absorptionsspektroskopie im Resonator eines Vielmodenlasers: Ein Probegas mit schmalbandigen Absorptionen befindet sich im Resonator. Breitbandige Verluste werden durch die breitbandige Verstärkung ausgeglichen. Dem Laserspektrum, das aus den Frequenzen der aktiven Resonatormoden besteht, sind die schmalbandigen Absorptionslinien aufgeprägt.

Lasermode mit den geringsten Verlusten bestimmt wird. Das Spektrum des Lichts eines Vielmodenlasers setzt sich aus den spektralen Leistungen der aktiven Lasermode zusammen. Die *Einhüllende* des Spektrums verbindet die spektralen Leistungen der Mode, die nicht oder minimal von Absorption betroffen sind. Für Mode, die von schmalbandiger Absorption betroffen sind, bleibt die spektrale Leistung unterhalb der Einhüllenden. So prägen sich die schmalbandigen Absorptionslinien dem Laserspektrum auf. Als instruktives Beispiel diene ein Rh6G-Farbstofflaser [Baev99], dessen Resonator Luft und somit Wasserdampf enthält. Wasserdampf weist im Emissionsbereich des Rh6G-Farbstofflasers zahlreiche schmale und schwache Absorptionslinien auf. In Abbildung 2 ist ein Emissionsspektrum dieses Rh6G-Farbstofflasers zeitaufgelöst dargestellt (die Messung erfolgte per CCD-Zeile in der Austrittspaltebene eines Gitterspektrographen): Der Laser schwingt zunächst schwach und breitbandig an, wobei die Absorptionslinien noch relativ schwach ausgeprägt sind. Mit der Zeit verengt sich das Spektrum, d.h. es kommt zu *spektraler Kondensation*.

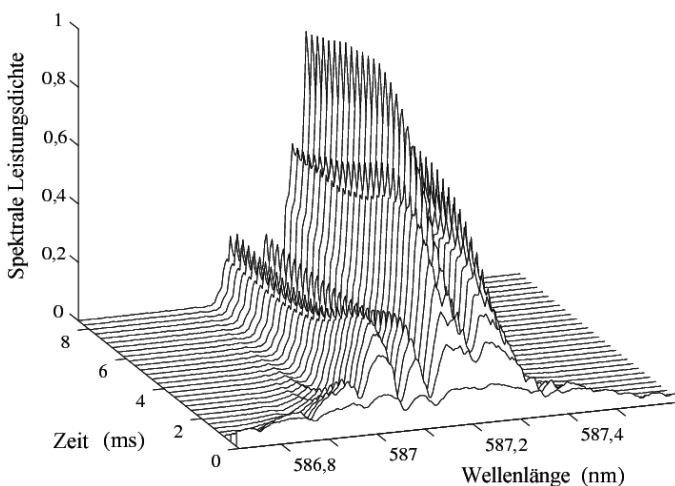


Abbildung 2: Zeitaufgelöstes Spektrum eines Rh6G-Farbstofflasers mit resonatorinterner Absorption durch Wasserdampf [Baev99, Latz98].

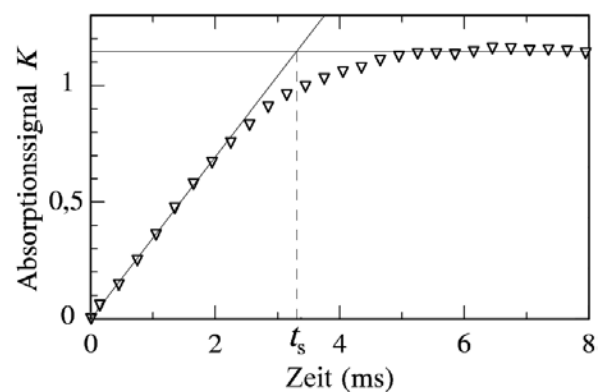


Abbildung 3: Zeitliche Entwicklung des Absorptionssignals der Absorptionslinie bei 587,2 nm [Baev99].

Gleichzeitig nehmen die Laserleistung sowie die Tiefe der Absorptionslinien (relativ zur Einhüllenden) zu. Für jede Absorptionslinie kann das Absorptionssignal K berechnet werden gemäß

$$K = \ln\left(\frac{M_q}{M_{q,\kappa}}\right) \approx \ln\left(\frac{J_E(\nu)}{J(\nu)}\right). \quad (6)$$

$M_{q,\kappa}$ und M_q sind die Photonenzahlen in der durch schmalbandige Absorption betroffenen Mode q mit und ohne Absorption im Resonator. Da diese Werte experimentell nicht gleichzeitig vorliegen, verwendet man einfacher $J(\nu)$, die spektrale Leistungsdichte an der tiefsten Stelle der Absorptionslinie, und $J_E(\nu)$, die spektrale Leistungsdichte der Einhüllenden des Laserspektrums an der gleichen spektralen Stelle. In Abbildung 3 ist dargestellt, wie sich das Absorptionssignal K für die Absorptionslinie in der Mitte des Spektrums bei 587,18 nm entwickelt: In den ersten 2 ms wächst das Absorptionssignal proportional zu der Zeit, die seit Beginn des Laserbetriebs vergangen ist. Anschließend verringert sich die Zunahme des Absorptionssignals mehr und mehr, bis nach ca. 6 ms der stationäre Wert des Absorptionssignals erreicht wird. Die Gerade durch die ersten Werte des Absorptionssignals schneidet den stationären Wert bei 3,3 ms; dies ist die *spektrale Sättigungszeit* t_s dieses Lasers. Aus der spektralen Sättigungszeit wird die effektive Absorptionsweglänge L_{eff} berechnet als Maß für die spektrale Empfindlichkeit des Lasers auf Absorption im Laserresonator:

$$L_{\text{eff}} \equiv c \cdot t_0 \equiv \frac{K}{\kappa}, \quad (7)$$

dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit. t_0 ist die *Wechselwirkungszeit* des Laserlichts mit dem Absorber, das ist entweder die spektrale Sättigungszeit t_s oder die Zeit seit Beginn des Laserbetriebes. Für den Rh6G-Farbstofflaser aus dem obigen Beispiel ist $L_{\text{eff}} = c \cdot 3,3 \text{ ms} \approx 1000 \text{ km}$.

Bei diesem Farbstofflaser befand sich der Verstärker in einem 50 μm dicken Flüssigkeitsstrahl, der restliche, 68 cm lange Resonator stand dem Absorber zur Verfügung. Füllt der Absorber den Resonator nicht so vollständig aus (z.B. wenn er sich in einer Absorptionszelle innerhalb des Resonators befindet) so reduziert dies die effektive Absorptionsweglänge. Ist im Resonator der Länge L_{res} die Strecke L_{probe} mit dem absorbierenden Gas gefüllt, kann aus der effektiven Absorptionsweglänge L_{eff} eine *hochgerechnete* effektive Absorptionsweglänge $L_{\text{eff},100\%}$ für einen fiktiven, vollständig mit Absorber gefüllten Resonator abgeleitet werden gemäß

$$L_{\text{eff},100\%} = \frac{L_{\text{res}}}{L_{\text{probe}}} \cdot L_{\text{eff}} = \frac{L_{\text{eff}}}{\beta} \quad \text{mit} \quad \beta = \frac{L_{\text{probe}}}{L_{\text{res}}} \quad (8)$$

Allerdings ist es nicht immer möglich, die Absorberlänge L_{probe} bis auf die Resonatorlänge L_{res} zu steigern. In diesem Fall wirkt sich der *Füllfaktor* $\beta = L_{\text{probe}}/L_{\text{res}}$ begrenzend auf die erreichbare effektive Absorptionsweglänge L_{eff} aus. In diesem Fall ist die Angabe der hochgerechneten effektiven Absorptionsweglänge $L_{\text{eff},100\%}$ dann mehr eine akademische Übung.

2.3 ICAS mit verschiedenen Lasertypen

Die meisten Absorptionslinien von Gasen sind schmaler als $0,3 \text{ cm}^{-1}$, so dass sich viele Arten von Vielmodenlasern für den Nachweis dieser Absorptionslinien mittels ICAS eignen und viele auch verwendet werden. Zuerst wurde Absorption im Laserresonator 1970 von L.A. Pakhomycheva et al. mit einem Nd^{3+} :Glas-Laser nachgewiesen [Pakhomycheva70, Belikova72], zwei Jahre später und unabhängig davon auch von Hänsch et al. im Resonator eines Farbstofflasers [Hänsch72]. Seither folgten Farbzentrenlaser [Baev79+81], Ti:Saphir-Laser [Gilmore90, Sierks93], Diodenlaser [Baev92, Eschner92], Faserlaser [Böhm93+97] und andere Festkörperlaser. Mit einem Laser können natürlich nur solche Absorptionslinien nachgewiesen werden, die innerhalb des Spektralbereichs (Durchstimmbereichs) liegen, der für den Laser zugänglich ist – ggf. muss der Laser mit spektral selektiven Elementen an die entsprechende spektrale Position gestimmt werden.

Kein anderer Lasertyp erreicht die effektive Absorptionsweglänge des Farbstofflasers. Dennoch ist der Einsatz anderer Lasertypen sinnvoll: Erstens erschließen sie andere Spektralbereiche. Zweitens kann das jeweilige Laserspektrum breiter sein, so dass ein größerer Spektralbereich auf einmal erfasst wird. Drittens ist der technische Aufwand oft geringer. Tabelle 1 gibt einen Überblick über einige für ICAS verwendete Arten von Vielmodenlasern und über ihre wichtigsten Eigenschaften. Der Nd:Glas-Laser, bei dem ICAS zuerst beobachtet wurde, ist nach dem Farbstofflaser immer noch der empfindlichste Lasertyp (begrenzt durch die Dauer des Laserpulses), und er ist von 1050 nm bis 1083 nm durchstimmbar [Belikova75, Sinitsa77, Baev85].

Wesentlich größer ist der Durchstimmbereich des Ti:Saphir-Lasers, der bis zu 1300 nm effektive Absorptionsweglänge aufweist [Sierks93, Kachanov95, Hünkemeier95]. Sein Emissionsspektrum ist aber schmal und Aufbau und Betrieb eines Ti:Saphir-Lasers sind vergleichsweise aufwändig, da zur Anregung ein leistungsstarker Laser im grünen Spektralbereich benötigt wird.

Diodenlaser sind im Spektralbereich von 0,4 μm bis 1,62 μm verfügbar und relativ einfach für ICAS aufzubauen. Dem einzelnen Diodenlaser ist aber nur ein kleiner Spektralbereich zugänglich; zudem sind L_{eff} ($< 40 \text{ km}$) und Emissionsbandbreite ($< 0,1 \text{ cm}^{-1}$) gleichermaßen gering [Eschner92].

Lasertyp	t_s (ms)	L_{eff} (km)	Spektralbereich (μm)	Quelle
Farbstofflaser	≤ 230	≤ 70000	0,4 – 1	[Latz2, Baev99]
Nd:Glas-Laser	≤ 12	≤ 3600	1,05 – 1,08	[Baev85]
Ti:Saphir-Laser	$\leq 4,5$	≤ 1300	0,67 – 1,1	[Sierks93]
Farbzentren-Laser	$\leq 0,4$	≤ 120	0,6 – 3,0	[Baev81]
Diodenlaser	$\leq 0,13$	≤ 40	0,4 – 30	[Eschner92]
Co:MgF ₂ -Laser	$\leq 1,0$	≤ 300	1,6 – 2,5	[Podmarkov99]
Cr ²⁺ :ZnSe-Laser	?	?	2,0 – 3,0	[Akimov04]
Faserlaser	$\leq 0,43$	≤ 135	0,45 – 3,9	[Böhm97]

Tabelle 1: Spektrale Sättigungszeit t_s , effektive Absorptionsweglänge L_{eff} und zugänglicher Spektralbereich der Emission verschiedener Lasertypen.

2.3 ICAS mit verschiedenen Lasertypen

Farbzentrenlaser gibt es für viele Spektralbereich, jedoch ist der technische Aufwand groß, insbesondere wenn Kühlung durch flüssigen Stickstoff erforderlich ist. Die Absorptionsempfindlichkeit beträgt bis zu 100 km [Baev99].

Bis auf einige Farbzentrenlaser haben die genannten Laser Emissionsbereiche im Sichtbaren oder im nahen Infrarot. Die Absorptionslinien der meisten Gase sind in diesem Spektralbereich aber relativ schwach. Stärker sind die Absorptionslinien zumeist zwischen 1,5 μm und 10 μm Lichtwellenlänge. Bei gleicher effektiver Absorptionsweglänge können hier folglich geringere Gaskonzentrationen nachgewiesen werden. Emission zwischen 1,5 μm und 3 μm findet man z.B. bei Festkörpern, die mit Übergangsmetallen dotiert sind: Mit einem Co:MgF_2 -Laser, der von 1,6 μm bis 2,5 μm durchstimmbare ist, wurden 300 km Absorptionsweglänge erzielt [Podmarkov99]. Auch der $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -Laser eignet sich für ICAS [Akimov04]; er ist von 2 μm bis 3 μm durchstimmbare. Ferner findet man zwischen 1,5 μm bis 3 μm Laser auf der Basis von Kristallen, welche mit Seltenen Erden wie Holmium, Erbium oder Thulium dotiert sind, jedoch ergeben sich zumeist relativ hohe Laserschwellen und relativ kleine Durchstimmbereiche. Größere Durchstimmbereiche lassen sich mit Lasern auf der Basis von selten-erd-dotierten Glasfasern erzielen. Zwar ist die bisher erreichte Empfindlichkeit auf Absorption im Resonator mit ca. 135 km kein Rekordwert, Emissionsbandbreite und Durchstimmbereich sind aber besonders groß, und die von verschiedenen Glasfaser-Lasern überdeckten Spektralbereiche reichen bis ca. 3,9 μm [France91, Schneider97]. In vielen Fällen ist Anregung mit Einzelemitter-Laserdioden möglich, so dass kompakte und preiswerte Konstruktion möglich ist. Letzteres wird wichtig, wenn man Gaskdetektoren, welche die ICAS-Methode ausnutzen, serienmäßig und preiswert produzieren möchte.

Verschiedene Lasertypen reagieren nicht nur verschieden empfindlich auf Absorption im Resonator, auch die Abhängigkeiten der Absorptionsempfindlichkeit von der Pumpleistung variiert.

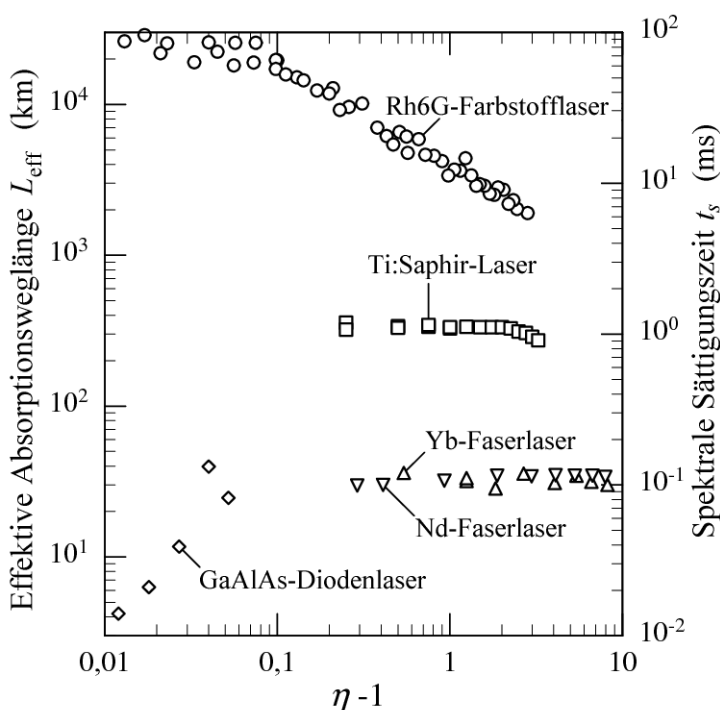


Abbildung 4: Abhängigkeit der effektiven Absorptionsweglänge L_{eff} und der spektrale Sättigungszeit t_s von der relativen Pumpleistung η bei verschiedenen Lasern [Baev99].

In Abbildung 4 ist für verschiedene Lasertypen dargestellt, welche spektrale Sättigungszeiten t_s und effektive Absorptionsweglängen $L_{\text{eff},100\%}$ experimentell bestimmt wurden in Abhängigkeit von der relativen Pumpleistung

$$\eta = \frac{P}{P_{\text{Schwelle}}}. \quad (9)$$

Dabei ist P die Pumpleistung, P_{Schwelle} ist die Pumpleistung an der Laserschwelle. Während die effektive Absorptionsweglänge beim Diodenlaser mit der Pumpleistung bzw. mit η zunimmt, ist sie für Faserlaser und Ti:Saphir-Laser von η nahezu unabhängig, und beim Farbstofflaser nimmt sie sogar mit steigendem η ab. Hier zeigt sich, dass die Empfindlichkeit auf Absorption für verschiedene Lasertypen auf verschiedene Weisen begrenzt wird. Einige begrenzende Mechanismen werden in den Abschnitten 2.5 bis 2.8 erläutert.

2.4 ICAS mit Faserlasern

Faserlaser sind Glaslaser, bei denen das laseraktive Glas die Struktur einer lichtleitenden Faser besitzt: Sowohl das anregende Licht als auch das erzeugte Laserlicht werden von der Faser geführt. In der Regel ist die Faser zylindrisch und besitzt einen wenige Mikrometer dicken Kern. Dieser ist mit Seltenen Erden dotiert und weist einen höheren Brechungsindex auf als der umgebende Fasermantel. Daher führt Totalreflexion an der Grenzfläche zwischen Faserkern und –Mantel Licht im Faserkern und in seiner unmittelbaren Umgebung. Faserlaser erlauben je nach Dotierung Laserbetrieb auf zahlreichen Übergängen der Seltenen Erden Neodym, Ytterbium, Praseodym, Thulium, Erbium oder Holmium mit Laserwellenlängen zwischen 0,45 μm und 3,9 μm [France91, Schneider97]. Für etliche Laserübergänge wurde nur in Faserlasern Laserbetrieb bzw. fortlaufender Laserbetrieb erzielt. Ein Grund dafür ist die hohe, nichtlineare Anregungsprozesse begünstigende Lichtintensität, die sich im kleinen Faserkern ergibt. Der zweite Grund ist der nahezu perfekte Überlapp zwischen dem anregenden Licht und dem aktiven Material. Beide Gründe bewirken hohe Effizienz des Anregungsprozesses und kleine Laserschwellen bis unter 1 mW optische Pumpleistung. Die Anregung kann daher oft durch eine Einzelemitter-Laserdiode erfolgen. Dies ermöglicht einen kompakten Aufbau mit geringem Energiebedarf, wie es für Messungen im Felde wünschenswert ist. Wie bei anderen Glaslasern liegen bei Faserlasern die aktiven Laser-Ionen im amorphen Glas in vielen unterschiedlichen atomaren Umgebungen vor. Dadurch unterscheiden sich die individuellen Energieniveaus der einzelnen Ionen, d.h. die Energieniveaus und die Übergänge zwischen ihnen sind inhomogen verbreitert. Diese inhomogene Verbreiterung erlaubt breite Emissionsspektren und große Durchstimmbereiche und macht sie für ICAS besonders interessant.

Man kann Faserlaser so aufbauen, dass die Wechselwirkung des Laserlichts mit dem Absorber an der Faserseite erfolgt [Löhden11]. Dazu wurden eine erbium-dotierte, laseraktive Glasfaser mit einer passiven Faser verbunden (verspleißt), wobei die passive Faser zuvor an einer Stelle erhitzt und in die Länge gezogen wurde, so dass sie an dieser Stelle auf 0,5 μm Durchmesser verjüngt wurde [Löhden11]. Die Lichtmode in der Faser ist dann so verändert, dass die Faser im verjüngten

Bereich mit ihrem gesamten Querschnitt als lichtführender Kern wirkt. Die umgebende Luft wirkt als Fasermantel, so dass das evaneszente Lichtfeld mit dieser Umgebung und darin enthaltenen Absorbern wechselwirken kann. Der verjüngte Bereich der Faser ist aber so fragil wie kurz (~ 1 mm), es ist also nur ein sehr geringer Teil des Resonators ist mit Absorber gefüllt, der Füllfaktor ist sehr klein ($3,3 \cdot 10^{-4}$) [Löhden11]. Selbst mit der ICAS-inhärenten Empfindlichkeitssteigerung ergibt sich eine effektive Absorptionsweglänge L_{eff} von „nur“ 1,7 m, mit welcher sich immerhin bei $1,532 \mu\text{m}$ Absorptionslinien von Acetylen (C_2H_2) nachweisen ließen. Allerdings reflektieren der Spleiß und die verjüngte Faserstelle – insbesondere wenn sich Staub anlagert. Dies kann zu Interferenzen und im Laserspektrum ggf. zu starken spektralen Strukturen, welche nicht durch Absorption bedingt sind, führen [Papencordt08, Löhden11].

Einfacher und dank weit größerem Füllfaktor (typisch etwa 0,5) effektiver für Absorptionmessungen im Resonator ist der Aufbau des Faserlasers auf eine Weise, bei der das Licht im Resonator aus der Faser aus- und wieder in die Faser eingekoppelt wird, damit es mit dem Absorber wechselwirken kann. Die Ein- und Auskopplung des Lichts erfolgt dabei mit einer *resonatorinternen* asphärischen Linse. Dieses Aufbau-Prinzip für Faserlaser mit Absorption im Laserresonator ist in Abbildung 5 dargestellt. Vor Beginn und zeitlich parallel zum Beginn dieser Arbeit wurde ICAS mit derartigen Neodym- und Ytterbium-Faserlasern demonstriert und untersucht [Böhm93+97, Hünkemeier00+01]. Später kamen ähnliche Faserlaser mit Erbium- bzw. mit kombinierter Thulium- und Holmium-Dotierung hinzu [Wexler07, Löhden10+11, Fjodorow13]. Zur Anregung des Faserlasers wird jeweils eine Einzelemitter-Laserdiode verwendet. Das Licht der Laserdiode wird mit den asphärischen Linsen 1 & 2 kollimiert und auf eine Endfläche der Faser fokussiert. Auf diese Faserendfläche ist der Resonatorspiegel 1 aufgebracht. Er ist für das Licht der Laserdiode transparent, für die Faser-Fluoreszenz bei der angestrebten Laserwellenlänge aber hochreflektierend. Das andere Faserende und die davor angebrachte, asphärische, resonatorinterne Linse 3 sind für die Fluoreszenz der Faser entspiegelt. Linse 3 sammelt die aus der Faser austretende Fluoreszenz und (kollimiert sie oder) fokussiert sie auf den Resonatorspiegel 2. Dieser koppelt einen kleinen Teil des Lichts aus. Das restliche Licht wird reflektiert, durch Linse 3 zurück auf das entspiegelte Faserende fokussiert und so wieder in die Faser gekoppelt. Aufgrund der chromatischen Aberration von Linse 3 ist die Effizienz der Rückkopplung des Lichts in die Faser nur für einen kleinen Spektralbereich hoch. Im Maximum erreicht sie z.B. 90%. Ändert man den Abstand zwischen Linse 3 und Faserende, so ändert sich der Spektralbereich, für den die Rückkoppleffizienz hoch ist.

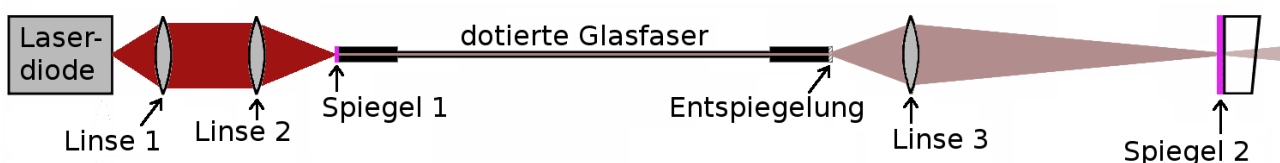


Abbildung 5: Typischer Aufbau eines Faserlasers für Absorptionsspektroskopie im Laserresonator. Spiegel 1 ist für das anregende Licht der Laserdiode transparent und für die Fluoreszenz des Faserlasers hochreflektierend. Spiegel 2 koppelt wenige Prozent der Faserlaseremission aus.

Auf diese Weise lässt sich das Emissionsspektrum des Faserlasers durchstimmen. Beispielsweise lässt sich der Nd-Faserlaser von 0,90 bis 0,95 μm (${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{9/2}$ -Übergang des Nd^{3+}) und von 1,06 bis 1,14 μm (${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$) durchstimmen, der Yb-Faserlaser von 1,04 bis 1,15 μm . Die Laserschwelle ist klein: Mit 78 cm langer, Nd- bzw. Yb-dotierter Faser, 2,7 m Resonatorlänge und 1 % Auskopplung wurde schon bei 3 bis 4 mW Leistung der Laserdiode Laserbetrieb erzielt [Hünkemeier00+01]. Der differentielle Wirkungsgrad betrug 1,1% bzw. 1,7%.

Die Reaktion der Faserlaser auf Erhöhung der Pumpleistung unterscheidet sich je nach Dotierung [Hünkemeier00+01]. Die Emission des neodym-dotierten Faserlasers wird mit wachsender Pumpleistung spektral breiter, da die inhomogene Verbreiterung des Laserübergangs überwiegt. Die spektrale Breite der Emission des Ytterbium-Faserlasers wächst hingegen nur schwach mit der Pumpleistung, denn es gibt einen größeren homogenen Anteil an der Verbreiterung der Verstärkung. Die spektrale Dynamik eines neodym-dotierten Faserlasers ist in Abbildung 6 dargestellt: Das Spektrum schwingt breit an und verbreitert sich im Zuge der Entwicklung noch weiter. Auch dies ist eine Folge der inhomogenen Verbreiterung der Verstärkung: Zunächst schwingen die zentralen Moden an, welche die größte Netto-Verstärkung aufweisen. Parallel steigt die Verstärkung für die äußeren Moden weiter an, bis auch sie anschwingen. Anders beim Yb-Faserlaser; Abbildung 7 zeigt seine spektrale Dynamik: Das Spektrum schwingt ebenfalls breit an, kondensiert aber im Laufe der Zeit zum schmaleren stationären Spektrum. Hier ist zu vermuten, dass die Verstärkung stärker homogen verbreitert ist, so dass alle aktiven Moden überwiegend um eine gemeinsame Verstärkung konkurrieren. Entgegenwirkende Faktoren wie Modenkopplung, Spontanemission und der inhomogene Anteil der Verstärkung bestimmen die Breite des stationären Spektrums.

Betrachtet man schmale Absorptionslinien, z.B. die vier Wasserdampf-Linien zwischen 1085,2 und 1085,6 nm (siehe Abb. 6+7), so erkennt man bei beiden Faserlasern, wie die Tiefe der Linien relativ zur Einhüllenden mit der Zeit zunimmt. Die jeweilige effektive Absorptionsweglänge L_{eff} wurde bestimmt durch Vergleich mit Spektren, die aus der „HITRAN“-Datenbank berechnet wurden. Abbildung 8 zeigt das Ergebnis, L_{eff} , als Funktion der Zeit seit dem Beginn des Laserbetriebs. Beim Neodym-Faserlaser steigt die effektive Absorptionsweglänge bis etwa 200 μs gemäß $L_{\text{eff}} = c \cdot t$, danach steigt L_{eff} langsamer an. Für den Yb-Faserlaser gibt es schon ab dem zweiten Mess-Zeitpunkt Abweichungen von $L_{\text{eff}} = c \cdot t$. Die spektrale Sättigungszeit beträgt beim Neodym-Faserlaser 450 μs , beim Ytterbium-Faserlaser 200 μs . Das entspricht 135 km bzw. 60 km effektiver Absorptionsweglänge (bei der relativen Pumpleistung $\eta = 5,6$) [Hünkemeier00+01].

Abbildung 9 zeigt stationäre Spektren der beiden Faserlaser bei verschiedenen relativen Pumpleistungen η . Die Tiefe der Absorptionslinien nimmt (relativ zur Einhüllenden) beim Yb-Faserlaser ab, je größer η ist. Beim Nd-Faserlaser hingegen sind die Absorptionslinien bei $\eta = 1,6$ und bei $\eta = 9,9$ etwa gleich tief, erst bei $\eta = 45$ ergibt sich eine geringere Tiefe der Absorptionslinien und somit eine kleinere effektive Absorptionsweglänge L_{eff} . Tatsächlich bleibt L_{eff} bis ca. $\eta = 20$ konstant bei ca. 135 km, wie in Abbildung 10 abzulesen ist. Beim Yb-Faserlaser hingegen sinkt L_{eff} von etwa 100 km knapp oberhalb der Laserschwelle stetig bis auf ca. 50 km bei $\eta \approx 6$.

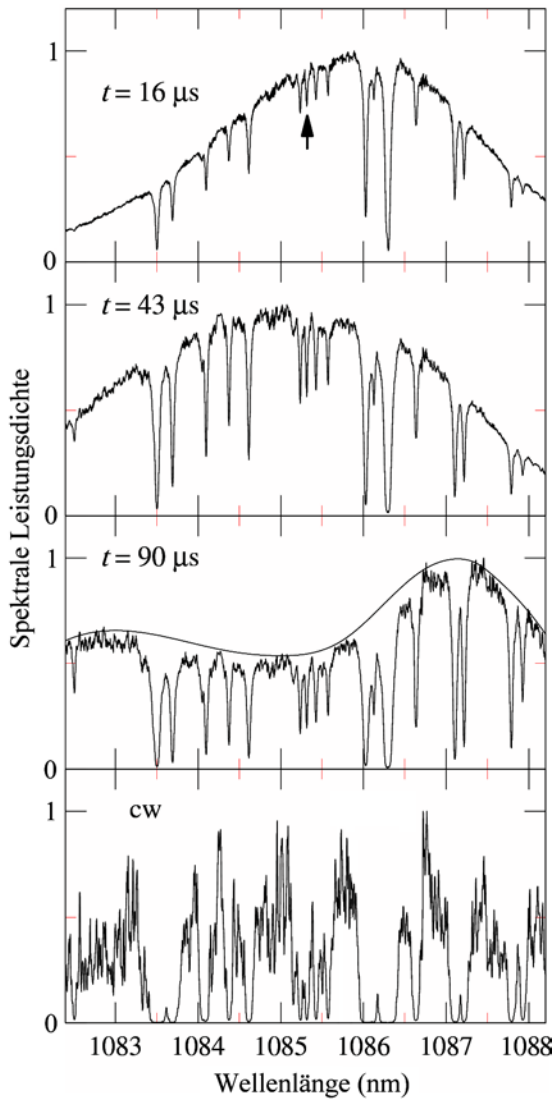


Abbildung 6: Spektrale Dynamik eines neodym-dotierten Faserlasers, Faserlänge 78 cm, 190 cm Luft zwischen Faser und Spiegel 2, $\eta = 5,6$ [Hünkemeier01].

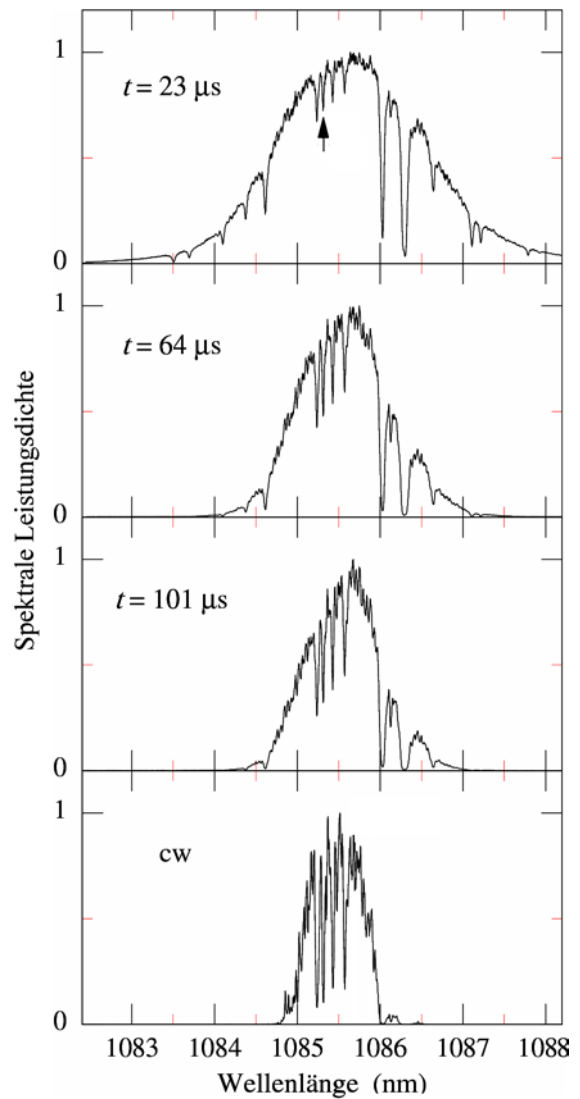


Abbildung 7: Spektrale Dynamik eines ytterbium-dotierten Faserlasers, Faserlänge 78 cm, 190 cm Luft zwischen Faser und Spiegel 2, $\eta = 5,6$ [Hünkemeier01].

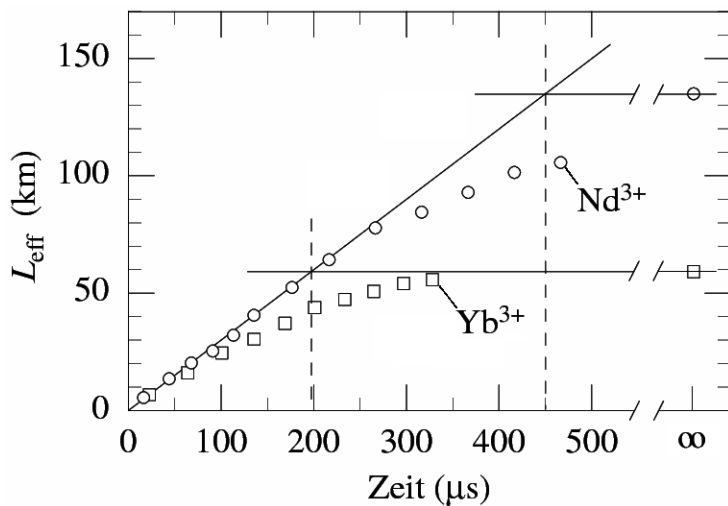


Abbildung 8: Effektive Absorptionsweglänge als Funktion der Zeit für die Spektren bzw. Faserlaser der Abbildungen 6 und 7 [Hünkemeier01].

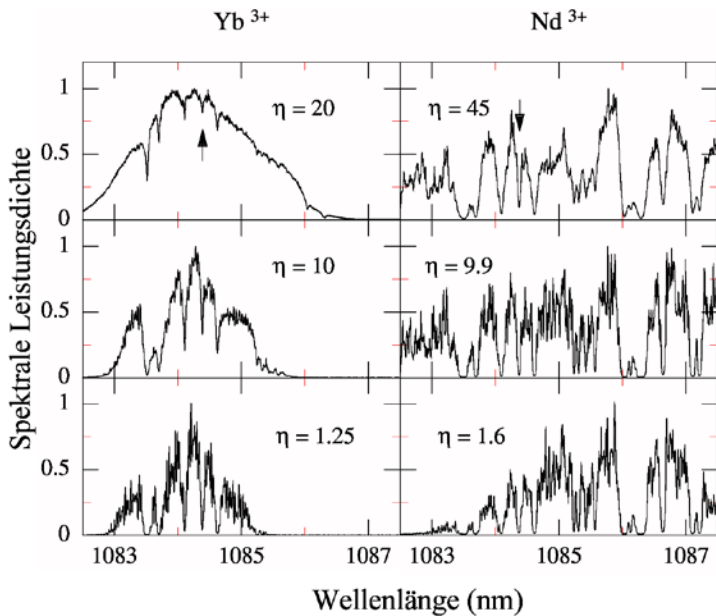


Abbildung 9: Stationäre Emissionsspektren von Yb- und Nd-dotierten Faserlasern bei verschiedenen relativen Pumpraten η [Hünkemeier01].

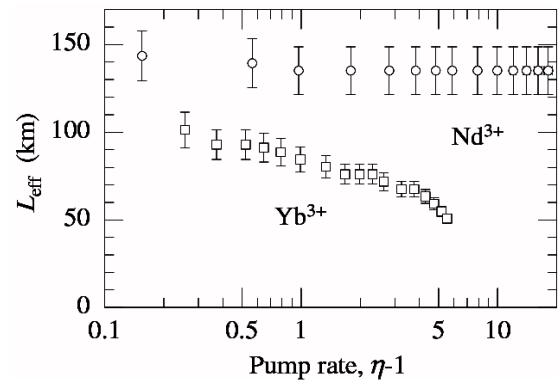


Abbildung 10: Effektive Absorptionsweglänge als Funktion des relativen Pumpüberschusses $\eta - 1$ für die Laser aus den Abbildungen 6 bis 9. Ausgewertet wurde die Linie bei $\lambda = 1085,3 \text{ nm}$ [Hünkemeier01].

Weitere Arbeiten am Institut für Laser-Physik (ILP) demonstrierten die Anwendung von Er^{3+} -dotierten Faserlasern für ICAS im Spektralbereich zwischen $1,52$ und $1,61 \mu\text{m}$ und erzielten damit $L_{\text{eff}} = 54 \text{ km}$ bzw. 62 km [Wexler07, Löhden10+11]. Für die Absorptionsmessung von Azetylen (C_2H_2) wurde die Nachweisgrenze zu 10 ppb bestimmt [Löhden10+11]. Weiter wurde der für Medizin, Klimaforschung und Geologie relevante selektive Nachweis der Isotope $^{12}\text{CO}_2$ und $^{13}\text{CO}_2$ demonstriert, und die chemische Dynamik der Verbrennungsprodukte HCN und NH_3 wurde erstmals in einer Niederdruckflamme durch in situ Absorptionsmessungen im Laserresonator beobachtet [Wexler07]. Damit wurde ausgenutzt, dass ICAS als einziges empfindliches Verfahren Absorptionsmessungen nichtstationärer Prozesse in unwirtlichen Umgebungen wie Flammen und verunreinigten Proben ermöglicht. Insbesondere Faserlaser bieten sich dabei als kompakte und günstige Systeme mit besonders breiten Emissionsspektren für ICAS an. Damit konnten in Verbrennungsprozessen drei Reaktionsprodukte gleichzeitig in-situ nachgewiesen und ihre Konzentrationen entlang der Flamme verfolgt werden [Löhden10+11]. Mit einem weiteren Er-Faserlaser bei $1,55 \mu\text{m}$ wurden mit ICAS erstmals einzelne transiente Prozesse mit einer Zeitauflösung von $t_{\text{res}} = 25 \mu\text{s}$ untersucht; außerdem wurde ein breitbandiger unidirektionaler Ring-Laser um $1,5 \mu\text{m}$ realisiert (siehe Abschnitt 2.9) [Fjodorow13+15].

Des Weiteren wurden am ILP Nd:ZBLAN-Faserlaser mit Emission bei $1,34 \mu\text{m}$ sowie Tm/Ho-Silikatglas-Faserlaser (Emission um $2 \mu\text{m}$) für ICAS aufgebaut und charakterisiert [Fjodorow 2013]. Die spektrale Empfindlichkeit lag maximal bei $L_{\text{eff}} = 15 \text{ km}$ bzw. $L_{\text{eff}} = 20 \text{ km}$. Mit dem TmHo-Faserlaser ergaben sich die Nachweisgrenzen 5 ppb für H_2O , 50 ppb für CO_2 und 10 ppb für NH_3 , und es konnten vier verschiedene CO_2 -Isotope ($^{12}\text{CO}_2$, $^{13}\text{CO}_2$, $^{16}\text{O}^{12}\text{C}^{18}\text{O}$ und $^{16}\text{O}^{12}\text{C}^{17}\text{O}$) gleichzeitig im menschlichen Atem nachgewiesen werden [Fjodorow13].

2.5 Fundamentale Begrenzung der spektralen Empfindlichkeit bei ICAS

Dieser Abschnitt widmet sich angelehnt an [Baev99, Hünkemeier01] der Frage, warum und wie die Empfindlichkeit auf Absorption im Laserresonator immer begrenzt ist. Hilfreiches Mittel zur Beantwortung dieser Fragen sind Ratengleichungen zur Beschreibung des jeweiligen Vielmodenlasers: Für jedes Energieniveau i der am Laserprozess beteiligten Atome sowie für jede laseraktive Mode q des Resonators beschreibt je eine Ratengleichung die zeitliche Änderung der (mittleren) Besetzungszahlen N_i bzw. M_q des Niveaus bzw. der Mode. Sei $M_q(t)$ für die Mode q die „ungestörte“ Lösung der Ratengleichung, welche sich ergibt, wenn man Absorption ebenso vernachlässigt wie Spontanemission und andere Störungen. Fügt man nun als einzige Störung eine schmalbandige Absorption κ_q hinzu, so erhält man für die zeitliche Entwicklung der Photonenzahl der Mode q

$$M_{q,\kappa}(t) = M_q(t) \cdot e^{-\kappa_q c t} . \quad (10)$$

Das entspricht dem Lambert-Beerschen Gesetz (1), wobei die Weglänge L ersetzt ist durch die effektive Weglänge $L_{\text{eff}} = c \cdot t$. Das Absorptionssignal ergibt sich dann gemäß Gleichung (6) zu

$$K_q = \ln \frac{M_q(t)}{M_{q,\kappa}(t)} = \kappa_q c t . \quad (11)$$

Für kleine Zeiten t stimmt diese Gleichung mit den Beobachtungen bei vielen Lasern mit Absorption im Resonator überein: Das Absorptionssignal nimmt proportional zur Zeit zu. Wenn es außer Verstärkung und Absorption keine weiteren Einflüsse gäbe, so wäre Gleichung (11) für alle Zeiten t gültig. Das Absorptionssignal wüchse linear mit der Zeit ins Unendliche und die Photonenzahl in der Mode q würde auf Dauer Null. Die spektrale Umverteilung ginge sogar so lange weiter, bis nur noch die Mode mit den geringsten Verlusten übrig wäre. Dass dies nicht geschieht, dafür sorgen *Störungen* wie die Spontanemission und andere, welche der Abnahme der Photonenzahl in jeder durch Absorption betroffenen Mode q entgegenwirken: Es gelangen immer wieder neu Lichtquanten in die Mode, so dass die mittlere Quantenzahl größer als Null bleibt. Somit bleiben Absorptionssignal und effektive Absorptionsweglänge endlich. Da die Störung durch Spontanemission immer vorhanden ist, bildet sie die *fundamentale Begrenzung* der Empfindlichkeit von ICAS.

Betrachten wir die Wirkung der Störungen genauer: Sei γ die Resonatorverlustrate je Photon und sei N die allen Moden gleichermaßen zugängliche Inversion. Für die Mode q seien M_q die Zahl der Lichtquanten in der Mode, X_q die Rate, mit der die Mode im stationären Laserbetrieb gestört werde, B_q die Rate der induzierten Emission je Photon und je induziertem Atom (Molekül oder Ion), und κ_q der Absorptionskoeffizient. Dann gilt für die Mode q die Ratengleichung [Baev99]

$$\dot{M}_q = (-\gamma + B_q N - \kappa_q c) \cdot M_q + X_q . \quad (12)$$

Setzt man $\dot{M} = 0$, so ergibt sich die stationäre spektrale Verteilung der Lichtquanten zu

$$M_{q,\kappa}^s = \frac{X_q}{\gamma - B_q N^s + \kappa_q c} \quad (13)$$

Setzt man dies mit und ohne κ_q in Gleichung (6) ein, so folgt für das stationäre Absorptionssignal

$$K_q^s = \ln \left(1 + \frac{\kappa_q c}{\gamma - B_q N^s} \right). \quad (14)$$

Dabei wird die stationäre Inversion durch diejenigen Lasermoden bestimmt, welche die größte Nettoverstärkung aufweisen, d.h. für die B_q maximal ($\equiv B_0$), M_q^s maximal ($\equiv M_q^0$) und $\kappa_q = 0$ ist:

$$N^s = \frac{\gamma}{B_0} - \frac{X_q}{B_0 M_0^s}. \quad (15)$$

Für kleine Absorption, d.h. für $K_q^s \ll 1$ kann man nähern

$$K_q^s = \frac{\kappa_q c M_q^s}{X_q}. \quad (16)$$

Dieser stationäre Wert wird von $K_q(t) = \kappa_q \cdot c \cdot t$ (siehe Gleichung (11)) zur Sättigungszeit

$$t_s = \frac{M_q^s}{X_q} \quad (17)$$

erreicht. Daraus ergibt sich die effektive Absorptionsweglänge

$$L_{eff} = c \cdot \frac{M_q^s}{X_q}. \quad (18)$$

Sättigungszeit und effektive Absorptionsweglänge sind also umso größer, je größer die Zahl der Lichtquanten je Mode im Verhältnis zur Störrate ist. Dies hat Folgen: Oberhalb der Laserschwelle ist die Besetzung des oberen Laserniveaus und somit auch die Störrate $X_q = B_q \cdot N$ durch Spontanemission nahezu konstant. Die Zahl der Lichtquanten je Mode nimmt aber mit dem relativen Pumpüberschuss $\eta - 1$ zu. Folglich steigen auch die spektrale Sättigungszeit und die effektive Absorptionsweglänge mit dem relativen Pumpüberschuss an. Dies ist der Fall für Diodenlaser, deren Empfindlichkeit auf Absorption im Resonator in der Tat durch Spontanemission begrenzt ist. Dennoch ist die effektive Absorptionsweglänge, die bisher erreicht wurde, mit ca. 40 km effektiver Absorptionsweglänge [Baev92, Eschner92] relativ gering, da die Spontanemissionsrate sehr hoch bzw. die Güte des Resonators schlecht ist, weil für ICAS an den lichtverstärkenden Halbleiter ein offener Resonatorteil, in den der Absorber eingebracht werden kann, angekoppelt ist. Andere Lasertypen haben vergleichsweise geringe Spontanemission. Wäre die effektive Absorptionsweglänge nur durch Spontanemission begrenzt, so betrüge sie für einen Rh6G-Farbstofflaser ca. 10^8 km, für einen Ti:Saphir-Laser sogar 10^9 km (bei im Vergleich zur Laserschwelle doppelter Pumpleistung) [Baev99]. In Wirklichkeit aber ist die Empfindlichkeit des Rh6G-Farbstofflasers um vier bis fünf, die des Ti:Saphir-Lasers um sechs Größenordnungen geringer. Offenbar gibt es weitere Störungen, welche die spektrale Empfindlichkeit dieser und anderer Lasertypen begrenzen.

2.6 Streuung

Zu den Störungen, welche die Empfindlichkeit von Lasern auf Absorption im Resonator begrenzen können, gehören Streuprozesse, welche z.B. an räumliche Schwankungen des Brechungsindex entstehen. Diese Schwankungen wiederum entstehen durch räumliche Fluktuationen der Dichte, der chemischen Zusammensetzung und der Temperatur des jeweiligen Mediums [France91].

In Abb. 11 ist dargestellt, wie für elektromagnetischer Strahlung und kugelförmige Streuzentren der Streuquerschnitt σ mit dem Verhältnis aus Kugelradius r und Lichtwellenlänge λ variiert. Ist das Streuzentrum groß im Vergleich zur Lichtwellenlänge ($2\pi \cdot r > 10 \cdot \lambda$), so lässt sich die Streuung mit geometrischer Optik beschreiben; Streuquerschnitt σ und Querschnittsfläche $\pi \cdot r^2$ des Streuzentrums sind gleich. Sind Wellenlänge λ und Streuzentrum ähnlich groß ($\lambda \leq 2\pi \cdot r \leq 10 \cdot \lambda$), so liegt *Mie-Streuung* vor [Mie08, Hulst81]. Dabei kann der Streuquerschnitt durch Resonanz viermal größer als die Querschnittsfläche des Streuzentrums sein. Ist das Streuzentrum deutlich kleiner als die Lichtwellenlänge ($2\pi \cdot r < \lambda$), so liegt *Rayleigh-Streuung*, und σ ist umgekehrt proportional zur λ^4 :

$$\frac{\sigma}{\pi \cdot r^2} \propto \left(\frac{2\pi \cdot r}{\lambda} \right)^4, \quad (19)$$

d.h. blaues Licht wird stärker gestreut als rotes – weshalb Rayleigh-Streuung sowohl für das Himmelsblau als auch für das Abendrot verantwortlich ist. Mie-Streuung erfolgt überwiegend in Vorwärtsrichtung. Rayleigh-Streuung erfolgt in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung gleich stark. Bei Glasfasern tragen auch Querschnitts- und Lageänderungen des Faserkerns zur Rückstreuung bei.

Spontane Streuprozesse verschieben Richtung, Frequenz und Phase des gestreuten Lichts. Die Frequenzverschiebung ist so klein, dass das gestreute Licht in derselben Lasermode verbleibt. Die Phasenverschiebung jedoch stört die Kohärenz des Lichts in der Mode. Relevant ist nur dasjenige gestreute Licht, das unter so kleinen Winkeln vor- oder rückwärts gestreut wird, dass die Lasermode

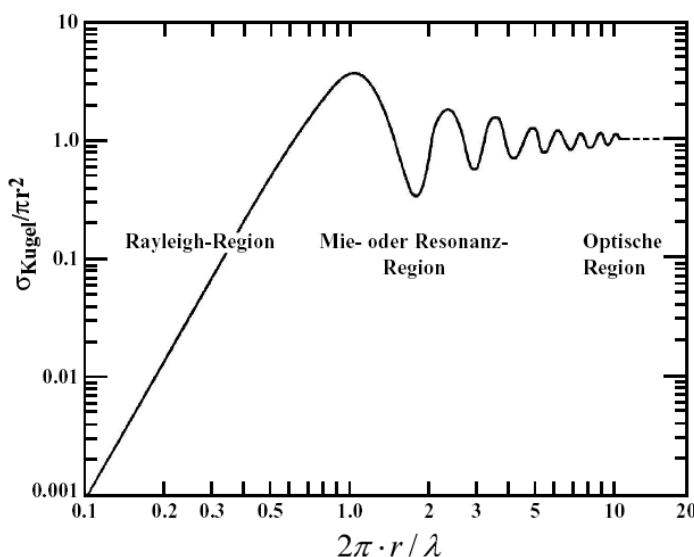


Abbildung 11: Streuquerschnitt σ bei der Streuung an kugelförmigem Streuzentrum in Abhängigkeit vom Verhältnis aus Radius r und Wellenlänge λ [Wüest05].

räumlich nicht verlassen wird. Unter größeren Winkeln gestreutes Licht stellt lediglich einen zusätzlichen, breitbandigen Verlust dar. Die Störrate durch Streuung ist proportional zur Zahl der Lichtquanten in der Mode. Sei R der Anteil der je Sekunde *unter genügend kleinem Winkel* (d.h. räumlich wieder in die Lasermode) gestreuten Lichtquanten, dann ist die Störrate durch Streuung

$$X_q = RM_q^s. \quad (20)$$

Gemäß den Gleichungen (17) und (18) ergibt sich die spektrale Sättigungszeit zu $1/R$. Die effektive Absorptionsweglänge $L_{\text{eff}} = c/R$ ist dann unabhängig von der Zahl der Lichtquanten in der Mode und somit auch unabhängig von der Pumprate – ein Verhalten, das man von Ti:Saphir-Lasern und Nd-Faserlasern kennt [Baev99, Hünkemeier01].

Der Lichtanteil, der gestreut wird aber in der Faser verbleibt, ist schwer zu messen. Er sollte umso kleiner sein, je kleiner die numerische Apertur N_A der Faser ist. Leichter messbar ist der Koeffizient α , mit dem die Lichtleistung P entlang der Faser gemäß $P(l) = P(0) \cdot e^{-\alpha \cdot l}$ gedämpft wird. Die Lichtdämpfung umfasst Absorption, *intrinsische* Streuung an *unvermeidlichen* Inhomogenitäten des Glases sowie *extrinsische* Streuung an *vermeidbaren* Gasblasen, Kristalliten, Metalleinschlüssen, Kernlage- und Kerndurchmesserschwankungen oder an Defekten der Grenzschicht zwischen Mantel und Kern. Bei hochwertigen passiven Silikatglas-Fasern liegt überwiegend intrinsische Rayleigh-Streuung vor, erkennbar am spektralen Verlauf des Dämpfungskoeffizienten:

$$\alpha = \frac{B}{\lambda^4}, \quad (21)$$

mit $B \geq 0,91 \mu\text{m}^4 \cdot \text{dB/km}$ [Kanamori86]. Bei $1,85 \mu\text{m}$ ist folglich $\alpha \geq 1,8 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$. Bei *dotierten* Glasfasern kann die Streudämpfung aber erheblich größer sein, wenn die Dotierung Cluster bildet. Cluster verändern den Brechungsindex lokal, es kommt zu zusätzlicher Rayleigh- und Mie-Streuung [Jackson03]. Nehmen wir an, dass die Streuung bis zu 100fach erhöht sein könnte, dass also z.B. bei z.B. $1,85 \mu\text{m}$ gelte: $1,8 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1} \leq \alpha \leq 1,8 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$. Nehmen wir weiter an, dass $\beta = 10\%$ des gestreuten Lichts innerhalb der Faser verbleibe, so ergibt sich die relevante Streurrate gemäß

$$R = \frac{c \cdot \alpha \cdot \beta}{n} \quad (22)$$

zu $3,6 \cdot 10^2 \text{ s}^{-1} \leq R \leq 3,6 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$. Für einen durch Glasfaser vollständig gefüllten Resonator ergibt sich die spektrale Sättigungszeit zu $28 \mu\text{s} \leq t_s \leq 2,8 \text{ ms}$ und die effektive Absorptionsweglänge zu $8,4 \text{ km} \leq L_{\text{eff}} \leq 840 \text{ km}$. Offenbar kann die Qualität der Faser erheblichen Einfluss auf die Empfindlichkeit auf Absorption im Resonator haben! Allerdings verringert sich die Störrate durch Streuung (t_s und L_{eff} erhöhen sich), wenn das lichtstreuende Medium, die Glasfaser, nur einen Teil des Resonators ausfüllt. Zusammenfassend kann man folglich sagen, dass der Einfluss der Rayleigh-Streuung durch die Verwendung kurzer Fasern (relativ zur Resonatorlänge) mit kleiner numerischer Apertur N_A und mit kleinem Dämpfungskoeffizienten α reduziert werden kann [Wexler07].

2.7 Modenkopplungen und räumliches Lochbrennen

Kopplungen zwischen Lasermoden können z.B. durch Nichtlinearität des Lasermediums oder durch Sättigung der Verstärkung hervorgerufen werden. Solche Kopplungen lassen sich gemäß [Baev99 & Hünkemeier01] als „Vier-Wellen-Mischung“ beschreiben. Dabei regen zwei (einlaufende) Wellen leicht unterschiedlicher Frequenz das Lasermedium mit ihrer Schwebungsfrequenz an. Daraufhin wechselwirkt die Anregung mit den beiden Wellen und erzeugt eine dielektrische Polarisation, deren Frequenz um die Schwebungsfrequenz von den ursprünglichen Wellen verschoben ist. Der Störterm im Ratengleichungsmodell kann in diesem Fall genähert werden als

$$X_q = D \cdot (M_q^s)^2 \quad (23)$$

wobei D eine Konstante der nichtlinearen Suszeptibilität 3. Ordnung ist. Für die effektive Absorptionsweglänge folgt: $L_{\text{eff}} = c/(D \cdot M_q^s)$. Sie sinkt mit steigender Photonenzahl und folglich auch mit der (relativen) Pumprate, so wie es für den Farbstofflaser beobachtet wird (siehe Abbildung 4).

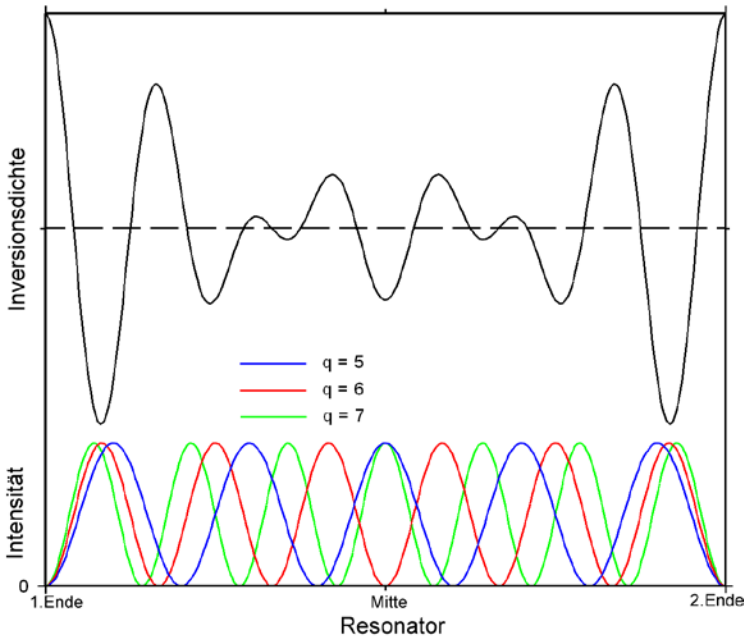
Räumliches Lochbrennen ist ein weiterer Effekt, der Lasermoden koppelt. Betrachtet werde ein Laserresonator der Länge L , in dem das Licht zwischen zwei planparallelen Spiegeln hin und her reflektiert werde, so dass sich stehende Wellen ausbilden. Jede aktive Mode q entspricht dann einer Stehwelle; deren Intensität variiert entlang der Achse des Resonators gemäß

$$\psi_q(z) = 1 - \cos(2k_q z), \quad \text{mit } k_q = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\pi \cdot q}{L}. \quad (24)$$

Dabei ist q die Anzahl der Bäuche der Stehwelle; der Abstand der Bäuche ist $\lambda/2$. Verstärkung erfährt die Stehwelle nur in ihren Bäuchen, und nur in dem Teil des Resonators, der mit dem invertierten Medium gefüllt ist. In den Knoten wird die Inversion nicht genutzt, sie bleibt da „stehen“ bzw. wächst weiter an. Eine aktive Mode „brennt“ also räumlich „Löcher“ in die Inversion – siehe Abbildung 12. Die Stellen zwischen den Löchern, wo die Inversion über ihren Mittelwert wächst, verstärken bevorzugt die Moden, deren entsprechende Stehwellen dort Bäuche haben. Jede Mode q kann durch räumliches Lochbrennen bevorzugt oder benachteiligt sein, je nachdem, wie groß das Überlappintegral $\int \psi_q(z) \cdot I(z) dz$ der zugehörigen Stehwelle $\psi_q(z)$ mit der „löchrigen“ Inversionsdichte $I(z)$ ist. Selbst wenn alle aktiven Moden gleiche Verstärkung durch eine räumlich konstante Inversionsdichte erfahren, ändert sich dies, sobald für eine Mode q zusätzliche Verluste (z.B. durch schmalbandige Absorption) eingeschaltet werden: Der zusätzliche Verlust schwächt die Mode ab, dies ändert die Inversionsdichte um $\Delta I(z) \sim 1 - \cos[2k_q z]$. Folglich erfahren alle Mode zusätzliche Verstärkung, die Mode q selbst aber um 50% mehr als die anderen Moden:

$$\int_0^L \psi_q(z) \cdot \Delta I(z) dz \propto \int_0^L (1 - \cos[2k_p z]) \cdot (1 - \cos[2k_q z]) dz = \begin{cases} L & \text{für } p \neq q \\ 1,5 \cdot L & \text{für } p = q \end{cases} \quad (25)$$

Einerseits wirkt das der Abschwächung der Mode entgegenwirkt und reduziert folglich die Empfindlichkeit des Lasers auf Absorption direkt. Andererseits liegt über die in die Inversion gebrannten Löcher eine Kopplung der Lasermoden vor, welche die Empfindlichkeit des Lasers auf Absorption


Abbildung 12:

Modenkopplung durch räumliches Lochbrennen: Ein anfangs räumlich homogen invertiertes Medium füllt einen Fabry-Perot-Resonator aus. Die Stehwellen mit 5, 6 und 7 Bäuchen werden gleich stark angeregt. Da sie nur in ihren Bäuchen von der Inversion genährt werden, weist die Inversionsdichte schnell räumliche Abweichungen vom Mittelwert auf. Die Überlappintegrale der Stehwellen mit der „löchrigen“ Inversion bleiben hier zwar gleich, d.h. die Stehwellen bleiben gleich verstärkt. Das ändert sich aber, wenn eine der Stehwellen durch z.B. Absorption abgeschwächt wird. Über die räumliche Inversionsdichte wirkt sich das auf die Verstärkung der anderen Stehwellen aus, d.h. die Resonatormoden koppeln.

im Resonator ebenfalls schwächt. Die Stärke der Kopplung nimmt mit der Zahl N der aktiven Moden ab, denn je mehr Moden aktiv sind, desto gleichmäßiger greift die Gesamtheit der aktiven Moden auf die Inversion zu, und desto kleiner ist der Einfluss der einzelnen Mode.

Peters und Hünkemeier untersuchten die Wirkung räumlichen Lochbrennens auf die Absorptionsempfindlichkeit [Peters99, Hünkemeier01]. Sie nutzten das Ratengleichungsmodell von Tang, Statz und deMars [Tang62]. Es berücksichtigt die räumlichen Verteilungen von Inversion, Pumprate und Stehwellen-Leistung; sie werden sämtlich zerlegt in Fourierkomponenten, welche die Ortsfrequenzen der Stehwellen aufweisen. Die Ratengleichungen wurden für den Fall eines den Resonator vollständig ausfüllenden Verstärkers und unter Vernachlässigung der Spontanemission analytisch gelöst. Unter Weglassung dieser Einschränkungen wurden die Gleichungen numerisch gelöst und stationäre Emissionsspektren berechnet. Für verschiedene Zahlen N der aktiven Moden, der relativen Pumprate η und des Absorptionskoeffizienten κ wurden das Absorptionssignal K und die spektrale Sättigungszeit $t_s = K/(c \cdot \kappa)$ für eine zentrale, schmale Absorptionslinie bestimmt. Den Ergebnissen nach hängt die spektrale Sättigungszeit t_s vom Absorptionskoeffizienten κ ab; sie steigt erst mit κ an und erreicht ihren maximalen Wert, wenn der spektrale Lichtfluss im Linienzentrum gleich der Spontanemission ist. Für noch größeres κ oszillieren die betroffenen Moden nicht. Die Abhängigkeit der spektralen Sättigungszeit t_s vom relativen Pumpüberschuss $\eta - 1$ sowie von der Zahl der aktiven Moden ist in Abbildung 13 dargestellt für drei Werte der Zahl N der aktiven Moden; dabei wurden die verschiedenen N -Werte durch Variation der spektralen Modendichte erzielt (das entspricht einer Variation der Resonatorlänge oder der Wirkung eines Etalons im Resonator). Deutlich über der Schwelle nimmt t_s mit zunehmendem η ab gemäß

$$t_s \approx \frac{N}{\gamma} \cdot \frac{\eta}{\eta - 1}. \quad (26)$$

2.7 Modenkopplungen und räumliches Lochbrennen

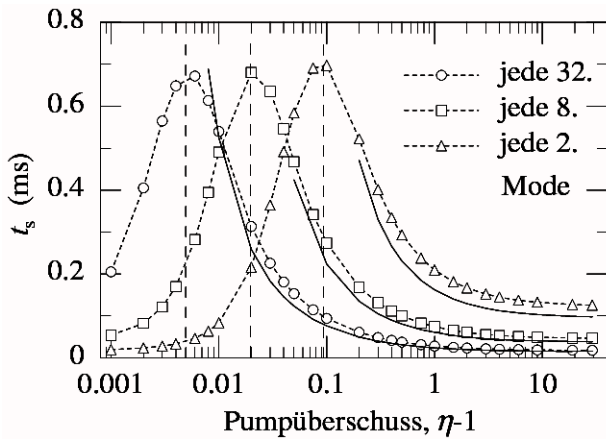


Abbildung 13: Numerisch für einen Yb:Faserlaser berechnete Sättigungszeit t_s als Funktion des Pumpüberschusses $\eta - 1$. Vertikale Linien gemäß $M_{q,\max} = N/(1-1/\eta)$ [Hünkemeier01].

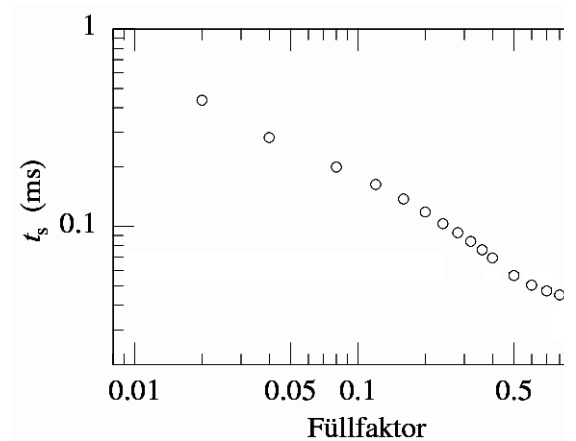


Abbildung 14: Aus numerisch berechneten, stationären Spektren ermittelte spektrale Sättigungszeit t_s als Funktion des Quotienten Verstärkerlänge/Resonatorlänge, wobei der Verstärker an einem Ende des Resonators beginnt [Hünkemeier01].

t_s ist also umso größer, je mehr Moden aktiv sind. Dicht über der Schwelle ($\eta < 1,01$) ist es umgekehrt: Je weniger Moden aktiv sind, desto größer ist t_s . Zudem steigt t_s , da zunächst durch Spontanemission begrenzt, anfangs mit $\eta - 1$ an. t_s erreicht ihr Maximum, wenn Spontanemission und räumliches Lochbrennen das Spektrum gleich stark „stören“. Der Pumpüberschuss, bei dem das Maximum erreicht wird, ist dabei umso größer, je größer die Zahl der aktiven Moden ist.

Bei ICAS-Faserlasern beginnt die aktive Faser an einem Ende des Resonators, sie füllt den Resonator nur teilweise aus, und die Pumprate nimmt entlang der Faser exponentiell ab. Die Tang-Statz-deMars-Ratengleichungen wurden auch für diesen Fall und für verschieden lange Fasern bei gleicher Gesamtlänge des Resonators numerisch gelöst. Das Ergebnis ist in Abbildung 14 dargestellt: Je kürzer die Faser ist, desto größer ist die spektrale Sättigungszeit [Hünkemeier00+01].

2.8 Anschwingverhalten bei Lasern der „Klasse B“

Ist bei einem Laser die Zerfallsrate A des oberen Laserniveaus viel größer als die Photonenzerfallsrate γ im Resonator (d.h. der Laser gehört zur „Klasse A“ [Khanin95]), so steigt das Absorptionssignal K bis zur spektralen Sättigungszeit t_s linear an. Im Prinzip erwartet man das auch für Laser, bei denen die Zerfallsrate A des oberen Laserniveaus viel kleiner als die Photonenzerfallsrate γ ist. Das sind Laser der „Klasse B“, z.B. Festkörperlaser, mit langlebigem oberem Laserniveau. Jedoch führen bei solchen Lasern die Photonenzahl im Resonator sowie die Inversion bei Abweichungen vom Gleichgewicht gedämpfte Schwingungen (engl: relaxation oscillations) um den jeweiligen Gleichgewichtswert durch. Speziell nach Einschalten der Anregung des Lasers kann die Photonenzahl so stark schwingen, dass die Emission des Lasers einer Folge von Pulsen gleichkommt. Je nach den Eigenschaften des konkreten Lasers kann in den Minima der ersten Schwingungen im Resonator eine sehr kleine Zahl von Lichtquanten übrig sein. Dann wird die zeitliche Entwicklung des Laserspektrums durch die vergleichsweise starke Spontanemission erheblich gestört.

Risch hat diese Situation für einen rein homogen verbreiterten, idealen 4-Niveau-Yb-Faserlaser untersucht per numerischer Lösung der Rategleichungen [Risch01a+b]. Abbildung 15a zeigt den numerisch berechneten, zeitlichen Verlauf der Gesamtzahl der Lichtquanten im Laserresonator. Die Zahl der Lichtquanten schwingt anfangs stark, wie es für Laser der „Klasse B“ charakteristisch ist. Die Schwingung klingt dann exponentiell ab und die Zahl der Photonen erreicht ihren stationären Wert. Abbildung 15b zeigt den zeitlichen Verlauf der Zahl der Lichtquanten in der zentralen Mode. Auch hier tritt anfänglich eine Schwingung auf. Die Amplitude der Schwingung nimmt innerhalb der ersten drei Perioden sogar noch zu, da das Laserspektrum zur Mitte hin kondensiert. Abbildung 15c zeigt einen aus Abbildung 15b vergrößerten Ausschnitt. Zu sehen sind die ersten drei Minima der Photonenzahl der Zentralmode; dort sind nur noch ca. 1300, 7800 bzw. 26000 Photonen vorhanden. Die niedrige Zahl der Photonen hat zur Folge, dass die Spontanemission

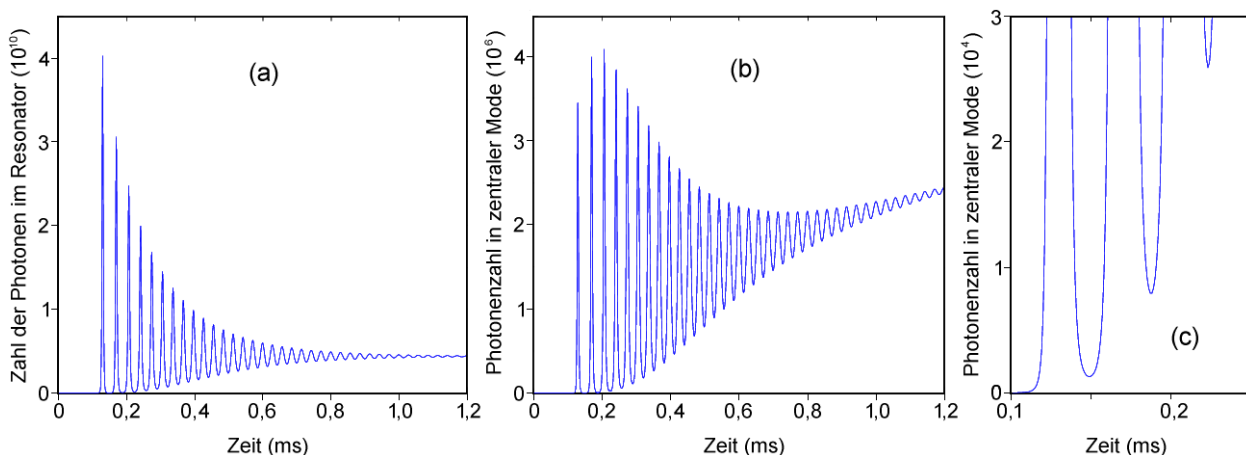


Abbildung 15: Numerisch berechnete Zahl der Photonen eines idealisierten Yb-Faserlasers nach Beginn der Anregung (a) im Resonator bzw. (b und c) in der zentralen Mode mit der größten Verstärkung. Laserparameter: $\eta = 5,6$; maximaler Verstärungskoeffizient $B = 1,94 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$; Halbwertsbreite der Verstärkung: $8 \cdot 10^4$ Moden; Faserlänge: 0,78 m; optische Resonatorlänge: 3,07 m; spontane Zerfallsrate des oberen Laserniveaus $A = 1852 \text{ s}^{-1}$; Zerfallsrate der Photonen im Resonator $\gamma = 5,7 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ [Risch01a].

2.8 Anschwingverhalten bei Lasern der „Klasse B“

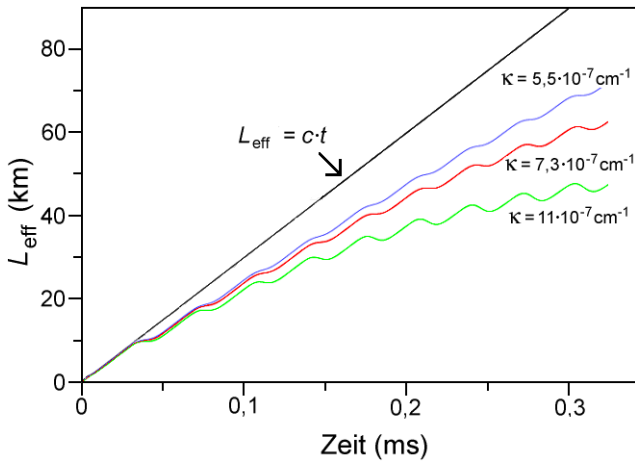


Abbildung 16: Aus numerisch berechneten Spektren eines idealisierten Yb-Faserlasers bestimmte effektive Absorptionsweglänge als Funktion der Zeit für drei verschiedene starke Absorptionen in der zentralen Mode. $\eta = 1,92$; $\gamma = 2,9 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ [Risch01a].

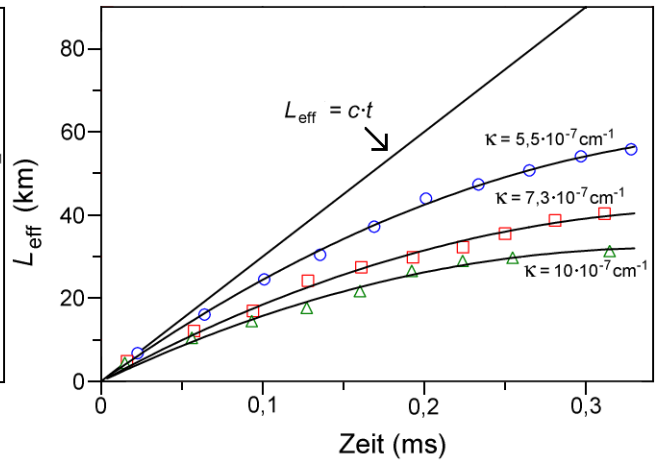


Abbildung 17: Aus experimentell gemessenen Spektren des Yb-Faserlasers von Abb. 6 bestimmte Absorptionsweglänge als Funktion der Zeit für drei verschiedene starke Absorptionslinien [Risch01b, Hünkemeier01].

die spektrale Dynamik erheblich beeinflussen bzw. stören kann: Während der ersten Schwingung werden ca. 240 Lichtquanten spontan in die zentrale Mode emittiert. Ist die Mode von Absorption betroffen, so dass die Photonenzahl zusätzlich reduziert wird, so erhöht sich der relative Einfluss der Spontanemission noch. Risch hat in den Ratengleichungen einen Absorptionsverlust nur für die zentrale Mode ergänzt, die Ratengleichungen für verschiedene Absorptionskoeffizienten κ numerisch gelöst und aus den berechneten Spektren gemäß den Gleichungen (6) und (7) jeweils das Absorptionssignal K sowie die effektive Absorptionsweglänge L_{eff} als Funktion der Zeit berechnet. Das Ergebnis dieser Berechnungen ist in Abbildung 16 dargestellt: Die effektive Absorptionsweglänge nimmt nur während der ersten 0,03 ms (d.h. während der Dauer des ersten „Laserpulses“) gemäß $L_{\text{eff}} = c \cdot t$ zu. Anschließend, d.h. während die Zahl der Lichtquanten im Resonator ein Minimum durchläuft, wächst L_{eff} nicht. Dieses Muster wiederholt sich während der nächsten Schwingungen: In Zeiten großer Photonenzahl wächst L_{eff} mit einer Steigung nahe c , in Zeiten geringer Photonenzahl wächst L_{eff} weniger stark oder wird (für große Absorptionskoeffizienten κ) sogar wieder kleiner. So ergeben sich für die effektive Absorptionsweglänge gewellte Kurven, die umso stärker von $L_{\text{eff}} = c \cdot t$ abweichen, je größer der Absorptionskoeffizient κ ist.

Experimentell wurde derartige Abweichungen von $L_{\text{eff}} = c \cdot t$ bei dem Yb-Faserlaser aus Abschnitt 2.4 beobachtet, was in Abbildung 17 dargestellt ist. Da die Messung des Laserspektrums nur zu Zeiten maximaler Photonenzahl erfolgte, war es nicht möglich, zu verifizieren, ob die effektive Absorptionsweglänge zu Zeiten geringer Photonenzahl abnimmt. Neben dem Absorptionskoeffizienten haben auch andere Parameter Einfluss darauf, wie stark die effektive Absorptionsweglänge als Funktion der Zeit von $L_{\text{eff}} = c \cdot t$ abweicht: Die Abweichung ist umso größer, je kleiner die relative Pumprate η , je größer die Photonenzerfallsrate γ und je größer der Verstärkungskoeffizient B ist [Risch01b]. Außer beim Ytterbium-Faserlaser zeigten sich auch beim neodym-dotierten Fluoridglas-Faserlaser nach dem Einschalten durch Schwingungen der Photonenzahl Abweichungen des Empfindlichkeitswachstums von der erwarteten Geraden $L_{\text{eff}} = c \cdot t$ [Fjodorow13].

2.9 Konzepte zur Erhöhung der spektralen Empfindlichkeit bei Faserlasern

Löhden und Fjodorow versuchten mit unidirektionalen Erbium-Faserlasern, die Wirkung räumlicher Inhomogenität vollständig zu beseitigen [Löhden10, Fjodorow13]: Die Stehwellen eines linearen Resonators werden ersetzt durch laufende Wellen, die nur in einem Umlaufsinn im Ringresonator umlaufen. So können keine räumlichen Löcher in die Verstärkung „gebrannt“ werden; die entsprechende Modenkopplung entfällt. Als problematisch erwiesen sich dabei Reflexionen der verwendeten faseroptischen Komponenten (optische Diode, Auskoppler). Ein Paar solcher reflektierender Elemente im Laserresonator bildet ein Etalon und kann dem Laserspektrum regelmäßige spektrale Strukturen aufprägen (siehe Abschnitt 3.3). Diese können die Ausbildung von Absorptionslinien im Spektrum weitgehend oder sogar völlig überdecken – ein Problem, das sich auch im Rahmen dieser Arbeit vielfach zeigte, siehe Kapitel 3 und 5. Fjodorow ersetzte die faseroptische Diode durch einen faseroptischen Zirkulator und den faseroptischen Auskoppler durch ein einseitig entspiegeltes Glasplättchen [Fjodorow13]. Dieser Erbium-Ringfaserlaser war optisch 12 m lang bei 7,3 m Länge der faseroptischen Komponenten, und die Absorptionszelle war 20 cm lang. Der Füllfaktor betrug also lediglich $\beta = 1,7\%$. Mit diesem Aufbau konnten erfolgreich Absorptionsspektren von Kohlenmonoxid (im Atem eines Menschen) im Spektralbereich bei 1570 nm gemessen werden. Die effektive Absorptionsweglänge erreichte Werte zwischen $L_{\text{eff}} = 1,7\text{ km}$ ($\eta = 7,1$) und $L_{\text{eff}} = 5,5\text{ km}$ ($\eta = 2,0$). Dies ist aber in erster Linie dem geringen Füllfaktor zuzuschreiben. Die entsprechende *hochgerechnete* effektive Absorptionsweglänge beträgt $L_{\text{eff},100\%} = 100\text{ km}$ bis 300 km, die spektrale Entwicklungszeit also bis zu 1 ms! Der unidirektionale Faserringlaser kann also ein funktionierendes Konzept zur Beseitigung der Modenkopplung durch räumliches Lochbrennen sein. Erforderlich sind aber ein sorgfältiger Aufbau in Hinblick auf Reflexionen innerhalb des Resonators sowie ein größerer Füllfaktor.

Ebenfalls teilweise erfolgreich war ein zweites Konzept: Dabei wird die Länge des Faserlaser-Resonators massiv erhöht. Entsprechend erhöhen sich die spektrale Dichte der longitudinalen Lasermoden und die Zahl der aktiven Moden. Konkret wurden bei einer erbium-dotierten Faser bis zu 150 m lange passive Glasfasern durch Spleißen an die dotierte Faser angefügt. Die spektrale Sättigungszeit des Erbium-Faserlasers wurde so auf bis auf $t_s = 6,3\text{ ms}$ verdreißigfach [Löhden10]! Rechnerisch ergibt sich so für $\beta = 100\%$ Füllfaktor $L_{\text{eff},100\%} = t_s \cdot c = 1900\text{ km}$. Auch in diesem Fall wurden also die Auswirkungen der Modenkopplung durch räumliches Lochbrennen erfolgreich bekämpft. Jedoch ist dies wieder nur die halbe Wahrheit: Der Füllfaktor $\beta = L_{\text{probe}}/L_{\text{res}}$ nimmt in dem Maße ab, in dem L_{res} durch die passive Faser zunimmt: Wenn L_{probe} gleich bleibt, bleiben auch L_{eff} und die Ausprägung der Absorptionslinien etwa gleich (stark). Dennoch gibt es einen positiven Effekt: Die größere Zahl aktiver Moden führt dazu, dass die Laserspektren glatter werden; das spektrale Rauschen wird kleiner. So lassen sich schwächere Absorptionssignale $K(\nu)$ identifizieren; der Wert für den kleinsten nachweisbaren Absorptionskoeffizienten κ_{min} wird reduziert. Wenn man L_{probe} und den Füllfaktor vergrößert, indem man eine Vielfach-Reflexionszelle verwendet, sollte sich neben $L_{\text{eff},100\%}$ auch L_{eff} in die Größenordnung 100 km bringen lassen.

2.10 Zusammenfassung Kapitel 2

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über den Stand der Absorptionsspektroskopie im Laserresonator insbesondere von Faserlasern. Für ICAS-Faserlaser mit Neodym-, Ytterbium-, Erbium- und Thulium/Holmium-Dotierung gibt es einige gründliche experimentelle und theoretische Untersuchungen, die über einen Zeitraum von über zwei Jahrzehnten am Hamburger Institut für Laser-Physik von Valery Baev und Mitarbeitern durchgeführt wurden. Faserlaser mit Absorption im Resonator sind relativ kostengünstig und kompakt aufzubauen. Zwar wird mit $L_{\text{eff}} = 15$ bis 130 km eine geringere maximale effektive Absorptionsweglänge erzielt als z.B. bei Farbstofflaser, Nd:Glas-Laser oder Ti:Saphir-Laser (bis 70000 km, 3600 km bzw. 1300 km). Jedoch befinden sich in den Spektralbereichen der Faserlaser im Infraroten viele starke Absorptionslinien zahlreicher Gase und Dämpfe. Zudem ist das Emissionsspektrum der ICAS-Faserlaser jeweils mehrere Nanometer breit und lässt sich durch Verschieben einer resonatorinternen Linse einfach über einen breiten Spektralbereich durchstimmen. So können gezielt besonders starke Absorptionslinien genutzt werden; daher erlauben Faserlaser oftmals besonders empfindlichen Nachweis, z.B. 10 ppb Acetylen mit einem Erbium-Faserlaser bei 1,5 μm oder 5 ppb H_2O mit einem Tm/Ho-Faserlaser bei 2 μm [Löhden10+11, Fjodorow13]. Darauf gründete auch das Interesse am Thulium-Faserlaser: Damit kann der Spektralbereich um 1,8 μm erschlossen werden; der durch die anderen Faserlaser noch nicht abgedeckt ist, und der mit den Absorptionsspektren zahlreicher Gase und Dämpfe überlappt.

Die Empfindlichkeit der Absorptionsspektroskopie im Laserresonator kann je nach Lasertyp durch verschiedene Prozesse begrenzt werden: Durch Spontanemission, Modenkopplung durch Vier-Wellen-Mischung oder räumliches Lochbrennen sowie durch (Rayleigh-) Streuung. Bei Faserlasern wurden räumliches Lochbrennen sowie Rayleigh-Streuung als wichtigste, die Empfindlichkeit auf Absorption begrenzende Mechanismen identifiziert [Hünkemeier00+01, Wexler07]. Wahrscheinlich ist es auch beim Thulium-Faserlaser so. Das räumliche Lochbrennen bzw. seine Auswirkungen können erfolgreich bekämpft werden, in dem der Faserlaser-Resonator als unidirektionaler Ringlaser gestaltet wird bzw. indem die Resonatorlänge extrem vergrößert wird [Löhden10, Fjodorow13]. Diese beiden Konzepte wurden allerdings erst entwickelt, nachdem die experimentellen Untersuchungen und Entwicklungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden.

3. Thulium-Faserlaser

Dieses Kapitel beginnt mit den physikalisch Grundlagen für den Bau von Faserlasern: Den allgemeinen Eigenschaften von Fasern und den konkreten Eigenschaften der verwendeten thulium-dotierten Fasern. Dann werden die physikalisch-technischen Mittel beschrieben, mit denen aus der Faser ein Faserlaser aufgebaut wird. Es wird über erste Thulium-Faserlaser und erste Absorptions-Messungen mit Luft, Wasserdampf, Benzol, Toluol und Xylol berichtet. Die Beobachtungen werden analysiert in Hinblick darauf, welches Potential sich aufgrund dieser ersten Ergebnisse abzeichnet. Die daraus folgenden Ziele für die weitere experimentelle werden Arbeit definiert.

3.1 Glasfasern

Glasfasern führen Licht und werden daher auch als *Lichtwellenleiter* bezeichnet. Abbildung 18 zeigt den Aufbau einer zylindrischen *Stufenindexfaser*, die aus *Kern*, *Mantel* und *Hülle* besteht. Die Kunststoffhülle schützt die Faser und umschließt den Mantel. Der Mantel hat z.B. 125 μm Durchmesser, ist wie der Kern aus Glas und umschließt den Kern. Der Kern hat einige Mikrometer Durchmesser und besitzt eine höhere Brechzahl n_K als der Mantel (Brechzahl n_M), denn die Lichtführung in Glasfasern beruht auf Totalreflexion:

Betrachtet man mit den Mitteln der Strahlenoptik einen Lichtstrahl, der die Faserachse schneidet und unter dem Winkel γ relativ zu ihr verläuft, so wird dieser an der Grenzfläche zwischen Kern und Mantel total reflektiert, falls γ kleiner ist als der Grenzwinkel γ_{max} für den gilt: $n_M = n_K \cdot \cos \gamma_{max}$. Trifft Licht von außen auf eine (senkrecht zur Faserachse präparierte) Faserendfläche, so gibt es einen größten Einfalls- oder Akzeptanzwinkel α_{max} , für den das gemäß $\sin \alpha_{max} = n_K \cdot \sin \gamma_{max}$ in den Faserkern hinein gebrochene Licht gerade noch total reflektiert und somit verlustfrei geleitet wird. Aus der Kombination der Gleichungen erhält man den größten Einfallswinkel α_{max} :

$$\sin \alpha_{max} = \sqrt{n_K^2 - n_M^2} \equiv N_A \quad (27)$$

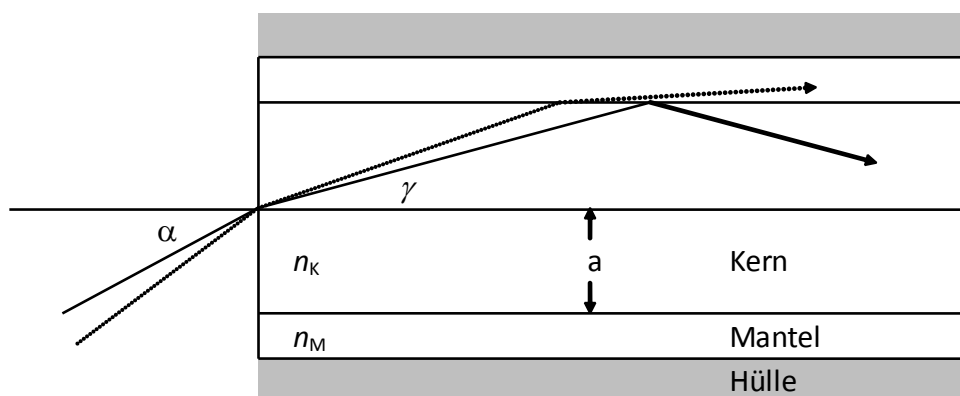


Abbildung 18: Aufbau einer zylindrischen Stufenindexfaser (Schnitt entlang der Faserachse) und Verlauf zweier Lichtstrahlen, die durch die Faserendfläche eintreten und gebrochen bzw. totalreflektiert werden.

3.1 Glasfasern

N_A ist die *numerische Apertur* der Faser. Die Beschreibung der Lichtausbreitung in der Faser mit geometrischer Optik genügt für Fasern mit großen Kerndurchmessern. Liegt der Radius a des Faserkerns in der Größenordnung der Wellenlänge, muss die Wellennatur des Lichts berücksichtigt werden. Dazu wendet man die Maxwell-Gleichungen bzw. die sich aus ihnen ergebenden Wellengleichungen auf das zylindersymmetrische dielektrische Medium Glasfaser an. Gelöst wurde dieses Problem von E. Snitzer [Snitzer61a+b, Bélanger93]. Man findet Wellen der Form $\Psi = \Psi(x,y) \cdot e^{i(\beta z - \omega t)}$, die auf den Bereich um den Faserkern begrenzt und entlang der Faserachse stabil sind. Sie heißen *Fasermoden* und pflanzen sich mit der *Ausbreitungskonstanten* β fort, wobei β mit der Vakuum-Wellenzahl $k_0 = 2\pi/\lambda$ des Lichts zusammenhängt gemäß

$$n_M \leq \frac{\beta}{k_0} \leq n_K. \quad (28)$$

Viele Fasern haben eine kleine numerische Apertur, dann ist $\Delta \equiv [n_K - n_M]/n_M \ll 1$, d.h. sie führen Licht nur „schwach“. In diesem Fall kann man Moden konstruieren, deren transversales Feld überwiegend in einer Richtung polarisiert ist, und die darum *LP-Moden* genannt werden [Glodge71]. Die LP-Moden LP_{lp} werden anhand der Indizes l und p unterschieden. Für jede LP-Mode lässt sich das transversale Feld mit Hilfe der Zylinderkoordinaten r , φ und z schreiben als Produkt aus einem Radialteil $R_{lp}(r)$ und einem Azimutalteil $\Phi_l(\varphi)$:

$$E_y = R_{lp}(r) \cdot \Phi_l(\varphi). \quad (29)$$

l gibt die Zahl der Maxima der Feldstärke bzw. die halbe Zahl der Maxima der Intensität auf einem Kreis um den Faserkern an; p gibt die Zahl der Intensitätsmaxima des Radialteils an.

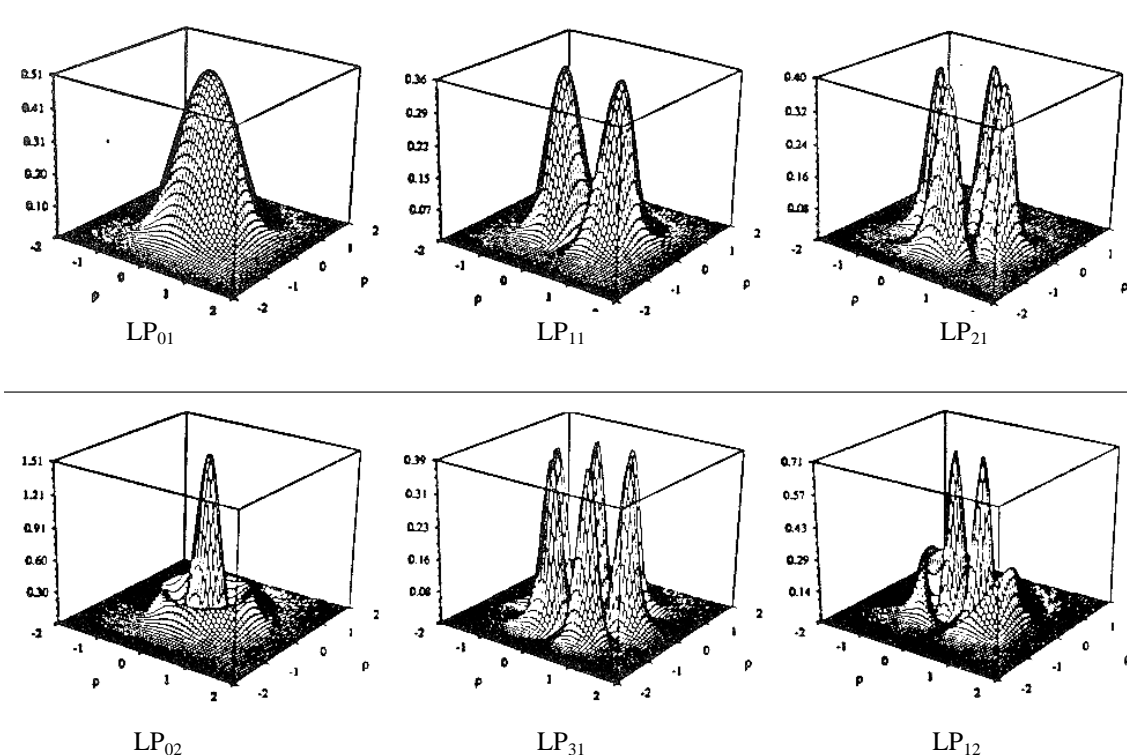


Abbildung 19: Intensitätsverteilung der LP-Moden im Querschnitt einer Stufenindexfaser [Bélanger93].

