

**Dynamik und
Absorptionsempfindlichkeit von
vielmodigen Faser- und
Glas-Lasern**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Jörg Hünkemeier

Hamburg
2001

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. P.E. Toschek
Prof. Dr. G. Huber

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. P.E. Toschek
Prof. Dr. B. Sonntag

Datum der Disputation: 21.11.2001

Dekan des Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr. F.-W. Büßer

Zusammenfassung

Das Spektrum eines Vielmodenlasers reagiert sehr empfindlich auf spektral unsteigend variierende Resonatorverluste. Dies kann zum Nachweis eines resonatorinternen Absorbers genutzt werden. Die „Absorptionsspektroskopie im Laserresonator“ (intracavity absorption spectroscopy, ICAS) ist höchstempfindlich; die erreichte Empfindlichkeit entspricht derjenigen herkömmlicher Absorptionsexperimente mit einigen zehn bis zu vielen tausend Kilometern Lichtweg. Extrem empfindliche Reaktion auf einen resonatorinternen Absorber zeigen Titan:Saphir- und insbesondere Farbstofflaser.

Diodengepumpte Faserlaser versprechen die Möglichkeit, die Erfolge von ICAS auf preiswerte, kompakte und transportable Laser zu übertragen und Sensoren für den Spurennachweis in Gasen herzustellen. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Anwendung von Stehwellen-Faserlasern für ICAS, mit der Bestimmung der Absorptionsempfindlichkeit und mit den Ursachen der Begrenzung der Absorptionsempfindlichkeit.

Es wird die Dynamik und Absorptionsempfindlichkeit je eines Nd^{3+} - und Yb^{3+} -dotierten Stehwellen-Faserlasers untersucht. Die Spektren dieser Faser-Laser werden mit Spektren aus der HITRAN-Datenbank verglichen und der Absorptionskoeffizient des resonatorinternen Absorbers direkt bestimmt.

Die Dynamik einzelner Moden in einem Nd^{3+} -Glas-Scheiben Lasers wird untersucht. Die beobachteten Schwankungen und Korrelationen werden durch räumliches Lochbrennen hervorgerufen und von einer numerischen Modellierung der Tang-Statz-deMars (TDSM) Ratengleichungen sehr gut wiedergegeben.

Die Empfindlichkeit eines Stehwellen-Vielmodenlasers gegen ICA und ihre Begrenzung durch räumliches Lochbrennen wird – im Rahmen des erweiterten TDSM-Modells – anhand numerischer Simulationen der Ratengleichungen untersucht. Dabei werden die Parameter eines typischen Faserlasers verwendet.

Ein diodengepumpter Nd^{3+} -Glas-Scheiben-Laser wird vorgestellt, mit dem – im Vergleich zum Faserlaser – die Empfindlichkeit um eine Größenordnung gesteigert werden konnte.

Abschließend wird mit dem Nachweis von C_6H_6 im Spektralbereich um 1132 nm die Anwendung von ICAS mit einem Nd^{3+} -dotierten Faserlaser demonstriert. Die erreichte Empfindlichkeit entspricht mehreren Kilometern Lichtweg durch den Absorber, womit das Potential der Methode gezeigt wird.

Abstract

The spectrum of a multimode laser shows very sensitive reaction on spectrally discontinuous variations of cavity loss. This can be used to detect an absorbing medium inside the cavity. The sensitivity of intracavity absorption spectroscopy (ICAS) corresponds to light paths in a conventional absorption experiment, which can reach some tens up to many thousand kilometres. Extreme sensitive reaction against an intracavity absorber is obtained with titan-sapphire- and especially with dye-lasers.

Diode pumped fibre lasers are promising candidates for combining the high sensitivity of ICAS with a compact, cheap and mobile design and thus for the construction of trace gas detection sensors. The present work deals with the application of standing wave fibre lasers for ICAS, determination of sensitivity against absorption and with possible reasons for the limitation of this sensitivity.

The dynamic and sensitivity against intracavity absorption is studied for a Nd^{3+} -doped fibre laser and a Yb^{3+} -doped fibre laser. Spectral calibration and direct determination of the absorption coefficient is obtained by comparison with spectra from HITRAN database.

The dynamic of longitudinal modes in a Nd^{3+} -doped glass slab laser is examined. Observed variations and correlation can be explained by spatial hole burning and are well reproduced with a numerical model based on the Tang-Statz-deMars rate equations.

The sensitivity of a standing-wave multimode laser against ICA is examined by numerical simulations of the extended Tang-Statz-deMars rate equations. Typical parameters of a fibre laser are used.

With a diode pumped Nd^{3+} -doped glass slab laser the sensitivity is enhanced by one order of magnitude, compared to the fibre laser.

Finally the detection of C_6H_6 in the spectral range of 1132 nm demonstrates the application of ICAS with a Nd^{3+} -doped fibre laser. The sensitivity obtained corresponds to several kilometres light path, showing the potential of the method.

Inhaltsverzeichnis

0.1	Einleitung	5
1	Absorptionsspektroskopie im Laserresonator	7
1.1	Grundlagen	7
1.2	ICAS-Prinzip	8
1.3	Definition der Empfindlichkeit	9
1.4	Vielmodenlaser im Ratengleichungsmodell	10
1.5	Empfindlichkeits-Begrenzung durch Störungen der Laseremission	13
1.6	Spektrale Empfindlichkeit verschiedener Lasertypen	14
1.7	Tang-Statz-DeMars Ratengleichungsmodell	15
2	Nd³⁺- und Yb³⁺-dotiertes Glas	23
2.1	Linien-Verbreiterung	24
2.2	Verlust-Prozesse der Lichtausbreitung in Glas	25
3	Vielmoden-Faser-Laser mit Absorption im Resonator	27
3.1	Mono-Mode Fasern	28
3.2	Präparation der Fasern	30
3.3	Yb ³⁺ und Nd ³⁺ -dotierte Faser-Laser mit ICA	32
3.4	Polarisation und Doppelbrechung	36
3.5	Störende Strukturen im Faser-Laser-Spektrum	39
3.6	Spektrale Dynamik und Empfindlichkeit	48
3.7	Yb ³⁺ -Faser-Laser-Dynamik bei Abkühlung der Faser	62
3.8	Zusammenfassung der Ergebnisse	66
4	Moden-Dynamik eines Nd³⁺-Glas-Scheiben-Lasers	67
4.1	Der experimentelle Aufbau	67
4.2	Spektrale Dynamik und Emissionsspektren	68
4.3	Polarisations-Dynamik	69
4.4	Moden-Dynamik in Experiment und Simulation	72