3.1 Glasfasern

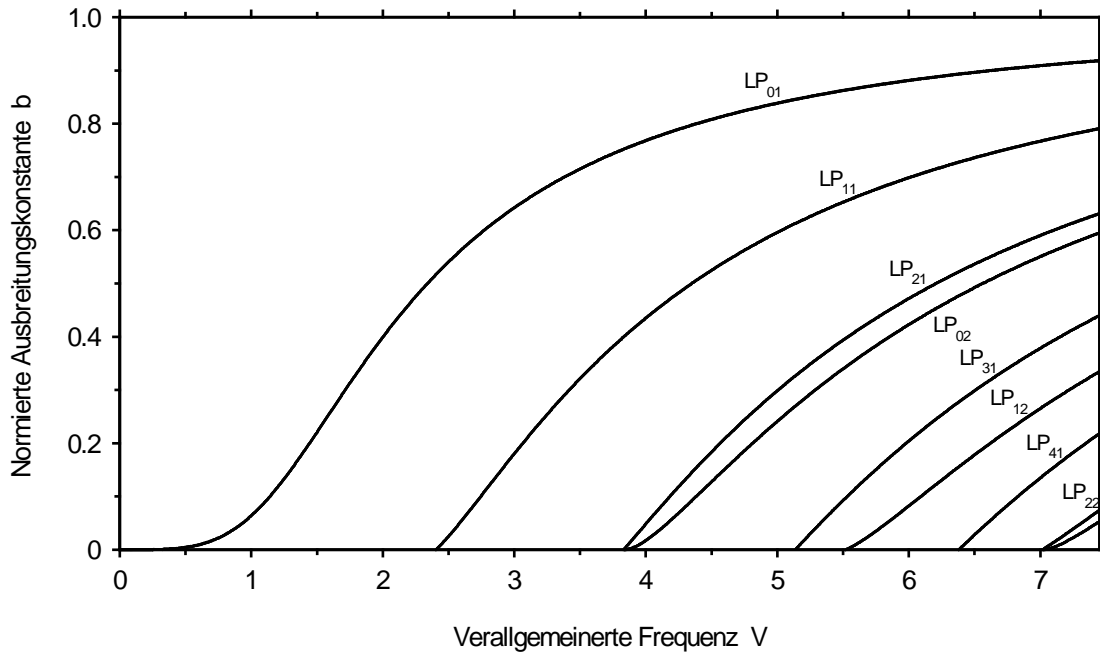


Abbildung 20: Normierte Ausbreitungskonstante der LP-Moden [Stark97].

Alle Moden mit $l > 0$ existieren in zwei um $\varphi = 90^\circ$ gegeneinander gedrehten Feldverteilungen [$\Phi_l(\varphi) = \sin(l\varphi)$ oder $\cos(l\varphi)$]. Jede Feldverteilung wiederum existiert in zwei orthogonalen Polarisierungen, so daß zu jedem Kürzel LP_{lp} mit $l > 0$ vier verschiedene Moden gehören. Für $l = 0$ gibt es nur zwei senkrecht zueinander polarisierte Moden. Abbildung 19 zeigt die Intensitätsverteilungen der ersten sechs LP-Moden. Die wichtigste Mode, die Grundmode LP_{01} , besitzt nur ein Maximum der Intensität auf der Faserachse, und sie weist eine nahezu gaußförmige Intensitätsverteilung auf. Alle anderen Moden weisen mehrere Maxima der Intensität auf. Man definiert eine normierte Ausbreitungskonstante b und eine verallgemeinerte Frequenz V gemäß

$$b \equiv \frac{\frac{\beta^2}{k_0^2} - n_M^2}{n_K^2 - n_M^2} \approx \frac{\beta - n_M}{n_K - n_M}, \quad (30)$$

$$V \equiv a \cdot k_0 \sqrt{n_K^2 - n_M^2} = \frac{2\pi \cdot a \cdot N_A}{\lambda}. \quad (31)$$

In Abbildung 20 ist die normierte Ausbreitungskonstante b für die ersten 9 LP-Moden als Funktion von V aufgetragen. Für jede LP_{lp} -Mode ist b nur oberhalb der jeweiligen verallgemeinerten Abschneidefrequenz U_{lp} definiert, bei kleineren Frequenzen wird die Mode nicht von der Faser geführt. Für $V < 2,405$ wird nur die LP_{01} -Mode geführt, in diesem Bereich bezeichnet man die Faser als *Monomode*-, *Singlemode*- oder *Einwellenfaser*. Die Gleichung $V = 2,405$ definiert für jede Singlemode-Faser ihre *Abschneidewellenlänge* λ_c :

$$\lambda_c = \frac{2\pi a N_A}{2,405}. \quad (32)$$

3.1 Glasfasern

Eine Faser ist eine Singlemode-Faser nur für Licht, dessen Wellenlänge größer ist als die Abschneidewellenlänge λ_c der Faser. Für Licht kleinerer Wellenlänge führt die Faser mehrere Moden, die sich mit verschiedenen Phasengeschwindigkeiten und verschiedenen Gruppengeschwindigkeiten entlang der Faserachse ausbreiten.

Die thuliumdotierten Glasfasern, welche in Experimenten dieser Arbeit benutzt wurden, haben die Abschneidewellenlänge $\lambda_c = 1,7 \mu\text{m}$. Damit sind sie für das erzeugte Laserlicht ($\lambda > 1,7 \mu\text{m}$) eine Singlemode-Faser, nicht aber für das Licht, welches die Faser anregt. Das anregende Licht mit 780 nm Wellenlänge hat in diesem Fall die verallgemeinerten Frequenz $V = 5,24$ und kann in den Moden LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} und LP_{02} geführt werden. Unter Berücksichtigung der 2 bzw. 4 verschiedenen Versionen jeder Mode sind das insgesamt 12 verschiedene Moden. Welche dieser 12 Moden wie stark angeregt wird, hängt davon ab, wie das anregende Licht in die Faser gekoppelt wird. Schwankungen der Einkopplung können zu wechselnder Anregung der Fasermode und so zu Schwankungen der Verteilung des anregenden Lichts im Faserkern führen. Dies kann Auswirkungen auf die Stabilität der Laserleistung sowie auf den Effekt des räumlichen Lochbrennens haben.

3.2 Thuliumlaser und -Faserlaser

Thuliumlaser sind Laser, deren aktives Medium Thulium-Ionen enthält. Thuliumlaser erlauben Laserbetrieb in mehreren Spektralbereichen im Sichtbaren und im nahen Infrarot. Wichtig sind Thuliumlaser bei $2 \mu\text{m}$, denn in diesem „augensicheren“ Spektralbereich (der Glaskörper des Auges absorbiert das Licht, so dass Schäden an der Netzhaut vermieden werden) ermöglichen Transmissionsfenster der Atmosphäre Fernerkundung mit leistungsstarken Lasern. Diese Art der Fernerkundung eignet sich zur Abstandsmessung und zum Nachweis von Gasen, Winden und Wirbeln und wird als LIDAR (**L**ight **D**etection and **R**anging) bezeichnet [Heine95, Dening99, Scholle04]. Im Rahmen dieser Arbeit ist der Wellenlängenbereich um $2 \mu\text{m}$ interessant, da er molekulare Absorptionsbanden von Kohlendioxid, Wasserdampf und anderen Gasen beinhaltet.

Laserbetrieb mit einem thuliumdotierten Festkörper als laseraktivem Medium wurde erstmals 1962 realisiert. Die Anregung eines thuliumdotierten und stickstoff-gekühlten CaWO_4 -Kristalls mit einer Xenon-Blitzlampe ermöglichte gepulsten Laserbetrieb bei $1,911 \mu\text{m}$ [Johnson62]. Ebenfalls durch Stickstoff gekühlt war 1965 der erste fortlaufend emittierende Thulium-Laser auf Basis eines $\text{Tm}^{3+}:\text{Er}_2\text{O}_3$ -Kristalls, der durch Quarzlampen angeregt wurde [Soffer65]. Moderne Thulium-Kristall-Laser mit Emission bei $2 \mu\text{m}$ werden vorzugsweise mit Hochleistungs-Laserdioden angeregt, durch Luft oder Wasser gekühlt und erzielen mehrere Watt Ausgangsleistung [Dening99, Bollig98]. Mit thuliumdotiertem Glas wurde erstmals 1967 Laserbetrieb erzielt – gepulst, stickstoff-gekühlt und mit Emission bei $1,85 \mu\text{m}$ [Gandy67]. Die ersten thulium-dotierten Faserlaser entstanden, nachdem die fortschreitende optische Telekommunikation zur Entwicklung von Glasfasern hoher optischer Qualität geführt hatte. 1988 wurde mit einer thuliumdotierten Silikat-Glasfaser kontinuierlicher Laserbetrieb bei $1,9 \mu\text{m}$ erzielt [Hanna88]. Etwa zeitgleich gelang mit Fasern aus Fluorzirkonatglas die Herstellung von Thulium-Faserlasern bei $2,3 \mu\text{m}$ – zuerst gepulst,

3.2 Thuliumlaser und -Faserlaser

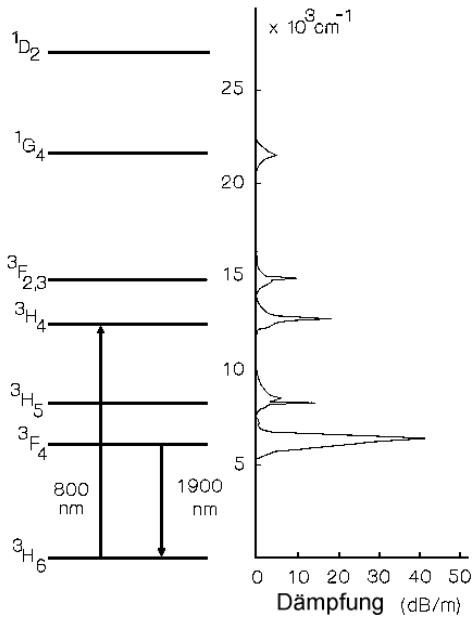


Abbildung 21: Atomare Zustände und Absorptionsspektrum von Tm^{3+} in Silikatglas [Hanna90].

[Esterowitz88], dann unter Anregung durch Diodenlaser auch mit kontinuierlicher Emission [Allen89]. Unter Anregung bei 676 nm wurden mit derselben Faser Laserbetrieb in den Spektralbereichen um 0,82 μm , 1,48 μm , 1,88 μm und 2,35 μm erreicht [Allain89]. Weiter wurde in thuliumdotierten Glasfasern Laserbetrieb realisiert bei 455 nm und 480 nm durch *Aufkonversion* (engl: Upconversion) [Grubb92, Allain90], bei 800 nm [Carter90], 1,47 μm [Percival94], 1,65 - 2,05 μm [Hanna90, Barnes90] und bei 2,25 - 2,5 μm [Percival90].

Die Elektronenkonfiguration des Tm^{3+} -Ions ist $1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^6, 3d^{10}, 4s^2, 4p^6, 4d^{10}, 4f^{12}, 5s^2, 5p^6$. Wie bei Ionen anderer seltener Erden schirmen die voll besetzten 5s- und 5p-Schalen die von elektronischen Anregungen betroffenen 4f-Elektronen weitgehend gegen das äußere Kristallfeld ab, was zu relativ scharfen Energieniveaus und entsprechend schmalen Linienspektren führt. Die Energieniveaus von Tm^{3+} in Silikatglas und das Absorptionsspektrum einer thuliumdotierten Silikatglasfaser sind in Abbildung 21 dargestellt. Der Laserübergang mit ca. 1,9 μm Wellenlänge, der im Rahmen dieser Arbeit interessiert, hat als unteres Laserniveau den Grundzustand $^3\text{H}_6$ und als oberes Laserniveau den ersten angeregten Zustand $^3\text{F}_4$. Die nächsthöheren Zustände $^3\text{H}_5$ oder $^3\text{H}_4$ kommen bei genügender Lebensdauer ebenfalls als obere Laserniveaus in Frage: In ZBLANP-Glas beträgt die Lebensdauer des $^3\text{H}_4$ -Zustands 1,1 ms, und die Lebensdauer des $^3\text{F}_4$ -Zustands beträgt 6,4 ms [Smart91, Carter90]. In Silikatglas aber wird die Lebensdauer dieser Zustände durch die höhere Rate nichtstrahlender Zerfälle verkürzt. Genügend starke Fluoreszenz tritt nur auf, wenn der Energieabstand zum nächstniedrigeren Zustand größer als etwa 4600 cm^{-1} ist [France91]. Daher kann mit thuliumdotierten Silikatfasern nur auf dem Übergang $^3\text{F}_4 \rightarrow ^3\text{H}_6$ Laserbetrieb erreicht werden. Den $^3\text{H}_4$ -Zustand aber kann in Silikatglas gut zur Anregung des $^3\text{F}_4$ -Zustandes genutzt werden: Die Tm^{3+} -Ionen werden durch Licht mit etwa 785 nm Wellenlänge in den $^3\text{H}_4$ -Zustand angeregt, dieser zerfällt dann strahlungslos direkt oder über den $^3\text{H}_5$ -Zustand in den $^3\text{F}_4$ -Zustand. Alternativ kommt es – ebenfalls strahlungslos – zur Kreuzrelaxation: Ein Tm^{3+} -Ion im $^3\text{H}_4$ -Zustand überträgt einen Teil seiner Anregungsenergie an ein weiteres Tm^{3+} -Ion im Grundzustand, so dass sich anschließend beide Ionen im $^3\text{F}_4$ -Zustand befinden. Der $^3\text{F}_4$ -Zustand besitzt auch in Silikatglas

eine für Laserbetrieb genügende Fluoreszenz. Seine Lebensdauer liegt zwischen 0,2 ms und 0,5 ms [Barnes90, Hanna90]. Sowohl das obere (3F_4) als auch das untere (3H_6) Laserniveau sind aufgrund des Einflusses lokaler elektrostatischer Felder des Wirtsmaterials durch Starkeffekt ($2J+1$)-fach aufgespalten. Der Abstand einzelner Starkniveaus liegt in der Größenordnung 100 cm^{-1} . In Glas erfährt jedes Tm^{3+} -Ion aufgrund der amorphen Struktur des Glases ein anderes lokales elektrostatisches Feld, so dass es individuelle Energieniveaus hat. Zu dieser inhomogenen Verbreiterung kommt die homogene, thermische Verbreiterung der Starkniveaus durch Phononen-Stöße, sie beträgt bei Raumtemperatur etwa 20 cm^{-1} . Bei Wechselwirkung mit Licht ist dabei trotz der überwiegend inhomogenen Natur der Verbreiterung des Übergangs quasi-homogenes Verhalten möglich, wenn bezüglich der jeweiligen Lichtfrequenz für nahezu jedes Tm^{3+} -Ion ein passender Übergang zwischen Starkniveaus von oberem und unterem Laserniveau existiert, da die Starkniveaus thermisch gekoppelt sind. So ergibt sich ein einziger, sehr breiter Laserübergang.

Die vorstehend beschriebenen Eigenschaften ermöglichen bei Thulium-Faserlasern einen großen Durchstimmbereich, z.B. von $1,65 \mu\text{m}$ bis $1,86 \mu\text{m}$ in $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ -Glasfaser oder von $1,71 \mu\text{m}$ bis $2,00 \mu\text{m}$ in $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ -Glasfaser [Barnes90]. Dabei bestimmt die Wellenlänge des Laserlichts, ob der Laserübergang in unteren oder oberen Starkniveaus des 3H_6 -Grundzustands-Multipletts endet. Die oberen Starkniveaus sind bei Raumtemperatur thermisch nur schwach besetzt, im Gegensatz zu den unteren Starkniveaus. Daher wird das kurzwellige Ende des Durchstimmbereichs eines thuliumdotierten Faserlasers durch die Länge der Faser bestimmt, denn wenn der Grundzustand nicht über die ganze Faserlänge durch ausreichend intensives Pumplicht ausgebleicht wird, so tritt entlang der Faser zunehmend Reabsorption von Laserlicht auf.

3.3 Prinzipieller Aufbau von Tm:Faserlasern für ICAS

Absorptionsspektroskopie im Laserresonator kann nur erfolgen, wenn das Laserlicht im Resonator mit dem (gewöhnlich gasförmigen) Absorber wechselwirken kann. Es stellt sich also die Frage, wie das Licht im Faserlaser in Kontakt mit dem Probegas gebracht werden kann, so dass sich die Absorptionslinien des Gases dem Emissionsspektrum des Faserlasers aufprägen können.

Bei den Experimenten im Rahmen dieser Arbeit wurde an dem prinzipiellen Aufbau festgehalten, der schon für Neodym-, Ytterbium- und Erbium-Faserlaser verwendet wurde [Böhm93, Hünke-meier00+01, Löhden11], und der in Abbildung 22 dargestellt ist. Im Zentrum steht die selten-erd-dotierte Glasfaser, welche ein stufenförmiges Brechzahlprofil besitzt. Die Endfläche des 1. Faserendes wird verspiegelt (*Spiegel 1*), so dass sie hohe Reflektivität für das Laserlicht der Faser und hohe Transmission für das Pumplicht besitzt. Das die Faser anregende *Pumplicht* wird von einem Diodenlaser emittiert und mittels zweier asphärischer Linsen durch Spiegel 1 in die Faser eingekoppelt. Die Endfläche des 2. Faserendes ist in der Regel für das Laserlicht der Faser entspiegelt. Eine ebenfalls entspiegelte, asphärische, *resonatorinterne Linse* sammelt das Licht, das am entspiegelten Faserende austritt, und fokussiert es auf *Spiegel 2*, den Auskoppelspiegel des Resonators. Seine Transmission beträgt für das Laserlicht der Faser einige Prozent. Das Licht, das Spiegel 2 reflektiert, trifft wieder auf die resonatorinterne Linse; diese fokussiert es auf die

3.3 Prinzipieller Aufbau von Tm:Faserlasern für ICAS

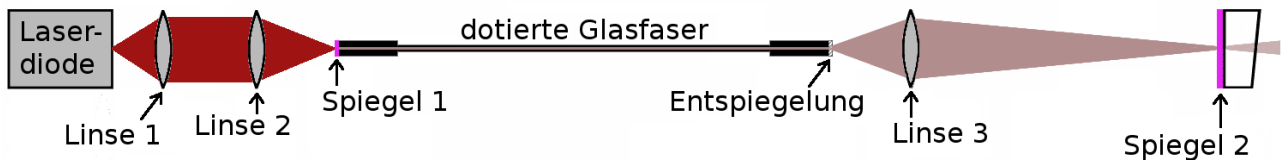


Abbildung 22: Aufbau von Faserlasern für Spektroskopie im Faserlaser.

Das Probegas befindet sich zwischen dem resonatorinternen Faserende und Spiegel 2.

2. Faserendfläche und koppelt es so zurück in die Faser. Im Bereich zwischen 2. Faserende und Spiegel 2 können Gase mit dem Licht im Resonator wechselwirken; z.B. liegt dieser Bereich offen und ist mit Laborluft gefüllt. Möchte man kontrollieren, welche Gase im Resonator sind, so benutzt man eine Absorptionszelle, die einen Teil oder den ganzen Bereich zwischen 2. Faserendfläche und Spiegel 2 ausfüllt.

Ein Vorteil dieses Aufbaus ist die einfache Möglichkeit, den Faserlaser durchzustimmen: Aufgrund der chromatischen Aberration der resonatorinternen Linse – die Brennweite nimmt mit der Lichtwellenlänge zu – ist der Wirkungsgrad der Rückkopplung des Lichts in die Faser von der Lichtwellenlänge abhängig: Je nach Abstand der Linse vom 2. Faserende wird ein bestimmter Spektralbereich durch maximale Rückkopplung begünstigt, so dass die Emission des Laserlichts im begünstigten Spektralbereich erfolgt. Wird die Linse longitudinal verschoben, so wird ein anderer Spektralbereich begünstigt und der Laser somit durchgestimmt.

Ein Nachteil des Aufbaus sind die Reflexionen, die an der 2. Faserendfläche und den Oberflächen der resonatorinternen Linse auftreten. Diese Reflexionen werden zwar durch Entspiegelung reduziert aber nicht völlig beseitigt: Die Reflektivitäten der entspiegelten Flächen liegen zwischen 0,001 und 0,013. Die Resonatorspiegel (Reflektivität zwischen 95 und 100 %) bilden mit jeder der drei entspiegelten Flächen jeweils ein *Etalon*, ebenso jedes Paar entspiegelter Flächen. Beim Durchgang von Licht durch ein Etalon treten aber spektral selektive Lichtverluste auf durch Interferenz der verschiedenen Lichtanteile, die zwischen den beiden Flächen des Etalons hin- und her reflektiert werden. Seien L die optische Dicke eines Etalons, R_1 und R_2 seine beiden Reflektivitäten, c die Lichtgeschwindigkeit, ν die Lichtfrequenz und λ die Lichtwellenlänge. Dann hat die Transmission des Etalons im regelmäßigen spektralen Abstand (freien Spektralbereich)

$$\Delta \nu = \frac{c}{2L} \quad \text{bzw.} \quad \Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2L} \quad (33a,b)$$

Maxima T_+ bzw. Minima T_- . [Svelto89] mit

$$T_{\pm} = \frac{(1-R_1) \cdot (1-R_2)}{[1 \mp \sqrt{R_1 R_2}]^2} \quad (34)$$

Die Amplitude der spektralen Modulation des Verlustes beim Durchgang durch das Etalon beträgt

$$\Delta T = T_+ - T_- = \sqrt{R_1 R_2} \cdot \frac{4 \cdot (1-R_1) \cdot (1-R_2)}{[1 \mp \sqrt{R_1 R_2}]^2}. \quad (35)$$

Sie kann beim Faserlaser für ein Etalon, das von einem Resonatorspiegel und einer Entspiegelung oder von zwei Entspiegelungen gebildet wird, mehrere Prozent betragen. Außerdem führt die

gemeinsame Wirkung mehrerer Etalons zu *Schwebungen*: Sei z.B. die optische Faserlänge L_1 etwa gleich dem Abstand L_2 zwischen 2. Faserende und Spiegel 2: $L_2 = (1 + \delta) \cdot L_1$. Dann ähneln sich auch die freien Spektralbereiche der Etalons, welche die beiden Resonatorspiegel jeweils mit der 2. Faserendfläche bilden: $\Delta\nu_1 = (1 + \delta) \cdot \Delta\nu_2$. Spektrale Stellen, bei denen die Transmissionsminima beider Etalons zusammenfallen und gemeinsam wirken, befinden sich im Abstand $\Delta\nu_1/\delta$.

Die durch Etalons bedingten spektral selektiven Lichtverluste prägen sich dem Laserspektrum auf und schwächen die aktiven (longitudinalen) Lasermoden in ähnlicher Weise wie resonatorinterne Absorptionen. Sie erschweren den Nachweis von Absorptionslinien, falls der freie Spektralbereich eines Etalons $\Delta\nu_1$ oder der Schwebungsabstand $\Delta\nu_1/\delta$ zweier Etalons gleiche Größenordnung hat wie die Breite der nachzuweisenden Absorptionslinien. Um resonatorinterne Absorption im Laserspektrum zuverlässig erkennen zu können, ist es daher notwendig, den Einfluss von Etalons auf das Laserspektrum so weit wie möglich zu reduzieren. Neben Verbesserung der Entspiegelungen ist es möglich ist, den Einfluss der Etalons, welche unter Beteiligung der 2. Faserendfläche gebildet werden, zu reduzieren, indem diese 2. Faserendfläche schräg geschnitten oder poliert wird. So wird Licht, das an dieser Fläche reflektiert wird, aus dem Resonator herausgelenkt [Hünkemeier01]. Der Einfluss der Etalons, die das 2. Faserende mit den Flächen der resonatorinternen Linse bildet, lässt sich vermindern durch eine großer Brennweite der Linse, d.h. großem Abstand zur Faser: Da das Licht divergent aus der Faser austritt, trifft mit wachsendem Abstand der Linse von der Faser immer weniger an der Linse reflektiertes Licht wieder den Faserkern. Faserlaser im Rahmen dieser Arbeit erforderten daher asphärische Linsen mit mehr als 8 mm Brennweite [Hünkemeier01], zusätzlich muss die numerischer Apertur mindestens so groß sein wie die der Faser ($N_A = 0,3$). Diese Anforderungen erfüllen z.B. die asphärischen Linsen Hoya A41^[A41] und A136^[A136] mit $f = 10$ mm bzw. 15 mm Brennweite und $N_A = 0,33$ bzw. 0,3. Diese Linsen wurden ohne Vergütung geliefert und mussten noch entspiegelt werden (siehe Abschnitt 3.5).

Die Probleme mit resonatorinternen Etalons und die hohen Resonatorumlauflverluste (ca. 10%, [Böhm93, Hünkemeier00]) gaben Anlass, über alternative ICAS-Faserlaser-Konzepte nachzudenken, bei denen das Licht nicht aus der Faser aus- und wieder eingekoppelt werden muss: An einer mit Erbium dotierten Faser wurde ein Konzept erprobt, die Faser an einer Stelle zu erhitzen und in die Länge zu ziehen [Löhden10]. Die Faser wird dort so dünn ist, dass ihr evaneszentes Lichtfeld mit einem umgebenden Absorber wechselwirken kann. Allerdings ist diese Stelle sehr fragil und so kurz, so dass sich nur eine kleine effektive Absorptionsweglänge ergibt ($L_{\text{eff}} \approx 1,7$ m).

Eine weitere Alternative wäre die Nutzung einer mikrostrukturierten Faser (engl.: photonic crystal fibre) [Knight96], die es auch selten-erd-dotiert gibt, so dass Laserbetrieb möglich ist [Wadsworth00, Limpert03]. Das Probegas würde durch die Kapillaren der Faser geleitet werden und könnte da mit dem Licht der geführten Fasermode wechselwirken. Jedoch flösse das Gas nur langsam durch die winzigen Kapillaren (wenige μm Durchmesser), und was einmal an der Innenwand der Kapillare haftet, ließe sich kaum noch entfernen.

3.4 Fasereigenschaften

Bei den in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten wurde in erster Linie eine Silikatglasfaser^[Lycom] verwendet, die von Lycom A/S (heute OFS Fitel Denmark ApS) her- und bereitgestellt wurde, und die im folgenden als *Lycom-Faser* bezeichnet wird. Sie ist mit Aluminium (6% molar), Lanthan (2% molar) und Thulium dotiert. Im Faserkern befinden sich $5 \cdot 10^{18}$ Tm^{3+} -Ionen je Kubikzentimeter. Die Abschneidelänge der Faser beträgt $1,7 \mu\text{m}$, ihre numerische Apertur 0,3, der Faserkerndurchmesser $4,3 \mu\text{m}$. In Abbildung 23a,b ist das Dämpfungsspektrum der Lycom-Faser, wie es vom Hersteller gemessen wurde, dargestellt [Larsen99]. Alle Spitzen der Dämpfung rühren von der Absorption durch Thulium her. Die mit 20 dB/m größte Dämpfung tritt bei 785 nm bis 792 nm Lichtwellenlänge auf, in diesem Spektralbereich lässt sich die Faser optimal anregen.

Der Beitrag der *Streuung* zur Dämpfung ist wesentlich geringer als der Beitrag der Absorption durch Thulium und lässt sich aus dem Dämpfungsspektrum in Abbildung 23a nicht ablesen. Eine untere Grenze der Streudämpfung kann aber abgeleitet werden aus dem Dämpfungsspektrum einer ebenfalls mit Aluminium und Lanthan aber nicht mit Thulium dotierten Silikatglasfaser des gleichen Herstellers, es ist in Abbildung 24 dargestellt: Die Abnahme der Dämpfung von 700 nm bis ca. 1700 nm entspricht der λ^{-4} -Abhängigkeit, wie sie für Rayleigh-Streuung charakteristisch ist. Rayleigh-Streuung ist für diese Faser in diesem Wellenlängenbereich also der größte Beitrag zur Dämpfung; ab 1700 nm setzt Absorption durch Mehrphononen-Anregung im Glas ein. Die Dämpfung bei 1000 nm ist mit 11,4 dB/km etwa eine Größenordnung größer als bei den besten undotierten Silikatglasfasern (0,91 dB/km [Kanamori86]). Die zusätzlich mit Thulium dotierte Lycom-Faser weist vermutlich eine noch etwas größere Streudämpfung auf, da Cluster aus Thulium-Ionen zusätzliche Streuzentren bilden können.

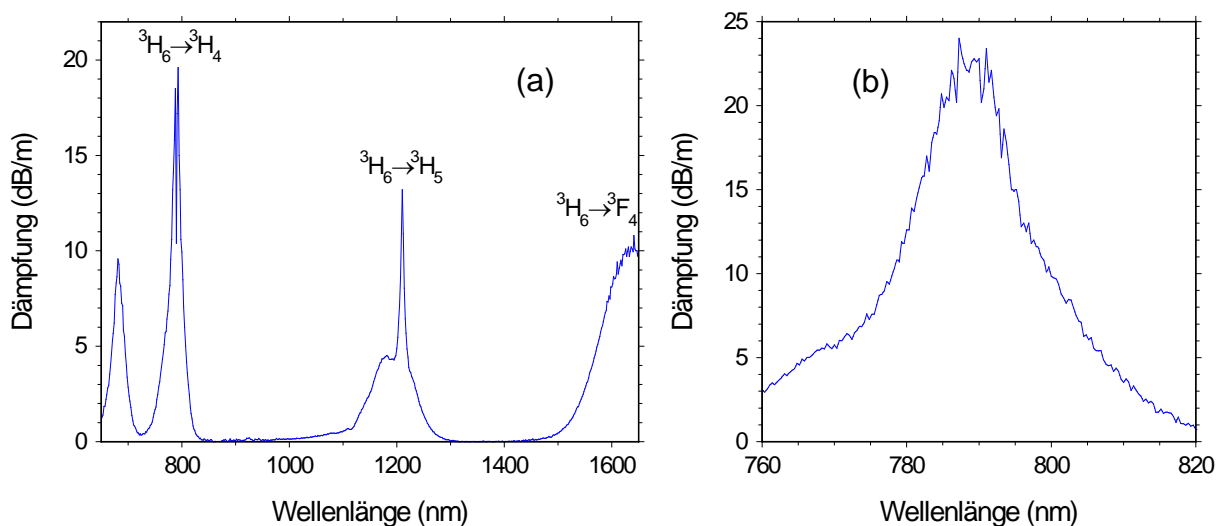


Abbildung 23: Spektrum der Lichtdämpfung der hauptsächlich verwendeten, mit Aluminium, Lanthan und Thulium dotierten Silikatglasfaser^[TmFaser] [Larsen99].

3.4 Fasereigenschaften

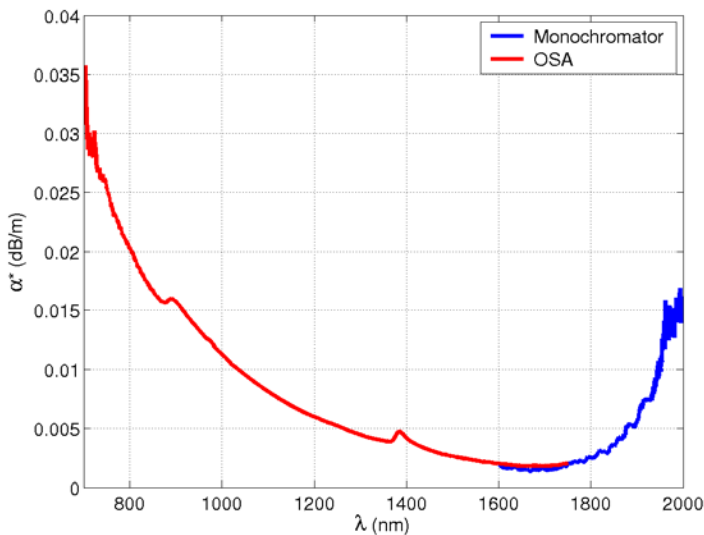


Abbildung 24: Lichtdämpfung einer mit Aluminium und Lanthan dotierten Silikatglasfaser [Pálsdóttir]. Rayleighstreuung bestimmt den Verlauf des Spektrums bis 1700 nm, bei größeren Wellenlängen setzt Mehrphononen-Absorption durch das Glas ein.

Eine wichtige Eigenschaft thulium-dotierter Glasfasern ist die Lebensdauer des oberen Laserniveaus 3F_4 . Für die Lycom-Faser wurde sie bestimmt durch Beobachtung des Zerfalls der infraroten Fluoreszenz bei 1,7 μm bis 2 μm nach der Beendigung der Anregung der Faser mit dem Licht einer Laserdiode bei 784 nm [Correia02]. Aus den Zeitkonstanten des Zerfalls der Fluoreszenz bei verschiedenen Anregungsleistungen wurde die Zeitkonstante für die Anregungsleistung 0 extrapoliert, sie entspricht der Lebensdauer τ_{3F_4} des 3F_4 -Zustands. Mittelung dieser Zeitkonstanten für verschiedene Faserstücke ergab $\tau_{3F_4} = 738 \mu\text{s} \pm 6 \mu\text{s}$. Sie ist damit größer als die von Hanna et al. an zwei thulium-dotierten Fasern gemessenen Lebensdauern (0,2 ms bis 0,5 ms [Barnes90, Hanna90]), was vermutlich an anderen Herstellungsverfahren sowie anderen Dotierungen liegt: Die Beigabe der schweren Dotierungs-Ionen Aluminium und Lanthan verschiebt das Spektrum der Phononen des Fasermaterials hin zu niedrigeren Frequenzen. Dies reduziert die Rate nichtstrahlender Zerfälle der angeregten Thulium-Ionen, da bei einem Zerfall zur Energieerhaltung mehr Phononen angeregt werden müssen, was unwahrscheinlicher ist.

Es gibt noch zwei weitere thulium-dotierte Fasern, mit denen am Institut für Laser-Physik erfolgreich Spektroskopie im Laserresonator durchgeführt wurde. sie wurden im gleichen Spektralbereich um 1,8 μm eingesetzt wie die Lycom-Faser [Rapior04, Höh08]. Eine Faser mit der Bezeichnung „N35“^[GPI] wurde vom Moskauer „Institute of General Physics“ her- und bereitgestellt. Ihre Daten sind: $N_A = 0,23$; $D = 3 \mu\text{m}$; $\lambda_c = 930 \text{ nm}$; Dotierung: 2000 ppm Tm_2O_3 bzw. $1,6 \cdot 10^{19} \text{ Tm}^{3+}$ -Ionen/ cm^3 . die zweite Faser des Typs OSF Fitel R38501-Tm^[OFS] ist ein Nachfolger der Lycom-Faser, sie stammt aus derselben Herstellungsanlage. Sie ist aber stärker mit Thulium dotiert: Die absorptionsbedingte Dämpfung bei 790 nm ist mit 200 dB/m etwa 10 mal größer als bei der Lycom-Faser [Höh08]. Weitere technische Daten der Faser sind $N_A = 0,26$; $D = 4 \mu\text{m}$; $\lambda_c = 930 \text{ nm}$.

3.5 Faserpräparation, Ver- und Entspiegelung

Zur Fertigung eines Faserlasers benötigt man ein Stück dotierte Glasfaser mit (durch Schneiden oder Polieren) plan präparierten Endflächen, die dann noch ver- oder entspiegelt werden. Zum Schneiden wird ein Faserende mit Aceton von der Faserhülle befreit, in ein Faserschneidegerät ^[York] eingelegt, und eine Zugspannung wird angelegt. Eine vibrierende Diamantschneide ritzt die Faser seitlich an, so dass ein Spannungsbruch die Faser teilt. Auf diese Weise erhält man eine glatte Schnittfläche, die laut Hersteller mit $0,2^\circ$ Genauigkeit senkrecht zur Faserachse steht. Die geschnittenen Faserenden werden mit zylindrischen Faserhaltern ^[MHalter] aus Messing gehalten. Diese haben einen Schlitz, der bis zur Achse reicht. In den Schlitz wird die Faser eingelegt und mit einer Metallfeder festgeklemmt, so dass das Faserende wenige Millimeter aus dem Halter ragt. Ein Nachteil ist dabei, dass die Faser außerhalb des Halters gar nicht bzw. nur durch ihre $< 0,1$ mm dünne Kunststoffhülle geschützt ist und bei der Handhabung leicht beschädigt wird.

Zur sichereren Handhabung integriert man die Faser in einen 3 mm dicken, durch Kevlarfasern verstärkten *Schutzschlauch* ^[Hülle] und die Faserenden in *FC-Faserstecker* ^[FC125]. Abb. 25 zeigt eine Faser mit Schutzschlauch und FC-Faserstecker sowie eine Faser im Messinghalter. An der Rückseite des Fasersteckers wird der Schutzschlauch durch Klemmen und Kleben befestigt. Im Stecker nimmt ein Keramik-Röhrchen (*Ferrule*) das mittels Aceton von der Hülle befreite Faserende auf. Die „enthüllte“ Faser passt mit $125 \mu\text{m}$ Durchmesser genau in die Ferrule ($126 \mu\text{m} \pm 1 \mu\text{m}$ Innendurchmesser); der Zwischenraum wird mit 2-Komponenten-Epoxidharzkleber ^[F123] gefüllt. Faserende und Klebstoff stehen ca. 1 mm über das Ferrulen-Ende über und werden nach der Härtung des Klebers (5 min bei 100°C) poliert. Das Polieren erfolgt mit einer Poliermaschine ^[Ultra1]: Die Ferrulenspitze drückt von oben auf rotierende Poliermatten ^[Ultra2] mit eingelagerten Aluminiumoxidkörnern mit $5 \mu\text{m}$, $1 \mu\text{m}$ bzw. $0,5 \mu\text{m}$ Größe, die nacheinander benutzt werden. Zuletzt kann mit wässriger Suspension ^[Ultra3], die Aluminiumoxidkörner mit $0,1 \mu\text{m}$ bzw. $0,05 \mu\text{m}$ Größe enthält, poliert werden. Die Mikrofotografie Abbildung 26 zeigt in der Bildmitte eine polierte Faserendfläche, und in deren Mitte als hellen Punkt den Faserkern. Kratzer sind auf der Faser

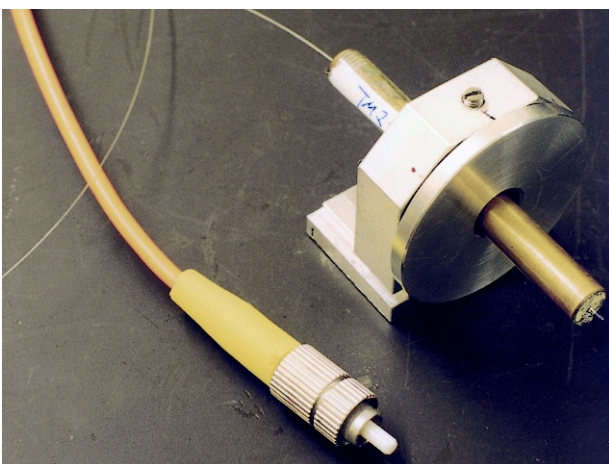


Abbildung 25: Faser in FC-Faserstecker und Schutzschlauch (links) bzw. im Messinghalter.

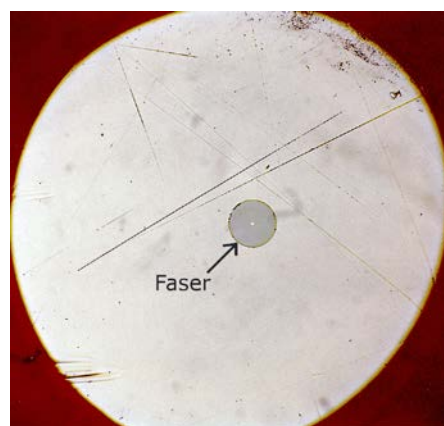


Abbildung 26: Mikrofotografie einer von Epoxidharzkleber umgebenen, polierten Faserendfläche.

nicht zu erkennen, wohl aber auf dem umgebenden Epoxidharzkleber, mit dem die Faser in den Stecker eingeklebt ist, und der mit ihr poliert wird (wobei er auch ganz wegpoliert werden kann).

Im Rahmen diese Arbeit wurden alle Thulium-Faserlaser so aufgebaut, dass mindestens ein Resonatorspiegel direkt an einer Endfläche des thulium-dotierten Faserstücks angebracht wurde. Dieser Spiegel muss hohe Reflexion ($> 99\%$) für den Wellenlängenbereich $1,7 \mu\text{m} - 2 \mu\text{m}$ aufweisen, damit die Emission der Faser in diesem Spektralbereich zurück in die Faser reflektiert wird. Zusätzlich soll der Spiegel hohe Transmission ($> 90\%$) bei 785 nm besitzen, damit Pumplicht durch den Spiegel in die Faser gekoppelt werden kann. Die Herstellung und Anbringung derartiger Spiegel erfolgte im Rahmen dieser Arbeit auf zwei Weisen:

1.) Mit einer Aufdampfanlage ^[Anl1] für thermische *Schiffchenverdampfung* wurden bei 10^{-5} mbar dielektrische Spiegel aus *Magnesiumfluorid-* und *Zinksulfidschichten* („Soft Coating“) definierter Dicke direkt auf geschnittene oder polierte Faserendflächen aufgedampft. Die Spiegel besitzen die Schichtenfolge *Glasfaser* | $(2L\ 2H)^m\ L$ | *Luft* mit $m = 5, 7$ oder 8 . „ $2L$ “ bzw. „ $2H$ “ stehen für Schichten aus Magnesiumfluorid (Brechungsindex $n \approx 1,38$) bzw. Zinksulfid ($n \approx 2,3$) der optischen Dicke $\lambda_0/2$; L steht für eine Magnesiumfluoridschicht der optischen Dicke $\lambda_0/4$. Dabei ist λ_0 die Wellenlänge des monochromatischen Lichts, das beim Aufdampfen auf einem Kontrollglas zur Kontrolle der Schichtdicke benutzt wird: Das Aufdampfen wird beendet, wenn die Schichtdicke auf ein Vielfaches von $\lambda_0/4$ anwächst, so dass die Reflexion des Kontrollglases einen Extremwert annimmt. Das vorstehende Schichtsystem wurde mehrfach aufgedampft mit $800 \text{ nm} \leq \lambda_0 \leq 970 \text{ nm}$ (jeweils konstant für das ganze Schichtsystem). Für das 15-Schichten-System *Glasfaser* | $(2L\ 2H)^7\ L$ | *Luft* mit $\lambda_0 = 830 \text{ nm}$ zeigt Abbildung 27 die berechte Reflexion (rote Kurve) und die gemessene Reflexion (blaue Kurve). Die Berechnung erfolgte mit dem Programm „Schicht“ ^[Schicht], welches von mir

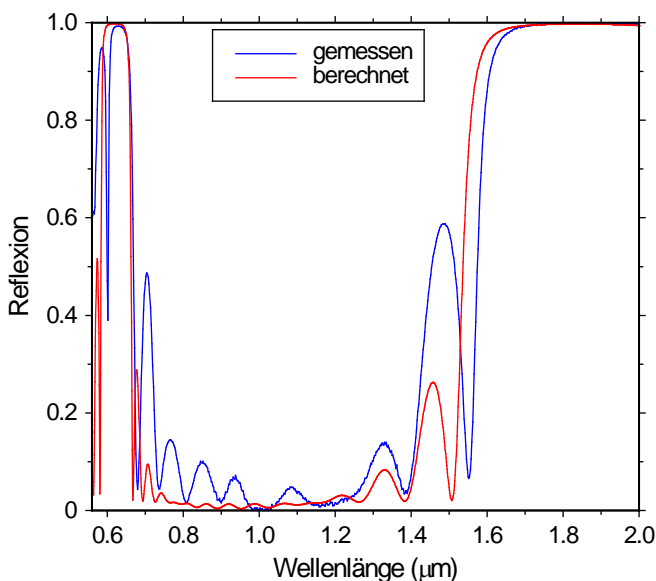


Abbildung 27: Reflexion eines Spiegels aus Magnesiumfluorid- und Zinksulfidschichten mit der Schichtenfolge *Glas* | $(2L\ 2H)^7\ L$ | *Luft* bei 830 nm Bezugswellenlänge.

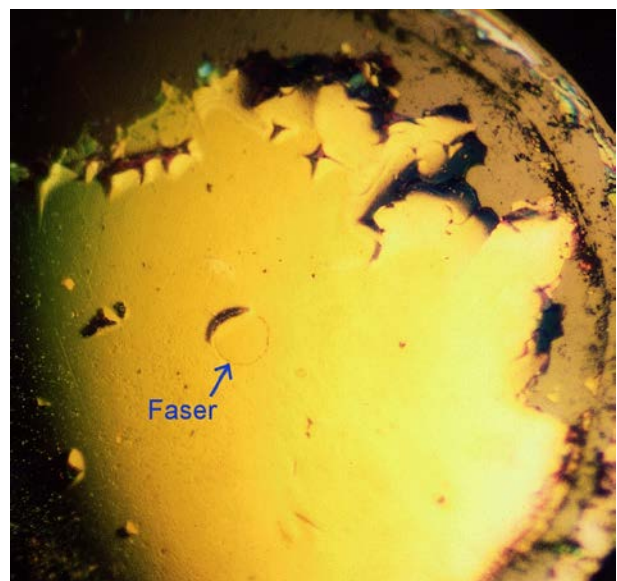


Abbildung 28: Mikrofotografie der Endfläche einer Ferrule mit eingeklebter und polierter Faser, welche direkt mit 15 ZnS- und MgF₂-Schichten verspiegelt wurden. Der Spiegel haftet auf der Faser, blättert aber am Rand der Ferrule ab

im Rahmen dieser Arbeit geschrieben wurde (Anhang A zeigt die Programmoberfläche und einige Erläuterungen). Die Messung erfolgte durch ein Spektrophotometer^[Cary] an einem Glas, das mit dem Schichtsystem verspiegelt wurde. Man erkennt den für Thulium-Faserlaser wichtigen Bereich hoher Reflexion um 1,85 μm . Laut Rechnung ist $0,994 \leq R \leq 0,997$ für $1,7 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 2,0 \mu\text{m}$. Der Messung nach gilt zwischen 1,8 μm und 1,9 μm sogar $R \geq 0,999$. Bei der Wellenlänge 785 nm des Pumplichts ist die Transmission nicht so hoch wie berechnet. Gründe dafür sind die nicht perfekte Kontrolle über die Schichtdicken sowie Variationen der Dichte (und somit des Brechungsindex) der mit hoher Aufdampfrate (2 nm/s bis 6 nm/s) gebildeten Schichten. Die hohe Aufdampfrate erwies sich bei der großer Schichtdicke (170 nm bis 350 nm je Schicht) als erforderlich: Spiegel, deren Herstellung je Schicht mehr als 90 Sekunden Aufdampfdauer benötigten, zeigten regelmäßig Spannungsrisse und blättern von Faser und Ferrule ab. Ursache dafür waren vermutlich mechanische Spannungen, die bei längerem Aufdampfen durch die hohe Temperatur und die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der Schichtmaterialien entstehen. Abb. 28 zeigt die Mikrofotografie einer Faser- und Ferrulenendfläche, auf die das genannte Schichtsystem mit 15 Schichten aufgedampft wurde. Der Spiegel haftet auf der und um die Faser, aber am Rand der Ferrule weist er Risse auf und blättern ab. In der Mehrheit der Fälle blättern der Spiegel auch von der Faser ab. Außerdem konnten nur maximal vier Faserendflächen gleichzeitig bedampft werden, da es in der Anlage nur einen kleinen Bereich gab, in dem die Schichtdicken hinreichend gleich wurden. Diese Nachteile motivierten dazu, Spiegel nach Methode 2.) herzustellen.

2.) In der größeren Aufdampfanlage^[Ani2] des Instituts für Laser-Physik wurden per Elektronstrahlverdampfung bei 300°C Spiegel aus harten SiO_2 - und TiO_2 -Schichten auf Substrate aufgedampft. Die Rückseite der Substrate wurde in der gleichen Anlage entspiegelt. Die Substrate sind 0,1 mm dünn. Damit erhalten sie die Abbildungseigenschaften der Linse, die Licht durch den Spiegel in die Faser koppelt. Vor allem aber bilden die Oberflächen des Substrats ein *Etalon*, das so *dünn* gewählt wurde, damit sein freier Spektralbereich $\Delta\nu = c/(2 \cdot 0,01 \text{ cm}) = 50 \text{ cm}^{-1}$ groß ist. So gibt es wenig Einfluss auf die spektralen Eigenschaften des auf spektral *schmalbandige* Verluste empfindlichen Lasers. Aufgedampft wurde die Schichtenfolge *Substrat* | 3H (3L 3H)¹⁰ | *Glasfaser* (Bedampfung A761^[Paeth5]). Das sind 21 „3L“- und „3H“-Schichten, d.h. SiO_2 - bzw. TiO_2 -Schichten der optischen Dicke $3\lambda_0/4$. Dabei ist $606 \text{ nm} \leq \lambda_0 \leq 627 \text{ nm}$ außer für die erste und die letzte Schicht ($\lambda_0 = 550 \text{ nm}$). Abbildung 29 zeigt den Reflexionsverlauf des Schichtsystems. Die rote Kurve wurde mit dem „Schicht“-Programm berechnet, die Kreuze stellen Messergebnisse dar. Zur Messung wurde das verspiegelte Substrat gegen ein Glasplättchen ($n = 1,5$) gestellt, da die Reflexion des Spiegels vom Brechungsindex n des angrenzenden Mediums abhängt. Der Spalt zwischen Substrat und Glasplättchen wurde mit Indexgel ausgefüllt. Die Reflexion des gesamten Systems wurde gemessen, und die Reflexionen der beiden Glas-Luft-Flächen herausgerechnet. Das Schichtsystem weist um 615 nm und um 1,85 μm hohe Reflexion auf: $R(615 \text{ nm}) = 0,9985$ (gemessen) bzw. 0,9995 (berechnet) sowie $0,997 \leq R \leq 0,9996$ zwischen 1,7 μm und 2 μm (berechnet). Zwischen 660 nm und 800 nm liegt die Reflexion theoretisch unter 2 %, die Messung ergab aber bei 767 nm ein Nebenmaximum der Reflexion (6,6 %). Bei 784 nm beträgt die Restreflexion 3,2 % - deutlich weniger als beim direkt auf die Faserendfläche aufgedampften Spiegel aus Abbildung 27/28.

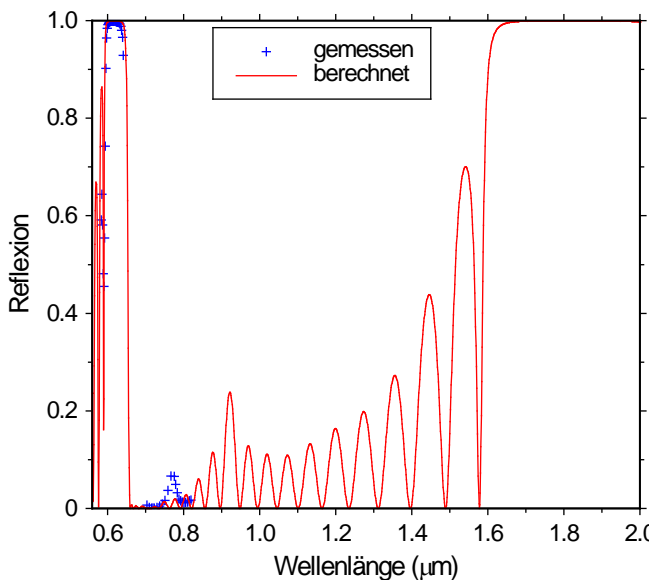


Abbildung 29: Berechnete und ausgemessene Reflexion des $\text{SiO}_2\text{-TiO}_2$ -Spiegels A761^[Paeth5] mit der Schichtenfolge Substrat | 3H (3L 3H)¹⁰ | Glasfaser. Die Bezugswellenlänge variiert zwischen 550 und 627 nm.

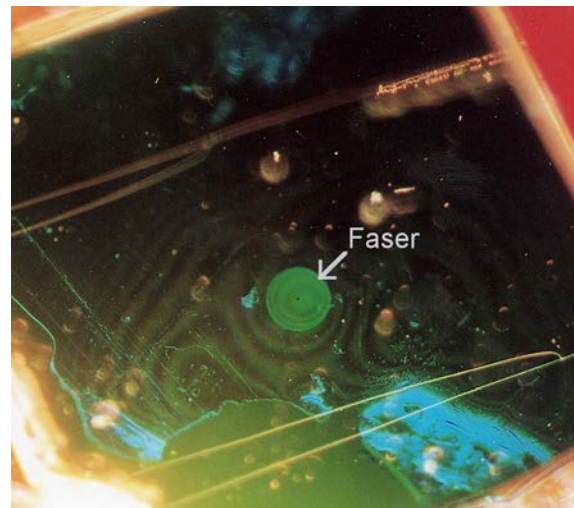


Abbildung 30: Mikrofotografie eines Spiegelstücks, das auf eine polierte Faser/Ferrulendfläche aufgeklebt wurde. Auf der Faser und um sie herum sind Newtonsche Ringe zu erkennen.

Die fertig ver- und entspiegelten Substrate wurden in ca. $1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ große Stücke gebrochen. Bei der Bedampfung nur eines Substrates mit 25 mm Durchmesser gewinnt man daher Spiegel für Hunderte Faserlaser! Zur Verspiegelung einer Faserendfläche wird ein Spiegel-Bruchstück mit der spiegelnden Seite in Kontakt mit der polierten Faser- und Ferrulendfläche gebracht und in dieser Stellung durch Klebung fixiert wird. Abbildung 30 zeigt eine Mikrofotografie eines Spiegelstücks, das auf eine polierte Faser- und Steckerendfläche aufgeklebt wurde. In der Bildmitte bildet die Faserendfläche einen hellen Kreis, in dessen Mitte ist der Faserkern als schwarzer Punkt zu erkennen. Links unten im Bild ist unter dem Spiegel Klebstoff zu erkennen, mit dem der Spiegel fixiert wurde. Die hellen Linien sind Spannungsrisse des Spiegels, die entstanden, als das Substrat zur Entspiegelung erneut auf 300 °C aufgeheizt wurde.

Befindet sich ein Luftspalt zwischen Spiegel und Faser, so stellt er eine zusätzliche dielektrische Schicht mit Brechungsindex 1 dar und beeinflusst die Reflexionseigenschaften des Spiegels. Insbesondere kann die Reflexion des Pumplichts erhöht werden. Der Spiegel wird daher wie folgt angebracht: Faserendfläche und Spiegel werden mit dem Licht einer Natriumdampflampe oder LED beleuchtet. Durch ein Mikroskop erkennt man dann Newtonsche Ringe der Interferenz des Lichts, das an Faserendfläche und am Spiegel reflektiert wird. In Abb. 30 sind solche Interferenzringe zu erkennen, ihr Kontrast ist aber geringer aufgrund der Beleuchtung mit weißem Licht. Der Spiegel wird verkippt, bis der Faserkern das Zentrum der Interferenzringe ist, und so an die Faser gedrückt, dass sich die zentrale Interferenzscheibe bei einer weiteren Erhöhung der Andruckkraft wenig verändert. Dann ist die Spaltdicke im Zentrum klein gegen die Spaltdicke $\lambda_N/4 \approx 150\text{ nm}$ im umgebenden ersten Interferenzring und somit auch klein relativ zur Pumplicht-Wellenlänge. Zur Fixierung wird der Spiegel an seinen Kanten auf die Ferrule bzw. auf die polierte Kleberfläche, welche die Faser umgibt, aufgeklebt mit Epoxidharzkleber, der durch UV-Licht aushärtet.

3.5 Faserpräparation, Ver- und Entspiegelung

Die Entspiegelung der Faserendflächen sowie der Linsen, welche innerhalb des Laserresonators eingesetzt wurden, erfolgte ebenfalls in den Aufdampfanlagen ^[An1,An2] des Instituts für Laser-Physik. Es wurden vier verschiedene dielektrische Schichtsysteme aus jeweils ein bis drei dielektrischen Schichten eingesetzt, um im Spektralbereich um 1,8 μm eine Entspiegelung zu erzielen. Der spektrale Verlauf der Reflexionen dieser Schichtsysteme ist durch die vier Kurven in Abbildung 31 dargestellt. Die einfachste Entspiegelung einer Faserendfläche besteht aus einer Magnesiumfluoridschicht der optischen Dicke 450 nm (Kurve 1). Das Minimum der Reflexion sinkt mit dieser Schicht unter 0,013. Eine effizientere Entspiegelung ergibt sich mit dem 2-Schichten-System *Glas* | ZnS, MgF₂ | *Luft* (Kurve 2), wobei die optischen Dicken der MgF₂- bzw. ZnS-Schichten 100 nm bzw. 600 nm betragen. So erhält man um 1,8 μm einen 170 nm breiten Spektralbereich, in dem die Reflexion kleiner als 0,001 ist, im Minimum beträgt die Reflexion theoretisch gar nur $6 \cdot 10^{-5}$. Ebenso breitbandig und im Minimum noch wirkungsvoller entspiegelt das 3-Schichten-System *Glas* | LH 5L | *Luft* (Kurve 3), wobei L und H für je 122 nm dicke MgF₂- bzw. ZnS-Schichten stehen. Im Vergleich zum 2-Schichten-System lässt es sich genauer herstellen bzw. reproduzieren, und es ist haltbarer, da die ZnS-Schicht durch MgF₂-Schichten eingeschlossen ist.

Zur Entspiegelung von Linsen wurden auf die Linsenoberflächen je eine Al₂O₃-, LIDA ^[LIDA]- und MgF₂-Schicht mit den optischen Dicken 450 nm, 900 nm und 450 nm aufgedampft. Es ergibt sich eine enorm breitbandige Entspiegelung (Kurve 4) ^[P-Ent]: Zwischen 1,51 μm und 2,27 μm ist die Reflexion kleiner als 0,0015. Allerdings überschreitet die Reflexion zwischen 1,69 μm und 1,88 μm den Wert 0,001.

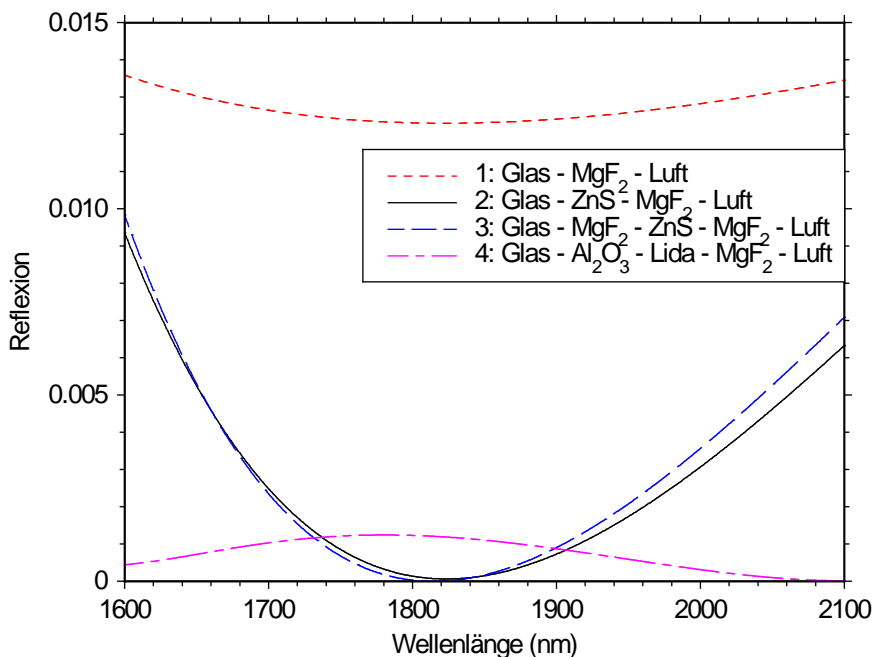


Abbildung 31: Reflexion dielektrischer Schichtsysteme zur Entspiegelung von Faserendflächen und Linsenoberflächen.

3.6 Faserlaser mit beidseitig verspiegelten Endflächen

Im Rahmen dieser Arbeit erfolgte die Anregung der thulium-dotierten Fasern stets durch einen Einzelemitter-Diodenlaser vom Typ Sanyo DL 7140-001^{|Sanyo|} mit 782 nm bis 784 nm Wellenlänge. Die Laserschwelle liegt bei 29 bis 30 mA, die optische Nennleistung 70 mW wird bei 96 mA Diodenstrom erreicht, der differentielle Wirkungsgrad beträgt 1,04 W/A. Der Diodenlaser emittiert das Licht aus einem Laserkanal mit ca. $1 \mu\text{m} \times 3 \mu\text{m}$ Querschnitt, daraus resultieren vertikal 36° und horizontal 14° voller Öffnungswinkel des divergent austretenden Lichts. Die Stromversorgung erfolgt durch ein Diodenlaser-Steuergerät des Typs Profile LDC 202^{|Prof|}. Dieses hält den elektrischen Strom durch den Diodenlaser konstant (Rauschen $< 2 \mu\text{A}$, Kurzzeitschwankungen in $15 \text{ s} < 10 \mu\text{A}$, Drift in $30 \text{ min} < 20 \mu\text{A}$). Bei Ansteuerung des Steuergerätes durch ein externes Spannungssignal, kann der Laserdiodenstrom mit Frequenzen bis zu 200 kHz moduliert werden.

Der Diodenlaser wird stets in ein Kollimatorgehäuse integriert. Zur Verfügung stehen ein kleineres (SK9620^{|SK9620|}) und ein größeres (SK 55 BC^{|SK55BC|}) Kollimatorgehäuse. Darin befindet sich neben dem Diodenlaser jeweils eine entspiegelte (Reflexion $< 0,5 \%$ bei 780 nm) asphärische Linse^{|SK50CS|} mit 4,5 mm Brennweite ($N_A = 0,55$). Laserdiode und Linse werden so justiert, dass sich ein kollimiertes Lichtbündel mit elliptischem Querschnitt ergibt, wobei die Ellipsenachsen 3 mm bzw. 1,2 mm lang sind. Am kleineren Kollimatorgehäuse wird eine asphärische Linse^{|SK5M|} mit 8 mm Brennweite ($N_A = 0,33$) als Vorsatzoptik angebracht. Diese Linse soll das Licht des Diodenlasers auf eine Faserendfläche fokussieren und so in die Faser einkoppeln. Dazu wird das kleinere Kollimatorgehäuse samt Vorsatzoptik auf einem XYZ-Verschiebetisch^{|Elliot|} montiert und relativ zu einem Faserende, welches auf dem anderen, starren Arm des Verschiebetisches montiert ist, justiert. Am größeren Kollimatorgehäuse können einzeln oder kombiniert eine optische Diode, ein Zylinderlinsen-Anamorphot und ein Faserkoppler angebracht werden. Abbildung 32 zeigt schematisch einen Schnitt durch die Kombination aus Kollimatorgehäuse, optischer Diode und Faserkoppler samt Faser. Die optische Diode^{|EOT2|} ist für 780 nm Lichtwellenlänge ausgelegt. Sie enthält einen Faraday-Rotator zwischen zwei polarisierenden Folien, deren Durchlassrichtungen sich um 45° unterscheiden. Entgegen der Durchlassrichtung führt dies zu 30 dB Dämpfung des Lichts des Dioden-

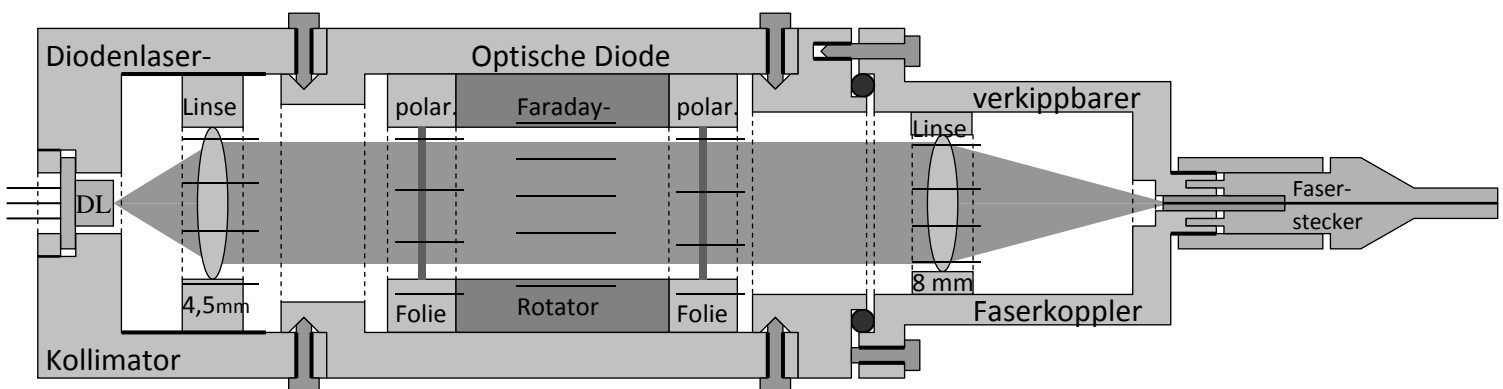


Abbildung 32: Schnitt durch Diodenlaser-Kollimator, optische Diode, Faserkoppler und -Stecker.

3.6 Faserlaser mit beidseitig verspiegelten Endflächen

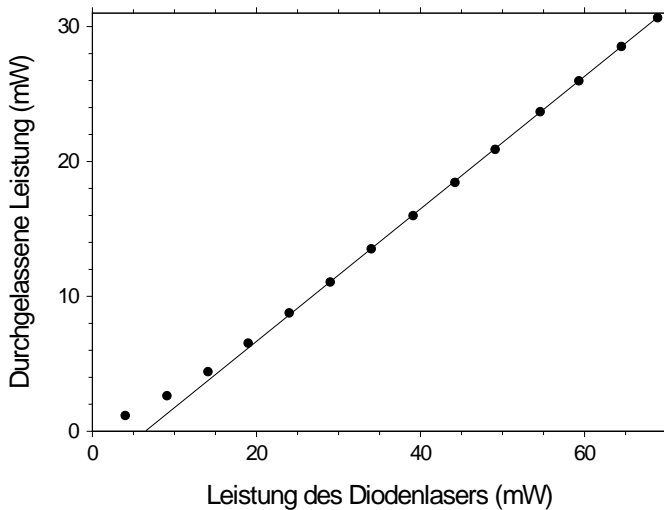


Abbildung 33: Transmission einer nicht verspiegelten, 196 mm langen, thulium-dotierten Lycom-Faser, in die das Licht einer Laserdiode eingekoppelt wird. An die Messwerte oberhalb 30 mW Diodenlaser-Leistung ist eine Gerade angepasst, sie hat die Steigung 0,492.

lasers, welches z.B. an Faserendflächen reflektiert wird. So sollen Schädigung und Leistungsschwankungen des Diodenlasers vermieden werden. Nicht dargestellt ist der Anamorphot^[SK5AN], er enthält Zylinderlinsen und formt das Laserstrahl-Profil, so dass eine nahezu radialsymmetrische Intensitätsverteilung erzielt wird. Der Faserkoppler^[SK60A8] (Typ S&K 60SM) enthält eine asphärische, entspiegelte Linse (8 mm Brennweite $N_A = 0,5$) sowie eine Buchse, in die ein FC-Faserstecker mit thulium-dotierter Faser gesteckt wird. Der Faserkoppler kann über einen Gummiring und sechs Justierschrauben verkippt werden. Das ändert den Winkel zwischen dem kollimierten Licht des Diodenlasers und der optischen Achse der Linse und damit den Abstand zwischen dieser Achse und dem Fokus, in dem die Linse den Laserstrahl fokussiert. Durch Verkippen und longitudinales Verschieben der Linse justiert man den Fokus auf den Faserkern; dabei maximiert man die Leistung des Lichts, das durch die Faser hindurch tritt (gemessen per Leistungsmessgerät^[CohField]).

Ist die Faser kurz, so lässt sich der Wirkungsgrad der Einkopplung des Lichts in die Faser bestimmen: Mit kleinem Kollimatorgehäuse samt vorgesetzter Linse und einer nicht verspiegelten, 196 mm langen, thulium-dotierten Faser erhält man die in Abbildung 33 dargestellten Messergebnisse für die Lichtleistung hinter der Faser als Funktion der Leistung der Laserdiode: Unterhalb 20 mW Laserdioden-Leistung nimmt die transmittierte Lichtleistung überproportional, danach linear zu. Dies lässt sich wie folgt erklären: Das Licht der Laserdiode ist resonant zum Übergang ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_4$ der Tm^{3+} -Ionen im Faserkern. Wenn die Transmission mit steigender Leistung des anregenden Lichts zunimmt, bedeutet dies, dass der Übergang sättigt. Ab 20 mW ist der Übergang über die ganze Länge der Faser vollständig gesättigt; Licht, das zusätzlich in die Faser eingekoppelt wird, wird am anderen Faserende zu 96 % ausgekoppelt (an den unverspiegelten Faserenden gehen jeweils 4 % Lichtintensität durch Reflexion verloren). Aus der Steigung 0,49 des linearen Bereichs ergibt sich also der Wirkungsgrad der Einkopplung in die Faser zu $0,49/0,96 = 0,51$. Ähnlichen Wirkungsgrad der Einkopplung des Diodenlaserlichts in die Lycom-Faser erreicht man auch mit dem „großen“ Kollimatorgehäuse, Faserkoppler und polierten, in FC-Fasersteckern gefassten Fasern. Durch Verwendung des Zylinderlinsen-Anamorphoten lässt sich der Wirkungsgrad der Einkopplung auf ca. 60 % steigern. Bei Verwendung der optischen Diode sinkt der Wirkungsgrad auf ca. 45%.

3.6 Faserlaser mit beidseitig verspiegelten Faserendflächen

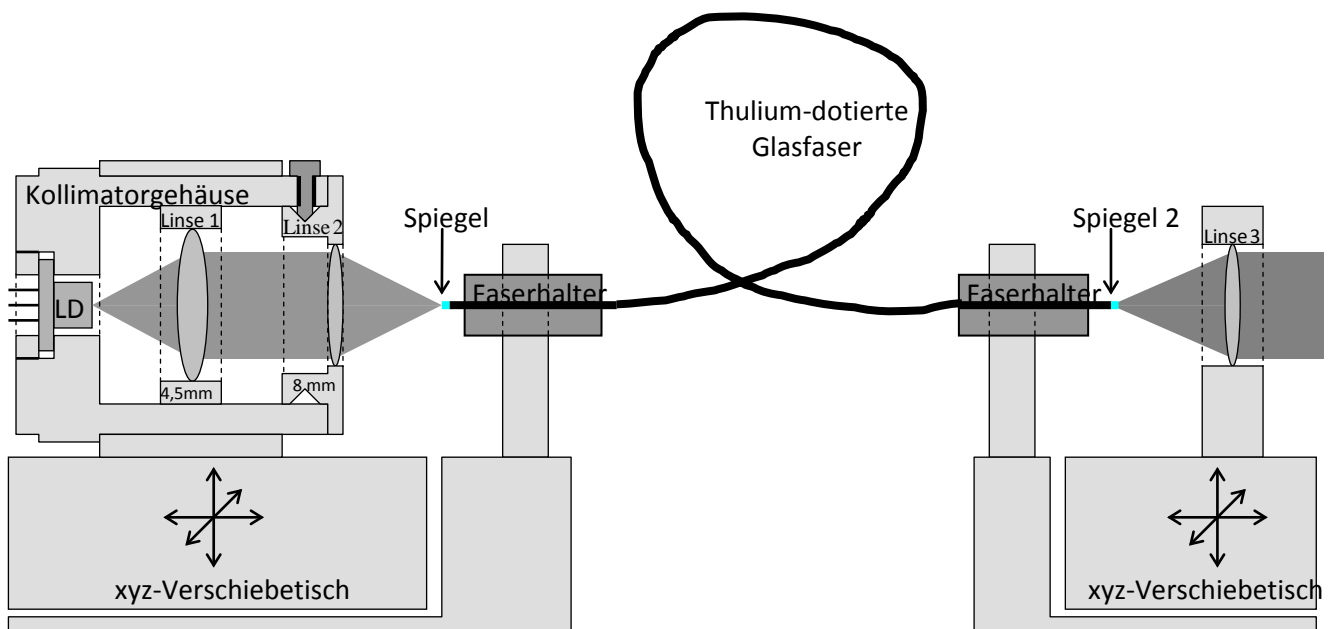


Abbildung 34: Aufbau des Faserlasers mit beidseitig verspiegelten Faserendflächen auf Verschiebetischen.

Der erste Thulium-Faserlaser im Rahmen dieser Arbeit wurde aus einem 53 cm langen Stück der thulium-dotierten Lycom-Faser^[Lycom] gefertigt; der Aufbau ist in Abbildung 34 dargestellt. Beide Faserendflächen wurden geschnitten, mit Messinghaltern gefasst und mit dem ZnS/MgF₂-Schichtsystem *Glasfaser* | (2L 2H)⁵ L | Luft ($\lambda_0 = 849$ nm, siehe Abschnitt 3.6) bedampft. Es ergaben sich 95 % Transmission bei der Pumplicht-Wellenlänge 783 nm und 97 % Reflexion bei 1,8 μ m. Die Anregung erfolgt per Laserdiode im kleinen Kollimatorgehäuse mit 8 mm-Vorsatzoptik; diese Einheit wurde per xyz-Verschiebetisch relativ zum 1. Faserende justiert. Das am 2. Faserende austretende Licht wurde kollimiert, mit zwei Farbglas-Filtern^[Vision] von Pumplicht befreit und auf ein thermisches Leistungs-Messgerät (Kalorimeter)^[Scient] gelenkt. Abbildung 35 zeigt die gemessene Kennlinie: Die Laserschwelle liegt bei 12 mW Diodenlaser-Leistung bzw. 6 mW Lichtleistung in der Faser. Bei 68 mW Pumpleistung (34 mW in der Faser) beträgt die Ausgangsleistung des Faserlasers 1,06 mW. Zusätzlich tritt am 1. Faserende Licht ähnlicher Leistung aus, da ja beide Faserenden gleich verspiegelt wurden. Der differentielle Wirkungsgrad des Faserlasers beträgt 3,8 % bezüglich der Pumpleistung in der Faser bzw. 7,6 % bei Berücksichtigung des Lichts, das am 1. Faserende austritt. Eine Optimierung von Faserlänge und Auskopplung würde wohl Ergebnisse erlauben, wie sie Barnes und Townsend mit einer ähnlichen Faser erzielten (4,4 mW Laserschwelle, 17 % differentieller Wirkungsgrad) [Barnes90]. Darauf wurde verzichtet, da für ICAS sowieso eine andere Konfiguration des Resonators erforderlich ist.

Das Spektrums des Laserlichts wurde mit einem 1m-Gittermonochromator^[McPher] gemessen, dabei befand sich das 2. Faserende exakt im Eintrittspalt, die transmittierte Wellenlänge wurde motorisch gleichmäßig durchgestimmt, und eine InGaAs-Photodiode^[Hama] (lichtempfindlich bis 2,07 μ m) diente am Austrittspalt als Detektor. Ihr Signal wurde verstärkt und von einem Rechner^[PACO] mit Messdatenerfassungskarte^[Imtec] zeitaufgelöst erfasst. Jedem Zeitpunkt der Messung lässt sich eine Wellenlänge zuordnen.

3.6 Faserlaser mit beidseitig verspiegelten Endflächen

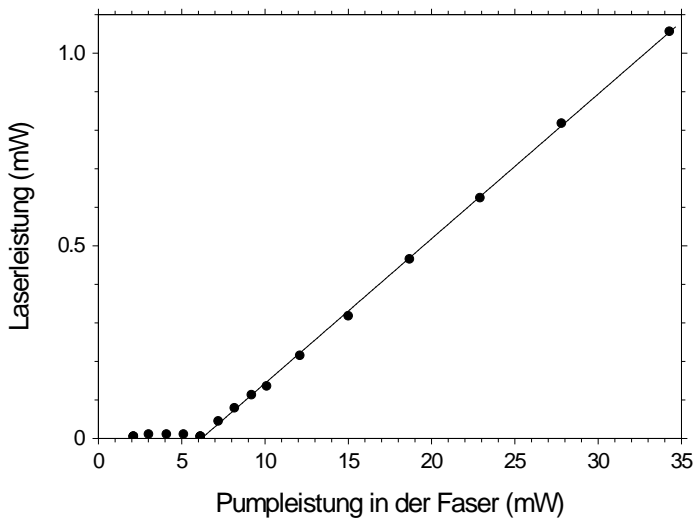


Abbildung 35:
Kennlinie des beidseitig verspiegelten Faserlasers.

Abbildung 36 zeigt das so bestimmte Spektrum (bei 1 mW Ausgangsleistung). Seine Mitte liegt bei 1875 nm, die Breite beträgt 10 nm, und es zeigt starke spektrale Strukturen. Die große Breite kann durch die inhomogene Verbreiterung des Laserüberganges und durch räumliches Lochbrennen erklärt werden: Beide Effekte bewirken, dass die bei kleiner Pumpleistung aktiven Moden des Lasers spektral bzw. räumlich nicht auf die ganze verfügbare Inversion zugreifen können, so dass bei stärkerer Anregung weitere Moden aktiviert werden. Die Strukturen im Spektrum deuten auf spektrale modulierte Verluste durch Etalons, d.h. durch Paare von reflektierenden Flächen inner- oder außerhalb des Resonators. Zur Identifizierung der Etalons wurde eine numerische harmonische Analyse des Spektrums durchgeführt; das Ergebnis ist in Abbildung 37 dargestellt: Strukturen mit $\Delta\lambda_1 = 0,06$ nm, $\Delta\lambda_2 = 0,30$ nm, $\Delta\lambda_3 = 0,8$ nm bzw. $\Delta\lambda_4 = 1,8$ nm Periode tragen stark zur spektralen Modulation bei. Verantwortlich sind nach Gleichung (33) Etalons der optischen Dicke $L = c/(2\Delta\nu) = \lambda^2/(2\cdot\Delta\lambda)$. Einsetzen der $\Delta\lambda$ ergibt $L_1 = 2,9$ cm, $L_2 = 0,59$ cm, $L_3 = 0,22$ cm, $L_4 = 0,098$ cm. L_1 und L_2 entsprechen dem Abstand des 1. Faserendes vom Diodenlaser bzw. von Linse 2, L_3 der optischen Dicke von Linse 2. An dieser Stelle zeigt sich schon, welchen Einfluss reflektierende Flächen auf das Spektrum haben können.

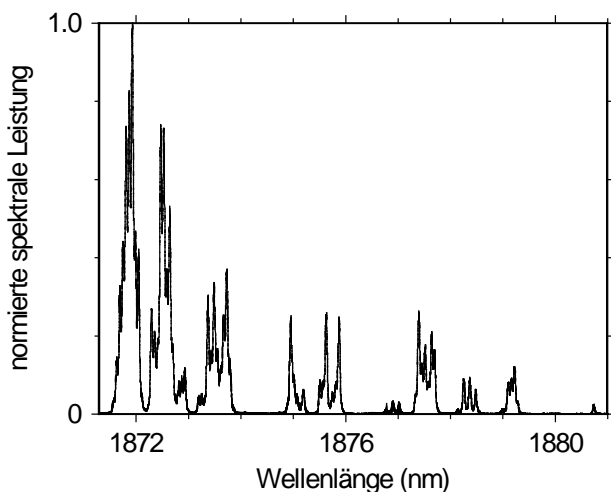


Abbildung 36: Spektrum des Faserlasers Tm1.

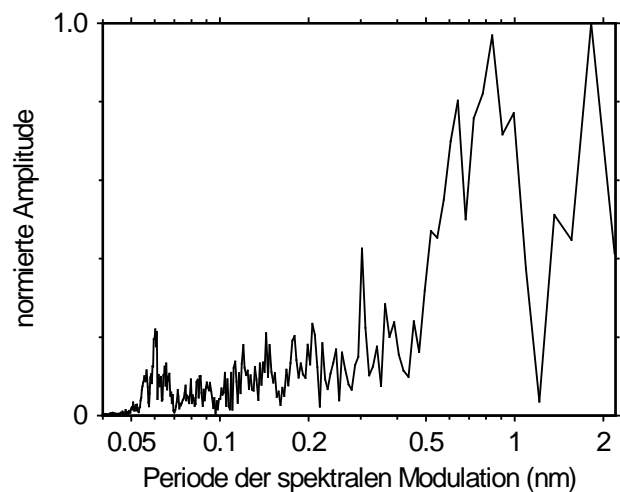


Abbildung 37: Harmonische Analyse des Spektrums

3.7 Thulium-Faserlaser mit Absorption im Resonator

Der im Rahmen dieser Arbeit erste thulium-dotierte Faserlaser mit Luft und daher auch Absorption im Resonator ist in Abbildung 38 dargestellt: Ein 455 mm langes Stück („Tm4“) der Lycomfaser^[Lycom] wurde mit Schutzschlauch umgeben, in FC-Faserstecker eingeklebt und poliert. Die 1. Faserendfläche wurde mit dem ZnS/MgF₂-Schichtsystem *Glasfaser |(2L 2H)⁷ L| Luft* beschichtet (Spiegel 1, siehe Abb. 27). Die Faser wird wie in Abbildung 32 dargestellt per Diodenlaser angeregt. Das mit einer Schicht MgF₂ (siehe Abb. 31) entspiegelte 2. Faserende wird per XYZ-Verschiebetisch^[Elliot] auf die optische Achse der resonatorinternen, asphärischen Linse A136^[A136] (15 mm Brennweite, NA = 0,3, 1‰ Restreflexion bei 1,8 μm) justiert. Die Linse fokussiert das von der Faser emittierte Licht auf Spiegel 2^[Ausk1], der zwischen 1,54 μm und 1,88 μm Lichtwellenlänge 4 % bis 5 % auskoppelt. Die Substrat-Rückseite von Spiegel 2 ist um 10° relativ zur Vorderseite geneigt. Nach Justierung aller Elemente wurde Laserbetrieb erzielt. Das ausgekoppelte Laserlicht trifft durch eine Linse und zwei pumplicht absorbierende Glasfilter^[Vision] den Ge-Messkopf^[LM2IR] eines Leistungsmessgerätes^[CohField] oder den Eintrittspalt des 1 m-Gittermonochromators^[McPher].

In einer ersten Messreihe wurde der Abstand von Spiegel 2 zum 2. Faserende gezielt variiert und bei 65 mW Laserdioden-Leistung jeweils auf maximale Faserlaserleistung justiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 39 dargestellt: Mit Vergrößerung des Abstands nimmt die Laserleistung immer mehr zu, wobei die Steigung abnimmt. Bei 10 cm Abstand zwischen 2. Faserende und Spiegel 2 wird kein Laserbetrieb erzielt. Dies liegt daran, dass die Linse 3 für den Abbildungsmaßstab 1:∞ gerechnet ist. Bei größeren Abbildungsmaßstäben (zu kleinerem Abstand hin) verschlechtert

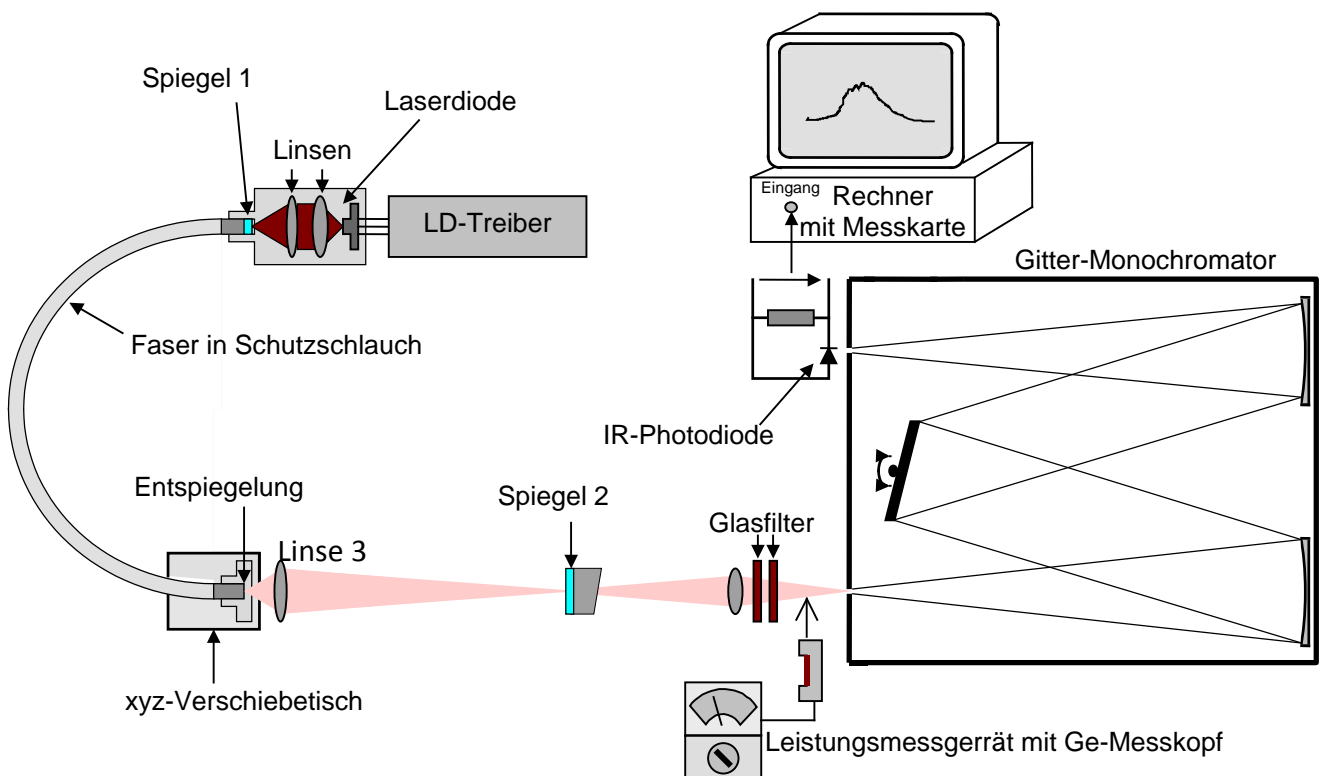


Abbildung 38: Tm-Faserlaser mit Luft im Resonator mit Geräten zur Messung von Leistung und Spektrum.

3.7 Thulium-Faserlaser mit Absorption im Resonator n

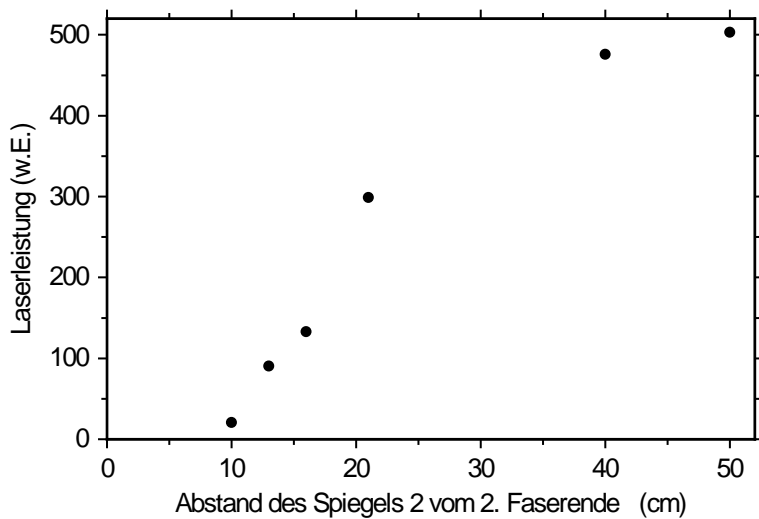


Abbildung 39: Abhängigkeit der Ausgangsleistung des Faserlasers vom Abstand zwischen Faserende und Spiegel 2

sich die Abbildungsgüte, der Umlaufverlust im Faserlaser nimmt zu, die Laserschwelle steigt an. Zwar lässt sich bei jedem Abstand des Spiegels 2 vom 2. Faserende gute Abbildungsqualität der resonatorinternen Linse und geringer Umlaufverlust erzielen, wenn die Linse so justiert wird, dass sie das Licht der Faser kollimiert. Diese Konfiguration erwies sich aber als wenig stabil: Schon eine geringe Verkippung von Spiegels 2 genügt, um die Rückkopplung des Lichts in die Faser erheblich zu beeinträchtigen. Wenn nämlich der reflektierte Lichtstrahl gegen die Achse der Linse 3 geneigt wird, wandert der Fokus des Lichts auf der 2. Faserendfläche. Anders ist es, wenn Linse 3 das Licht auf Spiegel 2 fokussiert: Das Licht bildet zwischen Linse 3 und Spiegel 2 einen Kegel, dessen Spitze fest liegt, auch wenn Spiegel 2 verkippt wird. Darum wandert der Fokus auf der 2. Faserendfläche nicht, der Aufbau ist viel stabiler. Es wurde daher fast immer mit Fokus auf Spiegel 2 gearbeitet, und der Abstand zwischen 2. Faserende und Spiegel 2 wurde stets größer als 40 cm gewählt.

Erste spektrale Messungen erfolgten bei 42,5 cm Abstand des Spiegels 2 vom 2. Faserende. Dabei wurden die Spalte des Monochromators so weit geschlossen, dass zwei benachbarte Spektrallinien mit 0,05 nm Abstand aufgelöst werden könnten (bei $\lambda = 1,8 \mu\text{m}$). Hinter dem Austrittsspalt des Monochromators traf das Licht auf eine Gallium-Arsenid-Photodiode ^{|Hama|}. Deren verstärktes Signal wurde mit einem Digital-Multimeter und der Messdatenerfassungskarte ^{|mtec|} eines Rechners ^{|PACO|} gemessen. Zur exemplarischen Untersuchung des Durchstimmbereichs des Faserlasers wurde dieser durch longitudinales Verschieben von Linse 3 an sieben verschiedene spektrale Stellen gestimmt: Darunter waren auch die äußersten Positionen, bei denen sich Laserbetrieb erzielen ließ. Der Faserlaser ließ sich so bei 65 mW Diodenlaserleistung zwischen 1699 nm und 1977 nm Wellenlänge einstellen (mittlere Wellenlänge des jeweiligen Laserspektrums). Das Laserspektrum wurde jeweils gemessen, indem der Monochromator gleichmäßig motorisch durchgestimmt und das verstärkte Signal der Photodiode zeitaufgelöst erfasst wurde. Die so gemessenen Spektren sind in Abbildung 40 dargestellt. Es ist jeweils auch die Transmission von 500 m Luft eingezeichnet, so wie sie mit dem Programm „Trans“ ^{|Trans|} aus der HITRAN-Datenbank [Hitran98] berechnet wurde. Die Spektren sind jeweils 2 nm bis 4 nm breit und stark strukturiert. Die spektralen Strukturen lassen sich teils auf Interferenzen, teils auf Absorptionen zurückführen: Die Spektren bei 1699 nm und bei 1749 nm zeigen Spitzen der spektralen Leistung in regelmäßigem

3.7 Thulium-Faserlaser mit Absorption im Resonator

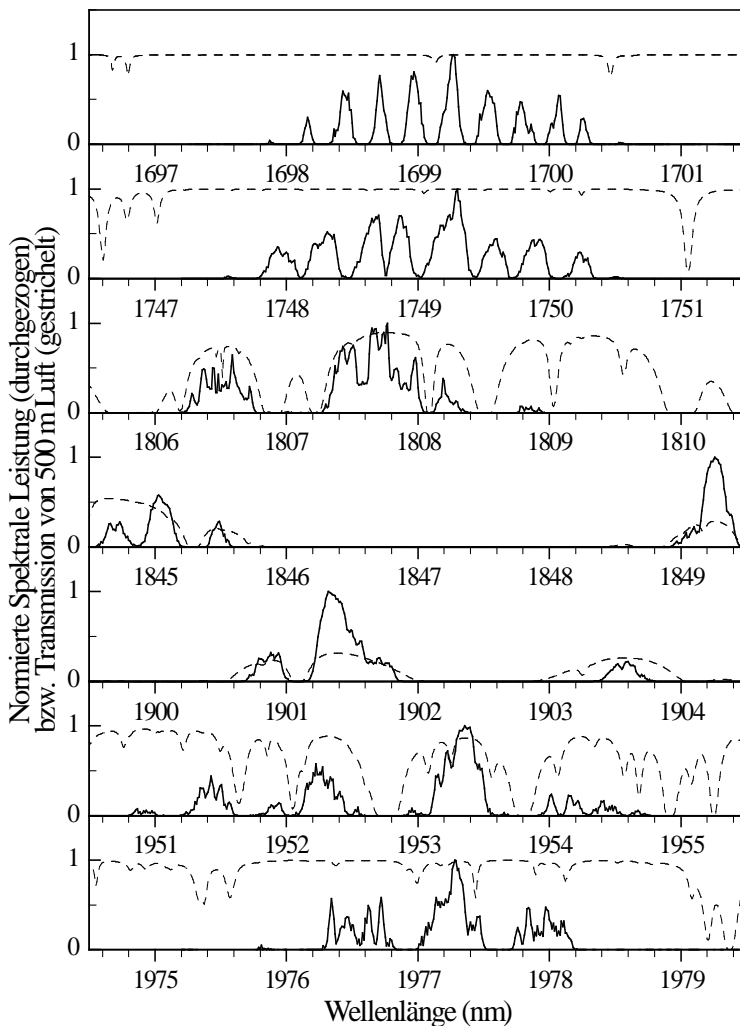


Abbildung 40: Normierte Spektren des Faserlasers mit Luft im Resonator, abgestimmt auf verschiedene Spektralbereiche. Zusätzlich ist die Transmission von 500 m Luft gestrichelt eingezeichnet.

Abstand; hier hat ein Etalon den Umlaufverlust im Laserresonator spektral moduliert. Der spektrale Abstand der Spitzen im Spektrum bei 1749 nm beträgt $\Delta\lambda_1 = 0,327$ nm, nach Gleichung 33 ist die entsprechende Dicke des Etalons $L_1 = 4,7$ mm – das ist die optischen Dicke von Linse 3 (geometrisch 3 mm). Für das Spektrum bei 1699 nm ergibt $\Delta\lambda_2 = 0,269$ nm und $L_2 = 5,4$ mm, dieser Wert konnte bisher nicht zugeordnet werden. Im Spektrum bei 1977 nm findet man $\Delta\lambda_3 = 0,12$ nm, dem entspricht $L_3 = 1,63$ cm – das ist ungefähr der Abstand des 2. Faserendes zur von ihr abgewandten Oberfläche der resonatorinternen Linse. In den anderen vier Spektren (bei 1807 nm, 1849 nm, 1902 nm bzw. 1953 nm) sind die spektralen Strukturen überwiegend durch Absorption im Resonator bestimmt: Die Emission des Lichts erfolgt vorzugsweise in Spektralbereichen mit hoher Transmission der Luft im Resonator, während die spektrale Leistung an den spektralen Stellen starker Absorptionslinien, die stets von Wasserdampf stammen, auf null sinkt. Der Faserlaser ist also empfindlich auf Absorptionen der Gase im Resonator. Allerdings ist die effektive Absorptionsweglänge relativ gering ($L_{\text{eff}} \approx 1$ km).

Der dem Faserlasers zugängliche Spektralbereich von 1699 nm bis 1977 nm ermöglicht nicht nur den Nachweis von Wasserdampf-Absorptionslinien. Auch die in der Atmosphäre vorhandenen Gase Kohlendioxid (CO_2), Ammoniak (NH_3), Methan (CH_4), Salzsäure (HCl) und Bromwasserstoff (HBr) besitzen im Durchstimmbereich des Thulium-Faserlasers starke und hinreichend schmale

3.7 Thulium-Faserlaser mit Absorption im Resonator n

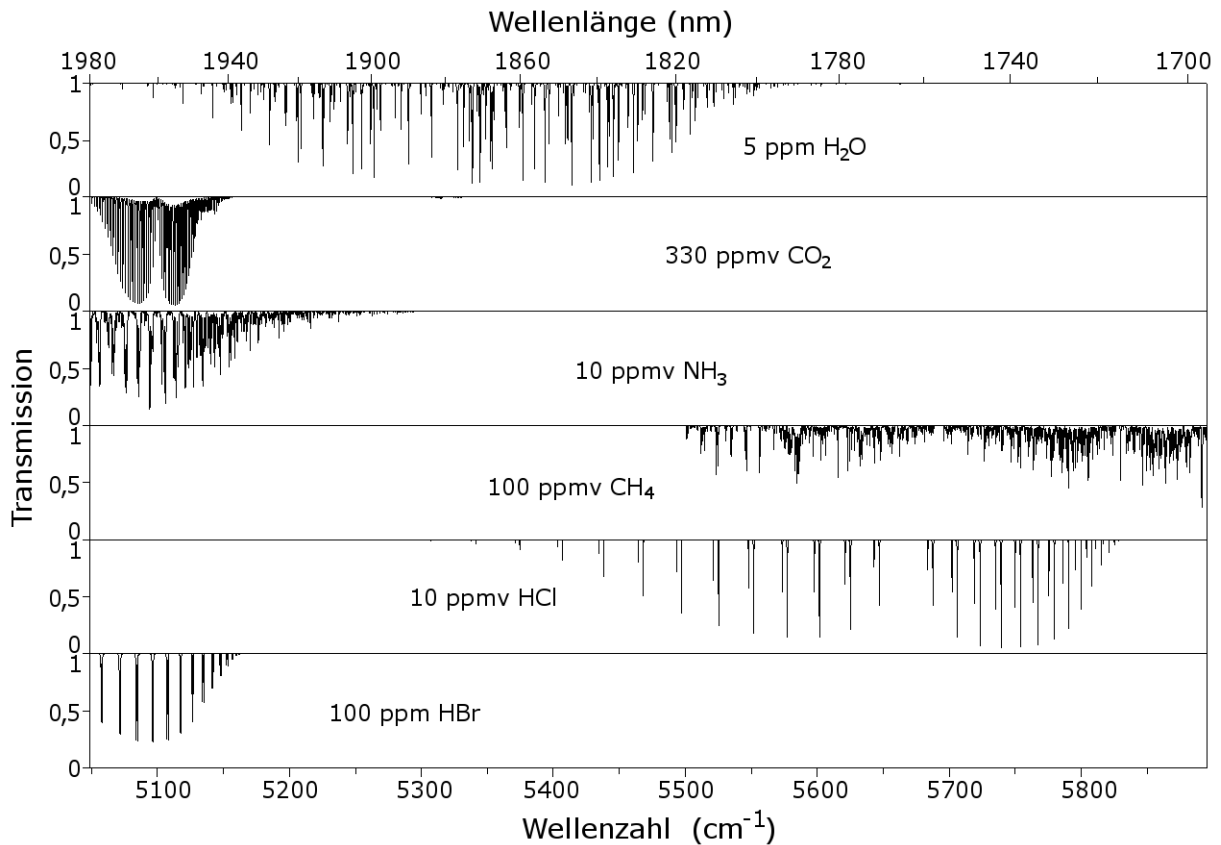


Abbildung 41: Transmissionspektren von Gasen, die in der Atmosphäre vorkommen, und die innerhalb des Durchstimmbereichs des Thulium-Faserlasers nennenswerte Absorptionen aufweisen: H₂O, CO₂, NH₃, CH₄, HCl und HBr (von oben) berechnet für 2 km Absorptionsweglänge, 296 K Temperatur und 1 At Gesamtdruck.

Absorptionslinien und sind bei ausreichender Konzentration über die dem Laserspektrum aufgeprägten Absorptionslinien nachweisbar. In Abbildung 41 sind Transmissionspektren von H₂O, CO₂, NH₃, CH₄, HCl und HBr im Durchstimmbereich des Lasers dargestellt. Die Absorptionen wurde mit dem Programm Trans^[Trans] aus der HITRAN-Datenbank [HITRAN98] für die jeweils im Bild angegebene Gaskonzentration berechnet (für 2 km Absorptionsweglänge, bei 296 K Temperatur und 1013 mBar Gesamtdruck). Von den genannten Gasen hat H₂O im Durchstimmbereich die stärksten Absorptionslinien, d.h. der Tm-Faserlaser eignet sich besonders gut zum Nachweis von Wasserdampf. Die Absorptionslinien von NH₃ und HCl sind zwar fast ebenso stark, befinden sich bei NH₃ jedoch eher am Rand des Durchstimmbereichs, ebenso wie die von HBr und CO₂. Letzteres hat hier die schwächsten Absorptionslinien, kommt aber in der Atmosphäre in der Konzentration vor, für die das Absorptionsspektrum berechnet wurde – während die anderen Gase entweder in weit höherer Konzentration vorkommen (H₂O: ca. 1%) oder in geringerer (NH₃: 1 ppbv) bzw. weit geringerer Konzentration (CH₄: 2 ppmv, HCl: 1 ppb, HBr: 1,7 ppt). Mit gewöhnlicher Luft im Resonator kann man darum Beeinflussung des Laserspektrums nur durch H₂O, CO₂ und NH₃ erwarten.

Damit man außer Luft auch andere Probegas untersuchen kann, sollte der Resonator des Faserlasers eine Absorptionszelle enthalten, die evakuiert bzw. mit den gewünschten Gasen befüllt werden kann. Am einfachsten platziert man eine solche Zelle *zwischen* Linse 3 und Spiegel 2. Dies wurde zuerst mit einer 30 cm langen Zelle erprobt, deren Fenster unter Brewsterwinkel gegen die

3.7 Thulium-Faserlaser mit Absorption im Resonator

Zellenachse geneigt waren. Für in Einfallsebene linear polarisiertes Licht werden so Reflexionen bzw. Lichtverluste vermieden. Der Einsatz der Zelle verringerte jedoch Laserleistung und Durchstimmbereich des Faserlasers wesentlich. Dies lag daran, dass das Licht des Faserlasers eben *nicht* linear polarisiert war, denn die Lycom-Faser ist nicht polarisationserhaltend.

Erfolgreicher waren Experimente mit einer 88 cm langen Absorptionszelle^[Abszelle], die schon für Neodym-Faserlaser benutzt wurde [Böhm93]. Sie besitzt an einem Ende ein Gewinde, in das Linse 3 samt Fassung vakuumdicht eingeschraubt wird. Am anderen Ende ist über einen Wellenschlauch eine justierbare Halterung angebracht. Spiegel 2 wird da eingepresst und verschließt so die Zelle vakuumdicht. Die Zelle besitzt einen ISO-KF-Flansch, über den sie evakuiert bzw. befüllt werden kann. Der Faserlaser mit Zelle ist in Abbildung 42 dargestellt; er unterscheidet sich nur durch die Zelle vom Aufbau in Abbildung 38. Es wurde dasselbe 455 mm lange Faserstück Tm4 und auch sonst dieselben Komponenten verwendet. Der 13 mm lange Raum zwischen Linse 3 und der 2. Faserendfläche ist nicht evakuierbar, hier befindet sich Luft. Ausgangsleistung (1,0 mW im Dauerstrichbetrieb bei 65 mW Pumpleistung) und Durchstimmbereich (1704 nm bis 1965 nm) des Tm-Faserlasers sind mit dieser Zelle nur wenig verändert. Abbildung 43 zeigt ein Emissionsspektrum des Faserlasers bei 1821 nm mit evakuierter Zelle. Darin erkennt man Wasserdampf-Absorptionslinien sowie regelmäßige Spitzen. Der Abstand der Spitzen beträgt $\Delta\lambda = 0,098$ nm, dem entspricht ein Etalon der Dicke $L = 1,69$ cm – das ist wieder der optische Abstand der 2. Faserendfläche zur abgewandten Seite der Linse 3. Die Absorptionslinien werden vom Wasserdampf in der Luft zwischen Faser und Linse 3 sowie zwischen Spiegel 2 und Monochromator-Ausgang hervorgerufen. In Abb. 43 ist außer dem Laserspektrum auch das Transmissionspektrum von 50 m Luft eingezeichnet. Es wurde mit dem Programm Trans aus der HITRAN-Datenbank

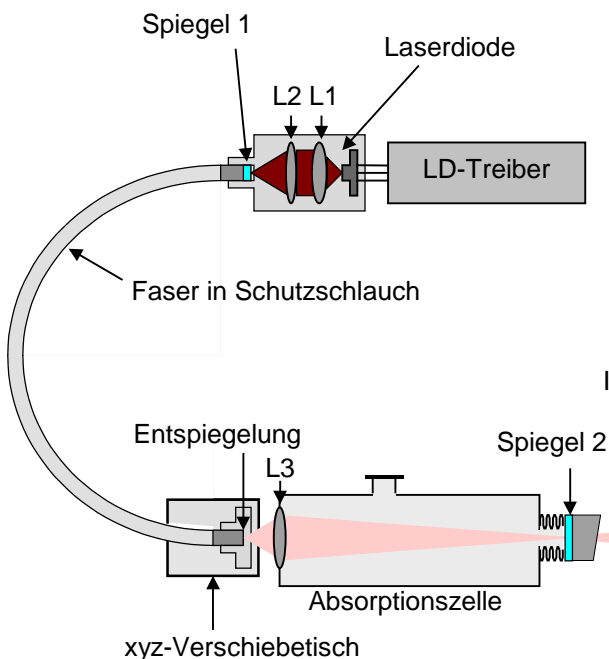


Abbildung 42: Thulium-Faserlaser mit Absorptionszelle, deren Fenster aus der Linse 3 und dem (justierbaren) Spiegel 2 des Faserlasers gebildet werden.

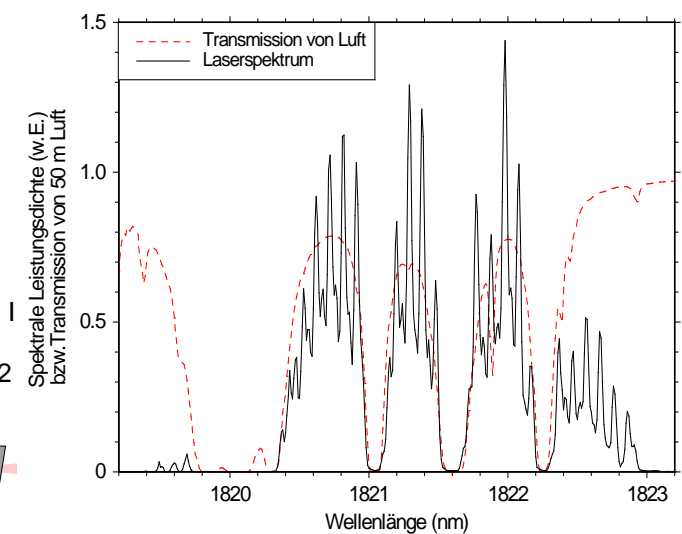


Abbildung 43: Ein Spektrum des Thulium-Faserlasers mit evakuierter Absorptionszelle im Dauerstrichbetrieb. Gestrichelt ist die Transmission von 50 m Luft eingezeichnet.

3.7 Thulium-Faserlaser mit Absorption im Resonator n

für die Bedingungen im Labor berechnet (1 bar Luftdruck, Temperatur 296 K, 50% relative Luftfeuchtigkeit). Das Transmissionspektrum wurde zur genauen spektralen Kalibrierung des Laserspektrums verwendet und stimmt – von der spektralen Modulation aufgrund des Etalons abgesehen – hinsichtlich Form und Tiefe der Wasserdampf-Absorptionslinien weitgehend mit dem Laserspektrum überein. Das Laserlicht durchquert also effektiv ca. 50 m Luft, davon $L_{\text{eff}} = 46$ m im Laser. Der Abstand der Linse 3 vom 2. Faserende misst aber nur $L_{\text{probe}} = 13,3$ mm. Nach Gleichung (8) ergibt sich mit der optischen Resonatorlänge $L = 158$ cm die effektive Absorptionsweglänge $L_{\text{eff},100\%}$ für einen fiktiven, vollständig mit Absorber gefüllten Resonator zu

$$L_{\text{eff},100\%} = \frac{L_{\text{res}}}{L_{\text{probe}}} L_{\text{eff}} = \frac{158 \text{ cm}}{1,33 \text{ cm}} \cdot 46 \text{ m} = 5,5 \text{ km} . \quad (36)$$

Verstimmt man den Faserlaser mit evakuierter Zelle durch Verschieben von Linse 3 um je $0,65 \mu\text{m}$, so erhält man überlappende Spektren; Abbildung 44a zeigt acht dieser Spektren (das zweite ist das aus Abb. 43). Die Gesamt-Verstimmung des Lasers beträgt 15 nm bei insgesamt $4,5 \mu\text{m}$ Verschiebung von Linse 3 (\Rightarrow chromatische Aberration = $4,5 \mu\text{m}/15 \text{ nm} = 0,3 \mu\text{m}/\text{nm}$). Alle acht Spektren weisen spektrale Strukturen auf, die durch Absorption und das 17 mm -Etalon hervorgerufen wurden. Die in Abbildung 44b dargestellte Summe der acht Spektren ermöglicht den Vergleich mit der Transmission von Luft über einen größeren Spektralbereich. Die Übereinstimmung ist – von der Etalon-Struktur abgesehen – gut bis auf Abweichungen, die sich durch teilweise zu knappen Überlapp der Laserspektren ergeben (z.B. bei 1824 nm).

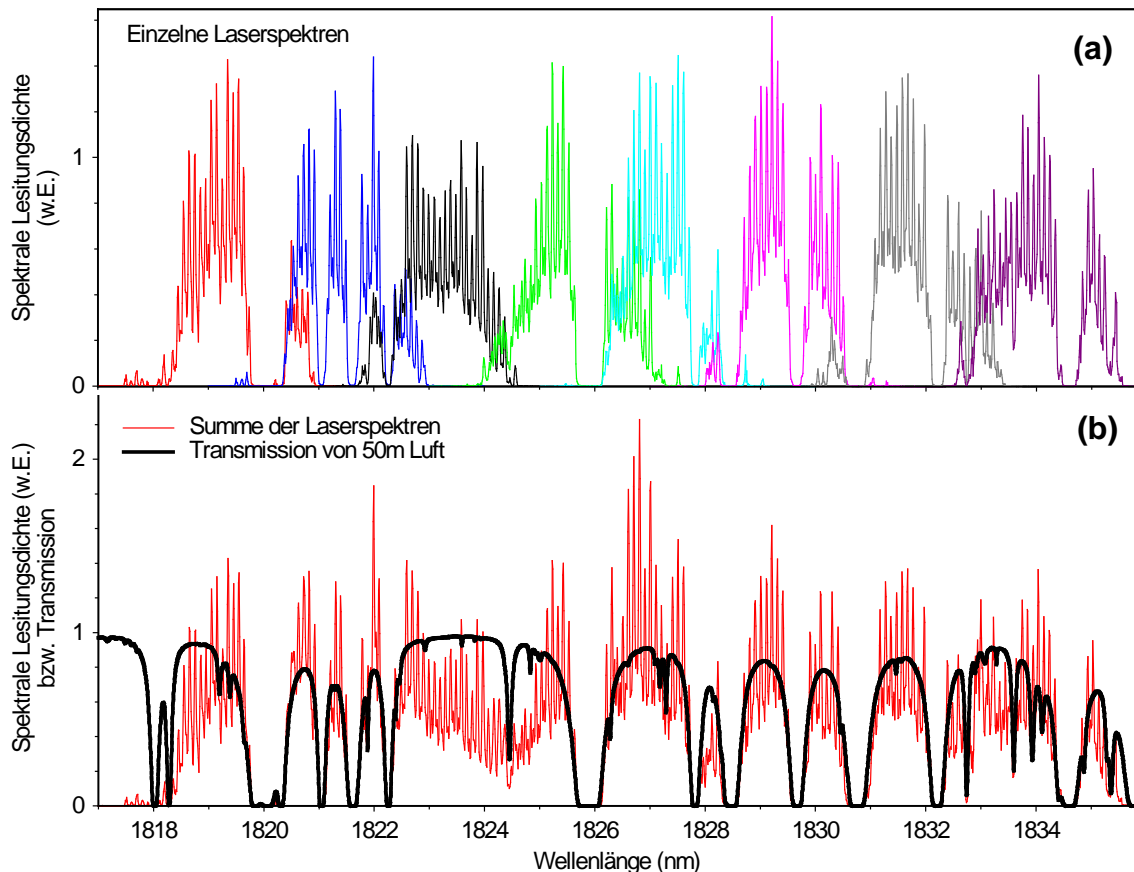


Abbildung 44a: Einzelspektren des schrittweise durchgestimmten Faserlasers.
b: Summe der Laserspektren sowie Transmission von 50 m Luft.

3.8 Nachweis von Benzol, Toluol und Xylol

Der Aufbau des Thulium-Faserlasers mit Absorptionszelle ermöglicht den Nachweis vieler Gase und Dämpfe. Von Interesse ist z.B. der Nachweis der aromatischen Kohlenwasserstoffe Benzol [C_6H_6], Toluol [$C_6H_5(CH_3)$] und Xylol [$C_6H_4(CH_3)_2$]: Dämpfe dieser Substanzen, die in Erdöl und Benzin enthalten sind, können an jeder Tankstelle freigesetzt werden. Benzol ist giftig: Dampfkonzentrationen um 1 Volumenprozent sind tödlich; schon ab 10 g/m^3 kommt es zu Vergiftungserscheinungen wie Schwindel, Krämpfen und Bewusstlosigkeit. Außerdem verändert Benzol das Erbgut, kann die Blutbildung stören, Leukämie und Krebs verursachen. [BUA88]. Der Immissionsgrenzwert für Benzol beträgt $5\text{ }\mu\text{g}$ je Kubikmeter Luft (1,6 ppb) [BlmV02]. Die Konzentrationsmessung erfolgt z.B. per Gaschromatographie nach Desorption der mittels Adsorptionsröhrchen angereicherten Benzolprobe [VDI05]. Dieses Verfahren eignet sich nicht für zeitaufgelöste *in situ*-Messungen, mit denen man die Konzentration von Benzoldampf an Orten wie z.B. Tankstellen überwachen möchte – und dies ohne Kreuzempfindlichkeit auf die chemisch ähnlichen aber weniger gefährlichen Dämpfe von Toluol und Xylol. Diese Anwendung vor Augen wurde im Rahmen einer Zusammenarbeit mit einem industriellen Partner untersucht, ob sich der Thulium-Faserlaser zum Nachweis von Benzoldampf eignet, welche Nachweisgrenze erreichbar ist, und in welchen dem Tm-Faserlaser zugänglichen Spektralbereichen Absorption durch Benzol nicht mit Absorption durch Toluol oder Xylol verwechselbar ist.

In Abbildung 45 sind Absorptionsspektren von Benzol, Toluol und Xylol im Bereich zwischen $1,6\text{ }\mu\text{m}$ und $1,8\text{ }\mu\text{m}$ dargestellt; sie wurden per Fourierspektrometer mit geringer Auflösung (ca. 5 nm) gemessen [Dräger98]. Benzol hat Maxima der Absorption bei 1664 nm und 1683 nm . Dem Thulium-Faserlaser zugänglich sind aber nur die schwächeren Absorptionsbanden z.B. bei 1750 nm . In diesem Spektralbereich sind jedoch die Absorptionen durch Toluol und Xylol mehrfach stärker als die des Benzols. Für Absorptionsspektroskopie im Resonator des Thulium-Faserlasers sind Absorptionslinien erforderlich, die deutlich schmäler sind als das wenige Nanometer breite Laserspektrum. Die Auflösung der Absorptionsspektren in Abbildung 45 ist zu gering, um zu erkennen, ob solche schmalen Linien für Benzol, Toluol oder Xylol im dargestellten Spektralbereich existieren. Gibt es eine schmale, starke Benzol-Absorptionslinie, die nicht oder kaum

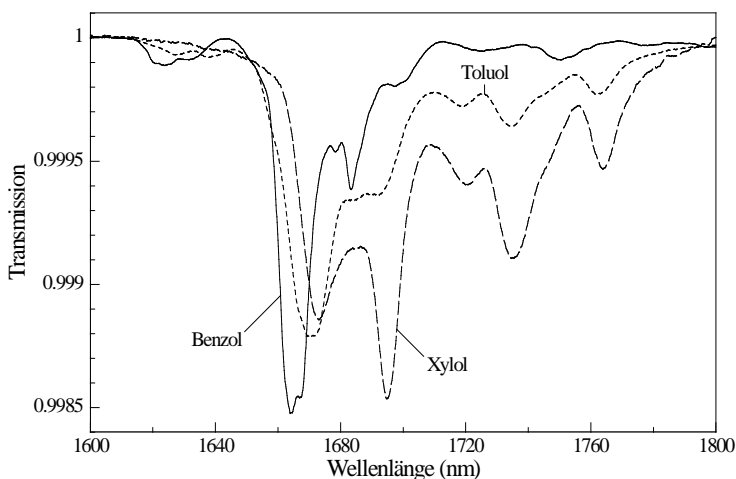


Abbildung 45: Absorptionsspektren von je 100 ppm Benzol, Toluol und Xylol bei 1 m Absorptionsweglänge [Dräger97]

3.8 Nachweis von Benzol, Toluol und Xylol

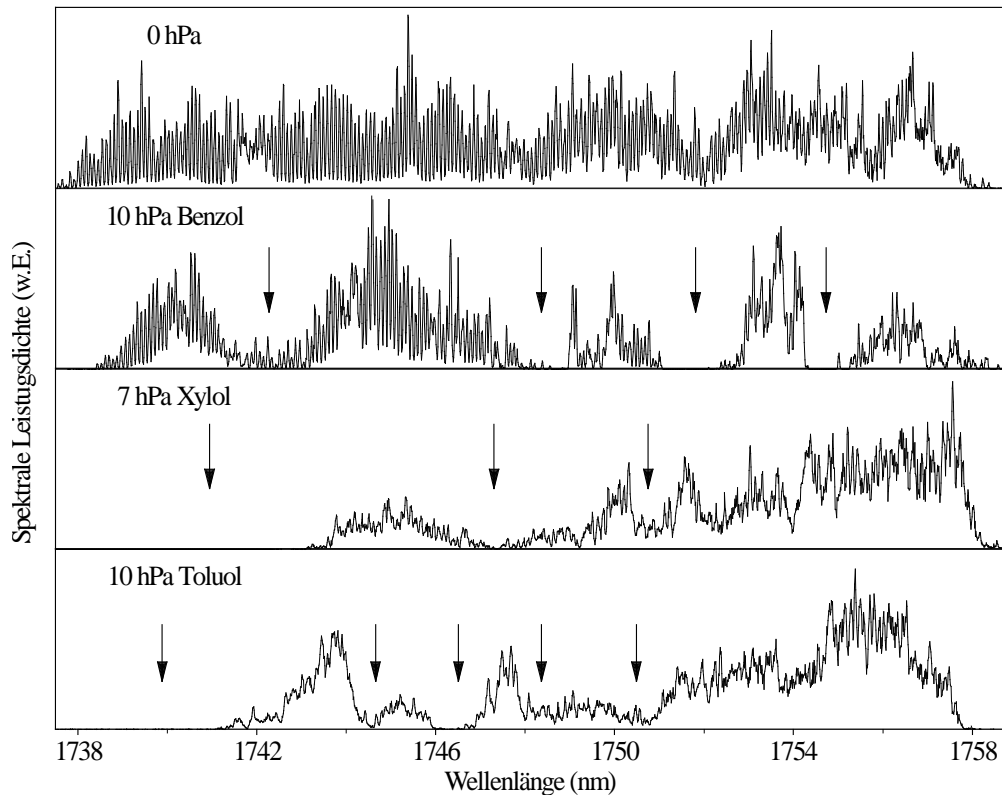


Abbildung 46: Überlagerte Emissionsspektren des Tm^{3+} -Faserlasers, wobei die Absorptionszelle evakuiert (1. Zeile), mit 10hPa Benzol (2. Zeile), 7,3hPa Xylol (3. Zeile) bzw. 10hPa Toluol (4. Zeile) befüllt war. Es wurden 10, 9, 13 bzw. 17 Einzelspektren überlagert. Die Pfeile kennzeichnen spektrale Stellen, bei denen Absorptionen von Benzol, Xylol bzw. Toluol erkennbar sind.

mit Absorptionslinien von Toluol und Xylol überlappt? Um diese Frage beantworten zu können, wurde der Thulium-Faserlaser mit Absorptionszelle (Aufbau unverändert wie in Abb. 42) wie folgt eingesetzt: In zwei Messreihen wurden im Spektralbereich von 1704 nm bis 1965 nm Emissionsspektren des Thulium-Faserlasers gemessen. Dabei wurde die mittlere Emissionswellenlänge des Faserlasers zwischen zwei Messungen jeweils um ca. 2 nm verstimmt durch Vergrößerung des Abstandes des 2. Faserendes von Linse 3 um je 0,65 μm . Während der ersten Messreihe war die Absorptionszelle evakuiert; nur zwischen Linse und Faserende befand sich Luft im Resonator. In der zweiten Messreihe war die Absorptionszelle mit 10 hPa Benzol befüllt. Die Befüllung erfolgte mit einem mobilen Vakuumpumpstand zur Evakuierung und zur Herstellung von Gasgemischen ^[PStand]. Abbildung 46 zeigt in den ersten beiden Zeilen die überlagerten Emissionsspektren im Spektralbereich um 1,75 μm , wo die stärksten beobachteten Absorptionen von Benzol auftreten. In der obersten Bildzeile („0 hPa“) sind die 10 Emissionsspektren überlagert, die sich bei evakuiertem Resonator ergaben. Analog enthält die zweite Bildzeile („10 hPa Benzol“) die Summe der 9 Spektren, die sich mit Benzol im Resonator ergaben. Deutlich sind (durch Pfeile gekennzeichnet) bei 1742 nm, 1748 nm, 1751 nm und 1754,3 nm Absorptionslinien zu erkennen. Auf die gleiche Weise findet man auch in anderen Spektralbereichen (überwiegend schwächere) Absorptionslinien bei 1721 nm, 1726 nm, 1730 nm, 1733 nm, 1735 nm, 1760 nm, 1778 nm, 1797 nm, 1801 nm, 1841 nm und 1955 nm.

3.8 Nachweis von Benzol, Toluol und Xylol

In zwei weiteren Messreihen wurde untersucht, ob die gefundenen Benzol-Absorptionslinien im Spektralbereich von 1738 nm bis 1758 nm mit Absorptionslinien von Toluol oder Xylol überlappen. Dazu wurde die Absorptionszelle mit 10 hPa Toluol bzw. mit 7 hPa Xylol befüllt. Anschließend wurden 17 bzw. 13 Laserspektren gemessen, wobei der Faserlaser zwischen den einzelnen Messungen jeweils um ca. 1 nm verstimmt wurde. Die Summen der Spektren sind in den unteren Zeilen von Abbildung 46 dargestellt. Das Summenspektrum des Faserlasers mit Toluol in der Absorptionszelle beginnt erst bei 1741 nm, das Summenspektrum des Faserlasers mit Xylol in der Absorptionszelle beginnt gar erst bei 1743 nm. Grund dafür sind die starken und breiten, in Abbildung 45 erkennbaren Absorptionsbanden von Xylol und Toluol bei 1735 nm. Der zusätzliche Umlaufverlust (einige Prozent) des Faserlasers aufgrund dieser Absorptionsbanden verkleinert den Durchstimmbereich bzw. reduziert die Laserleistung. Weiter erkennt man bei Füllung der Absorptionszelle mit Xylol im Summenspektrum Absorptionslinien bei 1747 nm und 1751 nm. Im Spektrum zu Toluol erkennt man zwischen 1744 nm und 1751 nm mehrere Absorptionslinien, die stärkste bei 1746,5 nm. Vergleicht man die Laserspektren, so erkennt man, dass die Benzol-Absorptionslinien bei 1742 nm, 1748 nm und 1751 nm mit Absorptionslinien von Toluol bzw. Xylol überlappen, nicht aber die starke Benzol-Absorptionslinie bei 1754 nm. Folglich könnte sich diese Linie eignen für den Nachweis von Benzol frei von Kreuzempfindlichkeit auf Toluol oder Xylol.

Weiter wurden Messreihen durchgeführt, um zu prüfen, welche Benzol-Konzentration nötig ist, damit sich die Benzol-Linien bei 1748 nm, 1751 nm und 1754 nm dem Emissionsspektrum des Faserlasers erkennbar aufprägen. Dazu wurden in der Absorptionszelle die Benzol-Partialdrücke 0 hPa, 1 hPa, 2 hPa, 5 hPa und 10 hPa eingestellt. Die Zelle wurde zusätzlich mit Luft befüllt, so dass der Gesamtdruck jeweils 900 hPa betrug. Die mittlere Wellenlänge des Faserlasers wurde jeweils so eingestellt, dass die Absorptionslinie in der Mitte des jeweiligen Laserspektrums lag. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Abbildung 47 dargestellt: Bei 10 hPa Benzol-Partialdruck ist die Absorption durch Benzol jeweils so stark, dass die Licht-Emission in der Mitte des Spektrums vollständig unterdrückt, an den Rändern aber erhöht ist. Bei kleineren Benzol-Partialdrücken ist das Spektrum schmäler und die Emission in der Mitte des Spektrums weniger unterdrückt. Vergleicht man die Spektren zu 1 hPa Benzol mit denen ohne Benzol im Resonator, so zeigt sich im Spektrum bei 1754,3 nm die stärkste Veränderung, und zwar vermindert sich die Emission zwischen 1754,0 nm und 1754,5 nm auf ein Achtel. Bei dieser und den anderen untersuchten Absorptionslinien wird der Einfluss der Absorption durch Benzol auf die Laserspektren nicht durch konkurrierende Wasserdampf-Absorptionslinien verdeckt, da letztere (u.a. bei 1746,2 nm, 1751,0 nm und 1754,7 nm) alle viel schmäler als die Benzol-Absorptionslinien und folglich gut davon zu unterscheiden sind. Zwar kann die Absorption durch Benzol die durch Wasserdampf verdecken, aber nicht umgekehrt.

Es wurde also bei 1754,3 nm eine Benzol-Absorptionslinie gefunden, die sich dem Spektrum eines Vielmoden-ICAS-Thulium-Faserlasers erkennbar aufprägen kann. Die Absorptionslinie ist gut von Toluol-, Xylol- oder Wasserdampf-Absorptionslinien unterscheidbar. Der selektive Nachweis von Benzol ist also möglich, die Nachweisgrenze ist aber zu hoch: $1 \text{ hPa}/900 \text{ hPa} = 1100 \text{ ppm}$ Benzol reduziert die Emission bei 1754,3 nm auf ein Achtel.

3.8 Nachweis von Benzol, Toluol und Xylol

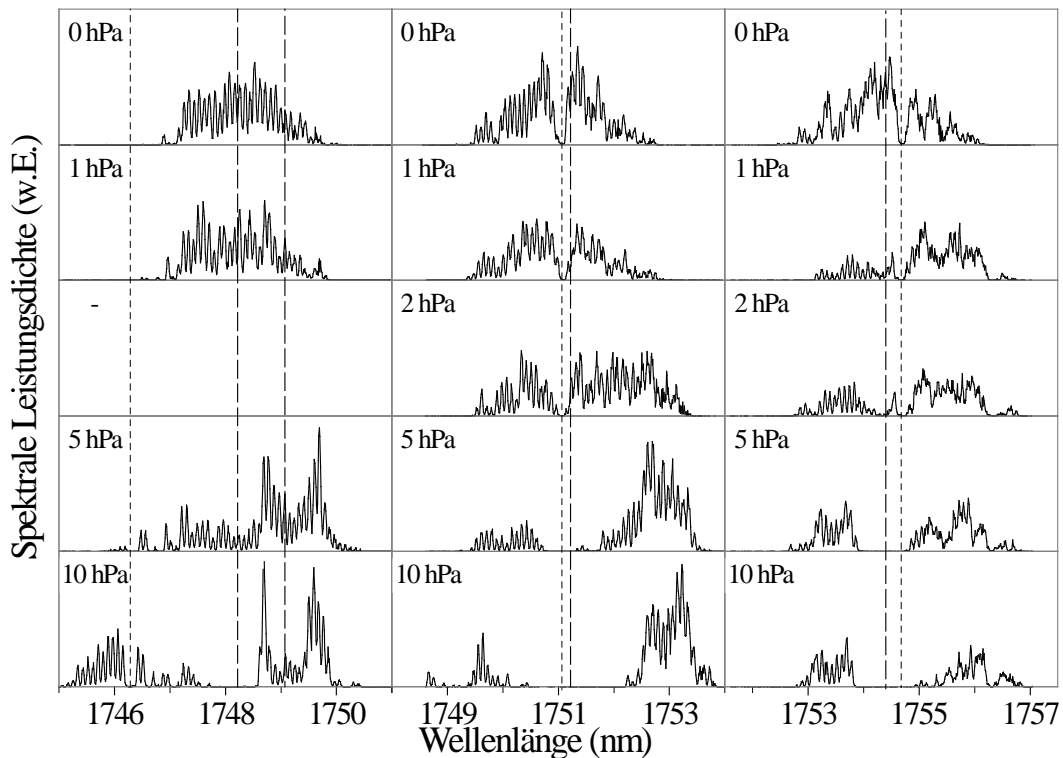


Abbildung 47: Emissionsspektren des Tm^{3+} -Faserlasers für verschiedene Benzol-Partialdrücke und 900hPa Luftdruck. Die gestrichelten Linien markieren die spektralen Positionen der Absorptionslinien von Benzol (lange Striche) und Wasserdampf (kurze Striche).

Gemäß den Gleichungen (1) und (2) schwächt ein Absorber der (effektiven) optische Länge L , der Teilchendichte n und mit dem Wechselwirkungsquerschnitt $\sigma(\nu)$ den Lichtfluss ab gemäß

$$\frac{J(\nu)}{J_0(\nu)} = e^{-n \cdot \sigma(\nu) \cdot L} \quad (37)$$

Ergibt sich für 1100 ppm Benzol im Zentrum der Absorptionslinie eine Abschwächung auf $J/J_0 = 0,13$, so erwartet man für 1 ppm Benzol eine Abschwächung des Lichtflusses um lediglich 0,2%, was bei Messung des Spektrums wie bisher nicht erkennbar wäre. Im Rahmen der hier vorgestellten Messungen ist eine Abschwächung des Lichtflusses um 20% erkennbar, womit ca. 100 ppm Benzol nachweisbar sind. Soll ein Detektor um und unter dem Immissions-Grenzwert 1,6 ppb arbeiten, sollte seine Nachweisgrenze 0,1 ppb betragen – es wäre also erforderlich, die Benzol-Nachweisgrenze des Thulium-Faserlasers um sechs Größenordnungen zu verkleinern!

Einen Schritt in diese Richtung könnte man gehen, wenn GeO_2-SiO_2 -Glas als Wirtsmaterial der Thulium-Ionen verwendet würde, womit sich Thulium-Faserlaser bis hinunter zu $1,65\mu m$ zu betreiben lassen [Barnes90]. Dann könnte man die Benzol-Absorptionslinien bei 1665 nm nutzen (siehe Abbildung 45), die 1 – 2 Größenordnungen stärker sind als die Benzol-Absorption bei 1750 nm . Um jedoch die weiteren 4 – 5 erforderlichen Größenordnungen überbrücken zu können, bedürfte es einer größeren effektiven Absorptionsweglänge L_{eff} und einer kleineren minimal nachweisbaren Lichtflussabschwächung $\Delta J(\nu)$, d.h. einer höheren *Nachweisempfindlichkeit*.

3.9 Zwischenbilanz Thulium-Faserlaser

Der in diesem Kapitel beschriebene Aufbau des Thulium-Faserlasers für Absorptionsspektroskopie im Laserresonator lehnt sich an entsprechende Aufbauten von Neodym- und Ytterbium-Faserlasern an. Mit diesem Aufbau gelang es, Laserbetrieb mit dem Tm-Faserlaser zu erzielen und nachzuweisen, dass sich z.B. die Absorptionslinien von Wasserdampf den Laserspektren aufprägten. Das Laserspektrum ist 2 bis 4 nm breit und lässt sich im Spektralbereich von 1,70 bis 1,98 μm durchstimmen, indem die resonatorinterne Linse verschoben wird. Etliche atmosphärische Gase und Dämpfe (H_2O , CO_2 , NH_3 , CH_4 , HCl , HBr) weisen zwischen 1,70 und 1,98 μm Absorptionslinien auf. Die effektive Absorptionsweglänge des Tm-Faserlasers liegt allerdings „nur“ zwischen 1 km und 5,5 km, ist also 1 – 2 Größenordnungen kleiner als bei Neodym- und Ytterbium-Faserlasern (bis 130 km). Benzol, Toluol und Xylol wurden in einer Absorptionszelle in den Resonator des Thulium-Faserlasers eingebracht, um zu prüfen, ob sich der Tm-Faserlaser als Benzoldetektor eignen könnte. Zwar prägten sich Absorptionslinien dieser Gase dem Faserlaserspektrum auf, als Nachweisgrenze für Benzol ergab sich allerdings ein Wert (≈ 100 ppm) weit über dem Immissionsgrenzwert 1,6 ppb.

Trotz der mäßigen effektiven Absorptionsweglänge prägen sich viele starke und breite, oftmals gesättigte Absorptionslinien von Wasserdampf den Spektren auf, sogar wenn nur ein 13 mm kurzer Teil des Resonators Luft und somit Wasserdampf enthält. Daher erscheint der Thulium-Faserlaser besonders geeignet, Absorption durch Wasserdampf nachzuweisen. Der Nachweis anderer Dämpfe und Gase wird durch die Wasserdampfabsorption jedoch erschwert, denn ihre Absorptionslinien können durch die des Wasserdampfs überdeckt werden. Zusätzlich erschweren periodische spektrale Strukturen, welche Etalons (gebildet aus Grenzflächen im Resonator) im Laserspektrum erzeugen, Nachweis und Identifikation der Absorptionslinien sowie eine quantitative Auswertung der Laserspektren. Außerdem erwies sich die Messung der Laserspektren mittels eines motorisch verstimmteten Monochromators als umständlich und in der Auswertung zeitraubend, da immer wieder neu kalibriert werden musste. Mittelnde Messungen der Laserspektren sind so schwer durchzuführen, und auch zeitaufgelöste Untersuchungen sind kaum möglich.

Aus diesem Zwischenstand ergaben sich für die weitere experimentelle Arbeit folgende Fragen bzw. Aufgaben:

- i. Grundlage für genaueres Verständnis der spektralen Eigenschaften des Thulium-Faserlasers sind genaue, mittelnde und zeitaufgelöste Messungen des Laserspektrums. Wie kann das Laserspektrum des Thulium-Faserlasers und anderer Laser mit Emission im Spektralbereich $> 1,7 \mu\text{m}$ automatisiert, mittelnd und zeitaufgelöst gemessen werden? Welches Messinstrument könnte sich dafür eignen? Antwort auf diese Fragen gibt Kapitel 4, welches der Entwicklung und den Eigenschaften eines neuartigen, spektral und zeitlich hochauflösenden Fourier-spektrometers gewidmet ist.
- ii. Wie können ICAS-Laserspektren, welche störende spektrale Strukturen aufgrund von Etalons und/oder gesättigte Absorptionslinien aufweisen, quantitativ und am besten automatisiert

ausgewertet werden? Antwort auf diese Frage gibt Kapitel 5, welches eine auf das neue Fourierspektrometer passende, neue Methode zur Auswertung von ICAS-Laserspektren und eine Umsetzung in ein entsprechendes Computer-Programm beinhaltet.

- iii. Was sind die Ursachen für die mäßige spektrale Empfindlichkeit des Thulium-Faserlasers? Durch welche Parameter wird die effektive Absorptionsweglänge L_{eff} beschränkt? Lässt sie sich steigern, so dass die Systemempfindlichkeit des Thulium-Faserlasers erhöht wird? Mit diesen Fragen und mit der dazu erforderlichen, genauen spektralen Charakterisierung und Analyse des Thulium-Faserlasers befasst sich ebenfalls Kapitel 5.
- iv. Wie lässt sich die Nachweisempfindlichkeit erhöhen, so dass geringere Abschwächungen des spektralen Lichtflusses messbar werden? Wie kann die wenig empfindliche Betrachtung des hoch aufgelösten und durch Etalon-Strukturen gestörten Laserspektrums durch eine empfindlichere Methode zum Nachweis von Absorption ersetzt werden? Lässt sich aus dem Thulium-Faserlaser gar ein empfindlicher Detektor, z.B. für Wasserdampf, konstruieren? Antwort auf diese Fragen gibt Kapitel 6. Dort wird ein neuartiger Aufbau des Faserlasers vorgestellt, der eine Stabilisierung und Modulierung der Laserwellenlänge erlaubt. Verknüpft mit photoakustischem Nachweis wird der wellenlängenmodulierte Faserlaser zum Wasserdampfdetektor.

4. Fourierspektrometer mit und ohne Zeitauflösung

Nachweis und Analyse von Absorption im Laserresonator erfordern in vielen Fällen die Messung des Laserspektrums. Wird das Spektrum wie in Abschnitt 3 beschrieben mit einem IR-Detektor am Austrittsspalt eines Monochromators gemessen, so sind mittelnde oder zeitauflösende Messungen des gesamten Spektrums aufwändig: Für mittelnde Messungen müsste der Monochromator mehrfach über den Spektralbereich der Emission des Faserlasers durchgestimmt werden. Die so erhaltenen Spektren müssten bezüglich der Wellenlänge einzeln kalibriert und anschließend aufaddiert werden. Noch schwieriger wären zeitauflösende Messungen: Zwar kann bei einer bestimmten Einstellung des Monochromators die Leistung am Austrittsspalt leicht als Funktion der Zeit gemessen werden. Zur Messung des vollständigen, zeitaufgelösten Spektrums müsste der Monochromator jedoch Schritt für Schritt durchgestimmt werden. Nach jedem Durchstimm-Schritt würde der Faserlaser eingeschaltet und die Leistung am Austrittsspalt zeitaufgelöst aufgezeichnet. Anschließend wäre das zeitaufgelöste Spektrum aus den Aufzeichnungen zusammenzusetzen. Weit bequemer und schneller erfolgen mittelnde und zeitauflösende Messungen von Laserspektren mittels eines Photodioden-Zeilensensors im Ausgang eines Gitterspektrographen. Bei Wellenlängen größer als $1,7\ \mu\text{m}$ gibt es „Extended“ InGaAs-Zeilensensoren. Zu dem Zeitpunkt, als erstmals Thulium-Faserlaser-ICAS-Laserspektren zu messen waren, standen solche Zeilensensoren nur in geringer Auswahl zur Verfügung. Sie besaßen maximal 256 Elemente, erlaubten nur geringe Zeitauflösung und waren sehr teuer. Inzwischen hat sich die Lage verbessert: Es gibt thermoelektrisch gekühlte InGaAs-Linearsensoren mit bis zu 2048 Elementen, welche maximal bis $2,6\ \mu\text{m}$ lichtempfindlich sind bei Preisen in der Größenordnung 10000 € [Sensors15, Hamamatsu15]. Derartige Zeilen werden erfolgreich, bequem und mit guten Ergebnissen eingesetzt für mittelnde und zeitauflösende Messungen der ICAS-Laserspektren von Thulium-, Erbium-, und Thulium-Holmium-Faserlasern [Höh08, Fjodorow13]. Zu dem Zeitpunkt der Messungen der ICAS-Laserspektren im Rahmen dieser Arbeit bot sich diese Möglichkeit so noch nicht. Außerdem existieren derartige Sensoren nicht für Wellenlängen $> 2,6\ \mu\text{m}$. Gesucht war aber eine Möglichkeit, die sich ggf. bis $3,9\ \mu\text{m}$ einsetzen lässt (Wellenlänge eines Holmium:ZBLAN-Faserlasers [Schneider97]).

Eine solche Möglichkeit bieten *Fourierspektrometer*, da man dafür nur einen einzelnen Photodetektor mit Empfindlichkeit im gewünschten Spektralbereich benötigt. Bereits 1911 hat Rubens das Prinzip der Fourierspektroskopie erkannt und ein Interferogramm aufgenommen [Bergmann93]. Allerdings war die Fouriertransformation ohne elektronischen Rechner praktisch nicht durchzuführen. Erst als nach 1950 die ersten Digitalrechner zur Verfügung standen, griffen P.B. Fellgett [Fellgett51] und P. Jacquinot [Jacquinot48] die Methode der Fourierspektroskopie wieder auf. Fellgett erkannte als besonderen Vorteil der Fourierspektroskopie, dass Fourierspektrometer zu jedem Zeitpunkt die gesamte spektrale Information nutzen und erfassen (Fellgett- oder Multiplex-Vorteil). Zudem arbeitet ein Fourierspektrometer mit einem Lichtstrahl großen Durchmessers ($\geq 1\ \text{mm}$) und nutzt die gesamte zur Verfügung stehende Lichtintensität (Jacquinot-, Durchlaß- oder Etendue-Vorteil). Dies bedeutet hohe Empfindlichkeit auch bei schwachen Lichtquellen. Weiter spricht für die Fourierspektroskopie, dass sie absolute Werte für Wellenzahl und Wellenlänge

4. Fourierspektrometer mit und ohne Zeitauflösung

liefert. Schließlich eignen sich Fourierspektrometer gut für Spektroskopie im mittleren und fernen Infrarot, während andere Methoden dort nicht zur Verfügung stehen oder teurer sind.

Zunächst wurde Fourierspektroskopie nur für die Untersuchung von Lichtquellen eingesetzt, die sich in der für die Messung benötigten Zeit nicht oder nur langsam ändern. Murphy und Sakai zeigten jedoch 1974 [Murphy74], dass Lichtquellen, die reproduzierbare Lichtimpulse emittieren, mit Fourierspektrometern auch zeitaufgelöst untersucht werden können. Bei der Absorptionsspektroskopie im Laserresonator interessieren die zeitliche Entwicklung der Spektren und besonders die Frage, nach welcher Zeit die Absorptionslinien im Laserspektrum sättigen.

Strong et al. demonstrierten 1997 zeitaufgelöste Messungen von ICAS-Laserspektren mit einem „Step Scan“-Fourierspektrometer [Strong97]. Das Spektrum eines Farbstofflasers bei 615 nm wurde mit 5 μs Zeitauflösung und $0,5 \text{ cm}^{-1}$ spektraler Auflösung gemessen. Dazu wurde die Armlänge eines Michelson-Interferometers *schrittweise* verstellt. Nach jedem Schritt wurde der Farbstofflaser neu eingeschaltet, und das Interferenzsignal am Ausgang des Interferometers wurde zeitaufgelöst aufgezeichnet. Anschließend wurden die gemessenen Interferenzdaten neu sortiert. Es wurden jeweils die Daten, die zum gleichen Zeitpunkt nach dem Einschalten des Farbstofflasers gehören, zusammengefasst. Die Fouriertransformation der Interferenzdaten des jeweiligen Zeitpunkts ergibt das Spektrum für diesen Zeitpunkt.

Die spektrale Auflösung $0,5 \text{ cm}^{-1}$ des „Step scan“-Fourierspektrometers von Strong et al. reicht nicht aus, um schmale Wasserdampf- oder CO_2 -Absorptionslinien aufzulösen. Es ist technisch bzw. mechanisch sehr anspruchsvoll, diese Auflösung zu erhöhen, wenn auch nicht unmöglich [Gueye05]. Darum wurde im Rahmen dieser Arbeit und der damit verbundenen Diplomarbeit von Stefan Salewski [Salewski99] ein zeitauflösendes „Rapid Scan“-Fourierspektrometer entwickelt. Es kann sowohl für die Messung der Emissionsspektren von Lasern im Dauerstrichbetrieb, als auch für zeitauflösende Messung der Emissionsspektren von gepulst betriebenen Lasern verwendet werden. Durch ein Multiplex-Verfahren werden in kurzer Zeit (5 bis 30 Sekunden) dynamische Spektren mit der gleichen hohen spektralen Auflösung $0,015 \text{ cm}^{-1}$ wie bei nicht zeitauflösenden Messungen aufgenommen. Die zeitliche Auflösung beträgt ca. 15 μs . Wesentlich für das Konzept unseres „Rapid Scan“-Fourierspektrometers ist die Synchronisation der Datenaufnahme des Fourierspektrometers mit dem repetitiven Betrieb des Lasers. Sie wird erzielt, indem die Elektronik des Fourierspektrometers das Ein- und Ausschalten bzw. die Modulation des Lasers steuert. Außerdem steuern die Relaxationsschwingungen des immer wieder neu eingeschalteten Faserlasers die Datenaufnahme des Fourierspektrometers.

4.1 Interferogramm und Spektrum

Im Zentrum eines Fourierspektrometers steht ein Michelson-Interferometer, bei dem die Längen eines oder beider Arme des Interferometers stetig oder schrittweise verändert werden können, so wie es in Abbildung 48 dargestellt ist.

Das spektral zu analysierende Licht wird von einem Strahlteiler in zwei Teilstrahlen aufgespalten. Die beiden Teilstrahlen durchlaufen in den beiden Armen des Interferometers unterschiedlich lange Wegstrecken bevor sie wieder auf den Strahlteiler treffen, der die Teilstrahlen einander überlagert. Die überlagerten Teilstrahlen treffen auf einen Detektor. Die Lichtintensität I auf dem Detektor ist eine Funktion der Differenz x der Armlängen und wird im Folgenden als *Interferenzsignal* bezeichnet. Das elektrische Ausgangssignal J des Detektors variiert linear mit dem Interferenzsignal. Wird das Interferenzsignal in Abhängigkeit vom optischen Wegunterschied x gemessen, so bezeichnet man es als *Interferogramm* $I(x)$ [Bell72]. Aus dem Interferogramm kann das Spektrum der Lichtquelle berechnet werden. Die Darstellung der Theorie des Fourierspektrometers in diesem Abschnitt und in den folgenden Abschnitten 4.2, 4.3 und 4.4 überschneidet sich inhaltlich weitgehend der Darstellung in der Diplomarbeit von Stefan Salewski [Salewski99], die im Rahmen dieses Promotionsprojektes angefertigt wurde.

Überlagern sich zwei ebene monochromatische Lichtwellen mit den Amplituden A_1 und A_2 , die gleiche Wellenzahl ν aber eine Phasendifferenz φ besitzen, so ergibt sich für die Intensität:

$$I(\varphi) = c \cdot \varepsilon \cdot \left[\frac{A_1^2 + A_2^2}{2} + A_1 A_2 \cos \varphi \right] \quad (38)$$

Dabei ist ε die elektrische Feldkonstante, c die Lichtgeschwindigkeit). Beim Fourierspektrometer entspricht die Phasendifferenz φ der Differenz x der Armlängen: $\varphi = 2\pi \cdot \nu \cdot x$. Bei Licht, das ein kontinuierliches Frequenz- bzw. Wellenzahlspektrum besitzt, erhält man

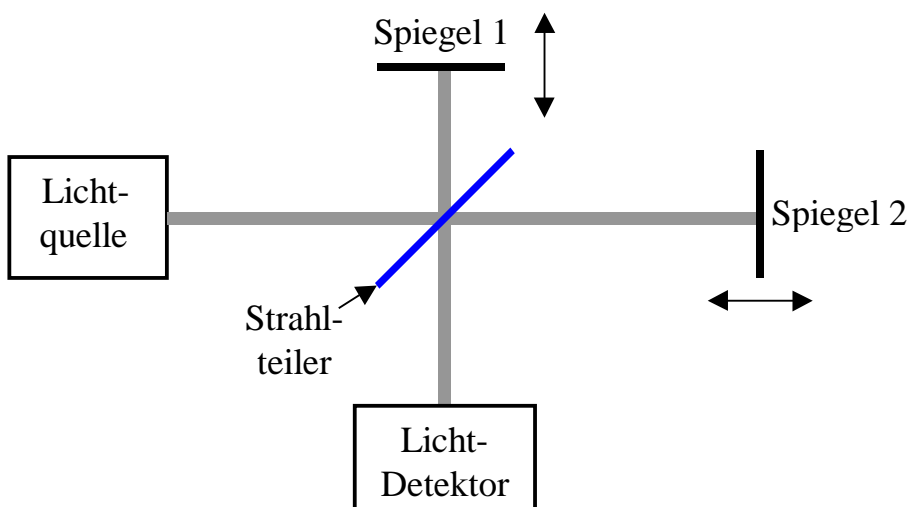


Abbildung 48: Michelson-Interferometer.

4.1 Interferogramm und Spektrum

$$I(x) = \frac{c \cdot \varepsilon}{2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} [A_1^2(\nu) + A_2^2(\nu)] + A_1(\nu)A_2(\nu) \cos(2\pi \cdot \nu \cdot x) d\nu, \quad (39)$$

wobei zur Vereinfachung der folgenden Rechnungen $A(-\nu) \equiv A(\nu)$ gesetzt wurde. Dabei hängt der erste Teil des Integrals in Gleichung (39) nicht von x ab:

$$K \equiv \frac{c \cdot \varepsilon}{4} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} A_1^2(\nu) + A_2^2(\nu) d\nu \quad (40)$$

Der Zusammenhang zwischen den beiden Teilamplituden $A_1(\nu)$ und $A_2(\nu)$ und der ursprünglichen Amplitude $A(\nu)$ vor dem Strahlteiler ist gegeben durch $A_1(\nu) = c_1(\nu) \cdot A(\nu)$ und $A_2(\nu) = c_2(\nu) \cdot A(\nu)$ mit $[c_1(\nu)]^2 + [c_2(\nu)]^2 = 1$. Deshalb gilt:

$$A_1(\nu)A_2(\nu) = c_1(\nu)c_2(\nu) \cdot [A(\nu)]^2 \quad (41)$$

Sind die durch den Strahlteiler bestimmten Funktionen $c_1(\nu)$ und $c_2(\nu)$ bekannt, so kann aus dem Produkt $A_1(\nu)A_2(\nu)$ die spektrale Amplitude $A(\nu)$ bzw. die spektrale Intensität $I(\nu)$ berechnet werden. In der Regel wird vereinfachend davon ausgegangen, dass die durch den Strahlteiler festgelegten Funktionen $c_1(\nu)$ und $c_2(\nu)$ im gesamten Spektralbereich, wo $A(\nu) > 0$ ist, konstant sind. Dann ist die spektrale Intensität $I(\nu)$ direkt proportional zu $A_1(\nu)A_2(\nu)$.

Im Folgenden wird gezeigt, wie aus einem gemessenen Interferogramm $I(x)$ das Produkt $A_1(\nu)A_2(\nu)$ und mithin $I(\nu)$ berechnet werden kann. Gleichung (39) ist äquivalent zu

$$I(x) - K = \frac{c \cdot \varepsilon}{2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} A_1(\nu)A_2(\nu) \cdot e^{i2\pi \cdot \nu \cdot x} d\nu. \quad (42)$$

Daraus ergibt sich durch Fouriertransformation

$$A_1(\nu)A_2(\nu) = \frac{2}{c\varepsilon} \int_{-\infty}^{\infty} (I(x) - K) \cdot e^{-i2\pi\nu x} dx. \quad (43)$$

Damit ist nach Gleichung (41) auch die ursprüngliche Amplitude $A(\nu)$ bestimmt. Ist das Interferogramm $I(x)$ bekannt, kann daher das Spektrum berechnet werden. Dabei sorgt die Subtraktion des Integrals über $K \cdot e^{-i2\pi\nu x}$, welches nur für $\nu = 0$ von 0 verschieden ist, lediglich dafür, dass sich $A(\nu = 0) = 0$ ergibt. Es reicht daher aus, das Integral über $I(x) \cdot e^{-i2\pi\nu x}$ welches das eigentliche Spektrum liefert, zu berechnen und anschließend einfach $A(\nu = 0) = 0$ zu setzen:

$$A_1(\nu)A_2(\nu) = \begin{cases} \frac{2}{c\varepsilon} \int_{-\infty}^{\infty} I(x) \cdot e^{-i2\pi\nu x} dx & \text{für alle } \nu \neq 0 \\ 0 & \text{für } \nu = 0 \end{cases}. \quad (44)$$

Würde man also das Interferogramm $I(x)$ vollständig kennen, so könnte man daraus durch Fouriertransformation die spektrale Intensität $I(\nu) \sim A_1(\nu)A_2(\nu)$ berechnen. Da $I(x)$ nicht für alle Orte $-\infty < x < \infty$ gemessen werden kann, muss versucht werden, auch mit weniger umfassender Kenntnis von $I(x)$ auszukommen.

4.2 Auflösungsvermögen und endliche Integrationsgrenzen

In der Praxis lässt sich das Interferogramm $I(x)$ nur für endliche Differenzen $X_1 \leq x \leq X_2$ der Armlängen des Interferometers messen. Welchen Einfluss haben endliche und ggf. asymmetrische Integrationsgrenzen auf das berechnete Spektrum? Seien die Grenzen $X_1 = -D/2 + \Delta$ und $X_2 = D/2 + \Delta$ symmetrisch zu 0 bis auf eine kleine Verschiebung Δ . Man berechne:

$$\overline{A_1(\nu)A_2(\nu)} \equiv \frac{2}{c\varepsilon} \int_{-D/2+\Delta}^{D/2+\Delta} I(x) \cdot e^{-i2\pi\nu x} dx. \quad (45)$$

Wie hängt nun $\overline{A_1(\nu)A_2(\nu)}$ mit der wirklichen spektralen Intensität $I(\nu) \sim A_1(\nu)A_2(\nu)$ zusammen? Zur Beantwortung dieser Frage betrachten wir monochromatisches Licht. Wegen des Prinzips der linearen Superposition kann das Ergebnis auf beliebige spektrale Intensitätsverteilungen verallgemeinert werden. Für monochromatisches Licht der Wellenzahl ν_0 ist das Interferogramm $I(x)$ nach Gleichung (39) gegeben durch

$$I(x) = c \cdot \varepsilon \cdot \left[\frac{A_1^2 + A_2^2}{2} + A_1 A_2 \cos 2\pi\nu_0 x \right]. \quad (46)$$

Setzt man dies in Gleichung (44) ein, so ergibt sich

$$A_1(\nu)A_2(\nu) = A_1 A_2 [\delta(\nu_0 - \nu) + \delta(\nu_0 + \nu)], \quad (47)$$

wie man es für monochromatisches Licht erwartet. Für endliche Integrationsgrenzen aber folgt

$$\begin{aligned} \overline{A_1(\nu)A_2(\nu)} &= 2A_1 A_2 \int_{-D/2+\Delta}^{D/2+\Delta} \cos(2\pi\nu_0 x) \cdot e^{-i2\pi\nu x} dx \\ &= A_1 A_2 \int_{-D/2+\Delta}^{D/2+\Delta} e^{i2\pi(\nu_0 - \nu)x} + e^{-i2\pi(\nu_0 + \nu)x} dx \\ &= A_1 A_2 \left\{ \left[\frac{e^{i2\pi(\nu_0 - \nu)x}}{i2\pi(\nu_0 - \nu)} \right]_{-D/2+\Delta}^{D/2+\Delta} + \left[\frac{e^{-i2\pi(\nu_0 + \nu)x}}{-i2\pi(\nu_0 + \nu)} \right]_{-D/2+\Delta}^{D/2+\Delta} \right\} \\ &= A_1 A_2 D \left(e^{i2\pi(\nu_0 - \nu)\Delta} \cdot \frac{\sin(\pi(\nu_0 - \nu)D)}{\pi(\nu_0 - \nu)D} + e^{-i2\pi(\nu_0 + \nu)\Delta} \cdot \frac{\sin(\pi(\nu_0 + \nu)D)}{\pi(\nu_0 + \nu)D} \right). \end{aligned} \quad (48)$$

Die Brüche in der letzten Zeile von Gleichung (48) sind je eine *sinc-Funktion* $\sin(z)/z$. Die sinc-Funktion ist in Abbildung 49 dargestellt. Gewöhnlich ist $|\nu_0| \gg 1$, so dass um $\nu = \pm\nu_0$ nur je eine sinc-Funktion nennenswert zur Summe beiträgt. Für den Betrag $|\overline{A_1(\nu)A_2(\nu)}|$ spielt auch der Phasenfaktor $e^{\pm i2\pi(\nu_0 \mp \nu)\Delta}$ keine Rolle. Für positive bzw. negative Wellenzahlen erhält man also:

$$|\overline{A_1(\nu)A_2(\nu)}| \approx A_1 A_2 \cdot D \cdot \left| \frac{\sin(\pi(\nu_0 \mp \nu)D)}{\pi(\nu_0 \mp \nu)D} \right| \quad (49)$$

4.2 Auflösungsvermögen und endliche Integrationsgrenzen

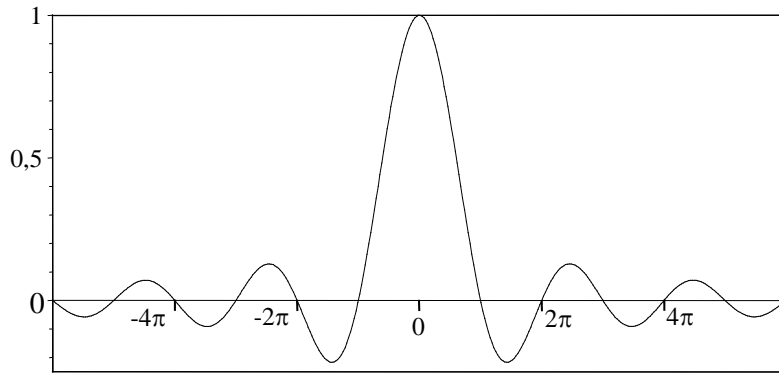


Abbildung 49: Die sinc-Funktion $\sin(z)/z$

$|\overline{A_1(\nu)A_2(\nu)}|$ hat bei $\nu = \pm\nu_0$ Maxima mit dem Wert A_1A_2D . Ferner hat $|\overline{A_1(\nu)A_2(\nu)}|$ Nebenmaxima nahe bei $\nu_0 \pm m/(2D)$ mit $m \in \{3, 5, 7, \dots\}$, wobei die ersten Nebenmaxima ($m = \pm 3$) knapp 22% des Hauptmaximums betragen. Die Nebenmaxima können als benachbarte Spektrallinien fehlgedeutet werden. Das berechnete Spektrum wird also durch die Endlichkeit der maximalen Differenz $D = X_2 - X_1$ der Armlängen des Spektrometers verfälscht. Aus einer Delta-Funktion wird eine sinc-Funktion, und dies begrenzt das spektrale Auflösungsvermögen. Zwei Spektrallinien können erst dann deutlich voneinander unterschieden werden, wenn ihr spektraler Abstand mindestens so groß ist wie die Breite des Hauptmaximums der sinc-Funktion. Vom Maximum bei $\nu = \nu_0$ fällt $\overline{A_1(\nu)A_2(\nu)}$ bei den Werten $\nu_0 \pm 0,6034/D$ bzw. $\nu_0 \pm 1/D$ auf 0,5 bzw. 0 ab. Folglich ergibt sich die Halbwertsbreite (volle Breite bei halber Höhe) $\Delta\nu_{HW}$ des Hauptmaximums bzw. die Breite des Hauptmaximums zwischen den Nullstellen $\Delta\nu_{00}$ zu

$$\Delta\nu_{HW} = \frac{1,2067}{D}, \quad (50)$$

$$\Delta\nu_{00} = \frac{2}{D}. \quad (51)$$

Die Nebenmaxima des berechneten Spektrums können vermindert werden. Dazu multipliziert man das Interferogramm vor der Fouriertransformation mit einer symmetrischen *Gewichtsfunktion*, die bei $x = 0$ maximal ist und für $x \rightarrow \pm\infty$ verschwindet, z.B. die Gaußfunktion. Man nennt das *Apodisation*. Allerdings sinkt dadurch die Auflösung etwas, statt der sinc-Funktion bekommt man eine weniger stark oszillierende Funktion, deren Hauptmaximum dafür etwas breiter ist.

In der Praxis ist bei großen Verstellwegen eine Apodisation ins Fourierspektrometer „eingebaut“, wenn man mit einem nicht perfekt kollimierten Lichtstrahl arbeitet: Das Fourierspektrometer wird so justiert, dass die Interferenz der Lichtbündel auf dem Detektor für gleiche Armlängen optimal ist. Leichte Divergenz bzw. Konvergenz des Lichts bewirkt dann weniger gute Interferenz bei großen Differenzen der Armlängen. Hinzu kommt vor allem bei wenig kohärenten Lichtquellen, dass Interferenz nur auftritt, wenn der Unterschied der Armlängen kleiner ist als die Kohärenzlänge des Lichts. Ist der maximale Unterschied der Armlängen größer als die Kohärenzlänge, geht durch die Endlichkeit der Integrationsgrenzen praktisch keine spektrale Information verloren.

4.3 Numerische Berechnung des Spektrums

Ist das Interferogramm $I(x)$ bekannt für $X_1 \leq x \leq X_2$, so kann das Spektrum der Lichtquelle nach Gleichung (45) berechnet werden. In der Praxis wird $I(x)$ mit einem Detektor bestimmt. Für effiziente Berechnung des Spektrums wird das Detektorsignal nur für diskrete Differenzen x_n der Spektrometer-Armlängen aufgezeichnet: Es werden N Messwerte $I(x_n)$ in äquidistantem Abstand aufgenommen. Bei der Berechnung des Spektrums geht das Fourier-Integral in eine Summe über. Das Differential dx wird zur Schrittweite $\beta = (X_2 - X_1)/N = D/N$. Statt der kontinuierlichen Variable x wird das Intervall $X_1 \dots X_2$ gemäß $x_n = X_1 + n\beta$ unterteilt. Ausgehend von Gl. (45) rechnet man

$$\overline{A_1(\nu)A_2(\nu)} = \frac{2}{c\varepsilon} \int_{X_1}^{X_2} I(x) \cdot e^{-i2\pi\nu x} dx \approx \frac{2}{c\varepsilon} \sum_{n=0}^{N-1} I(X_1 + n\beta) \cdot e^{-i2\pi\nu(X_1 + n\beta)} \cdot \beta \quad (52)$$

und definiert
$$B(\nu) \equiv \sum_{n=0}^{N-1} I(X_1 + n\beta) \cdot e^{-i2\pi\nu(n\beta)}, \quad (53)$$

wobei die Faktoren $2/(c\varepsilon)$, $e^{-i2\pi\nu X_1}$ und β in $B(\nu)$ hineingezogen sind. $B(\nu)$ ist in der Regel komplex, so dass erst $|B(\nu)|$ der spektralen Intensität $I(\nu)$ entspricht. Da alle Messwerte $I(x_n)$ reell sind, ist $B(-\nu) = B^*(\nu)$ oder $|B(\nu)| = |B(-\nu)|$. Außerdem ist $B(\nu)$ periodisch mit der Periode $1/\beta$:

$$|B(\nu)| = \left| B\left(\nu + \frac{1}{\beta}\right) \right| \quad (54)$$

Nur im Intervall $0 \dots 1/(2\beta)$ ist $|B(\nu)|$ unabhängig. Das Intervall $1/(2\beta) \dots 2/(2\beta)$ enthält die gleichen Werte in umgekehrter Reihenfolge, das Intervall $2/(2\beta) \dots 3/(2\beta)$ enthält die Werte wieder in der ursprünglichen Reihenfolge usw. Das Spektrum der Lichtquelle darf die Intervallgrenzen

$$\frac{z}{2\beta} \quad \text{mit } z \in \{0, 1, 2, \dots\} \quad (55)$$

nicht überschreiten, wenn das berechnete Spektrum sinnvoll sein soll. In der Praxis wird $|B(\nu)|$ für das Intervall $0 \dots 1/(2\beta)$ berechnet. Anschließend werden die Spektralwerte dem richtigen spektralen Intervall zugeordnet. Die Berechnung erfolgt für die Wellenzahlen $\nu_k = k/(N\beta)$ für alle $k \in \{0, 1, 2, \dots, N/2\}$. Mit diesen diskreten Werten ν_k bekommt Gleichung (53) die Gestalt

$$B(\nu_k) = \sum_{n=0}^{N-1} I(x_n) \cdot e^{-i2\pi kn/N} \quad (56)$$

$B(\nu_n)$ wird als diskrete Fouriertransformierte von $I(x_n)$ bezeichnet. Das trigonometrische Polynom

$$T(x) = \frac{1}{N} \cdot \sum_{k=0}^{N-1} B(\nu_k) \cdot e^{\frac{i2\pi kx}{L}} \quad (57)$$

nimmt an den Stellen x_n die Werte $I(x_n)$ an. Das bedeutet, dass das durch diskrete Fouriertransformation berechnete Spektrum $B(\nu_k)$ das gleiche diskrete Interferogramm erzeugt wie das „wirk-

liche“ Spektrum $I(\nu)$. Nachdem die diskrete Fouriertransformation durchgeführt worden ist, muss den berechneten Daten das richtige Wellenzahlintervall zugeordnet werden. Da das Interferogramm nur diskret und für endlich viele x_n vorliegt, genügt diese Kenntnis nicht, um zu entscheiden, welches spektrale Intervall $z/(2\beta) \dots (z+1)/(2\beta)$ vorliegt: Spektren aus verschiedenen Wellenzahlbereichen können das gleiche diskrete Interferogramm erzeugen. Daher muss bei der Messung (ggf. durch Filter) sichergestellt sein, welches das richtige spektrale Intervall ist, und dass das (gefilterte) Emissionsspektrum der Lichtquelle vollständig in ein Wellenzahlintervall der Breite $1/(2\beta)$ fällt. Das (ggf. gefilterte) Emissionsspektrum liege zwischen ν_{min} und ν_{max} . Die Bedingung

$$\nu_{max} - \nu_{min} \leq \frac{1}{2\beta} \quad \text{bzw.} \quad \beta \leq \frac{1}{2(\nu_{max} - \nu_{min})} \quad (58)$$

wird als *Sampling-Theorem* bezeichnet. Das Sampling-Theorem ist notwendig aber nicht hinreichend, da zusätzlich keine Intervallgrenze überschritten werden darf. Variation von β verändert sowohl die Intervallgröße als auch die Intervallgrenzen. Dabei ist β oft durch den konkreten experimentellen Aufbau vorgegeben. Bei dem Aufbau im Rahmen dieser Arbeit ist β immer ein Vielfaches der Wellenlänge λ_{HeNe} eines Helium-Neon-Lasers.

Um einen einzigen Wert $B(\nu_k)$ gemäß Gleichung (56) zu berechnen, müssten im Prinzip N Summanden berechnet und aufaddiert werden, für N verschiedene $B(\sigma_k)$ also N^2 . Um den Rechenaufwand zu verringern wird der Algorithmus der *schnellen Fouriertransformation* [Press92, Bronstein87] verwendet. Dabei ist der Rechenaufwand proportional zu $N \cdot \log_2 N$. Voraussetzung ist dabei, dass die Anzahl N der Daten eine Zweierpotenz ist. Dann bildet dieser Algorithmus beliebige reelle Daten, die bei konstanter Schrittweite β aufgezeichnet wurden, auf das Intervall $0 \dots 1/2\beta$ ab. Dabei werden aus N reellen Daten $N/2+1$ komplexe Werte f_n , die dieses Intervall äquidistant besetzen. Der spektrale Abstand benachbarter diskreter Wellenzahlen ist

$$\nu_k - \nu_{k-1} = \frac{1}{N \cdot \beta} = \frac{1}{D} \quad (59)$$

d.h. die *numerische Auflösung* ist doppelt so hoch wie die theoretische Auflösung gemäß Gleichung (51). Angenehmerweise ist die numerische Auflösung identisch mit der Periode des gemäß Gleichung (49) in $\overline{|A_1(\nu)A_2(\nu)|}$ enthaltenen Terms $|\sin(\pi(\nu_0 \mp \nu)D)|$. Einer Periode dieses Terms wird durch die diskrete Fouriertransformation nur *ein* spektraler Wert zugeordnet, d.h. jeder spektrale Wert entspricht dem Mittelwert von $\overline{|A_1(\nu)A_2(\nu)|}$ über eine Periode von $|\sin(\pi(\nu_0 \mp \nu)D)|$. Mit monochromatischem Licht und Abtastung des Interferogramms über einen endlichen Verstellbereich treten irreführende Nebenmaxima im gemessenen Spektrum folglich nur mit *kontinuierlicher*, nicht aber mit *diskreter* Fouriertransformation auf! Ist das Interferogramm durch Gleichung (46) gegeben, so folgt aus Gleichung (49) durch Mittelwertbildung über eine Periode

$$\overline{|A_1(\nu)A_2(\nu)|} \approx A_1 A_2 \cdot D \cdot \frac{2}{\pi^2 \cdot D \cdot |\nu_0 \mp \nu|} \quad \text{für } |\nu_0 \pm \nu| \geq 1/D. \quad (60)$$

4.4 Aufbau und Funktionsweise des Fourierspektrometers für Dauerlicht

Das Fourierspektrometer wurde aufgebaut mit dem Ziel, Spektren von Thulium-Faserlasern und anderen Festkörperlasern mit hoher spektraler Auflösung messen zu können. Die Besonderheit des Fourierspektrometers ist die Möglichkeit zeitauflösender Messungen mit hoher spektraler Auflösung. Das Fourierspektrometer eignet sich aber auch für „gewöhnliche“, nicht zeitauflösende Messungen hoher spektraler Auflösung an zeitlich nur gering schwankenden Lichtquellen. Der Umbau des Fourierspektrometers von einer Messart zur anderen erfordert nur wenige Minuten. In diesem Abschnitt wird der Aufbau für nicht zeitauflösende Messungen beschrieben, der auf den folgenden Seiten in den Abbildungen 50 und 51 dargestellt ist. Die Modifikationen für zeitauflösende Messungen werden in Abschnitt 4.9 dargestellt.

Zentrales Element des Fourierspektrometers ist ein symmetrisches Michelson-Interferometer, welches auf einer 70 cm mal 50 cm großen Stahlplatte aufgebaut ist. Stahlplatte und Prinzip des Strahlengangs wurden von einem früheren Fourierspektrometer [Skudayski89] übernommen. Die Längen *beider* Arme des Interferometers werden gegengleich verändert und dies *stetig*. Das zu analysierende Licht (in Abbildung 50 grün dargestellt) eines Probelasers (Faserlaser) wird mit Hilfe von Spiegeln und ggf. durch eine Linse in das Fourierspektrometer eingekoppelt. Es trifft auf den Strahlteiler im Zentrum des Michelson-Interferometers. Parallel dazu trifft der (im Bild rote) Strahl eines Helium-Neon-Referenzlasers mit ca. 2 cm Versatz auf den Strahlteiler. Als Strahlteiler ^{|Strtalt|} wurde anfangs eine auf ein Glassubstrat aufgedampfte Metallschicht verwendet. Die Metallschicht teilte aber das Licht nicht symmetrisch, und sie absorbiert einen großen Lichtanteil. Darum wurde sie durch einen Strahlteilerwürfel ^{|Coh1|} mit 3 cm Kantenlänge ersetzt. Im Spektralbereich von 1,2 μm bis 1,6 μm teilt er das Licht im Verhältnis 1:1 auf. Der Strahlteiler zerlegt beide Laserstrahlen in je zwei Teilstrahlen. Diese werden von Umlenkspiegeln jeweils so reflektiert, dass sie sich in entgegengesetzter Richtung entlang einer Schiene ausbreiten, bis sie jeweils auf einen Retroreflektor ^{|Prec|} treffen. Die Retroreflektoren stehen „Rücken an Rücken“ auf einem Schlitten, der sich auf der Schiene hin und her bewegt. Jeder Retroreflektor besteht aus drei quadratischen Plättchen, die mit Gold bedampft und rechtwinklig so zusammengefügt sind, dass sie die drei um eine Ecke gruppierten Innenseiten eines Würfels bilden. Jeder Teilstrahl wird nacheinander von allen drei Goldflächen reflektiert, so dass er letztlich mit Parallelversatz entlang der Schiene zurückläuft. Dabei fallen die Rückwege der Teilstrahlen des Referenzlasers mit den Hinwegen der Teilstrahlen des Probelasers zusammen (und umgekehrt). Nach Reflexion an den Umlenkspiegeln gelangen alle Teilstrahlen wieder zum Strahlteiler. Das Licht, das dieser vom jeweils linken Teilstrahl transmittiert, wird mit dem Licht überlagert, das der Strahlteiler vom jeweils rechten Teilstrahl reflektiert. Die überlagerten Teilstrahlen des Helium-Neon-Lasers interferieren auf einer Silizium-Photodiode PD1 ^{|Sal1|}. Die überlagerten Teilstrahlen des Probelasers treffen auf eine thermoelektrisch gekühlte InGaAs-Photodiode PD2 ^{|Hama|}, die von 0,8 μm bis 2,1 μm lichtempfindlich ist, und erzeugen da das Interferenzsignal. Für Messungen im sichtbaren Spektralbereich kann die Photodiode PD2 gegen eine weitere Silizium Photodiode ausgetauscht werden. Weitere Spektralbereiche können durch entsprechende Detektoren erschlossen werden.

4.4 Aufbau und Funktionsweise des Fourierspektrometers für Dauerlicht

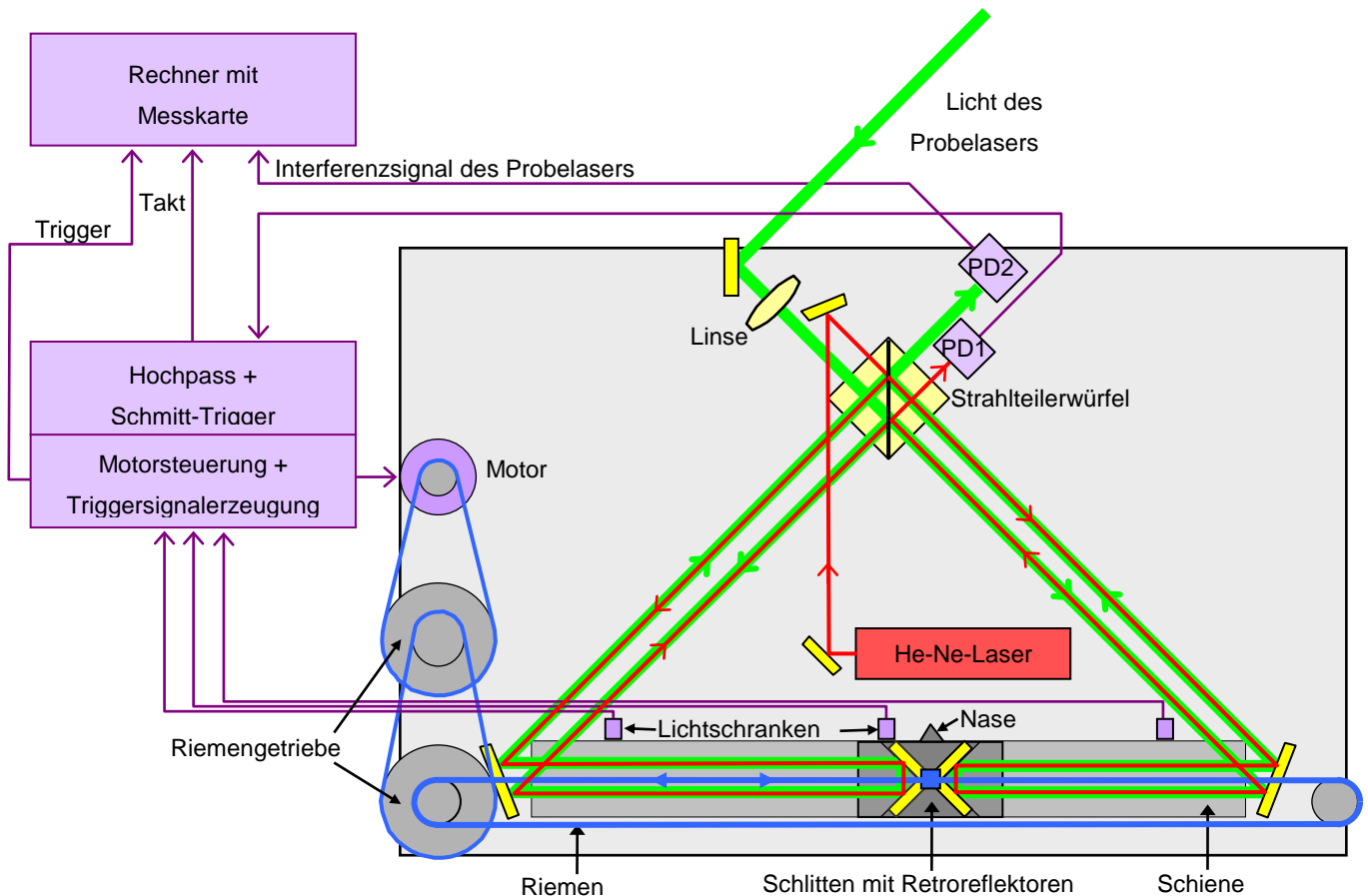


Abbildung 50: Aufbau des Fourierspektrometers.

Der Wegunterschied der beiden Teilstrahlen des Probelasers ist identisch mit dem der Teilstrahlen des Helium-Neon-Lasers, da die jeweiligen Teilstrahlen dieselben Wege in umgekehrter Richtung durchlaufen. Die Phasendifferenz der interferierenden Teilstrahlen und damit die Lichtintensitäten auf den Photodioden sind von der Schlittenposition, d.h. von der Differenz x der Längen der Lichtwege in den Armen des Interferometers abhängig. Die Längen dieser Wege werden durch Bewegung des Schlittens entlang der Schiene verändert. Bewegt sich der Schlitten um 1 cm, so wird der Gesamtweg für den einen Teilstrahl 2 cm länger, für den anderen 2 cm kürzer. Die Wegdifferenz x der Teilstrahlen verändert sich somit um 4 cm. Daher kann mit dem 0,4 m langem Fahrweg des Schlittens die Wegdifferenz x der Teilstrahlen um 1,6 m verändert werden.

Anfangs schwebte der Schlitten auf einem Luftkissen. Spiralfedern an den Enden der Schiene sorgten für die Richtungsumkehr. Die durch Luftwiderstand verlorene Bewegungsenergie wurde an einem Schienenende durch elektromagnetisches Anstoßen des Schlittens kompensiert. Jedoch schwankte die Schlittengeschwindigkeit stark. Zeitauflösende Messungen (siehe Abschnitte 4.6-4.9) erfordern jedoch die Änderung der Längendifferenz der Interferometerarme mit konstanter Geschwindigkeit. Darum wurde der alte Aufbau verworfen. Aus Aluminium-Winkelprofilen wurden eine neue Schiene und ein neuer, leichter Schlitten mit neuem Antrieb gebaut: Über den Enden der Schiene befinden sich zwei Rollen. Auf ihnen läuft der Antriebsriemen, welcher am Schlitten befestigt ist, um. Eine der Rollen wird über ein zweistufiges Riemengetriebe von einem

4.4 Aufbau und Funktionsweise des Fourierspektrometers für Dauerlicht

Gleichstrom-Elektromotor angetrieben. Alle Riemen sind nur wenig elastisch, um relativ starre Kopplung zwischen Motor und Schlitten zu erreichen. Die große Untersetzung der Motordrehzahl bewirkt, dass der Motor überwiegend gegen die konstanten Reibungskräfte der nicht kugelgelagerten Riemenscheiben zieht. Variierende Reibungskräfte am Schlitten wirken sich daher kaum auf den Motor aus. Zudem befindet sich zwischen Schlitten und Schiene ein Mikrofasertuch, welches am Schlitten befestigt ist. Es sorgt für konstante Gleitreibungskraft und stabilisiert so die Schlittengeschwindigkeit. Drehsinn und Umdrehungszahl des Motors werden über eine variable Gleichspannung eingestellt. Die Umkehr der Bewegungsrichtung des Schlittens erfolgt mit Hilfe von Gabel-Lichtschranken an den Schienen-Enden. Bei Vorbeifahrt des Schlittens wird die jeweilige Lichtschranke von einer Nase, die am Schlitten angebracht ist, unterbrochen. Eine der Lichtschranken wirkt auf den Setzeingang eines Flip-Flops, die andere auf den Rücksetzeingang. Wenn der Schlitten ein Ende der Schiene erreicht, wird das Flip-Flop umgeschaltet. Das Flip-Flop steuert ein Umpolrelais, dieses wechselt das Vorzeichen der Spannung am Gleichstrommotor und somit dessen Drehrichtung und die Fahrtrichtung des Schlittens. Die Motorspannung und damit die Schlittengeschwindigkeit wird für beide Fahrtrichtungen getrennt mit Potentiometern eingestellt.

Die Elektronik des Fourierspektrometers befindet sich in dem 19-Zoll-Gehäuse ^{|Vero|}, das in Abbildung 52 abgebildet ist. Die Antriebssteuerung des Gleichstrommotors sowie die Aufbereitung des Signals der Photodiode PD1 befinden sich in je einem Einschub. Zwei Einschübe dienen der Spannungsversorgung, weitere Einschübe dienen zeitauflösenden Messungen und dem Faserlaser.