4.5	Zusammenfassung der Ergebnisse	80
5	Empfindlichkeitsbegrenzung durch räumliche Inhomogenität der Verstärkung	81
5.1	Analytische Betrachtungen	81
5.2	Simulation des Emissionsspektrums eines Yb ³⁺ -dotierten Faser-Lasers mit ICA unter Berücksichtigung der räumlichen Inhomogenität der Verstärkung	84
5.3	Vergleich des Ratengleichungsmodells mit den experimentellen Ergebnissen für den Yb ³⁺ -dotierten Faser-Laser	98
5.4	Gemessene und simulierte spektrale Dynamik eines Ti-Saphir Lasers mit ICA unter Berücksichtigung der räumlichen Inhomogenität der Verstärkung	101
5.5	Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse	106
6	Vielmoden Nd³⁺-Glas Scheiben-Laser mit Absorption im Resonator	109
6.1	Der experimentelle Aufbau	109
6.2	Spektrale Dynamik und Empfindlichkeit	111
6.3	Zusammenfassung der Ergebnisse	114
7	Nachweis von Benzol im Resonator eines Faserlasers	115
7.1	Der experimentelle Aufbau	115
7.2	Benzol bei verschiedenen Hintergründrücken	115
7.3	Spektrale Dynamik und Empfindlichkeit	119
7.4	Zusammenfassung der Ergebnisse	121
8.0	Zusammenfassung und Ausblick	123
A		125
A.1	Umrechnungen	125
A.2	Fourier-Entwicklung der Pumpverteilung	126
A.3	Ankopplung des äußeren Resonators	128
A.4	Analytische Abschätzung der Relaxationsfrequenzen	129
B		133
B.1	Geräteliste	133

0.1 Einleitung

Die Untersuchung der Wechselwirkung von Licht und Materie hat in der optischen Spektroskopie zu der Frage nach dem Ursprung der Spektrallinien der Gase geführt, die mithilfe der Quantenmechanik beantwortet wurde. Die quantenmechanischen Konzepte wie die Quantisierung der Strahlung und die stimulierte Emission haben dann auch zur Entwicklung des Lasers geführt.

Im Zusammenhang mit Spektroskopie denkt man oft an Laser hoher spektraler Reinheit. Sie ermöglichen die hochpräzise Vermessung der Eigenschaften der wechselwirkenden Materie. Damit ein Laser schmalbandig in nur einer Eigenschwingung des Resonators oszilliert, sind fast immer spektral selektive Filter im Laserresonator notwendig, ohne diese oszilliert nahezu jeder Laser in mehreren, häufig bis zu 10^5 Moden. Ein solcher Vielmodenlaser reagiert hochempfindlich auf geringfügige spektrale Variation der Resonatorverluste, dies macht ihn für die Spektroskopie interessant. Daraus entwickelte [1],[2] sich die Methode der Absorptionsspektroskopie im Laserresonator (**intracavity absorption spectroscopy**, im Folgenden: **ICAS**). Einen Überblick zum Stand der Methode findet man in [3, 4, 5].

Allgemein ist das Verständnis der Dynamik des Vielmodenlasers immer wichtig, wenn ein Laser in mehr als einer Mode oszilliert. Verständnis der Vielmoden-Laser-Dynamik ist dann notwendig, um gewünschte Lasereigenschaften zu realisieren.

Sehr hohe Empfindlichkeit gegen Absorption im Resonator wurde bisher mit Ti-Saphir-Lasern und insbesondere mit Farbstofflasern erreicht, hier wurden bis zu 70 000 km äquivalente Absorptionsweglänge realisiert [6].

Es ist wünschenswert, preiswerte und kompakte Vielmoden-Laser hoher Absorptions-Empfindlichkeit zu konstruieren. Für Vielmoden-Dioden-Laser wurde eine relativ geringe, durch fundamentale Prozesse begrenzte, Empfindlichkeit gefunden [7]. Eine vielversprechende Alternative sind diodengepumpte Faserlaser. Eine niedrige Laserschwelle erlaubt das optische Pumpen mit preiswerten Laserdioden, die sehr breite Verstärkung ermöglicht die Verstimmung über einen großen Spektralbereich. In dieser Arbeit wird die Empfindlichkeit von Vielmoden-Faserlasern gegen ICA bestimmt, die begrenzenden physikalischen Mechanismen sollen identifiziert und Verbesserungsvorschläge erarbeitet werden.

Kapitel 1 behandelt die Absorptionsspektroskopie im Laserresonator in Rahmen eines Ratengleichungsmodells und die fundamentale Begrenzung der Empfindlichkeit durch Spontanemission. Es wird ein Überblick zu der mit verschiedenen Lasertypen erreichten Empfindlichkeit gegeben. Das Tang-Statz-deMars Ratengleichungsmodell ermöglicht die Berücksichtigung des räumlichen Lochbrennens, dass als Modenkopp-

lungsmechanismus Einfluss auf die Empfindlichkeit hat. Auch die im allgemeinen ungleichmäßige geometrische Verteilung der Pumpanregung im Laser kann mit diesem Modell berücksichtigt werden.

Einige Eigenschaften selten-erd-dotierter Gläser werden in Kapitel 2 angegeben und diskutiert.

Kapitel 3 behandelt die Anwendung von Nd^{3+} - und Yb^{3+} -dotierten Faserlasern für ICAS. Auf das Problem parasitärer Strukturen im Spektrum, die bei Faserlasern besonders ausgeprägt sind, wird eingegangen. Die Methode zur Aufnahme der Spektral-Dynamik und zur Bestimmung der Empfindlichkeit wird gezeigt. Am Beispiel von atmosphärischem Wasserdampf wird gezeigt, dass ICAS die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten erlaubt. Messungen mit ähnlichem Aufbau – jedoch jeweils mit Nd^{3+} - oder Yb^{3+} -dotierter Faser – erlauben den direkten Vergleich dieser beiden Laser. Die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Stärke der Pumpanregung wird diskutiert.

In Kapitel 4 wird die Dynamik einzelner Moden eines Nd-Glas-Lasers untersucht. Aus den Zeitserien der Leistung in einzelnen Moden werden Korrelationen und Leistungsspektren berechnet, die Rückschlüsse auf die physikalischen Prozesse im Laser erlauben. Die Übereinstimmung der Messungen mit numerischen Simulationen der Tang-Statz-deMars Ratengleichungen zeigt, dass die Dynamik der Moden durch Relaxations-Oszillationen – getrieben durch Langevin-Kräfte – bestimmt ist.

In Kapitel 5 wird die Bedeutung des räumlichen Lochbrennens (räumliche Inhomogenität der Verstärkung) für die spektrale Empfindlichkeit untersucht. Hierzu wird die parametrische Abhängigkeit der Empfindlichkeits-Begrenzung eines typischen Yb^{3+} -dotierten Faser-Lasers anhand numerischer Simulation der Ratengleichungen systematisch dargestellt. In diesem Zusammenhang wird auch die gemessene Spektral-Dynamik eines Ti-Saphir Lasers mit einer nach dem Ratengleichungsmodell simulierten Dynamik verglichen.

Alternativ zum Faserlaser kann ein Vielmoden Glas-Scheiben-Laser für ICAS genutzt werden. In Kapitel 6 wird ein diodengepumpter Nd-Glas-Scheiben-Laser gezeigt. Dieser Laser ist – bei ähnlichen Laserparametern – etwa eine Größenordnung empfindlicher als der Faser-Laser.

Kapitel 7 zeigt exemplarisch den C_6H_6 -Nachweis im Resonator eines Nd^{3+} -dotierten Faser-Lasers.

Kapitel 1

Absorptionsspektroskopie im Laserresonator

1.1 Grundlagen

In einem Absorptionsexperiment durchläuft Licht eine Probe. Aus der Abschwächung des Lichtes bei spezifischen Wellenlängen kann man Rückschlüsse auf die Struktur der wechselwirkenden Materie ziehen. Substanzen, für die diese Informationen bekannt sind, können identifiziert und somit nachgewiesen werden.

Die folgenden Betrachtungen beziehen sich auf die Möglichkeit, mit Hilfe der Absorptionsspektroskopie den Absorber in möglichst kleinen Konzentrationen nachzuweisen. Die Konzentration n erhält man aus der quantitativen Abschwächung des Lichtes durch Absorption. Ist diese größer als die für alle Wellenlängen vorhandene Abschwächung durch Streuung und Beugung, und ist die Intensität viel kleiner als die Sättigungsintensität, so ist der differentielle Intensitätsverlust proportional zur Intensität selbst. Man erhält das Lambert-Beer'sche Gesetz:

$$I(\nu) = I_0(\nu)e^{-\kappa(\nu)l}. \quad (1.1)$$

Hier ist $I_0(\nu)$ die einfallende und $I(\nu)$ die transmittierte Lichtintensität, l die Länge des Lichtweges durch die Probe und $\kappa(\nu)$ der Absorptionskoeffizient, gegeben durch die Konzentration n und den Wirkungsquerschnitt σ für Absorption: $\kappa = n\sigma$. Das Absorptionssignal

$$K = \ln(I_0(\nu)/I(\nu)) = \kappa(\nu)l \quad (1.2)$$

ist proportional dem Absorptionskoeffizienten κ . In vielen experimentellen Situationen ist der Absorptionskoeffizient klein oder nicht beliebig zu vergrößern, z.B. bei der Spurenanalyse in Gasen oder bei der Spektroskopie kurzlebiger Zustände. Hohe Empfindlichkeit eines Absorptionsexperimentes bedeutet, sehr kleine Absorptionskoeffizienten $\kappa(\nu)$ nachzuweisen. Nach den Gleichungen 1.1 und 1.2 läßt sich das Absorptionssignal durch die Erhöhung der Länge l der durchlaufenen Probe vergrößern. Mit offenen Absorptionswegen können einige Kilometer Probenlänge realisiert werden [8, 9], dabei ist man jedoch auf die Untersuchung natürlich vorkommender Atmosphären beschränkt. Ein Atlas des Absorptionsspektrums der niederen Atmosphäre wurde aus der Messung der Absorption eines Probe-Lichtes nach Durchlaufen von 16.25 Kilometern über der Chesapeake-Bucht (Maryland, USA) gewonnen [9]. Möchte man im Labor kontrollierbare Gasgemische untersuchen, so kann l durch die Verwendung von sog. „White-Zellen“ erhöht werden, bei denen das Licht durch Vielfachreflexionen viele Male dieselbe Probezelle durchläuft [10, 11]. Breitbandige Verluste wie Streuung, Beugung und Spiegeltransmissionen, sowie die Notwendigkeit, in der Zelle reflektierte Strahlen geometrisch voneinander zu trennen, begrenzen die Zahl der Lichtumläufe in der Zelle auf etwa 10^2 . Bei Begrenzung der geometrischen Zellenlänge auf einige 10 m werden dann maximal einige Kilometer Probenlänge erreicht.

1.2 ICAS-Prinzip

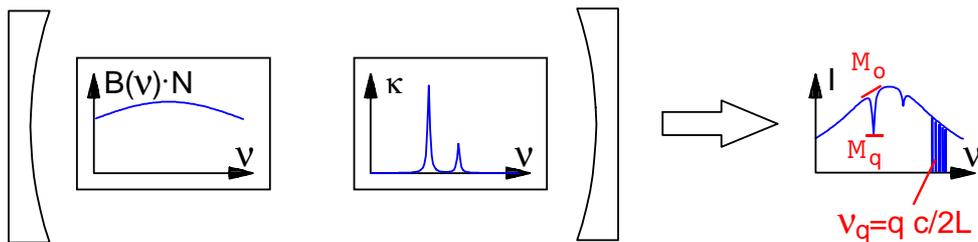


Abbildung 1.1: Prinzip der Absorptionsspektroskopie im Laserresonator.

Bei der Absorptionsspektroskopie im Laserresonator wird der Absorber in den optischen Resonator eines breitbandig verstärkenden Vielmoden-Lasers eingebracht, wie in Abb. 1.1 dargestellt. Die breitbandige Verstärkung $B(\nu)$ und die schmalbandige Absorption $\kappa(\nu)$ bestimmen das Ausgangsspektrum $I(\nu)$. Der Laser-Resonator

wirkt wie eine Vielfachreflexionszelle, in der die breitbandigen Verluste durch die Verstärkung des Lasers ausgeglichen werden und so die Zahl der Umläufe des Lichtes im Resonator erhöht wird. Ist die Verstärkung spektral homogen verbreitert, so werden schmalbandige (im Vergleich zur Verstärkungsbreite) Verlust-Variationen nicht kompensiert und Absorptionslinien werden im Spektrum des Lasers sichtbar. Das Ausgangsspektrum des Lasers ist nicht kontinuierlich, es besteht aus den Eigenzuständen (Moden) des Resonators, womit die longitudinalen Moden des Resonators mit der Frequenz

$$\nu_q = qc/2L \quad \text{und dem Frequenzabstand} \quad \Delta\nu_{\text{FSR}} = c/2L \quad (1.3)$$

gemeint sind. L ist die optische Länge des Lasers, q die Anzahl der in den Resonator passenden halben Wellenlängen. Bei den transversalen Moden handelt es sich – falls nicht ausdrücklich anders erwähnt – um die TEM₀₀-Grundmode.

Mit dem Spektrum des Lasers ist die Gesamtheit aller longitudinalen Moden des Lasers bzw. deren Einhüllende gemeint, da einzelne Lasermoden in der Regel nicht aufgelöst werden. Weiter wird angenommen, dass der Frequenzabstand der Moden kleiner als die Linienbreite des Absorbers ist. Typische Absorberlinienbreiten in Gasen betragen bei atmosphärischem Druck einige GHz, der Frequenzabstand der Moden in einem 1m-Resonator beträgt 150 MHz, so dass diese Bedingung z.B. für Faserlaser gut erfüllt ist.