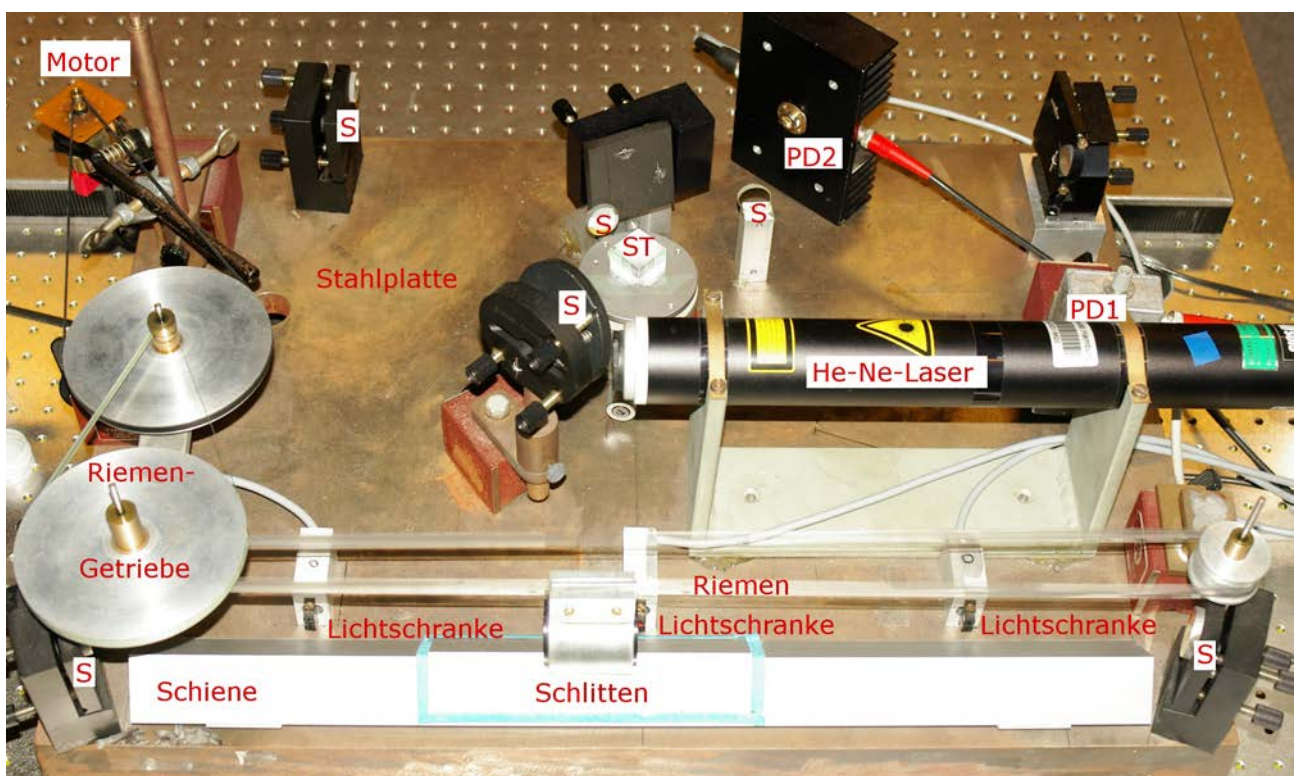


Abbildung 51: Aufbau des Fourierspektrometers. S: Spiegel, ST: Strahlteiler, PD: Photodiode.

4.4 Aufbau und Funktionsweise des Fourierspektrometers für Dauerlicht

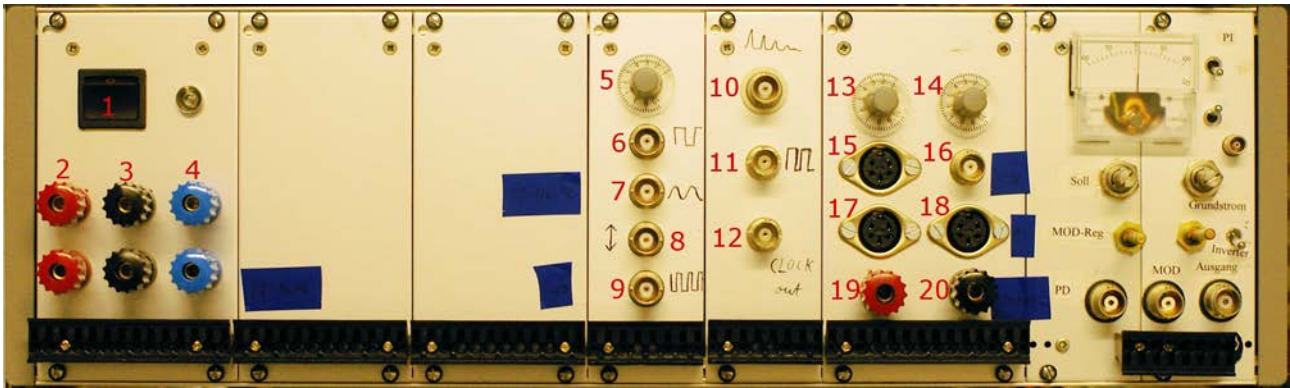


Abbildung 52: 19-Zoll-Elektronikgehäuse des Fourierspektrometers:

- 1: Hauptschalter; 2,3,4: Spannungsversorgung für die Photodioden PD1 und PD3.
- 5: Regler zur Einstellung der Amplitude des Signals an Ausgang 8.
- 6: Ausgang: Untersetztes TTL-Signal (m Takte von Ausgang 9 ein, n Takte aus).
- 7: Eingang für das Signal der Photodiode PD1 (Interferenzsignal des Referenzlasers).
- 8: Ausgang: Wie Signal an Ausgang 6 aber mit über Regler 5 einstellbarer Amplitude.
- 9: Ausgang: TTL-Taktsignal, per Hochpass+Schmitt-Trigger aus Signal an Eingang 7 erzeugt.
- 10: Eingang für das Signal der Photodiode PD3 (bei zeitauflösenden Messungen).
- 11: Eingang für das Signal aus Ausgang 6.
- 12: Ausgang für das TTL-Taktsignal bei zeitauflösenden Messungen an Lasern mit Relaxationsschwingungen, deren Leistung mit der Photodiode PD3 beobachtet wird.
- 13,14: Regler für die positive bzw. negative Motorspannung (für beide Fahrrichtungen).
- 15,17,18: Anschlüsse für die drei Lichtschranken.
- 16: Ausgang für das Triggersignal zur Aufnahme des Interferogramms.
- 19,20: Ausgang: Spannung für den Motor, welcher den Schlitten antreibt.

Als Referenzlaser wurde anfangs ein 11,8 cm kurzer Helium-Neon-Laser ^{|NEC|} eingesetzt. Die Kürze des Resonators sollte bewirken, dass nur eine Resonatormode innerhalb des Verstärkungsprofils ausreichend starke Verstärkung für Laserbetrieb erfuhr, d.h. der Laserbetrieb sollte einmodig sein. Temperaturschwankungen führten jedoch zu Längenänderungen des Resonators und damit zeitweise zu zweimodigem Betrieb. Darum wurde dieser Laser durch einen frequenzstabilisierten Helium-Neon-Laser ^{|SIOS|} der Firma SIOS ersetzt. Dieser Laser läuft immer zweimodig, da die Resonatormoden aufgrund der größeren Resonatorlänge (20,5 cm) so kleinen Frequenzabstand (730 MHz) haben, dass zwei Moden innerhalb des Verstärkungsprofils ausreichende Verstärkung erfahren und die Laserschwelle überschreiten. Die beiden aktiven Moden sind senkrecht zueinander polarisiert, wobei nur das Licht einer Polarisation (einer Mode) aus dem Lasergehäuse austritt. Die Leistungen in beiden Polarisationen werden auf Gleichheit stabilisiert (die Differenz der Leistungen ist das Regelsignal). Als Stellglied dient eine elektrische Heizung, die um die Mitte der Resonatorröhre gewickelt ist; sie stellt die Länge des Resonators thermisch ein. Sind die Leistungen in beiden Polarisationen gleich, so liegen die beiden Moden frequenzstabil symmetrisch zur Mitte des Verstärkungsprofils. Der Hersteller gibt die Frequenzstabilität mit $\pm 2 \cdot 10^{-8}$ an.

Das Licht des HeNe-Lasers erzeugt auf der Photodiode PD1 ein Interferenzsignal, das von der Schlittenposition abhängt und sich sinusförmig ändert, wenn sich der Schlitten bewegt. Aufeinanderfolgende Signal-Maxima entsprechen einer Änderung des Wegunterschiedes x der Teilstrahlen um λ_{HeNe} . Ein Hochpass trennt den Gleichspannungsanteil des Signals ab. Das resultierende Signal

4.4 Aufbau und Funktionsweise des Fourierspektrometers für Dauerlicht

wandelt ein per Comparator-IC^{|LM319|} realisierter Schmitt-Trigger [Tietze89, Horowitz89] in das TTL-Taktsignal zur äquidistanten Messung des Interferenzsignals des Probelasers um.

Zur Datenaufnahme dient ein Rechner^{|PACO|} mit eingebauter Messkarte^{|IMTEC|}, gesteuert durch das „*Fourspec*“-Programm^{|Fourspec|}, das Stefan Salewski in der Programmiersprache C⁺⁺^{|Watc|} speziell für dieses Fourierspektrometer und die Kombination aus Rechner, Betriebssystem (WindowsTM 3.11) und Messkarte schrieb [Salewski99]. Im *Fourspec*-Programm lassen sich Datenzahl, Spannungsbereich des Interferenzsignals, Schrittweite der Abtastung des Interferenzsignals, Wellenzahlbereich des Spektrums, die Zahl der zu mittelnden Messungen usw. konfigurieren. Das Interferenzsignal des Probelasers (d.h. das Ausgangssignal des Verstärkers^{|Teixl|} der Photodiode PD2) liegt an einem Messeingang der Messkarte, das Taktsignal an ihrem Takteingang. Das *Fourspec*-Programm teilt der Messkarte mit, wie viele Datenwerte eingelesen werden sollen, und aktiviert sie (nach Tastendruck). Während die Messkarte auf das Triggersignal zur Auslösung der Messung wartet, liest sie schon bei jeder ansteigenden Flanke des Taktsignals (d.h. bei jeder Änderung der Längendifferenz der Interferometerarme um λ_{HeNe}) einen Datenwert ein. Dabei wird der Spannungswert des Interferenzsignals des Probelasers in einen digitalen Wert (12 Bit) umgewandelt und im karteninternen Ringspeicher abgelegt. Die Triggerung erfolgt durch das Signal der Lichtschranke in der Mitte der Schiene. Die Messwerte sind daher räumlich immer um die Lichtschranke zentriert, und 50% der Messwerte werden vor der Triggerung eingelesen.

Nach der Messung eines Interferogramms werden die Daten in den Hauptspeicher des Rechners kopiert und weiterverarbeitet. Die maximale Größe eines Datensatzes ist in der gegebenen Kombination von Rechner, Betriebssystem und Programmiersprache auf 8 MByte (2^{23} Byte) beschränkt. Für numerische Genauigkeit wird mit 8 Byte großen Zahlen gerechnet. Daher wird die Fouriertransformation maximal mit 2^{20} Messwerten durchgeführt, was mit *schneller Fouriertransformation* (Algorithmus z.B. bei [Press92]) eine Minute dauert. Sind mehrere Messungen zu mitteln, so wird die entsprechende Zahl Interferogramme gemessen, fouriertransformiert, und die Spektren werden aufaddiert. Schließlich wird der richtige Wellenzahlbereich zugeordnet, und das berechnete bzw. gemittelte Spektrum wird als ASCII-Datei abgespeichert. Bei entsprechender Eingabe im *Fourspec*-Programm wird nicht das gesamte berechnete Spektrum sondern nur ein spektraler Ausschnitt als Tabelle abgespeichert. Die erste Spalte der Tabelle gibt die Wellenzahlen im Vakuum an, die zweite Spalte die zugehörigen Beträge der Fourierkomponenten.

In den Speicher der Messkarte können maximal 2^{21} Messwerte eingelesen werden, dies entspricht bei $\lambda_{\text{HeNe}} = 0,633 \mu\text{m}$ Schrittweite 33,2 cm Fahrweg des Schlittens bzw. maximal $D = 132,8 \text{ cm}$ Unterschied der Längen der Lichtwege in den Interferometerarmen. Da der Arbeitsspeicher des Rechners maximal eine Fouriertransformation mit 2^{20} Werte erlaubt, wird bei diesem maximalen Fahrweg, der maximale spektrale Auflösung ergibt, nur jeder zweite Datenwert für die Fouriertransformation verwendet, d.h. die Schrittweite wird auf $2 \cdot \lambda_{\text{HeNe}}$ verdoppelt. Nach Gleichung 51 ist der kleinste vom Fourierspektrometer auflösbare spektrale Abstand $\Delta\sigma = 2/D$. Mit $D = 132,8 \text{ cm}$ ergibt sich $\Delta\sigma = 0,0151 \text{ cm}^{-1}$, bei 5500 cm^{-1} entspricht dies der relativen Auflö-

4.4 Aufbau und Funktionsweise des Fourierspektrometers für Dauerlicht

sung $5500/0,015 = 3,64 \cdot 10^5$. Linien mit dem spektralen Abstand $1,82 \mu\text{m}/3,64 \cdot 10^5 = 0,0050 \text{ nm}$ können also gerade noch aufgelöst werden. Diese Auflösung genügt, um Moden von Lasern mit Resonatorlängen $\leq 33 \text{ cm}$ aufzulösen (Frequenzabstand der Moden $1/[2 \cdot 33 \text{ cm}] = 0,0151 \text{ cm}^{-1}$).

Normal ist die Schrittweite β , mit der das Interferogramm abgetastet wird, durch die Wellenlänge des Helium-Neon-Lasers gegeben. Es steht einem aber frei, nur jeden m -ten aufgezeichneten Wert für die Fouriertransformation zu verwenden und damit die wirksame Schrittweite um den Faktor m zu vergrößern. Mit $\beta = m \cdot \lambda_{\text{HeNe}}$ sind gemäß Gleichung (55) die möglichen Intervallgrenzen des Spektralbereichs, der durch die Fouriertransformation dargestellt wird, gegeben durch $z/(2 \cdot m \cdot \lambda_{\text{HeNe}})$, mit $z \in \{0, 1, 2, \dots\}$. Beispielsweise ergeben sich für $m = 1$ die Intervalle $[0; 7901 \text{ cm}^{-1}]$, $[7901 \text{ cm}^{-1}; 15803 \text{ cm}^{-1}]$, $[15803 \text{ cm}^{-1}; 23704 \text{ cm}^{-1}]$, usw.. Für $m = 5$ ergeben sich entsprechend die Intervalle $[0; 1580 \text{ cm}^{-1}]$, $[1580 \text{ cm}^{-1}; 3161 \text{ cm}^{-1}]$, $[3161 \text{ cm}^{-1}; 4741 \text{ cm}^{-1}]$, usw.. Entsprechende Empfindlichkeit des Detektors vorausgesetzt, kann jedes Licht untersucht werden, dessen Spektrum mit Sicherheit innerhalb eines solchen Intervalls liegt, auch Licht mit einer kürzeren Wellenlänge als beim Helium-Neon-Laser. Vielfache der halben Helium-Neon-Laser-Wellenzahl bilden besondere Grenzen: Spektren, die auf so eine Grenze fallen, können nicht untersucht werden. Gewöhnlich ist es nicht ratsam, eine andere Schrittweite als λ_{HeNe} bzw. (bei maximaler Auflösung) $2 \cdot \lambda_{\text{HeNe}}$ zu wählen, auch wenn das Spektrum sehr schmal ist im Vergleich zum Abstand der sich ergebenden Intervallgrenzen. Zwar enthält der größte Anteil des gemessenen Spektrums dann nur Rauschen. Jedoch bedeutet eine kleine Schrittweite, dass viele Daten aufgezeichnet und verarbeitet werden. Dies entspricht einer Mittelung über mehrere Messungen mit größerer Schrittweite und verbessert im berechneten Spektrum das Verhältnis des Signals zum Rauschen. Daher wird in der Regel die kleinstmögliche Schrittweite beibehalten, und erst bei der Speicherung des Spektrums beschneidet man selbiges auf den wesentlichen Spektralbereich.

Die abgespeicherten Vakuumwellenzahlen enthalten einen systematischen Fehler: Würde man in einem Medium mit konstantem Brechungsindex n messen (z.B. $n = 1$ im Vakuum,), so erhielte man aus der Schrittweite $\lambda_{\text{HeNe}} = \lambda_{\text{HeNe,Vak}}/n$ die genauen Vakuumwellenzahlen für das Spektrum des Probelasers, wobei $\lambda_{\text{HeNe,Vak}} = 632,9914 \text{ nm} \pm 0,0003 \text{ nm}$. Bei Messung in Luft ($n \approx 1,00027$) muss aber die Abhängigkeit des Brechungsindex von Wellenlänge, Temperatur, Luftdruck und Luftfeuchtigkeit berücksichtigt werden. Das Programm berechnet nach [Burgarth98] aus diesen Größen den Brechungsindex im jeweiligen Spektralbereich gemäß

$$n = 1 + \left(2371,34 + \frac{683939,7 \cdot \tilde{\lambda}}{130 \cdot \tilde{\lambda} - 1} + \frac{4547,3 \cdot \tilde{\lambda}}{38,9 \cdot \tilde{\lambda} - 1} \right) \cdot \frac{\tilde{p}}{10^8 \cdot T} + \left(6487,31 + \frac{58,058}{\tilde{\lambda}} - \frac{0,7115}{\tilde{\lambda}^2} + \frac{0,08551}{\tilde{\lambda}^3} \right) \cdot \frac{\tilde{p}_{\text{H}_2\text{O}}}{10^8 \cdot T}. \quad (61)$$

Dabei ist $\tilde{\lambda}$ die Wellenlänge in Mikrometern, \tilde{p} ist der Luftdruck in mbar, $\tilde{p}_{\text{H}_2\text{O}}$ ist der Wasserdampfdruck in mbar und T ist die Labortemperatur in Kelvin. Mit diesem Brechungsindex ergibt sich ein genauerer Wert für die Vakuumwellenzahl. Die verbleibenden Abweichungen sind kleiner als $0,02 \text{ cm}^{-1}$ (dieser Wert wurde durch nachträgliche Kalibrierung anhand bekannter Absorptionslinien in den Laserspektren ermittelt).

4.5 Experimentelle Bestimmung der Auflösung des Fourierspektrometers

Die experimentelle Überprüfung des Auflösungsvermögens des Fourierspektrometers erfolgte mit einem Tm:LuAg-Laser, bei dem dank eines resonatorinternen Etalons nur eine einzige longitudinale Resonatormode aktiv ist [Scholle04]. Die spektrale Breite der Laseremission ist geringer als 43 MHz bzw. $0,0014 \text{ cm}^{-1}$ – das ist die Auflösungsgrenze des Fabry-Perot-Interferometers, das zur Bestimmung der Emissionsbreite eingesetzt wurde. Sie ist somit mind. eine Größenordnung kleiner als der kleinste Abstand zweier Spektrallinien, der sich mit dem Fourierspektrometer theoretisch auflösen lässt. Das Licht des Tm:LuAg-Laser wurde über zwei Spiegel ins Fourierspektrometer eingekoppelt. Da der Laserstrahl nur sehr geringe Divergenz aufwies, war die Amplitude des Interferenzsignals über den gesamten Verstellbereich des Interferometers nahezu konstant.

Abbildung 53 zeigt in halblogarithmischer Darstellung zwei Spektren des Tm:LuAg-Lasers. Sie wurden vom Fourierspektrometer gemessen und dann aufs Maximum normiert. Das erste Spektrum (blaue Kreuze) wurde mit der Schrittweite λ_{HeNe} und dem Verstellbereich $D_1 = 66,4 \text{ cm}$ gemessen. Das zweite Spektrum (rote Kreuze) wurde mit doppelter Schrittweite $2\lambda_{\text{HeNe}}$ und doppeltem Verstellbereich $D_2 = 132,8 \text{ cm}$ gemessen. Die Spektralwerte des zweiten Spektrums liegen daher doppelt so dicht (spektraler Abstand $1/D_2 = 0,00753 \text{ cm}^{-1}$) wie im ersten Spektrum ($1/D_1 = 0,01506 \text{ cm}^{-1}$). Beide Spektren haben ihr Maximum bei der Wellenzahl $4946,415 \text{ cm}^{-1}$. Zur Bestimmung der spektralen Breite wird an die drei zentralen Spektralwerte eine Gaußfunktion angepasst (in Abb. 53 gestrichelt). Es könnte auch ein anderer Funktionstyp sein, aber die Gaußfunktion eignet sich gut zur Bestimmung der Halbwertsbreite. Die beträgt $0,0201 \text{ cm}^{-1}$ bzw. $0,0098 \text{ cm}^{-1}$ für das erste bzw. zweite Spektrum. Somit wird das Auflösungsvermögen nach

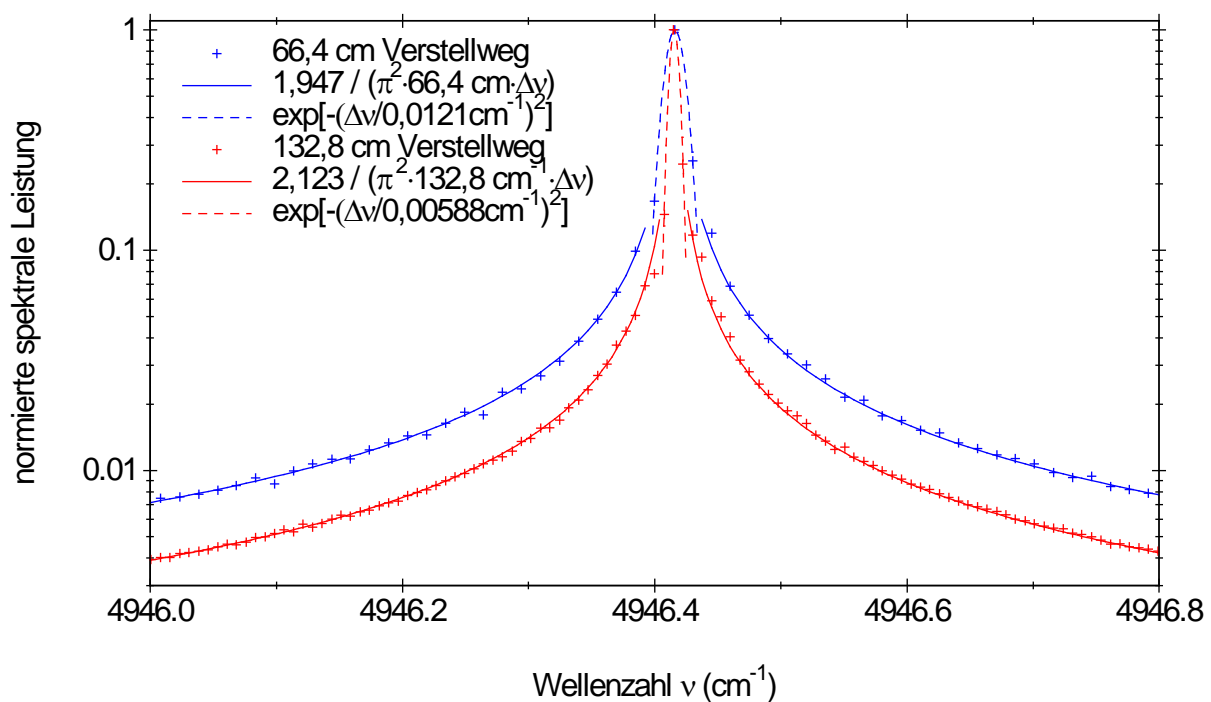


Abbildung 53: Mit dem Fourierspektrometer gemessene Spektren eines einmodigen Tm:LuAg-Lasers sowie an die Messwerte angepassten Funktionen.

4.5 Experimentelle Bestimmung der Auflösung des FourierSpektrometers

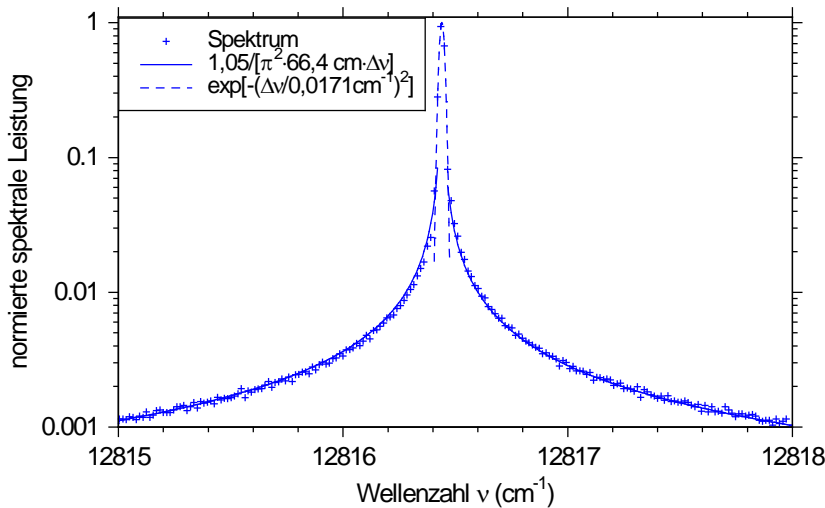


Abbildung 54:

Mit dem FourierSpektrometer gemessenes Spektrum eines Dioden-Lasers. An die zentralen 5 Spektralwerte wurde eine Gaußfunktion angepasst, an die restlichen Spektralwerte eine Funktion $\tilde{A}(\nu)$ gemäß Gleichung (62)

Gl. (51) erreicht, d.h. Spektrallinien im Abstand $2/D_1 = 0,030 \text{ cm}^{-1}$ bzw. $2/D_2 = 0,0151 \text{ cm}^{-1}$ werden vom FourierSpektrometer aufgelöst. Ebenfalls in Abb. 53 dargestellt sind Funktionen der Form

$$\tilde{A}(\sigma) = \frac{F_i}{\pi^2 \cdot D_i \cdot |\sigma_0 \pm \sigma|} \quad (62)$$

welche an die *Flügel* der gemessenen Spektren (d.h. für $|\nu_0 \pm \nu| > 2/D_i$) angepasst wurden. Die Faktoren $F_1 = 1,95$ bzw. $F_2 = 2,12$, welche sich durch die Anpassung ergeben, stimmen gut überein mit dem Faktor $F = 2$. Dieser ergibt sich nach Gleichung (60) theoretisch für den spektralen Verlauf des diskreten FourierSpektrums einer monochromatischen Lichtquelle bei konstanter Amplitude des Interferogramms über den gesamten Verstellbereich, d.h. bei perfekt kollimiertem Lichtstrahl im Interferometer und konstantem Überlapp der Teilstrahlen auf dem Detektor.

Abbildung 49 zeigt das normierte, über 50 Einzelmessungen gemittelte Spektrum eines Diodenlasers, das vom FourierSpektrometer mit Schrittweite $1 \cdot \lambda_{\text{HeNe}}$ und Verstellbereich $D_1 = 66,4 \text{ cm}$ gemessen wurde. Der Diodenlaser^{|Senkdiodl} wurde mit Hilfe eines Gitters auf einen atomaren Übergang von Rubidium stabilisiert; sein Emissionsspektrum hat nur $0,001 \text{ cm}^{-1}$ Breite. Das Licht des Diodenlasers wurde in eine passive Monomode-Faser eingekoppelt. Das aus der Faser divergent austretende Licht wurde in gleicher Weise ins FourierSpektrometer eingekoppelt wie später das Licht der Faserlaser (siehe Kapitel 5), d.h. es war im FourierSpektrometer leicht konvergent. Daher war die Amplitude des Interferogramms bei maximalem Unterschied der Armlängen weniger als halb so groß wie bei gleich langen Armen. Dies wirkt einerseits verbeiternd auf das per FourierSpektrometer gemessene Spektrum des Diodenlasers: Passt man eine Gaußfunktion an die drei zentralen Spektralwerte an, erhält man als Halbwertsbreite $0,0285 \text{ cm}^{-1}$ –42% mehr als beim mit gleicher Schrittweite und gleichem Verstellweg gemessenen Spektrum des Tm:LuAg-Lasers. Passt man andererseits nach Gleichung 61 eine Funktion $\tilde{A}(\sigma)$ an die Flügel des Spektrums an, so ist deren Amplitude nur *halb so groß* ($F = 1,05$) wie beim Tm:LuAg-Laser, dessen Interferogramm konstante Amplitude aufwies. Beide Beobachtungen stimmen überein mit der Voraussage aus Abschnitt 4.2, dass eine Apodisation des Interferogramms einer monochromatischen Lichtquelle zwar die (Halbwerts-) Breite des Spektrums vergrößert, die Flügel des Spektrums aber absenkt.

4.6 Zeitauflösende Fourierspektroskopie

Bei konventioneller Fourierspektroskopie werden Lichtquellen untersucht, deren Spektren sich während des Messvorgangs nur unwesentlich ändern. Oft interessiert aber gerade die zeitliche Entwicklung der Spektren. Ein Anwendungsfeld zeitauflösender Fourierspektroskopie ist z.B. die Untersuchung der Fluoreszenzspektren chemischer Reaktionen. Dabei sind gleichzeitig großer Spektralbereich und hohe Zeitauflösung erforderlich [Lindner98]. Bei Untersuchungen zur Absorptionsspektroskopie im Laserresonator stehen die zeitliche Entwicklung des Laserspektrums und die Bestimmung der spektralen Sättigungszeit t_s im Mittelpunkt. Daher sollte das Fourierspektrometer, das im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde, auch für zeitauflösende Messungen an Thulium-Faserlasern mit Absorption im Resonator eingesetzt werden können.

Bei der einfachsten Form zeitauflösender Fourierspektroskopie werden nicht zeitauflösende Einzelmessungen schnell hintereinander durchgeführt. Dies ist sinnvoll, wenn die Dauer einer Einzelmessung kurz ist im Vergleich zur Zeitkonstante von Änderungen im Spektrum der Lichtquelle. Gewöhnlich erfolgen solche Messungen mit kurzer Messdauer, kleinen Verstellwegen und geringer spektraler Auflösung [Lephardt74]. Für ICAS-Laserspektren ist dieser Ansatz daher nicht geeignet, denn es wird hohe spektrale Auflösung benötigt, und die spektrale Entwicklung des Spektrums vollzieht sich gewöhnlich innerhalb der ersten Millisekunde des Laserbetriebs. In so kurzer Zeit lassen sich mehrere Interferogramme auch bei sehr kurzen Verstellwegen nicht aufzeichnen.

Einen anderen Ansatz zeigte Murphy 1974/75 auf [Murphy74+75]. Dieser neue Ansatz eignet sich für Lichtquellen, die viele Lichtimpulse so aussenden können, dass sie sich spektral möglichst identisch entwickeln. Fourierspektroskopie kann dann zur zeitaufgelösten Messung des Spektrums der Lichtimpulse verwendet werden, indem bei unterschiedlichen Differenzen der Interferometerarmlängen Messdaten aufgezeichnet werden, die zwar zu unterschiedlichen Lichtimpulsen, innerhalb eines jeden Impulses aber zur gleichen Einschaltzeit t_i gehören. Alle Messdaten, welche zur gleichen Einschaltzeit t_i gehören, können dann zu einem Interferogramm $I_i(x)$ eben dieser Einschaltzeit t_i zusammengesetzt werden. Für jeden Zeitpunkt t_i ergibt sich dann das zugehörige Spektrum durch Fouriertransformation des zusammengesetzten Interferogramms $I_i(x)$.

Dieses Grundprinzip zeitauflösender Fourierspektroskopie existiert in verschiedenen Variationen. Dabei werden überwiegend Fourierspektrometer mit schrittweiser Änderung der Armlängendifferenz eingesetzt: Zunächst wird eine feste optische Wegdifferenz eingestellt. Dann wird ein Lichtimpuls ausgelöst und das zeitabhängige Interferenzsignal aufgezeichnet. Zur Mittelung kann das Interferenzsignal mehrerer Lichtimpulse aufgezeichnet werden. Nach Änderung der optischen Wegdifferenz des Spektrometers um einen Schritt wird der nächste Lichtimpuls oder die nächste Folge von Lichtimpulsen zusammen mit der nächsten Datenaufzeichnung ausgelöst, usw.. Ist der gesamte optische Verstellweg schrittweise durchfahren, werden alle Daten, die zur gleichen Entwicklungszeit t_i gehören, zu je einem Interferogramm zusammengefasst und fouriertransformiert. Für die Untersuchung von ICAS-Laserspektren ist zeitauflösende Fourier-Spektroskopie mit schrittweiser Änderung („step scan“) der Armlängendifferenz von mehreren Gruppen erfolgreich

4.6 Zeitauflösende Fourierspektroskopie

eingesetzt worden. Es wurden $5 \mu\text{s}$ bzw. $3,2 \mu\text{s}$ Zeitauflösung erreicht [Strong97, Picqué03, Gueye05]. Die spektrale Auflösung lag anfangs „nur“ bei $0,5 \text{ cm}^{-1}$ [Strong97, Picqué03]. Das reichte nicht aus, um beispielsweise schmale Absorptionslinien von Wasserdampf und CO_2 aufzulösen. Eine Erhöhung der Auflösung auf $0,037 \text{ cm}^{-1}$, die 2005 Gueye et al. gelang [Gueye05], erfordert Messung der Interferogramme über einen größeren Verstellbereich. Dabei stößt man aber auf zwei Schwierigkeiten: Erstens nehmen die Messdauer und damit die Anforderungen an die Stabilität der Lichtquelle bzw. des Lasers zu. Zweitens steigt der mechanische Aufwand, denn die absolute Genauigkeit der Einstellung der Armlängendifferenz darf nicht verringert werden. Diese Argumentation gilt auch für Dauerstrichbetrieb und erklärt, warum kommerzielle „step scan“ Fourierspektrometer „nur“ $0,1 \text{ cm}^{-1}$ spektrale Auflösung bieten. Mit stetiger „rapid scan“ Änderung der Interferometerarmlängen lässt sich die spektrale Auflösung $0,006 \text{ cm}^{-1}$ erreichen [Lindner98].

Da die Messung der Spektren von Thulium-Faserlasern im Dauerstrichbetrieb mit stetiger Änderung der Längen der Interferometerarme erfolgte, lag es nahe, diese Methode auch für zeitauflösende Messungen beizubehalten. So kann der Verstellbereich in relativ kurzer Messzeit durchfahren werden, was die Anforderung an die spektrale Stabilität des Faserlasers gering hält. Das zeitauflösende Fourierspektrometer sollte folgende Anforderungen erfüllen:

- Es sollen auch weiterhin nicht-zeitauflösende Messungen möglich sein.
- Spektren mit und ohne Zeitauflösung besitzen ähnlich hohe spektrale Auflösung.
- Die Zeitauflösung beträgt etwa $10 \mu\text{s}$, da für Faserlaser $100 \mu\text{s}$ Entwicklungszeit typisch sind.
- Im Spektralbereich von $1,0 \mu\text{m}$ bis $2,1 \mu\text{m}$ sollen bis zu 300 nm breite Spektren gemessen werden können.
- Das Spektrometer kann mit geringem Umbau für andere Festkörperlaser benutzt werden.

Grundsätzlich ist bei einem Fourierspektrometer für zeitauflösende Messungen des Spektrums einer regelmäßig modulierten Lichtquelle folgendes zu bedenken:

- Für jeden gemessenen Wert des Interferenzsignals müssen sowohl der optische Wegunterschied x als auch die Einschaltzeit t_i zugeordnet werden können: $I = I(x, t_i)$.
- Zu jeder in die gesamte Messung eingehenden Einschaltzeit t_i muss ein vollständiges diskretes Interferogramm mit konstanter Schrittweite β_i gemessen werden, d.h. zu jedem $I(x, t_i)$ müssen innerhalb des Verstellbereichs auch alle $I(x + k \cdot \beta_i, t_i)$ lückenlos gemessen werden.

Zur Erfüllung aller Anforderungen wurden im Rahmen dieser Arbeit und der Diplomarbeit von Stefan Salewski zwei miteinander verwandte Verfahren erdacht, welche in den folgenden Abschnitten angelehnt an [Salewski99] vorgestellt werden.

4.7 Verfahren für zeitauflösende Fourierspektroskopie an modulierten Lichtquellen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei miteinander verwandte Verfahren zeitauflösender Fourierspektroskopie erdacht und angewendet. Das erste, allgemeinere Verfahren, welches in diesem Abschnitt vorgestellt wird, eignet sich für jede Lichtquelle, bei der ein Parameter – z.B. die Leistung oder die Wellenlänge der Lichtquelle – periodisch moduliert wird, so dass die Lichtquelle innerhalb jeder Modulationsperiode jeweils auf gleiche Weise Licht aussendet. Im vorigen Abschnitt wurden Anforderungen genannt, welche zu erfüllen sind, damit ein Fourierspektrometer mit stetiger Verstellung der Differenz der Längen der Interferometerarme das Spektrum einer periodisch modulierten Lichtquelle zeitaufgelöst messen kann. Das hier vorgestellte Verfahren zeitauflösender Fourierspektroskopie an modulierten Lichtquellen erfüllt diese Anforderungen durch Umsetzung der folgenden vier Maßnahmen:

- 1.) Der Antrieb des Schlittens wird so gestaltet, dass sich der Schlitten mit konstanter Geschwindigkeit bewegt und sich der optische Wegunterschied x in den Interferometerarmen folglich mit konstanter Geschwindigkeit v ändert.
- 2.) Das Interferenzsignal $I(x,t)$ der zu messenden Lichtquelle wird mit konstanter Schrittweite β (z.B. $\beta = \lambda_{\text{HeNe}}$) in dem Takt des TTL-Taktsignals, das aus dem Interferenzsignal des Referenzlasers (z.B. Helium-Neon-Laser) erzeugt wird, abgetastet – genau wie bei der Messung von zeitlich konstanten Spektren. Die Konstanz der Schlittengeschwindigkeit bewirkt dabei, dass das Taktsignal konstante Frequenz hat. Die Abtastung des Interferenzsignals erfolgt daher sowohl räumlich als auch zeitlich äquidistant.
- 3.) Das TTL-Taktsignal gibt nicht nur den Takt für die Messung des Interferenzsignals an sondern synchronisiert auch die Modulation der zu messenden Lichtquelle mit der Datenaufnahme. Dazu wird aus dem Taktsignal mit Hilfe eines Frequenzteilers ein Steuersignal erzeugt. Das Steuersignal nimmt für jeweils n ganze Takte ein einstellbares, höheres Niveau ein. Jeweils anschließend und für m ganze Takte nimmt das Steuersignal ein einstellbares, niedrigeres Niveau ein. Dieses Steuersignal steuert die Modulation der Lichtquelle (z.B. wird die Lichtquelle für n Takte ein und für m Takte ausgeschaltet). So wird der repetitive, modulierte Betrieb der Lichtquelle mit der Datenaufnahme synchronisiert. Die Periode des Betriebs der Lichtquelle ist dabei so konstant wie die Frequenz des Taktsignals bzw. wie die Schlittengeschwindigkeit. Je Periode werden $n + m$ Interferenzsignale gemessen.
- 4.) Aufeinanderfolgende Messwerte des Interferenzsignals $I(x,t)$ gehören stets zu unterschiedlichen Zeiten t_i seit Beginn der Periode des Betriebs der Lichtquelle. Jedes $(n + m)$ -te Messdatum gehört aber wieder zur gleichen Zeit t_i . Die Messwerte des Interferenzsignals, welche in verschiedenen Perioden des Betriebs der Lichtquelle aber zu jeweils gleichen Zeiten t_i gemessen wurden, werden daher zu einem Interferogramm zusammengefasst. Nach Fouriertransformation ergeben sie das Spektrum der Lichtquelle für den Zeitpunkt t_i innerhalb der Periode des Betriebs der Lichtquelle. So ergeben sich insgesamt $n + m$ zeitlich aufeinanderfolgende Spektren der Lichtquelle.

4.7 Verfahren für zeitauflösende Fourier-spektroskopie an modulierten Lichtquellen

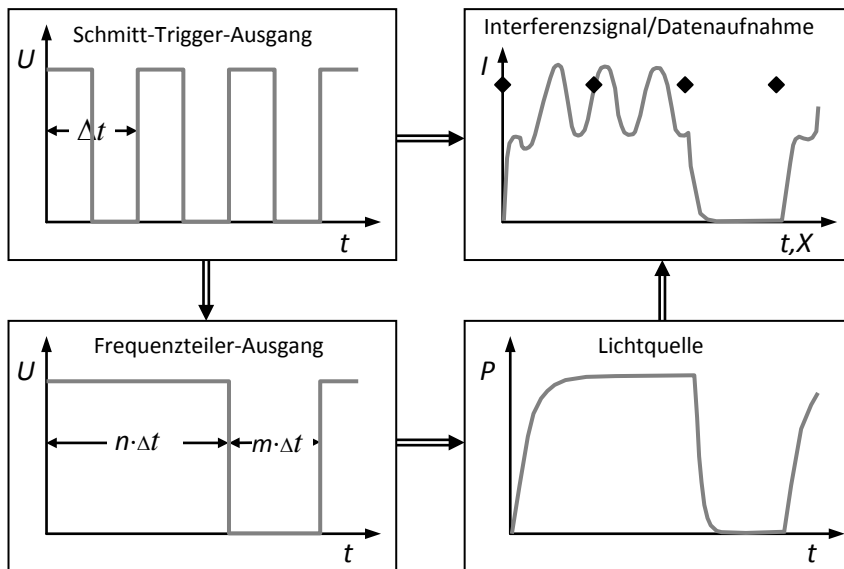


Abbildung 55: Synchronisation der Lichtimpulse einer (hier leistungsmodulierten) Lichtquelle mit der Messung des Interferenzsignals bei einem zeitauflösenden Fourier-spektrometer mit stetiger Änderung der Längendifferenz x der Interferometerarme [Salewski99].

In Abbildung 55 ist die Synchronisation von Lichtquelle und Datenaufnahme anhand der Form der Signale skizziert. Die Zeitauflösung Δt des Verfahrens hängt gemäß $\Delta t = \beta/v$ von der Geschwindigkeit der Verstellung der Differenz der Längen der Interferometerarme ab. $10 \mu\text{s}$ Zeitauflösung führen mit $\beta = \lambda_{\text{HeNe}} = 0,63 \mu\text{m}$ auf die Geschwindigkeit $v = 6,3 \text{ cm/s}$. Dies entspricht der Schlittengeschwindigkeit $1,5 \text{ cm/s}$. Diese Geschwindigkeit sowie um den Faktor 10 kleinere oder größere Geschwindigkeiten (und entsprechende Zeitauflösungen) sind leicht zu realisieren.

Wird während der gesamten Messung das Interferenzsignal N mal gemessen, so besteht jedes zu einer bestimmten Zeit t_i gehörende Interferogramm aus nur $N/(n+m)$ Daten. Im Vergleich zu nicht-zeitauflösenden Messungen ist die Anzahl der Datenpunkte pro Einzelspektrum also um den Faktor $(n+m)$ reduziert. Dies bewirkt eine Verschlechterung des Verhältnisses des spektralen Signals zum Rauschen. Dem kann mit einer Mittelung der zeitaufgelösten Spektren über mehrere Messungen begegnet werden. Außerdem bewirkt die Vergrößerung der Schrittweite eine Verkleinerung des durch die Fouriertransformation dargestellten Spektralbereichs, denn die effektive Schrittweite (Abstand benachbarter Datenpunkte zur gleichen Zeit t_i) vergrößert sich auf $(n+m) \lambda_{\text{HeNe}}$. Mit z.B. $n+m = 10+10=20$ erhält man nach Gleichung 55 einen nur etwa 396 cm^{-1} breiten Spektralbereich. Für die Untersuchung von Laserlicht genügt dies allerdings.

Das vorstehend beschriebene Verfahren wurde im Rahmen dieser Arbeit zur zeitaufgelösten Messung des Spektrums eines wellenlängenmodulierten Thulium-Faserlasers verwendet. Dabei wurde die Modulation der Wellenlänge des Faserlasers durch das Steuersignal des Fourier-spektrometers gesteuert (siehe Kapitel 6). Zur zeitaufgelösten Messung des Einschaltverhaltens eines Faserlasers wurde das vorstehende Verfahren *nicht* verwendet, da Faserlaser nach dem Einschalten starke Schwingungen (fast 100 %) der optischen Leistung aufweisen. Diese Schwingungen beeinflussen die Stärke des Interferenzsignals und müssen daher bei der zeitauflösenden Messung berücksichtigt werden. Dies geschieht mit dem zweiten Verfahren zeitauflösender Fourier-spektroskopie, welches im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

4.8 Zeitauflösende Fourierspektroskopie an Lasern mit Relaxationsschwingungen

Das Fourierspektrometer soll Thulium-Faserlaser-Spektren, welche sich nach dem Einschalten des Faserlasers ergeben, zeitaufgelöst messen können. Wie in Abschnitt 2.8 erläutert wird, zeigen Faserlaser und andere Laser der „Klasse B“ unmittelbar nach Beginn des Laserbetriebs starke, gedämpfte Schwingungen der Ausgangsleistung, die sogenannten Relaxationsschwingungen. Abbildung 56 zeigt die Ausgangsleistung eines repetitiv angeregten Thulium-Faserlasers als Funktion der Zeit. Zusätzlich ist das Laserdioden-Kontrollsignal, welches der Anregungsleistung entspricht, aufgetragen. Die Lichtemission des Faserlasers setzt erst ca. 70 μs nach dem Einschalten der Laserdiode ein. Anschließend erfolgt eine Relaxationsschwingung der Lichtleistung. Die Spitzen der Laserleistung haben dabei 13 μs zeitlichen Abstand – das ist die Größenordnung der angestrebten Zeitauflösung des Fourierspektrometers.

Zeitauflösende Fourierspektroskopie nach dem Verfahren, welches in Abschnitt 4.7 beschrieben ist, misst das Spektrum ohne Rücksicht auf den zeitlichen Verlauf der Lichtleistung der Lichtquelle: Das Taktsignal des Fourierspektrometers gibt die konstante Frequenz der Abtastung des Interferenzsignals vor. Zwar wird die Modulation der Lichtquelle, z.B. das Ein- und Ausschalten des Faserlasers, durch das Steuersignal, welches aus dem Taktsignal durch Untersetzung gewonnen wird, gesteuert. Der Verlauf der Lichtleistung eines Faserlasers nach dem Einschalten wird aber durch das Steuersignal nicht gesteuert und soll auch nicht gesteuert werden. Folglich kann die Laserleistung zu den Zeitpunkten der Messung des Interferenzsignals maximal oder minimal sein oder sich gerade stark ändern. Günstig sind dabei Messzeitpunkte bei maximaler Lichtleistung: In der Nähe eines Maximums ändern sich Lichtleistung und Amplitude des Interferenzsignals nur langsam. Zudem ist das Verhältnis des Interferenzsignals zum Rauschen groß. Ungünstig sind Messzeitpunkte bei minimaler Leistung: Zwar ändern sich auch hier Lichtleistung und Amplitude

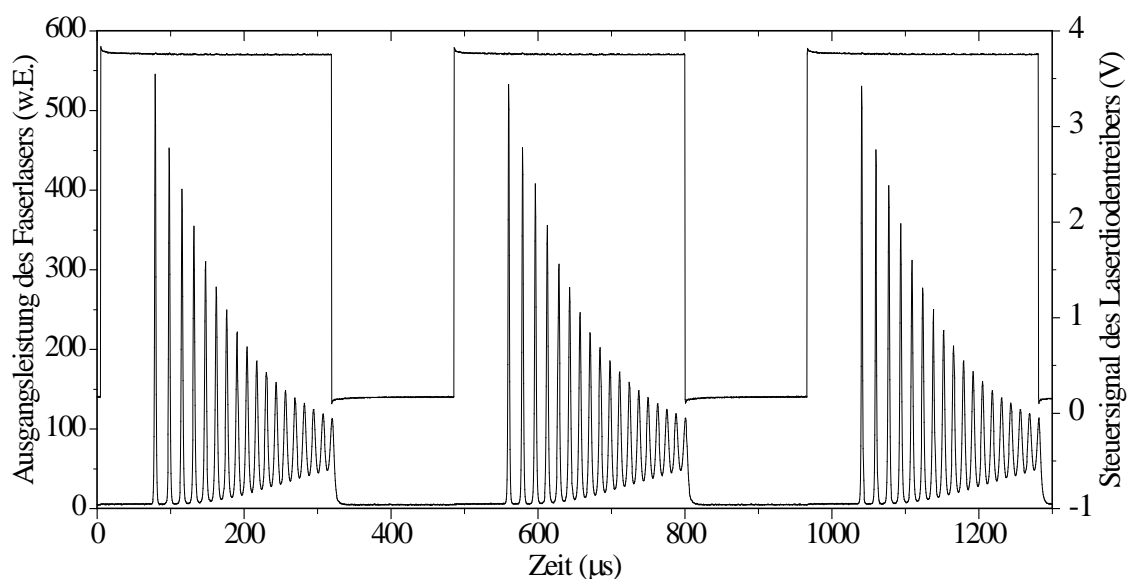


Abbildung 56: Relaxationsschwingungen der Leistung eines Tm^{3+} -Faserlasers bei rechteckförmiger Anregung. Zusätzlich ist das Kontrollsignal des Laserdiodentreibers aufgetragen [Salewski99]

des Interferenzsignals kaum, aber das Verhältnis zum Rauschen ist minimal. Am ungünstigsten aber sind Messzeitpunkte bei sich stark ändernder Lichtleistung: Kleine Schwankungen des Messzeitpunktes ODER des Verlaufs der Relaxationsschwingung führen zu großen Schwankungen des Interferenzsignals. Da sich der Schlitten des Fourierspektrometers stetig bewegt, sind diese Schwankungen nicht zu unterscheiden von den Schwankungen der Interferenz der Teilstrahlen, welche sich durch die Änderung der Armlängendifferenz ergeben, und führen, da sie statistischer Natur sind, zu spektralem Rauschen im durch Fouriertransformation erhaltenen Spektrum. Eine denkbare Antwort auf das vorstehend beschriebene Problem besteht in der Erhöhung der Zahl der Messzeitpunkte: Würde das Interferenzsignal innerhalb jeder Periode der Relaxationsschwingung mindestens 10-mal gemessen, so würden auch die Zeitpunkte maximaler Lichtleistung ungefähr getroffen. Für diese Messzeitpunkte erhielte man wenig verrauschte Interferogramme. Die Interferogramme und Spektren der anderen Messzeitpunkte würden ignoriert. Dieses Verfahren hätte aber den Nachteil, dass das Interferenzsignal des Faserlasers für jede Periode des Laserbetriebs z.B. 200 mal zu messen wäre. Folglich wäre die effektive Schrittweite zwischen Messwerten gleicher Einschaltdauer $\beta = 200 \cdot \lambda_{\text{HeNe}}$. Nach Abschnitt 4.3 könnten nur Spektren untersucht werden, deren spektrale Breite kleiner als $0,5/\beta = 40 \text{ cm}^{-1}$ wäre. Außerdem würde das geringe Rauschen des einzelnen Interferenzsignal-Messwerts durch die geringe Anzahl dieser Messwerte zu jeder einzelnen Einschaltdauer konterkariert – und die Spektren wären leider doch verrauscht.

Sinnvoller ist, das Interferenzsignal eines Probelasers mit Relaxationsschwingungen *nur* zu den Zeitpunkten maximaler Laserleistung, d.h. an den Spitzen der Relaxationsschwingung, abzutasten. Dies ist bei Datenaufnahme in Schritten, die äquidistant in Ort und Zeit sind, nicht möglich: Bei einer Relaxationsschwingung nimmt der zeitliche Abstand der Leistungsspitzen mit der Einschaltzeit ab. Die Äquidistanz aufeinander folgender Messwerte in Ort und Zeit ist aber verzichtbar. Aufeinanderfolgende Messwerte des Interferenzsignals dürfen in zeitlich wie räumlich verschiedenem Abstand aufgenommen werden. Wesentlich ist nur, dass die Schrittweite β zwischen Messdaten, die zur selben Einschaltzeit t_i gehören, konstant und für alle Einschaltzeiten identisch ist. Zur zeitauflösenden fourierspektroskopischen Messung der Spektren von Lasern mit Relaxationsschwingungen wurde daher im Rahmen dieser Arbeit folgendes Verfahren erdacht:

- 1.) Der Schlitten bewegt sich mit konstanter Geschwindigkeit, so dass sich der optische Wegunterschied x in den Interferometerarmen mit konstanter Geschwindigkeit v ändert.
- 2.) Eine Photodiode misst die Lichtleistung des Probelasers. Aus dem Signal dieser Photodiode wird elektronisch der Takt zur Messung des Interferenzsignals des Probelasers erzeugt, so dass die Datenaufnahme stets beim Durchgang der Lichtleistung durch die Spitzen der Relaxationsschwingung erfolgt.
- 3.) Das periodische Interferenzsignal des Referenzlasers wird genutzt, um den Betrieb des Probelasers zu steuern. Dazu wird es in ein TTL-Signal transformiert. Aus dem TTL-Signal wird per Frequenzteiler ein Rechteck-Steuersignal erzeugt, welches den Probelaser für n Perioden des TTL-Signals ein- und für m Perioden ausschaltet.

- 4.) Die Interferenzsignal-Messwerte zu gleichen Einschalt Dauern t_i , d.h. zu gleichen Spitzen der Relaxationsschwingung, werden jeweils zu einem Interferogramm zusammengefasst und liefern nach Fourier-Transformation ein Spektrum für die jeweilige Spitze.

Wie bei allen fourierspektroskopischen Verfahren, so ergibt sich auch hier die spektrale Auflösung aus dem genutzten Verstellweg der Interferometerarme. Die Zeitauflösung ist durch den Abstand der Spitzen der Relaxationsschwingung gegeben und hängt von der Leistung des Faserlasers bzw. von der Pumpleitung ab. Die Zahl der zeitlich aufeinander folgenden Spektren ist gleich der Zahl der Spitzen der Relaxationsschwingung innerhalb einer Periode des Laserbetriebs. Sie wird über die Schlittengeschwindigkeit sowie über die *räumliche* Periode des Laserbetriebs eingestellt. Letztere ist mit der Schrittweite β zwischen gleichen Relaxationsspitzen identisch und wird durch m und n festgelegt: $\beta = (m + n) \cdot \lambda_{\text{HeNe}}$. Die spektrale Breite des durch Fouriertransformation berechneten Spektrums ist wieder $0,5/\beta$, so dass m und n nicht zu groß gewählt werden sollten.

4.9 Realisierung des zeitauflösenden Fourierspektrometers

Wie im vorigen Abschnitt dargelegt wurde, sind vier Anforderungen zu erfüllen, damit das Fourierspektrometer Spektren eines Faserlasers in den Leistungsspitzen der Relaxationsschwingung des Faserlasers messen kann:

- a) Die Schlittengeschwindigkeit des Fourierspektrometers muss hinreichend konstant sein.
- b) Das Interferenzsignal wird im Takt der Spitzen der Relaxationsschwingung gemessen.
- c) Die Anregung des Faserlasers wird mit einem Rechtecksignal, welches aus dem Interferenzsignal des Referenzlasers durch (asymmetrische) Untersetzung erzeugt wird, angesteuert.
- d) Jeder Spitze der Relaxationsschwingungen wird durch Umordnung der Interferenzsignal-Messwerte jeweils ein Interferogramm zugeordnet.

Im Folgenden wird die Umsetzung der Anforderungen beschrieben. Abb. 57 stellt den sich daraus ergebenden Aufbau von Fourierspektrometer, Faserlaser und verbindender Elektronik dar.

a) Zur Konstanz der Schlittengeschwindigkeit:

Die Längendifferenz der Interferometerarme soll mit einstellbarer, konstanter Geschwindigkeit verändert werden. Der dafür verwendete Aufbau mit Schiene, Schlitten, Riemengetriebe und Gleichstrommotor-Antrieb wurde in Abschnitt 4.4 beschrieben. Die Konstanz der Schlittengeschwindigkeit lässt sich anhand des Interferenzsignals des He-Neon-Lasers überprüfen: Die Fouriertransformierte dieses Signals entspricht dem Geschwindigkeitsspektrum der Änderung der Längendifferenz der Interferometerarme. Der Quotient aus Breite und mittlerer Frequenz des Spektrums gibt die relative Schwankung der Geschwindigkeit. Die Kombination aus Gleichstrommotor und Riemengetriebe erbrachte im experimentellen Vergleich mit Getriebe- und Synchronmotoren die beste Konstanz der Schlittengeschwindigkeit. Jedoch waren die relativen Schwankungen der Geschwindigkeit trotz des neuen Antriebs größer als 3 %, als der Schlitten auf

4.9 Realisierung des zeitauflösenden Fourierspektrometers

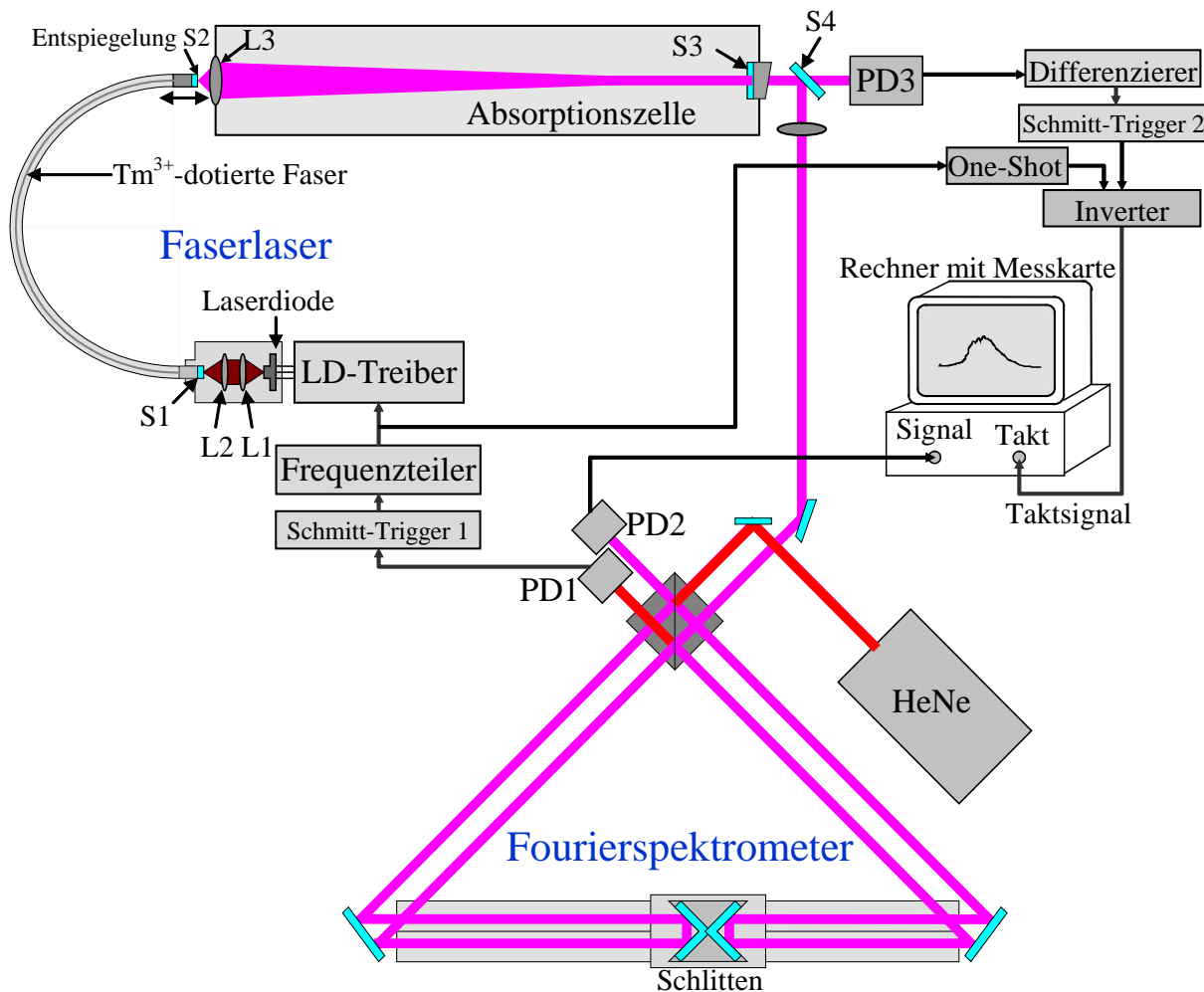


Abbildung 57: Aufbau von Fourierspektrometer und Thulium-Faserlaser für zeitauflösende Messungen.

einem Luftkissen schwebte. Ursache waren Schwingungen des Schlittens. Mit neuem Schlitten, neuer Schiene und Mikrofasertuch betragen die Geschwindigkeitsschwankungen etwa 1%.

b) Zur Messung des Interferenzsignals im Takt der Spitzen der Relaxationsschwingungen:

Die Spitzen der Relaxationsschwingung des Faserlasers sollen den Takt zur Messung des Faserlaser-Interferenzsignals geben. Das Taktsignal muss also aus der Lichtleistung des Faserlasers erzeugt werden. Dazu steht hinter dem Auskoppelspiegel S3^[Ausk1] des Faserlasers ein weiterer, gegen den Strahlengang geneigter Spiegel S4, welcher die gleichen Reflexionseigenschaften wie S3 hat. S4 wird als Strahlteiler eingesetzt: Das Licht, das er reflektiert, wird ins Fourierspektrometer eingekoppelt. Das Licht, das S4 durchlässt, trifft auf die InGaAs-Photodiode^[Juds] PD3. Sie ist bis 2,2 μm Wellenlänge empfindlich und wandelt die auftreffende optische Leistung per Verstärkerschaltung^[Sal2] in ein elektrisches Signal. Mit diesem Signal wurde die Relaxationsschwingung in Abbildung 56 gemessen. Dieses Signal wird elektronisch differenziert. Das differenzierte Signal hat an den Maxima des ursprünglichen Signals, also an den Spitzen der gedämpften Relaxationsschwingung, Nulldurchgänge mit fallender Flanke. Aus dem differenzierten Signal formt der

4.9 Realisierung des zeitauflösenden Fourierspektrometers

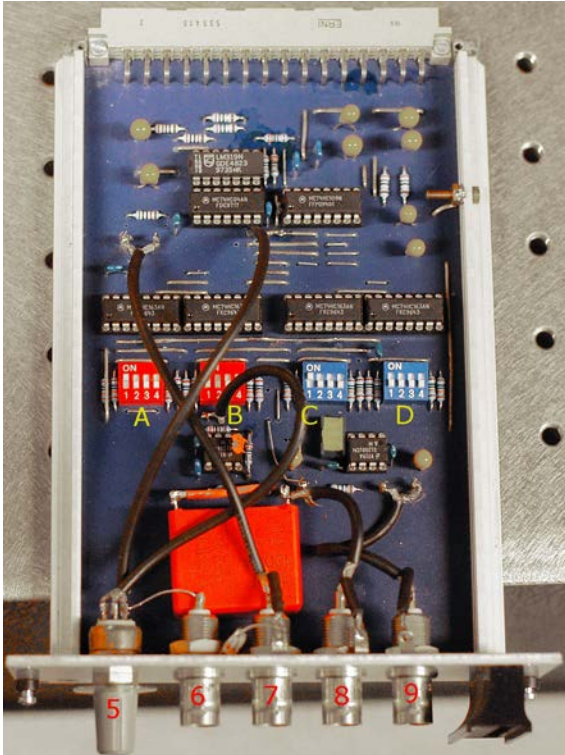


Abbildung 58: Fotografie des Elektronik-Einschubs zur Verarbeitung des Interferenzsignals des Referenzlasers auf der Photodiode PD1. Die Funktion des Reglers 5 und der Anschlüsse 6,7,8 und 9 werden bei Abbildung 52 erläutert.

Zur Umsetzung des TTL-Taktsignals werden mit den DIP-Schaltern A1 bis D4 m und n jeweils zwischen 1 und 256 eingestellt. Ist ein DIP-Schalter in der oberen Stellung, so stellt er den Wert 1 dar, sonst den Wert 0. Damit ergibt sich:

$$m = 1 + A_1 + 2A_2 + 4A_3 + 8A_4 + 16B_1 + 32B_2 + 64B_3 + 128B_4$$

$$n = 1 + C_1 + 2C_2 + 4C_3 + 8C_4 + 16D_1 + 32D_2 + 64D_3 + 128D_4$$

Schmitt-Trigger 2 ein Rechtecksignal, welches den Takt der Relaxationsschwingung wiedergibt. Es wird mit dem Ausgangssignal eines monostabilen Multivibrators (englisch: *One-Shot*) ODER-verknüpft, so dass zu den Zeiten, da der Faserlaser nicht angeregt wird, ein zusätzlicher Messtakt eingefügt wird. Das so erhaltene Taktsignal wird invertiert und auf den Takteingang des Messrechners gegeben, so dass das Interferenzsignal der Photodiode PD2 im Takt dieses Taktsignals abgetastet wird. Die Erzeugung des Taktsignals aus dem Licht, das auf die Photodiode PD3 fällt, erfolgt über Photodiodenverstärker, Differenzierer, Schmitt-Trigger 2, ODER-Glied und Inverter. Jede dieser Komponenten bewirkt eine Verzögerung, so dass die Messung des Interferenzsignals jeweils nicht genau zu den Zeitpunkten der Spitzen der Laserleistung sondern etwas später erfolgt. Die Verzögerung durch den Differenzierer ist umso kleiner, je höher seine Grenzfrequenz ist. Zu hoch darf die Grenzfrequenz allerdings nicht gewählt werden: Beim Differenzieren werden hochfrequente Störanteile des Signals hervorgehoben, denn es ist $d \sin(\omega t)/dt = \omega \cos(\omega t)$. Da die Relaxationsschwingungen beim Thulium-Faserlaser maximal mit ca. 100 kHz erfolgen, wurde für den Differenzierer die Grenzfrequenz 1,6 MHz gewählt. Mit dieser Grenzfrequenz verursacht der Differenzierer etwa 200 ns Zeitverzögerung, dazu kommen 80 ns Verzögerung durch den Schmitt-Trigger 2 und 18 ns durch den Inverter. Hinzu kommt, dass die Messung des Interferenzsignals durch die Messkarte um 200 ns gegenüber dem Taktsignal verzögert erfolgt. Insgesamt erfolgt die Messung des Interferenzsignals jeweils erst ca. 500 ns nachdem die optische Leistung des Faserlasers ein Maximum durchläuft. Diese 500 ns Messverzögerung sind mit der Halbwertsbreite der Spitzen der Relaxationsschwingung zu vergleichen. Beim Thulium-Faserlaser beträgt die Halbwertsbreite der ersten, schmalsten Relaxationsschwingung bei großer Pumpleistung und kurzer Emissionswellenlänge des Faserlasers nur ca. 2 μ s. In diesem Fall ist die Laserleistung zum Zeit-

punkt der Messung auf ca. 85 % des Spitzenwertes abgefallen. Besonders schädlich ist, dass der Zeitpunkt der Messung des Interferenzsignals durch die Messkarte um bis zu ± 50 ns schwankt. ± 50 ns Schwankung des Messzeitpunktes bedeuten an der abfallenden Flanke der Laserleistung $\pm 3\%$ Schwankung der Laserleistung bzw. des Interferenzsignals. Würde das Interferenzsignal des Faserlasers durch eine Verzögerungsleitung ebenfalls um 500 ns verzögert, so erfolgte die Messung des Interferenzsignals näher an der Spitze der Laserleistung. Dann hätten Schwankungen des Messzeitpunktes geringere Auswirkung. 500 ns Verzögerung könnten entweder durch ein 100 m langes Koaxialkabel oder eine aus Kapazitäten und Induktivitäten aufgebaute Verzögerungsstrecke erreicht werden.

c) Zur Steuerung des Faserlasers durch das Interferenzsignal des Referenzlasers.

Das mit der Photodiode PD1 erzeugte elektrische Interferenzsignal des Referenzlasers wird über einen Hochpass und den Schmitt-Trigger 1 einem Frequenzteiler^{|Freq|} zugeführt. Der Frequenzteiler beinhaltet zwei Zähler: Der eine zählt die eingehenden elektrischen Impulse, bis der Wert n erreicht ist. Dann springt er wieder auf 0, deaktiviert sich selbst und aktiviert gleichzeitig den zweiten Zähler, welcher in gleicher Weise bis m zählt. Das so erzeugte asymmetrische TTL-Ausgangssignal des Frequenzteilers schaltet die Laserdiode, welche den Thulium-Faserlaser erregt, periodisch ein und aus über den Steuereingang des Laserdioden-Treibers^{|Prof|}. So erhält man repetitiven Betrieb des Thulium-Faserlasers. Die Periode des Laserbetriebs ist dabei so konstant wie die über die Strecke $(n + m) \cdot \lambda_{\text{HeNe}}$ gemittelte Schlittengeschwindigkeit. Abbildung 58 zeigt die Platine, auf der das Signal der Photodiode PD1 verarbeitet wird. m und n können mit Hilfe von je 8 DIP-Schaltern jeweils zwischen 1 und 256 eingestellt werden.

d) Zur Umordnung der Interferenzsignalwerte.

Würde die Aufzeichnung des Interferenzsignals der Photodiode PD2 direkt vom Ausgangssignal des Schmitt-Triggers 2 getaktet, so wäre die Auswertung der Messdaten schwierig: Den Messdaten wäre nicht anzusehen, mit welchem Datum eine Periode des Laserbetriebs endete, und mit welchem Datum die nächste Periode begönne. Dies um so mehr, da die Anzahl der Spitzen der Relaxationsschwingung je Periode des Laserbetriebs um ± 1 schwanken kann z.B. aufgrund kleiner Schwankungen der Schlittengeschwindigkeit. Aus diesem Grund wird den Messdaten eine zusätzliche Struktur aufgeprägt mit Hilfe des unter b) schon genannten monostabilen Multivibrators (*One-Shot*). Dieser erzeugt bei jedem Abschalten der Laserdiode einen 30 μs kurzen TTL-Impuls, welcher mit dem Ausgangssignal des Schmitt-Triggers ST2 ODER-verknüpft, invertiert und als Taktsignal an den Takteingang der Messkarte des Messrechners des Fourierspektrometers gelegt wird. Auf diese Weise löst die abfallende Flanke des Multivibrators 30 μs nach Abschalten der Laserdiode eine zusätzliche Messung des Interferenzsignals aus. Da der Faserlaser zum Zeitpunkt des TTL-Impulses des monostabilen Multivibrators kein Licht emittiert, liegt der Markierungswert, der zu diesem Zeitpunkt aufgezeichnet wird, nahe bei Null. Hierdurch erhalten die Messdaten eine Struktur: Jeweils nach dem Markierungswert beginnen die von Null deutlich verschiedenen Messwerte, welche der nächsten Periode des Laserbetriebs zuzuordnen sind.

4.9 Realisierung des zeitauflösenden Fourierspektrometers

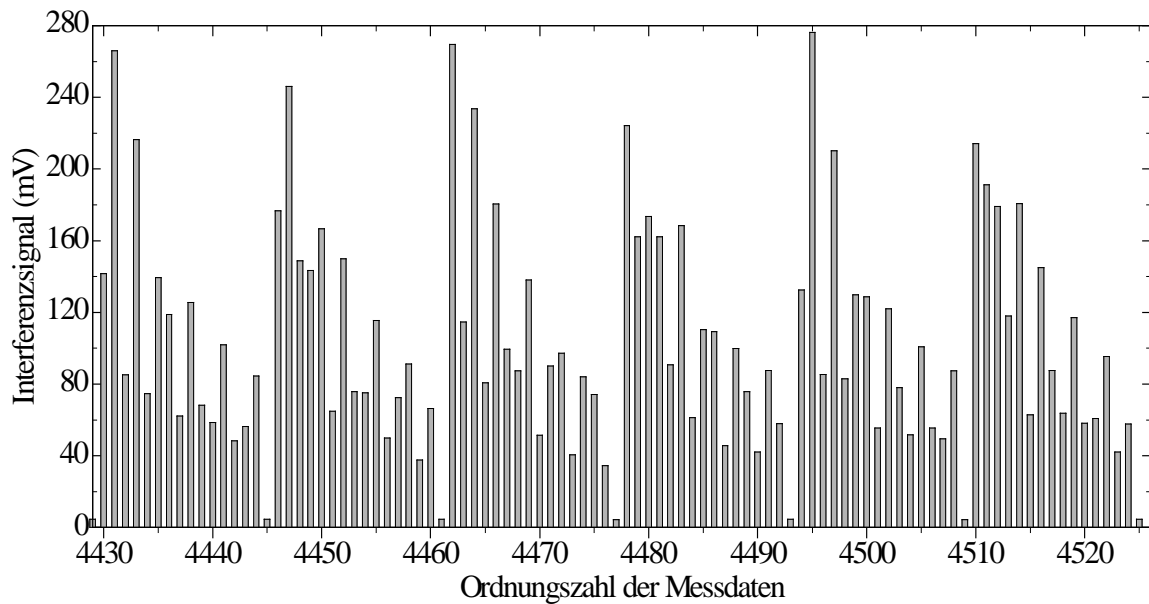


Abbildung 59: Struktur der Daten des Interferenzsignals, wie sie der Messrechner bei zeitauflösenden Messungen aufzeichnet zu den Zeitpunkten der Spitzen der Relaxationsschwingungen sowie $30 \mu\text{s}$ nach Ausschalten der Laserdiode [Salewski 99].

In Abbildung 59 sind Interferenzdaten dargestellt, die mit dem beschriebenen Taktsignal aufgezeichnet wurden. Der Markierungswert ist jeweils gut zu erkennen, da er deutlich kleiner ist als die eigentlichen Messwerte.

Dieses Verfahren funktioniert allerdings nur, wenn am Ort der Photodiode PD2 nie perfekte Interferenz mit völliger Auslöschung auftritt. In diesem Fall könnte der sehr kleine korrekte Messwert des Interferenzsignals als Markierungswert zwischen zwei Perioden des Laserbetriebs fehlgedeutet werden. Eine weitere mögliche Fehlerquelle sind hochfrequente Störsignale (z.B. beim Einschalten von Netzgeräten oder Leuchtstofflampen), welche durch den Differenzierer noch verstärkt werden. Solche Störungen können falsche Takte und damit überzählige Messwerte erzeugen. Einzelne falsche Takte betreffen jeweils nur eine Periode des Laserbetriebs, die Gesamtstruktur der Daten bleibt erhalten. Eine Serie von falschen Takten, wie sie beim Einschalten der Leuchtstofflampen entsteht, verschiebt jedoch die Position aller nachfolgenden Daten. Dies muss erkannt werden, damit solche fehlerhafte Messungen ignoriert werden können. Dazu kann sich das Messprogramm der Markierungswerte bedienen: Schwankt die Anzahl der Daten zwischen wirklichen und scheinbaren Markierungswerten nahe Null um mehr als ± 1 , so ist dies auf elektrische oder Geschwindigkeitsstörungen zurückzuführen, und die Messung ist zu ignorieren.

Abbildung 60 stellt das vorstehend beschriebene Prinzip zeitauflösender Messungen der Spektren von Faserlasern mit Relaxationsschwingungen in Form eines Blockdiagramms dar. Dabei sind die jeweils zu den verwendeten Komponenten gehörenden Signalformen eingezeichnet.

4.9 Realisierung des zeitauflösenden Fourierpektrometers

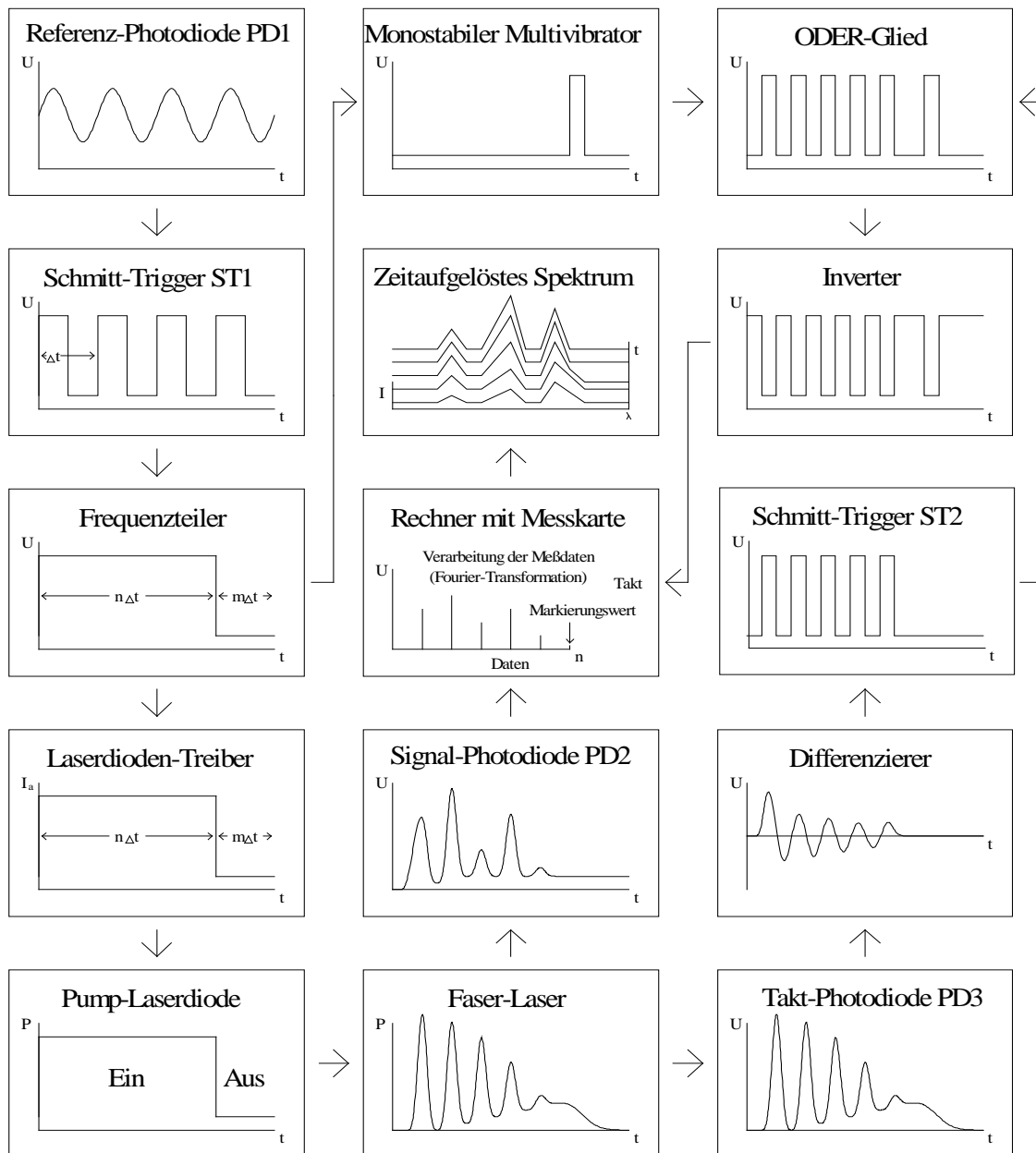


Abbildung 60: Das Zusammenwirken der einzelnen Komponenten bei zeitaufgelöster Fourier-Spektroskopie an Tm^{3+} -Faserlasern mit Relaxationsschwingungen [Salewski99].

Das Fourierpektrometer kann mit geringen Änderungen auch für zeitauflösende Messungen der Spektren von Lichtquellen ohne Relaxationsschwingungen nach dem in Abschnitt 4.7 beschriebenen Prinzip eingesetzt werden. Dazu wird dann das Ausgangssignal des Schmitt-Triggers 1 als Taktsignal verwendet. So geschieht es bei den zeitauflösenden Messungen des Spektrums eines wellenlängenmodulierten Thulium-Faserlasers, welche in Abschnitt 6.4 beschrieben werden: In diesem Fall wird das Ausgangssignal des Frequenzteilers verwendet, um elektromagnetisch die Position der Linse im Laserresonator und damit die Wellenlänge des Faserlasers zu modulieren (die Anregungsleistung wird nicht moduliert). Weiterhin kann das Fourierpektrometer nach wie vor für nicht zeitauflösende Messungen verwendet werden. Auch in diesem Fall wird das Ausgangssignal des Schmitt-Triggers 1 als Taktsignal verwendet.

4.10 Zwischenbilanz Fourierspektrometer

Im Rahmen dieser Arbeit und der Diplomarbeit von Stefan Salewski [Salewski99] wurde auf der Basis eines Michelson-Interferometers ein Fourierspektrometer aufgebaut, welches Spektren von Lichtquellen mit oder ohne Zeitauflösung messen kann. In beiden Fällen löst es Spektrallinien mit spektralem Abstand hinunter bis zu $0,015 \text{ cm}^{-1}$ auf. Dazu teilt ein Strahlteiler das Licht der Lichtquelle auf. Die Teilstrahlen durchlaufen beide Arme des Michelson-Interferometers, werden vom Strahlteiler wieder vereint, und erzeugen auf einer InGaAs-Fotodiode ein Interferenzsignal. Dieses hängt von der Längendifferenz der Interferometerarme, welche sich mit konstanter Geschwindigkeit ändert („rapid scan“), und bei zeitauflösenden Messungen auch von der Zeit ab.

Voraussetzung für zeitauflösende Messungen des Fourierspektrometers ist eine Lichtquelle, welche sich periodisch modulieren lässt, und die ihr Licht während jeder Modulationsperiode auf gleiche Weise emittiert. Beispielsweise kann ein Laser über die Modulation der Pumpleistung periodisch ein- und ausgeschaltet werden, oder es kann die Emissionswellenlänge moduliert werden. In jedem Fall muss die Modulation durch das Fourierspektrometer gesteuert werden, so dass der modulierte Betrieb der Lichtquelle mit dem Messtakt des Fourierspektrometers synchronisiert ist: Während der Messung tastet das Fourierspektrometer das Interferenzsignal in jeder Modulationsperiode zu den gleichen Zeitpunkten nach Beginn der jeweiligen Periode ab. Alle zum gleichen Zeitpunkt gehörenden Interferenzsignale bilden ein Interferogramm, aus welchem durch diskrete, schnelle Fouriertransformation das Spektrum der Lichtquelle zu diesem Zeitpunkt berechnet wird.

Im einfachsten Fall misst das Fourierspektrometer das Spektrum der Lichtquelle in zeitlich äquidistanten Schritten. Für Laser mit stark schwankender Leistung ist es aber günstiger, wenn das Spektrum zu den Zeitpunkten maximaler Leistung misst. Speziell für Laser der Klasse B (z.B. Faserlaser) ermöglicht das Fourierspektrometer die Messung des Laserspektrums an den Spitzen der Relaxationsschwingung, welche nach dem Einschalten des Lasers auftritt. In diesem Fall wird die Zeitauflösung durch den zeitlichen Abstand der Spitzen der Relaxationsschwingung bestimmt – und liegt bei Faserlasern in der Größenordnung $15 \mu\text{s}$. Somit wurde eine für Fourierspektrometer einzigartige Kombination aus spektraler Auflösung und Zeitauflösung realisiert.

In seiner jetzigen Ausführung ist das Fourierspektrometer optimiert für den Einsatz im Spektralbereich zwischen $1,1 \mu\text{m}$ und $2,1 \mu\text{m}$. Der dem Fourierspektrometer zugängliche Spektralbereich kann jedoch auf einfache Weise geändert werden durch Austausch seiner InGaAs-Lichtdetektoren gegen z.B. Silizium-Fotodioden oder andere geeignete, ausreichend „schnelle“ Detektoren.

Wie schon angemerkt wurde, muss die zu untersuchende Lichtquelle Modulationsperiode für Modulationsperiode auf immer wieder gleiche Weise emittieren. Schwanken z.B. die Leistung oder Schwerpunkt, Breite oder Form des Lichtspektrums von Periode zu Periode der Modulation, so ergeben sich (bei gleicher Längendifferenz der Interferometerarme) jeweils unterschiedliche Interferenzsignale. Derartige Schwankungen führen im günstigen Fall, d.h. wenn die Schwankun-

4.10 Zwischenbilanz Fourierspektrometer

gen zufällig erfolgen, zu einem erhöhten Untergrund im durch Fouriertransformation berechneten Spektrum. Wenn die Schwankungen systematischer Natur sind (z.B. wenn die Lichtquelle zwischen zwei Zuständen regelmäßig hin und her springt) ergibt sich ein verfälschtes Spektrum. Dieser Fall trat bei einem Erbium-Faserlaser mit Absorption im Resonator ausnahmsweise auf: Das Spektrum sprang ab der zweiten Spitze der Relaxationsschwingung spektral hin- und her [Wexler07]. Dieses Beispiel lehrt, dass die zu untersuchende Lichtquelle zum vorliegenden zeitauflösenden Fourierspektrometer passen muss – wie es sonst auch beim Erbiumlaser der Fall war.

5. Spektrale Eigenschaften von Thulium- ICAS-Lasern

Gegenstand dieses Kapitels ist die spektrale Absorptionsempfindlichkeit von Lasern, deren verstärkendes Medium eine thuliumdotierte Glasfaser oder ein thuliumdotierter Kristall ist. Diese Laser emittieren im Spektralbereich zwischen $1,7\ \mu\text{m}$ und $2,0\ \mu\text{m}$ und enthalten im Resonator Luft, so dass sich dem jeweiligen Emissionsspektrum Absorptionslinien insbesondere von Wasserdampf und Kohlendioxyd aufprägen können. Im Mittelpunkt stehen thuliumdotierte Faserlaser wie die, die schon in Kapitel 3 untersucht wurden. Die dort vorgestellten, per motorisch durchgestimmten Monochromator gemessenen Laserspektren enthalten auch Absorptionslinien, jedoch wurde die entsprechende spektrale Empfindlichkeit des Lasers nicht quantifiziert, da Etalons im Laserresonator den Spektren starke spektrale Strukturen aufprägten. Diese spektralen Strukturen erschwerten eine quantitative Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit bzw. der effektiven Absorptionsweglänge. Zwar wäre die quantitative Auswertung möglich, doch erscheint es mir sinnvoller, die später mit einem neuen Messinstrument gemessenen Spektren besserer Qualität auszuwerten.

Das neue Messinstrument ist das in Kapitel 4 vorgestellte Fourierspektrometer. Im Vergleich zum durchstimmbaren Monochromator hat es unter anderem folgende Vorteile: Erstens kann mit höherer spektraler Auflösung gemessen werden. Zweitens sind zeitauflösende Messungen des gesamten Laserspektrums möglich, indem der Faserlaser durch das Fourierspektrometer gesteuert und repetitiv betrieben wird. Drittens erlaubt das Fourierspektrometer einfache Mittelungen über bis zu 1000 aufeinanderfolgende Einzelmessungen. Dieser letzte Punkt ermöglicht einerseits die Messung „saubererer“ Spektren, da spektrale veränderliche Strukturen wie spektrales Rauschen oder spektral wandernde Etalonstrukturen durch die Mittelung reduziert werden. Andererseits kann der Laser während der Messung verstimmt werden, so dass im gemittelten Spektrum ein größerer spektraler Bereich erfasst wird als bei einer Einzelmessung.

Für die quantitative Auswertung der per Fourierspektrometer gemessenen ICAS-Laserspektren wird ein neues Werkzeug verwendet: Das Programm „*Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten*“ passt eine das Laserspektrum nachbildende Transmissionsfunktion $T_L(\nu_j)$ an das gemessene Laserspektrum $L(\nu_j)$ an. Durch die Anpassung werden die Parameter der Funktion $T_L(\nu_j)$ bestimmt. Zu diesen Parametern zählt auch die effektive Absorptionsweglänge L_{eff} , welche das Maß für die spektrale Empfindlichkeit des Lasers ist.

Fourierspektrometer und Auswerteverfahren fanden nicht nur bei Thulium-Faserlasern Anwendung. Für kurze Zeit standen auch Thulium-Kristall-Laser zur Verfügung zur Untersuchung der Frage, ob sich die im Resonator befindliche Luft auf das jeweilige Emissionsspektrum auswirkt. Falls ja, so kann die spektrale Empfindlichkeit von Thulium-Faserlasern im selben Spektralbereich mit der spektralen Empfindlichkeit von Lasern mit ungleich kürzerem verstärkendem Medium verglichen werden.

5.1 Einzelne und mittelnde Messung von Laserspektren per Fourierspektrometer

Für die ersten Messungen von Spektren eines Thulium-Faserlaser mit dem Fourierspektrometer wurde dasselbe Faserstück Tm4 verwendet, das schon bei vorherigen Experimenten (siehe Abschnitte 3.7 und 3.8) als Lichtverstärker eingesetzt wurde. Der Aufbau des Faserlasers mit Absorptionszelle weist relativ zu dem nach Abbildung 42 folgende Änderungen auf: In den kollimierten Strahl zwischen Diodenlaser und Faser wurde ein Zylinderlinsenanamorphot^{|Zyl|} eingefügt. Er reduziert die Elliptizität des Strahlprofils des Diodenlasers und erhöht so die Effizienz der Einkopplung des Pumplichts in die Faser. Zweitens wurde die resonatorinterne Linse 3 (15 mm^{|A136|}) ersetzt durch eine asphärische 10 mm-Linse^{|A41|}, welche auf beiden Seiten mit dem 3-Schichten-System Nr. 4^{|P-Ent|} entspiegelt ist (siehe Abbildung 31).

Das Licht des Faserlasers wurde mit Hilfe von Linsen und Spiegeln ins Fourierspektrometer eingekoppelt. Das Fourierspektrometer unterschied sich bei diesen ersten Messungen noch von der späteren Version, welche in den Abbildungen 50 und 51 dargestellt ist: Der Schlitten schwebte auf einem Luftkissen; der Strahlteiler^{|Strtalt|} bestand aus einer Metallschicht; der HeNe-Laser^{|NEC|} war ein nicht stabilisierter Typ. Beim Faserlaser wurde der Abstand der resonatorinternen Linse vom 2. Faserende so eingestellt, dass die Laseremission bei 5630 cm^{-1} bzw. bei 5550 cm^{-1} erfolgte. Es wurden jeweils fünf Messungen des Laserspektrums mit dem Fourierspektrometer durchgeführt; dabei wurde das Interferogramm jeweils mit der Schrittweite $1 \cdot \lambda_{\text{HeNe}}$ auf $D_1 = 66,4 \text{ cm}$ optischem Verstellweg abgetastet. Abbildung 61 zeigt eins der bei 5630 cm^{-1} gemessenen Spektren. Die Breite des Spektrums beträgt 12 cm^{-1} . Einerseits sieht man beim Vergleich mit dem Transmissionspektrum von Luft (mit Trans^{|Trans|} aus der HITRAN-Datenbank [HITRAN] berechnet für 5 km Absorptionsweglänge, 296 K und 50% relative Luftfeuchtigkeit), dass sich Absorptionslinien von

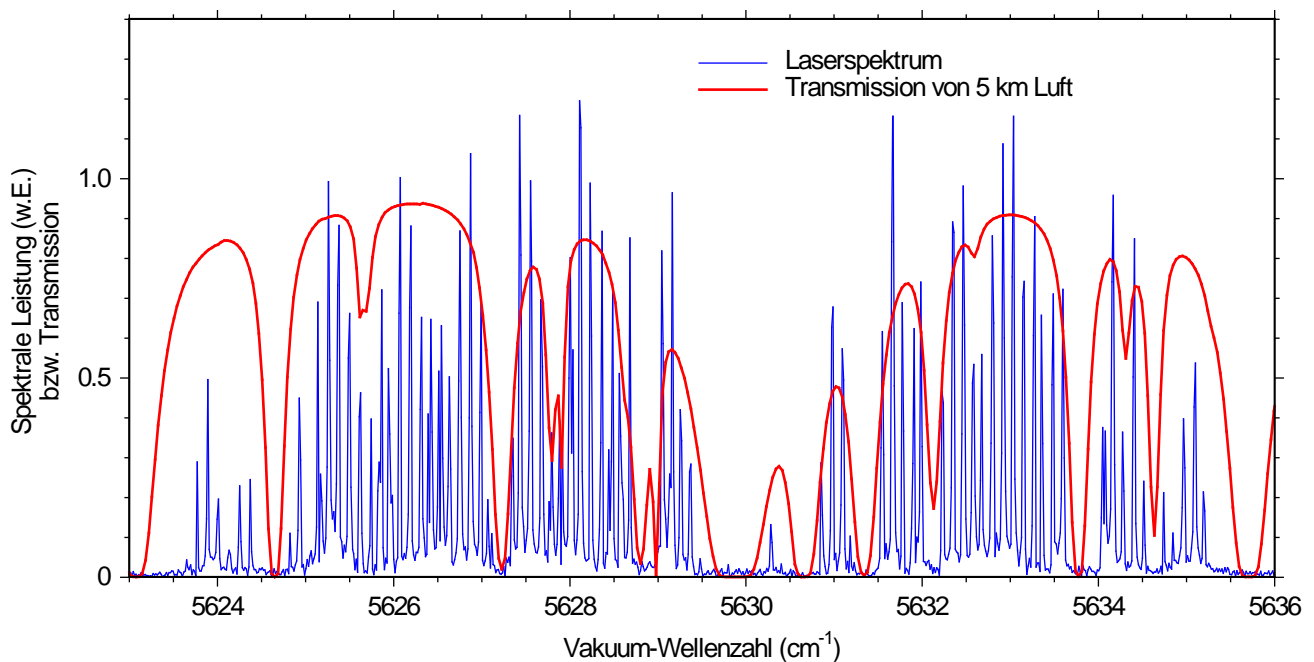


Abbildung 61: Mit Fourierspektrometer gemessenes Spektrum eines Thulium-Faserlasers sowie Transmissionspektrum von 5 km Luft.