1.3 Definition der Empfindlichkeit

Ein Maß für die Empfindlichkeit ist das Verhältnis von Absorptionssignal und Absorptionskoeffizient: K/κ . Beim klassischen Absorptions-Experiment ist dies die Länge l der Probezelle:

$$l = K/\kappa . \quad (1.4)$$

Beim ICAS-Experiment ist der zurückgelegte Weg proportional zur Zeit, die seit Anschalten des Lasers vergangen ist: $l = ct$ [5]. Entsprechend entwickelt sich die Absorption im Laserresonator nach Beginn der Laseremission bei $t = 0$ nach einem modifizierten Lambert-Beer'schen Gesetz:

$$I_\kappa = I_0 e^{-\kappa ct} . \quad (1.5)$$

Die Größen I_0 bzw. I_κ bezeichnen die Intensitäten ohne bzw. mit schmalbandiger Absorption, das Absorptionssignal K berechnet sich äquivalent zu Gl. 1.2 . Das Laserspektrum entwickelt sich nicht unbegrenzt lange, sondern nur bis zur spektralen

Sättigungszeit t_s . Zur Laser-Entwicklungszeit t bzw. zur spektralen Sättigungszeit t_s kann eine effektive Absorptionslänge angegeben werden:

$$\begin{aligned}
 L_{\text{eff}} &= K/\kappa = \ln(I_0/I_\kappa)/\kappa = ct \\
 &\text{bzw.} \\
 L_{\text{eff,max}} &= K/\kappa = \ln(I_0/I_\kappa)/\kappa = ct_s.
 \end{aligned}
 \tag{1.6}$$

Die effektive Absorptionslänge im stationären Laser-Betrieb ($L_{\text{eff,max}}$) wird *spektrale Empfindlichkeit* genannt, sie gibt ein einheitliches Maß für die Empfindlichkeit eines Absorptionsexperimentes. Die in der Praxis erreichbare *Nachweisgrenze* (κ_{min}) ist außerdem durch das kleinste nachweisbare Absorptionssignal (K_{min}) bestimmt:

$$\kappa_{\text{min}} = K_{\text{min}}/L_{\text{eff,max}}.
 \tag{1.7}$$

K_{min} bezeichnet die *Nachweis-Empfindlichkeit*: das mit Signal-Rauschen Verhältnis = 1 detektierbare Absorptionssignal. Rausch-Quellen sind spektrales und Amplituden-Rauschen des Lasers sowie Detektor-Rauschen.

ICAS stellt eine überaus empfindliche Methode der Absorptionsspektroskopie dar, die sich insbesondere durch eine sehr hohe *spektrale Empfindlichkeit* auszeichnet, d.h. sehr kleine Absorptionskoeffizienten führen zu großen Absorptionssignalen K . Die Empfindlichkeit anderer Methoden wie beispielsweise der Frequenz-Modulations-Spektroskopie beruht auf einer hohen *Nachweis-Empfindlichkeit*, d.h. den Nachweis kleiner K .

Da eine kleine *Nachweis-Empfindlichkeit* K_{min} als Faktor $1/K_{\text{min}}$ in die *Nachweisgrenze* eingeht, kann die Empfindlichkeit eines ICAS-Experiments durch Verringerung von K_{min} (z.B. die Unterdrückung von spektralem Rauschen) weiter verbessert werden.

1.4 Vielmodenlaser im Ratengleichungsmodell

In einem Laser erzeugt ein Pumpprozess zunächst eine Besetzungs-Inversion der relevanten Energieniveaus des Verstärkers. Bei der Wechselwirkung des Lichtfeldes im Resonator mit dem Verstärker überwiegt dann bei der Laserwellenlänge stimulierte Emission die Absorption. Die Polarisation des verstärkenden Mediums ist durch das elektromagnetische Feld im Resonator bestimmt und gleichzeitig Quelle desselben. Die Beschreibung der Polarisation im Dichtematrix-Formalismus mit allen Kohärenzen berücksichtigt dann die phasenempfindliche Kopplung der Moden über den Verstärker. Eine klassische Beschreibung des Lichtfeldes ist hierfür ausreichend,

und der Laser kann mit den semiklassischen Maxwell-Bloch Gleichungen beschrieben werden.

Der Übergang zu Ratengleichungen erfolgt durch adiabatische Elimination der Polarisation. Dies ist für sog. „Class A“ und „Class B“-Laser mit

$$\gamma_{\perp} \gg \gamma_{\parallel} \quad (1.8)$$

gerechtfertigt [12]. Die Kohärenz der Polarisation zerfällt mit der Rate γ_{\perp} viel schneller als die Inversion selbst, d.h. die Polarisation folgt dem Feld adiabatisch. Festkörperlaser gehören in der Regel zur Gruppe der „Class B“-Laser bei denen zusätzlich gilt:

$$\gamma_{(\text{Resonator})} \gg \gamma_{\parallel} . \quad (1.9)$$

Die Lebensdauer des oberen Laserniveaus $\tau = 1/\gamma_{\parallel}$ ist größer als die Lebensdauer $1/\gamma$ der Photonen im Resonator, es kommt zu Relaxationsschwingungen, bei denen zwischen Lichtfeld und Inversion Energie periodisch ausgetauscht wird.

Die Eigenschaften eines (idealen) 4-Niveau-Vielmodenlasers und seine Empfindlichkeit gegen ICA können im Ratengleichungsmodell gut beschrieben und verstanden werden [5]. $\mathcal{N}+1$ Gleichungen beschreiben die mittlere Dynamik der Photonenzahlen¹ M_q in den \mathcal{N} Moden und der Inversion N des Lasers:

$$\dot{M}_q = -(\gamma + \kappa_q c)M_q + B_q N M_q + X_q , \quad (1.10)$$

$$\dot{N} = P - AN - N \sum_q B_q M_q . \quad (1.11)$$

Es sind γ die breitbandigen Resonatorverluste, κ_q der Absorptionskoeffizient, c die Lichtgeschwindigkeit, P die Pumprate, B_q der Verstärkungskoeffizient der Mode q , N die Besetzung und A die Zerfallsrate des oberen Laserniveaus. Der Term X_q beschreibt allgemein alle Störungen der Laseremission.

Die Photonenzahlen der Moden, M_q , sind nur über die gemeinsame *homogene* Inversion N verbunden, die daraus folgende Gegenkopplung ist Ursache für die ICA-Empfindlichkeit. Werden einige Moden durch Absorption abgeschwächt, so gewinnen andere.

Bei Vernachlässigung der schmalbandigen Absorption und der Störungen ($\kappa_q c \approx 0$ und $X_q \approx 0$) lauten die Schwellenwerte für Inversion und Pumprate:

$$N_{\text{Schwelle}} \cong \gamma/B_0 , \quad (1.12)$$

$$P_{\text{Schwelle}} \cong A \cdot N_{\text{Schwelle}} . \quad (1.13)$$

¹Zahl der Energiequanten $h\nu$ je Mode

B_0 ist der Verstärkungskoeffizient der zentralen Mode q_0 ($q = q_0 \pm (\mathcal{N} - 1)/2$). Der Pumpparameter η ist die auf die Schwellpumprate normierte Pumprate:

$$\eta = P/P_{\text{Schwelle}} . \quad (1.14)$$

Mit der Annahme eines für alle Moden gleichen Verstärkungskoeffizienten lässt sich die Summe der stationären Photonenzahlen angeben zu

$$\sum_q M_q^s \cong \frac{A}{B_0} (\eta - 1) . \quad (1.15)$$

M_q^s bezeichnet die stationäre Photonenzahl in der Mode q . Aus der Ausgangsleistung I ($\propto \sum M_q^s$) des Lasers kann nach

$$I = (\eta - 1) \frac{ATc^2h}{2L\lambda B} \quad (1.16)$$

der Verstärkungskoeffizient B bestimmt werden (A , L , λ und T =Transmission des Spiegels seien bekannt). Wenn die Gesamtleistung des Lasers eingeschwungen ist, gleicht die Verstärkung die Resonatorverluste gerade aus, und die Inversion erreicht ihren gesättigten, stationären Wert

$$N_{\text{stationär}} = N_{\text{Schwelle}} \cong \gamma/B_0 . \quad (1.17)$$

Verstärkungs- und Verlustunterschiede sind jetzt von gleicher Bedeutung für die weitere Dynamik, Einsetzen von Gl. 1.17 in Gl. 1.10 zeigt dies:

$$\dot{M}_q \cong -((B_0 - B_q)N_{\text{stationär}} + \kappa_q c)M_q + X_q . \quad (1.18)$$

Im idealen Vielmodenlaser ist die einzige Störung des Lasers die Spontanemission, also $X_q = B_q N$ [13]. Das Ratengleichungs-Modell enthält dann bereits die fundamentale Empfindlichkeitsbegrenzung durch Spontanemission, d.h. die mit einem idealen Vielmodenlaser maximal erreichbare spektrale Empfindlichkeit. Für einen idealen Vielmodenlaser mit Lorentz-förmiger Verstärkung

$$B_q = B_0 / (1 + [(q - q_0)/Q]^2) \quad (1.19)$$

der Breite $Q = \sqrt{B_0/\delta B}$ (HWHM) beträgt sie [5]:

$$L_{\text{eff}} = c \cdot t_s = \frac{cM_q^s}{\gamma} = \frac{A^2(\eta - 1)^2 c}{\pi^2 B_0^2 Q^2 \gamma} . \quad (1.20)$$

Gleichung 1.20 gilt für schwache Absorptionslinien in der Mitte des Spektrums und wenn sich im Laserresonator keine weiteren selektiven Elemente befinden, d.h. die Resonatorverluste γ spektral flach sind.

Auch wenn alle Moden den gleichen Verstärkungskoeffizienten haben und stattdessen die breitbandigen Resonatorverluste spektral variieren, bleiben die Gleichungen 1.12, 1.13 und 1.15 gültige Näherungen. Solche Bedingungen treffen für die in Kapitel 3 bzw. 5 behandelten Faser-Laser zu². Fasst man alle Abweichungen der Verluste einzelner Moden von γ in einem Parameter β_q zusammen:

$$\gamma \rightarrow \gamma_q = \gamma(1 + \beta_q), \quad (1.21)$$

so werden schmalbandige Absorption ($\kappa_q c$ in Gl. 1.10) und parabolisch verlaufende Verluste durch

$$\beta_q = \kappa_q c / \gamma + Z(q - q_0)^2 \quad (1.22)$$

berücksichtigt. Gleichung 1.20 kann weiter zur Abschätzung der fundamentalen spektralen Empfindlichkeit herangezogen werden, die Breite Q der Verstärkung wird hierzu durch die Breite (HWHM) der parabolisch verlaufenden Resonatorverluste ($\gamma + \gamma Z(q - q_0)^2$) ersetzt: $Q \rightarrow \sqrt{1/(2Z)}$.

1.5 Empfindlichkeits-Begrenzung durch Störungen der Laseremission

Allgemeine Störungen X_q der Laseremission begrenzen die spektrale Empfindlichkeit auf

$$L_{\text{eff}} = \frac{cM_q^s}{X_q}. \quad (1.23)$$

Bei Störung durch Spontanemission ist $X_q = BN$, unter Berücksichtigung von Gl. 1.17 ergibt sich wieder Gl. 1.20.

Wird die Störung der Laseremission durch einen spontanen Streuprozess verursacht, so ist die Störrate R proportional zur Photonenzahl: $X_q = RM_q^s$. Dies führt mit Gl. 1.23 auf

$$L_{\text{eff}} = \frac{c}{R}, \quad (1.24)$$

d.h. die Empfindlichkeit ist für solche Störungen unabhängig vom Pumpparameter. Simulation von Rayleighstreuung in einem Farbstofflaser durch frequenzverschobene Rückstreuung in die Lasermode hat gezeigt, dass diese Anregung der Moden die spektrale Empfindlichkeit reduziert, auch die Unabhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit von M_q wurde experimentell bestätigt [14]. Rayleighstreuung ist in Glasfasern ein wichtiger Prozess. Eine Abschätzung der durch Gl. 1.24 bestimmten spektralen Empfindlichkeit wird in Abschnitt 2.2.1 gegeben.

²vgl. Anhang A.3

1.6 Spektrale Empfindlichkeit verschiedener Lasertypen

Abbildung 1.2 zeigt gemessene spektrale Sättigungszeiten vs. Pumpüberschuss $\eta - 1$ für verschiedene Lasertypen. Sowohl die Größenordnungen der erreichten Empfindlichkeiten, als auch die Abhängigkeit vom Pumpparameter sind stark unterschiedlich. Die größte Empfindlichkeit gegen ICA wurde bisher mit einem Farbstofflaser erzielt. Aus der qualitativ sehr unterschiedlichen Abhängigkeit der Empfindlichkeit vom Pumpparameter η kann auf die Natur der Störrate X_q (Gl. 1.23) geschlossen werden.

Ein Anstieg der Empfindlichkeit mit η ergibt sich für Störraten, die unabhängig von M_q sind, also auch bei fundamentaler Empfindlichkeitsbegrenzung durch Spon-