5.1 Einzelne und mittelnde Messung von Laserspektren per Fourierspektrometer

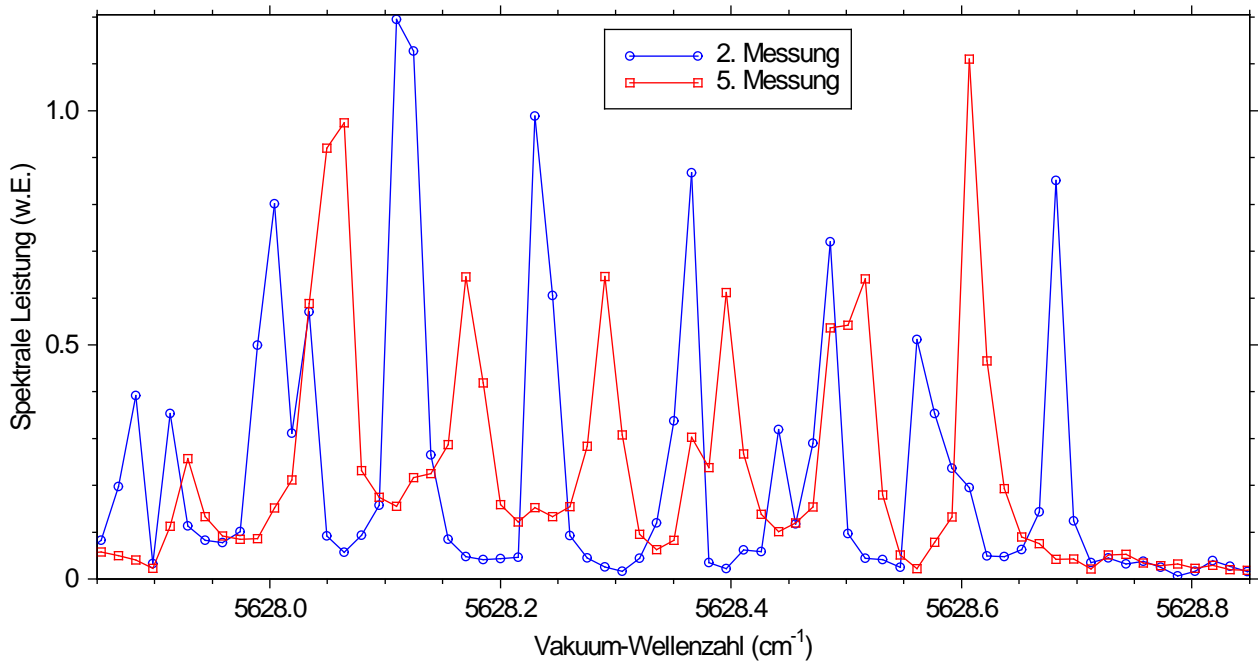


Abbildung 62: Ausschnitt aus zwei nacheinander gemessenen Spektren des Thulium-Faserlasers Tm4. Die Spitzen der Spektren sind gegeneinander verschoben.

Wasserdampf dem Laserspektrum aufgeprägt haben. Andererseits erkennt man starke und regelmäßige spektrale Modulationen, wie sie durch Etalons verursacht werden. Der spektrale Abstand der Maxima der spektralen Leistung beträgt zumeist $\Delta\nu_1 = 0,113 \text{ cm}^{-1}$, das entspricht nach Gl. (33) dem freien Spektralbereich eines Etalons der Dicke $L_1 = 1/(2 \cdot \Delta\nu_1) = 4,4 \text{ cm}$. Im experimentellen Aufbau gibt es reflektierende Flächen mit diesem Abstand zwischen dem 1. Faserende und einer Zylinderlinse des Anamorphoten. Darum wurde der Zylinderlinsen-Anamorphot bei den folgenden Experimenten nicht mehr verwendet. Im Spektrum erkennt man außerdem an ein paar Stellen sehr dicht beieinander liegende Spitzen, z.B. bei $5628,0 \text{ cm}^{-1}$ (siehe auch Abbildung 62). Diese dicht beieinander liegenden Spitzen dominieren in den (hier nicht gezeigten) Spektren bei 5550 cm^{-1} . Dort lässt sich ihr spektraler Abstand bestimmen zu $\Delta\nu_2 = 0,030 \text{ cm}^{-1} \pm 0,002 \text{ cm}^{-1}$. Das entspricht einem Etalon der Dicke $L_2 = 17 \text{ cm} \pm 1 \text{ cm}$ – das ist die Differenz aus der Länge der Absorptionszelle (86 cm) des Faserlasers und der restlichen optischen Länge des Resonators (69 cm), d.h. die dicht beieinander liegenden Spitzen lassen sich zurückführen auf das Produkt der Transmissionskurven zweier Etalons. Das Etalon, welches vom 2. Faserende und der resonatorinternen Linse 3 gebildet wird (Abstand $L_3 = 0,9 \text{ cm}$), scheint sich vorerst nicht auszuwirken; eine spektrale Modulation mit der entsprechenden Periode $\Delta\nu_3 = 0,6 \text{ cm}^{-1}$ ist im Spektrum nicht zu erkennen.

Vergleicht man Laserspektren, die innerhalb von Minuten bei unveränderter Einstellung des Faserlasers gemessen wurden, so findet man, dass die Einhüllenden der Spektren im Wesentlichen identisch sind. Die regelmäßigen Spitzen haben unverändert den gleichen spektralen Abstand voneinander. Ihre genauen spektralen Positionen sind aber nicht konstant! In Abbildung 62 sind spektrale Ausschnitte des Spektrums aus Abbildung 61 sowie eines weiteren Laserspektrums dargestellt. Es ist zu erkennen, wie sich die Positionen der spektralen Spitzen von einer Messung zur nächsten verschieben. Dies lässt sich wie folgt erklären: Die Frequenzen

5.1 Einzelne und mittelnde Messung von Laserspektren per Fourierspektrometer

$$\nu_m = \frac{m \cdot c}{2L} \quad (63)$$

($m = 2 \cdot L / \lambda$ ist eine natürliche Zahl der Größenordnung $10^4 \dots 10^6$, c ist die Lichtgeschwindigkeit), bei denen ein Etalon maximale Transmission aufweist, ändern sich stark mit der Etalondicke L :

$$d\nu_m = -\frac{m \cdot c}{2L^2} dL. \quad (64)$$

Die Änderung des Abstands $\Delta\nu = c/2L$ dieser Frequenzen, d.h. die Änderung des freien Spektralbereichs, ist hingegen um den Faktor m kleiner:

$$d\Delta\nu = d(\nu_{m+1} - \nu_m) = -\frac{c}{2L^2} dL. \quad (65)$$

Folglich führen auch geringe thermische Änderungen der Länge des jeweiligen Etalons zu messbaren Änderungen der Frequenzen der vom Etalon verursachten Spitzen, während der Abstand dieser Spitzen sich nicht merklich ändert. Dies kann für das Fourierspektrometer problematisch sein, wenn die Änderungen schneller erfolgen als die Messung eines Interferogramms. Erfolgen die Änderungen der Frequenzen der Etalonspitzen langsamer, kann man das ausnutzen: Uns interessieren ja nicht die Etalons-Strukturen sondern die Absorptionslinien. Sie sind in Abb. 61 gut an spektralen Stellen zu erkennen, wo die Absorption so stark ist, dass die Laseremission vollständig unterdrückt wird, z.B. bei 5630 cm^{-1} . Bei schwächeren oder schmalen Absorptionslinien wie z.B. bei $5634,6 \text{ cm}^{-1}$ wird die Erkennung und Auswertung der Absorptionslinie durch die Etalonstruktur erschwert. Man könnte diesem Problem begegnen durch Reduzierung der spektralen Auflösung, d.h. durch spektrale Mittelung über den freien Spektralbereich $\Delta\nu$ des Etalons. So verliere man aber die spektrale Information über Absorptionslinien, die schmäler sind als $\Delta\nu$. Besser nutzt man aus, dass die Frequenzen der spektralen Spitzen, die durch Etalons hervorgerufen werden, nicht stabil sind. Statt innerhalb eines Spektrums zu mitteln, mittelt man über hinreichend viele nacheinander gemessene Spektren, so dass sich die nicht konstanten spektralen Strukturen, die von Etalons erzeugt werden, weitgehend *wegmitteln*. Dass das funktioniert, lässt sich an

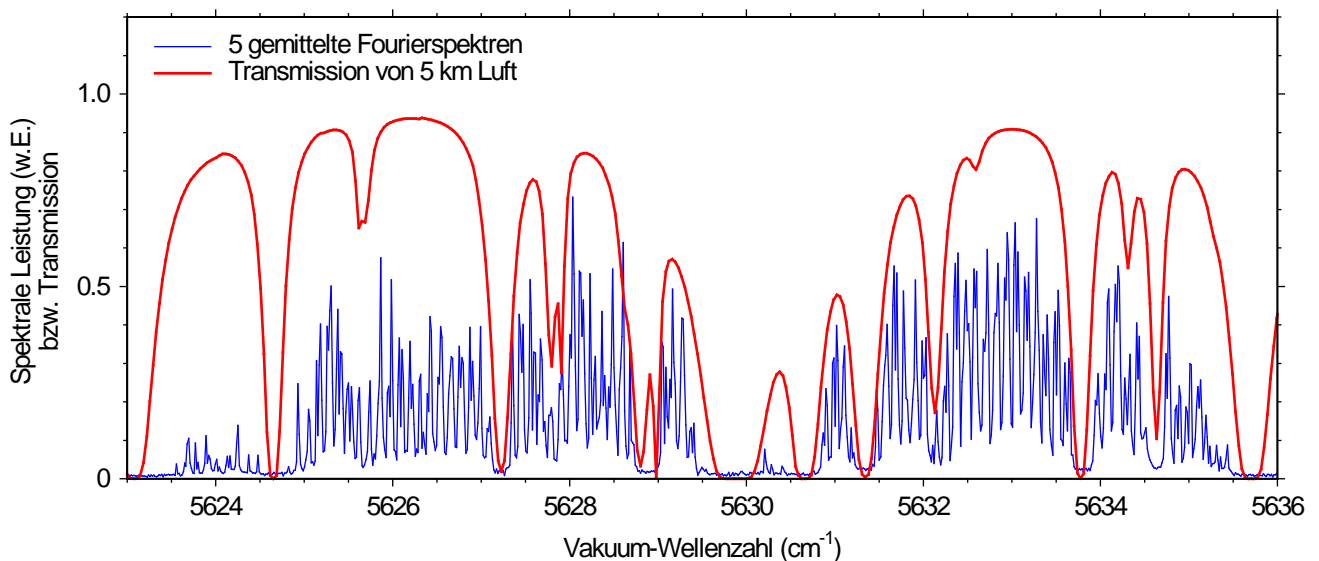


Abbildung 63: 5-fach gemitteltes Spektrum eines Thulium-Faserlasers (mit Fourierspektrometer gemessen) sowie Transmissionsspektrum von 5 km Luft.

5.1 Einzelne und mittelnde Messung von Laserspektren per Fourierspektrometer

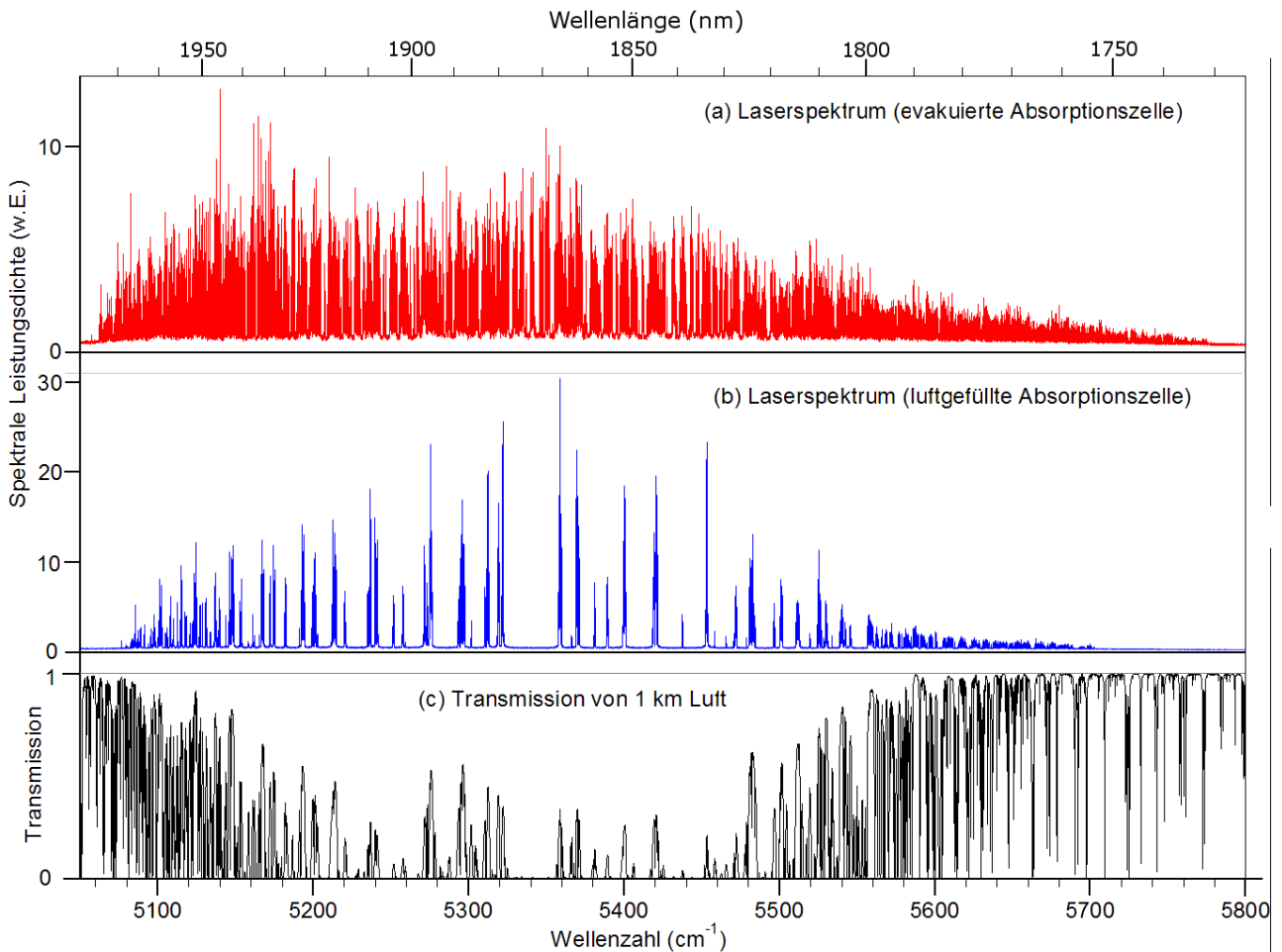


Abbildung 64(a,b,c): Fourier-Spektrum (gemittelt aus 95 bzw. 83 Einzelmessungen) des Tm4-Faserlasers mit (a) evakuierter bzw. (b) luftgefüllter Absorptionszelle. Zwischen den Einzelmessungen wurde der Faserlaser um je 8 cm^{-1} verstimmt. (c): Transmissionsspektrum von 1 km Luft, das mit dem Programm Trans aus der HITRAN-Datenbank berechnet wurde [Hitran98].

Abb. 63 ablesen. Das dort dargestellte Spektrum wurde aus den fünf bei 5630 cm^{-1} gemessenen Spektren gemittelt. Im Vergleich zum Spektrum in Abb. 61 sind die spektralen Strukturen aufgrund von Etalons schwächer ausgeprägt. Mittelung über mehr Einzelmessungen würden die Strukturen weiter reduzieren. Das Fourierspektrometer kann bis zu 1000 Einzelmessungen als *ein* gemittelt Spektrum abspeichern. Diese mittelnde Betriebsart des Fourierspektrometers kann auch genutzt werden, um Übersichtsspektren zu erzeugen: Abbildung 64(a,b) zeigt Übersichtsspektren, die das Fourierspektrometer aus 95 bzw. 83 Einzelmessungen gemittelt hat, wobei der Faserlaser zwischen zwei Einzelmessungen jeweils um durchschnittlich ca. 8 cm^{-1} verstimmt wurde. Das Übersichtsspektrum, welches mit evakuierter Absorptionszelle gemessen wurde, reicht von 5060 cm^{-1} bis 5780 cm^{-1} (d.h. von $1,73 \mu\text{m}$ bis $1,976 \mu\text{m}$ Wellenlänge). Im Spektrum sind nur die stärksten Wasserdampf-Absorptionslinien zu erkennen. Ihnen genügt die luftgefüllte, 1 cm lange Strecke zwischen 2. Faserende und resonatorinterner Linse 3, um sich dem Spektrum aufzuprägen. Hingegen gibt es im Übersichtsspektrum, das mit luftgefüllter Absorptionszelle gemessen wurde, bis zu 40 cm^{-1} breite spektrale Lücken. In diesen Spektralbereichen verdrängt die starke Absorption durch Wasserdampf die Laseremission in die benachbarten spektralen Fenster, welche von lokalen Maxima der Transmission der Luft gebildet werden (siehe Abb. 64(c)).

5.2 Auswertung von Fourier-ICAS-Laserspektren

In den Abbildungen 61 und 63 ist jeweils das mit dem Fourierspektrometer gemessene ICAS-Spektrum $L(\nu)$ eines Thulium-Faserlasers gemeinsam mit der Transmission $T(\nu)$ von 5 km Luft dargestellt. Für eine *qualitative* Auswertung des Laserspektrums mag es genügen, $T(\nu)$ für eine halbwegs passende Absorptionsweglänge zu berechnen und gemeinsam mit $L(\nu)$ darzustellen. Übereinstimmung der spektralen Positionen der Absorptionslinien sowie Ähnlichkeiten ihrer Formen lassen sich so feststellen. *Quantitative* Auswertung des gemessenen Laserspektrums und eine Bestimmung der effektiven Absorptionsweglänge L_{eff} erfordert einen systematischen Vergleich der Absorptionslinien im Laserspektrum mit den Absorptionslinien im Transmissionspektrum $T(\nu)$.

Bei der Auswertung von ICAS-Laserspektren ist es üblich, die Absorptionssignale der Absorptionslinien einzeln auszuwerten [Latz00, Hünkemeier01, Löhden11, Fjodorow13]. Dazu müssen die Formen und Tiefen der Absorptionslinien und ebenso die *Einhüllende* des Laserspektrums unambigu im Spektrum zu erkennen sein. Einflüsse von spektralem Rauschen oder benachbarten Absorptionslinien sowie spektrale Strukturen aufgrund von Etalons müssen im Vergleich zur Amplitude der Absorptionslinien viel kleiner sein. Das Ziel sind Absorptionsmessungen mit großer Genauigkeit sowie kleine Nachweisgrenzen. Damit dieses Ziel erreicht werden kann, müssen Formen und Tiefen der Absorptionslinien und die Größe des Absorptionssignals $K(\nu) \approx \Delta J(\nu)/J_0(\nu)$ möglichst unverfälscht sein. Das ist bei Spektren wie in den Abbildungen 61 oder 63 leider nicht so: Sie werden außer durch Absorptionslinien auch durch Etalon-Strukturen geprägt, die auch die Einhüllende überdecken. Wünschenswert wäre, die Etalonstrukturen durch noch bessere Entspiegelungen zu vermeiden. Das gelang leider im Rahmen dieser Arbeit nicht. Es wäre aber auch keine Lösung für Spektren, die durch viele starke, gesättigte und überlappende Absorptionslinien geprägt sind.

Alternativ geht man von einem Transmissionspektrum $T(\nu)$ aus, das für die Temperatur, den Gesamtdruck und die Partialdrücke berechnet wird, wie sie im Laserresonator vorhanden sind bzw. waren. Ausgehend von diesem Transmissionspektrum $T(\nu)$ wird das gemessene ICAS-Laserspektrum $L(\nu)$ rekonstruiert – jedoch ohne die Etalonstrukturen. Diese Methode kann in Anwesenheit von Etalon-Strukturen, bei starkem spektralem Rauschen oder bei vielen starken und überlappenden Absorptionslinien angewendet werden. Da die meisten der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Spektren durch Etalonstrukturen und/oder von vielen starken und überlappenden Absorptionslinien geprägt sind, wurde diese Auswertungsmethode im Rahmen dieser Arbeit zur Anwendung gebracht – weil sie und nur sie unter diesen Bedingungen funktioniert. Ein zusätzlicher Vorteil der Methode ist, dass alle Absorptionslinien im Laserspektrum gleichzeitig Berücksichtigung finden, d.h. dass man quasi gemittelte Ergebnisse erhält.

Eine derartige Auswertung wäre auch für die ICAS-Laserspektren möglich, die mit einem Monochromator gemessen wurden (siehe Kapitel 3). Auch sie konnten wegen starker Etalon-Strukturen nicht durch Quantifizierung der Absorptionssignale der Absorptionslinien ausgewertet werden. Da jedoch mit dem Fourierspektrometer bald ein geeigneteres Messinstrument zur Verfügung stand, und da damit zugleich Messungen mit höherer spektraler Empfindlichkeit gelangen, wurde im

Rahmen dieser Arbeit nur eine Auswertungsmethode für ICAS-Laserspektren, welche mit dem Fourierspektrometer gemessen wurden, entwickelt.

Das Transmissionsspektrum $T(\nu)$ unterliegt weder dem Einfluss von Rauschen oder zeitlichen Schwankungen noch hinterlassen z.B. Etalons spektralen Spuren. Es ist auch nicht durch einen Messprozess beeinflusst. Im Gegensatz dazu unterliegt das gemessene Laserspektrum $L(\nu_i)$ diesen und weiteren Einflüssen: Verstärkung und Verluste sind spektral selektiv und begrenzen das Laserspektrum, so dass es einen glockenförmigen Verlauf aufweist. Das Spektrum wird durch die Messung geprägt: Ein Teil der „wirklich“ vorhandenen spektralen Leistung überspricht notwendig in die spektrale Umgebung, da die Messung das „wirkliche Spektrum“ mit der Apparatefunktion des Fourierspektrometers faltet. Es können auch Seitenbänder der Laseremission auftreten, falls das Interferenzsignal des Lasers elektronischen Modulationen ausgesetzt ist. Weitere mögliche Einflüsse sind Etalons, die Fluoreszenz des laseraktiven Materials, spektrales Rauschen aufgrund von Quantenfluktuationen, akustischen Schwingungen im Laser oder im Fourierspektrometer.

Der Ansatz für die quantitative Auswertung eines ICAS-Laserspektrums besteht im Rahmen dieser Arbeit darin, einen Teil der Einflüsse, welche das gemessene Laserspektrum prägen, am Transmissionsspektrum $T(\nu)$ nachzuahmen. Dazu wird $T(\nu)$ für die vermutliche effektive Absorptionsweglänge L_{eff} berechnet und mit einer glockenförmigen *Einhüllenden* $\hat{e}(\nu)$ des Laserspektrums multipliziert. Das Produkt $T(\nu) \cdot \hat{e}(\nu)$ wird mit der Apparatefunktion $A(\nu)$ des Spektrometers gefaltet, und es wird ein Summand R für einen konstanten Beitrag von Rauschen und Fluoreszenz addiert:

$$T_L(\nu) \equiv (T \cdot \hat{e}) * A + R = \int_0^{\infty} T(\nu') \cdot \hat{e}(\nu') \cdot A(\nu - \nu') d\nu' + R. \quad (66)$$

$T_L(\nu)$ wird im Folgenden als die das ICAS-Laserspektrum $L(\nu)$ „*nachbildende Transmissionsfunktion*“ bezeichnet. Allerdings bildet $T_L(\nu)$ das ICAS-Laserspektrum nicht vollständig nach: Im Falle des spektralen Rauschens ist es nicht möglich, diese statistische Größe analytisch nachzubilden. Es genügt, wenn die statistischen Schwankungen der spektralen Leistung von $L(\nu)$ um die Spektralwerte $T_L(\nu)$ herum erfolgen. Das gilt auch für spektrale Etalon-Strukturen. Zwar wären diese analytisch nachbildbar. Die analytische Beschreibung würde aber schwierig, wenn mehrere Etalon-Strukturen zugleich vorliegen oder falls Amplituden und Frequenzen der Etalon-Strukturen über die Dauer der Messung schwanken. Auch Seitenbänder der Laseremission könnten nachgebildet werden. Sie treten aber zumeist mit genügend spektralem Abstand zur Laseremission auf, so dass es einfacher ist, die Auswertung auf den Spektralbereich nahe der Laseremission zu begrenzen

Wären $T(\nu)$, $\hat{e}(\nu)$, $A(\nu - \nu')$ und $R(\nu)$ alle bekannt, so könnte die das ICAS-Laserspektrum nachbildende Transmissionsfunktion $T_L(\nu)$ direkt auf Übereinstimmung mit dem Laserspektrum $L(\nu_i)$ untersucht werden. Da die genannten Funktionen eben nicht bekannt sind, wird für jede Funktion ein Ansatz gewählt, der von geeigneten, variierbaren Parametern abhängt. Dann werden die Parameter (inklusive der effektiven Absorptionsweglänge) so lange variiert, bis die Abweichungen zwischen $T_L(\nu)$ und $L(\nu_i)$ ein Minimum annehmen. Im Folgenden wird erläutert, welche Ansätze für die Funktionen $T(\nu)$, $\hat{e}(\nu)$, $A(\nu - \nu')$ und $R(\nu)$ im Rahmen dieser Arbeit warum gewählt wurden.

1. Das Transmissionsspektrum $T(\nu)$: Wenn die Zusammensetzung des Probegases im Resonator bekannt ist, so kann für diese Zusammensetzung und eine willkürliche Referenz-Absorptionsweglänge L_{ref} ein Referenzspektrum $T_{ref}(\nu)$ berechnet werden. Als Grundlage dient die Hitran-Datenbank, die umfassende Informationen über die Absorptionslinien der atmosphärischen Gase enthält [Hitran98]. Mit dem Programm „Trans“^{|Trans|} wird daraus das Referenzspektrum $T_{ref}(\nu)$ berechnet für Gesamtdruck, Partialdrücke und Temperatur, welche zum Zeitpunkt der Messung im Probegas vorlagen. Das Transmissionsspektrum $T(\nu)$ hängt dann über den Parameter *effektive Absorptionsweglänge* L_{eff} mit dem Referenzspektrum $T_{ref}(\nu)$ zusammen gemäß

$$T(\nu) = [T_{ref}(\nu)]^{L_{eff} / L_{ref}} \quad (67)$$

2. Die Einhüllende $\hat{e}(\nu)$ des Laserspektrums: Sie kann am Laserspektrum abgelesen werden, falls dieses außer durch die Einhüllende nur durch schmale und schwache Absorptionslinien geprägt ist. Die Spektren der Thulium-Faserlaser, welche im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, enthalten aber oft viele starke, gesättigte Wasserdampf-Absorptionslinien, daneben spektrale Strukturen aufgrund von Etalons und spektrales Rauschen. Diese spektralen Strukturen verdecken die Einhüllende. Jedoch beobachtet man bei Thulium-Faserlasern zumeist, dass die Einhüllende eine *glockenförmige* Kurve ähnlich einer Gaußfunktion ist. Daher wird zum Zwecke der Auswertung von Fourier-ICAS-Laserspektren angenommen, dass sich die Einhüllende $\hat{e}(\nu)$ näherungsweise beschreiben lässt als Vielfaches einer *verallgemeinerten Gaußfunktion*:

$$\hat{e}(\nu) = A \cdot e^{-\left|\frac{\nu-\nu_0}{B}\right|^G} \cdot Y^{\left|\frac{\nu-\nu_0}{B}\right|} = A \cdot e^{-\ln(Y) \cdot \left|\frac{\nu-\nu_0}{B}\right|^G} \quad (68)$$

Dieser Ansatz für $\hat{e}(\nu)$ umfasst fünf Parameter: A ist die *Amplitude* der Einhüllenden, ν_0 ihr *spektraler Mittelpunkt*. Der Parameter B bestimmt die *spektrale Breite*, der Parameter G die genaue *Glockenform* der Einhüllenden: Abbildung 65a zeigt, wie $\hat{e}(\nu)$ von Dreieckform ($G = 1$) über eigentliche Glockenformen für große G schließlich zu Rechteckform übergeht.

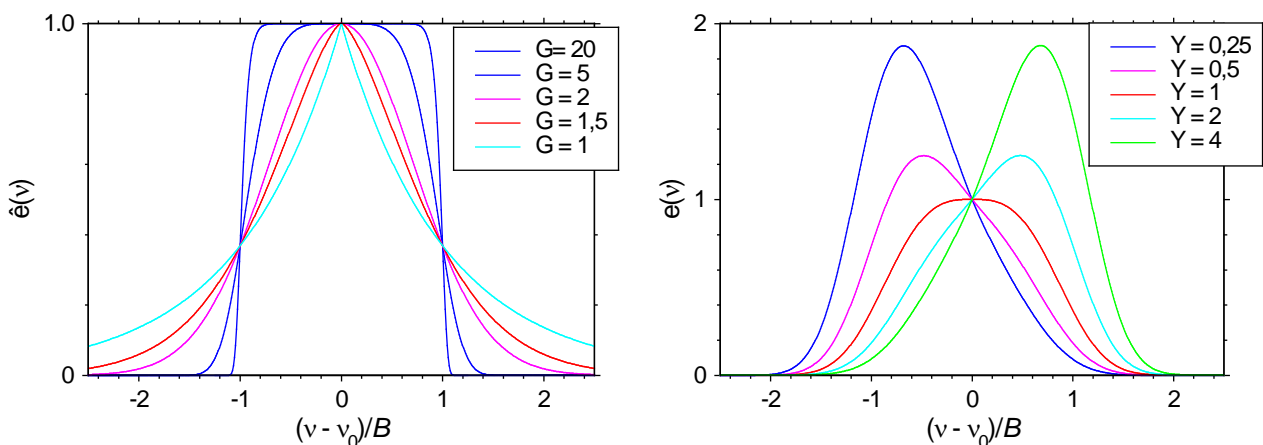


Abbildung 65a): Die Einhüllende $\hat{e}(\nu)$ nach Gleichung (66) für verschiedene Parameter G bei $Y = 1$.

b) Einhüllende für verschiedene Parameter Y bei $G = 3$

Sinnvoll erscheint die Einschränkung $G > 1,5$, so dass $\hat{e}(\nu)$ keine scharfe Spitze hat. Der Parameter Y bestimmt die *Asymmetrie* der Einhüllenden. Wie in Abbildung 65b dargestellt ist, ergibt sich nur für $Y = 1$ eine symmetrische Glockenkurve. Für $0 < Y < 1$ ist die Einhüllende bei Wellenzahlen kleiner (größer) als ν_0 angehoben (abgesenkt), für $Y > 1$ verhält es sich umgekehrt. Asymmetrische Einhüllende des Laserspektrums kommen in der Praxis vor, wenn Verlust- oder Verstärkungsprofil spektral nicht symmetrisch sind.

Der Ansatz gemäß Gleichung (68) geht von Einhüllenden aus, deren Formen einer Gaußfunktion ähnlich sind. Dieser Ansatz erfolgt aufgrund der Beobachtung, dass er die Einhüllenden der Mehrzahl der bisher untersuchten Laserspektren besser reproduziert als alle anderen bisher erprobten Ansätze mit ebenso vielen Parametern. Dabei wird in Kauf genommen, dass nicht alle Details der in der Praxis vorkommenden Einhüllenden reproduziert werden. Manchmal versagt der obige Ansatz ganz, z.B. bei einem Laserspektrum, dessen Einhüllende verstärkungsbedingt mehrere Maxima aufweist. Darauf könnte man mit einem komplexerem Ansatz und weiteren Parametern reagieren. Jedoch führt die Anpassung dann leicht in die Irre: Je komplexer der Ansatz für die Einhüllende $\hat{e}(\nu)$ ist, und je mehr Parameter angepasst werden können, desto wahrscheinlicher werden im Rahmen der Anpassung spektrale Strukturen, welche nicht der Einhüllenden zuzuordnen sind, fälschlich durch die angepasste Einhüllende abgedeckt. Tests mit komplexeren Ansätzen zeigten dies.

3. Die Apparatfunktion des Fourierpektrometers $A(\nu - \nu')$: Wie in Abschnitt 4.5 gezeigt wurde, lässt sich die Apparatfunktion des Fourierpektrometers durch

$$A(\nu - \nu') = \begin{cases} e^{-\left(\frac{\nu - \nu'}{Q}\right)^2} & \text{für } \nu - \nu' \leq \frac{1}{D} \\ \frac{F}{\pi^2 \cdot D \cdot |\nu - \nu'|} & \text{für } \nu - \nu' \geq \frac{1}{D} \end{cases} \quad (69)$$

beschreiben, wobei D der Verstellbereich des Fourierpektrometers ist. Der Parameter Q und die *Flügelamplitude* F hängen vom Überlapp der Teilstrahlen des Faserlasers auf dem Detektor ab. Dieser Überlapp wird von der Justierung des Fourierpektrometers sowie von der Divergenz des Laserstrahls bestimmt und ist eine Funktion der Armlängen des Spektrometers: Je divergenter das Laserlicht ist, desto stärker fällt das Interferenzsignal von der Armlängendifferenz 0 zu größeren Armlängendifferenz hin ab, und desto größer ist Q und desto kleiner ist F . In Abschnitt 4.5 sahen wir, dass verschiedene Messungen des Spektrums schmalbandig emittierender Laser mit verschiedenen Apparatfunktionen erfolgten. Die Apparatfunktion des Fourierpektrometers kann sogar von Messung zu Messung variieren. Sie ist also für die einzelne Messung erst einmal *unbekannt*. Die Apparatfunktion hinterlässt aber im gemessenen Spektrum Spuren, die Rückschlüsse auf sie erlauben: In Spektralbereichen, in denen der Laser nicht emittiert, wird durch die Faltung des „wirklichen“ Spektrums mit der Apparatfunktion doch eine von Null verschiedene spektrale Leistung gemessen. Durch Auswertung der gemessenen spektralen Leistung in diesen Spektralbereichen kann die Apparatfunktion somit näherungsweise bestimmt werden. Genau dies ist Teil dieses Konzepts zur Auswertung der Fourier-ICAS-Laserspektren.

4. Konstanter Beitrag R : In den gemessenen Fourier-ICAS-Laserspektren treten zwei Sorten Rauschen auf: Einerseits lokale Schwankungen der spektralen Leistung, die analytisch nicht nachgebildet werden können und sollen: Diese statistischen Schwankungen der spektralen Leistung um einen spektral lokalen Mittelwert werden vom Auswertekonzept nicht erfasst! Andererseits gibt es insbesondere bei zeitaufgelösten Messungen einen breiten, *spektral konstanten Untergrund* R . Er wird in der das ICAS-Laserspektrum $L(\nu)$ nachbildenden Transmissionsfunktion $T_L(\nu)$ als Summand berücksichtigt. Der konstante Untergrund hat folgende Ursachen: Quantenfluktuationen, akustischen Schwingungen sowie Schwankungen der Leistung oder der *Verteilung* des Pumplichts führen zu kurzzeitigen Schwankungen der spektralen Leistung sowie zu Schwankungen der gesamten optischen Leistung des Faserlasers. Zusätzlich führen bei der Messung zeitaufgelöster Faserlaserspektren statistische Schwankungen der Messzeitpunkte zu zufälligen Schwankungen des gemessenen Interferenzsignals. Soweit Schwankungen *zufällig* sind, ergeben sich *unkorrelierte* Beiträge zum Interferogramm. Die Fouriertransformation statistischer, unkorrelierter Interferogrammbeiträge aber ergibt einen konstanten *Untergrund* im gemessenen Spektrum. Dieser kann auch einen Beitrag der Fluoreszenz enthalten.

5.3 Das Programm „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten“

Das Programm „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten“^{|ICAS-Ausw|} wertet ICAS-Laserspektren $L(\nu_i)$ aus, die mit dem Fourierspektrometer gemessen wurden. Dabei wird der im vorstehenden Abschnitt dargelegte Ansatz umgesetzt, d.h. das ICAS-Laserspektrum wird durch die Transmissionsfunktion $T_L(\nu)$ nachgebildet. Außerdem ermöglicht das Programm die Bestimmung der Apparatefunktion $A(\nu - \nu')$ des Fourierspektrometers. In diesem Abschnitt erfolgt ein Einblick in die Möglichkeiten des Programms. Anhang B enthält weitere Erläuterungen zu den Möglichkeiten und Eigenschaften des Programms. Anhang C enthält eine Schritt-für-Schritt-Anleitung, wie ein gemessenes Fourier-ICAS-Laserspektrum mit Hilfe des Programms konkret ausgewertet wird.

Das Programm wurde von mir im Rahmen dieser Arbeit in der Programmiersprache Borland Delphi 6^{|Delphi|} geschrieben. Die Entwicklung des Programms erfolgte anhand der Spektren von Thulium-Faserlasern. Es kann auch für ICAS-Spektren anderer Laser eingesetzt werden, falls sie per Fourierspektrometer gemessen werden, und falls die Einhüllende des Spektrums „glockenförmig“ ist. Das geschah auch bei Erbium-Faserlasern [Wexler07]. In Bezug auf die Auswertung von ICAS-Laserspektren gilt das größte Interesse der Bestimmung der effektiven Absorptionsweglänge L_{eff} . Das Programm optimiert die Parameter der Transmissionsfunktion $T_L(\nu_i)$, die gemäß Gleichung (66) berechnet wird, so, dass $T_L(\nu_i)$ vom auszuwertenden ICAS-Laserspektrum $L(\nu_i)$ so wenig wie möglich abweicht. Auf diese Weise werden die Parameter der das Laserspektrum nachbildenden Transmissionsfunktion bestimmt – inklusive der effektiven Absorptionsweglänge L_{eff} .

5.3 Das Programm „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten“

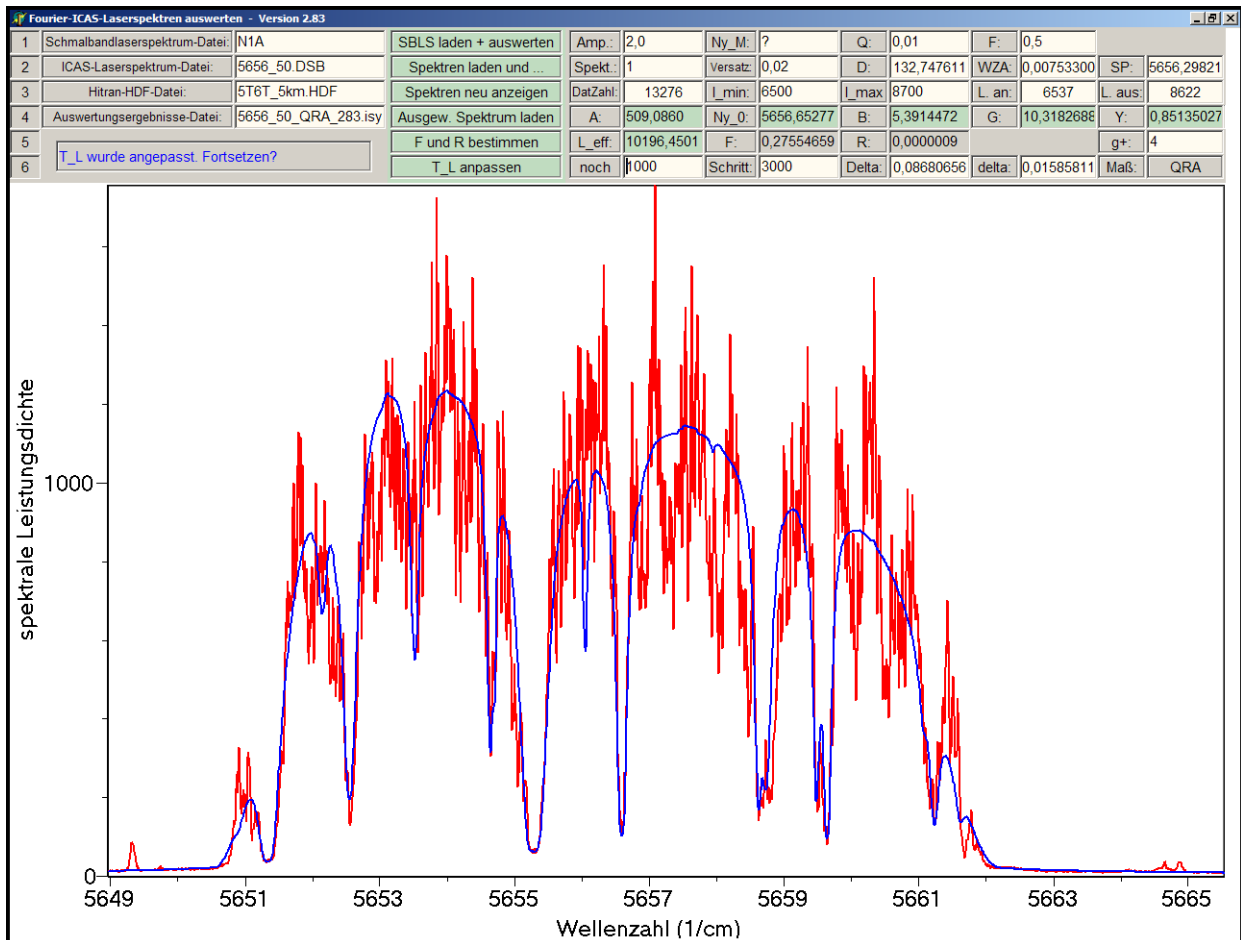


Abbildung 66: Oberfläche des Programms „ICAS-Laserspektren auswerten“ |ICAS-Ausw|.

Das Laserspektrum $L(\nu_i)$ (rot) ist gemeinsam mit dem angepassten Spektrum $\hat{T}(\nu)$ dargestellt.

Abbildung 66 zeigt die Oberfläche des Programms. Im unteren Teil des Programmfensters sind rot das ICAS-Laserspektrum $L(\nu_i)$ sowie blau die Transmissionsfunktion $T_L(\nu_i)$ dargestellt. Der obere Teil des Programmfensters ist horizontal in 6 Zeilen und vertikal von links nach rechts in drei farblich unterschiedene Bereiche unterteilt (grau/beige, hellgrün, grau/beige/hellgrün), welche weiter in Felder unterteilt sind. Die meisten Felder sind paarweise angeordnet: Der Text des linken Feldes deutet jeweils auf die Bedeutung des Textes bzw. der Zahl im rechts angrenzenden Ein- bzw. Ausgabefeld. Der Bereich links enthält Eingabefelder für Dateinamen und ein Feld, das über den Programmzustand informiert. Der hellgrüne Bereich enthält sechs (einzelne) Anweisungsfelder: Nach Doppelklick auf ein Anweisungsfeld führt das Programm die entsprechenden Prozeduren aus. Die Feldpaare im grau-beige-hellgrünen Bereich in der rechten Hälfte betreffen sämtliche Parameter, die bei Einlesen, Darstellung und Auswertung eines Schmalbandlaserspektrums $L_{SBL}(\nu_i)$, des ICAS-Laserspektrums $L(\nu_i)$ und der Transmissionsfunktion $T_L(\nu_i)$ berücksichtigt oder optimiert werden.

In den Zeilen 2 und 3 gibt man links die Namen der Dateien ein, die das ICAS-Laserspektrum $L(\nu_i)$ sowie das Referenzspektrum $T_{ref}(\nu_i)$ enthalten. Das Referenzspektrum ist in einer „HDF-Datei“ enthalten, die mit dem Programm „Trans“ aus der HITRAN-Datenbank berechnete wurde. Bei

einem zeitaufgelösten Spektren trägt man noch die Ordnungszahl des gewünschten Teil-Spektrums ein (Feld „Spekt.“). Geladen werden die Spektren $L(\nu_i)$ und $T_{\text{ref}}(\nu_i)$ nach Doppelklick auf das Feld „Spektren Laden und...“. Dabei werden die Transmissionswerte $T_{\text{ref}}(\nu_i)$ zwischen den Transmissionswerten $T_{\text{ref}}(\nu_j)$, welche in der HITRAN-HDF-Datei vorliegen, interpoliert.

Beim Lesen der Daten oder im Anschluss erkennt das Programm die Referenzabsorptionsweglänge L_{ref} und setzt vorerst $L_{\text{eff}} = L_{\text{ref}}$. Es erkennt die Zahl der Spektralwerte $L(\nu_i)$, den Wellenzahlabstand $\Delta\nu$ benachbarter Spektralwerte und den Verstellweg $D = 1/\Delta\nu$ des Fourierspektrometers. Es berechnet den Schwerpunkt ν_{sp} (SP) des Laserspektrums und setzt vorerst $\nu_0 = \nu_{\text{sp}}$. Anhand der Spektralwerte $L(\nu_i)$ schätzt es die Parameter A und R der Einhüllenden $\hat{e}(\nu)$ ab. Dann berechnet das Programm aus dem Referenzspektrum $T_{\text{ref}}(\nu_i)$ die das ICAS-Laserspektrum nachbildende Transmissionsfunktion $T_L(\nu_i)$. Dabei werden die abgeschätzten Parameter A , ν_0 , L_{eff} , und R verwendet. Die Parameter B , G , Y und F entsprechen der Voreinstellung des Programms oder Eingaben des Anwenders. Für die Berechnung geht das in Gleichung (64) enthaltene Faltungsintegral in eine Summe über:

$$T_L(\nu_i) = R + \sum_j \left(T_{\text{ref}}(\nu_j) \right)^{\frac{L_{\text{eff}}}{L_{\text{ref}}}} \cdot \hat{e}(\nu_j) \cdot A(\nu_i - \nu_j). \quad (70)$$

Anschließend zeichnet das Programm den Graphen der Transmissionsfunktion $T_L(\nu_i)$ als blaue Kurve und den Graphen des ICAS-Laserspektrums $L(\nu_i)$ als rote Kurve. Zusätzlich verbindet es für jeden Spektralwert $L(\nu_i)$, den es selbsttätig den „Spektralbereichen mit Laseremission“ zuordnet, den entsprechenden Punkt auf dem Graphen über eine vertikale, graue Linie mit der Abszisse. Weiter zeigt das Programm die beim Laden ermittelten Werte und Parameter an.

Die Ordinate des vom Programm gezeichneten Diagramms ist wahlweise linear oder logarithmisch eingeteilt. Umgeschaltet wird durch Doppelklick auf die Ordinatenbeschriftung. Anfangs wird $L(\nu_i)$ vollständig angezeigt. Der Anwender verkleinert den angezeigten Spektralbereich durch Eingabe der Ordnungszahlen I_{min} und I_{max} des ersten und des letzten anzuzeigenden Spektralwerts. Dann lässt man $L(\nu_i)$ und $T_L(\nu_i)$ mit Doppelklick auf „Spektren neu anzeigen“ neu anzeigen.

Die vom Programm automatisch vorgenommene Zuordnung des Spektralbereichs mit Laseremission ist selten korrekt. Die Korrektur der Zuordnung obliegt dem Anwender des Programms: Durch Klicken und Ziehen mit der Maus bei gedrückter „Strg“-Taste markiert er alle vermutlich laseraktiven Spektralbereiche als solche. Klicken und ziehen mit gedrückter Umschalttaste („ $\hat{1}$ “), löscht diese Markierung (d.h. der Spektralbereich ist *nicht* laseraktiv).

Sowohl beim Laden des ICAS-Laserspektrums als auch bei Ausführung der Anweisungen „Spektren neu anzeigen“ oder „ T_L anpassen!“ berechnet das Programm für das ICAS-Laserspektrum $L(\nu_i)$ und die Transmissionsfunktion $T_L(\nu_i)$ zwei Abweichungsmaße Δ („Delta“) und δ („delta“). Dabei wird Δ für den gesamten aktuell dargestellten Spektralbereich berechnet, δ hingegen innerhalb dieses Spektralbereiches nur für die Spektralbereiche *ohne* Laseremission (gemäß Markierung).

Der Anwender wählt durch Doppelklick auf das „Maß“-Feld unter drei Möglichkeiten aus, wie die Maße der Abweichung berechnet werden:

1.) Der Mittelwert Δ_{QA} des Quadrates der absoluten Abweichung (QA) wird berechnet als

$$\Delta_{QA} = \frac{1}{G+1} \cdot \sum_{i=l_{\min}}^{l_{\max}} g(\nu_i) \cdot |L(\nu_i) - T_L(\nu_i)|^2. \quad (71a)$$

2.) Der Mittelwert Δ_{QRA} des Quadrates der relativen Abweichung (QRA) wird berechnet gemäß

$$\Delta_{QRA} = \frac{1}{G+1} \cdot \sum_{i=l_{\min}}^{l_{\max}} g(\nu_i) \cdot \left| \frac{L(\nu_i) - T_L(\nu_i)}{L(\nu_i) + T_L(\nu_i) + 1} \right|^2. \quad (71b)$$

3.) Der Mittelwert des Quadrates der logarithmischen Abweichung (QLA) wird berechnet gemäß

$$\Delta_{QA} = \frac{1}{G+1} \cdot \sum_{i=l_{\min}}^{l_{\max}} g(\nu_i) \cdot |\ln(L(\nu_i) + 1) - \ln(T_L(\nu_i) + 1)|^2. \quad (71c)$$

Für δ gilt Entsprechendes. Die Addition von 1 soll jeweils die Möglichkeit einer Divergenz ausschließen. $g(\nu_i)$ bezeichnet das *Gewicht* des i -ten Spektralwerts. G ist die *Summe der Gewichte*:

$$G = \sum_{i=l_{\min}}^{l_{\max}} g(\nu_i). \quad (71d)$$

Alle Spektralwerte haben anfangs das Gewicht $g(\nu_i) = 1$. Durch Klicken auf den Graphen und Ziehen bei gedrückter „Alt“-Taste wird den so markierten Spektralwerten das höhere Gewicht g^+ zugeordnet (hellgrüne oder hellblaue Kennzeichnung zwischen Graph und Abszisse). Es ist ratsam, Spektralwerte im Bereich von Absorptionslinien höher zu gewichten, denn die Auswertung soll ja vor allem Formen und Tiefen der Absorptionslinien berücksichtigen. Löschen lässt sich die Zuordnung durch Klicken und Ziehen bei gleichzeitig gedrückten „Alt“- und „Strg“-Tasten. Der Wert des höheren Gewichts wird im Feld „g+“ spezifiziert, z.B. $g^+ = 4$.

Die Anweisung „Spektren neu anzeigen !“ veranlasst das Programm, $L(\nu_i)$ erneut anzuzeigen, $T_L(\nu_i)$ sowie die vorstehend erläuterten Abweichungsmaße Δ und δ erneut zu berechnen und anzuzeigen. Dabei wird sichtbar, welche Auswirkungen auf $T_L(\nu_i)$, Δ und δ Änderungen der Parameter A , ν_0 , B , G , Y , A , F sowie R haben. Die Beobachtung dieser Auswirkungen erlaubt es, die genannten Parameter bzw. die Abweichungen Δ und δ „von Hand“ zu optimieren. Dazu ändert der Anwender mindestens einen Parameter, gibt die Anweisung „Spektren neu anzeigen !“, bewertet die Veränderungen, ändert erneut mindestens einen Parameter, usw..

Bequemer ist die selbsttätige Optimierung, welche durch die Anweisung „T_L anpassen !“ erfolgt. Zuvor sind allerdings Vorbereitungen zu treffen: Erstens ist festzulegen, welche der acht Parameter A , ν_0 , B , G , Y , L_{eff} , F und R bei der Anpassung von $T_L(\nu_i)$ an $L(\nu_i)$ durch das Programm optimiert werden. Optimiert werden nur die vom Anwender ausgewählten Parameter (das Feld ist jeweils

hellgrün dargestellt, Änderung per Doppelklick auf das Feld). Die anderen Parameter werden konstant gehalten. Weiter wählt der Anwender die Ordnungszahlen I_{\min} und I_{\max} des ersten und des letzten zu berücksichtigenden Spektralwertes möglichst groß bzw. klein, ohne Spektralbereiche mit Laseremission auszuklammern. Erstens verkürzt das die Dauer des Optimierungsprozesses. Zweitens können so Seitenbänder, welche ggf. im gemessenen Spektrum auftreten, ausgeklammert werden. Andererseits darf der Spektralbereich nicht zu klein gewählt werden, wenn auch die Flügelamplitude F der Apparatfunktion sowie der Untergrund R optimiert werden sollen. Dies deshalb, weil das Programm das Abweichungsmaß δ , das für die Optimierung von F und R herangezogen wird, nur in *nicht* als laseraktiv markierten Spektralbereichen bestimmt (d.h. am Rand des dargestellten Spektrums sowie im Bereich gesättigter Absorptionslinien).

F und R sollten alternativ oder ergänzend durch die Prozedur „ F und R bestimmen“ bestimmt bzw. abgeschätzt werden: Die Apparatfunktion bewirkt ja bei der Messung ein „Übersprechen“ der spektralen Leistung in benachbarte Spektralbereiche. Dies beeinflusst die gemessenen Formen der Absorptionslinien. Die Apparatfunktion kann daraus jedoch nicht eindeutig bestimmt werden, da Formen und Tiefen der Absorptionslinien auch von der effektiven Absorptionsweglänge L_{eff} abhängen. Im Gegensatz dazu enthält die spektrale Leistung, welche in Spektralbereichen *ohne* Laseremission *gemessen* wird, „reiner“ Information über die Apparatfunktion und den Untergrund R : In Spektralbereichen ohne Laseremission (und ohne Seitenbänder) sollte sich die gemessene spektrale Leistung $L(\nu_i)$ reproduzieren lassen als Summe aus dem Untergrund R und der spektralen Leistung, welche sich durch die Faltung der Apparatfunktion $A(\nu - \nu')$ mit den Spektralwerten in den laseraktiven Spektralbereichen ergibt. Jedoch beinhalten diese Spektralwerte ebenfalls den Untergrund R sowie gemäß der Apparatfunktion übersprochene spektrale Leistung. Der Algorithmus versucht daher R und die Wirkung der Apparatfunktion auf die Spektralwerte $L(\nu_i)$ zu „subtrahieren“: Für alle „laseraktiven“ Spektralwerte werden „Netto“-Spektralwerte $L_{\text{netto}}(\nu_i)$ berechnet. Durch Faltung dieser Netto-Spektralwerte mit der Apparatfunktion und Addition von R ergeben sich rekonstruierte Spektralwerte $L_{\text{rek}}(\nu_i)$. Diese sollen möglichst wenig von $L(\nu_i)$ abweichen. F und R werden je Ausführung der Prozedur 200-mal variiert, damit die mittlere quadratische Differenz der Logarithmen der gemessenen und der rekonstruierten Spektralwerte in Spektralbereichen ohne Laseremission ein Minimum annimmt:

$$\sum_{i=I_{\min}, \text{nicht laseraktiv}}^{I_{\max}} |\ln(L(\nu_i)) - \ln(L_{\text{rek}}(\nu_i))|^2 \rightarrow \text{Minimum} \quad (72)$$

Die Netto-Spektralwerte $L_{\text{netto}}(\nu_i)$ werden iterativ angenähert: Zunächst wird R von $L(\nu_i)$ abgezogen, das Ergebnis mit 0,7 multipliziert. Diese vorläufigen Netto-Spektralwerte $L_{\text{netto}}(\nu_i)$ werden mit der Apparatfunktion gefaltet, R wieder addiert. Das ergibt vorläufige rekonstruierte Spektralwerte $L_{\text{rek,vorl.}}(\nu_i)$, die von den $L(\nu_i)$ noch deutlich abweichen. Die Abweichungen werden verwendet, um die vorläufigen Netto-Spektralwerte zu korrigieren, indem diese mit

$$\sqrt{\frac{L(\nu_i) + 1}{L_{\text{rek,vorl.}}(\nu_i) + R + 1}}$$

multipliziert werden. Noch 10-mal werden die vorläufigen Netto-Spektralwerte $L_{\text{net,vorl.}}(\nu_i)$ mit der

Apparatefunktion gefaltet und anschließend korrigiert. Dabei nähert sich der Wurzelterm immer mehr 1 an. Nach der 11. Iteration sind die Netto-Spektralwerte $L_{\text{netto}}(\nu_i)$ genau genug. Durch Faltung mit der Apparatefunktion und Addition von R ergeben sich die rekonstruierten $L_{\text{rek}}(\nu_i)$.

Die Prozedur „ T_L anpassen !“ optimiert alle ausgewählten Parameter so, dass die Abweichungsmaße Δ und δ minimiert werden. Für die Minimierung des Abweichungsmaßes Δ werden in jedem Anpassungsschritt bis zu vier der Parameter A , L_{eff} , σ_0 , B , G und Y gleichzeitig variiert. Der Anpassungsalgorithmus ist darauf gerichtet, im Parameterraum nicht in einem lokalen Minimum „hängen zu bleiben“ sondern das absolute Minimum zu suchen. Zu diesem Zweck verändert das Programm in jedem Optimierungsschritt versuchsweise ein oder zwei Parameter sprunghaft (mit zufälliger Sprungweite) und sucht dann jeweils durch Variation von ein bis zwei weiteren Parametern ein lokales Minimum des Abweichungsmaßes Δ auf. Die so gefundenen „neuen“ Parameterwerte ersetzen die „alten“ Parameterwerte genau dann, wenn Δ mit ihnen kleiner ist als mit den „alten“ Werten. Sollen auch die Parameter F und R optimiert werden, so erfolgt in jedem fünften Anpassungsschritt ein „Sprung“ von F . Durch anschließende Variation von R wird ein Minimum von δ bezüglich R aufgesucht. Hier ersetzen die so gefundenen „neuen“ F - und R -Werte die „alten“ nur, wenn δ dann kleiner ist. Die abgetrennte Optimierung von F - und R berücksichtigt, dass z.B. eine Verkleinerung von F in Bezug auf $T_L(\nu)$ in ähnlicher Weise zur Vertiefung der Absorptionslinien führt wie eine Vergrößerung von L_{eff} . Würden F und L_{eff} gemeinsam in Bezug auf das Abweichungsmaß Δ optimiert, so erhielte man einander bedingende, zufällige Ergebnisse. Die Anpassung von $T_L(\nu_i)$ an $L(\nu_i)$ endet vorerst nach der im Feld „noch“ eingegebenen Schrittzahl, kann aber beliebig oft fortgesetzt werden. Wenn der Anwender beobachtet, dass eine weitere Fortsetzung die zu optimierenden Parameter kaum mehr ändert, beendet er die Optimierung.

In das Eingabefeld links in der vierten Zeile der Programmoberfläche wird der Name der Text-Datei eingegeben, in welche alle Ergebnisse der Auswertung geschrieben werden. Die Datei enthält die Dateinamen der ausgewerteten Dateien sowie alle zum Zeitpunkt der Speicherung aktuellen Parameter und Einstellungen. Weiter enthält die Datei eine Ergebnis-Tabelle: In der i -ten Zeile der Tabelle stehen die Wellenzahl ν_i sowie die zugehörigen Werte des ICAS-Laserspektrums $L(\nu_i)$, der Einhüllenden $\hat{e}(\nu)$, der Apparatefunktion $A(\nu_{i+j} - \nu_j)$, des Referenzspektrums $T_{\text{ref}}(\nu_i)$, des Produktes $T(\nu_i) \cdot \hat{e}(\nu)$ und der Funktion $T_L(\nu_i)$. Außerdem steht dort die Information, ob der Spektralwert $L(\sigma_j)$ den Spektralbereichen mit Laseremission zugeordnet ist, und ob er höher gewichtet wird. Weiterhin enthält die Datei Formatierungsinformationen für das Grafik-Programm *Easyplot*^{|Easy|}, so dass Easyplot die Datei ohne weitere Informationen öffnen und $L(\nu_i)$ und $T_L(\nu_i)$ gemeinsam darstellen kann. Wurden zu einem früheren Zeitpunkt schon Auswertungsergebnisse gespeichert, so können sie nach korrekter Eingabe des Dateinamens mit der Prozedur „Ausgew. Spektrum laden“ wieder ins Programm geladen und dargestellt werden.

5.4 Ausgewertete Faserlaserspektren

In diesem Abschnitt werden Spektren erörtert, welche mit dem Fourierspektrometer am kontinuierlich betriebenen Thulium-Faserlaser gemessen wurden. Der Aufbau des Faserlasers ist in Abbildung 67 dargestellt und stimmt weitgehend mit dem Aufbau in Abbildung 42 (Abschnitt 3.7) überein. Es wurde jedoch ein anderes, 51 cm langes Stück der Lycom-Faser benutzt. Die Faserenden wurden mit einem 17-Schichten-System aus Zinksulfid und Magnesiumfluorid durch direktes Bedampfen für den Spektralbereich um $1,8\ \mu\text{m}$ hochreflektierend verspiegelt (Spiegel S1, siehe Anhang A). Das zweite Faserende wurde entspiegelt (Entspiegelung S2, Kurve 3 in Abbildung 31). Das Licht der Laserdiode wird wie bisher über die Asphären L1 und L2 und durch S1 in die thulium-dotierte Faser eingekoppelt. Das am entspiegelten Faserende austretende Licht wird von der asphärischen Linse L3 auf den Auskoppelspiegel S3 fokussiert. Der von S3 reflektierte Lichtanteil wird von der Linse L3 wieder zurück in die Faser gekoppelt. Die Absorptionszelle, welche von L3 und S3 begrenzt und abgedichtet wird, ist gefüllt mit Luft unter Normaldruck ($\pm 10\ \text{mBar}$) bei $50\% \pm 3\%$ relativer Luftfeuchtigkeit und der Temperatur $20^\circ\text{C} \pm 1^\circ\text{C}$. In Tabelle 2 sind die Bestandteile des Faserlasers genauer spezifiziert. Das Licht, das durch Spiegel S3 hindurch tritt, wird von einer weiteren Linse so gesammelt, dass das Lichtbündel leicht konvergent ist. Über 2 Spiegel wird das Licht ins Fourierspektrometer eingekoppelt. Der Abstand der Linse L3 vom entspiegelten Faserende wurde nacheinander so eingestellt, dass die Laseremission um $5125\ \text{cm}^{-1}$, $5296\ \text{cm}^{-1}$, $5482\ \text{cm}^{-1}$, $5656\ \text{cm}^{-1}$ bzw. $5812\ \text{cm}^{-1}$ erfolgte. In diesen Spektralbereichen weist Luft im Vergleich zur spektralen Umgebung relativ hohe Transmission auf, wie in Abb. 64c zu erkennen ist. Außer bei $5812\ \text{cm}^{-1}$ wurde der Faserlaser jeweils bei geringer ($1,2 \leq \eta \leq 2,7$) und bei höherer Anregung ($2,6 \leq \eta \leq 6,9$) betrieben, um Auswirkungen der Pumpleistung auf Emissionsspektrum und spektrale Empfindlichkeit aufspüren zu können. Der Aufbau des Fourierspektrometers stimmt mit dem Aufbau, der in den Abbildungen 50 und 51 in Abschnitt 4.4 dargestellt ist, überein. Das Emissionsspektrum des Faserlasers wurde vom Fourierspektrometer jeweils erst mit einer Einzelmessung und dann über 50 Einzelmessungen mitteln gemessen. Die so gemessenen Spektren wurden

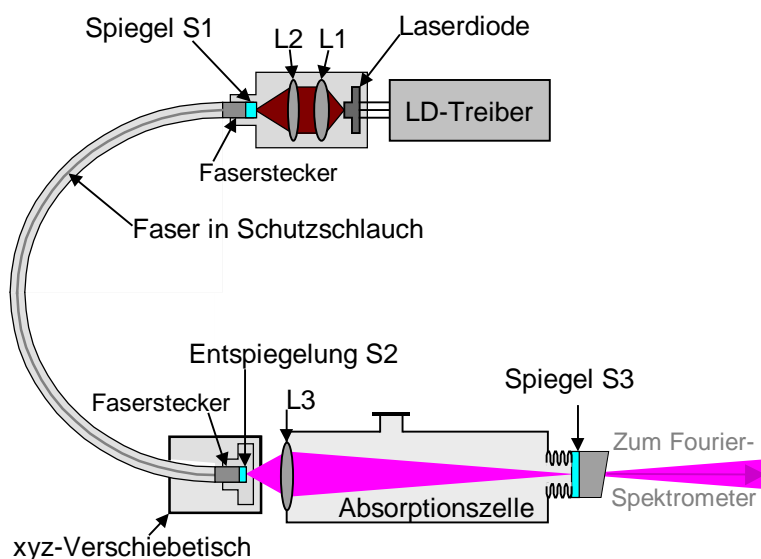


Abbildung 67: Aufbau des Thulium-Faserlasers mit Absorptionszelle.

5.4 Ausgewertete Faserlaserspektren

Fasertyp	51 cm Lycom-Silikatglasfaser ^[Lycom] , $\lambda_c = 1,7 \mu\text{m}$, $\text{NA} = 0,3$, $5 \cdot 10^{18} \text{ Tm}^{3+}$ -Ionen/ cm^3 , Kerndurchmesser $4,3 \mu\text{m}$.
Fasername	„Annette Lycom“
Laserdiode	Sanyo DL 7140-001 ^[Sanyo] , 70 mW, 784 nm
Linse L1	Asphäre mit 4,5 mm Brennweite, $\text{NA} = 0,55$
Linse L2	Asphäre mit 8 mm Brennweite, $\text{NA} = 0,3$
Linse L3	Asphäre mit 10 mm Brennweite (Schott Hoya A41) mit 3-Schichten-Entspiegelung Nr. 4 (siehe Abb. 31) ^[P-Ent]
Verspiegeltes Faserende (S1)	ZnS-MgF ₂ -System Glas (2L 2H) ⁸ L Luft ($\lambda_0 = 920 \text{ nm}$) $R(1,7 - 2 \mu\text{m}) > 0,995$, $R(0,78 \mu\text{m}) < 0,1$
Entspiegeltes Faserende (S2)	3-Schichten-Entspiegelung Nr. 3 (siehe Abb. 31)
Spiegel S3	$R(1,54 \mu\text{m} - 1,88 \mu\text{m}) = 0,95 \dots 0,96$ ^[Ausk1]
Absorptionszelle	88 cm lang, L3 und S3 dienen als Fenster
Abstand Faserende \leftrightarrow S3	89 cm
Optische Länge des Resonators	166 cm
Füllfaktor	0,54

Tabelle 2: Bestandteile und Kenndaten des Faserlasers in den Abschnitten 5.4 und 5.5.

mit dem Programm „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten“ ausgewertet (siehe Abschnitt 5.3 und Anhang C). In Abbildung 68a/b ist jeweils ein Faserlaserspektrum dargestellt, welches im Spektralbereich um 5482 cm^{-1} per Einzelmessung bzw. 50-fach mittelnd gemessen und anschließend mit dem Programm „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten“ ausgewertet wurde. Ebenfalls dargestellt ist jeweils die das Laserspektrum nachbildende Transmissionsfunktion $T_L(\nu)$. Das Einzelspektrum weist eine starke, spektral periodische Struktur auf, deren Spitzen $0,0386 \text{ cm}^{-1}$ Abstand voneinander haben. Verantwortlich ist das nicht perfekt entspiegelte, resonatorinterne Faserende, welches mit den beiden Resonatorspiegeln jeweils ein Etalon bildet. Der optische Abstand Faserende – Auskoppelspiegel (89,5 cm) ist um 13 cm größer als die optische Länge der Faser ($1,5 \cdot 51 \text{ cm} = 76,5 \text{ cm}$). Die beobachtete spektrale Periode entspricht mit $L = c/[2 \cdot \Delta\nu] = 12,9 \text{ cm}$ nach Gl. 33 der Differenz beider Längen. Im gemittelten Spektrum hat die spektrale Etalon-Struktur eine deutlich geringere Amplitude, denn thermische Längenänderungen führen zu Änderungen der exakten Frequenzen der Etalon-Spitzen (siehe Abschnitt 5.1). Bei Mittelung über viele Einzelmessungen, die über einen längeren Zeitraum ($\sim 1 \text{ h}$) gemessen werden, erscheint die Etalon-Struktur reduziert. An den Rändern des dargestellten Spektralbereichs sind die Absorptionen so stark, dass die Laseremission auf den Bereich zwischen 5480 cm^{-1} und bei 5485 cm^{-1} begrenzt wird. Darum sind die zentrale Wellenzahl $\nu_0 = 5482,5 \text{ cm}^{-1}$ und die spektrale Breite $B = 2,27 \text{ cm}^{-1}$ der Einhüllenden $\hat{e}(\nu)$ bei beiden Spektren laut Auswertung identisch (die Anpassung erfolgte mit dem Maß quadratische relative Abweichung QRA gemäß Gleichung (71b)). Der Formparameter G (Einzelmessung: 24; gemittelte Messung: 31) entspricht jeweils nahezu rechteckiger Form der Einhüllenden, d.h. die gemessene Form des Spektrums wird fast nur durch die Absorptionslinien bestimmt. Auch für das wichtigste Auswertungsergebnis, die effektive Absorptionsweglänge L_{eff} , ergeben sich fast identische Werte: 5,23 km bei der Einzelmessung, 5,21 km bei der mittelnden Messung. Das Programm „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten“ ermöglicht es also mindestens in diesem Fall, aus einer verrauschten bzw. durch Etalon-Strukturen eigentlich „verdorbenen“ Einzelmessung genaue Ergebnisse zu ermitteln – für L_{eff} wie auch für die anderen Parameter.

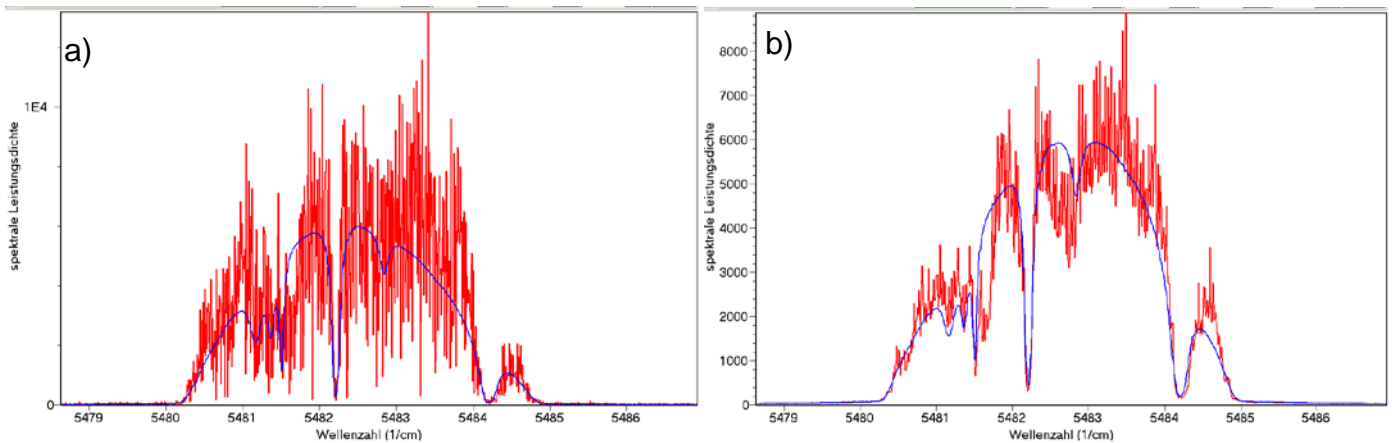


Abbildung 68a,b: Faserlaser-Spektren (und angepasste Transmissionsfunktionen), welche bei Einstellung des Faserlasers auf ca. 5482 cm^{-1} und der relativen Pumprate $\eta = 5,4$ (a) per Einzelmessung, (b) über 50 Einzelmessungen gemittelt gemessen wurden.

Vergleicht man den genauen Verlauf der Spektren, so stellt man außer der hochfrequenten Etalon-Struktur breitere, systematische und reproduzierbare Überschreitungen (z.B. bei $5481,0\text{ cm}^{-1}$ und $5484,6\text{ cm}^{-1}$) und Unterschreitungen (z.B. bei $5482,7\text{ cm}^{-1}$) der angepassten Transmissionsfunktion durch das gemittelte Laserspektrum fest. Ursache dafür kann eine nicht identifizierte, Etalon-Struktur sein, und/oder das Referenz-Transmissionsspektrums $T_{\text{ref}}(\nu)$ ist fehlerhaft (siehe unten). Fehlerhaft erscheint jedenfalls die Position der Absorptionslinie bei $5482,8\text{ cm}^{-1}$ im angepassten Transmissionsspektrum. Im Laserspektrum befindet sich die Linie bei $5482,7\text{ cm}^{-1}$.

In den Abbildungen 69 und 70 sind 50-fach gemittelte Laserspektren jeweils samt der angepassten Funktion $T_L(\nu)$ dargestellt mit mittlerer Emissionswellenlänge des Faserlasers bei 5125 cm^{-1} , 5296 cm^{-1} , 5482 cm^{-1} und 5656 cm^{-1} . Für jede Wellenlängeneinstellung wird jeweils oben das Spektrum bei geringer Pumpleistung und darunter das Spektrum bei höherer Pumpleistung dargestellt. Der höheren Pumpleistung entspricht meistens eine größere spektrale Breite der Emission. Eine Ausnahme bilden die gleich breiten Spektren bei 5482 cm^{-1} , welche durch sehr starke Absorptionslinien spektral begrenzt sind. Fast alle Absorptionslinien können Wasserdampf zugeordnet werden. Einzig die Spektren bei 5125 cm^{-1} enthalten Absorptionslinien von Kohlendioxid z.B. bei $5123,6\text{ cm}^{-1}$ und bei $5124,8\text{ cm}^{-1}$. Die angepassten Funktionen $T_L(\nu)$ reproduzieren die gemessenen Laserspektren weitgehend (außer natürlich die Etalon-Strukturen). Eine Ausnahme bilden die Spektren um 5296 cm^{-1} : Hier reproduziert $T_L(\nu)$ Position und Form der im Spektrum sichtbaren Absorptionslinien erheblich schlechter als bei den anderen Spektren. Das scheint zumindest teilweise an Ungenauigkeiten der HITRAN-Datenbank zu liegen: Im Referenzspektrum $T_{\text{ref}}(\nu)$ bzw. in der angepassten Transmissionsfunktion $T_L(\nu)$ gibt es Absorptionslinien bei $5295,69\text{ cm}^{-1}$ und bei $5296,53\text{ cm}^{-1}$. Im Laserspektrum befinden sich diese Linien bei $5295,61\text{ cm}^{-1}$ bzw. bei $5296,47\text{ cm}^{-1}$. Hinzu kommen vermutlich Ungenauigkeiten in Bezug auf die Stärke der Absorptionslinien: Die fünf Linien bei $5295,31\text{ cm}^{-1}$, $5295,69\text{ cm}^{-1}$, $5296,47\text{ cm}^{-1}$, $5297,39\text{ cm}^{-1}$ und $5297,39\text{ cm}^{-1}$ sind alle im Laserspektrum deutlich ausgeprägter und/oder sie gehen tiefer als im angepassten Transmissionsspektrum $T_L(\nu)$ oder im Referenz-Transmissionsspektrum $T_{\text{ref}}(\nu)$. Vermutlich fallen diese Ungenauigkeiten hier besonders auf, weil der maximale Transmissionswert von $T_{\text{ref}}(\nu)$

5.4 Ausgewertete Faserlaserspektren

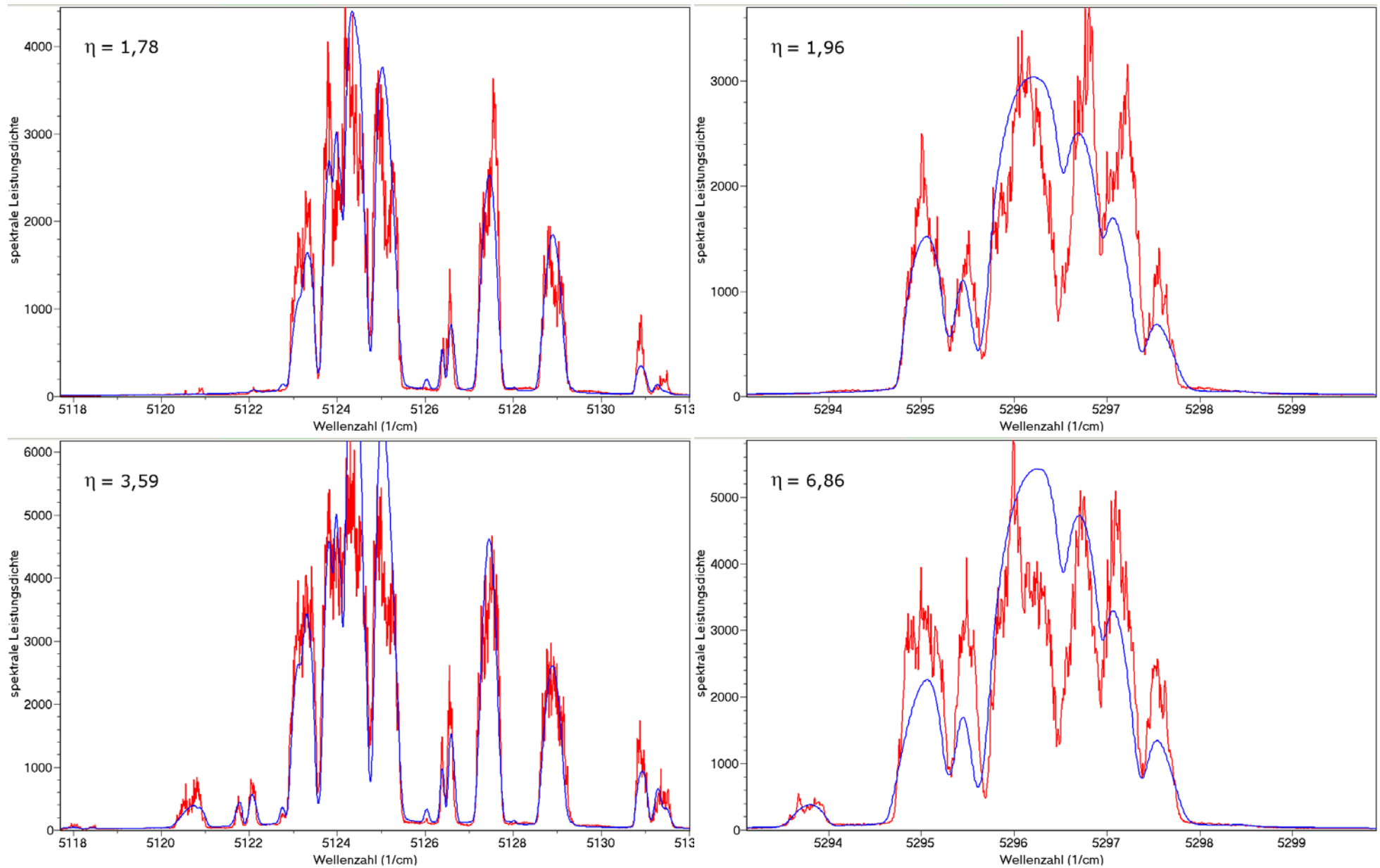


Abbildung 69: 50-fach gemittelte Laserspektren bei 5124 cm^{-1} und bei 5296 cm^{-1} , ausgewertet mit „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten“.

5.4 Ausgewertete Faserlaserspektren

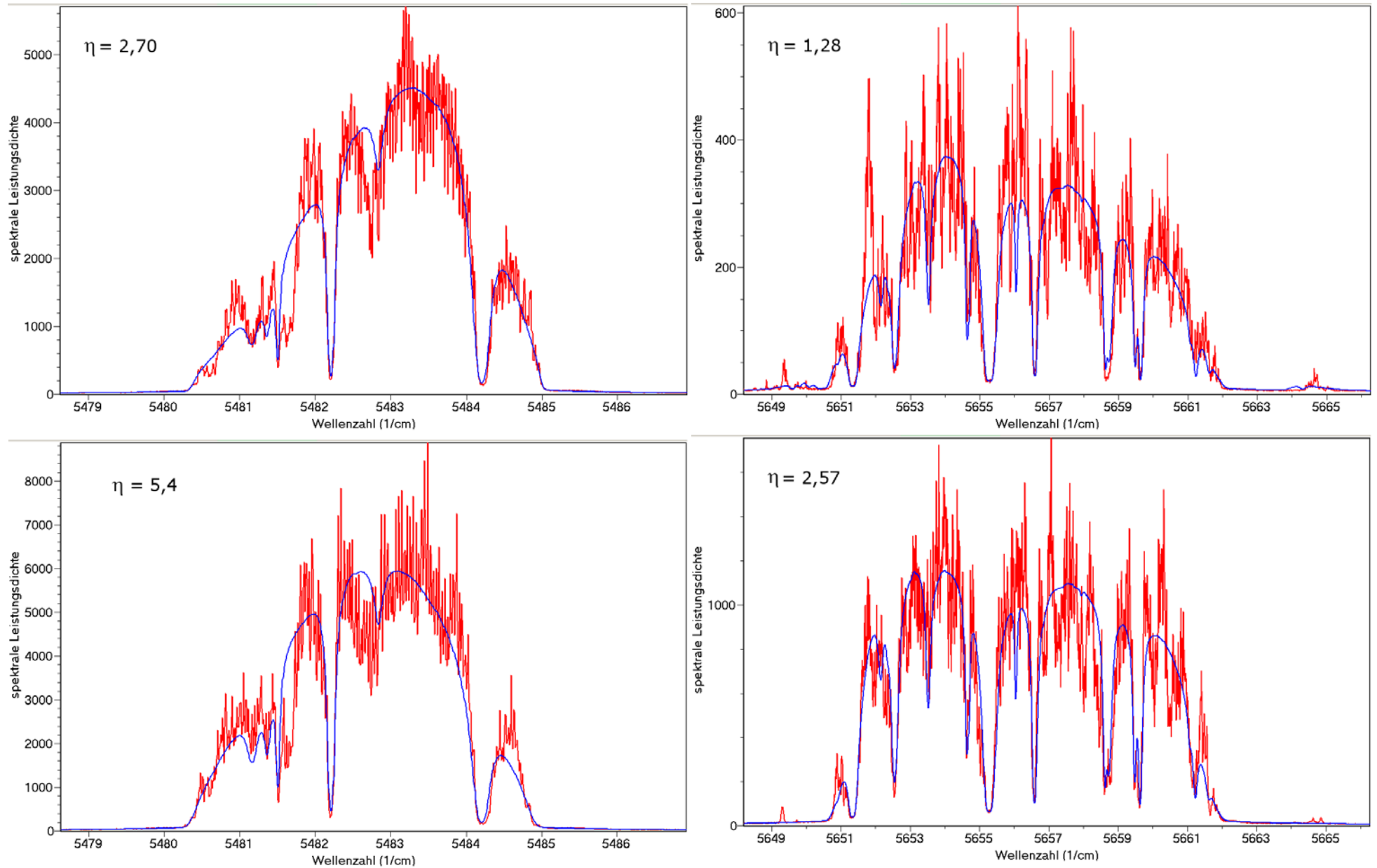


Abbildung 70: 50-fach gemittelte Laserspektren bei 5482 cm^{-1} und bei 5656 cm^{-1} , ausgewertet mit „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten“.

5.4 Ausgewertete Faserlaserspektren

Spektrum	Abb.	I_{LD} (mA)	η	T_{max}	L_{eff} (km)	ν_0 (cm^{-1})	B (cm^{-1})	G	Y	F	R	Δ	δ
5124_1		59 mA	1,78	0,592	10,1	5124,61	3,06	3,94	1,03	0,262	0,00	0,881	0,741
5124_50	69a	59 mA	1,78	0,592	6,20	5126,82	3,76	5,28	1,42	0,408	0,00	0,130	0,095
5124_1b		90 mA	3,59	0,592	6,31	5127,13	3,96	5,90	5,88	0,253	0,00	0,752	0,756
5124_50b	69b	90 mA	3,59	0,592	6,32	5124,08	4,16	2,07	4,89	0,327	0,00	0,135	0,100
5296_1a		46 mA	1,96	0,047	3,47	5296,57	2,56	50,2	1,25	0,198	0,00	0,992	1,075
5296_50a	69c	46 mA	1,96	0,047	4,62	5299,92	5,14	119	0,92	0,426	0,00	0,101	0,064
5296_1		90 mA	6,86	0,047	5,18	5291,50	6,26	357	1,67	0,173	0,00	1,152	1,173
5296_50	69d	90 mA	6,86	0,047	4,84	5297,60	4,01	47,0	1,63	0,356	0,00	0,144	0,051
5482_1		59 mA	2,70	0,089	5,42	5482,33	2,33	6,39	0,77	0,141	0,00	0,579	0,554
5482_50	70a	59 mA	2,70	0,089	5,16	5482,67	2,31	53,2	3,03	0,237	0,00	0,0505	0,020
5482_1a		90 mA	5,43	0,089	5,88	5482,51	2,27	25,0	0,98	0,114	0,00	0,519	0,529
5482_50a	70b	90 mA	5,43	0,089	5,21	5482,62	2,27	31,4	1,66	0,253	0,00	0,070	0,020
5656_1a		59 mA	1,28	0,977	10,6	5656,54	4,98	7,25	0,90	0,163	0,98	0,676	0,763
5656_50b	70c	59 mA	1,28	0,977	11,9	5657,35	5,74	4,46	0,66	0,280	3,44	0,111	0,062
5656_1		90 mA	2,57	0,977	9,49	5656,57	5,36	13,3	0,40	0,236	0,00	0,958	0,889
5656_50	70d	90 mA	2,57	0,977	9,83	5656,51	5,30	11,6	0,89	0,291	0,00	0,090	0,031

Tabelle 3: Experimentelle und Anpassungsparameter der in den Abbildungen 69 und 70 dargestellten, 50-fach gemittelten ICAS-Laserspektren und jeweils einer entsprechenden Einzelmessung.

im betroffenen Spektralbereich nur $T_{max} = 4,7\%$ beträgt (für $L_{ref} = 5$ km Absorptionsweglänge). Je kleiner T_{max} ist, desto deutlicher wirken sich ungenaue Absorptionskoeffizienten im berechneten Transmissionsspektrum *relativ zu* T_{max} aus. In den anderen untersuchten Spektralbereichen ist $T_{max} = 59\%$ (5125 cm^{-1}), 9% (5482 cm^{-1}) und 97% (5656 cm^{-1} , wieder bezogen auf $L_{ref} = 5$ km), so dass der relative Fehler $T_{ref}(\nu)/T_{max}$ der berechneten Transmissionswerte kleiner ist.

Die durch die Auswertung bestimmten Parameter der Spektren sind in Tabelle 3 zusammengefasst. Der Parameter B , der die halbe spektrale Breite der Laseremission angibt, liegt für alle ausgewerteten Spektren zwischen $2,27\text{ cm}^{-1}$ und $5,74\text{ cm}^{-1}$. Die kleinsten Werte ergeben sich dabei, wenn gesättigte Absorptionslinien die Laseremission spektral begrenzen. Die Genauigkeit der Ergebnisse liegt in Bezug auf B bei wenigen Prozent. Sogar, wenn man das Abweichungsmaß ändert, bleiben die Auswirkungen auf die durch Anpassung ermittelten Parameter in diesem Fehlerbereich. Die Parameter A , G und Y variieren stärker. Ohnehin treten Form-Parameter G mit Werten zwischen 2,07 und 357 große numerische Unterschiede auf. Allerdings hat die Einhüllende $\hat{e}(\nu)$ für alle G -Werte größer als 20 nahezu Rechteck-Form (siehe Abb. 65a). Dieser Fall tritt bei den Spektren um 5296 cm^{-1} oder um 5482 cm^{-1} auf. Diese Spektren sind aber gar nicht rechteckförmig, sondern genau in diesen Fällen begrenzen und formen starke Absorptionslinien an den spektralen Rändern Breite und Form des Laserspektrums. Das ist es, was die Rechteck-Form der Einhüllenden $\hat{e}(\nu)$ bedeutet: *Nicht* die Einhüllende bestimmt die Form des Laserspektrums sondern kräftige Absorptionslinien. Für die Laserspektren um 5124 cm^{-1} sowie um 5656 cm^{-1} , die nicht so massiv durch Absorptionslinien begrenzt werden, liegt G zwischen 2,07 und 13,3. Die Einhüllende $\hat{e}(\nu)$

des Laserspektrums besitzt hier also Glockenform, hat aber in den meisten Fällen steilere Flanken als die Gaußfunktion und ein breiteres Plateau in der Nähe des Maximums. Beim Asymmetrieparameter Y treten Werte zwischen 0,40 und 5,88 auf. Für die Laserspektren bei 5296 cm^{-1} und bei 5482 cm^{-1} (d.h. in der Mitte des Durchstimmbereichs des Faserlasers) schwankt Y zwischen Werten größer und kleiner als 1. Für die Spektren bei 5124 cm^{-1} am langwelligen Ende des Durchstimmbereichs ist Y größer als 1, d.h. die Einhüllende $\hat{e}(\nu)$ ist für Wellenzahlen, die *größer* sind als ν_0 , angehoben, denn die Verstärkung nimmt an diesem Ende des Durchstimmbereichs mit der Wellenzahl zu. Für die Spektren bei 5656 cm^{-1} ist es umgekehrt: $Y < 1$, d.h. $\hat{e}(\nu)$ ist für $\nu < \nu_0$ angehoben, wie es dem Verstärkungsprofil des Faserlasers entspricht.

Die Flügelamplitude F der Apparatefunktion und der Untergrund R wurden stets über die Prozedur „ F und R bestimmen“ des Programms „*Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten*“ ermittelt. Für F ergaben sich bei allen Spektren kleine Werte: $0,126 \leq F \leq 0,426$. Wie in Abschnitt 4.5 erläutert wurde, kommt $F < 2$ zustande, wenn das Licht im Fourierspektrometer nicht kollimiert ist. Es interferiert dann umso schlechter auf dem Detektor, je mehr sich die Armlängen des Spektrometers unterscheiden; das kommt einer (wünschenswerten) Apodisation gleich. Betrachtet man nur die Spektren eines Spektralbereichs, so schwankt F z.B. im Bereich $0,253 \leq F \leq 0,408$ (für die Spektren bei 5124 cm^{-1}). Schwankungen dieser Größenordnung lassen sich erklären durch mangelnde Stabilität der Justierung von Faserlaser und Spektrometer über die ca. zwei Stunden dauernde Aufnahme aller vier Messungen bzw. durch erfolgte Nachjustierungen. Interessanterweise ergab sich für fast alle Spektren $R = 0$, d.h. es gibt in den Spektren keinen konstanten Untergrund. Folglich wurden die Messungen kaum durch statistische Störungen beeinträchtigt.