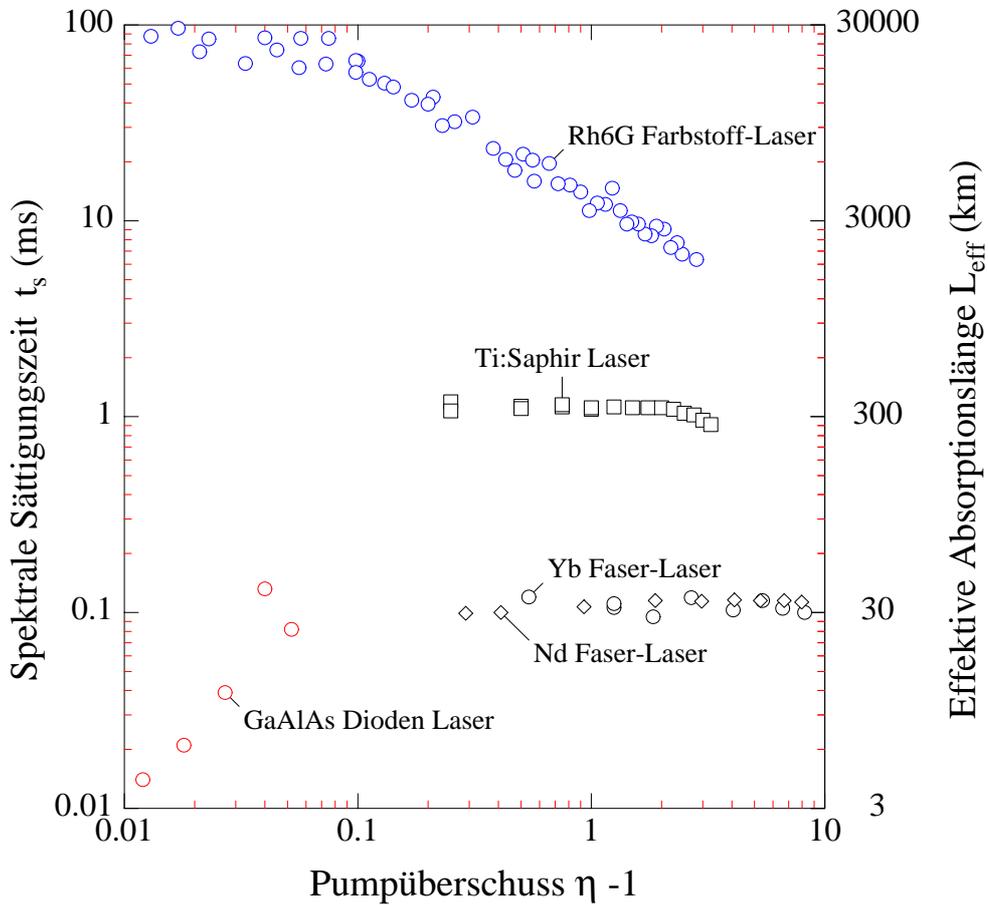


Abbildung 1.2: Gemessene spektrale Sättigungszeiten vs. $\eta - 1$ für verschiedenen Lasertypen, aus [15]. Quellen: Farbstofflaser [15], Ti-Saphir-Laser [16], Yb^{3+} -dotierter Faserlaser [17], Nd^{3+} -dotierter Faserlaser [18], Dioden-Laser [7].

tanemission: $X_q = BN$. Dieses Verhalten wurde bisher nur beim Dioden-Laser beobachtet, der damit fundamentale Empfindlichkeits-Begrenzung durch Spontanemission zeigt [7]. Die geringe Empfindlichkeit ist hier durch die hohen Resonatorverluste, die eine hohe Spontanemissionsrate nach sich ziehen, verursacht.

Beim Farbstofflaser sinkt die Empfindlichkeit mit der Pumprate. Im Farbstofflaser dominieren Vierwellen-Mischprozesse wie stimulierte Brillouin-Streuung und Besetzungs-Oszillationen [5, 19, 20, 21]. Solche Prozesse lassen sich qualitativ durch $X_q \propto (M_q^s)^2$ berücksichtigen. Nach Gl. 1.23 ergibt sich damit $L_{\text{eff}} \propto (M_q^s)^{-1}$, also Abnahme der Empfindlichkeit mit der Pumprate.

Ti-Saphir und Faser-Laser schließlich zeigen keine oder nur sehr schwache Abhängigkeit vom Pumpparameter. Dies kann – wie in Abschnitt 1.5 ausgeführt – verstanden werden, wenn X_q durch spontane Streuprozesse wie Rayleigh-Streuung bestimmt ist. Rayleigh-Streuung findet hauptsächlich im dichten Medium des Verstärkers statt; ihre Rate R ist durch die (In-)Homogenität des Mediums und den Füllfaktor des Resonators mit dem Medium gegeben. Die verschiedenen spektralen Empfindlichkeiten von Farbstoff-, TiSa- und Faser-Laser lassen sich dann durch die unterschiedlichen Füllfaktoren mit dem Verstärker-Medium erklären: Der Füllfaktor ist $\approx 10^{-5}$ (Farbstoff-Laser), $\approx 10^{-2}$ (TiSa-Laser), sowie $\approx 10^{-1}$ (Faser-Laser).

1.7 Tang-Statz-DeMars Ratengleichungsmodell

In einem Stehwellen-Resonator kann der Lichtfluß jeder Mode nur dann von der Inversion $N(z, t)$ verstärkt werden, wenn für die Intensität der Mode am Ort z gilt: $I(z, t) \neq 0$. Maximale Verstärkung erfolgt in den Bäuchen, keine Verstärkung in den Knoten der Stehwelle. Die Leistungsverteilung (Bäuche und Knoten) für einen Fabry-Perot-Resonator kann durch

$$\psi_q(z) = 1 - \cos(k_q z) \quad , \quad \text{mit } k_q = \frac{2\pi q}{L} \quad , \quad (1.25)$$

ausgedrückt werden. L ist die Resonatorlänge, q die Anzahl der in den Resonator passenden halben Wellenlängen (vgl. Abb. 1.3).

Die Inversion N bzw. die Pumprate P werden nun durch ortsabhängige Dichten $N(z)$ bzw. $P(z)$ beschrieben. Es ist zweckmäßig, diese nach den gleichen Ortsfrequenzen wie in Gl. 1.25 nach Fourier zu entwickeln (Y steht für N oder P):

$$Y(z, t) = Y_0 + 2 \sum_{i=1/2, 1, \dots}^{\infty} Y_i \cos(k_i z) \quad , \quad (1.26)$$

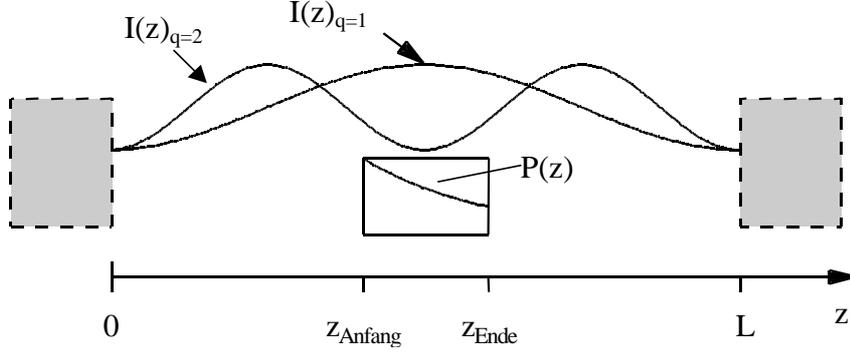


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung der Intensitätsverteilung $I(z)$ der Stehwellen mit $q=1,2$. Dargestellt ist ein verstärkendes Medium mit Pumpverteilung $P(z)$, Anfangs- und Endposition sind durch $a = z_{\text{Anfang}}/L$ und $b = z_{\text{Ende}}/L$ parametrisiert.

$$Y_i(t) = \frac{1}{L} \int_0^L dz Y(z) \cos(k_i z),$$

dabei steht Y für N oder P .

Ersetzen des Terms $(M_q+1)N$ in Gl. 1.10 (mit: $X_q = BN$) durch $(M_q + 1) \int \psi_q(z)N(z)$ und Berücksichtigung der Verlustvariationen (Gl. 1.22) gibt:

$$\dot{M}_q = B_q(M_q + 1) \int_0^L dz \psi_q(z)N(z) - \gamma(1 + \beta_q)M_q. \quad (1.27)$$

Ersetzen von $N \rightarrow N(z)$, $P \rightarrow P(z)$ und $M_q \rightarrow M_q \psi_q(z)$ macht aus Gl. 1.11 eine Ratengleichung für die Inversionsdichte:

$$\dot{N}(z) = P(z) - AN(z) - N(z) \sum_q B_q M_q \psi_q(z). \quad (1.28)$$

Setzt man nun die Fourierentwicklung (Gl. 1.26) für $N(z)$ in Gl. 1.27 ein, so erhält man neue Ratengleichungen für die Photonenzahlen:

$$\frac{d}{dt} M_q(t) = B_q(M_q + 1)L(N_0 - N_q) - \gamma(1 + \beta_q)M_q. \quad (1.29)$$

Einsetzen von Gl. 1.28 in die Gleichung für die zeitliche Änderung der Fourierkomponenten der Inversion (aus Gl. 1.26),

$$\frac{d}{dt} N_i(t) = \frac{1}{L} \int_0^L dz \dot{N}(z) \cos(k_i z),$$

gibt:

$$\frac{d}{dt}N_i(t) = P_i - N_i(A + \sum_q B_q M_q) + \sum_q \frac{B_q M_q}{2}(N_{q+i} + N_{|q-i|}). \quad (1.30)$$

An Gl. 1.29 ist abzulesen, dass die Leistung in einer Mode M_q nur durch die zu deren Ortsfrequenz passende Inversionskomponente N_q direkt beeinflusst wird. An Gl. 1.30 sieht man wiederum, dass diese (hier jetzt: N_i) nur durch Komponenten N_{q+i} und $N_{|q-i|}$ beeinflusst wird, wenn q der Index einer oszillierenden Mode ist.

Die neuen Variablen N_i bzw. P_i haben – abzulesen an der Fourierentwicklung – nun die Dimension (m^{-1}) bzw. $(m^{-1}s^{-1})$. Aus diesem Grund erscheint im ersten Summanden der Gleichung 1.29 der Faktor L . Die Formeln 1.12 und 1.13 für die Schwelleninversion und -pumpleistung sind mit L^{-1} zu multiplizieren und gelten bei Vernachlässigung der $N_{i \neq 0}$:

$$N_{0,\text{Schwelle}} = \gamma/(B_0 L) \quad \text{und} \quad P_{0,\text{Schwelle}} = A \cdot N_{0,\text{Schwelle}}.$$

1.7.1 Einführung normierter Größen

Um normierte Größen zu erhalten, werden zunächst der Pumpparameter η , die auf die Schwelle normierte Inversion n_i und die auf ihr Maximum normierte Verstärkung b_q eingeführt:

$$\begin{aligned} \eta_i &= P_i/P_{0,\text{Schwelle}}, \\ n_i &= N_i/N_{0,\text{Schwelle}}, \\ b_q &= B_q/B_0. \end{aligned} \quad (1.31)$$

Weiter werden die Photonenzahl und die Zeit normiert und der Dämpfungs-Parameter G definiert:

$$\begin{aligned} m_q &= M_q B_0 / A, \\ \tau &= tA \quad \Rightarrow \quad \frac{d}{d\tau} = \frac{1}{A} \frac{d}{dt}, \\ G &= \gamma/A. \end{aligned} \quad (1.32)$$

Einsetzen aller Normierungen in die Gl. 1.29 und 1.30 ergibt:

$$\frac{d}{d\tau}m_q(\tau) = G[b_q(m_q + \frac{B_0}{A})(n_0 - n_q) - (1 + \beta_q)m_q], \quad (1.33)$$

$$\frac{d}{d\tau}n_i(\tau) = \eta_i - n_i(1 + \sum_q b_q m_q) + \sum_q \frac{b_q m_q}{2}(n_{q+i} + n_{|q-i|}). \quad (1.34)$$

In Gl. 1.33 ist $q = (q_0 - \frac{N-1}{2}) \dots (q_0 + \frac{N-1}{2})$, in Gl. 1.34 ist $i = 0 \dots \infty$.

1.7.2 Klassische Tang-Statz-DeMars-Ratengleichungen

Die Zahl der Summanden in den Fourierentwicklungen und damit die Zahl der durch Gl. 1.34 repräsentierten Gleichungen muss auf einen endlichen Wert eingeschränkt werden. Die halbzahligen Indizes (in Gl. 1.26) sind bereits bei der Herleitung weggefallen (Integration über die Resonatorlänge). Es ist naheliegend, nur Inversionskomponenten, deren Ortsfrequenz mit der einer oszillierenden Mode übereinstimmt, zu berücksichtigen (also nur jene n_q mit $m_q \neq 0$), da nur diese n_q direkten Einfluß auf die m_q (Gl. 1.33) haben. Die Bewegungsgleichungen für die Inversionskomponenten dieser „klassischen“ $(2\mathcal{N} + 1)$ TSDM-Ratengleichungen [22] lauten:

$$\frac{d}{d\tau}n_0(\tau) = \eta_0 - n_0\left(1 + \sum_q b_q m_q\right) + \sum_q b_q m_q n_q, \quad (1.35)$$

$$\frac{d}{d\tau}n_i(\tau) = -n_i\left(1 + \sum_q b_q m_q\right) + \frac{b_i m_i n_0}{2}. \quad (1.36)$$

In Gl. 1.36 durchläuft der Index i die (auf die Resonatorlänge normierten) Ortsfrequenzen aller oszillierender Moden ($i = (q_0 - \frac{\mathcal{N}-1}{2}) \dots (q_0 + \frac{\mathcal{N}-1}{2})$). In Gl. 1.36 erscheinen die $n_{|q \pm i|}$ aus Gl. 1.34 nicht mehr, dies setzt voraus, dass die Oszillationsfrequenz des Lasers deutlich größer als die Bandbreite ist: $q \gg \mathcal{N}$. Dies ist für makroskopische Resonatoren immer erfüllt. Aus der Annahme, dass sich die Pumpverteilung auf der Skala der Wellenlänge nicht verändert, folgt:

$$\eta_i = 0 \quad \forall i \geq \left(q_0 - \frac{\mathcal{N} - 1}{2}\right). \quad (1.37)$$

1.7.3 Erweiterte Tang-Statz-DeMars Ratengleichungen

Nach dem Anschwingen bzw. im stationären Zustand oszillieren im Laser eine begrenzte Anzahl von Moden, d.h. für endlich viele Indizes q ist $m_q \neq 0$. Die Inversions-Fourierkomponenten dieser Indizes, sowie die Komponenten ihrer Summen- und Differenz-Frequenzen sind gegenüber allen anderen Komponenten dadurch ausgezeichnet, dass ihre Summen und Differenzen wieder Indizes oszillierender Moden ergeben können. Inversions-Komponenten n_i , die nicht zu diesen Gruppen gehören, also $i \notin \{0 \dots \mathcal{N} - 1\}, \{q_0 - \frac{\mathcal{N}-1}{2} \dots q_0 + \frac{\mathcal{N}-1}{2}\}, \{2q_0 - (\mathcal{N} - 1) \dots 2q_0 + (\mathcal{N} - 1)\}$, koppeln nicht (direkt) an die Inversionskomponenten der oszillierenden Moden.