Der *wichtigste* Anpassungsparameter, die effektive Absorptionsweglänge L_{eff} , liegt für die 50-fach gemittelten Spektren zwischen 4,62 km und 11,9 km. Hochgerechnet auf 100 % Füllfaktor ergeben sich immerhin 8,56 km bis 22,0 km effektive Absorptionsweglänge. Die effektive Absorptionsweglänge ist damit um ca. eine Größenordnung geringer als bei den besten mit Neodym-, Ytterbium- und Erbium-Faserlasern erzielten Ergebnissen. Die größte spektrale Empfindlichkeit weisen die Spektren bei 5656 cm^{-1} auf. Sie ist in diesem Fall bei geringerer Leistung ($\eta = 1,28$) mit $L_{\text{eff}} = 11,9\text{ km}$ um 21 % größer als bei höherer Leistung ($L_{\text{eff}} = 9,83\text{ km}$ für $\eta = 2,57$). Im Gegensatz dazu hängt L_{eff} für die gemittelten Spektren bei 5124 cm^{-1} , 5296 cm^{-1} und 5482 cm^{-1} kaum von der Pumpleistung ab. L_{eff} ist bei größerer Pumpleistung sogar minimal (2 %, 4,5 % bzw. 1 %) größer als bei kleiner Pumpleistung. Diese Beinahe-Konstanz von L_{eff} im jeweiligen Spektralbereich spricht dafür, dass die Begrenzung der spektralen Empfindlichkeit jeweils durch einen Prozess dominiert wird, bei dem die Störrate proportional zur Photonenzahl ist (z.B. Rayleighstreuung). Vergleicht man die L_{eff} -Werte zwischen Einzel- und gemittelter Messung, so weicht L_{eff} bei der Einzelmessung durchschnittlich um 10 % vom Wert für die gemittelte Messung ab – bis auf einen Ausreißer bei 5124 cm^{-1} und $\eta = 1,78$ mit 63 % Abweichung. Vergleicht man L_{eff} über die untersuchten Spektralbereiche hinweg, so fällt auf, dass L_{eff} umso kleiner ist, je geringer die maximale Transmission T_{max} der Luft im jeweiligen Spektralbereich z.B. für 5 km Absorptionsweglänge ist: Mittelt man in Tabelle 3 die beiden aus gemittelten Messungen bestimmten L_{eff} -Werte je Spektralbereich, so sinkt L_{eff} von 10,9 km bei $T_{\text{max}}(5656\text{ cm}^{-1}) = 97\%$ über 6,3 km bei $T_{\text{max}}(5124\text{ cm}^{-1}) = 59\%$ und 5,2 km bei

$T_{\max}(5482 \text{ cm}^{-1}) = 8,9\%$ auf nur 4,7 km bei $T_{\max}(5296 \text{ cm}^{-1}) = 4,7\%$. Dieser Zusammenhang könnte vielleicht damit erklärt werden, dass eine Wechselwirkung mit Wasserdampfmolekülen die spektrale Empfindlichkeit begrenzt. 4,7 % Transmission auf 5 km Absorptionsweglänge entspricht dem Absorptionskoeffizienten $\alpha = 6,1 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$. Mit $L = 89 \text{ cm}$ Absorptionsweglänge im Resonator beträgt der zusätzliche Umlaufverlust lediglich $V = 1 - e^{-2\alpha L} = 1,1\%$. Das ist wenig im Vergleich zum Gesamtumlaufverlust in der Größenordnung 40 % (dieser Wert wurde aus der Abhängigkeit der Frequenz f der Relaxationsschwingungen von der relativen Pumprate η bestimmt [Stark03]). Falls aber etwas Laserlicht durch Streuung an H_2O -Molekülen oder Absorption und Re-Emission in eine aktive Lasermode gerät, so werden Phase, Kohärenz und spektrale Entwicklung gestört, und die spektrale Empfindlichkeit des Faserlasers auf Absorption wird reduziert. Eine weitere mögliche Ursache für die beobachtete Korrelation zwischen L_{eff} und T_{\max} wurde schon genannt: Fehler im Referenz-Transmissionsspektrum $T_{\text{ref}}(\nu)$ bei kleinem T_{\max} . Insbesondere sind die Laserspektren bei 5296 cm^{-1} betroffen. Ihre durch starke, überlappende Absorptionslinien bestimmten spektralen Strukturen weisen im Laserspektrum erheblich größere Amplitude auf als in der angepassten Transmissionsspektren $T_L(\nu)$. Diese Abweichung lässt sich durch Änderungen der Anpassungsparameter *nicht* eliminieren. Die gemessenen Spektren weisen somit auf die Fehlerhaftigkeit der aus der HITRAN-Datenbank berechneten Referenztransmission $T_{\text{ref}}(\nu)$.

Abbildung 71 zeigt das gemittelte Spektrum des Faserlasers bei Einstellung auf 5812 cm^{-1} . Das Spektrum besitzt große Breite ($\sim 30 \text{ cm}^{-1}$). Es weist spektrale Strukturen auf, die durch Etalons im Resonator entstehen. Am deutlichsten zu erkennen ist eine Struktur mit der Periode $\Delta \nu_1 = 5 \text{ cm}^{-1}$, das entspricht einem nicht identifizierten Etalon der Dicke $L_1 = 1 \text{ mm}$. Eine Struktur mit der Periode $\Delta \nu_2 = 0,39 \text{ cm}^{-1}$ entspricht der Differenz aus optischer Faserlänge und der Länge des restlichen Resonators. Absorptionslinien sind auch zu erkennen; und zwar enthält das Spektrum $L(\nu)$ Absorptionslinien, die es im Referenzspektrum $T_{\text{ref}}(\nu)$ nicht gibt: Bei $5803,3 \text{ cm}^{-1}$, $5807,5 \text{ cm}^{-1}$, $5812,7 \text{ cm}^{-1}$ und bei $5817,8 \text{ cm}^{-1}$ – siehe Pfeile in Abb. 71. Die HITRAN-Datenbank und mit ihr $T_{\text{ref}}(\nu)$ und $T_L(\nu)$ scheinen hier lückenhaft zu sein. Dann kann die Anpassung von $T_L(\nu)$ an $L(\nu)$ nur ungenau gelingen. Wirklich stimmen $T_L(\nu)$ und $L(\nu)$ schlecht überein, und der durch Anpassung bestimmte Wert $L_{\text{eff}} = 11,3 \text{ km}$ hat wenig Aussagekraft bzw. geringe Genauigkeit ($\pm 50\%$?).

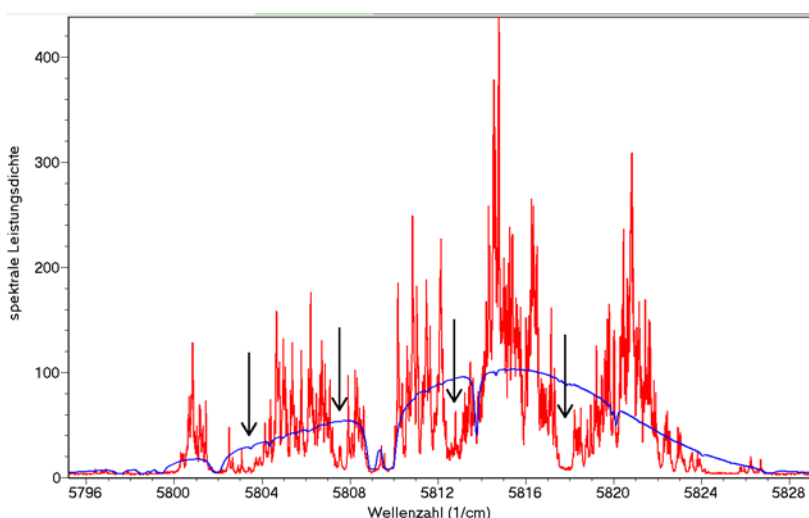


Abbildung 71:

50-fach gemitteltes Faserlaserspektrum $L(\nu)$ (rot) bei 5812 cm^{-1} mit der das Laserspektrum nachbildenden Transmissionsfunktion $T_L(\nu)$ (blau). Die Pfeile markieren mögliche Absorptionslinien, die $T_L(\nu)$ so nicht aufweist.

5.5 Zeitaufgelöste Spektren eines Tm^{3+} -Faserlasers

Für zeitauflösende Messungen des Spektrums entspricht der Aufbau von Faserlaser und Fourier-spektrometer vollständig Abbildung 57 in Abschnitt 4.9. Aufbau und Komponenten des Faserlasers sind identisch mit denen in Abschnitt 5.4 (Abbildung 67 und Tabelle 2). Wie bei den Messungen im fortlaufenden Betrieb befand sich in der 88 cm langen Absorptionszelle des Faserlasers Luft unter Normaldruck bei 20°C und 50% Luftfeuchtigkeit. Der Faserlaser wurde so eingestellt, dass die Emission bei $\sim 5124\text{ cm}^{-1}$ bzw. bei $\sim 5656\text{ cm}^{-1}$ erfolgte. Der Treiber der Laserdiode wurde durch ein Steuersignal angesteuert, so dass der Betrieb von Fourier-spektrometer und Faserlaser synchronisiert erfolgte. Das Steuersignal wurde aus dem Fourier-spektrometer-Referenzsignal (d.h. aus dem Interferenzsignal des Helium-Neon-Lasers) erzeugt. Bei Einstellung des Faserlasers auf $\sim 5124\text{ cm}^{-1}$ erfolgt die Ansteuerung so, dass die Laserdiode, welche die Faser anregt, jeweils für 5 Perioden des Referenzsignals eingeschaltet und für 5 weitere Perioden ausgeschaltet war. Die Geschwindigkeit des Fourier-spektrometer-Schlittens wurde über die Motorspannung so eingestellt, dass während 10 Perioden des Referenzsignals (1 Periode des Faserlaserbetriebs) $379\text{ }\mu\text{s}$ vergingen. Der Laserdiodenstrom betrug (im eingeschalteten Zustand) $87,3\text{ mA}$ ($\sim 5124\text{ cm}^{-1}$) bzw. $94,0\text{ mA}$ ($\sim 5656\text{ cm}^{-1}$), das entspricht der relativen Pumpleistung $\eta = 3,5$ bzw. $\eta = 3,6$. Abbildung 72 zeigt die Ausgangsleistung des Faserlasers (gemessen mit der Photodiode PD3, siehe Abbildung 57) während einer Periode des Laserbetriebs bei $\sim 5124\text{ cm}^{-1}$. Die optische Leistung des Faserlasers erreicht $87,0\text{ }\mu\text{s}$ nach Anschalten der Laserdiode ihre erste Spitze. $22,5\text{ }\mu\text{s}$, $41,9\text{ }\mu\text{s}$, $62,8\text{ }\mu\text{s}$, $81,9\text{ }\mu\text{s}$ und $98,9\text{ }\mu\text{s}$ später folgen weitere Spitzen der optischen Leistung. Der Abstand zwischen der 3. und 4. Spitze ist mit $20,9\text{ }\mu\text{s}$ größer als der Abstand zwischen 2. und 3. Spitze ($19,4\text{ }\mu\text{s}$). Das ist ungewöhnlich und deutet auf eine unterschiedliche Dynamik der Polarisationsmoden. $190\text{ }\mu\text{s}$ nach ihrem Anschalten wird die Laserdiode wieder ausgeschaltet. Bei Einstellung des Faserlasers auf $\sim 5656\text{ cm}^{-1}$ war die Laserdiode jeweils für 6 Perioden des Referenzsignals ein- und für 5 Perioden ausgeschaltet. Die erste Leistungsspitze erfolgt hier bereits nach $50,5\text{ }\mu\text{s}$, die weiteren Leistungsspitzen folgen $14,7\text{ }\mu\text{s}$, $28,0\text{ }\mu\text{s}$, $40,2\text{ }\mu\text{s}$, $52,0\text{ }\mu\text{s}$ und $63,0\text{ }\mu\text{s}$ später. Bei beiden spektralen Einstellungen des Faserlasers sinkt die Laserleistung zwischen den Spitzen nahezu auf null ab. Das Fourier-spektrometer zeichnete das Interferenzsignal des Faserlasers

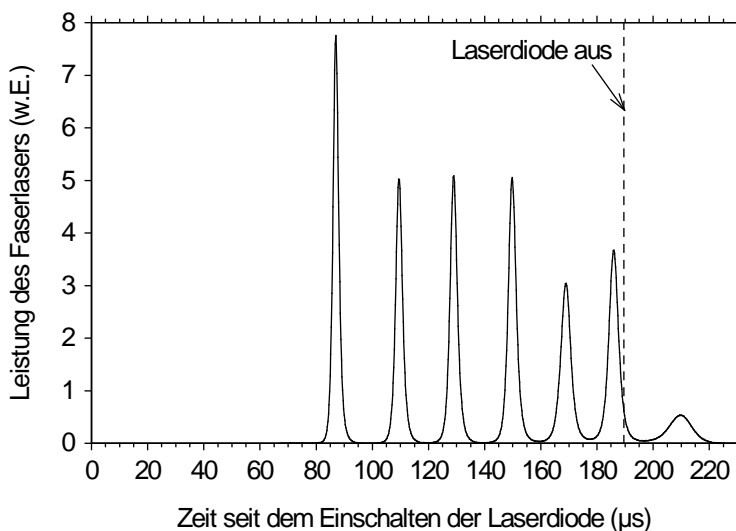


Abbildung 72: Zeitlicher Verlauf der Ausgangsleistung des bei $\sim 5124\text{ cm}^{-1}$ emittierenden und repetitiv betriebenen Thulium-Faserlasers. Die Periode des Laserbetriebs ist $379\text{ }\mu\text{s}$.

5.5 Zeitaufgelöste Spektren eines Tm^{3+} -Faserlasers

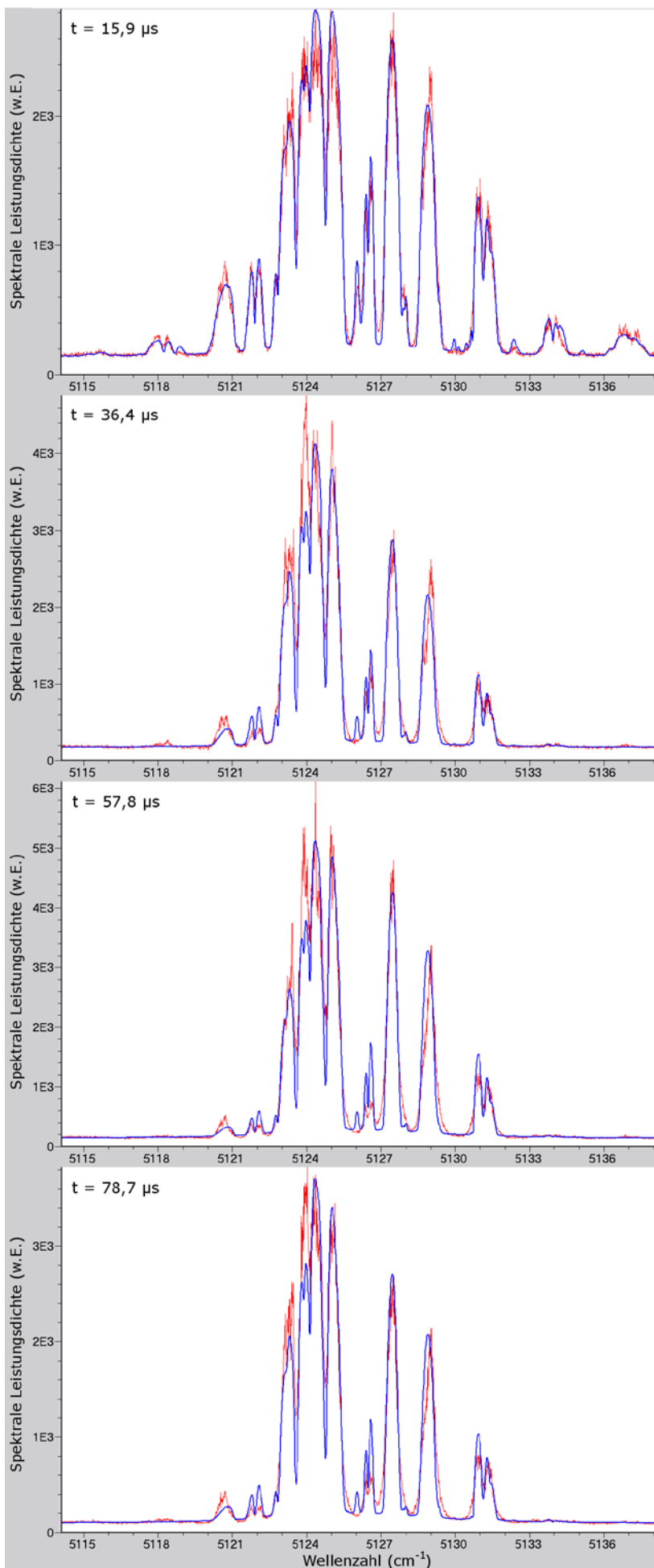


Abbildung 73:

Zeitaufgelöstes Spektrum des Thulium-Faserlasers bei 5124 cm^{-1} , gemessen mit dem zeitauflösenden Fourierpektrometer an den ersten vier Leistungsspitzen der Relaxationsschwingung.

5.5 Zeitaufgelöste Spektren eines Tm^{3+} -Faserlasers

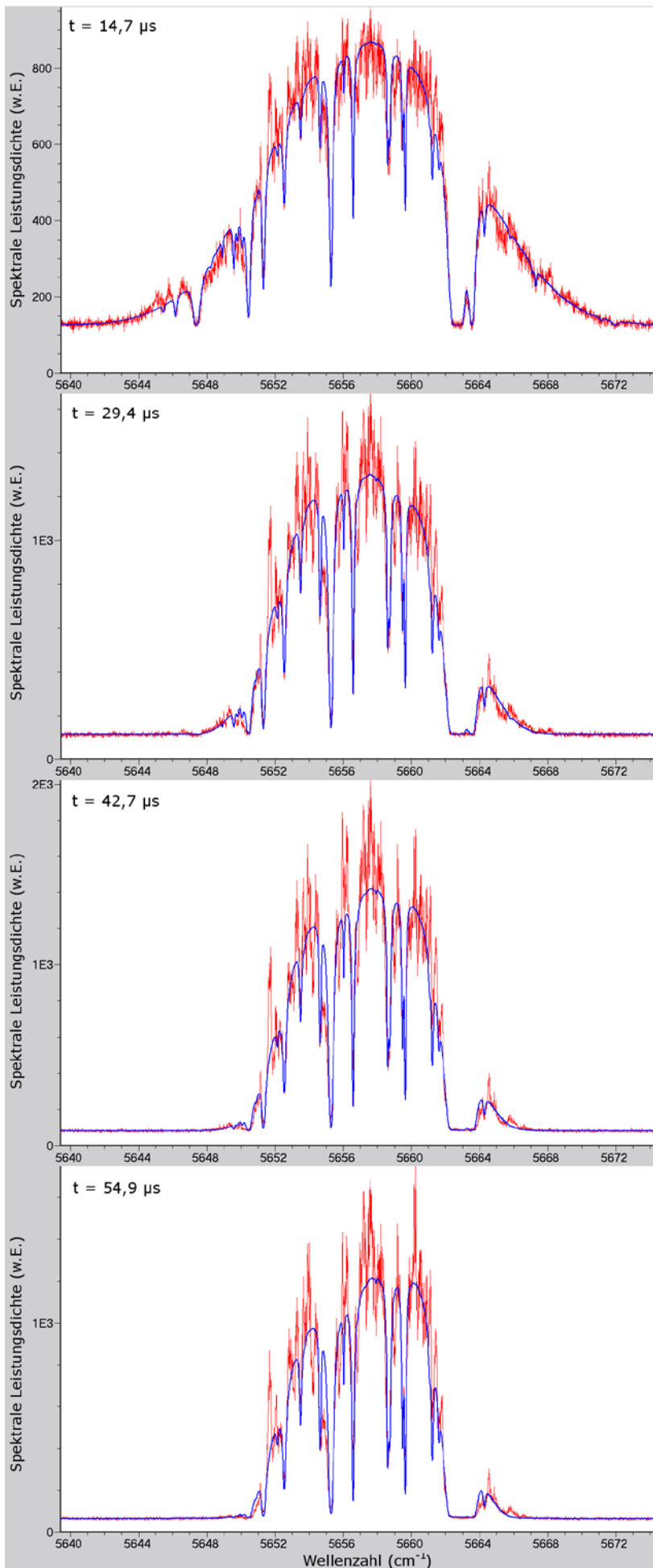


Abbildung 74: Zeitaufgelöstes Spektrum des Thulium-Faserlasers bei 5656 cm^{-1} , gemessen mit dem zeitauflösenden Fouriertransformationspektrometer an den ersten vier Leistungsspitzen der Relaxationsschwingung.

500 ns \pm 50 ns nach den Zeitpunkten der Leistungsspitzen auf und wertete je Einzelmessung 131072 Perioden des Laserbetriebs aus. Die Änderung der Armlängendifferenz des Fourierspektrometers, die während dieser 131072 Perioden des Faserlaserbetriebs erfolgte, betrug 82,94 cm (5124 cm⁻¹) bzw. 91,24 cm (5656 cm⁻¹). Die numerische Auflösung der Spektren liegt daher mit 0,01205 cm⁻¹ bzw. 0,01096 cm⁻¹ in der gleichen Größenordnung wie bei Messungen im fortlaufenden Faserlaser-Betrieb. Die zeitliche Auflösung der Messungen ist jeweils durch den Abstand der Leistungsspitzen gegeben und beträgt ca. 20 μs (\sim 5124 cm⁻¹) bzw. ca. 12 μs (\sim 5656 cm⁻¹). In den Abbildungen 73 und 74 sind die zeitaufgelösten, jeweils über 100 Einzelmessungen gemittelten Spektren des auf \sim 5124 cm⁻¹ bzw. \sim 5656 cm⁻¹ eingestellten Thulium-Faserlasers gemeinsam mit den jeweils angepassten Transmissionsfunktionen $T_L(\nu)$ dargestellt. Da nur für die jeweils ersten vier Leistungsspitzen sämtliche je 131072 Interferenzsignale gemessen wurden, konnte das Spektrum auch nur für je vier Zeitpunkte berechnet werden. Anders als die im fortlaufenden Laserbetrieb gemessenen Faserlaserspektren besitzen beide zeitaufgelöste Spektren zu allen Messzeitpunkten einen erheblichen, spektral konstanten Untergrund R , der bis zu 13 % des größten Spektralwertes ausmacht. Die relative Größe dieses Untergrunds nimmt mit der Zeit ab. Der Untergrund beruht auf statistischen Schwankungen des Interferenzsignals, die bei zeitaufgelösten Messungen auftreten und vermutlich folgende drei Ursachen besitzen:

- 1.) Schwankt die Amplitude der Leistungsspitzen statistisch von Periode zu Periode des Laserbetriebs, so schwankt das Interferenzsignal proportional dazu.
- 2.) Schwankt das Spektrum des Lasers von Periode zu Periode des Laserbetriebs, so ergeben sich entsprechende Schwankungen des Interferenzsignals.
- 3.) Die Messung des Interferenzsignals des Faserlasers erfolgt jeweils erst 500 ns \pm 50 ns nach dem Zeitpunkt der maximalen Faserlaserleistung auf der abfallenden Flanke der Leistung (siehe Abschnitt 4.9). Daher führen die Schwankung des Messzeitpunkts um \pm 50 ns zu entsprechend schwankender Amplitude des Interferenzsignals zum Zeitpunkt der Abtastung. Bei Einstellung des Faserlasers auf 5124 cm⁻¹ ist die Leistung 500 ns nach der erste Leistungsspitze auf 86% des Maximalwerts abgesunken und fällt weiter. Schwankt der Messzeitpunkt um \pm 50 ns, so schwankt der gemessene Interferenzwert um \pm 3%. Die folgenden Leistungsspitzen sind zeitlich breiter, so dass die relativen Schwankungen der abgetasteten Interferenzwerte kleiner sind – folglich sollte der konstante Untergrund R in den Spektren relativ zum größten Spektralwert kleiner sein als bei der ersten Leistungsspitze. Genau das wird in den Messungen beobachtet. Dies ist ein Hinweis darauf, dass Schwankungen des Messzeitpunktes die Beiträge der anderen Ursachen überwiegen.

Sieht man vom konstanten Untergrund ab, so tritt in den zeitaufgelösten Spektren nicht mehr spektrales Rauschen auf als in den Messungen bei Dauerstrichbetrieb. Diese Beobachtung zeigt, dass die Kombination aus dem vorliegenden, speziellen Fourierspektrometer und dem Thulium-Faserlaser gut für zeitauflösende Messungen geeignet ist. Weiter impliziert sie, dass der Beginn des Laserbetriebs des Thulium-Faserlasers in hinreichender Weise reproduzierbar abläuft.

Die Parameter, welche sich aus der Auswertung der zeitaufgelösten Spektren ergeben, sind in Tabelle 4 zusammengestellt. Wie sich an der Zunahme der relativen Tiefe der Absorptionslinien in

5.5 Zeitaufgelöste Spektren eines Tm³⁺-Faserlasers

Spektrum bei	$t + t_0$ (μs)	t (μs)	I_{LD} (mA)	L_{eff} (km)	$L_{eff,1}$ (km)	ν_0 (cm^{-1})	B (cm^{-1})	G	Y	F	R	Δ	δ
5124 cm^{-1}	87	15,9	87	2,57	4,76	5125,1	5,51	1,95	2,42	0,225	132	0,020	0,010
	110	36,4		4,25	7,87	5126,9	4,65	2,94	1,19	0,197	173	0,037	0,013
	129	57,8		4,92	9,11	5126,6	4,37	2,88	1,83	0,282	133	0,057	0,019
	150	78,7		4,74	8,78	5126,7	4,56	3,05	1,50	0,294	94,8	0,055	0,016
5656 cm^{-1}	50,5	14,7	94	2,38	4,41	5657,3	8,04	2,41	1,07	0,003	127	0,008	0,003
	65,2	29,4		4,68	8,67	5657,6	6,34	3,60	0,97	0,013	115	0,017	0,003
	78,5	42,7		5,84	10,8	5657,5	5,99	4,23	1,13	0,024	83,6	0,025	0,003
	90,7	54,9		7,19	13,3	5657,5	6,03	5,27	1,33	0,070	63,7	0,029	0,004

Tabelle 4: Experimentelle und Anpassungsparameter der in Abb. 73 und 74 dargestellten, zeitaufgelösten Spektren: $t + t_0$ bzw. t : Zeit seit Einschalten der Laserdiode bzw. seit Beginn der Laseremission. I_{LD} : Laserdiodenstrom. L_{eff} bzw. $L_{eff,1}$: Effektive Absorptionsweglänge ohne und mit Berücksichtigung des Füllfaktors 0,54. ν_0 , B , G und Y : Parameter für zentrale Wellenzahl, Breite, Form und Asymmetrie der Einhüllenden $\hat{e}(\nu)$. F : Flügelamplitude der Apparatefunktion des Fourierspektrometers. R : Konstanter Untergrund. Δ , δ : Maße für die Abweichung der Transmissionsfunktion $T_L(\nu)$ vom ICAS-Laserspektrum $L(\nu)$.

den Spektren ablesen lässt, nimmt die effektive Absorptionsweglänge L_{eff} mit der Zeit zu. Bei der ersten Leistungsspitze wurde L_{eff} durch Anpassung der Transmissionsfunktion $T_L(\nu)$ bestimmt zu $L_{eff} = 2,57 \text{ km}$ ($\sim 5124 \text{ cm}^{-1}$) bzw. $L_{eff} = 2,38 \text{ km}$ ($\sim 5656 \text{ cm}^{-1}$). Rechnet man vom Füllfaktor 0,54 auf den Füllfaktor 1 hoch, so ergibt sich $L_{eff,1} = 4,76 \text{ km}$ bzw. $L_{eff,1} = 4,41 \text{ km}$. In Abbildung 75a ist $L_{eff,1}$ für beide Spektren als Funktion der Zeit dargestellt. Dabei wurde der Zeitnullpunkt der Laseremission jeweils so festgesetzt, dass die effektive Absorptionsweglänge $L_{eff,1}$ zum Zeitpunkt ersten Leistungsspitze dem Produkt $c \cdot t$ entspricht. Es wurde also angenommen, dass sich die Absorptionslinien dem Laserspektrum vom Beginn der Lasertätigkeit bis zum Zeitpunkt der ersten Leistungsspitze ungestört aufprägen. Demnach begann die Lasertätigkeit $t = L_{eff,1}/c = 15,9 \mu\text{s}$ (bei $\sim 5124 \text{ cm}^{-1}$) bzw. $14,7 \mu\text{s}$ (bei $\sim 5656 \text{ cm}^{-1}$) vor dem ersten Messzeitpunkt und damit $15,4 \mu\text{s}$ bzw. $14,2 \mu\text{s}$ vor der 1. Leistungsspitze, die dem Messzeitpunkt um $0,5 \mu\text{s}$ voraus geht. Beim Messzeitpunkt am zweiten Leistungsmaximum ergibt sich eine Zunahme auf $L_{eff,1} = 7,87 \text{ km}$ ($\sim 5124 \text{ cm}^{-1}$, $t = 36,4 \mu\text{s}$) bzw. $L_{eff,1} = 8,67 \text{ km}$ ($\sim 5656 \text{ cm}^{-1}$, $t = 29,4 \mu\text{s}$). Zwar ist der Unterschied zwischen den

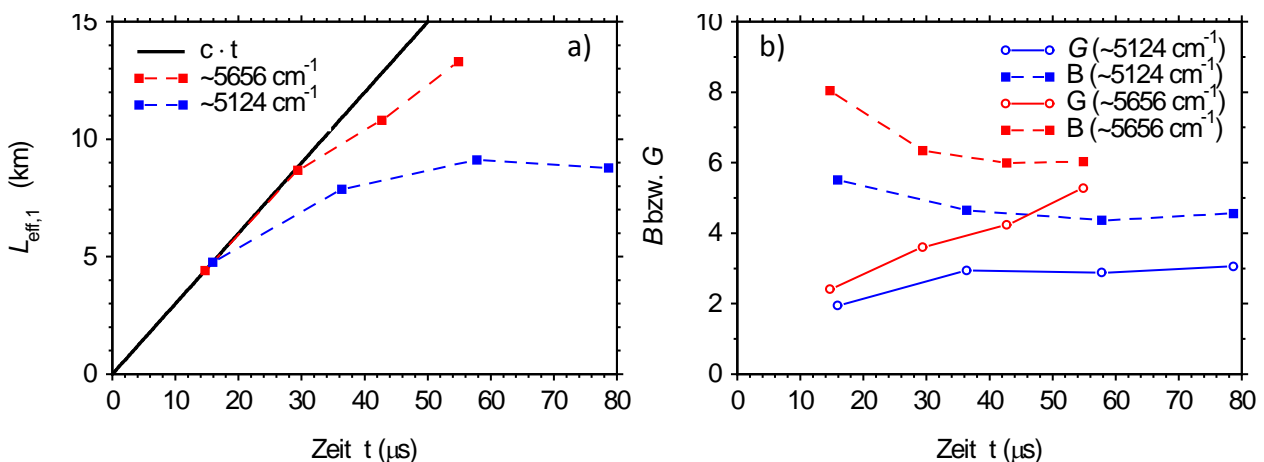


Abbildung 75a,b: Entwicklung der effektiven Absorptionsweglänge $L_{eff,1}$ (bei Füllfaktor 1) sowie der Parameter B (Breite) und G (Formparameter) der Einhüllenden $\hat{e}(\nu)$ der zeitaufgelösten Laserspektren aus Abbildung 73/74.

beiden Spektralbereichen in Bezug auf L_{eff} klein, doch fällt bei Berücksichtigung der Zeitpunkte der Messungen folgendes auf: $L_{\text{eff},1}(\sim 5656 \text{ cm}^{-1}) = 8,67 \text{ km}$ ist nur 1,6 % kleiner als die Strecke 8,81 km, welche das Licht in 29,4 μs seit Beginn der Lasertätigkeit bis zum zweiten Leistungsmaximum zurücklegt. $L_{\text{eff},1}(\sim 5124 \text{ cm}^{-1}) = 7,87 \text{ km}$ hingegen ist 28% kleiner als die 10,9 km, welche das Licht in den 36,4 μs seit Beginn der Lasertätigkeit zurücklegt. Dieser Unterschied wird in Abbildung 76a deutlich: Bei Einstellung des Faserlasers auf $\sim 5656 \text{ cm}^{-1}$ liegt die effektive Absorptionsweglänge $L_{\text{eff},1}$ zum Messzeitpunkt am zweiten Leistungsmaximum noch fast auf der „Lichtgeraden“ $L_{\text{eff},1} = c \cdot t$, d.h. die spektrale Entwicklung des Laserspektrums verläuft bis dahin nahezu ungestört. Erst beim dritten und vierten Messzeitpunkt weicht $L_{\text{eff},1}$ um 16 % bzw. 19 % von der Lichtgeraden ab, nimmt aber weiterhin zu. Hingegen weicht die effektive Absorptionsweglänge $L_{\text{eff},1}$ bei Einstellung des Faserlasers auf $\sim 5124 \text{ cm}^{-1}$ bereits zum zweiten Messzeitpunkt deutlich von der Lichtgeraden ab, und sie steigt auch danach nur noch schwach an, d.h. die spektrale Umverteilung des spektralen Leistungsdichte durch Absorption wird durch konkurrierende Prozesse weit schneller ausgeglichen als bei Einstellung des Faserlasers auf $\sim 5656 \text{ cm}^{-1}$.

Interessant ist der Vergleich der Dauer der ersten Halbperiode der Relaxationsschwingungen vom Beginn der Lasertätigkeit bis zur 1. Leistungsspitze (also $T_0 = 15,4 \mu\text{s}$ bzw. $14,2 \mu\text{s}$) mit der Dauer $T_1 = 22,5 \mu\text{s}$ bzw. $14,7 \mu\text{s}$ der ersten vollen Periode zwischen der 1. und 2. Leistungsspitze: Es ist $T_0 = 15,4 \cdot T_1 / 22,5 = 0,68 T_1$ (für $\sim 5124 \text{ cm}^{-1}$) bzw. $T_0 = 14,2 \cdot T_1 / 14,7 = 0,97 T_1$ (für $\sim 5656 \text{ cm}^{-1}$). Vielleicht rührt dieser Unterschied daher, dass der Thulium-Laser sich bei $\sim 5124 \text{ cm}^{-1}$ mehr wie ein 4-Niveau-Laser und bei $\sim 5656 \text{ cm}^{-1}$ mehr wie ein 3-Niveau-Laser verhält?

Beide zeitaufgelöste Spektren sind zum Zeitpunkt der ersten Leistungsspitze breiter als danach, d.h. es erfolgt jeweils *spektrale Kondensation* ähnlich wie beim Ytterbium-Faserlaser. Der Einfluss des homogenen Anteils an der Verbreiterung des Laserübergangs überwiegt also den Einfluss des inhomogenen Anteils. Dies lässt sich in Abbildung 75b (rechts) ablesen an den Werten für den Parameter B (die Breite der Einhüllenden $\hat{\epsilon}(\sigma)$): Für $\sim 5124 \text{ cm}^{-1}$ sinkt B von $5,44 \text{ cm}^{-1}$ (1. Spitze) auf Werte um $4,5 \text{ cm}^{-1}$ für die drei folgenden Leistungsspitzen. Bei Einstellung des Faserlasers auf $\sim 5656 \text{ cm}^{-1}$ verringert sich B von $8,0 \text{ cm}^{-1}$ (1. Spitze) über $6,3 \text{ cm}^{-1}$ (2. Spitze) auf $6,0 \text{ cm}^{-1}$ (3. und 4. Spitze). Die spektrale Umverteilung lässt sich auch an der Entwicklung des Formparameters G der Einhüllenden $\hat{\epsilon}(\nu)$ ablesen: Anfangs kommt G dem Wert 2 bei einer Gaußfunktion nahe: $G = 1,95$ ($\sim 5124 \text{ cm}^{-1}$) bzw. $G = 2,41$ ($\sim 5656 \text{ cm}^{-1}$). Anschließend wächst G an und erreicht bei der 4. Spitze die Werte $G = 3,05$ ($\sim 5124 \text{ cm}^{-1}$) bzw. $G = 5,27$ ($\sim 5656 \text{ cm}^{-1}$) d.h. $\hat{\epsilon}(\nu)$ weist im Vergleich zur Gaußfunktion steilere Flanken und einen flacheren Verlauf in der Nähe des Maximums auf.

Die sehr kleinen F -Werte ($0,25 \pm 0,05$ bzw. $0,03 \pm 0,03$) resultieren aus der Konvergenz des Lichtbündels im Spektrometer, die effektiv eine Apodisation bewirkt. Die großen Werte für R entsprechen dem spektral konstanten Untergrund, der oben schon erörtert wurde. In Bezug auf Y gilt ähnlich wie bei nicht zeitauflösenden Messungen: Für $\sim 5124 \text{ cm}^{-1}$ spiegeln die um den Mittelwert 1,74 schwankenden Y -Werte das mit der Wellenzahl ansteigende Verstärkungsprofil wieder, während sich für $\sim 5656 \text{ cm}^{-1}$, d.h. weniger am Rand des Profils, Werte um 1,1 ergeben.

5.6 ICAS mit Tm:YAG und Tm:LuAG-Lasern

Am Institut für Laser-Physik werden seit vielen Jahren Thulium-Laser erforscht, bei denen nicht eine Glasfaser sondern ein thulium-dotierter *Kristall* das lichtverstärkende Medium darstellt. Nach der Fertigstellung des Fourierspektrometers war es naheliegend zu untersuchen, ob und wie sehr solche Thulium-Laser auf Absorption im Resonator empfindlich sind. Bereitgestellt wurden die Laser von Norbert Berner und Andreas Dienes, die sie im Rahmen des europäischen MFLA-ME-Projektes (*Multipurpose Future Laser Atmospheric Measurement Equipment*) untersuchten als Lichtquellen für Laser-Fernerkundung in Form eines Laser-Doppler-LIDARs (*Light Detecting And Ranging*) im Spektralbereich um $2\ \mu\text{m}$ zur Erkennung von Luftwirbeln und Fallwinden in der Luftfahrt [Dienes99]. Diese Anwendung erfordert hohe Transmission der Atmosphäre für das Laserlicht. Gut geeignet ist Laserlicht der Wellenzahl $4946\ \text{cm}^{-1}$, denn dort befindet sich zwischen Absorptionslinien von Wasserdampf und Kohlendioxid ein Transmissionsfenster mit ca. 50% Transmission bei 20 km optischer Weglänge (unter Normalbedingungen). Einmodiger Laserbetrieb mit dieser Wellenzahl wird durch gezieltes Hinzufügen von starken, spektral selektiven Verlusten mittels Etalons erzielt. Lässt man die Etalons weg, so kann der Laser bei anderen Wellenzahlen und weniger schmalbandig emittieren. Dann können sich die Absorptionslinien von Wasserdampf und Kohlendioxid, die es im Spektralbereich um $2\ \mu\text{m}$ zahlreich gibt, auf das Laserspektrum auswirken. Kristalllaser erlauben aufgrund der Kürze des Verstärkers kürzere Resonatoren sowie größere Füllfaktoren als Faserlaser. Andererseits benötigen sie eine höhere optische Pumpleistung, um die Laserschwelle zu überschreiten.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Laser mit den folgenden drei thulium-dotierten Kristallen auf ihre Empfindlichkeit bezüglich Absorption im Resonator untersucht:

- A) Ein 7 mm langer Tm:YAG-Kristall^[YAG], bei dem 3% der Yttrium-Gitterplätze Ionen durch Thulium-Ionen besetzt sind. Der wassergekühlte Kristall hat Zylinderform und 3 mm Durchmesser.
- B) Eine 0,65 mm dicke Tm:YAG-Kristallscheibe^[YAG²] mit 6% Tm-Ionen auf den Yttrium-Plätzen. Der $L_1 = 0,65$ mm dicke Kristall ist einseitig verspiegelt und auf einer Wärmesenke aufgebracht.
- C) Eine 0,60 mm dicke Tm:LuAG-Kristallscheibe^[LuAG] mit 15% Tm³⁺-Ionen auf den Lu-Plätzen. Der Kristall ist $L_1 = 0,6$ mm dick, einseitig verspiegelt und auf einer Wärmesenke aufgebracht.

zu A) Der Laser-Aufbau mit dem 7 mm langen Tm:YAG-Kristall ist in Abb. 76 skizziert. Der Kristall wurde in drei ähnlichen Resonatorkonfigurationen eingesetzt und befand sich jeweils ca. 5 mm

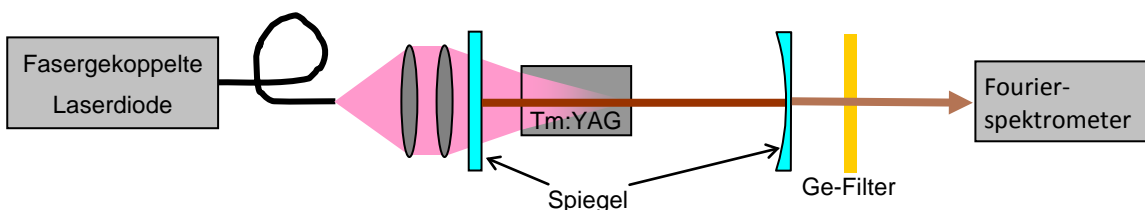
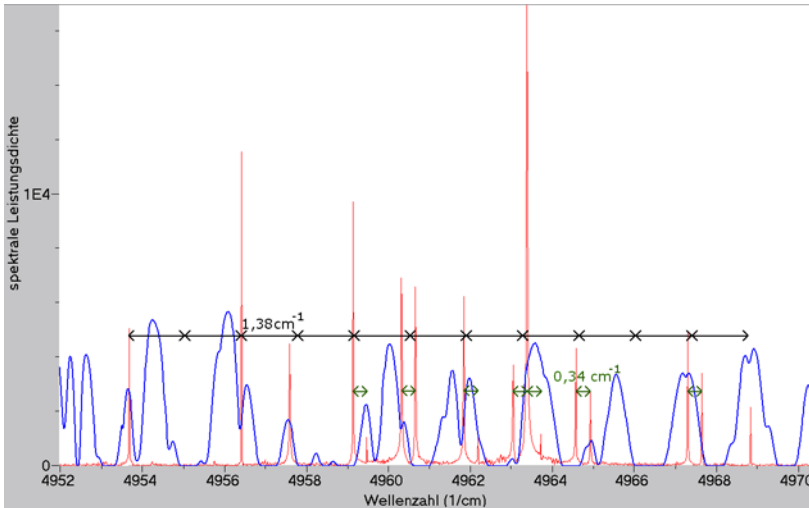


Abbildung 76: Aufbau des Tm:YAG-Lasers mit 7 mm langem Laserkristall.

**Abbildung 77:**

Spektrum des Tm:YAG-Lasers mit 7 mm Kristall und 95 mm Resonatorlänge. Die Laserleistung beträgt 355 mW, die relative Pumprate 1,4. Blau dargestellt ist die Transmission von 10 km Luft bei Normaldruck und 20°C. Emissionslinien, welche mit regelmäßigem Abstand auftreten, sind durch Pfeile markiert (schwarz: $1,38 \text{ cm}^{-1}$, grün: $0,343 \text{ cm}^{-1}$).

hinter dem planen Resonatorspiegel, durch welchen das Licht einer fasergekoppelten Hochleistungs-Laserdiode^{|Opto|} (bis 17,2 W Lichtleistung bei 785 nm) in den Kristall gekoppelt wurde. Der gekrümmte ($r = 200 \text{ mm}$) zweite Resonatorspiegel mit 2 % Transmission befand sich 188 mm bzw. 95 mm vom ersten Resonatorspiegel entfernt (1. bzw. 2. Konfiguration). Bei der dritten Konfiguration stand ein planer Auskoppelspiegel (2 % Transmission) 7 mm vom Tm:YAG-Kristall entfernt. Für alle drei Konfigurationen und verschiedene Laserleistungen wurden Fourier-Laserspektren gemessen. Ein typisches Beispiel ist in Abb. 77 gemeinsam mit der Transmission von 10 km Luft dargestellt. Das mit der 2. Konfiguration gemessene Spektrum besteht aus recht regelmäßig angeordneten, schmalen Emissionslinien. Das Spektrum weist alle $\Delta \nu_1 = 1,38 \text{ cm}^{-1}$ jeweils ein oder zwei Emissionslinien auf. Bei 4955 cm^{-1} sowie bei 4966 cm^{-1} werden diese Emissionslinien möglicherweise durch atmosphärische Absorptionen unterdrückt, die Linien bei $4960,7 \text{ cm}^{-1}$ und $4964,5 \text{ cm}^{-1}$ fallen aber genau auf starke atmosphärische Absorptionen. Ursache für die regelmäßige Anordnung der Emissionslinien sind Etalons, die von Resonatorspiegeln und Kristallendflächen gebildet werden. Der spektrale Abstand $\Delta \nu_1$ entspricht einem Etalon der Dicke $L_1 = (2 \cdot \Delta \nu_1)^{-1} = 0,363 \text{ cm}$; das ist der Abstand des Einkoppelspiegels vom Tm:YAG-Kristall. Außerdem haben einige Paare von Emissionslinien den spektralen Abstand $\Delta \nu_2 = 0,343 \text{ cm}^{-1}$, was einem Etalon der optischen Dicke $L_2 = (2 \cdot \Delta \nu_2)^{-1} = 1,46 \text{ cm}$ entspricht – das ist die optischen Weglänge zwischen dem Einkoppelspiegel und der von ihm abgewandten Seite des Tm:YAG-Kristalls.

zu B) Der Aufbau des Tm³⁺:YAG-Scheibenlaser ist in Abbildung 78 dargestellt [Giesen96]. Die Kristallscheibe wurde von der selben fasergekoppelten Hochleistungs-Laserdiode^{|Opto|} angeregt, jedoch wurde das anregende Licht über vier gekrümmte Spiegel und einen planen Hilfsspiegel vier Mal in den einseitig verspiegelten Kristall fokussiert, so dass es den Kristall insgesamt acht Mal durchlief. Der zuerst eingesetzte, plane Auskoppelspiegel stand 41 mm, 43 mm oder 45 mm von der Tm:YAG-Kristallscheibe entfernt. Die Emissionsspektren des Tm:YAG-Scheibenlasers sind bei 30 mW bis 200 mW Laserleistung zwischen 17 cm^{-1} und 22 cm^{-1} breit; der spektrale Schwerpunkt liegt bei 4963 cm^{-1} . In Abb. 79 ist ein Spektrum für 43 mm Resonatorlänge dargestellt.

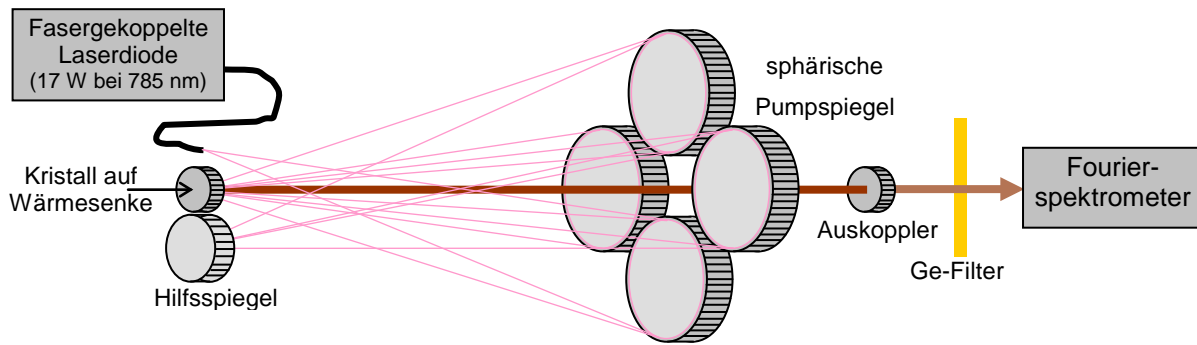


Abbildung 78: Aufbau von per Laserdiode angeregten Tm:LuAG- und Tm:YAG-Scheibenlasern.

Es weist 19 schmale Emissionsspitzen auf, die wieder Regelmäßigkeiten aufweisen: Vier mal tritt zwischen Emissionslinien der spektrale Abstand $\Delta\nu_1 = 4,3 \text{ cm}^{-1}$ auf, das entspricht der optischen Dicke $L_1 = (2 \cdot n \cdot \Delta\nu_1)^{-1} = (2 \cdot 1,8 \cdot 4,3 \text{ cm}^{-1})^{-1} = 0,65 \text{ mm}$ der Tm:YAG-Scheibe. Mehrfach treten die Abstände $\Delta\nu_2 = 2,67 \text{ cm}^{-1}$ bzw. $\Delta\nu_3 = 1,63 \text{ cm}^{-1}$ auf; die entsprechenden Etalondicken $L_2 = 1,87 \text{ mm}$ bzw. $L_3 = 3,07 \text{ mm}$ konnten nicht zugeordnet werden. Vier Mal tritt der spektrale Abstand $\Delta\nu_4 = 0,58 \text{ cm}^{-1}$ auf; die entsprechende Etalondicke $L_4 = (2 \cdot 1,5 \cdot \Delta\nu_4)^{-1} = 5,7 \text{ mm}$ entspricht dem 6 mm dicken Substrats des Auskoppelspiegels. Die Spektren des Tm:YAG-Scheibenlasers zeigen aber auch den Einfluss atmosphärischer Absorption, wie der Vergleich mit der (blauen) Transmissionsfunktion $T_L(\nu)$ zeigt: Nur die Emissionslinie bei $4957,2 \text{ cm}^{-1}$ fügt sich nicht in ein Fenster atmosphärischer Transmission ein. Jedoch zeigt das Laserspektrum nur geringe Ähnlichkeit mit $T_L(\nu)$; der Einfluss der Etalons überwiegt. Dies implizierte beim Experimentieren die Frage, wie der Einfluss resonatorinterner Grenzflächen zurückgedrängt werden könnte. Da Änderungen der Resonatorlänge wenig bewirkten, wurde der plane Auskoppelspiegel durch einen sphärischen Auskoppelspiegel mit $r = 100 \text{ mm}$ Krümmungsradius ersetzt. Es resultieren Lasermoden mit divergenter Intensitätsverteilungen, so das Licht, das zwischen den Resonatorspiegeln an planen Flächen reflektiert wird, schlechter mit den Lasermoden überlappt. Zudem wurde der Auskoppelspiegel 69 mm von der Tm:YAG-Kristallscheibe entfernt so aufgestellt, dass die Rückseite des Spiegelsubstrats schräg zur optischen Achse des Lasers stand. So wird das dort reflektierte Licht seitlich aus dem Resonator gelenkt und hat keinen Einfluss auf Laserprozess und Laserspektrum.

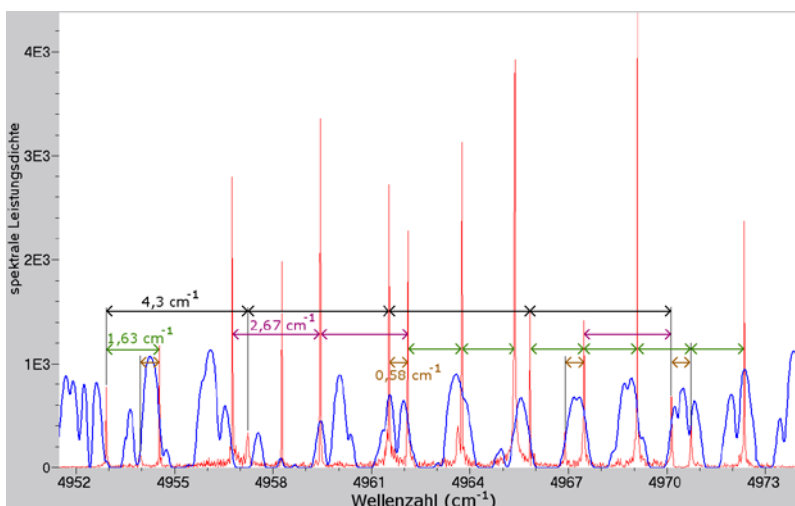


Abbildung 79:

Rot: Spektrum des Tm:YAG-Scheibenlasers bei 43 mm Resonatorlänge und 68 mW Ausgangsleistung. Blau: Transmissionsfunktion $T_L(\nu)$ für 10 km Absorptionsweglänge. Linienpaare, deren spektraler Abstand zueinander mehrfach auftritt, sind markiert.

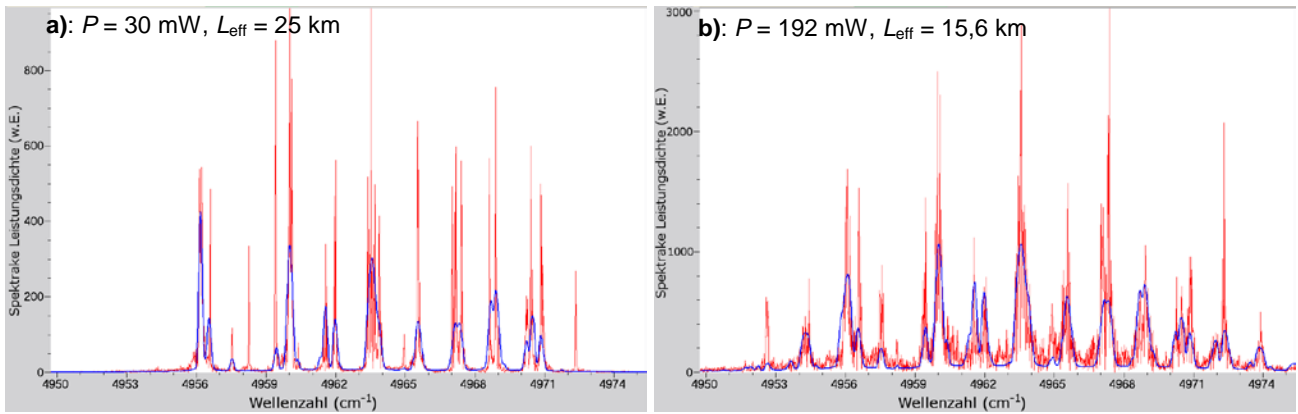
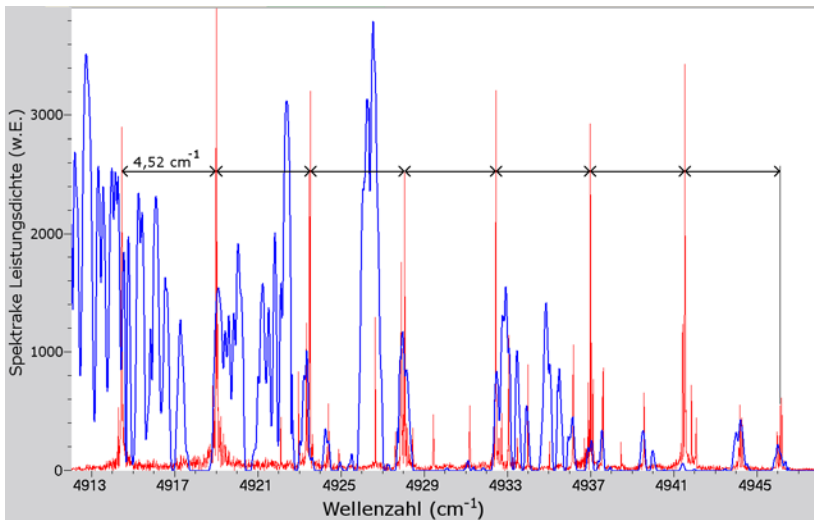


Abbildung 80 a,b: Rot: Spektren des Tm:YAG-Scheibenlasers mit sphärischem Auskoppelspiegel.
Blau: Angepasste Transmissionsfunktion $T_L(\nu)$.

Diese Maßnahmen wirkten wie gewünscht auf das Laserspektrum. In Abbildung 80a,b sind (rot) zwei Spektren des Tm:YAG-Scheibenlasers mit sphärischem Auskoppelspiegel dargestellt. Sie wurden bei verschiedenen Laserausgangsleistungen ($P = 30$ mW bzw. 192 mW) bzw. relativen Pumpraten ($\eta = 1,27$ bzw. $2,56$) gemessen. Das Spektrum besteht nicht nur aus schmalen Spitzen sondern weist deutlich breitere Emissionsbanden auf – die stets auf Transmissionsfenster der Atmosphäre fallen! *Regelmäßige* spektrale Strukturen, die von Etalons stammen, sind nicht zu erkennen. Auch der freie Spektralbereich $\Delta\nu_1 = 4,3$ cm^{-1} der als Etalon aufgefassten Tm:YAG-Kristallscheibe tritt nicht auf. Die Laserspektren ähneln den (blau dargestellten) Transmissionsfunktionen $T_L(\nu)$, die mit dem Programm „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten“ an die Laserspektren $L(\nu)$ angepasst wurden. Die Parameter der Anpassung sind für sechs Spektren in Tabelle 5 zusammengestellt. Der Parameter effektive Absorptionsweglänge L_{eff} erreicht 25 km bei 30 mW Laserleistung; bei größeren Laserleistungen fällt L_{eff} ab. Zwischen Laser- und Transmissionspektren verbleiben aber systematische Abweichungen: Im Bereich der lokalen Maxima der Transmissionsfunktion übertrifft $L(\nu_i)$ die Transmissionsfunktion $T_L(\nu)$ oft um ein Vielfaches – unterschreitet sie dafür aber deutlich an den Rändern einiger Transmissionsfenster. Diese Unterschiede lassen sich durch Änderungen der Parameter der Transmissionsfunktion *nicht* beseitigen. Zeigt sich darin doch der Einfluss von Etalons? Ist die Berechnung von $T_L(\nu)$ im Fall kleiner Gesamttransmission und vieler, einander überlappender, starker Absorptionslinien fehlerhaft? Oder zeigt sich hier eine Nichtlinearität zwischen atmosphärischer Transmission und Laserspektrum?

Spektrum	Abb.	I_{LD} (A)	P (mW)	η	L_{eff} (km)	ν_0 (cm^{-1})	B (cm^{-1})	G	Y	F	R
TME030	80a	11,9	30	1,27	25,1	4963,9	7,81	113	0,729	0,30	0
TME034	-	11,9	34	1,3	21,5	4963,9	7,80	36,1	0,785	0,46	0
TME064	-	14	64	1,49	18,2	4962,9	7,49	3,16	1,16	0,25	0
TME115	-	18	115		16,7	4961,6	8,83	3,89	2,24	0,50	0
TME168	-	21	168		11,4	4963,6	8,01	2,80	0,95	0,45	0
TME192	80b	24	192	2,56	15,6	4964,2	8,39	3,50	0,75	0,50	0

Tabelle 5: Experimentelle und Anpassungsparameter zu den ICAS-Laserspektren des Tm:YAG-Lasers mit sphärischem Auskoppelspiegel, die zum Teil in Abbildung 80 dargestellt sind.

**Abbildung 81:**

Rot: Spektrum des Tm:LuAG-Scheibenlasers bei 115 mW Ausgangsleistung. Blau: Transmissionsfunktion $T_L(\nu)$ für 100 km Absorptionsweglänge. Die stärksten Emissionlinien treten spektral periodisch mit $4,52 \text{ cm}^{-1}$ Abstand auf.

Zu C) Der LuAG-Scheibenlaser wurde ebenfalls mit sphärischem Auskoppelspiegel aufgebaut, er stand 73 mm von der Kristallscheibe entfernt. Die Spektren des Tm:LuAG-Scheibenlasers sind im Vergleich zu den Tm:YAG-Spektren langwelliger (Schwerpunkt bei 4930 cm^{-1}) und breiter (42 cm^{-1} bei $\eta = 1,6$, $P = 115 \text{ mW}$). Das Spektrum in Abbildung 81 besitzt Spitzen im regelmäßigen Abstand $\Delta\nu = 4,52 \text{ cm}^{-1}$. Dies deutet auf ein Etalon der Dicke $D = (2 \cdot \Delta\nu)^{-1} = 0,1107 \text{ cm}$, das ist die Tm:LuAG-Kristallscheibe: $d \cdot n = 0,60 \text{ mm} \cdot 1,82 = 1,092 \text{ mm}$. Andererseits zeigt sich auch der Einfluss atmosphärischer Absorption. Bis auf die Emissionsspitzen bei $4929,4 \text{ cm}^{-1}$ und $4938,5 \text{ cm}^{-1}$ erfolgt die Emission in Fenstern atmosphärischer Transmission. Allerdings zeigt das Laserspektrum nur wenig Ähnlichkeit mit dem Verlauf der Transmissionsfunktion; der Einfluss des Etalons dominiert.

Zusammenfassend kann gesagt werden: Laser auf Basis von thulium-dotierten Kristallen zeigen mehr oder weniger Einfluss von Absorption im Resonator, je nachdem, wie groß der konkurrierende Einfluss von Etalons ausfällt. Beim Tm:YAG-Scheibenlaser wurde mit einem sphärischen, verkippten Auskoppelspiegel eine Resonatoranordnung gefunden, bei welcher der spektrale Einfluss der resonatorinternen Absorption den Etalon-Einfluss überwiegt. Die Anpassung der Transmissionsfunktion $T_L(\nu)$ ergibt in diesem Fall effektive Absorptionsweglängen L_{eff} zwischen 11,4 km und 25 km, wobei allerdings eine erhebliche Unsicherheit bleibt ($\pm 30\%$). Grund dafür sind systematische Abweichungen zwischen Laserspektrum und Transmissionsfunktion derart, dass das $L(\nu_i)$ sich stärker als $T_L(\nu)$ auf die spektralen Stellen konzentriert, wo $T_L(\nu)$ Maxima aufweist. Mögliche Ursachen für diese Abweichungen können sein: Restliche Etaloneinflüsse, ein ungenaues Referenzspektrum $T_{\text{ref}}(\nu)$ oder ein nichtlinearer Zusammenhang von Laseremission und Transmissionsfunktion. Es gäbe noch Raum für weitere Untersuchungen: Die Parameter Resonatorlänge, Krümmungsradius des Auskoppelspiegels und Entspiegelung der Kristallscheibe sind noch nicht optimiert. Weiter könnte die Ursache der beobachteten systematischen Abweichungen des Laserspektrums $L(\nu_i)$ von der Transmissionsfunktion $T_L(\nu)$ ergründet werden. Dazu könnte der Scheibenlaser in eine Vakuumzelle eingebracht werden, so dass untersucht werden könnte, wie sich unterschiedliche H_2O - und CO_2 -Partialdrücke auf das Laserspektrum $L(\nu_i)$ auswirken würden.

5.7 Zwischenbilanz: Spektrale Eigenschaften von Thulium-ICAS-Lasern

Im Rahmen der in diesem Kapitel dargestellten Untersuchungen wurden ICAS-Spektren von Faser- und Kristalllasern gemessen. Als Messinstrument kam das in Kapitel 4 vorgestellte Fourierspektrometer zum Einsatz. Es erlaubte sowohl die Messung an Lasern im Dauerstrichbetrieb als auch zeitauflösende Messungen am Faserlaser im repetitiven, vom Fourierspektrometer gesteuerten Betrieb. Dabei erwiesen sich die Spektren als ausreichend rauscharm. Dies impliziert, dass die Emission der Faserlaser im repetitiven Betrieb ausreichend gleichartig erfolgte, so dass sinnvoll immer wieder hinreichend ähnliche Interferogramme aufgezeichnet und zu Spektren transformiert werden konnten. Das wurde in einigen Fällen dadurch begünstigt, dass die spektrale Entwicklung der Laserspektren durch starke Absorptionslinien eingegrenzt war. Dann halfen die starken Absorptionslinien mit, das Laserspektrum immer wieder in ähnliche Bahn zu lenken.

Die gemessenen Einzelspektren des Faserlasers weisen starke periodische Strukturen aufgrund der Etalons auf, welche die beiden Resonatorspiegel jeweils mit dem resonatorinternen Fasereinde bilden. Diese Strukturen sind spektral nicht stabil und lassen sich daher durch Mittelung vieler Einzelmessungen, die über ca. 1 h gemessen wurden, reduzieren (siehe Abbildung 68a/b). Dennoch verbleiben auch in den gemittelten Spektren spektrale Etalonstrukturen. Diese überlagern die in den Spektren enthaltenen Absorptionslinien und erschweren eine quantitative Auswertung. Daher wurde für die Auswertung der per Fourierspektrometer gemessenen Spektren das Programm „*Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten*“ entwickelt und verwendet (siehe Abschnitt 5.3 und Anhänge B+C). Aufbauend auf einem Referenztransmissionsspektrum $T_{\text{ref}}(\nu)$ passt das Programm eine parametrisierte Transmissionsfunktion $T_L(\nu)$ an das jeweilige, per Fourierspektrometer gemessene Laserspektrum $L(\nu)$ an. Der wichtigste Parameter, der durch die Anpassung bestimmt wird, ist die effektive Absorptionsweglänge L_{eff} . Weitere Parameter betreffen die Form der Einhüllenden des Laserspektrums und die Apparatefunktion des Fourierspektrometers. Die Auswertung mit dem Programm funktioniert gut und reproduzierbar, d.h. soweit das Laserspektrum durch Absorptionslinien geformt wird, bildet die angepasste Transmissionsfunktion $T_L(\nu)$ das Spektrum in der Regel mit guter Übereinstimmung nach. Das gilt gleichermaßen für Fourier-ICAS-Laserspektren aus Einzelmessungen, aus gemittelten Messungen und aus zeitaufgelösten Messungen. Lediglich spektrale Strukturen aufgrund von Etalons im Resonator sowie spektrales Rauschen können und sollen nicht nachgebildet werden.

Die spektralen Untersuchungen am Thulium-Faserlaser konzentrierten sich auf fünf schmale spektrale Bereiche bei 5124 cm^{-1} , 5296 cm^{-1} , 5482 cm^{-1} , 5656 cm^{-1} und 5810 cm^{-1} , in denen, begrenzt durch stärkere Wasserdampfabsorptionen, dem Laserspektrum noch etwas spektraler Platz zur „Entfaltung“ bleibt. Bei 5810 cm^{-1} formten Etalon-Strukturen und vier Absorptionslinien, welche im Referenztransmissionsspektrum $T_{\text{ref}}(\nu)$ fehlen, das Laserspektrum so, dass die angepasste Transmissionsfunktion $T_L(\nu)$ große Abweichungen zum Laserspektrum aufweist. Bei den Laserspektren um 5296 cm^{-1} gab es ebenfalls überdurchschnittlich große Abweichungen zwischen $T_L(\nu)$ und $L(\nu)$; in diesem Fall scheinen die Positionen und Stärken der Absorptionslinien im Refe-

renzspektrum ungenau zu sein. Hingegen ergab sich in den Spektralbereichen um $\sim 5124 \text{ cm}^{-1}$, $\sim 5482 \text{ cm}^{-1}$ und $\sim 5656 \text{ cm}^{-1}$ in der Auswertung gute Übereinstimmung zwischen $T_L(\nu)$ und $L(\nu_i)$ und mithin belastbare Ergebnisse. Das gilt auch für die zeitaufgelösten Spektren, welche mit dem Fourierspektrometer bei 5124 cm^{-1} und 5656 cm^{-1} gemessen wurden – mit $20 \mu\text{s}$ bzw. $12 \mu\text{s}$ Zeitauflösung und $0,012 \text{ cm}^{-1}$ bzw. $0,011 \text{ cm}^{-1}$ numerischer spektraler Auflösung!

Für die effektive Absorptionseweglänge L_{eff} wurden mit dem Programm *Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten* in 50fach gemittelten Spektren effektive Absorptionseweglängen zwischen 4,62 km und 11,9 km gefunden. Hochgerechnet auf 100 % Füllfaktor ergeben sich immerhin 8,6 km bis 22 km effektive Absorptionseweglänge (jeweils $\pm 5 \%$.) Vergleicht man die effektiven Absorptionseweglängen der vier Spektralbereiche und bei verschieden starker Anregung, so fällt zweierlei auf:

- 1.) Während L_{eff} im Spektralbereich um 5656 cm^{-1} bei geringerer Pumprate ($\eta = 1,28$) mit 11,9 km etwas höher ist als bei höherer Leistung (9,8 km bei $\eta = 2,57$), hängt L_{eff} für die anderen Spektralbereiche nicht oder kaum von der Pumpleistung ab.
- 2.) L_{eff} ist umso größer, je höher die maximale Transmission T_{max} der Luft (bezogen auf 5 km Absorptionseweglänge) im jeweiligen Spektralbereich ist. Gemittelt über die jeweils zwei Pumpleistungen steigt L_{eff} von 4,7 km bei $T_{\text{max}} = 4,7\%$ (5296 cm^{-1}) über 5,2 km bei $T_{\text{max}} = 8,9\%$ (5482 cm^{-1}) und 6,3 km bei $T_{\text{max}} = 59\%$ (5124 cm^{-1}) auf 10,9 km bei $T_{\text{max}} = 97\%$ (5656 cm^{-1}).

Der erste Zusammenhang legt nahe, dass die Begrenzung der spektralen Empfindlichkeit durch einen Prozess dominiert wird, bei dem die Störrate proportional zur Photonenzahl ist. Dies trifft für Rayleighstreuung zu. Rayleigh-Streuung in der Glasfaser wäre nahe liegend, weil die verwendete Faser eine höhere Streudämpfung hat als die Neodym-, Ytterbium- und Erbium-Fasern, mit welchen größere effektive Absorptionseweglängen erzielt wurden.

Der zweite Zusammenhang deutet darauf, dass Streuung oder Absorption und Reemission des Laserlichts im Resonator an Wasserdampfmolekülen die effektive Absorptionseweglänge zusätzlich begrenzt: Je stärker die breitbandige Absorption ist, desto wahrscheinlicher sind diese Prozesse. Ein Teil des gestreuten Lichts kann in die aktive(n) Lasermode(n) zurückgestreut werden und stört so die Phase bzw. Kohärenz, was die spektrale Empfindlichkeit reduziert.

Laser auf Basis von Tm:YAG- und Tm-LuAG-Kristallen wurden ebenfalls in Hinblick auf Absorption im Laserresonator untersucht. Die Spektren zeigten vor allem Etalon-Strukturen. Mit einem Tm:YAG-Scheibenlaser wurde eine Resonatorkonfiguration gefunden, so dass ICAS-Laserspektren gemessen werden konnten. Die Auswertung der Laserspektren per Programm ergab effektive Absorptionseweglängen zwischen 11 km und 25 km. Diese Werte sind aber wenig genau ($\pm 30\%$), denn es verbleiben systematische Abweichungen zwischen angepasster Transmissionsfunktion und Laserspektrum: Die Laseremission übersteigt die Transmissionsfunktion in den Bereichen um deren Maxima, fällt aber im Bereich der Minima schneller als die Transmissionsfunktion auf 0 ab. Mögliche Ursachen sind Etaloneinflüsse, Fehler im Referenzspektrum oder ein nichtlinearer Zusammenhang von Laseremission und Transmissionsfunktion.

6. Wellenlängenmodulierter ICAS-Faserlaser mit photoakustischem H₂O-Nachweis

Thema dieses Kapitels ist die praktische Anwendung des Thulium-Faserlasers mit Absorption im Resonator als empfindlicher Wasserdampf-Detektor. Grundsätzlich lassen sich viele Gase nachweisen, die im Durchstimmbereich des Faserlasers Absorptionslinien aufweisen. Praktisch eignet sich der Thulium-Faserlaser besonders als Wasserdampf-Detektor, denn der Nachweis von Wasserdampf ist eine häufige und wichtige Anwendung, und Wasserdampf besitzt im Spektralbereich des Thulium-Faserlasers zwischen 1,7 μm und 1,98 μm Wellenlänge viele starke Absorptionslinien. Diese prägen sich dem Emissionsspektrum des Tm-ICAS-Faserlasers fast immer auf, so dass der Nachweis anderer Gase erschwert werden kann. Aus dem Emissionsspektrum des Thulium-Faserlasers auf die jeweilige Wasserdampfkonzentration im Resonator zu schließen, erfordert jedoch aufwändige Messung und Auswertung und eignet sich daher kaum für Fälle, bei welchen das Messergebnis in Echtzeit benötigt wird, z.B. bei der Überwachung der Feuchte bei Produktionsprozessen. Es stellte sich daher konkret die Frage: Wie lässt sich aus dem Thulium-Faserlaser mit Absorption im Resonator ein empfindlicher Wasserdampf-Detektor konstruieren derart, dass das Messergebnis sofort ablesbar ist, *ohne* aufwändig Laserspektren zu messen und auszuwerten? Wie lässt sich die im Licht enthaltene Information über Absorption umsetzen in ein einfaches Signal, welches die Wasserdampf-Konzentration im Resonator augenblicklich, mit hoher Nachweispfeindlichkeit und eindeutig anzeigt, sogar wenn das Spektrum neben Absorptionslinien auch andere spektrale Strukturen enthält? Vor der Beantwortung dieser Fragen gibt Abschnitt 6.1 einen Überblick über zahlreiche Methoden zur Feuchtemessung. Abschnitt 6.2 beschreibt eine dieser Methoden, die photoakustische Spektroskopie, und berichtet, wie eine photoakustische Zelle die Absorption im Resonator eines Farbstofflasers nachweisen kann. In Abschnitt 6.3 wird das Konzept zum Umbau des Thulium-Faserlasers zum Wasserdampfdetektor erarbeitet, die folgenden Abschnitte berichten über Umsetzung, Erprobung und experimentelle Ergebnisse.

6.1 Methoden zum Nachweis von Wasserdampf

Der Nachweis kleinster Mengen von Wasserdampf hat seine wahrscheinlich wichtigste Anwendung bei der Herstellung und Verwendung hochreiner Gase. Wasser hat da als Verunreinigung eine unrühmliche Sonderstellung [Schön05], insbesondere bei Prozessgasen für die Herstellung von Halbleitern. Der Nachweis immer kleinerer Spuren von Wasserdampf im ppb- und ppt-Bereich¹ ist in diesen Fällen eine notwendige Voraussetzung für die Erzeugung immer kleinerer Halbleiterstrukturen; dabei können die verwendeten Gase hochreaktiv bzw. selbstentzündlich (z.B. SiH₄), hochgiftig (z.B. AsH₃) oder hochgradig korrosiv (z.B. HCl) sein [Schön94]. Sie stellen damit hohe Anforderungen an Sicherheit und Haltbarkeit jeglicher Apparatur zur Bestimmung der Feuchte, insbesondere falls die Messung bei hohem Druck erfolgt. Für die Anwendung in der Prozesskontrolle ist außerdem erforderlich, dass die Feuchte unverzüglich und mit ausreichender

¹ ppm: **parts per million** (10^{-6}), ppb: **parts per billion** (10^{-9}), ppt: **parts per trillion** (10^{-12}). Gemeint ist der Massenanteil; der Volumenanteil wird zusätzlich durch ein **v** gekennzeichnet: ppmv, ppbv, pptv.

Zeitauflösung angezeigt wird. Dementsprechend eignen sich je nach Gas nicht alle der im Folgenden unvollständig aufgelisteten Methoden zur Feuchtebestimmung:

- Der bekannteste Wasserdampf-Nachweis ist die Bestimmung der relativen Luftfeuchtigkeit mit *Haar-Hygrometern*. Sie beruhen drauf, dass die Länge menschlicher Haare mit der relativen Luftfeuchtigkeit zunimmt. Damit lässt sich die relative Luftfeuchtigkeit mit 1 % bis 5 % Genauigkeit messen; das impliziert ≥ 60 ppmv (bei 0°C) als Wasserdampf-Nachweisgrenze.
- Etwas genauer sind *Aspirations-Psychrometer* [Sprung88], eins wurde im Rahmen dieser Arbeit für die Kontrolle der Luftfeuchtigkeit bei den ICAS-Messungen im Labor eingesetzt (Messgenauigkeit: 0,5% bis 1% relative Luftfeuchtigkeit).
- Wesentlich kleinere Nachweisgrenzen lassen sich mit *Taupunktspiegelhygrometern* erreichen, aufwändige Varianten bestimmen den Taupunkt bis -100°C [Mitchell15] oder gar bis -120°C [Schön94]. Jedoch können bei so niedriger Temperatur fehlende Kondensationskeime bzw. zu kleine Kondensatmengen die Messung verfälschen. Wird der Taupunkt auf 0,1° genau bestimmt, so ergibt sich damit bei -76°C (bzw. bei -100°C) als Nachweisgrenze 1 ppmv bei 0,02 ppmv Auflösung (bzw. 14 pptv bei 0,3 pptv Auflösung) [Schön94, Wikibooks15]. Für eine sorgfältige Messung wird der Taupunkt unter Gleichgewichtsbedingungen mehrfach angefahren, was zeitaufwändig ist. Taupunktspiegelhygrometer können aber durch den direkten Bezug auf thermodynamische Größen als Sekundärstandard dienen [Schön94].
- *Chemische Detektoren* (z.B. Draeger-Röhrchen™) weisen Wasserdampf durch chemische Reaktion nach: Im Glasröhrchen befindet sich auf einem Trägermaterial ein Reagenzsystem, das bei Kontakt mit dem nachzuweisenden Gas/Dampf die Farbe ändert, wenn eine definierte Menge Luft hindurchgesaugt wird. Die Nachweisgrenze für Wasserdampf liegt z.B. bei 0,05 mg/l oder 62 ppmv – bei 1,5 min Messdauer (Dräger-Röhrchen „Wasserdampf 01/a“ [Dräger11]).
- Mit *Gas-Chromatographie* bzw. *Reaktions-Gas-Chromatographie* lässt sich die Nachweisgrenze 1 ppmv erreichen. Auch *Massenspektrometrie* weist Wasserdampfnachweisgrenzen um 1 ppmv auf, mit *APIMS* (atmospheric pressure ionization mass spectrometry) werden Nachweisgrenzen unterhalb 50 ppbv erreicht [Schön94+05]
- Beim *elektrolytischen Hygrometer* enthält eine Messzelle hygroskopisches Phosphorpentoxid oder Perfluorosulfonat, welche Wasserdampf aufnehmen. Eine Spannung erzeugt über Elektrolyse einen Strom, der zur elektrolytisch zersetzten Wasserdampfmenge proportional ist. Die Nachweisgrenze liegt bei 10 bis 50 ppbv [Schön94+05].
- Beim *kapazitiven Hygrometer* ändert Absorption von Wasserdampf die Dielektrizitätszahl eines hygroskopischen Dielektrikums, welches sich zwischen den zwei Elektroden eines Kondensators befindet. Dadurch ändert sich die Kapazität des Kondensators und ggf. die Resonanzfrequenz eines den Kondensator enthaltenden elektrischen Schwingkreises je nach Feuchtigkeit. Solche Sensoren arbeiten bei 1 µbar bis 350 bar Arbeitsdruck und weisen (bei 200 bar) eine Nachweisgrenze im „unteren ppb-Bereich“ auf [Schön05].

6.1 Methoden zum Nachweis von Wasserdampf

- Bei *Schwingquarz-Hygrometern* führen Sorptionsvorgänge an dem hygroskopischen Überzug des schwingenden Quarzkristalls zur feuchtigkeitsabhängigen Frequenzverschiebung. Damit wird als Nachweisgrenze 50 ppbv erreicht [Schön94].
- *Infrarot-Fourierspektrometer* (FTIR) in Kombination mit Absorptions- bzw. Vielfachreflexionszellen ermöglichen z.B. im Spektralbereich von 3600 cm^{-1} bis 3900 cm^{-1} und in Gasen wie NH_3 , AsH_3 , PH_3 und SiH_4 eine H_2O -Nachweisgrenze von 2 ppbv (bei knapp 1 min Integrationszeit und 10 m Absorptionsweglänge) [Salim96].
- *Durchstimmbare Laserdioden* (TDLAS: tunable diode laser absorption spectroscopy), ermöglichen H_2O -Nachweisgrenzen um 5 ppbv [Hovde01]. Die Wellenlänge des Diodenlasers wird durch Variation des Diodenstroms über eine Absorptionslinie des nachzuweisenden Gases bzw. Dampfes gescannt oder moduliert. Das Licht durchquert die Probe und erzeugt auf einem Photodetektor ein Signal. Beim Scan über die Absorptionslinie wird dem Signal die Linienform aufgeprägt [Kunsch02]. Wird die Wellenlänge moduliert, so moduliert die Absorption Lichtleistung und Detektorstrom, so dass man durch phasenempfindlichen Nachweis sofort Auskunft über die H_2O -Konzentration erhält.
- Mit einem kommerziellen Cavity-Ring-Down-Spektrometer ergab sich in PH_3 die Wasserdampf Nachweisgrenze zu 1,3 ppbv, wobei das Spektrometer ca. 30 min benötigt, um nach einer Änderung des Wasserdampfpartialdrucks einen neuen Gleichgewichtswert anzuzeigen. Für die Messung wurde eine Laserdiode mit Emission bei 1352,5 nm verwendet [Funke07].
- Absorptionsspektroskopie im Laserresonator (ICAS) eines Thulium-Holmium-Faserlasers bei $2\text{ }\mu\text{m}$ ermöglichte 5 ppbv als H_2O -Nachweisgrenze (mittels Analyse des Emissionsspektrums) [Fjodorow13]. Ebenfalls mit ICAS erzielten Picqué et al. mit einem Oberflächenemitter-Halbleiterlaser (VCSEL: vertical cavity surface-emitting laser) mit externem Resonator sogar die H_2O -Nachweisgrenze 0,1 ppbv. Der spektroskopische Nachweis erfolgt dabei durch ein zeitauflösendes step-scan Fourierspektrometer, das jedoch bis zu einer halben Stunde für die Messung benötigt [Picqué03]; hinzu kommt die Zeit für die Analyse des Spektrums.
- Auch mit photoakustischer Spektroskopie kann eine Nachweisgrenze im ppb-Bereich erzielt werden [Sigrist03]. Stimmt man Infrarot-Laser auf Wasserdampf-Absorptionslinien ab und moduliert das Laserlicht mit einem mechanischen Lichtunterbrecher (engl: chopper), so wird in einer photoakustischen Zelle auch bei geringster Absorber-Konzentration noch ein messbares Signal erzeugt, das mit der Zeitkonstante des phasenempfindlichen Nachweises zur Verfügung steht [Sigrist94+95]. Messdauern im Minutenbereich ergeben sich bei der Messung mehrerer Spurengase, wenn die Laser-Wellenlänge nacheinander auf die verschiedenen Absorptionslinien der jeweiligen Gase eingestellt werden muss [Thöny95].

Optische bzw. photoakustische Methoden erzielen also mit die niedrigsten Nachweisgrenzen für Wasserdampf. Größere Verbreitung haben aber neben FTIR andere Methoden wie APIMS, Taupunkt- und Schwingquarzhygrometer [Schön05].

6.2 Photoakustische Spektroskopie und Photoakustischer Nachweis von ICA

Wenn Moleküle Licht absorbieren, nehmen sie Energie auf. Die absorbierte Energie wird wieder als Licht abgestrahlt, löst chemische Reaktionen aus, oder sie erhöht die kinetische Energie, d.h. sie ändert den Bewegungszustand des Moleküls hinsichtlich Translation, Rotation und/oder Vibration. Bei photoakustischer Spektroskopie nutzt man eben die Umwandlung der Lichtenergie in kinetische Energie aus [Sigrist94, Latz99]. Abbildung 82 zeigt schematisch den typischen Aufbau für photoakustische Spektroskopie: Das Licht einer Lichtquelle – eines Lasers – wird durch einen mechanischen Lichtunterbrecher (engl. Chopper) moduliert, so dass es periodisch in eine photoakustische Zelle (PAZ) eintritt, die das zu untersuchende Probegas enthält. Wenn das im Probegas nachzuweisende Spurengas Licht absorbiert und in kinetische Energie umwandelt, so erhöht sich auf diese Weise die Gastemperatur. Die Temperaturerhöhung führt gemäß der idealen Gasgleichung $p \cdot V = n \cdot k_B \cdot T$ zu einer Vergrößerung von Druck und Volumen des absorbierenden Gas- oder Dampfanteils. Folglich entsteht eine Schallwelle, die, da die Absorption periodisch erfolgt, dieselbe Frequenz aufweist wie die Modulation des Lichts. Ist diese Frequenz identisch mit einer Resonanzfrequenz der PAZ, so kann sich eine stehende akustische Welle großer Amplitude aufbauen. Ein Mikrofon erzeugt daraus ein elektrisches Signal S , das mit einem phasenempfindlichen Gleichrichter (Lock-in-Verstärker) nachgewiesen wird. Dabei dient ein am Lichtunterbrecher oder per Photodiode erzeugtes Signal als Referenz für den phasenempfindlichen Nachweis. Es gilt:

$$S(\lambda) = C \cdot P(\lambda) \cdot \alpha(\lambda), \quad (73)$$

d.h. das photoakustische Signal ist proportional zur Laserleistung $P(\lambda)$ und zum Absorptionskoeffizienten $\alpha(\lambda)$ [Sigrist94+03]. Der Proportionalitätsfaktor C wird durch Kalibrierungsmessungen bestimmt. Der phasenempfindliche Nachweis und der Einsatz leistungsstarker Laser ermöglichen hohe Nachweisempfindlichkeit.

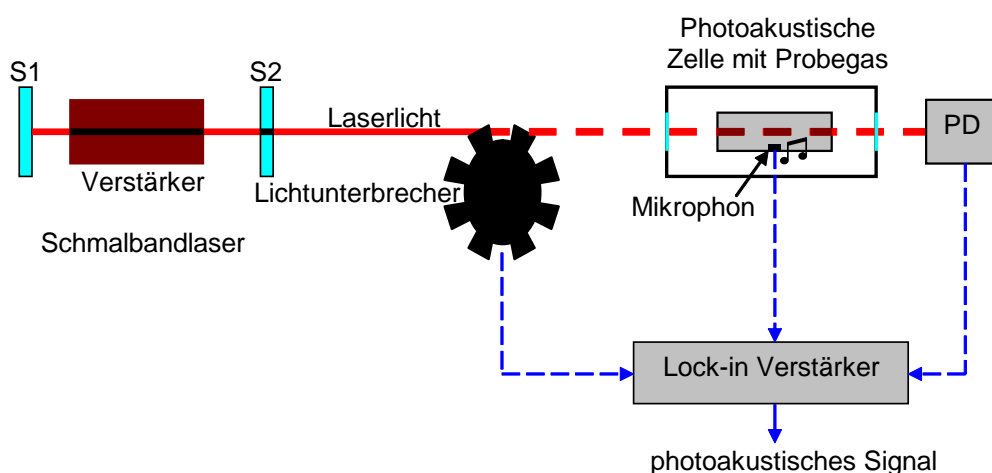


Abbildung 82: Schematischer experimenteller Aufbau für photoakustische Spektroskopie. Die Wellenlänge des Schmalbandlasers ist auf eine Absorptionslinie des nachzuweisenden Spurengases eingestellt. Das Laserlicht wird durch einen mechanischen Lichtunterbrecher moduliert, so dass die periodische Absorption in der photoakustischen Zelle eine akustische Welle erzeugt. Diese wird per Mikrofon in ein elektrisches Signal umgewandelt. Das Mikrofon-Signal wird phasenempfindlich nachgewiesen; das resultierende photoakustische Signal ist proportional zum Partialdruck des Spurengases im Probegas in der photoakustischen Zelle.

6.2 Photoakustische Spektroskopie und Photoakustischer Nachweis von ICA

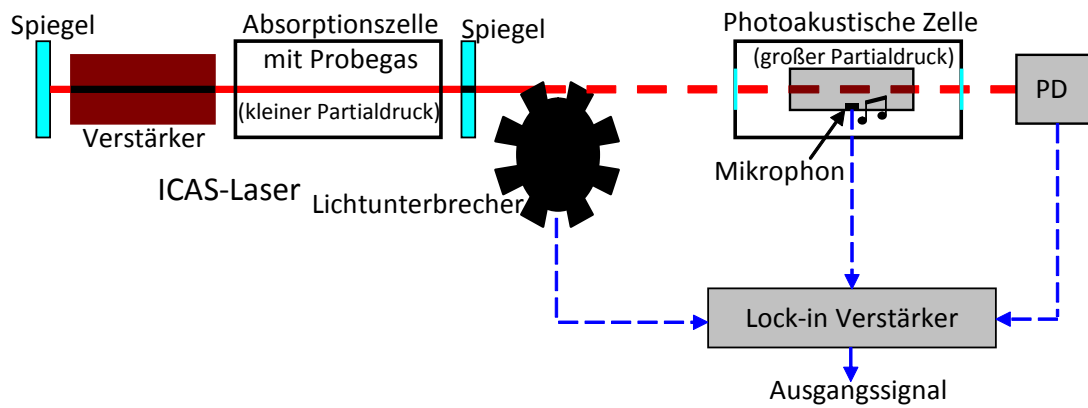


Abbildung 83: Experimenteller Aufbau zum photoakustischen Nachweis der Absorption im Resonator eines Lasers mit Modulation des Lichts durch einen externen Lichtunterbrecher (engl: Chopper).

1997/98 kombinierten Thorsten Latz und Gabriele Weirauch am Institut für Laser-Physik einen Rh6G-Farbstofflaser mit Absorption im Resonator und eine photoakustische Zelle und wiesen auf diese Weise die im Laserlicht enthaltene spektrale Absorptions-Information photoakustisch nach [Weirauch98, Latz99]. Ihre Methode und ihre Ergebnisse werden auf dieser Seite wiedergegeben: Auch in diesem Fall wird die Leistung des Laserstrahls außerhalb des Resonators mit einem Chopper moduliert, und das Laserlicht tritt anschließend in eine photoakustische Zelle (PAZ). Diese enthält Joddampf in *hoher* Konzentration, so dass in der PAZ ein photoakustisches Signal erzeugt wird. Anders als in der herkömmlichen photoakustischen Spektroskopie ist der Inhalt der PAZ *nicht* der Untersuchungsgegenstand sondern das *Mittel* zum *Nachweis* der Absorption im Laserresonator, welcher die untersuchte Probe enthält: Gas mit *geringer* Joddampf-Konzentration.

Abbildung 83 zeigt den Aufbau. Untersucht wird das Gas bzw. der Jodgehalt in einer Absorptionszelle im Laserresonator. Befindet sich kein Jod in der Absorptionszelle, so weist das Spektrum des Farbstofflasers keine Jod-Absorptionslinien auf, d.h. der Laser emittiert bei den entsprechenden Wellenlängen ungeschwächt Licht. Folglich kann der Joddampf in der photoakustischen Zelle (PAZ) bei diesen Wellenlängen Laserlicht absorbieren. Da der Lichtunterbrecher den Lichteinfall moduliert, wird das Gas in der PAZ periodisch aufgeheizt und expandiert. Es entsteht eine Schallwelle, welche per Mikrophon in ein elektrisches Signal umgewandelt und phasenempfindlich nachgewiesen wird. Stimmt die Modulationsfrequenz mit einer Resonanz des Resonanzrohres der photoakustischen Zelle überein, so fallen akustisches und elektrisches Signal besonders groß aus – der Zusammenhang zwischen Absorption, Laserspektrum und PAZ-Signal ist in Abbildung 84 dargestellt. Befindet sich hingegen in der Absorptionszelle im Laserresonator so viel Jod, dass die Absorptionslinien sättigen, so verschwindet die spektrale Leistung des Laserlichts in den entsprechenden Spektralbereichen. Der Joddampf in der Absorptionszelle kann dann kein Laserlicht absorbieren, akustische Welle und Mikrophonesignal verschwinden. Das Mikrophonesignal ist also umso kleiner, je größer die Jodkonzentration im Laserresonator ist. In Abbildung 85 ist das gemessene PAZ-Signal als Funktion des Jod-Partialdrucks dargestellt. Die Messungen erstrecken sich über 5 Größenordnungen des Partialdrucks, wobei das PAZ-Signal allerdings nur um den Faktor 9 variiert. Die extrapolierte Nachweisgrenze für Joddampf liegt bei ca. 0,1 pptv.

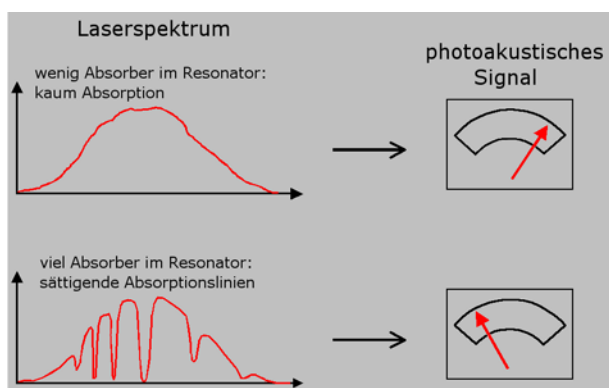


Abbildung 84: Schematische Darstellung des Zusammenhangs zwischen dem Laserspektrum, das sich ohne/mit Absorption im Laserresonator ergibt, und dem zugehörigen photoakustischen Signal: Das Signal fällt mit steigender Absorption im Laser-Resonator.

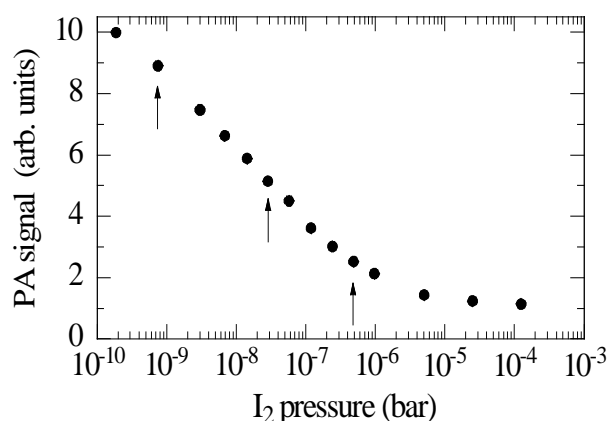


Abbildung 85: Abhängigkeit des photoakustischen Signals vom Jod-Partialdruck in der Absorptionszelle im Laserresonator. Der Gesamtdruck in der Absorptionszelle und in der PAZ beträgt 0,1 bar [Latz99+00].

6.3 Konzeption eines Thulium-Faserlaser-Wasserdampfdetektors

In der Absorptionsspektroskopie im Allgemeinen und bei ICAS im Besonderen gehen drei wesentliche Parameter in die Nachweisempfindlichkeit auf ein Spurengas oder Wasserdampf ein:

- Der erste Parameter ist die *System-Empfindlichkeit* auf Absorption. Maß dafür ist die effektive Absorptionsweglänge L_{eff} . Beim Tm-Faserlaser betrug sie bei den Messungen in Kapitel 5 bis zu 12 km – zwar weit weniger als bei Nd-Faserlaser (bis 130 km), Erbium-Ring-Faserlaser (bis 300 km) oder Farbstofflaser (bis 70000 km) aber doch weit mehr, als bei verbreiteten optischen Verfahren zum Spurengas- und Wasserdampfnachweis wie FTIR, TDLAS oder photoakustische Spektroskopie, die mit Absorptionsweglängen von 0,1 m bis 100 m arbeiten.
- Der zweite Parameter ist die Absorptionslinienstärke. Im Spektralbereich von 1,8 μm bis 1,92 μm , der in den Durchstimmbereich des Tm-Faserlasers fällt, bieten sich starke Wasserdampf-Absorptionslinien an.
- Der dritte Parameter besteht in der eigentlichen *Nachweisempfindlichkeit*: Wie empfindlich kann die im Laserlicht in Form der Absorptionslinien enthaltene Information ausgelesen werden, d.h. wie klein ist die technisch *kleinste nachweisbare relative Abschwächung* ΔJ_{min} des Lichts (siehe Abschnitt 2.1)? Da ΔJ_{min} so groß ist wie das Rauschen, kann die Nachweisgrenze vermindert werden, in dem das Rauschen reduziert wird.

Ausgehend von der doch hohen Systemempfindlichkeit des Thulium-Faserlasers und den starken H₂O-Absorptionslinien zwischen 1,8 μm und 1,92 μm verbleibt also noch eine Aufgabe, um den Thulium-Faserlaser mit Absorption im Resonator in einen empfindlichen Wasserdampfdetektor zu verwandeln: Das Rauschen reduzieren, um die Nachweisempfindlichkeit zu erhöhen!

In den Kapiteln 3 und 5 wurden Spektren von Tm-Faserlasern an den spektralen Positionen von Absorptionslinien auf Abschwächungen der spektralen Leistungsdichte untersucht. Mittelt man viele Einzelspektren, so eignen sich auch lokale, absorptionsbedingte Abschwächungen der spekt-

ralen Leistungsdichte von wenigen Prozent zum Nachweis von Gasen – die zusätzlichen Messungen kosten aber Zeit. Schneller kann eine spektrale Mittelung oder eine Reduzierung der spektralen Auflösung auf die Linienbreite der Absorptionslinien den störenden spektralen Einfluss von Etalons reduzieren und das Rauschen verkleinern. Beschleunigend würde auch die Messung des Spektrums durch einen Halbleiterzeilensensor wirken. Aber selbst wenn man all diese Möglichkeiten kombiniert: Das Festhalten an spektralen Messungen erfordert in jedem Fall ein Spektrometer sowie die Auswertung der gemessenen Spektren – technischer, finanzieller und zeitlicher Aufwand, welcher den Einsatz außerhalb der Forschung behindern würde.

Der Nachweis der Absorption im Resonator durch eine PAZ wie bei Latz et al. bietet ein Rezept, wie man auf Messungen des Laserspektrums verzichten und das Rauschen durch phasenempfindlichen Nachweis vermindern kann. Das Verfahren beinhaltet aber ein paar Schwierigkeiten:

- Es ist eine sorgfältige Schallisolierung der photoakustischen Zelle sowie zwischen Lichtunterbrecher und PAZ erforderlich, um Falsch- oder Störsignale zu vermeiden [Latz00].
- Verunreinigungen an Fenstern oder Wänden der PAZ können bei moduliertem Lichteinfall breitbandig absorbieren und falsche Signalbeiträge erzeugen. Puffervolumina zwischen Resonanzrohr und Fenstern der PAZ wirken dem entgegen [Latz00], schließen es aber nicht aus.
- Die Wellenlänge des Farbstofflasers wurde „von Hand“ eingestellt, ihre Messung bzw. Kontrolle erfolgte über ein Gitterspektrometer. Lässt man das Spektrometer weg, fehlen Mittel zur (selbsttätigen) Einstellung und Stabilisierung der Wellenlänge auf einen geeigneten Spektralbereich mit kräftigen Absorptionslinien der nachzuweisenden Spezies.
- Der Lichtunterbrecher unterliegt mechanischem Verschleiß.

Die Modulation des Laserlichts durch einen Lichtunterbrecher war für den Farbstofflaser eine einfach zugängliche Methode. Zur Modulation der Emission eines Faserlasers gibt es einige weitere Möglichkeiten, die zum Teil eine im Faserlaser bereits vorhandene Komponente oder Eigenschaft benutzen. Auch in Bezug auf den phasenempfindlichen Nachweis der im Licht enthaltenen Information über Absorption gibt es Alternativen zur Verwendung einer PAZ bzw. zur Art und Weise der Verwendung der PAZ. Hier (wie schon in unserer Patentschrift [Baev02]) ein Überblick über mögliche Modulations- und Nachweisvarianten:

- 1.) Beim Faserlaser kann die Laserleistung moduliert werden, indem die Pumpleistung mit der Resonanzfrequenz ν_{res} des Faserlasers moduliert wird, so dass Resonanz- bzw. Relaxationsschwingungen angeregt werden. ν_{res} steigt beim Faserlaser mit der relativen Pumprate η und liegt typisch zwischen 10 und 100 kHz, genauer: $\nu_{\text{res}} = \nu_{\lambda} \cdot \sqrt{\eta - 1}$, wobei für den Aufbau in Abbildung 67 je nach Emissionswellenlänge $45 \text{ kHz} \leq \nu_{\lambda} \leq 111 \text{ kHz}$ gemessen wurde.
- 2.) Die Position der asphärischen Linse 3 im Resonator (siehe Abbildung 67) kann moduliert werden. Dies führt aufgrund des Farblängsfehlers der Linse zu einer Modulation der Emissionswellenlänge des Faserlasers, so dass die Emission periodisch mit starken Absorptionslinien des Absorbers im Resonator überlappt und *nicht* überlappt. Die Modulation der Linsenposition kann piezoelektrisch oder elektromagnetisch erfolgen.

- 3.) Die Konzentration des Absorbers im Laserresonator kann moduliert werden, in dem das zu untersuchende Probegas periodisch gepulst injiziert und kontinuierlich abgepumpt wird.
- 4.) Setzt man das Probegas im Laserresonator einem modulierten magnetischen oder elektrischen Feld aus, so ergibt sich durch Zeeman- bzw. Starkeffekt eine Aufspaltung und Modulation der spektralen Positionen der Absorptionslinien.
- 5.) Alternativ oder zusätzlich kann die Aufspaltung und Modulation der spektralen Positionen der Absorptionslinien in der photoakustischen Zelle durch ein moduliertes magnetisches oder elektrisches Feld erfolgen. Wirken im Laserresonator UND in der PAZ modulierte Felder, so wird das Messsignal auf der Summen- oder Differenzfrequenz erzeugt ("Inter-Modulation").
- 6.) Es kann eine photoakustische Zelle verwendet werden, die Mehrfachdurchgang des Laserstrahls durch die Zelle erlaubt.
- 7.) Zur Messung der Konzentrationen verschiedener Gaskomponenten können mehrere photoakustische Zellen im Laserstrahl in Reihe angeordnet sein.
- 8.) Anstelle der PAZ kann eine Fluoreszenzzelle [Hänsch72] oder eine optogalvanische Zelle [Zalewski81] verwendet werden.

Mit dem Ziel eines kostengünstigen Wasserdampfdetektors vor Augen wurden aus der Vielzahl der Möglichkeiten diejenigen ausgewählt, mit denen die oben genannten Schwierigkeiten vermieden werden, und die ohne großen Mehraufwand leicht, preiswert und robust umsetzbar sind. Die Modulation der Laserleistung durch einen Lichtunterbrecher oder durch die Anregung von Resonanz- bzw. Relaxationsschwingungen wurden aussortiert, da die modulierte Lichtleistung falsche Signalbeiträge durch Verunreinigungen in der PAZ ermöglicht. Die gepulste Injektion des Probegases oder das Erzeugen und Modulieren ausreichend starker (nach außen abzuschirmender!) elektrischer oder magnetischer Felder in Resonator oder PAZ wären für einen preiswerten Detektor zu aufwändig. In geringerem Maße gilt das auch für die Verwendung von optogalvanischen oder Fluoreszenzzellen oder einer Vielfachreflexions-PAZ. Die Verwendung mehrerer photoakustischer Zellen ist nicht nötig, wenn nur Wasserdampf nachgewiesen werden soll.

Übrig blieben ein doppelter Durchgang des Laserstrahls durch die PAZ sowie die Modulation der Position der asphärischen Linse 3 im Laserresonator, die eine Modulation der Emissionswellenlänge des Faserlasers bewirkt. Da die Laserleistung in der PAZ dann nahezu konstant ist, bleiben Störsignale durch Aufheizen der Fenster und Wände der Zelle nahezu unmoduliert und tragen nicht oder fast nicht zum Messsignal bei. Linse 3 mit einigen μm Hub oszillieren zu lassen, wäre elektromagnetisch oder piezoelektrisch möglich; beide Varianten sind verschleißfrei. Piezoelektrische (Ring-)Aktoren sind aber teurer und erfordern höhere Spannungen als Lautsprecher, daher wurde die Entscheidung getroffen, Linse 3 in der Mitte eines Lautsprechers zu montieren. Der Lautsprecher wird so zum elektrischen Stellglied, über das sich die Emissionswellenlänge des Faserlasers nicht nur modulieren sondern auch einstellen und stabilisieren lässt. Dies erfordert allerdings eine elektronische Regelung, welche eine Messgröße, die der mittleren Emissionswellenlänge des Faserlasers entspricht, mit einem einstellbaren Sollwert vergleicht und die Differenz über das Stellglied minimiert.

6.4 Wellenlängenmodulierter und -stabilisierter Faserlaser

Zur ersten Realisierung eines wellenlängenmodulierten Faserlasers wurde ein Breitbandlautsprecher des Typs Monacor SPH-75/8^[Monacor] verwendet. Es handelt sich um einen Tiefmitteltöner mit 75 mm Durchmesser, 8 Ω Impedanz, er kostet ca. 20 €. Der Topfmagnet und die schwingfähige Membran des Lautsprechers erhielten eine Bohrung mit 10 mm Durchmesser, so dass Laserlicht hindurch treten kann. In die durchbohrte Membran, d.h. im Zentrum der Tauchspule, wurde eine entspiegelte^[P-Ent] asphärische Linse mit 15 mm Brennweite und $N_A = 0,3$ eingeklebt (Typ Schott A136^[A136]). Der erste Faserlaser-Aufbau mit Lautsprecher als schwingfähigem Halter von Linse 3 ist in Abbildung 86 skizziert. Es wurde das aus Abschnitt 3.7 bekannte, 45,5 cm lange Thulium-Faserstück „Tm4“ verwendet. Der Auskoppelspiegel^[Ausk1] steht 45 cm von Linse 3 entfernt. Das resonatorinterne Faserende ist auf einem xyz-Verschiebetisch^[Elliot] montiert und wird damit relativ zu Linse 3 justiert (auch der Abstand). Ein Frequenzgenerator^[Gold] erzeugt eine Wechselspannung, die an der Tauchspule des Lautsprechers anliegt, so dass Linse 3 relativ zum Faserende schwingt und die Emissionswellenlänge des Faserlasers moduliert wird.

Das Spektrum des Faserlasers wurde mit einem motorisch mit 20 nm/min durchgestimmten Monochromator^[McPher] gemessen (siehe Abschnitt 3.7/Abb. 38). Am Ausgang des Monochromators erzeugte eine InGaAs-Photodiode^[Hamal] ein Signal, welches mit Hilfe eines Tiefpasses in der Verstärkerschaltung über mehr als eine Periode der Modulation gemittelt (Grenzfrequenz ≈ 100 Hz) und mit der Messdatenerfassungskarte^[Imtec] eines Rechners als Funktion der Zeit gemessen wurde. Spektren, welche sich ohne bzw. mit Modulation ergaben, sind in Abbildung 87 dargestellt. Man erkennt, dass der mit einer 300 Hz-Rechteckspannung modulierte Faserlaser in jeder Modulationsperiode um jeweils 30 nm hin und her gestimmt wird. An den Umkehrpunkten erfolgt aufgrund der größeren Verweildauer im zeitlich gemittelten Spektrum mehr Emission. Aus der Amplitude der Wellenlängenmodulation und aus dem Farblängsfehlers von Linse 3 ($\sim 0,33 \mu\text{m}/\text{nm}$) ergibt sich der Hub der Linse zu etwa 10 μm . Im Spektrum sind zahlreiche gesättigte Wasserdampfabsorptionslinien als spektrale Löcher der Laseremission zu erkennen. Der Spektralbereich oberhalb 1798 nm weist besonders viele und breite gesättigte Absorptionslinien auf.

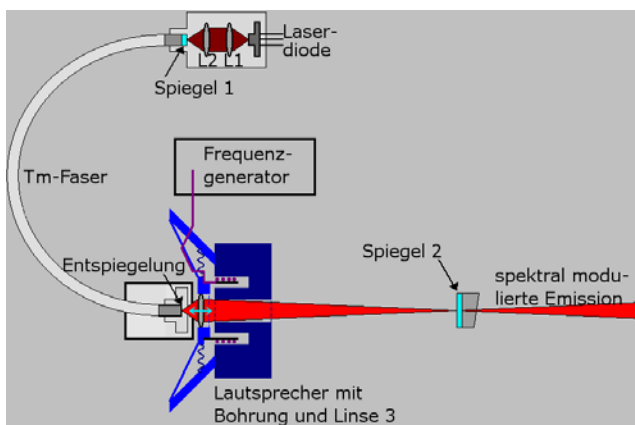


Abbildung 86: Erster Aufbau des Tm-Faserlasers mit modulierter Emissionswellenlänge.

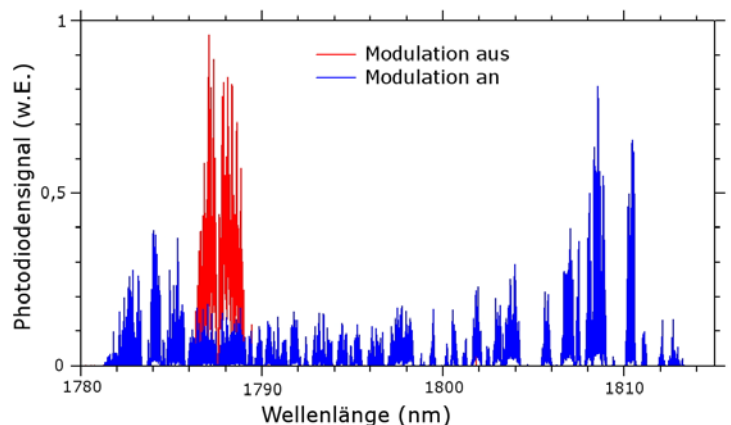


Abbildung 87: Zeitlich gemittelttes Spektrum des Faserlasers ohne bzw. mit Modulation der Wellenlänge (300 Hz, Hub 10 μm).

6.4 Wellenlängenmodulierter und -stabilisierter Faserlaser

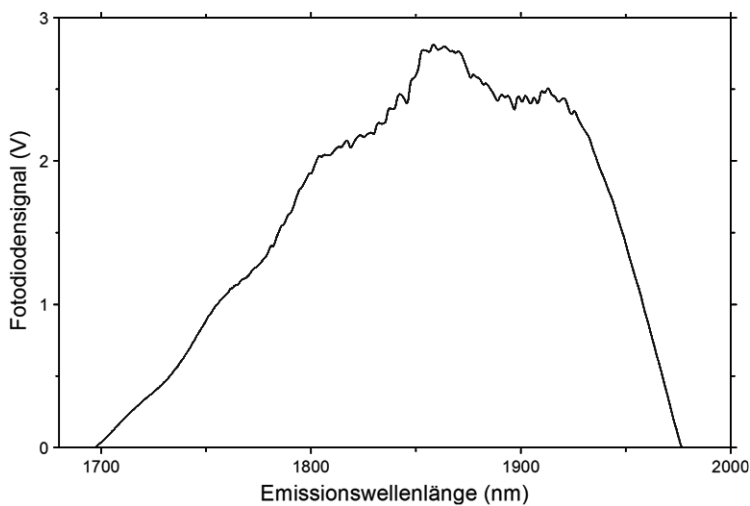


Abbildung 88 Leistungsspektrum des Tm^{3+} -Faserlasers bei Modulation des Abstands der resonatorinternen Linse vom Faserende. Die Linse wird durch eine Dreiecksspannung mit 0,2 Hz Frequenz und 200 μm Hub bewegt.

In einer weiteren Messung wurde der Laserstrahl direkt auf die InGaAs-Fotodiode gelenkt und der Lautsprecher mit etwa 200 μm Hub und einer Dreiecksspannung mit der Frequenz 0,2 Hz betrieben. So ergibt sich das in Abb. 88 dargestellte Leistungsspektrum des Faserlasers. Man erkennt viele kleine Einbrüche der Laserleistung zwischen 1800 nm und 1920 nm, wo die stärksten H_2O -Absorptionslinien sind. Die Einbrüche sind nicht noch größer, da die Laseremission – bedingt durch die homogene Verbreiterung der Verstärkung – den Absorptionslinien spektral „ausweichen“ kann: Die Emission erfolgt bevorzugt nahe bei den lokalen Absorptions-Minima. Jedoch wird auch zwischen gesättigten, benachbarten Absorptionslinien so viel Licht absorbiert, dass es sich auf den Umlaufverlust im Laserresonator auswirkt und die Laserleistung messbar sinkt.

Die Flanken des Laserleistung unterhalb 1800 nm und oberhalb 1920 nm eignen sich, um die Emissionswellenlänge des Faserlasers mit Hilfe einer Regelung zu stabilisieren: Wenn man im Bereich einer derartigen Flanke den Faserlaser bei konstanter Pumpleistung auf eine bestimmte Ausgangsleistung stabilisiert, so wird damit zugleich die Emissionswellenlänge z.B. bei 1950 nm stabilisiert. Allerdings ist es für den Einsatz des Faserlasers als Wasserdampfdetektor sinnvoller, den Faserlaser bei den stärksten H_2O -Absorptionslinien zu stabilisieren, also zwischen 1800 nm und 1920 nm, wo die Absorptionslinien lokale Minima der Laserleistung verursachen. In diesem Spektralbereich kann man zusätzlich optische Kanten- oder Bandpassfilter verwenden. So ein Filter wird je nach gewünschter Wellenlänge vor der Photodiode platziert und erzeugt mit seiner steilen Transmissionsflanke gezielt eine steile *Flanke des Photodiodenstroms*. Eine elektronische Regelung muss dann noch das Photodiodensignal mit einem Sollwert vergleichen und aus der Differenz (dem Fehlersignal) den richtigen Stellstrom erzeugen. Dieser Stellstrom regelt und stabilisiert die mittlere Position der Linse 3 an derjenigen Stelle, welche optimal ist für die Rückkopplung des Lichts (in die Faser) für diejenige Wellenlänge, die durch den eingestellten Sollwert sowie den gewählten Kanten- oder Bandpassfilter ausgewählt wurde. Damit das auch bei aktiver Modulation des Faserlasers funktioniert, muss das Photodiodensignal durch einen Tiefpass über etliche Modulationsperioden gemittelt werden.

6.4 Wellenlängenmodulierter und –stabilisierter Faserlaser

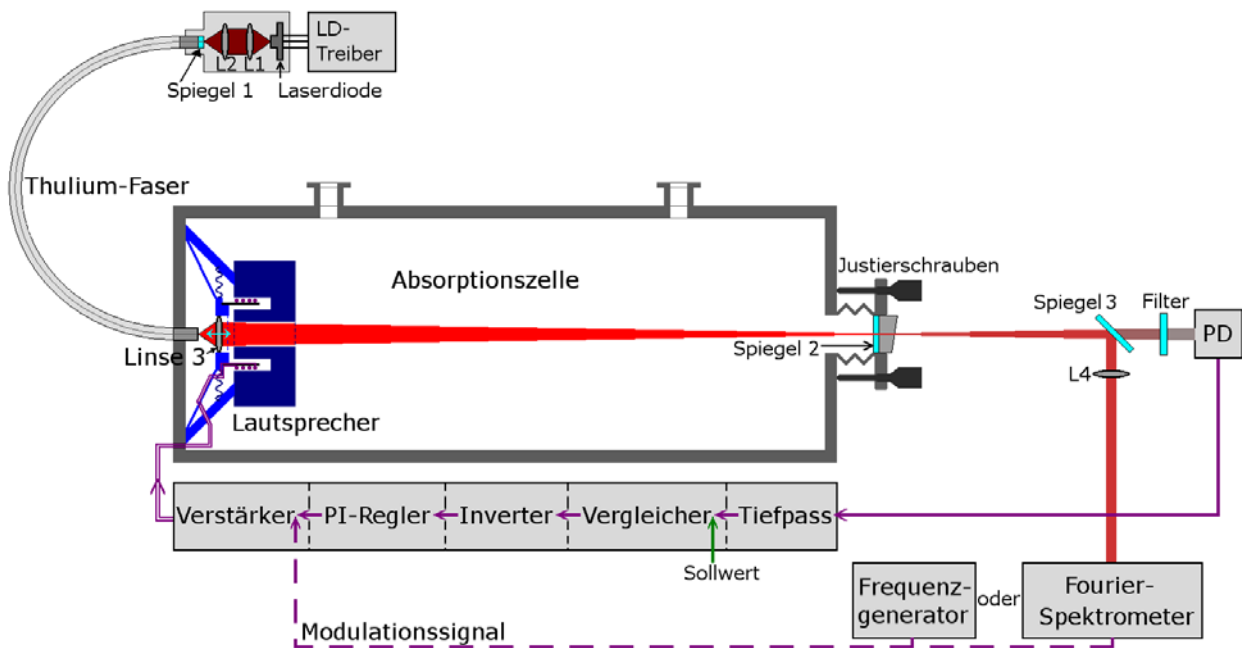


Abbildung 89: Aufbau des wellenlängenmodulierten und -stabilisierten Faserlasers. Quelle des Modulationssignals kann das zeitauflösende Fourierspektrometer ein Frequenzgenerator oder auch der Oszillator eines Lock-in-Verstärkers sein.

Das vorstehend beschriebene Konzept des wellenlängenmodulierten und –stabilisierten Faserlasers wurde experimentell verwirklicht. Der Aufbau ist in Abbildung 89 dargestellt und weist folgende Eigenschaften auf:

- Die Anregung der Faser erfolgt unverändert wie in Kapitel 3 bzw. 5.
- Es werden zwei 47,7 bzw. 51 cm lange Stücke der Lycom-Faser ^[Lycom] verwendet. Die Faserenden wurden in FC-Fasersteckern durch direktes Aufdampfen ver- und entspiegelt.
- Die Absorptionszelle ^[Abszell2] wird in Abbildung 90 gezeigt. Sie wurde neu konstruiert mit dem Ziel, den gesamten faserexternen Resonatorteil evakuieren bzw. mit Probegas befüllen zu können. Der Grundkörper der Zelle ist ein 51 cm langer Edelstahlhohlzylinder mit 100 mm Innen- und 104 mm Außendurchmesser. Seitlich sind zwei Kleinflansch-Vakuuman schlüsse KF16 angeschweißt, damit Gase durch die Zelle *hindurch* geleitet werden können. An den Enden der Zelle ist jeweils ein als Anschweißflansch verwendeter Blindflansch CF 100 angeschweißt.



Abbildung 90: Absorptionszelle mit justierbarem Spiegelhalter, Vakuum-Anschlüssen und integriertem Lautsprecher.

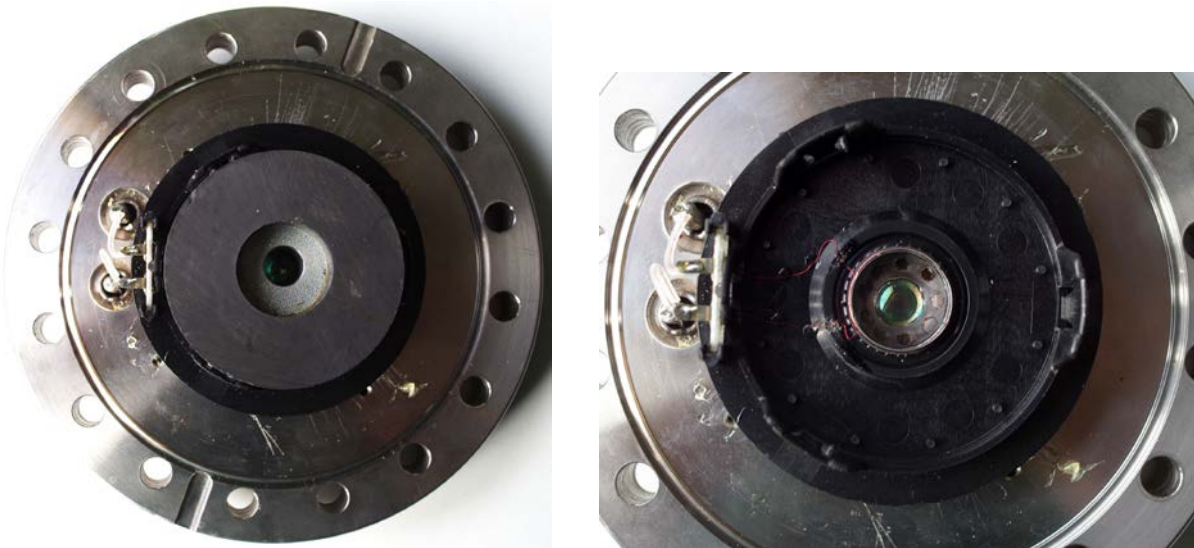


Abbildung 91a,b: Vakuumblindflansch mit durchbohrtem Lautsprecher und Asphäre. mit/ohne Topfmagnet. Hinter der Linse befindet sich das resonatorinterne Faserende

- Die Anschweißflansche werden jeweils mit einem Kupferringdichtung und einem Blindflansch CF 100 abgedichtet. In den einen Blindflansch ist eine FC-Faserbuchse integriert, so dass FC-Faserstecker von der Außenseite her stabil befestigt werden können. Mit etwas Vakuumfett wird die Ferrule vakuumdicht eingepasst; die Faserendfläche befindet sich dann im Inneren der Zelle. Außerdem führen zwei elektrische Vakuumdurchführungen zum Lautsprecher. Dieser wurde samt Linse 3 auf der Innenseite des Blindflansches relativ zur Faserposition genau justiert und fixiert.
- Als Lautsprecher wurde anfangs der oben genannte Tiefmitteltöner weiterverwendet, später dann ein Hochtöner des Typs SEAS KT19F^[SEAS], der aufgrund der kleineren schwingenden Masse bei gleicher Frequenz im kHz-Bereich größeren Hub und somit eine größere Amplitude der Wellenlängenmodulation ermöglicht. Auch bei diesem Lautsprecher wurde eine zentrale Bohrung vorgenommen, und es wurde eine entspiegelte 15 mm-Asphäre^[A136] an der schwingfähigen Membran und damit an der Tauchspule befestigt – siehe Abbildung 91.
- Der andere Blindflansch weist im Zentrum eine Bohrung auf. Auf der Außenseite wurde um die Bohrung ein Wellschlauch angeschweißt und daran eine Spiegelhalterung. Dank der Flexibilität des Wellschlauchs kann die Spiegelhalterung mit Einbaumessschrauben^[Mitul] relativ zum Blindflansch verkippt werden. In die Spiegelhalterung ist der Auskoppelspiegel^[Ausk2] des Faserlasers eingeklebt (5_{-1}^{+2} % Transmission zwischen 1,7 μm und 2,05 μm). Der Abstand dieses Spiegels zur Faserendfläche beträgt 60,7 cm.
- Spiegel 3^[Ausk2] wird als Strahlteiler eingesetzt, so dass ca. 5 % des Laserlichts auf den jeweiligen Filter trifft und von dort auf die Photodiode. Der Hauptteil des Lichts wird zum Fourier-spektrometer oder zur photoakustischen Zelle geleitet.
- Als Photodetektor dient eine InGaAs-Photodiode^[Judsl] mit Empfindlichkeitsbereich bis 2,2 μm .

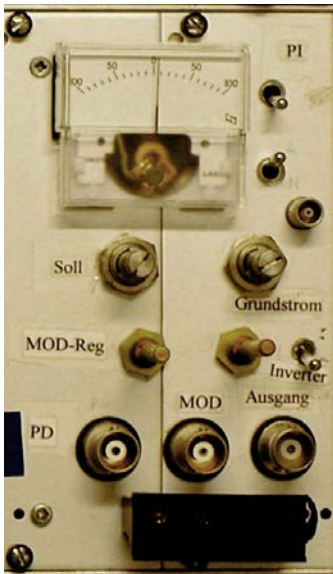


Abbildung 92: Bedien-, Anzeige- und Anschlussfeld der Wellenlängenstabilisierung:

„PD“: BNC-Eingang für die Photodiode.

„MOD“: BNC-Eingang für das Modulationssignal.

„Ausgang“: BNC-Ausgang des Verstärkers zum Anschluss an den Lautsprecher.

„MOD-Reg“: 2 Potentiometer zur Einstellung von P- & I- Anteil des PI-Reglers.

„Inverter“: Kippschalter zur (Nicht-) Überbrückung des Inverters.

„Soll“: 10-Gang-Potentiometer zur Einstellung des Sollwerts.

„Grundstrom“: 10-Gang-Potentiometer zur Einstellung des Grundstroms

„PI“: 2 Kippschalter zur Einstellung des PI-Reglers.

Das Drehspulinstrument zeigt das nicht invertierte Fehlersignal an.

- Als Filter wurden verschiedene Bandpass-Interferenzfilter^[Ealing] sowie alternativ oder zusätzlich Farbglasabsorptionsfilter^[Vision2] eingesetzt. Die Bandpassfilter haben ca. 50% maximale Transmission bei 1740 nm, 1800 nm oder 1940 nm mit jeweils 17 nm Bandbreite. Durch Verkippen des Filters lassen sich die spektralen Positionen des Transmissionsmaximums und der Flanken in Richtung kürzerer Wellenlängen verschieben. Wird der Faserlaser auf eine Wellenlänge an den „Flanken“ in Abbildung 88 eingesetzt, so kann der Filter auch entfallen.
- Die Elektronik zur Stabilisierung der mittleren Wellenlänge des Faserlasers besteht im Wesentlichen aus Tiefpass, Vergleichler, Inverter, PI-Regler und einem (addierenden) Verstärker. Die Schaltung^[Stabl] wurde speziell für diesen Aufbau entwickelt [Correia02]. Der Schaltplan ist in Anhang D abgebildet, das Bedien-, Anschluss- und Anzeigefeld in Abbildung 92. Vom Tiefpass abgesehen wurde jede Stufe der Schaltung durch einen Operationsverstärker verwirklicht. Der Tiefpass filtert das Signal der Photodiode mit der Grenzfrequenz 1 Hz. Aus dem gefilterten Photodiodensignal und einem per 10-Gang-Potentiometer einstellbarem Sollwert (der ebenfalls einen Tiefpass durchläuft) bildet der Vergleichler ein Fehlersignal, das mit einem Drehspulinstrument angezeigt wird. Der Inverter kann mit einem Kippschalter überbrückt werden; das ermöglicht einen Vorzeichenwechsel des Fehlersignals, je nachdem, ob die Stabilisierung an einer steigenden oder an einer fallenden Filterflanke eingesetzt wird. Kernstück der Schaltung ist der PI-Regler, welcher aus dem ggf. invertiertem Fehlersignal das Regelsignal erzeugt. Der Verstärker addiert Regelsignal, Modulationssignal und eine manuell per Potentiometer einstellbare Grundspannung und gibt die verstärkte Summe über einen Ausgangswiderstand auf den Lautsprecher.
- Das Modulationssignal wird von Frequenzgenerator, Lock-in-Verstärker oder durch das Fourierspektrometer bereitgestellt. Letzteres ist der Fall, wenn das Fourierspektrometer das Spektrum des modulierten Faserlasers *zeitaufgelöst* misst. In diesem Fall durchläuft das Referenzsignal des Fourierspektrometers (Interferenzsignals des Referenz-HeNe-Lasers) einen Schmitt-Trigger. Anschließend wird es um den manuell wählbaren Faktor $(m + n)$ untersetzt (z.B. $m = n = 5$) und um einen ebenfalls wählbaren Faktor verstärkt – siehe Abschnitt 4.7.

Der wellenlängenmodulierbare, stabilisierte Thulium-Faserlaser wurde erfolgreich in Betrieb genommen. Die Funktion der Stabilisierung wurde in mehreren Hinsichten untersucht. Dabei zeigte sich, dass die Regelung nach Justierung von P- und I-Anteil gut funktioniert und auch gezielte Störungen – z.B. durch Veränderung des Grundstroms – sekundenschnell ausgleicht.

Spektrale Untersuchungen mit dem Fourierspektrometer zeigten, dass sich die Emissionswellenlänge des Thulium-Faserlasers zuverlässig über den Sollwert ebenso wie durch Verkippen des Bandpassfilters einstellen lässt. Die Stabilisierung hält die (mittlere) Emissionswellenlänge des Faserlasers über einen ganzen Tag stabil – allerdings mit einer wesentlichen Einschränkung: Wenn die Temperatur im Labor schwankt, kann das zu entsprechenden Schwankungen der Wellenlänge führen. Eine systematische Untersuchung zeigte, dass sich bei sonst unveränderten Einstellungen die mittlere Wellenlänge des Faserlasers z.B. von 1773,3 nm bei 18°C Raumtemperatur auf 1763, nm bei 21,6°C Raumtemperatur verringerte. Als Ursache wurde die Abhängigkeit der Emission der Laserdiode, welche den Faserlaser anregt, von der Umgebungstemperatur identifiziert. Mit der Temperatur ändern sich (bei konstantem Diodenstrom) Leistung und Emissionswellenlänge der Laserdiode, damit ändert sich auch die von der dotierten Faser absorbierte Pumpleistung. Entsprechend ändern sich die Leistung des Faserlasers und das Signal der Photodiode. Die Regelung versucht das Signal der Photodiode aber konstant zu halten und erreicht dies auch, indem sie über den Stellstrom die Position der Linse 3 und damit die Faserlaser-Wellenlänge ändert.

Hier zeigt sich eine Schwäche des Stabilisierungskonzepts. Heilen könnte man das Problem durch eine Temperaturstabilisierung der Laserdiode. Alternativ oder zusätzlich könnte ein Photodetektor die Leistung des Faserlasers *ohne* Filter messen. Der Quotient aus dem Signal des Detektors *mit* vorgesetztem Filter und dem Signal des Detektors *ohne* Filter bliebe bei konstanter (mittlerer) Faserlaser-Wellenlänge konstant, auch wenn sich die Faserlaser-Leistung änderte. Würde man diesen Quotienten als neues Eingangssignal der Stabilisierung verwenden, so wäre die Stabilität der mittleren Faserlaser-Emissionswellenlänge auch bei veränderter Pumpleistung und damit auch bei Änderungen der Raumtemperatur gewährleistet.

Stabil zeigt sich der Faserlaser gegen Änderungen des Luftdrucks im Resonator. Abbildung 93 zeigt zwei Spektren des unmodulierten, stabilisierten Faserlasers. Sie wurden bei identischen Einstellungen gemessen, nur der Druck in der Absorptionzelle wurde von 100 mbar auf 1 bar erhöht. Das Spektrum ändert zwar seine Form: Die H₂O-Absorptionslinien verschmelzen und sättigen, die Emission wandert zu den Rändern des Spektrums. Die *mittlere* Wellenzahl aber bleibt konstant. Das Spektrum bei 1 bar wurde mit dem Programm „Fourier-ICAs-Laserspektren auswerten“ ausgewertet. Die effektive Absorptionsweglänge ergab sich zu $L_{\text{eff}} = 2,3 \text{ km}$ (1 bar).

6.4 Wellenlängenmodulierter und –stabilisierter Faserlaser

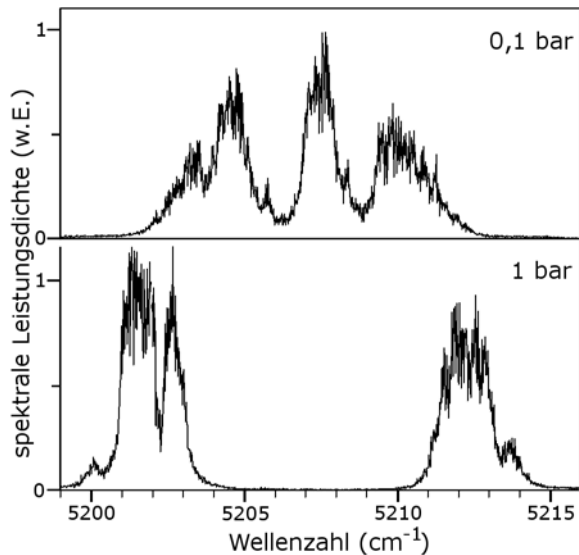


Abbildung 93: Spektren des stabilisierten Faserlasers bei verschiedenen Luftdrücken in der Absorptionzelle

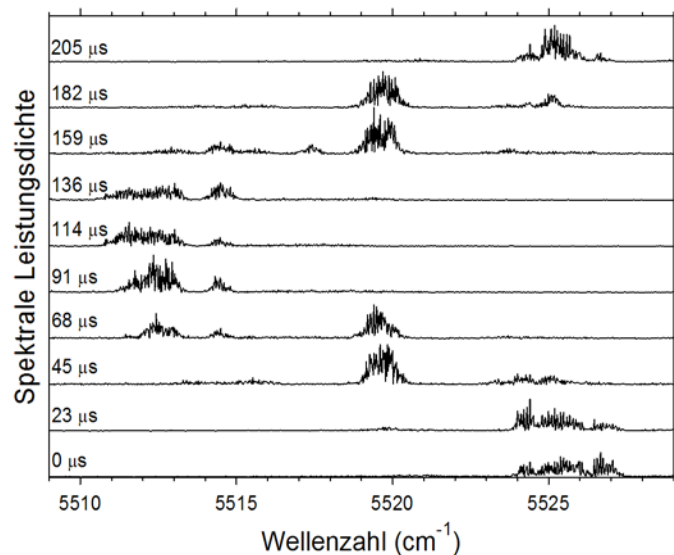


Abbildung 94: Zeit aufgelöstes Spektrum des stabilisierten und mit 4 kHz modulierten Faserlasers

Abbildung 94 zeigt eine Modulationsperiode eines zeitaufgelösten Faserlaser-Spektrums, das mit dem zeitauflösenden Fourier-Spektrometer gemessen wurde. Das Modulationssignal wurde vom Fourier-Spektrometer erzeugt, so dass die Messung der Interferogramme mit der Modulation des Faserlasers synchronisiert war (siehe Abschnitt 4.7). Amplitude und Frequenz des Modulationssignals waren 2 V bzw. 4 kHz. Daraus ergab sich mit dem Mittelhoctöner die Amplitude der Modulation der mittleren Wellenlänge zu 4,3 nm (entspricht 13 cm^{-1}). Die Absorptionzelle war dabei belüftet; darum wird das Laserspektrum nicht gleichförmig hin und her moduliert, sondern es scheint unter den vorhandenen gesättigten Wasserdampf-Absorptionslinien „durchzutauchen“.

Vergrößert (verkleinert) man die Frequenz der Modulation bei konstanter Amplitude 2 V des Modulationssignals, so verkleinert (vergrößert) sich die Amplitude der Wellenlängenmodulation entsprechend. Ursache ist die Massenträgheit des schwingenden Körpers aus Membran, Tauchspule und Linse 3. Abbildung 95 zeigt den gemessenen Zusammenhang zwischen Frequenz und Amplitude der Wellenlängenmodulation.

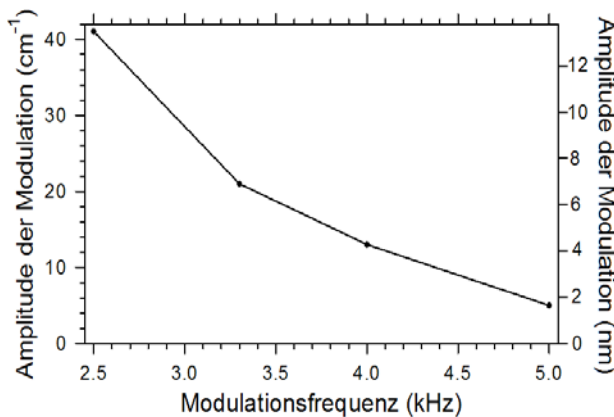


Abbildung 95: Amplitude der Wellenlängenmodulation.

6.5 Photoakustischer Nachweis von H₂O-Absorption im wellenlängenmod. Faserlaser

Nachdem der wellenlängenmodulierbare, stabilisierte Faserlaser erfolgreich aufgebaut war, wurde er mit einer photoakustischen Zelle und einem Lock-in-Verstärker kombiniert, um die Absorption im Laserresonator phasenempfindlich nachzuweisen.

Der Aufbau der photoakustischen Zelle (PAZ) ist in Abbildung 96 dargestellt. Es ist eine Zelle ^{|PAZ|} wie sie Torsten Latz verwendete, um die Absorption von Joddampf im Resonator eines Farbstofflasers photoakustisch nachzuweisen [Latz99+00]. Zentraler Bestandteil ist das Resonanzrohr, das 8 cm lang ist und 1 cm Durchmesser hat. Zwei zylindrische Teflonscheiben halten es auf der Achse und in der Mitte eines Glaszylinders mit 4 cm Durchmesser und 16 cm Länge. So entstehen an beiden Enden des Resonanzrohres Puffervolumina. Diese haben die Aufgabe, Störsignale, welche von den Fenstern ausgehen, durch destruktive Interferenz zu unterdrücken. Der Glaszylinder wird an beiden Enden durch Edelstahlplatten abgeschlossen. In der Mitte jeder zylindrischen Edelstahlplatte ist ein nach außen gerichtetes, ca. 1,5 cm langes Edelstahlröhrchen angebracht. Dieses endet mit einem Quarzfenster, das unter Brewsterwinkel gegen die Zellenachse geneigt ist.

Das Resonanzrohr hat in seiner Mitte eine kleine Öffnung; darin ist ein Mikrofon ^{|Knowl|} eingelassen. Es befindet sich damit an der Stelle maximalen Drucks der Grundschiwingung (erste longitudinale Mode) des Resonanzrohres. Diese tiefste Resonanz tritt bei ca. 2,03 kHz auf (bei 100 mbar Luftdruck). Seitlich ist am Glaskörper der PAZ ein Glashahn angebracht, so dass die PAZ evakuiert, befüllt und verschlossen werden kann. Außerdem sind elektrische Durchführungen für Signal und Spannungssignal des Mikrophons in den Glaskörper eingelassen. Das Signal des Mikrophons wird mit einem Mikrophonverstärker ^{|MVerst|} verstärkt.

Abbildung 97 zeigt den experimentellen Aufbau zur Kombination des wellenlängenmodulierten Faserlasers mit der PAZ und einem phasenempfindlichen Gleichrichter (Lock-in-Verstärker) ^{|Lock-in|}. Der größte Teil des modulierten Lichts des Faserlasers tritt in die photoakustische Zelle. Die PAZ wurde mit einem mobilen Pumpenstand ^{|PStand|} befüllt mit 17 mbar Wasserdampf-Partialdruck bei 100 mbar Gesamtdruck. Die mittlere Wellenlänge des Faserlasers wird durch Neigen des Bandpass-Interferenzfilters ^{|Ealing|} (Transmissionsmaximum bei 1940 nm) und durch Einstellung des Sollwerts der (verstärkten) Photodiodenspannung eingestellt und dort stabilisiert, und zwar

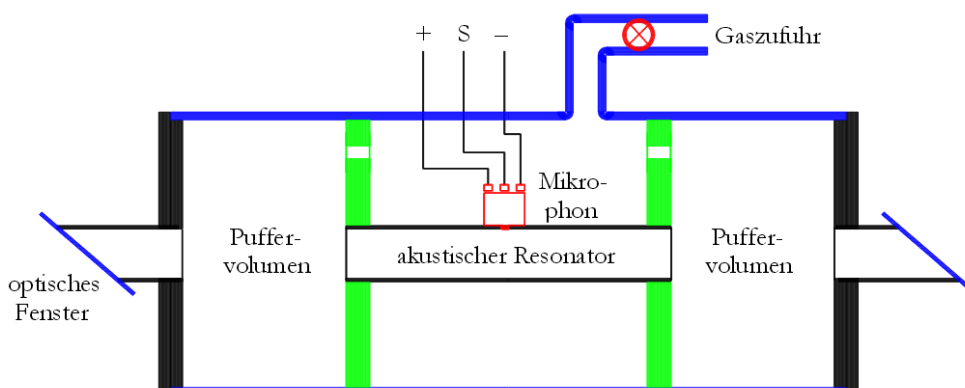


Abbildung 96:
Aufbau der photoakustischen Zelle [Latz00].

6.5 Photoakustischer Nachweis von H₂O-Absorption im wellenlängenmodulierten Faserlaser

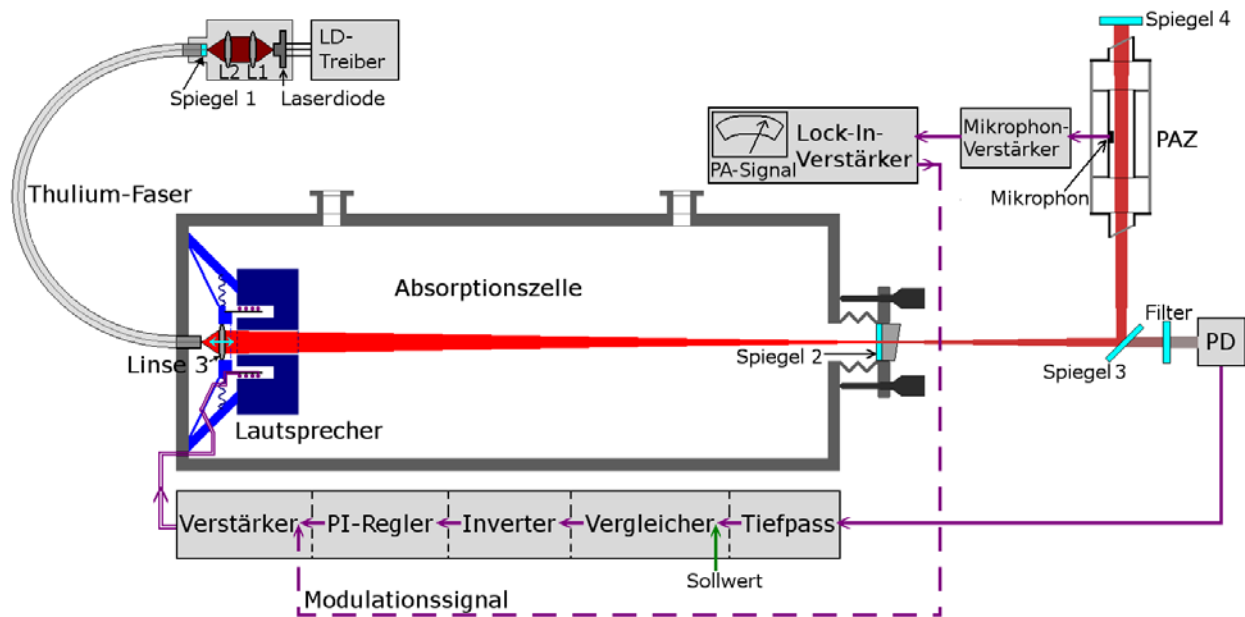


Abbildung 97: Kombination des wellenlängenmodulierten und –stabilisierten Thulium-Faserlasers mit einer photoakustischen Zelle und einem Lock-In-Verstärker zum phasenempfindlichen Nachweis der Wasserdampfabsorption in der Absorptionszelle im Resonator des Faserlasers. Das Modulationssignal wird vom internen Referenzoszillator des Lock-In-Verstärkers erzeugt.

auf ca. 5203 cm^{-1} (1921 nm). So grenzt das Spektrum an drei H₂O-Absorptionslinien zwischen 5205 cm^{-1} und 5207 cm^{-1} ; dieser Spektralbereich ist im Transmissionsspektrum in Abb. 98 *oben* mit gestrichelten Linien markiert. Dieses Spektrum wurde aus der HITRAN-Datenbank berechnet, wobei die tatsächlich genutzten experimentellen Bedingungen in der PAZ zugrunde gelegt wurden (8 cm Pfadlänge, 100 mbar Gesamtdruck, 17 mbar H₂O-Partialdruck). Die Amplitude der Wellenlängenmodulation des Faserlasers wurde auf ca. $2,5 \text{ cm}^{-1}$ eingestellt, so dass das Spektrum abwechselnd mit den markierten Wasserdampf-Absorptionslinien überlappt und *nicht* überlappt, wie man am zeitaufgelösten Laserspektrum erkennt, das in Abbildung 98 *unten* dargestellt ist. Gemessen wurde das Laserspektrum ohne Mittelung mit einem Einmal-Scan des Fouriertransformierten Spektrometers, das für diese Messung vorübergehend die Modulation des Faserlasers übernahm. Der Druck in der Absorptionszelle des Faserlasers betrug bei dieser Messung $0,2 \text{ mbar}$.

Nach der spektralen Messung wurde die PAZ und der Mikrophonverstärker nahe bei Spiegel 3 wieder in den Aufbau integriert und mit dem Lock-In-Verstärker verbunden, so wie es in Abbildung 97 dargestellt ist. Der Lock-In-Verstärker besitzt einen internen Oszillator, welcher das Referenz- bzw. Modulationssignal erzeugt. Dieses Signal wird auf die Resonanzfrequenz der PAZ eingestellt. Über die Stabilisierungs- und Modulationselektronik des Faserlasers moduliert es die Position der resonatorinternen Linse und somit die Laserwellenlänge. Auf diese Weise wird die Absorption in der PAZ moduliert, so dass sich eine resonante akustische Welle ausbildet. Das verstärkte Mikrophonsignal wird vom Lock-in-Verstärker phasenempfindlich und mit 100 s Integrationszeit mit dem Referenzsignal verglichen. Das Ergebnis ist das photoakustische Signal (PA-Signal), welches angezeigt und abgelesen wird. Amplitude ($0,93 \text{ V}$) und Frequenz ($2,03 \text{ kHz}$) des Modulationssignals, der Sollwert der Photodiodenspannung (185 mV) und der Phasenwinkel

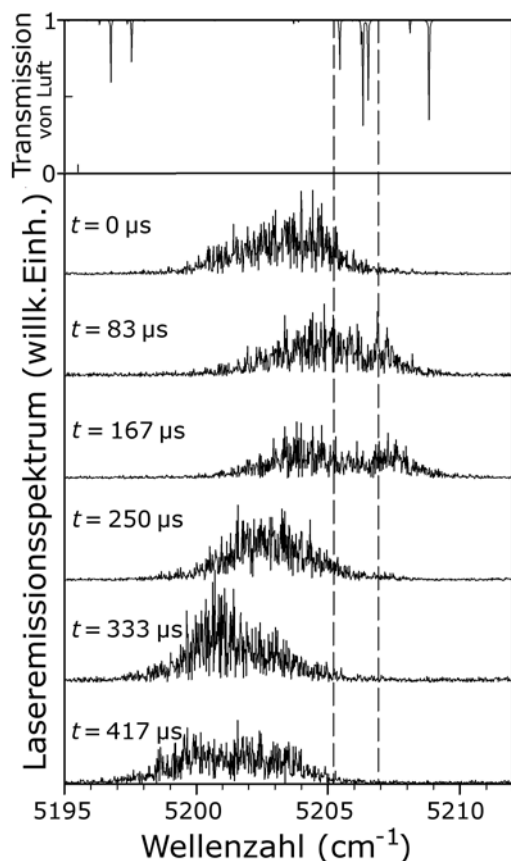


Abbildung 98 oben: Luft-Transmission bei 8 cm Pfadlänge, 17 mbar H₂O-Partialdruck, 100 mbar Gesamtdruck (aus HITRAN-Datenbank berechnet).
unten: Zeitaufgelöstes Spektrum des modulierten Faserlasers. Mittlere Wellenzahl: 5203 cm⁻¹, Modulationsamplitude und -Frequenz: 2,5 cm⁻¹ bzw. 2 kHz.

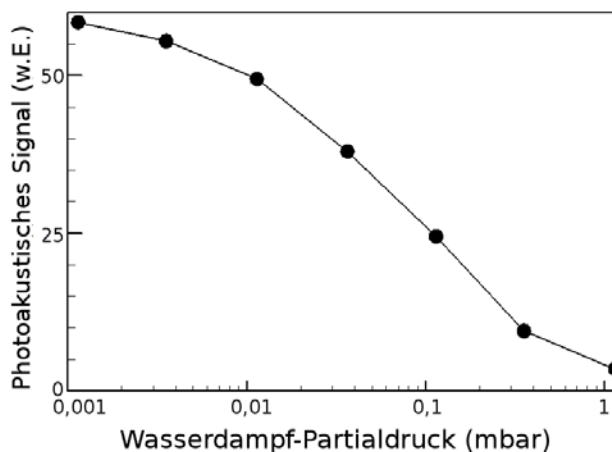


Abbildung 99: Photoakustisches Signal als Funktion des Wasserdampfpartialdrucks in der Absorptionszelle des Faserlasers.

zwischen Referenz- und Mikrophonesignal wurden so optimiert, dass das PA-Signal maximal wurde. Hinter der PAZ wurde ein Aluminium-Spiegel aufgestellt, der das Licht zurück in die PAZ lenkte, dadurch erhöhte sich das PA-Signal um ca. 50%.

Die Abhängigkeit des photoakustischen Signals vom Wasserdampf-Partialdruck *in der Absorptionszelle des Faserlasers* wurde wie folgt gemessen: Ein Nadelventil wurde an einem der Kleinflansche der Absorptionszelle angeflanscht, der mobile Pumpenstand samt Druckmessgerät^[DrMess] am anderen Kleinflansch. Je nach Einstellung des Ventils wurde mit aktivierter Vakuumpumpe im Druckbereich zwischen 0,1 mbar und 100 mbar jeweils ein Fließgleichgewicht innerhalb der Absorptionszelle verwirklicht. Der Wasserdampf-Partialdruck ergab sich aus der Luftfeuchtigkeit der Laborluft zu 1,14 % des Gesamtdrucks. Abbildung 99 zeigt, wie das PA-Signal bei Zunahme des Wasserdampf-Partialdrucks in der Absorptionszelle abnimmt. Beim kleinsten im Durchflussbetrieb eingestellten Gesamtdruck 0,1 mbar (H₂O-Partialdruck: 1,1 μbar) hat das PA-Signal seinen größten gemessenen Wert 58,5 ± 0,5 Skt. Bei Erhöhung des H₂O-Partialdrucks auf 3,4 μbar sinkt das PA-Signal auf 55,5 ± 0,5 Skt. Wenn der H₂O-Partialdruck nach und nach bis auf 1,1 mbar er-

hört wird, fällt das PA-Signal schließlich auf 3,5 Skt. Der Abfall des PA-Signals bei zunehmendem H₂O-Partialdruck lässt sich ähnlich erklären wie der Abfall des PA-Signals in Abbildung 85: Eine Erhöhung der Wasserdampfkonzentration in der Absorptionszelle des Faserlasers bewirkt eine stärkere Ausprägung bzw. Sättigung der H₂O-Absorptionslinien. Folglich ist weniger Licht in den Spektralbereichen verfügbar, bei denen die Wasserdampfmoleküle in der PAZ absorbieren können. In der PAZ wird also weniger Licht durch Wasserdampf absorbiert; die akustische Welle, das Mikrophonsignal und das PA-Signal sind entsprechend kleiner.

Wahrscheinlich steigt das PA-Signal unterhalb 0,1 µbar H₂O-Partialdruck noch weiter an. Leider konnten wir mit der vorhandenen Apparatur kleinere H₂O-Partialdrücke nicht kontrolliert bereitstellen. Zwischen den kleinsten im Durchflussbetrieb realisierten H₂O-Partialdrücken 1,14 µbar und 3,4 µbar fällt das PA-Signal um $\Delta S_{PA} = 3$ Skt. ab, dabei beträgt die Messgenauigkeit $\Delta S_{PA, \min} = 0,5$ Skt. Interpoliert man linear, dann sollte eine Änderung des H₂O-Partialdrucks um

$$\frac{\Delta S_{PA, \min}}{\Delta S_{PA}} \cdot \Delta p_{H_2O} = \frac{0,5 \text{ Skt.}}{3 \text{ Skt.}} \cdot 2,3 \mu\text{bar} = 0,4 \mu\text{bar} \pm 0,1 \mu\text{bar} \quad (74)$$

messbar sein, das ist die Nachweisgenauigkeit in diesem Druckbereich. Die Nachweisgrenze liegt vermutlich zwischen dieser Nachweisgenauigkeit und dem kleinsten realisierten H₂O-Partialdruck 1 µbar. Das bleibt auch so, wenn bei gleichem H₂O-Partialdruck der Gesamtdruck 100 mBar beträgt; denn bis zu diesem Gesamtdruck nimmt die Breite der Absorptionslinien nur wenig zu und bleibt überwiegend durch die Dopplerverbreiterung bestimmt. Folglich liegt die experimentelle H₂O-Nachweisgrenze zwischen 0,4 µBar/100 mBar ≈ 4 ppmv und 10 ppmv.

6.6 Zusammenfassung von Kapitel 6

Obwohl der Thulium-Faserlaser eine deutlich geringere effektive Absorptionsweglänge erzielt als z.B. neodym-dotierte Faserlaser, zeigt er eine vergleichbare Empfindlichkeit auf den Nachweis von Wasserdampf. Grund dafür sind die molekularen Absorptionswirkungsquerschnitte, welche 20fach größer sind als in der Spektralregion um 1,1 µm. Dieser Umstand erlaubt es, den Thulium-Faserlaser zu einem empfindlichen Wasserdampfdetektor umzugestalten. Zu diesem Zweck wurde der Faserlaser wellenlängenmoduliert- und stabilisiert über die resonatorinterne Linse, welche in der Tauchspule eines durchbohrten Lautsprechers montiert wurde. Die Position der Linse variiert mit dem durch die Tauchspule fließenden Modulations- und Regelstrom. Die Absorption durch Wasserdampf im Laserresonator wurde mit einer photoakustischen Zelle und einem phasenempfindlichen Gleichrichter (Lock-In-Verstärker) phasenempfindlich nachgewiesen. Auf diese Weise wird das spektrale Signal mehrerer Absorptionslinien akkumuliert. Der Einfluss spektralen Rauschens sowie störender spektraler Strukturen aufgrund von Etalons wird minimiert. So wurde experimentell eine Nachweisgrenze von 1 µbar Wasserdampfpartialdruck bzw. 4 bis 10 ppmv Wasserdampf erzielt. Damit ist das System so weit ein empfindlicher, aber noch kein höchstempfindlicher Wasserdetektor. Dabei spielen folgende Einflüsse eine Rolle:

- a) Leistungsschwankungen des Faserlasers bewirken Schwankungen des PAZ-Signals – direkt gemäß Gleichung (73) und indirekt über die unnötig eingreifende Wellenlängenstabilisierung. Die Verwendung einer optischen Diode könnte Rückreflexe zum Pump laser unterdrücken und so Pump- und Faserlaserleistung stabilisieren. Außerdem sollte die Laserleistung kontinuierlich gemessen werden. Würde das Signal der vorhandenen Photodiode (siehe Abb. 89 bzw. 97) als auch das PA-Signal durch die gemessene Laserleistung dividiert, so würden die Wellenlängenstabilisierung und das PA-Signal gegen Leistungsschwankungen immunisiert.
- b) Es wurden starke aber nicht die stärksten Absorptionslinien ausgenutzt. Interessant wäre eine Wellenlängenstabilisierung bei 1878 nm (5325 cm^{-1} – siehe Abbildung 64).
- c) Der H_2O -Partialdruck in der PAZ betrug nur 17 mbar bei 100 mbar Gesamtdruck. Würde die PAZ auf 46°C geheizt, könnte die PAZ-Füllung vollständig aus Wasserdampf bestehen [Wikibooks15]. PA-Signal und Signal-Rauschen-Verhältnis wären versechsfacht bzw. verdreifacht.
- d) Zwischen dem Auskoppelspiegel des Faserlasers und der PAZ befanden sich ca. 30 cm Laborluft. Auf dieser Strecke absorbierte der Wasserdampfanteil der Luft einen großen Teil der Lichtleistung im Bereich der Wasserdampfabsorptionslinien. Das reduzierte das PA-Signal erheblich (siehe Abbildung 98 oben).
- e) Es wurde nur ein Mikrofon verwendet. Erhöht man die Zahl der Mikrophone auf N , so steigt das Signal-Rauschen-Verhältnis um den Faktor \sqrt{N} [Sigris99].
- f) Die effektive Absorptionsweglänge L_{eff} des Faserlasers betrug bei den Messungen im Rahmen dieses Kapitels nur ca. 2,3 km ($L_{\text{eff},100\%} = 4,3 \text{ km}$). Ergebnisse mit dem Erbiumfaserlaser [Löhden11, Fjodorow13] lassen vermuten, dass eine Vergrößerung der Resonatorlänge und des Füllfaktors zu einer effektiven Absorptionsweglänge im Bereich von $L_{\text{eff}} = 100 \text{ km}$ und mehr führen würden. Dazu könnte eine Vielfachreflexionszelle in den Laserresonator integriert werden.

Es gibt also viele Möglichkeiten, die Nachweisempfindlichkeit auf Wasserdampf zu verbessern. Die Möglichkeiten a) bis d) wären leicht umzusetzen, und die Möglichkeiten e) und f) würden Aufwand und Preis moderat erhöhen. Wenn alle Möglichkeiten konsequent genutzt würden, könnte die Nachweisgrenze für Wasserdampf in den ppb oder sogar in den sub-ppb-Bereich verschoben werden. Eine wichtige Voraussetzung für den experimentellen Nachweis wäre allerdings das Vorhandensein einer Möglichkeit, derart trockene Gase kontrolliert bereitzustellen – hier lauert nach meiner Einschätzung die größte Herausforderung.

7. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mit Laserdioden erregte, thulium-dotierte Faserlaser und Tm:YAG-Scheibenlaser erfolgreich für Absorptionsspektroskopie im Laserresonator (engl: Intracavity Absorption Spectroscopy, ICAS) angewendet. Beim Tm:YAG-Scheibenlaser erfolgte die Emission bei 2,015 μm . Die Thulium-Faserlaser ließen sich durch longitudinales Verschieben einer resonatorinternen, asphärischen Linse relativ zur Faser in einem großen Spektralbereich durchstimmen, maximal von 1,70 μm bis 1,98 μm Lichtwellenlänge. In diesem Spektralbereich liegen viele starke Absorptionslinien von Wasserdampf, welche sich dem Laserspektrum massiv aufprägen, vor allem zwischen 1,80 μm und 1,92 μm . Außerdem wurden Absorptionslinien von Kohlendioxyd, Benzol, Toluol und Xylol nachgewiesen.

Zur spektralen Untersuchung des Laserlichts wurde ein neuartiges, spektral und zeitlich hochauflösendes Fourierspektrometer entwickelt. Die zeitauflösenden Messungen im „rapid scan“-Betrieb werden durch enge Kopplung von Faserlaser und Fourierspektrometer ermöglicht: Das Fourierspektrometer steuert den repetitiven Betrieb des Faserlasers, und die Relaxationsschwingungen des Faserlasers steuern die Datenaufnahme des Fourierspektrometers. Durch dieses Multiplex-Verfahren wird zu jedem Relaxationspeak ein Interferogramm gemessen. Fouriertransformationen der Daten zu jedem Relaxationspeak ergeben ein zeitaufgelöstes Spektrum mit ca. 0,02 cm^{-1} spektraler und 12 μs bis 20 μs zeitlicher Auflösung. Die spektrale Auflösung übertrifft deutlich die Werte, welche mit step-scan-Fourierspektrometern zur Analyse von ICAS-Laserspektren erzielt wurden (0,5 cm^{-1} bei [Strong97] und [Picqué03], 0,037 cm^{-1} bei [Gueye05]). Alternativ kann man im Spektralbereich um 2 μm Gitterspektrographen in Kombination mit „Extended InGaAs“-Diodenzeilen verwenden [Höh08]. Spätestens ab 2,6 μm aber existiert diese Alternative nicht mehr. Dem zeitauflösenden Fourierspektrometer hingegen würde ein geeigneter Detektor genügen, um z.B. die Spektren eines Holmium:ZBLAN-Faserlasers bei 3,9 μm zeitaufgelöst zu messen

Leider weisen die mit dem Fourierspektrometer gemessenen Laserspektren neben Absorptionslinien auch viele regelmäßige spektrale Strukturen aufgrund von Etalons (Paare reflektierender Flächen) im Resonator auf. Diese erschweren Identifikation und quantitative Auswertung der Absorptionslinien. Passend zu den gemessenen Fourier-Laserspektren wurde daher ein Computerprogramm „*Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten*“ entwickelt. Dieses Programm bildet die gemessenen Laserspektren nach, wobei es von einem atmosphärischen Referenz-Transmissionsspektrum ausgeht und spektrale Etalon-Strukturen ignoriert. Das aus der HITRAN-Datenbank berechnete Referenzspektrum wird vom Programm (exponentiell) modifiziert, wie es dem anzupassenden Parameter effektive Absorptionsweglänge L_{eff} entspricht. Das Ergebnis wird mit der parametrisierten Einhüllenden $\hat{\epsilon}(\nu)$ des Laserspektrums multipliziert, mit der Apparatefunktion $A(\nu - \nu')$ des Fourierspektrometers gefaltet, und schließlich wird eine Konstante R addiert. Es ergibt sich die das Laserspektrum nachbildende Transmissionsfunktion $T_L(\nu)$, die mit dem Laserspektrum $L(\nu)$ verglichen wird. L_{eff} , R und die Parameter der Einhüllenden und der Apparate-

funktion werden optimiert, so dass die Spektren möglichst wenig voneinander abweichen. So erhält man unter anderem das Auswertungsergebnis für die effektive Absorptionsweglänge L_{eff} .

Mit dem Fourierspektrometer und dem Programm zur Auswertung der Laserspektren konnten die spektralen Eigenschaften des Faserlasers zuverlässig untersucht werden, obwohl die Laserspektren fast immer spektrale Strukturen aufgrund von Etalons aufweisen. Viele Spektren sind außerdem durch gesättigte und überlappende Absorptionslinien geprägt. Das Programm kommt damit zurecht: Es bestimmt die effektive Absorptionsweglänge für Einzelmessungen (mit ca. 10% Genauigkeit) ebenso wie für „bessere“ weil gemittelte Spektren (< 5% Genauigkeit) oder zeitaufgelöste Spektren (Genauigkeit ähnlich wie bei Dauerstrichbetrieb). Je nach Spektralbereich wurden für die effektive Absorptionsweglänge bei gemittelten Faserlaserspektren Werte zwischen 4,6 km und 11,9 km bestimmt. Hochgerechnet auf 100 % Füllfaktor ergibt sich die effektive Absorptionsweglänge zu 8,6 km bis 22 km. Dabei variiert L_{eff} in drei von vier Fällen kaum mit der Laser- oder Pumpleistung. Dies deutet auf eine Störung der spektralen Entwicklung durch einen Prozess, bei dem die Störrate proportional zur Lichtintensität ist. Das könnten Rayleighstreuung an Inhomogenitäten in der Glasfaser und/oder Mehrphononenanregung im Fasermaterial sein. Lediglich bei Einstellung des Faserlasers auf 5656 cm^{-1} (1768 nm) gibt es einen Abfall der effektiven Absorptionsweglänge von 11,9 km knapp oberhalb der Laserschwelle auf 9,8 km bei verdoppelter Pumpleistung. Der Störprozess, dessen Störrate proportional zur Lichtintensität ist, scheint hier nicht zu dominieren. Vielleicht liegt das daran, dass die Faser in diesem Spektralbereich ein Minimum der Dämpfung hat (siehe Abb. 24)?

Laut den Auswertungsergebnissen variiert die effektive Absorptionsweglänge L_{eff} mit dem untersuchten Spektralbereich. Die Art der Variation der spektralen Empfindlichkeit mit dem jeweiligen Spektralbereich gibt Anlass für die Vermutung, dass die Streuung oder Absorption und Reemission des Laserlichts am Absorber selbst eine Ursache der Reduzierung der spektralen Empfindlichkeit des Faserlasers sein könnte: Sinkt die *maximale* Transmission des Referenzspektrums (für z.B. 5 km Absorptionsweglänge) über den jeweiligen Spektralbereich des Faserlasers von ca. 97 % (Einstellung des Faserlasers auf 5656 cm^{-1}) über 59 % (5124 cm^{-1}) auf 5 % bis 9 % (5296 cm^{-1} oder 5482 cm^{-1}) so fällt L_{eff} von ca. 11 km über 6,3 km auf ca. 5 km. Eine alternative oder ergänzende Erklärung ist, dass Positionen und Stärken der Absorptionslinien in den Referenzspektren teilweise ungenau sind –und *relativ zu einer kleinen maximalen Resttransmission* T_{max} werden diese Fehler besonders deutlich. Dies kann sich dann auf den angepassten L_{eff} -Wert auswirken.

Bei den zeitauflösenden Messungen wurde beobachtet, wie sich die Absorptionslinien mit der Zeit ausbilden. Die effektive Absorptionsweglänge nimmt anfangs proportional zur Dauer der Lasertätigkeit zu, doch schon bei der zweiten (5124 cm^{-1}) bzw. dritten (5656 cm^{-1}) Relaxationsspitze bleibt die auf 100 % Füllfaktor hochgerechnete effektive Absorptionsweglänge $L_{\text{eff},100\%}$ hinter der Strecke $L = c \cdot t$ zurück, welche Licht in dieser Zeit zurücklegt. Das Laserspektrum schwingt anfangs relativ breit an, wird dann aber mit der Zeit schmaler. Diese spektrale Kondensation weist darauf hin, dass beim Thuliumfaserlaser der homogene Anteil an der Verstärkung den inhomogenen An-

7. Zusammenfassung

teil in der Wirkung überwiegt. Die Einhüllende $\hat{\epsilon}(\nu)$ des Laserspektrums hat anfangs die Form einer Gaußfunktion, bildet dann aber einen flacheren Scheitel und steilere Flanken aus.

Die ICAS-Laserspektren des Tm:YAG-Scheibenlasers entsprechen laut Auswertung mit dem Programm Werten effektiven Absorptionsweglängen zwischen $L_{\text{eff}} = 25$ km (27% über der Laserschwelle) und 11 km bis 16 km bei stärkerer Anregung. Zwischen Laser- und Transmissionsspektren verbleiben aber systematische Abweichungen: Im Bereich der lokalen Maxima der Transmissionsfunktion übertrifft $L(\nu)$ die Transmissionsfunktion $T_L(\nu)$ oft um ein Vielfaches – unterschreitet sie dafür aber deutlich an den Rändern einiger Transmissionsfenster. Diese Unterschiede lassen sich durch Änderungen der Parameter der Transmissionsfunktion *nicht* beseitigen und benötigen noch eine zufriedenstellende Erklärung.

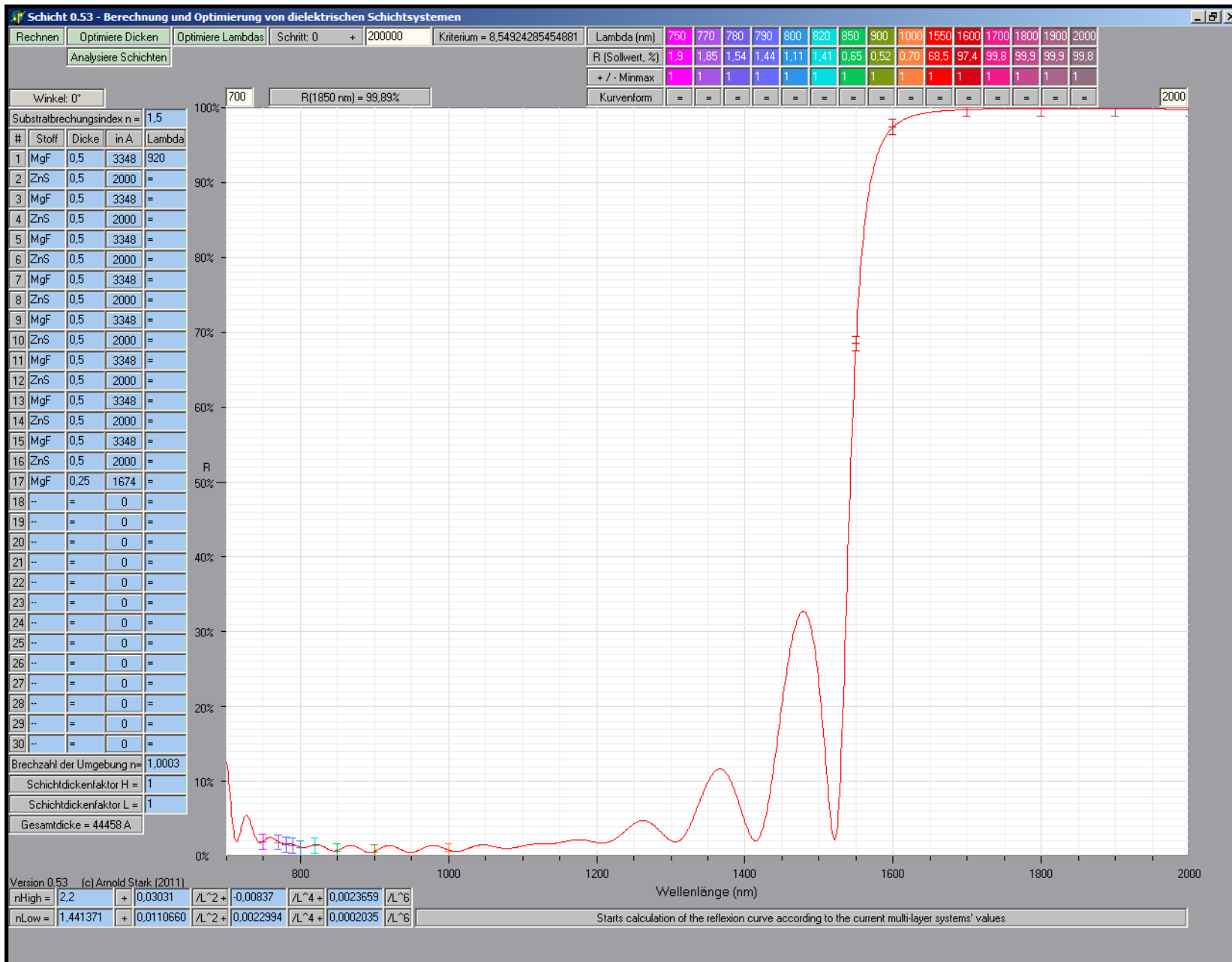
Dank der starken Wasserdampfabsorptionslinien zwischen $1,8 \mu\text{m}$ und $1,92 \mu\text{m}$ eignet sich der Thulium-Faserlaser mit Absorption im Resonator zum empfindlichen Nachweis von Wasserdampf. Um auch ohne Spektrometer als Wasserdampfdetektor dienen zu können, wurde der Faserlaser wellenlängenmoduliert und –stabilisiert und mit einer photoakustischen Zelle (PAZ) kombiniert, und das Signal der PAZ wurde phasenempfindlich nachgewiesen. Die Modulation der Wellenlänge erfolgt über die resonatorinterne Linse. Sie wurde in die Tauchspule eines Lautsprechers integriert. Der Lautsprecher befindet sich in einer Absorptionszelle, und das resonatorinterne Faserende befindet sich am Zellenende im Fokus der Linse. Am anderen Zellenende verschließt der Auskoppelspiegel des Faserlasers die Absorptionszelle. Wenn sich der Lautsprecherstrom ändert, so bewegt sich die Linse, und die Emissionswellenlänge des Lasers ändert sich mit. Der Lautsprecher samt Linse ist also Stell- und Modulationselement für die Wellenlänge des Faserlasers.

Ein Teil des Lichts des Faserlasers fällt durch einen Interferenzfilter auf einen Photodetektor. Eine elektronische PI-Regelung regelt den Lautsprecherstrom so, dass das gemittelte Detektorsignal und somit die mittlere Wellenlänge des Faserlasers konstant ist. Durch Verkippen des Interferenzfilters und/oder Veränderung des Sollwerts des Detektorsignals wird die mittlere Wellenlänge des Faserlasers eingestellt. Und zwar wird sie so eingestellt, dass das Spektrum des Faserlasers während jeder Modulationsperiode gerade so hin und her schwingt, so dass es mit mehreren kräftigen H₂O-Absorptionslinien abwechselnd überlappt und *nicht* überlappt. Das Modulationssignal für den Lautsprecher mit der resonatorinternen Linse wird durch den internen Oszillator des Lock-In-Verstärkers erzeugt und auf die Resonanzfrequenz 2,03 kHz der PAZ eingestellt. Die PAZ enthält Wasserdampf bei 17 mbar Partialdruck und 100 mbar Gesamtdruck. Wenn kein Wasserdampf im Laserresonator ist, dann enthält das Laserspektrum an den Stellen der Wasserdampfabsorptionslinien periodisch spektrale Leistung. Der Wasserdampf in der PAZ kann daher periodisch im Takt der Modulation Licht absorbieren. So entsteht im Resonanzrohr der PAZ eine resonante Schallwelle. Diese erzeugt ein Mikrophonsignal, das verstärkt und vom Lock-In-Verstärker phasenempfindlich nachgewiesen wird. Je größer der Wasserdampfpartialdruck in der Absorptionszelle des Faserlasers ist, desto weniger spektrale Leistung bleibt dem Wasserdampf in der PAZ zum Absorbieren; das photoakustische Signal fällt ab. Der kleinste im Laserresonator realisierte Wasserdampfpartialdruck betrug $1 \mu\text{bar}$, die Nachweisgrenze für Wasserdampf liegt zwi-

7. Zusammenfassung

schen 4 ppmv und 10 ppmv. Die Funktion des wellenlängenmodulierten Faserlasers als empfindlicher Wasserdampfdetektor wurde also demonstriert. Jedoch ist die Nachweisgrenze mindestens 4 Größenordnungen entfernt von den Erfordernissen der Hersteller hochreiner Gase z.B. für die Halbleiterindustrie. Es wurden aber zahlreiche Möglichkeiten identifiziert, wie man die Nachweisempfindlichkeit auf Wasserdampf wesentlich erhöhen kann, um so doch noch in den ppb und sub-ppb-Bereich vorzudringen – wenn man denn genügend trockene Gase zur Verfügung hat, um den Thulium-Faserlaser als höchstempfindlichen Wasserdampfdetektor zu kalibrieren.

Anhang A: Das Programm „Schicht“



Das Programm Schicht

- berechnet die Reflexion $R(\lambda)$ dielektrischer Schichtsysteme als Funktion der Wellenlänge;
- erlaubt die Eingabe von 15 Sollwerten $R(\lambda_i) \pm t(\lambda_i)$ mit Toleranz;
- kann die Dicken der Schichten optimieren;
- kann die Bezugswellenlängen optimieren;
- berücksichtigt Schichtdickenfaktoren, d.h. um wieviel die Schicht in der Aufdampfanlage dicker wird.
- kann aus dem gemessenen Reflexionsverlauf rekonstruieren, wie dick die Schichten tatsächlich aufgedampft wurden
- kennt viele Standardmaterialien sowie zwei frei konfigurierbare Materialien n_{high} und n_{low}

Anhang B: Ergänzungen zum Programm „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten“

1.) Die erste Zeile des Programmfensters betrifft *nicht* die Auswertung der Spektren von Lasern mit Absorption im Resonator. Ausgewertet wird stattdessen das Spektrum $L_{\text{SBL}}(\nu_i)$ eines Schmalbandlasers, welches per Fourierspektrometer gemessen wurde. Ist die Emissionsbandbreite des Schmalbandlasers sehr klein gegen den spektralen Abstand $\nu_{i+1} - \nu_i$ aufeinander folgender Spektralwerte im gemessenen Spektrum, so lässt sich aus $L_{\text{SBL}}(\nu_i)$ die Apparatfunktion $A(\nu - \nu')$ des Fourierspektrometers bestimmen. Nach Doppelklick auf das Anweisungsfeld „SBLs laden und anpassen“ wird das Spektrum $L_{\text{SBL}}(\nu_i)$ aus der angegebenen Datei eingelesen. Anschließend werden die Parameter *Amplitudenfaktor Amp* und *spektraler Mittelpunkt ν_M* („Ny_M“) des Schmalbandlaserspektrums sowie die Parameter *Q* und *F* der Apparatfunktion (siehe Gleichung (69)) optimiert, so dass die quadratische logarithmische Abweichung des Produktes $Amp \cdot A(\nu - \nu_M)$ von den gemessenen Spektralwerten $L_{\text{SBL}}(\nu_i)$ ein Minimum annimmt. Die vier optimierten Parameter *Amp*, ν_M , *Q* und *F* werden in Zeile 1 der Programmoberfläche angezeigt. So geschah es bei den Schmalbandlaserspektren, welche in Abschnitt 4.5 in den Abbildungen 53 und 54 dargestellt sind. Zur Auswertung eines ICAS-Laserspektrums $L(\nu_i)$ kann die so bestimmte Apparatfunktion jedoch nicht verwendet werden, denn die Apparatfunktion variiert mit der Justierung des Fourierspektrometers und mit Justierung und Divergenz des Lichts, das ins Fourierspektrometer eingekoppelt wird. Sie kann bei instabiler Justierung sogar von Messung zu Messung schwanken. Daher werden Apparatfunktion $A(\nu - \nu')$ und Rauschen *R* für jede Messung neu aus dem ICAS-Laserspektrum $L(\nu_i)$ selbst bestimmt.

2.) Nach Doppelklick auf das Feld „Spektren Laden und...“ tut das Programm folgendes:

- Das Programm lädt das ICAS-Laserspektrum $L(\nu_i)$ aus seiner Datei und bestimmt die Zahl („DatZahl“) der Spektralwerte. Die Ordnungszahl I_{max} („I_max“) des letzten anzuzeigenden Spektralwertes wird mit dieser Zahl gleichgesetzt.
- Aus der HITRAN-HDF-Datei liest das Programm das Referenzspektrum. Der zur Wellenzahl ν_i gehörende Transmissionswert $T_{\text{ref}}(\nu_i)$ wird zwischen den in der Datei vorliegenden Transmissionswerten interpoliert. Zudem liest das Programm die Referenzabsorptionsweglänge L_{ref} , für welche die Transmissionswerte berechnet wurden, und setzt den Parameter effektive Absorptionsweglänge L_{eff} vorerst mit ihr gleich.
- Das Programm bestimmt den Wellenzahlabstand $\Delta\nu$ (WZA) benachbarter Spektralwerte und seinen Kehrwert, das ist der genutzte Verstellweg *D* des Fourierspektrometers.
- Das Programm bestimmt den größten Spektralwert $L(\nu)_{\text{max}}$ und setzt den Parameter *A* der Einhüllenden $\hat{e}(\nu)$ (siehe Gl. 66) auf $L(\nu)_{\text{max}}/3$. Dann bestimmt das Programm die Ordnungszahlen („L_an“ und „L_aus“) des ersten und des letzten Spektralwertes, deren Beträge $0,02 \cdot L(\nu)_{\text{max}}$ überschreiten. Diese und alle dazwischen liegenden Spektralwerte ordnet das Programm vorläufig dem Spektralbereich mit Laseremission zu.

- Innerhalb des vorläufig bestimmten Spektralbereich mit Laseremission berechnet das Programm den Schwerpunkt ν_{SP} (SP) des Spektrums. Der Parameter Zentralwellenlänge ν_0 (Ny_0) der Einhüllenden wird vorläufig mit ν_{SP} gleichgesetzt.
 - Den Untergrund-Parameter R bestimmt das Programm vorläufig als den Kleinsten aller Mittelwerte von je 25 aufeinanderfolgenden Spektralwerten im Spektrum $L(\nu_i)$.
 - Aus dem Referenzspektrum $T_{ref}(\nu_i)$ berechnet das Programm gemäß Gleichung (70) mit den aktuellen Parametern A , ν_0 , B , G , Y , L_{eff} , F und R die das ICAS-Laserspektrum nachbildende Transmissionsfunktion $T_L(\nu_i)$.
 - Das Programm berechnet gemäß Gleichung (71) die Maße Δ ($Delta$) und δ ($delta$) für die Abweichung der Transmissionsfunktion $T_L(\nu_i)$ vom ICAS-Laserspektrum $L(\nu_i)$.
 - Das Programm zeigt alle von ihm bestimmten Werte und Parameter an. Es zeichnet den Graphen der Transmissionsfunktion $T_L(\nu_i)$ als blaue Kurve und den Graphen des ICAS-Laserspektrums $L(\nu_i)$ als rote Kurve. Für jeden Spektralwert $L(\nu_i)$, der den „Spektralbereichen mit Laseremission“ zugeordnet ist, wird der entsprechende Punkt auf dem Graphen über eine graue Linie mit der Abszisse verbunden.
- 3.) Tabelle B gibt einen Überblick über die Bedeutungen der Ein-, Ausgabe- und Anweisungsfelder der Oberfläche des Programms „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten“.

Anhang B: Ergänzende Informationen zu „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten“

Zeile	Feld(paar)	Art	Bedeutung
1	Schmalbandlaser-spektrum-Datei	Eingabe	Name der Datei, welche das Spektrum $L_{SBL}(\sigma_i)$ eines Schmalbandlasers enthält.
	SBLS laden + auswerten	Anweisung/Prozedur	Das Schmalbandlaserpektrum wird geladen. Die Parameter Q und F der Apparatefunktion A gemäß Gleichung (69), der spektrale Mittelpunkt ν_M („Nu_M“) und der Faktor Amp werden optimiert, so dass das Produkt $Amp \cdot A(\nu - \nu_M)$ möglichst wenig vom Schmalbandlaserpektrum $L_{SBL}(\sigma_i)$ abweicht.
	Amp	Ausgabe	Amplitudenfaktor, mit dem die Apparatefunktion $A(\nu - \nu_M)$ multipliziert wird.
	Ny_M	Ausgabe	Spektraler Mittelpunkt ν_M der Schmalbandlaserpektrums $L_{SBL}(\nu_i)$.
	Q	Ein/Ausgabe	Der Parameter Q der Apparatefunktion $A(\nu - \nu')$ nach Gleichung (69).
	F	Ein/Ausgabe	Parameter F (Flügelamplitude) der Apparatefunktion $A(\nu - \nu')$ nach Gleichung (69).
2	ICAS-Laserspektrum-Datei	Eingabe	Name der Datei, welche das ICAS-Laserspektrum $L(\nu_i)$ enthält.
	Spektren laden und...	Anweisung/Prozedur	Das ICAS-Spektrum $L(\nu_i)$ wird aus der Datei gelesen. Der Spetralwertabstand $\Delta \nu$ (WZA) und der Verstellweg D werden bestimmt, die Parameter A , σ_0 , B und X abgeschätzt, $T_L(\nu)$ berechnet und mit dem ICAS-Laserspektrum $L(\nu_i)$ angezeigt.
	Spekt.	Eingabe	Bei zeitauflösenden Messungen Nummer des ICAS-Laserspektrums in seiner Datei.
	Versatz	Eingabe	Spektraler Versatz (in cm^{-1}) zwischen $L(\nu_i)$ und dem Referenzspektrum $T_{ref}(\nu)$.
	D	Ausgabe	Verstellweg D des Fourierspektrometers (in cm).
	WZA	Ausgabe	Wellenzahlabstand $\Delta \nu = \nu_{i+1} - \nu_i$ aufeinanderfolgender Spektralwerte (in cm^{-1}).
	SP	Ausgabe	Spektraler Schwerpunkt ν_{SP} des ICAS-Laserspektrums $L(\nu_i)$ (in cm^{-1}).
3	Hitran-HDF-Datei	Eingabe	Name der Datei, welche das Referenzspektrum $T_{ref}(\nu)$ (berechnet aus der HITRAN-Datenbank) und die Referenz-Absorptionsweglänge L_{ref} enthält.
	Spektren neu anzeigen	Anweisung	$T_L(\nu)$, Δ und δ werden entsprechend den aktuellen Parametern A , ν_0 , B , G , Y , L_{eff} , F und R neu berechnet und gemeinsam mit dem ICAS-Laserspektrum $L(\sigma_i)$ angezeigt.
	DatZahl	Ausgabe	Die Zahl der Spektralwerte des ICAS-Laserspektrums $L(\nu_i)$.
	1. Dat	Ein/Ausgabe	Ordnungszahl des ersten anzuzeigenden Spektralwertes des Laserspektrums $L(\nu_i)$.
	L. Dat	Ein/Ausgabe	Ordnungszahl des letzten anzuzeigenden Spektralwertes des Laserspektrums $L(\nu_i)$.
	L. an	Ein/Ausgabe	Ordnungszahl des ersten Spektralwertes, welcher einem Spektralbereich mit Laseremission zugeordnet wurde und daher grau markiert ist.
	L. aus	Ein/Ausgabe	Ordnungszahl des letzten Spektralwertes, welcher einem Spektralbereich mit Laseremission zugeordnet wurde und daher grau markiert ist.
4	Auswertungsergebnisse-Datei	Ein/Ausgabe	Name der Datei, in welcher aller Auswertungsergebnisse gespeichert werden.
	Ausgew. Spektrum laden	Prozedur	Sämtliche Ergebnisse einer früheren Auswertung werden aus ihrer Datei geladen.
	A	Ein/Ausgabe	Amplitudenfaktor A der Einhüllenden $\hat{e}(\nu)$ gemäß Gleichung (68).
	Ny_0	Ein/Ausgabe	Zentrale Wellenzahl ν_0 (in cm^{-1}) der Einhüllenden $\hat{e}(\nu)$ gemäß Gleichung (68).
	B	Ein/Ausgabe	Spektrale Breite B (in cm^{-1}) der Einhüllenden $\hat{e}(\nu)$ gemäß Gleichung (68).
	G	Ein/Ausgabe	Glockenformparameter G der Einhüllenden $\hat{e}(\nu)$ gemäß Gleichung (68).
	Y	Ein/Ausgabe	Asymmetrie-Parameter Y der Einhüllenden $\hat{e}(\nu)$ gemäß Gleichung (68).
5	Status-Anzeige	Ausgabe	Informiert über den Zustand bzw. die Tätigkeit des Programms.
	F und R bestimmen	Anweisung	F , R + F werden aus dem ICAS-Laserspektrum $L(\nu_i)$ abgeschätzt.
	L_eff	Ein/Ausgabe	Parameter effektive Absorptionsweglänge L_{eff} gemäß Gleichung (67).
	F	Ein/Ausgabe	Flügelamplitude F der Apparatefunktion $A(\nu - \nu')$ nach Gleichung (69).
	R	Ein/Ausgabe	Untergrund R .
	g+	Eingabe	Faktor g^+ , um den ausgewählte Spektralwerte stärker gewichtet werden.
6	Status-Anzeige	Ausgabe	Informiert über den Zustand bzw. die Tätigkeit des Programms.
	T_L anpassen!	Anweisung/Prozedur	$T_L(\nu)$ bzw. deren grau markierte Parameter A , ν_0 , B , G , Y , L_{eff} , F oder R werden an das ICAS-Laserspektrum $L(\nu_i)$ angepasst.
	noch	Ein/Ausgabe	Zahl noch auszuführender Anpassungsschritte bei der Ausführung von „T^L anpassen“.
	Schritte	Ausgabe	Zahl der bereits erfolgten Anpassungsschritte.
	Delta	Ausgabe	Maß für die Abweichung zwischen $L(\nu_i)$ und $T_L(\nu)$ im dargestellten Spektralbereich.
	delta	Ausgabe	Maß für die Abweichung zwischen $L(\nu_i)$ und $T_L(\nu)$ im dargestellten Spektralbereich außerhalb der markierten Spektralbereiche mit Laseremission.
	Maß	Ausgabe	Per Doppelklick wird festgelegt, wie die Abweichungsmaße Δ und δ gemäß Gleichung (71a,b,c) berechnet werden: Als Mittelwert des Quadrates der Abweichung (QA) der relativen Abweichung (QRA) oder der logarithmischen Abweichung (QLA).

Tabelle B: Bedeutungen der Felder der Oberfläche des Programms „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten.“

Anhang C: Schritt-für-Schritt-Anleitung zu „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten“

In Abschnitt 5.3 wurden das Programm „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten“ vorgestellt. Nun soll anhand eines Beispiels Schritt für Schritt dokumentiert werden, wie dieses Werkzeug im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt wurde. Als Beispiel dient ein Thulium-Faserlaser-Spektrum, das bei der Wellenzahl 5656 cm^{-1} und über 50 Einzelmessungen mittelnd gemessen wurde. Der Faserlaser und weitere Parameter der Messung sind in Abschnitt 5.4 beschrieben.

Bei der Messung wurden Temperatur ($20^\circ\text{C} \pm 0,5^\circ\text{C}$), Druck ($1013 \text{ mbar} \pm 5 \text{ mbar}$) und relative Luftfeuchtigkeit ($50\% \pm 3\%$) der Laborluft, welche sich im Laser befand, gemessen. Diese Werte werden verwendet, um mit dem Programm $\text{Trans}^{\text{Trans}}$ aus der HITRAN-Datenbank^[HITRAN] das Transmissionsspektrum der Laborluft im Laser für 5 km Absorptionsweglänge und für den relevanten Spektralbereich zu berechnen. Dieses Referenzspektrum wird als HDF-Textdatei abgespeichert, der spektrale Abstand der Transmissionswerte beträgt dabei $0,01 \text{ cm}^{-1}$. Die Dateien mit den Spektren (5656_50.DSB und 5T6T_5km.HDF) sowie die ausführbare Programmdatei des Programms „Fourier-ICAS-Laserspektren Auswerten“ werden auf einem PC alle in denselben Ordner kopiert, und das Programm wird gestartet. Die Namen der Spektren-Dateien werden in die Felder „ICAS-Laserspektrum-Datei“ bzw. „HITRAN-HDF-Datei“ eingegeben. Die Prozedur „Spektren Laden und...“ wird per Doppelklick aufgerufen, und die Spektren $L(\nu_i)$ und $T_{\text{ref}}(\nu_i)$ werden aus ihren Dateien gelesen. Etliche Parameter werden dabei bestimmt bzw. abgeschätzt. Die Funktion $T_L(\nu_i)$ wird berechnet und gemeinsam mit $L(\nu_i)$ graphisch dargestellt. Abbildung C1 zeigt den sich ergebenden Zustand der Programmoberfläche: Das Programm hat den Spektralbereich zwischen 5649 cm^{-1} und 5665 cm^{-1} , in dem Laseremission erfolgt, relativ gut getroffen und den Bereich zwischen den entsprechenden Spektralwerten $L(\nu_i)$ und der Abszisse durch vertikale graue Linien markiert. Das Laserspektrum weist aufgrund der Mittelung über 50 Einzelmessungen relativ geringes spektrales Rauschen auf. Nachteilig sind jedoch die Seitenbänder der Laseremission, die zwischen 5620 cm^{-1} und 5630 cm^{-1} sowie zwischen 5680 cm^{-1} und 5690 cm^{-1} als leicht erhöhte spektrale Leistung zu erkennen sind. Seitenbänder entstehen bei den Frequenzen $f_1 + f_2$ sowie $f_1 - f_2$, wenn eine Schwingung der Frequenz f_1 mit einer kleineren Frequenz f_2 , moduliert wird. Beim Fourierspektrometer könnte eine solche Modulation bei der elektronischen Verstärkung des Interferenzsignals des Probelasers vorliegen. Um zu vermeiden, dass die Seitenbänder die Auswertung in die Irre führen, wird der auszuwertende Spektralbereich so eingrenzt, dass er keine Seitenbänder umfasst. Dazu gibt man neue Ordnungszahlen des ersten ($I_{\text{min}} = 6500$) und des letzten ($I_{\text{max}} = 8700$) anzuzeigenden bzw. zu berücksichtigenden Spektralwertes ein.

Nach Doppelklick auf „Spektren neu anzeigen“ zeigt das Programm nur noch verkleinerten spektralen Ausschnitt an, wie in Abbildung C2 zu sehen ist. Jetzt lässt sich gut erkennen, wo die Zuordnung von Spektralwerten zu den Spektralbereichen mit Laseremission fehlerhaft ist, z.B. ist zwischen 5662 cm^{-1} und 5664 cm^{-1} keine Laseremission zu erkennen. Hier korrigiert der Anwender die Zuordnung zu den Spektralbereichen, in welchen Laseremission erfolgt.

Anhang C: Schritt-für-Schritt-Anleitung zu „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten“

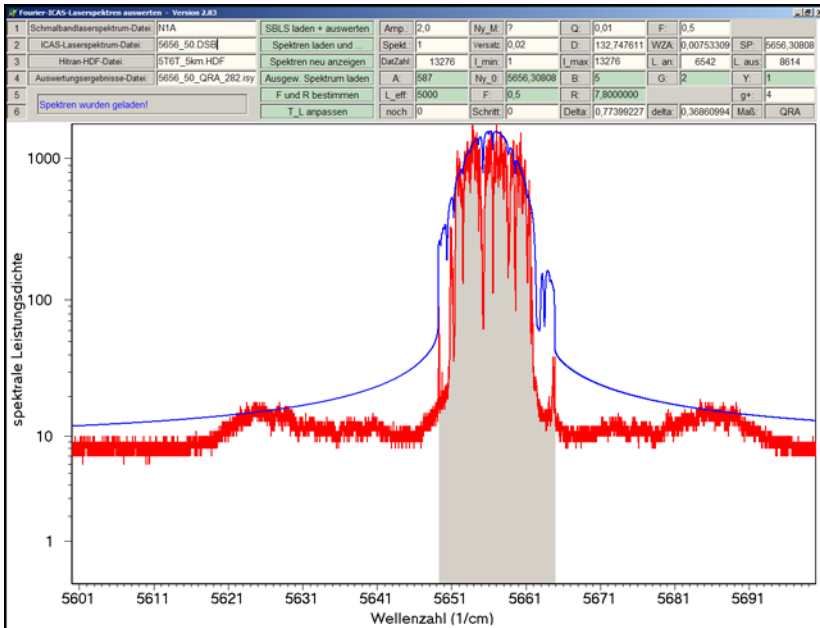


Abbildung C1:

Die Oberfläche des Programms „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten“ nach Ausführen der Anweisung „Spektren laden und...“. Das ICAS-Laserspektrum $L(\nu_i)$ und die das Laserspektrum nachbildenden Transmissionsfunktion $T_L(\nu_i)$ werden in diesem und den folgenden Bildern in verschiedenen Phasen der Auswertung gezeigt.

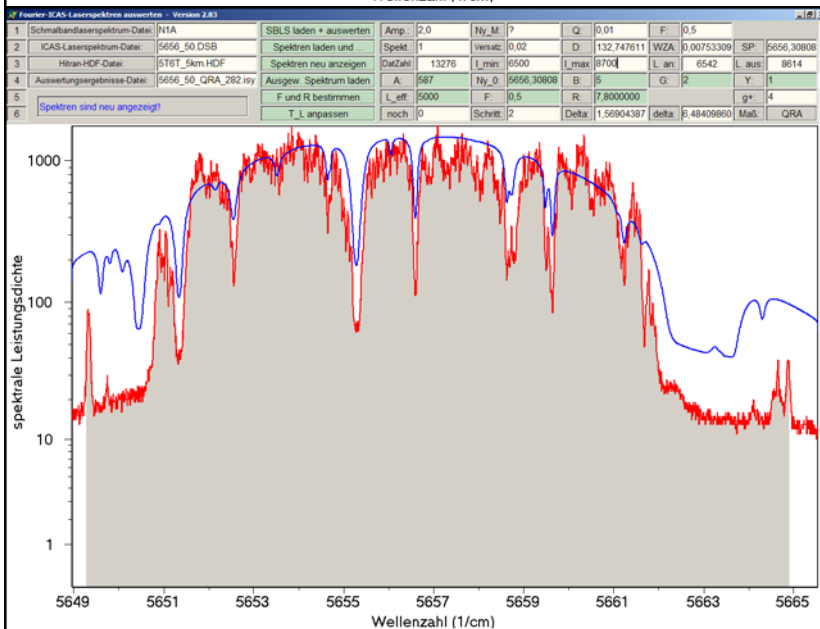


Abbildung C2:

Die Oberfläche des Programms „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten“ nach Beschränkung des Laserspektrums auf die Spektralwerte mit den Ordnungszahlen von $l_{\min} = 6500$ bis $l_{\max} = 8700$.

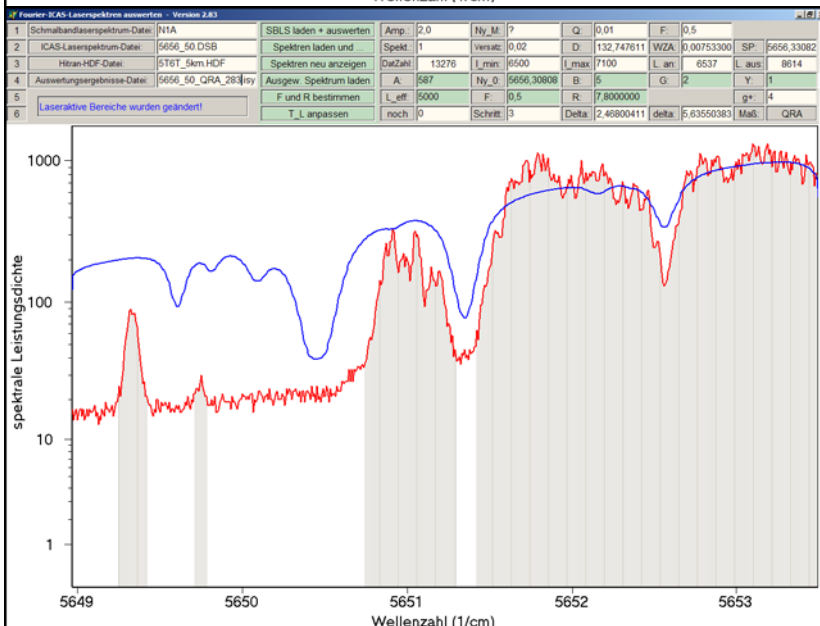


Abbildung C3:

Die Programmoberfläche nach Korrektur der Zuordnung der Spektralbereiche mit Laseremission. Ausgewählt und dargestellt ist ein kleinerer Spektralbereich. Die Ordinate ist nach wie vor logarithmisch geteilt.

Für größtmögliche Genauigkeit lässt man (durch entsprechende Eingaben des ersten und des letzten anzuzeigenden Spektralwertes) vorübergehend noch kleinere Teile des Spektrums anzeigen. Die Spektralbereiche, in denen der Form des gemessenen Spektrums und dem Urteil des Anwenders nach keine Laseremission erfolgt, werden durch Klicken und Ziehen mit der Maus bei gedrückter $\hat{\uparrow}$ -Taste den Spektralbereichen ohne Laseremission (ohne graue Markierung) zugeordnet. Spektralbereiche *mit* Laseremission werden durch Klicken und Ziehen bei gedrückter „Strg“-Taste markiert. So ergibt sich der in Abbildung C3 dargestellte Zustand.

Nachdem die Spektralbereiche mit bzw. ohne Laseremission möglichst genau identifiziert und markiert wurden, wird der dargestellte Spektralbereich wieder vergrößert ($I_{\min} = 6500$, $I_{\max} = 8700$). Abbildung C4 zeigt den aktuellen Zustand, wobei die Ordinate durch Doppelklick auf die Ordinatebeschriftung auf eine lineare Darstellung der spektralen Leistungsdichte umgestellt wurde. In der linearen Darstellung fallen manche spektralen Strukturen des Laserspektrums deutlicher ins Auge. Insbesondere fallen spektral periodische erscheinende Spitzen der spektralen Leistung auf, die einem Etalon zuzuordnen sind: Zwischen $5657,0 \text{ cm}^{-1}$ und $5661,4 \text{ cm}^{-1}$ lassen sich 9 Spitzen der Etalonstruktur bzw. 8 Perioden identifizieren. Die spektrale Periode beträgt also $0,55 \text{ cm}^{-1}$; das entspricht einem Etalon der Dicke 9 mm – das ist der Abstand zwischen Faserende und Linse 3.

$T_L(\nu)$ bildet diese Strukturen nicht nach, weicht aber auch sonst noch stark vom Laserspektrum $L(\nu_i)$ ab, da bisher noch kein Parameter der Transmissionsfunktion $T_L(\nu)$ optimiert wurde. Durch gezielte Änderungen der Parameter A , ν_0 („Ny_0“), B , G , Y , L_{eff} , F oder R kann man dafür sorgen, dass $T_L(\nu)$ das ICAS-Laserspektrum $L(\nu_i)$ genauer nachbildet. Da $T_L(\nu)$ in Abbildung C4 überwiegend oberhalb von $L(\nu_i)$ verläuft, erscheint es sinnvoll, die Amplitude A der in $T_L(\nu)$ enthaltenen Einhüllenden $\hat{e}(\nu)$ (siehe Gleichungen (66) und (68)) zu verkleinern. Außerdem bricht $L(\nu_i)$ in den Randbereichen der Laseremission schneller ein als $T_L(\nu)$. Dies spricht für ein „rechteckigeres“ Profil der Einhüllenden $\hat{e}(\sigma)$, d.h. für eine Vergrößerung des Parameters G . Abbildung C5 zeigt die Programmoberfläche, nachdem A von 587 auf 500 reduziert, G von 2 auf 5 erhöht und die Auswirkungen mit der Anweisung „Spektren neu anzeigen“ sichtbar gemacht wurden. $T_L(\nu)$ weicht nun weniger stark als zuvor von $L(\nu_i)$ ab. Das zeigt sich auch in einer Verminderung der mittleren quadratischen relativen Abweichung: Δ wird von 1,57 auf 0,525 reduziert, δ von 4,08 auf 1,14.

Bei den Absorptionslinien liegt $T_L(\nu_i)$ aber noch deutlich über den Spektralwerten $L(\nu_i)$. Daher bietet es sich drittens an, den Parameter effektive Absorptionsweglänge L_{eff} zu erhöhen. Abbildung C6 zeigt die Programmoberfläche, nachdem L_{eff} auf 10000 m (man könnte auch 8000 m oder 12000 m eingeben) verdoppelt und die Spektren neu angezeigt wurden: $T_L(\nu_i)$ hat sich nun auch in den spektralen Bereichen der Absorptionslinien dem gemessenen Laserspektrum $L(\nu_i)$ angenähert, und Δ bzw. δ sind auf 0,28 bzw. 0,66 gesunken. Es bestehen aber weiterhin deutliche Abweichungen zwischen $L(\nu_i)$ und $T_L(\nu_i)$ an den Rändern des dargestellten Spektralbereichs sowie an den tiefsten Stellen der Absorptionslinien.

Anhang C: Schritt-für-Schritt-Anleitung zu „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten“

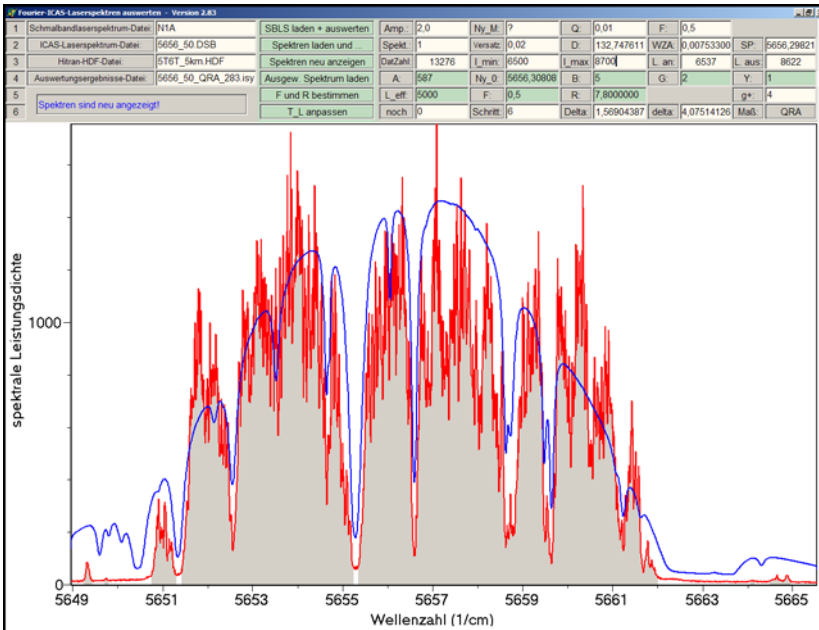


Abbildung C4:

Die Programmoberfläche nach Abschluss der genauen Zuordnung der Spektralbereiche mit bzw. ohne Laseremission. Außerdem wurde die Ordinate auf lineare Teilung umgestellt (durch Doppelklick auf die Achsenbeschriftung).

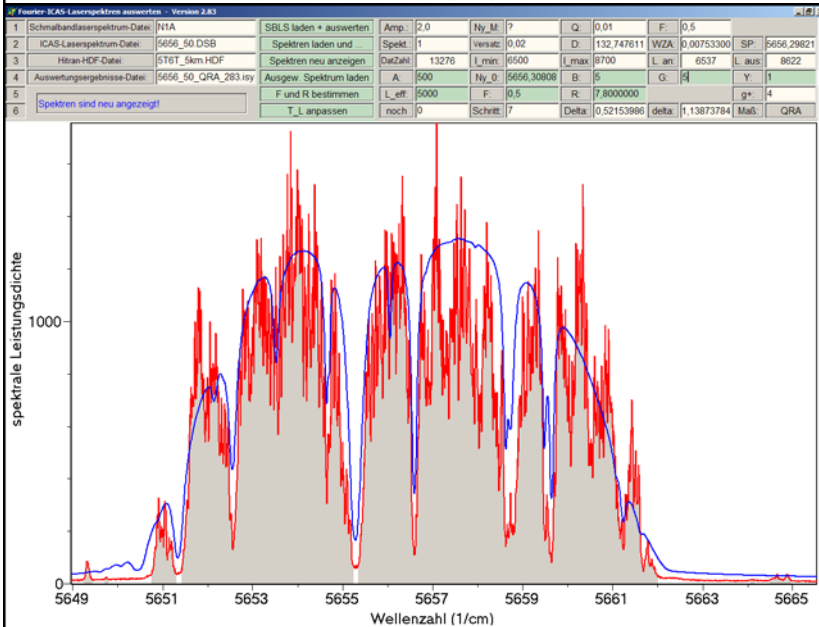


Abbildung C5:

Die Programmoberfläche nach Veränderung der Parameter A und G der Einhüllenden $\hat{\epsilon}$.

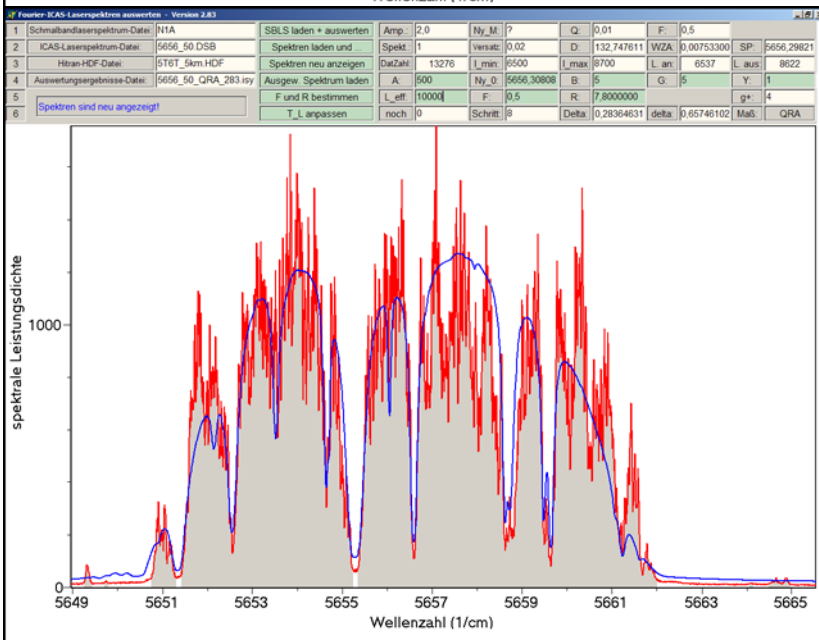


Abbildung C6:

Die Programmoberfläche nach Verdoppelung des Parameters L_{eff} .

In diesem Fall hilft die Prozedur „*F und R bestimmen*“. Abbildung C7 zeigt die Programmoberfläche nach zweifacher Durchführung dieser Prozedur: Der Graph des Laserspektrums $L(\nu_i)$ (rot) wird gemeinsam mit den „rekonstruierten Spektralwerten“ $L_{\text{rek}}(\nu_i)$ (grün) dargestellt. Die Ergebnisse für die Flügelamplitude der Apparatefunktion sowie für den Untergrund R sind $F = 0,276$ und $R = 0$. Letzteres bedeutet, dass die Messung des Spektrums kaum statistische Schwankungen und Störungen beeinträchtigt wurde.

Die Auswirkungen der ermittelten Parameterwerte für F und R auf $T_L(\nu_i)$ werden erst nach neuerlicher Ausführung der Prozedur „*Spektren neu anzeigen*“ sichtbar und sind in Abbildung C8 dargestellt: $T_L(\nu_i)$ hat sich $L(\nu_i)$ nun auch an den Rändern des dargestellten Spektralbereichs angenähert, und Δ bzw. δ sind auf 0,145 bzw. 0,056 gesunken.

Es wäre möglich, die Parameter A , ν_0 , B , G , Y , L_{eff} , F und R weiter „von Hand“ zu optimieren und sich dabei von den Abweichungsmaßen Δ und δ leiten zu lassen. Einfacher ist es, die Optimierung der Parameter nun dem Programm zu überlassen. Falls gewünscht, können Parameter durch Doppelklick auf die entsprechenden Felder von der Optimierung ausgenommen und festgehalten werden. In diesem Fall werden F und R von der Optimierung ausgenommen. Sie sollen die Werte behalten, welche von der Prozedur „*F und R ermitteln*“ ermittelt wurden. Die Zahl der von der Prozedur „*T_L anpassen*“ abzuarbeitenden Optimierungsschritte wird in das Feld „*noch*“ eingegeben. Nach 91 Optimierungsschritten ergibt sich der in Abbildung C9 dargestellte Zustand: Δ und δ wurden tatsächlich weiter reduziert auf 0,102 bzw. 0,021.

Damit die Optimierung in den Spektren besonders die Absorptionslinien berücksichtigt, werden die entsprechenden Spektralbereiche markiert – siehe Abbildung C10. Die Markierung erfolgt durch Klick auf den Graphen und Ziehen mit der Maus. Im Feld „*g+*“ ist der Faktor g^+ angegeben, um den die markierten Spektralbereiche nunmehr bei der Berechnung der Maße Δ und δ stärker gewichtet werden. Dadurch ändern sich deren Werte sofort auf $\Delta = 0,092$ und $\delta = 0,0174$.

Erneute Ausführung der Prozedur „*T_L anpassen*“ mit 2900 weiteren Optimierungsschritten senkt Δ auf 0,0868 und $\delta = 0,016$. Die effektive Absorptionsweglänge stabilisiert sich bei $L_{\text{eff}} = 10,2$ km. Auch die anderen Parameter ändern sich kaum noch. Der Zustand, der sich so ergibt, ist in den Abbildungen C11 und C12 dargestellt: Mit linearer bzw. logarithmischer Ordinatenenteilung sowie ohne und mit Markierung der laseraktiven bzw. der höher gewichteten Spektralwerte. Da sich die Parameterwerte seit dem 2000. Optimierungsschritt kaum noch verändern, ist eine Fortsetzung der Optimierung nicht nötig. Sieht man von spektralen Strukturen aufgrund von Rauschen oder Etalons ab, so bildet $T_L(\nu)$ das Laserspektrum $L(\nu_i)$ gut nach. Die Form der Einhüllenden ist ebenso gut getroffen wie Formen und Tiefen der Absorptionslinien. Allerdings werden die kleinen Laseremissionsspitzen an den Rändern des Spektrums (bei $5649,3 \text{ cm}^{-1}$ sowie bei $5664,8 \text{ cm}^{-1}$) nicht reproduziert. Man kann Ergebnissen wie z.B. der effektiven Absorptionslänge eine Genauigkeit (z.B. $\pm 0,2$ km) zuordnen, indem man andere Spektralbereiche höher gewichtet oder gemäß Gleichung (71) ein anderes Maß Δ verwendet und untersucht, wie sich das auf L_{eff} auswirkt.

Anhang C: Schritt-für-Schritt-Anleitung zu „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten“

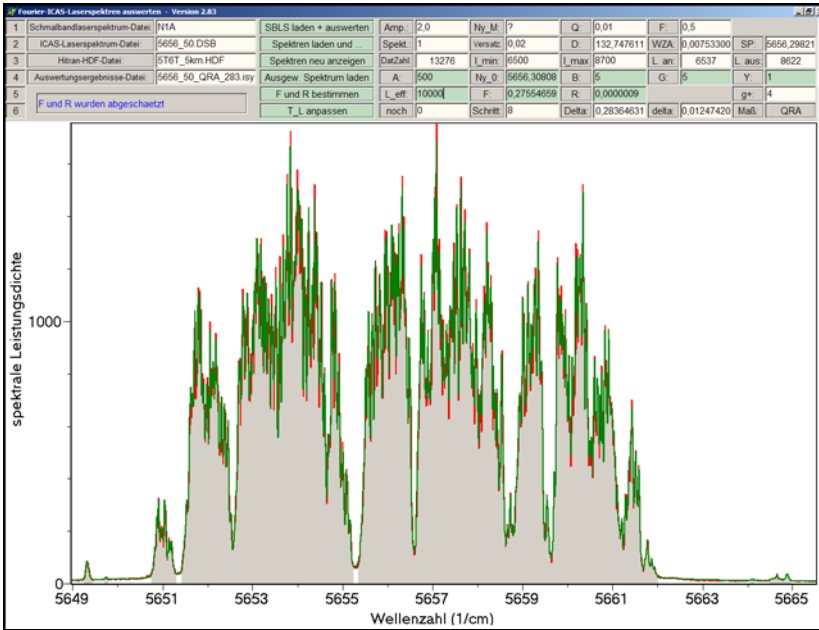


Abbildung C7:

Die Programmoberfläche nach zweifacher Ausführung der Prozedur „F und R bestimmen“. Der Graph des Laserspektrums $L(\nu_i)$ (rot) wird gemeinsam mit den fast identischen „rekonstruierten Spektralwerten“ $L_{rek}(\nu_i)$ (grün) dargestellt.

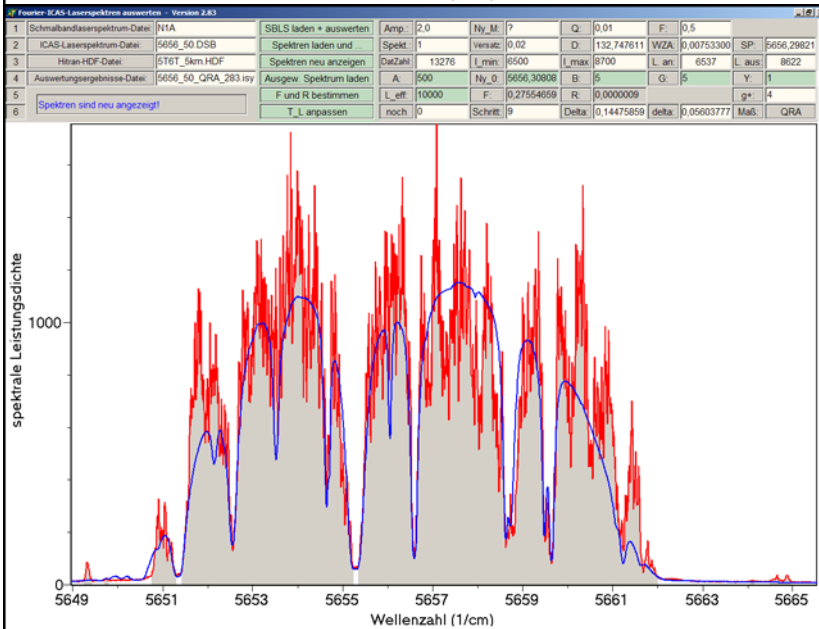


Abbildung C8:

Die Programmoberfläche nach erneuter Durchführung der Prozedur „Spektrale neu anzeigen“. Δ ist auf 0,145, δ auf 0,056 gesunken.

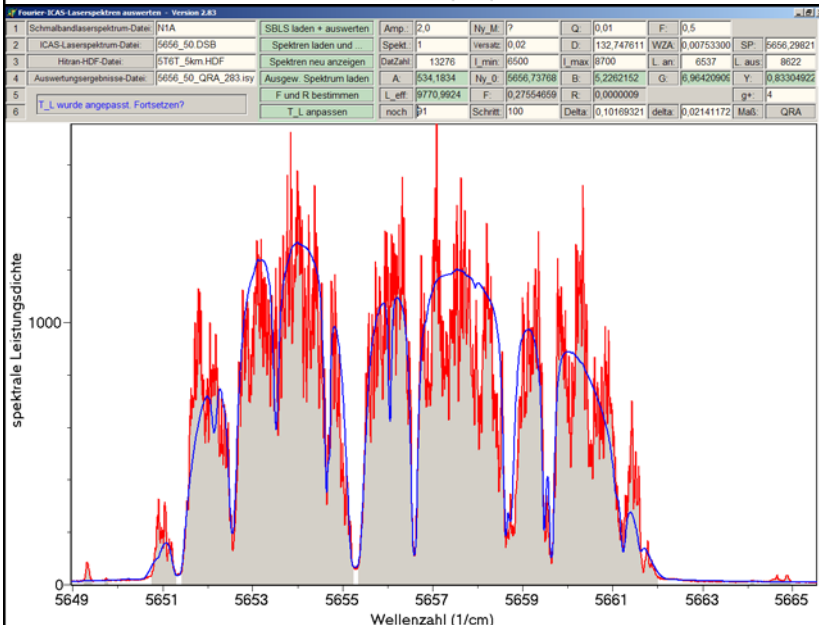


Abbildung C9:

Die Programmoberfläche nach Durchführung der Prozedur „T_L anpassen“ mit 91 Optimierungsschritten (insgesamt 100). $\Delta = 0,102$, $\delta = 0,021$.

Anhang C: Schritt-für-Schritt-Anleitung zu „Fourier-ICAS-Laserspektren auswerten“

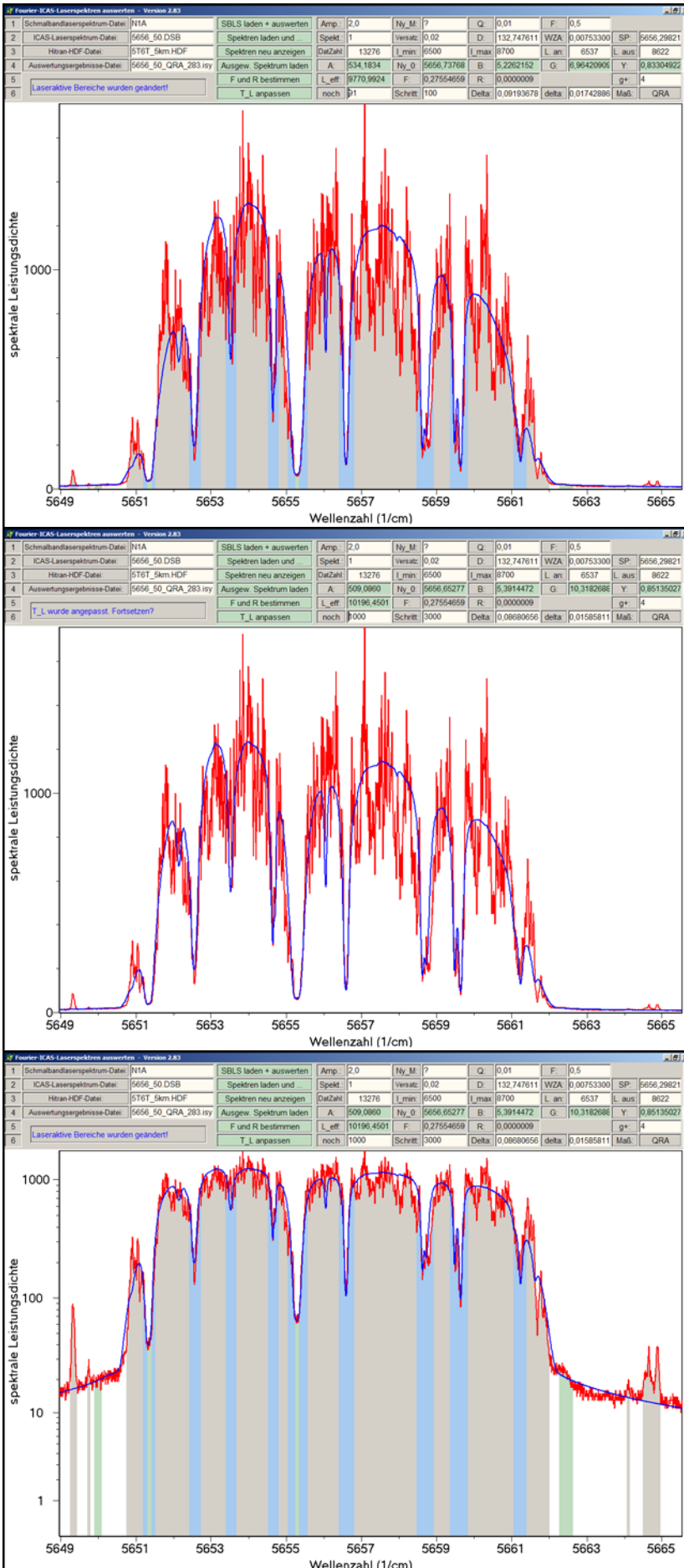


Abbildung C10:

Die Programmoberfläche nach Markierung der Spektralbereiche mit höherer Wichtigung durch Klicken und Ziehen mit der Maus bei gedrückter „Alt“-Taste. Die hellgrün und hellblau markierten Spektralbereiche werden ab sofort 4-fach gewichtet ($g^+ = 4$). Dadurch ändern sich Δ und δ : $\Delta = 0,092$, $\delta = 0,0174$

Abbildung C11:

Die Programmoberfläche nach 2900 weiteren Optimierungsschritten. Δ ist auf 0,87, δ auf 0,016 gesunken. L_{eff} liegt bei 10,2 km. Außerdem werden nach Doppelklick auf den Titel der Abszisse die Markierungen der laseraktiven bzw. höher gewichteten Spektralbereiche versteckt

Abbildung C12:

Hier wurde nur die Darstellung verändert: Die Ordinate ist wieder logarithmisch geteilt. Außerdem werden nach Doppelklick auf den Titel der Abszisse die Markierungen der laseraktiven bzw. höher gewichteten Spektralbereiche wieder angezeigt.

Anhang D: Schaltplan und Bilder zur Wellenlängenstabilisierung

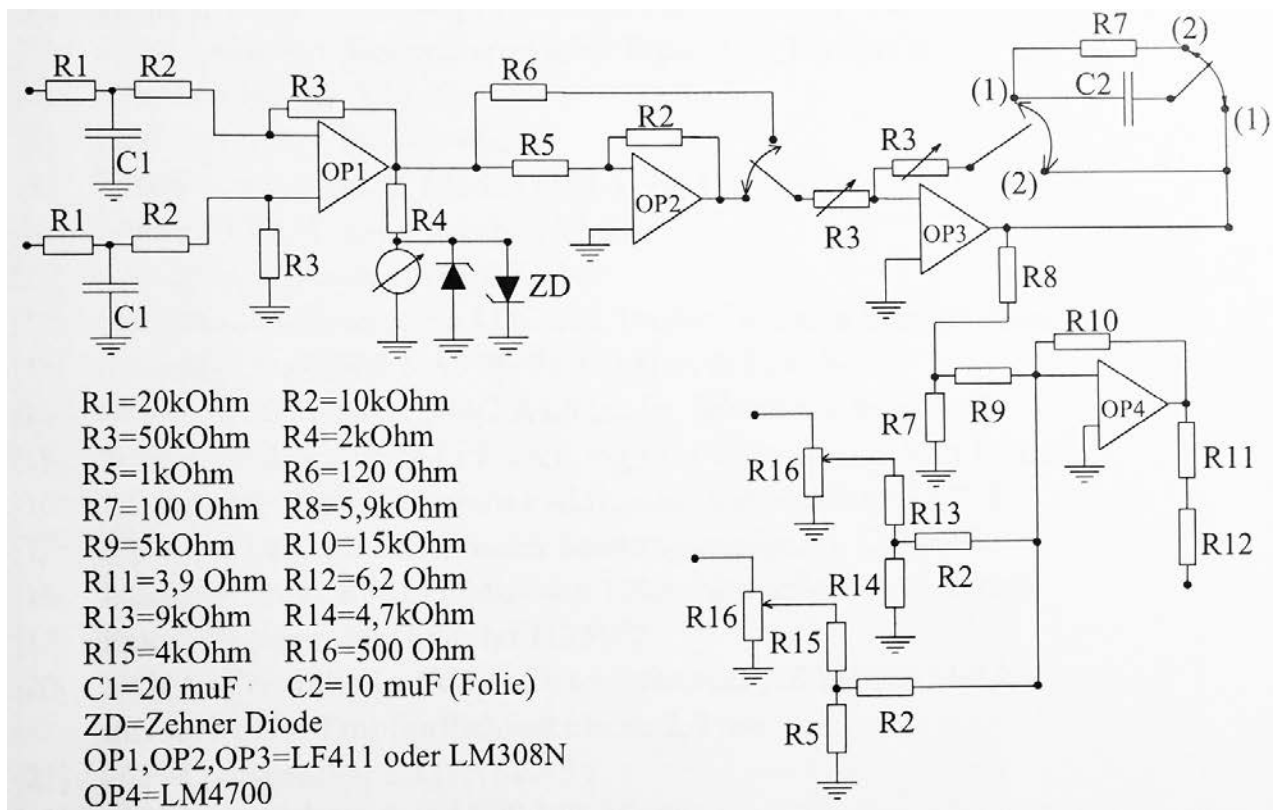


Abbildung D1: Schaltplan der Wellenlängenstabilisierungs-Elektronik

Literaturverzeichnis

Literaturverzeichnis

- [Akimov04] V.A. Akimov, M.P. Frolov, Y.V. Korostelin, V.I. Kozlovsky, A.I. Landman, Yu.P. Podmar'kov
Cr²⁺:ZnSe laser for application to intracavity laser spectroscopy
Laser Optics 2003: Solid State Lasers and Nonlinear Frequency Conversion.
Edited by V.I. Ustugov, Proceedings of the SPIE, **5478**, 285-290 (2004).
- [Allain89] J.Y. Allain, M. Monerie, H. Poignant
*Tunable cw lasing around 0.82, 1.48, 1.88 and 2.35 μm
in thulium-doped fluorozirconate Fibre*
Electronics Letters **25**, 1660 (1989)
- [Allain90] J.Y. Allain, M. Monerie, H. Poignant
Blue upconversion fluorozirconate fibre laser
Electronics Letters **26**, 166 (1990)
- [Allen89] R. Allen, L. Esterowitz
CW diode pumped 2.3 μm fiber laser
Applied Physics Letters **55**, 721 (1989)
- [Baev79] V.M. Baev, V.F. Gamalij, B.D. Lobanov, E.F. Martynovich, E.A. Sviridenkov, A.F. Suchkov,
V.M. Khulugurov
*Application of lasers utilizing color centers in alkali halide crystals to
intracavity laser spectroscopy*
Kvant. Elektron. **6**, 92-97 (1979) [Sov. J. Quant. Electron. **9**, 51-54 (1979)]
- [Baev81] V.M. Baev, H. Schröder, P.E. Toschek
LiF:F₂⁺-Centre Laser for Intracavity Spectroscopy
Optics Communications **36**, 57 - 62 (1981)
DOI:10.1016/0030-4018(81)90030-4
- [Baev85] V. M. Baev, V. P. Dubov, and E. A. Sviridenkov:
*Enhancement of the sensitivity of intracavity laser spectroscopy by
the use of neodymium glass lasers*
Kvant. Elektron. **12**, 2490-2491 (1985) [Sov. J. Quantum Electron. **15**, 1648-1649 (1985)]
- [Baev86] V.M.Baev, V.P.Dubov, A.N.Kireev, E.A.Sviridenkov D.D.Toptygin, O.I.Yushchuk.
*Application of lasers with F_q (II) color centers in KCl:Li crystals in
intracavity laser spectroscopy*
Sov. J. Quant. Electron. **16**, 1121-1122 (1986)
- [Baev92] V.M. Baev, J. Eschner, E. Paeth, R. Schüler, P.E. Toschek:
Intra-Cavity Spectroscopy with Diode Lasers
Applied Physics B **55**, 463 (1992)
- [Baev99] V.M.Baev, T.Latz, P.E.Toschek:
Laser intracavity absorption spectroscopy
Applied Physics B **69**, 171-202 (1999)

Literaturverzeichnis

- [Baev02] V.M. Baev, A. Stark, P.E. Toschek:
Höchstempfindlicher Gasetektor
Deutsche Patentanmeldung DE 102 00 029.8,
Anmeldetag 3.1.2002, Veröffentlichungsdatum 11.7.2002
<https://register.dpma.de/DPMAREgister/pat/PatSchrifteneinsicht?docId=DE10200029A1>
- [Barnes90] W.L. Barnes, J.E. Townsend:
Highly tunable and efficient diode pumped operation of Tm³⁺-doped fibre lasers
Electronics Letters **26**, 746-747 (1990)
- [Bélanger93] Pierre-A. Bélanger:
Optical Fiber Theory
World Scientific Publishing Co., Singapur (1993)
- [Belikova72] T. P. Belikova, E. A. Sviridenkov, A. F. Suchkov, L. V. Titova, and S. S. Churilov
Detection of weak absorption lines with the aid of a neodymium-glass laser
Zh. Eksp. Teor. Fiz. **62**, 2060-2065 (1972) [Sov. Phys. JETP **35**, 1076-1079 (1972)]
- [Belikova75] T. P. Belikova, B. K. Dorofeev, E. A. Sviridenkov, and A. F. Suchkov
Measurement of the absolute absorption coefficient by intracavity laser spectroscopy
Kvant. Elektron. **2**, 1325-1328 (1975) [Sov. J. Quantum Electron. **5**, 722-724 (1975)]
- [Bell72] R.J. Bell
Introductory Fourier Transform Spectroscopy
Academic Press, 1972
- [Bergmann93] Bergmann, Schaefer:
Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3: Optik
9. Auflage, S. 237, Walter de Gruyter, Berlin, New York (1993) ISBN 3-11-012973-6
- [BlmV02] *Zweiundzwanzigste Verordnung zur Durchführung des Bundes-Immissionsschutzgesetzes, Verordnung über Immissionswerte für Schadstoffe in der Luft – 22. BImSchV Vom 11. September 2002 (Stand 27.2.2007)*
§6 Immissionsgrenzwerte und Toleranzmarge für Benzol
Bundesgesetzblatt 2002, S. 3626 und Bundesgesetzblatt 2007, S. 241
http://www.hs-owl.de/fb8/fileadmin/download_autoren/immissionsschutz/Regelwerk/22_BImSchV.pdf
- [Böhm93] R. Böhm, A. Stephani, V.M. Baev, P.E. Toschek
Intracavity absorption spectroscopy with a Nd³⁺-doped fibre laser
Optics Letters **18**, 1955 (1993)
DOI: 10.1364/OL.18.001955
- [Böhm97] Rainer Böhm
Über die Dynamik von Faserlasern
Dissertation, Universität Hamburg, 1997
- [Bollig98] C. Bollig, W.A. Clarkson, R.A. Hayward, D.C. Hanna
Efficient high-power Tm³⁺:YAG laser at 2 μm, end pumped by a diode bar
Optics Communications **154**, 35 (1998)

- [Bronstein87] I.N. Bronstein, K.A. Semendjajew
Taschenbuch der Mathematik
Abschnitt 4.4.1.3 über Numerische harmonische Analyse, S.617
Verlag Harri Deutsch, Thun; Frankfurt/Main, 23. Auflage 1987
- [BUA88] BUA-Stoffbericht 24
Benzol
Verlag Chemie, Weinheim (1988)
- [Burgarth98] Volker Burgarth
Ein Michelson-Lambdameter und eine Frequenzmarke für hochpräzise Wellenlängenmessungen
Diplomarbeit, Fachbereich Physik, Universität Hamburg, 1998
- [Carter90] J.N. Carter, R.G. Smart, D.C. Hanna, A.C. Tropper
CW diode-pumped operation of 1.97 μm thulium-doped fluorozirconate fibre laser
Electronics Letters, **26**, 599-601 (1990)
DOI: 10.1049/el:19900394
- [Hanna90] D.C.Hanna, R.M.Percival, R.G.Smart & A.C.Tropper
Efficient and tunable operation of a Tm-doped fibre laser
Optics Communications **75**, 283 - 286 (1990)
DOI: 10.1016/0030-4018(90)90533-Y
- [Correia02] Luis Correia
Absorptionsspektroskopie im Resonator eines Tm-dotierten Faserlasers im Spektralbereich 1,7 – 2 μm mit photoakustischem Nachweis.
Diplomarbeit, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg, Januar 2002
- [Curcio64] J.A. Curcio, L.F. Drummeter, G.L. Knestrick:
An Atlas of the Absorption Spectrum of the Lower Atmosphere from 5400 Å to 8520 Å
Applied Optics **3**, 1401-1409 (1964)
- [Diening99] Andreas Diening:
Diodengepumpte Festkörperlaser im mittleren Infrarotbereich
Dissertation, Universität Hamburg, 1999
- [VDI05] DIN EN 14662:
Luftbeschaffenheit - Standardverfahren zur Bestimmung von Benzolkonzentrationen
VDI/DIN-Handbuch Reinhaltung der Luft Band 5 - Analysen- und Messverfahren
Beuth Verlag GmbH, Berlin (2005)
- [Dräger97] Dräger:
Absorptionsspektren von Benzol, Toluol und Xylol
persönliche Mitteilung (1997)
- [Dräger11] *Dräger-Röhrchen & CMS-Handbuch:*
Dräger AG, Lübeck, 16. Auflage 2011, S. 279
http://www.draeger.com/sites/assets/PublishingImages/Segments/Industrie/Dokumente/roehrchen_handbuch_br_9092084_de.pdf (15.10.1015)

Literaturverzeichnis

- [Eschner92] Jürgen Eschner
Dynamik und Absorptionsempfindlichkeit eines Vielmoden-Lasers
Dissertation, Universität Hamburg, 1992
- [Edner93] H. Edner, P. Ragnarson, S. Spännare, S. Svanberg:
*Differential optical absorption spectroscopy (DOAS) system
for urban atmospheric pollution monitoring*
Applied Optics **32**, 327-333 (1993)
- [Esterowitz88] L. Esterowitz, R. Allen, I. Aggarwal:
Pulsed laser emission at 2.3 μm in a thulium-doped fluorozirconate fibre
Electronics Letters **24**, 1104 (1988)
- [Fellgett51] P. Fellgett:
Thesis
University of Cambridge (1951)
- [Fjodorow13] Peter Fjodorow:
*Resonatorinterne Absorptionsspektroskopie mit Faserlasern
in wasserfreien NIR-Spektralbereichen*
Dissertation, Fachbereich Physik der Universität Hamburg (2013)
- [Fjodorow15] Peter Fjodorow, Ivan Baev, Ortwin Hellmig, Klaus Sengstock, Valery M. Baev
Sensitive, time-resolved, broadband spectroscopy of single transient processes
Applied Physics B **120**, 667-673 (2015)
DOI: 10.1007/s00340-015-6181-2
- [France91] P.W. France:
Optical Fibre Lasers and Amplifiers
Blackie and Son Ltd, Glasgow (1991)
- [Funke07] Hans H. Funke, Mark W. Raynor, Kris A. Bertness, Yu Chen
Detection of Trace Water Vapor in High-Purity Phosphine Using Cavity Ring-down Spectroscopy
Applied Spectroscopy **61**, 419 – 423 (2007)
[http://www.tigeroptics.com/pdf/ArticleArchive/Detection of Trace Water Vapor in High-Purity PH3 Using CRDS.pdf](http://www.tigeroptics.com/pdf/ArticleArchive/Detection%20of%20Trace%20Water%20Vapor%20in%20High-Purity%20PH3%20Using%20CRDS.pdf)
(17.10.2015)
- [Gandy67] H.W. Gandy, R.J. Ginther, J.F. Weller:
Stimulated emission of Tm^{3+} radiation in silicate glass
Journal of Applied Physics **38**, 3030 (1967)
- [Giesen96] A. Giesen, U. Brauch, M. Karszewski, C. Stewen, A. Voss:
*New Concepts for High Power Diode Pumped Solid State Lasers
In: Laser in Forschung und Technik / Laser in Research and Engineering*
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, (1996)
ISBN 978-3-540-61316-9, DOI 10.1007/978-3-642-80263-8
- [Gilmore90] D. A. Gilmore, P. Vujkovic Cvijin, G. H. Atkinson:
Intracavity absorption spectroscopy with a Titanium:sapphire laser
Optics Communications. **77**, 385-389 (1990)
DOI:10.1016/0030-4018(90)90130-L

- [Glodge71] D. Glodge:
Weakly Guiding Fibers
Applied Optics **10**, 2252-2258 (1971)
DOI: 10.1364/AO.10.002252
- [Grubb92] S.G. Grubb, K.W. Bennett, R.S. Cannon, W.F. Humer:
CW room-temperature blue upconversion fibre laser
Electronics Letters **28**, 1243 (1992)
- [Gueye05] F. Gueye, E. Safari, M. Chenevier, G. Guelachvili, N. Picqué:
*Intracavity Cr⁴⁺:YAG laser absorption analysed by time-resolved
Fourier transform spectroscopy*
Applied Physics B **81**, 1143-1147 (2005)
DOI: 10.1007/s00340-005-1977-0
- [Hamamatsu15] Hamamatsu Photonics K.K.
InGaAs linear image Sensors
<http://www.hamamatsu.com/jp/en/product/category/3100/4005/4208/4121/index.html>
abgerufen am 4.10.2015
Hamamatsu Photonics K.K., Hamamatsu City, Japan
- [Hanna88] D.C. Hanna, I.M. Jauncey, R.M. Percival, I.R. Perry, R.G. Smart, P.J. Suni,
J.E. Townsend, A.C. Tropper:
Continuous-wave oscillation of a monomode thulium-doped fibre laser
Electronics Letters **24**, 1222-1223 (1988)
- [Hanna90] D.C.Hanna, R.M.Percival, R.G.Smart & A.C.Tropper:
Efficient and tunable operation of a Tm-doped fibre laser
Optics Communications **75**, 283 - 286 (1990)
DOI: 10.1016/0030-4018(90)90533-Y
- [Hänsch72] T.W. Hänsch, A.L. Schawlow, P.E. Toschek:
Ultrasensitive Response of a CW dye Laser to Selective Extinction
IEEE Journal of Quantum Electronics **QE-8**, 802 (1972)
- [Harren2000] Frans J.M. Harren, Gina Cotti, Jos Oomens, and Sacco te Lintel Hekkert:
Photoacoustic Spectroscopy in Trace Gas Monitoring
in *Encyclopedia of Analytical Chemistry*, R.A. Meyers (Ed.), S. 2203 – 2226
John Wiley & Sons Ltd, Chichester (2000)
- [Hecht] Jeff Hecht:
Understanding Fiber Optics, 2nd Edition
Prentice Hall PTR (1993), ISBN: 0136490700
<http://zone.ni.com/devzone/conceptd.nsf/webmain/2825CBA5F830FDB286256C22004F164A>
- [Heine95] F. Heine
Diodengepumpte Festkörperlaser für Kommunikationstechnologie und Fernerkundung
Dissertation, Universität Hamburg (1995)

Literaturverzeichnis

- [Hitran98] L.S. Rothman, C.P. Rinsland, A. Goldman, S.T. Massie, D.P. Edwards, J.-M. Flaud, A. Perrin, C. Camy-Peyret, V. Dana, J.-Y. Mandin, J. Schroeder, A. McCann, R.R. Gamache, R.B. Wattson, K. Yoshino, K.V. Chance, K.W. Jucks, L.R. Brown, V. Nemtchinov, P. Varanasi
The HITRAN molecular spectroscopic database and HAWKS (HITRAN Atmospheric Workstation): 1996 Edition and 2000 Edition
J. Quantum Spectrosc. Radiat. Transfer **60** (1998) 665-710
siehe auch: <http://hitran.iao.ru/>
- [Höh08] Matthias Höh:
Spektroskopie im Resonator eines thulium-dotierten Faserlasers
Diplomarbeit, Department Physik, Universität Hamburg, 2008
- [Horowitz89] Paul Horowitz, Winfield Hill
The Art of Electronics
2nd Edition, Cambridge University Press, New York, 1989
- [Hovde01] David Christian Hovde, Joseph T. Hodges, Gregory E. Scace, and Joel A. Silver
Wavelength-modulation laser hygrometer for ultrasensitive detection of water vapor in semiconductor gases
Applied Optics **40**, 829-839 (2001)
DOI: 10.1364/AO.40.000829
- [Hulst81] H. C. van de Hulst
Light scattering by small particles
New York, Dover (1981)
- [Hünkemeier95] Jörg. Hünkemeier
Empfindlichkeit eines Vielmoden-Titan:Saphir-Lasers gegen Absorption im Resonator
Diplomarbeit, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg, 1995
- [Hünkemeier00] J. Hünkemeier, R. Böhm, V.M. Baev, P.E. Toschek:
Spectral dynamics of multimode Nd³⁺- and Yb³⁺-doped fibre lasers with intracavity absorption
Optics Communications **176**, 417-428 (2000)
- [Hünkemeier01] Jörg Hünkemeier:
Dynamik und Absorptionsempfindlichkeit von vielmodigen Faser- und Glaslasern
Dissertation, Universität Hamburg, 2001
- [Jackson03] Stuart D. Jackson and Simon Mossman:
Efficiency dependence on the Tm³⁺ and Al³⁺ concentrations for Tm³⁺-doped silica double-clad fiber lasers
Applied Optics **42**, 2702-2707 (2003)
- [Jacquinot48] P. Jacquinot, C. Doufour :
Journal de Recherche du C.N.R.S **6**, 91 (1948)
- [Johnson62] L.F. Johnson, G.D. Boyd, and K. Nassau:
Optical maser characteristics of Tm³⁺ in CaWO₄
Proc. IRE (Correspondence), **50**, 86 -87 819629

- [Kachanov95] A. Kachanov, A. Charvat, and F. Stoeckel:
Intracavity laser spectroscopy with vibronic solid-state lasers: II. Influence of the nonlinear mode coupling on the maximum sensitivity of a Ti:sapphire laser
Journal of the Optical Society of America B **12**, 970-979 (1995)
DOI: 10.1364/JOSAB.12.000970
- [Kanamori86] H. Kanamori, H. Yokota, G. Tanaka, M. Watanabe, Y. Ishiguro, I. Yoshida, T. Kakii, S. Ito, Y. Asano, S. Tanaka:
Transmission characteristics and reliability of pure-SiO₂-core single-mode fibers
Journal of Lightwave Technology **4**, 1144-1150 (1986)
- [Khanin95] Ya. Khanin:
Principles of Laser Dynamics
Elsevier, Amsterdam (1995)
- [Knight96] J.C. Knight, T.A. Birks, P.St.J. Russell, D.M. Atkin:
All-silica single-mode fiber with photonic crystal cladding
Optics Letters **21**, 1547-1549 (1996)
DOI: 10.1364/OL.21.001547
- [Kunsch02] Johannes Kunsch:
Diodenlaser-Absorptionsspektroskopie auf dem Weg zu kommerzieller Bedeutung
Photonik 3/2002, 6 - 8, AT-Fachverlag GmbH, Fellbach (2002)
- [Larsen99] Faserdämpfungsspektrum per persönlicher Mitteilung von Christian Larsen
ehemals „Lycom“, später „OFS Fitel Denmark ApS“, Priorparken 680, DK-2605 Brøndby
- [Latz98] T. Latz, F. Aupers, V. M. Baev, and P. E. Toschek:
Emission spectrum of a multimode dye laser with frequency-shifted feedback for the simulation of Rayleigh scattering
Optics Communications **156** (1998) 210-218
DOI:10.1016/S0030-4018(98)00402-7
- [Latz99] Torsten J. Latz, Gabriele Weirauch, Valery M. Baev, and Peter E. Toschek:
External photoacoustic detection of a trace vapor inside a multimode laser
Applied Optics **38** (1999) 2625-2629
- [Latz00] Torsten Latz :
Spektroskopie im Laser-Resonator mit höchster Empfindlichkeit und spektraler Auflösung
Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Hamburg (2000)
https://www.physnet.uni-hamburg.de/services/biblio/dissertation/dissfbPhysik/___Volltexte/Torsten___Latz/Torsten___Latz.pdf
- [Lephardt74] J.O. Lephardt, G. Vilcins :
Kinetics of Multicomponent Reactions Using an FTS System
Journal of the Optical Society of America, **64**, 1363 (1974)
- [Limpert03] J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, R. Iliew, F. Lederer, J. Broeng, G. Vienne, A. Petersson, C. Jakobsen:
High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser
Optics Express **11** (7) 818-823 (2003)

Literaturverzeichnis

- [Lindner98] J. Lindner, O. Stahlhut, R. Wilhelm, K. Ermisch
Extending a continous scan Fourier transform spectrometer for time-resolved Fourier transform spectroscopy with $< 0.5 \text{ cm}^{-1}$ spectral and $< 10 \text{ ns}$ time resolution in the visible region.
Review of Scientific Instruments **69**, 1629-1636 (1998)
- [Löhden10] Benjamin Löhden
Höchstempfindliche Absorptionsspektroskopie im Resonator Er^{3+} -dotierter Faserlaser
Dissertation, Universität Hamburg, 2010, S. 115-130
- [Löhden11] B. Löhden, S. Kuznetsova, K. Sengstock, V. Baev, A. Goldman, S. Cheskis, B. Pálsdóttir:
Fiber laser intracavity absorption spectroscopy for in situ multicomponent gas analysis in the atmosphere and combustion environments
Applied Physics B: Lasers & Optics **102**, 331-344 (2011)
DOI: 10.1007/s00340-010-3995-9
<http://link.springer.com/article/10.1007/s00340-010-3995-9>
- [Mie08] Gustav Mie:
Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen.
Annalen der Physik, Vierte Folge, Band 25, 1908, Nr. 3, 377-445.
- [Michell15] Michell Instruments:
S4000 RS & TRS - Präzisions-Taupunktmessinstrument
Michell Instruments UK, Ely, Großbritannien
http://www.michell.com/de/documents/S4000RS_TRS_97146_DE_Datasheet-A.pdf
(heruntergeladen am 15.10.2015)
- [Murphy74] R.E. Murphy, F.H. Cook, Hajime Sakai:
Time-resolved Fourier Spectroscopy
Journal of the Optical Society of America, **64**, 1364 (1974)
- [Murphy75] R.E. Murphy, F.H. Cook, Hajime Sakai:
Time-resolved Fourier Spectroscopy
Journal of the Optical Society of America, **65**, 600-605 (1975)
- [Pakhomycheva70] L.A. Pakhomycheva, E.A. Sviridenkov, A.F. Suchkov, L.V. Titova, S.S. Churilov:
Line structure of generation spectra of lasers with inhomog. broadening of the amplification line
Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **12**, 60-63 (1970) [JETP Lett. **12**, 43-45 (1970)]
- [Papencordt08] David C. Papencordt:
Herstellung und Charakterisierung von ultradünnen Glasfasern für Spektroskopie im Laserresonator
Diplomarbeit, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg (2008)
- [Pálsdóttir] Bera Pálsdóttir:
Faserdämpfungsspektrum: „OFSspecial_abs.png“
persönliche Mitteilung
Bera Pálsdóttir, OFS Fitel Denmark ApS, Priorparken 680, DK-2605 Brøndby
- [Peters99] Björn Peters:
Räumliches Lochbrennen in einem Vielmodenlaser
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1999)

- [Percival90] R.M. Percival, S.F. Carter, D. Szebesta, S.T. Davey, W. Stallord:
Thulium-doped monomode fluoride fibre laser broadly tunable from 2.25 to 2.5 μm
Electronics Letters **27**, 1912 (1991)
- [Percival94] R.M. Percival, D. Szebesta, J.R. Williams:
Highly efficient 1.064 μm upconversion pumped 1.47 μm thulium-doped fluoride fibre laser
Electronics Letters **30**, 1057 (1994)
- [Peters99] Björn Peters:
Räumliches Lochbrennen in einem Vielmodenlaser
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1999)
- [Picqué03] Nathalie Picqué, Guy Guelachvili, Alexander A Kachanov:
High-sensitivity time-resolved intracavity laser Fourier transform spectroscopy with vertical-cavity surface-emitting multiple-quantum-well lasers
Optics Letters **28**, 313-315 (2003)
DOI: 10.1364/OL.28.000313
- [Podmarkov99] Yu.P. Podmar'kov, N.A. Raspopov, A.N. Savchenko, M.P. Frolov:
Dynamics of the intracavity absorption in the spectrum of a Co:MgF₂ laser emitting for up to 1 ms
Quantum Electronics **29** (1999) 223-225
- [Press92] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery:
Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing
2nd edition, Cambridge University Press, New York (1992)
- [Rapior04] Gerald Rapior:
Untersuchung der Empfindlichkeit von Intracavity-Spektroskopi mit Tm-dotierten Faserlasern
Diplomarbeit, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg, April 2004
- [Risch01a] Marcus Risch:
Spektrale Dynamik der Emission eines Vielmodenlasers mit Absorption im Resonator
Diplomarbeit, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg, 2001
- [Risch01b] M. Risch, A. Stark, V.M. Baev, P.E. Toschek:
Transient dynamics of intracavity absorption signals in solid state lasers
Frühjahrstagung der AG Quantenoptik der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
Berlin, 2.4.-6.4.2001; Verhandlungen DPG (VI) **36**, 5/224, Q31.15 (2001)
- [Salewski99] Stefan Salewski:
Zeitaufgelöste Fourier-Spektroskopie an IR-Faserlasern
Diplomarbeit, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg, 1999
- [Salim96] S. Salim, A. Gupta:
Measurement of Trace Levels of Moisture in UHP Hydride Gases by FTIR Spectroscopy
Proceedings of CleanRooms '96 West, Santa Clara, CA (Pennwell, Nashua, NH, 1996) 22-32
<http://electroiq.com/blog/1997/02/measurement-of-trace-levels-of-moisture-in-uhp-hydride-gases-by-ftir-spectroscopy/>
heruntergeladen am 17.10.2015

Literaturverzeichnis

- [Schneider97] J. Schneider, C. Carbonnier, U. Unrau:
Characterization of a Ho³⁺-doped fluoride fiber laser with a 3.9- μ m emission wavelength
Applied Optics **36**, 8595-8600 (1997)
DOI: 10.1364/AO.36.008595
- [Scholle01] Karsten Scholle:
Kurz- und Langzeitstabilität eines mehrfarbigen Faserlasers
Diplomarbeit, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg, 2001
- [Scholle04] K. Scholle, E. Heumann, G. Huber:
Single mode Tm and Tm,Ho:LuAG lasers for LIDAR applications
Laser Physics Letters **1** (6), 285 (2004)
- [Schön94] Helmut Schön:
Spurenfeuchtebestimmung in Gasen im Hoch- und Niederdruck
Linde Berichte aus Technik und Wissenschaft **72**, 22-32 (1994)
Verlag: Linde Aktiengesellschaft, Wiesbaden
- [Schön05] Helmut Schön:
Handbuch der Reinsten Gase
Springer Verlag, Berlin, (2005), ISBN 978-3540232155
- [Sensors15] LC Series, LSC-Series :
UTC Aerospace Systems, Sensors Unlimited Products, Princeton, New Jersey
[http://www.sensorsinc.com/products/detail/l\(s\)c-series](http://www.sensorsinc.com/products/detail/l(s)c-series)
(3.11.2015)
- [Sierks93] J.Sierks, J.Eschner, V.M.Baev, P.E.Toschek:
Sensitivity of intracavity absorption measurements with Ti:sapphire laser
Optics Communications **102**, 265-270 (1993).
DOI:10.1016/0030-4018(93)90393-J
- [Sierks96] J. Sierks, T. Latz, V.M. Baev, P.E. Toschek:
Proceedings of the 1996 European Quantum Electronics Conference (EQEC'96),
S. 100, QWB6
- [Sigrist94] M.W. Sigrist:
Air monitoring by Spectroscopic Techniques
Wiley, New York (1994)
- [Sigrist95] M.W. Sigrist:
Trace gas monitoring by laser-photoacoustic spectroscopy
Infrared Physics & Technology **36**, 415-425 (1995)
DOI: 10.1016/1350-4495(94)00093-Z
- [Sigrist99] Markus W. Sigrist :
Photoacoustic Spectroscopy, Methods and Instrumentation
in: *Encyclopedia of Spectroscopy & Spectrometry, Vol. 3, 1810-1814*
Academic Press, London, (1999)
- [Sigrist03] Markus W. Sigrist:
Trace gas monitoring by laser photoacoustic spectroscopy and related techniques
Review of Scientific Instruments **74**, 486 – 490 (2003)
DOI: 10.1063/1.1512697

- [Silver92] J.A. Silver:
Frequency-modulation spectroscopy for trace species detection: theory and comparison among experimental methods
Applied Optics **31**, 707-717 (1992)
- [Sinitsa77] L. N. Sinitsa:
Intracavity neodymium-glass laser spectrometer with a dispersive resonator
Kvant. Elektron. 4, 148-150 (1977) [Sov. J. Quantum Electron. 7, 77-79 (1977)]
- [Skudayski89] U. Skudayski:
Fourier-Spektrometrie an Vielmoden-Dioden-Lasern
Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1989
- [Smart91] R.G. Smart, J.N. Carter, A.C. Tropper, D.C. Hanna:
Continuous-wave oscillation of Tm³⁺-doped fluorozirconate fibre lasers at around 1.47 μm, 1.9 μm, and 2.3 μm when pumped at 790 nm
Optics Communications, **82**, 563-570 (1991)
DOI : 10.1016/0030-4018(91)90381-M
- [Snitzer61a] E. Snitzer:
Cylindrical Dielectric Waveguide Modes
Journal of the Optical Society of America **51** (1961) 491-498
- [Snitzer61b] E. Snitzer und H. Osterberg:
Observed Dielectric Waveguide Modes in the Visible Spectrum
Journal of the Optical Society of America **51** (1961) 499-505
- [Soffer65] B.H. Soffer, R.H. Hoskins:
Energy transfer and cw laser action in Tm³⁺:Er₂O₃
Applied Physics Letters **6**, 200 (1965)
- [Sprung88] A. Sprung:
Über die Bestimmung der Luftfeuchtigkeit mit Hilfe des Assmannschen Aspirationspsychrometers
Zeitschrift für Angewandte Meteorologie. Das Wetter **5**, 105–108 (1888)
- [Stark97] Arnold Stark:
Laserdioden-erregte Pr³⁺, Yb³⁺-Fluoridglas-Faserlaser
Diplomarbeit, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg, 1997
- [Strong97] K. Strong, T.J. Johnson, G.W. Harris:
Visible intracavity laser spectroscopy with a step-scan Fourier-transform Interferometer
Applied Optics **36**, 8533 – 8540 (1997)
- [Svelto89] Orazio Svelto:
Principles of Lasers, 3rd Edition
Plenum Press, New York, S.150f (1989) ISBN 0-306-42967-5
- [Tam83] A.C. Tam:
Photoacoustics: Spectroscopy and other applications
In: *Ultrasensitive Laser Spectroscopy*
D.S. Klier (Editor), Academic Press, New York, 1983

Literaturverzeichnis

- [Tang62] C.L. Tang, H. Statz, G. deMars:
Spectral Output and Spiking Behavior of Solid-State Lasers
Journal of Applied Physics **34**, 2289 (1962)
- [Teichmann99] Mark Teichmann:
Spektrale Eigenschaften eines Tm-dotierten Faser-Lasers mit Absorption im Resonator
Diplomarbeit, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg, 1999
- [Thöny95] A. Thöny, M.W. Sigrist:
New developments in CO₂-laser photoacoustic monitoring of trace gases
Infrared Physics & Technology **36**, 585-615 (1995)
DOI: 10.1016/1350-4495(94)00046-N
- [Thurau00] Wolfgang Thurau:
Praseodym-, Ytterbium-dotierter Aufkonversions-Faserlaser im roten und blauen Spektralbereich
Diplomarbeit, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg, 2000
- [Tietze89] Ullrich Tietze, Christoph Schenk:
Halbleiter-Schaltungstechnik
9. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, 1989
- [Wadsworth00] Wadsworth, J.C. Knight, W.H. Reeves and P.St.J. Russell:
Yb³⁺-doped photonic crystal fibre laser
Electronics Letters **36**, 1452-1453 (2000)
- [Weirauch98] Gabriele Weirauch:
Photoakustischer Nachweis von Absorption im Laser-Resonator
Diplomarbeit, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg, 1998
- [Wexler07] Sergej Wexler:
Höchstempfindliche Absorptionsmessungen im Resonator eines Faserlasers
Dissertation, Fachbereich Physik der Universität Hamburg, 2007
- [Wikibooks15] wikibooks.org:
Tabellensammlung Chemie / Stoffdaten Wasser
https://de.wikibooks.org/wiki/Tabellensammlung_Chemie/_Stoffdaten_Wasser
(15.10.2015)
- [Wüest05] Marc Wüest:
Atmosphärenphysik III - Radarmeteorologie - Mesometeorologie
www.iac.ethz.ch/staff/wueest/atmos_phys_iii/script_atmospheric_physics_iii.pdf
(14.9.2005)
- [Zalewski82] E.F. Zalewski, R.A. Keller, and C.T. Apel:
Optogalvanic Effect as a detector for intracavity atomic absorption in a cw dye laser
Applied Optics **20**, 1584-1587 (1981)
DOI: 10.1364/AO.20.001584

Liste verwendeter Geräte, Komponenten und Materialien

- |A136| Asphärische Linse A136 mit 15mm Brennweite und NA = 0,3
Hoya Corporation, 3-3-1, Musashino, Akishima, Tokyo 196, Japan
- |A41| Asphärische Linse A41 mit 10mm Brennweite und NA = 0,33
Hoya Corporation, 3-3-1, Musashino, Akishima, Tokyo 196, Japan
- |Abszell| 88 cm lange Absorptionszelle.
Als Fenster können eine Linse und ein Spiegel eingesetzt werden.
Werkstatt des Instituts für Laser-Physik, Universität Hamburg
- |Abszell2| 60,65 cm lange Edelstahl-Absorptionszelle.
Ein Ende nimmt einen FC-Faserstecker auf, das andere einen Spiegel (\varnothing 12,7 mm).
Die Zelle besitzt 2 elektrische Durchführungen und 2 KF16-Flansche.
Werkstatt des Instituts für Laser-Physik, Universität Hamburg
- |Anl1| Anlage für thermisch aufgedampfte Beschichtungen
Institut für Laserphysik, Universität Hamburg
- |Anl2| Aufdampfanlage
Balzers, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg
- |Ausk1| Auskoppelspiegel R = 95-96% $\lambda = 1,54 - 1,88 \mu\text{m}$
Werkstatt des Lebedev-Instituts in Moskau, Russland
- |Ausk2| Auskoppelspiegel F3/F6, $95_{-2}^{+1}\%$ von 1,7 μm bis 2,05 μm
SCO Trade / OKB Fian, Troizk, Region Moskau, Russland
- |Cary| Absorptions-Photospektrometer mit Gittermonochromator Cary 2400
Varian BV, Middelburg, Niederlande
- |Coh1| Breitband-Hybrid-Strahlteilerwürfel 1200-1600 nm, Best.-Nr. 44-3903
Coherent, 2303 Lindbergh Street, Auburn, CA 95602, USA
bzw. Cohrent Deutschland GmbH, Dieburg
- |CohField| Laserleistungsmessgerät FieldMaster mit Messköpfen LM-2 VIS und LM-2 IR
Coherent, 2303 Lindbergh Street, Auburn, CA 95602, USA
- |Delphi| „Borland Personal Delphi 6.0 (Build 6.163)“
Borland Software Corporation, www.borland.com
- |DrMess| Druckmessgerät Balzers TPG300
- Ealing| Bandpass-Interferenzfilter Typ 42-4994 (1760 nm, 17 nm Halbwertsbreite)
Bandpass-Interferenzfilter Typ 42-5009 (1940 nm, 17 nm Halbwertsbreite)
Bandpass-Interferenzfilter Typ 42-7286 (1800 nm, 17 nm Halbwertsbreite)
Coherent, 2303 Lindbergh Street, Auburn, CA 95602, USA
bzw. Cohrent Deutschland GmbH, Dieburg

Liste verwendeter Geräte, Komponenten und Materialien

- |Elliot| „Elliot Gold Series XYZ flexure stage“
Elliot Scientific Ltd, Harpenden, Hertfordshire, AL5 4UT, UK
- |EOT1| LD38-I-850 Faraday-Isolator für Laserdioden
Apertur 3 mm × 8 mm, Wellenlängenbereich 830 nm bis 870 nm, > 30 dB Isolation
EOT Electro-Optics Technology, Inc., Traverse City, MI 49686-3470, USA
- |EOT2| LD38-I-780 Faraday-Isolator für Laserdioden
Apertur 3 mm × 8 mm, Wellenlängenbereich 760 nm bis 810 nm, > 30 dB Isolation
EOT Electro-Optics Technology, Inc., Traverse City, MI 49686-3470, USA
- |F123| F1•2•3 Epoxidharzkleber für Faserstecker, Best.-Nr. F123
Thorlabs, Newton, New Jersey bzw. D-35305 Grünberg
- |FC125| FC-Faserstecker mit 125 µm-Keramikkapillare, Best.-Nr. 30126D1
Thorlabs, Newton in New Jersey bzw. D-35305 Grünberg
- |FC140| FC-Faserstecker mit 140 µm-Keramikkapillare, Best.-Nr. 30140E1
Thorlabs, Newton in New Jersey bzw. D-35305 Grünberg
- |Fourspec| „Fourspec“-Programm zur Messung von Dauerlicht-Interferogrammen sowie zeitlich veränderlicher Interferogrammen und zur Berechnung von Spektren mittels Fourier-Transformation,
Stefan Salewski, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg, 1999
- |Freq| Frequenzteiler,
Stefan Salewski, Institut für Laserphysik, Hamburg, 1999
- |Gold| Goldstar FG8002 Frequenzgenerator,
- |GPI| Thulium-dotierte Faser „N35
numerische Apertur = 0,23; Kerndurchmesser = 3 µm, 930 nm Abschneidewellenlänge
2000 ppm Tm₂O₃ bzw. 1,6·10¹⁹ Tm³⁺-Ionen/cm³
Institute of General Physics, Moskau
- |Hama| thermoelektrisch gekühlte Indium-Gallium-Arsenid-Photodiode G5852-11 mit erweitertem Empfindlichkeitsbereich von 0,9 bis 2,07 µm,
Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH, D-82211 Herrsching
- |Hülle| 3mm Faserschutzhülle, Best.-Nr. FT030
Thorlabs, Newton in New Jersey bzw. D-35305 Grünberg
- |ICAS-Ausw| Programm „ICAS-Fourierabsorptionsspektren auswerten“ Versionen 2.75 bis 2.83
Arnold Stark, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg (2001 bis 2015)
www.yaaastark.de/physik.html
- |IMTEC| PC-Scope-Karte T512
IMTEC GmbH, Uhlandstraße 16, D-71522 Backnang
- |Insight| Insight V 3.0
IMTEC GmbH, Uhlandstraße 16, D-71522 Backnang

Liste verwendeter Geräte, Komponenten und Materialien

- [Juds] Extended InGaAs Photodiode J18-18I-R01M-2.2
EG&G Optoelectronics Judson / heute Teledyne Judson Technologies
- [Know] Knowles Miniatur-Mikrofon EK 3024
Knowles, Itasca, IL, USA
- [LIDA] Lida
- [Lock-in] Lock-In Amplifier / Phase Detector Model 121
Princeton Applied Research, Oak Ridge, Tennessee, USA
- [LM2VIS] Messkopf LM-2 VIS für Laserleistungsmessgerät FieldMaster
Coherent, 2303 Lindbergh Street, Auburn, CA 95602, USA
- [LM2IR] Messkopf LM-2 IR für Laserleistungsmessgerät FieldMaster
Coherent, 2303 Lindbergh Street, Auburn, CA 95602, USA
- [LM319] LM-319 Dual Comparator im 14-Dip-Gehäuse
Fairchild Semiconductor Corporation
- [LuAG] Tm:LuAG-Kristallscheibe, 0,6 mm dick, einseitig verspiegelt, auf Wärmesenke
15% der Lutetium-Gitterplätze sind durch Thulium-Ionen ersetzt.
Institut für Laser-Physik, Hamburg
- [Lycom] Thulium-dotierte Faser Nr. 960906061022
Al/La/Tm-Dotierung ($5 \cdot 10^{18}$ Tm³⁺-Ionen/cm³)
50 m lang, numerische Apertur = 0,3. Modenfelddurchmesser bei 1550 nm = 4,5 µm
hergestellt 1996 von Christian Larsen,
ehemals „Lycom“, später „OFS Fitel Denmark ApS“, Priorparken 680, DK-2605 Brøndby
- [McPher] 1 Meter VUV Scanning Monochromator
GCA/Mc Pherson Instrument Inc., 7A Stuart Road, Chelmsford, MA 01824, USA
- [MHalter] Faserhalterung FPH-5,
Newport.
- [Mitu] Eibausmessschraube Mitutoyo Nr. 150-801
Mitutoyo Corporation, Kawasaki, Japan, bzw. Mitutoyo Deutschland GmbH, Neuss
- [Monacor] Monacor SPH-75/8 Tiefmitteltöner, Impedanz 8 Ω, Frequenzbereich 3 – 16000 Hz,
maximale Belastbarkeit: 30 W, lineare Auslenkung: ± 0,75 mm
- [MVerst] Mikrophonverstärker:
Von Torsten Latz gebaut nach einem Schaltplan von Stpehan Büscher (Universität Bonn),
wobei später der Operationsverstärker durch das Modell Texas Instruments LF411CN
ersetzt wurde.
- [NEC] HeNe-Laserröhre mit integrierten Spiegeln
„0,5 mW random polarization HeNe plasma tube“
NEC GLT2390, NEC Corporation, Tokio, Japan.

Liste verwendeter Geräte, Komponenten und Materialien

- |OFS| Thulium-dotierte Faser Typ OFS Fitel Typ R38501-Tm
3 m lang, Abschneidewellenlänge $\lambda_c = 1350$ nm, numerische Apertur $N_A = 0,26$
Kerndurchmesser 4 μm , Absorption bei 790 nm: 200 dB/m
OF S Fitel Denmark ApS“, Priorparken 680, DK-2605 Brøndby
- |Opto| Fasergekoppelte Laserdiode 785 nm, 17,2 W
Optopower Corporation, Irvine, Kalifornien
- |PACO| PACOMP-PC, IBM-kompatibler PC mit AM486DX4-100MHz-Prozessor, Windows 3.11
comtech Computersysteme GmbH, Stuttgart bzw. Waiblingen
- |Paeth5| Dielektrischer Spiegel A761 aus 21 $\text{SiO}_2 + \text{TiO}_2$ -Schichten zur Glasfasern-Verspiegelung.
Egon Paeth, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg
- |PAZ| Photoakustische Zelle
Torsten Latz, Dieter Barlösius und Mechanische Werkstatt des Instituts für Laser-Physik,
Fachbereich Physik, Universität Hamburg Hamburg
- |P-Ent| Dielektrischer Breitbandentspiegelung: $\lambda/2$ Al_2O_3 , λ LIDA, $\lambda/2$ MgF
Egon Paeth, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg
- |Prec| Goldbeschichtete Retroreflektoren,
Precision Optical Company, East Hartford, Connecticut, USA
- |Prof| Laserdioden-Steuergerät LDC202, Serien-Nr. 08704
Profile Optische Systeme GmbH, D-85757 Karlsfeld
- |PStand| Mobiler Vakuumpumpstand zur Evakuierung und zur Herstellung von Gasgemischen
E. Paeth und J. Gesche, Institut für Laser-Physik, Hamburg
- |Sal1| Silizium-Photodiode mit Verstärkungselektronik,
Stefan Salewski, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg, 1999
- |Sal2| Verstärkungselektronik für InGaAs-Fotodiode,
Stefan Salewski, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg, 1999
- |Sanyo| Laserdiode Sanyo DL 2140-001
Tottori SANYO Electric Co., Ltd., Tottori, Japan
- |Schicht| „Schicht“-Programm zur Berechnung der Reflexion dielektrischer Schichtsysteme
Das Programm liegt in verschiedenen Versionen vor, die neueste ist 0.53
Arnold Stark, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg, 1997-2011
www.yaaastark.de/physik.html
- |Scient| Messkopf „Laser Power Meter“ Model 360203, Serial No. 469
+ „Scientech 361 power meter“ Catalog No. 361002, Serial No. 227
Scientech, Inc., 5649 Arapahoe Avenue, Boulder, Colorado 80303, USA
- |SEAS| Lautsprecher SEAS KT19F (19 mm Hochtonkalotte)
8 Ohm, 90 / 120 Watt, Resonanzfrequenz 1700 Hz,
Schwingspule mit 19,5 mm Durchmesser und 1,5 mm Länge, bewegte Masse 0,22 g
SEAS Fabrikker AS, Moss, Norwegen

Liste verwendeter Geräte, Komponenten und Materialien

- [Senkdiod] Gitterstabilisierter Diodenlaser
Institut für Laser-Physik, 2004
- [SIOS] Frequenzstabilisierter Helium-Neon-Laser SIOS SL 02/1
Frequenzstabilität nach 24 h = $2 \cdot 10^{-8}$, 1 mW Ausgangsleistung
SIOS Meßtechnik GmbH, Am Vogelherd 46, 986903 Ilmenau
- [SiPD] Silizium-Photodiode mit Verstärker
- [SK50CS] Kollimationsobjektiv Typ 50CL-A4,5-02
Schäfter & Kirchhoff GmbH, Kieler Straße 212, 22525 Hamburg
- [SK55BC] Kollimatorbasis Typ 55 BC
Schäfter & Kirchhoff GmbH, Kieler Straße 212, 22525 Hamburg
- [SK5AN] Anamorphotische Strahlformungsoptik 5AN-3-A-05
Schäfter & Kirchhoff GmbH, Kieler Straße 212, 22525 Hamburg
- [SK5M] Mikrofokus Vorsatzoptik 5M-A8-02 (f = 8mm, NA = 0,33, MC von 600 nm bis 1050 nm)
Schäfter & Kirchhoff GmbH, Kieler Straße 212, 22525 Hamburg
- [SK60A8] Laserstrahlkoppler Typ 60 SM0-0-A8-15
Schäfter & Kirchhoff GmbH, Kieler Straße 212, 22525 Hamburg
- [SK9620] Laserdiodenkollimator SK 9620.FC 4,5 (neue Bezeichnung: 60FC-0-A4,5-02)
mit Objektiv FC 4,5 (NA = 0,55, MC von 600 bis 1050 nm)
Schäfter & Kirchhoff GmbH, Kieler Straße 212, 22525 Hamburg
- [Stab] Elektronik zur Wellenlängenstabilisierung und Modulation eines Faserlaser
Arnold Stark, Luis Correia, Stefan Salewski, Institut für Laser-Physik, Hamburg (2000)
- [StrtAlt] Metallschicht-Strahlteiler: Metallschicht auf Substrat mit 50 mm Durchmesser
Egon Paeth, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg
- [Teix] Verstärkungselektronik zur Photodiode^[Hama],
Arnold Stark und Mark Teichmann, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg (1998)
- [Trans] Trans Version 2.51, USF HITRAN-PC
Center for Laser Atmospheric Studies, University of South Florida, Tampa, FL 33620, USA
Vertrieb durch ONTAR Corporation, 9 Village Way, North Andover, MA 01845-2000, USA
- [Ultra1] Faseroptische Poliermaschine 8801-1,
Ultra Tec, Santa Ana, Kalifornien
- [Ultra2] 4-Zoll-Aluminiumoxid-Poliermatten mit den Körnungen 0,05 μm (Best.-Nr. M-4110-1),
0,3 μm (M-4111-1), 0,5 μm (M-4129-1), 1 μm (M-4112-1), 2 μm (M-4113-1),
5 μm (M-4115-1), 9 μm (M-4116-1) und 12 μm (M-4117-1).
Ultra Tec, Santa Ana, Kalifornien
- [Ultra3] 0,05 μm und 0,1 μm Aluminiumoxid Suspensionen, Best.-Nr. M-1428-2 und -3;
Ultra Tec, Santa Ana, Kalifornien

Liste verwendeter Geräte, Komponenten und Materialien

- |Vero| KM6-EC-Gehäuse, Firma Vero
- |Vision| Glasfilterset 40/40
Vision Lasertechnik für Forschung und Industrie, Dammweg 1, D-31552 Rodenberg
- |Vision2| Filter "C3C8" aus dem Glasfilterset 40/40
Vision Lasertechnik für Forschung und Industrie, Dammweg 1, D-31552 Rodenberg
- |Watc| Watcom C/C++ Compiler Version 10.0,
Watcom International Corporation
- |YAG| Tm:YAG-Kristall, Zylinderform, 7mm lang, 3mm Durchmesser,
3 % der Yttrium-Gitterplätze sind durch Thulium-Ionen ersetzt.
Institut für Laser-Physik, Hamburg
- |YAG2| Tm:YAG-Kristallscheibe, 0,65 mm dick, einseitig verspiegelt, auf Wärmesenke
6% der Yttrium-Gitterplätze sind durch Thulium-Ionen ersetzt.
Institut für Laser-Physik, Hamburg
- |York| Faserschneidegerät SK-12, Firma York,
- |Zyl| Zylinderlinsenanamorphot 5AN-3-A-05,
Schäfter&Kirchhoff GmbH, Hamburg

Danksagung

Lieber Valery Baev und lieber Prof. Peter Toschek: Herzlich danke ich dafür, dass ich meine Doktorarbeit in der Forschungsgruppe Quantenoptik und Spektroskopie durchführen konnte. Vielen, vielen Dank für die immer offene Tür, für Zeit, Verständnis, Interesse, und unendliche Geduld. Und das gute persönliche Verhältnis: So sind wahre Doktorväter. 😊😊

Das gilt auch für Andreas Hemmerich, Uwe Pape und Frank Holweg: Vielen herzlichen Dank, dass Ihr mich zurück ans Institut für Laser-Physik geholt habt. Danke für das, was ich jetzt schon sechs Jahre lang im Physikalischen Praktikum tun darf! Danke für die Möglichkeit, diese so lange unfertige Dissertation endlich abzuschließen. Danke für die ebenfalls immer offenen Türen, Verständnis und Motivation. 😊

Großen Dank an meine ehemaligen Diplomanden Mark Teichmann, Luis Correia, Stefan Salewski und Gerald Rapior, die Ihr mit mir am Thulium-Faserlaser und am Fourierspektrometer gearbeitet habt. Ihr wart klasse und es war eine eine schöne Zeit! 😊

Ebenso großen Dank an Wolfgang Thureau, Karsten Scholle und Ortwin Hellmig, die Ihr (und später auch Stefan Salewski) mit an unserem anderen Projekt, den sichtbaren Faserlasern, gearbeitet habt – was ebenfalls fruchtbar war und ebenso viel Spaß gemacht hat. 😊

Weiter gilt mein Dank den vielen lieben Kollegen, die mir am Institut für Laser-Physik eine große, bunte und liebe Familie waren. Schon lange weg aber noch lange nicht vergessen: Torsten Latz, Jörg Hünkemeier, Dirk Reiss, Gabriele Weirauch, Bernd Appassamy, Klaus Abich, Falk Aupers, David Ong, Markus Risch, Valentin Bühner, Vladimir Elman, Christoph Balzer, Gisela Ochlich und viele mehr! Noch immer oder aktuell sind da Werner Neuhauser, Günter Huber; Klaus Petermann, Dieter Barlösius, Hans Kessler, Jens Klinder, Arne Ewerbeck, Carl Hippler, Hannes Winter, Thorge Kock, Ellen Gloy, Nadja Wardenburg, Ralph Lührs und viele andere....

Der größte Dank aber gilt Dir, liebe Yuliya: Du hast mich am Institut gefunden. Du hast mir gezeigt, wie man eine Dissertation abschließt. Danke für alle Zeit MIT Dir und auch für die Zeit, welche Du mir für das Schreiben der Dissertation gegeben hast. Danke für die größten und schönsten Geschenke überhaupt: Dich, Alexander, Anna und Cristian und Max.

Спасибо! Я люблю ТЕБЯ!

Eidesstattliche Versicherung:

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Dissertationsschrift selbst verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Hamburg, den 13. November 2015,

(Arnold Stark)