Der absolute Wert des Parameters q_0 wird durch die Oszillationsfrequenz der zentralen Mode und die Resonatorlänge bestimmt und ist typischerweise eine große Zahl der Größenordnung 10^6 . Wenn davon ausgegangen wird, dass sich die Pumpverteilung auf der Skala der Wellenlänge nicht ändert, gilt Gl. 1.37 und der absolute

Wert von q_0 geht nicht in die Ratengleichungen ein. Die Gleichungen werden anschaulicher, wenn q_0 durch eine neue Indexierung eliminiert wird. Mit den neuen Indizes und Variablen:

$$\begin{aligned}
n_1 \dots n_{\mathcal{N}-1} &\rightarrow u_1 \dots u_{\mathcal{N}-1} \\
&\vdots \\
n_{q_0-(\mathcal{N}-1)/2} \dots n_{q_0+(\mathcal{N}-1)/2} &\rightarrow n_1 \dots n_{\mathcal{N}} \\
m_{q_0-(\mathcal{N}-1)/2} \dots m_{q_0+(\mathcal{N}-1)/2} &\rightarrow m_1 \dots m_{\mathcal{N}} \\
&\vdots \\
n_{2q_0-(\mathcal{N}-1)} \dots n_{2q_0+(\mathcal{N}-1)} &\rightarrow o_1 \dots o_{2\mathcal{N}-1}
\end{aligned} \tag{1.38}$$

gelten die Gleichungen 1.33 und 1.35 unverändert weiter ($q = 1, 2 \dots \mathcal{N}$). Jetzt schreiben sich die Bewegungsgleichungen für die Gruppe der Inversionskomponenten der Differenz-Frequenzen:

$$\frac{d}{d\tau} u_i(\tau) = \eta_i - u_i \left(1 + \sum_j b_j m_j \right) + \sum_{j=1}^{\mathcal{N}-i} \frac{b_j m_j}{2} n_{j+i} + \sum_{j=i+1}^{\mathcal{N}} \frac{b_j m_j}{2} n_{j-i}, \tag{1.39}$$

für die Gruppe der Inversionskomponenten der oszillierenden Moden:

$$\frac{d}{d\tau} n_i(\tau) = -n_i \left(1 + \sum_j b_j m_j \right) + \sum_{j=1}^{i-1} \frac{b_j m_j}{2} u_{i-j} + \sum_{j=i+1}^{\mathcal{N}} \frac{b_j m_j}{2} u_{j-i} + \sum_{j=1}^{\mathcal{N}} \frac{b_j m_j}{2} o_{j+i} + \frac{b_i m_i}{2} n_0, \tag{1.40}$$

und für die Gruppe der Inversionskomponenten der Summen-Frequenzen:

$$\frac{d}{d\tau} o_i(\tau) = -o_i \left(1 + \sum_j b_j m_j \right) + \left(\sum_{j=1}^i \frac{b_j m_j}{2} n_{i-j+1} \right)_{i \leq \mathcal{N}} + \left(\sum_{j=i-\mathcal{N}+1}^{\mathcal{N}} \frac{b_j m_j}{2} n_{i-j+1} \right)_{i > \mathcal{N}} \tag{1.41}$$

Die Gleichungen 1.39, 1.40 und 1.41 berücksichtigen alle Beiträge der Summen- und Differenz-Frequenzen, der Beitrag höherer Frequenzen wurde weggelassen. Die Kopplung bestimmter Moden untereinander kann an der 2., 3. und 4. Summe in Gl. 1.40 abgelesen werden. Beispielsweise wird die Photonenzahl m_j einer Mode j mit der Inversionskomponente n_i der Nachbarmode i durch u_1 ($j - i = 1$) sowie o_{j+i} gekoppelt. Analog ist für die Kopplung übernächster Nachbarn u_2 wichtig usw. . Da nach Gl. 1.29 bzw. 1.33 nur die Inversionskomponente gleicher Ortsfrequenz direkten Einfluss auf die Photonenzahl einer Mode hat, ist dies die direkteste Kopplung der Photonenzahlen zweier Moden. Die Gleichungen 1.39 bzw. 1.41 koppeln die Moden weniger direkt über den „Umweg“ der u_i bzw. o_i .

Aus der Annahme einer sich auf der Skala der Wellenlänge langsam verändernden Pumpverteilung folgt, dass die η_i nur in den Gleichungen 1.39 erscheinen, d.h. nur die u_i werden jeweils von den η_i gleicher Frequenz *direkt* angeregt. Diese Inversionskomponenten sind in der Regel viel größer als die Inversionskomponenten der Summen-Frequenzen. Darum reicht in den meisten Fällen die Berücksichtigung der Differenz-Frequenzen für die Beschreibung der Lasereigenschaften (Form des Spektrums, Dynamik) aus. Mit Hilfe der langsamen Frequenz-Komponenten der Pumpverteilung, $\eta_i = P_i/P_{0,Schwelle}$ (vgl. Gl. 1.31 und 1.26), kann eine ungleichmäßige Pumpverteilung, wie beispielsweise in Abb. 1.3 gezeigt, modelliert werden [23]. Eine Betrachtung hierzu erfolgt in Anhang A.2.

1.7.4 Langevin-Kräfte

Die Ratengleichungen beschreiben die mittlere Dynamik eines Lasers. Die Prozesse im Laser sind jedoch diskret und unterliegen einer Statistik, d.h. die Raten werden um die Mittelwerte der Ratengleichungen schwanken. Diese Quantenfluktuationen können im Ratengleichungsmodell durch zusätzliche Langevin-Kräfte F_q berücksichtigt werden [24], beispielsweise für die Photonenzahl in Gl. 1.10:

$$\dot{M}_q = -\gamma M_q + B_q N(M_q + 1) + F_q , \quad (1.42)$$

$$\langle F_q(t) \rangle = 0 , \quad (1.43)$$

$$\langle F_q(t) F_{q'}(t') \rangle = [B_q N(M_q + 1) + \gamma M_q] \delta(t - t') \delta_{q,q'} . \quad (1.44)$$

Die Langevin-Kraft beschreibt nur Abweichungen von der mittleren Dynamik, ihr Mittelwert muss daher 0 betragen (Gl. 1.43). Ist die Dynamik Folge voneinander unabhängiger Einzelprozesse (Markow'scher Prozess), so sind auch die Schwankungen zeitlich und spektral unkorreliert (δ -Funktion und Kroneker-Symbol in Gl. 1.44).

Für einen Laser, in dem man den Zustand der Inversion adiabatisch eliminieren kann, wurde gezeigt, dass die Schwankungen um den Mittelwert poissonverteilt sind [24]. Die Anzahl der innerhalb einer kurzen Zeit δt aus einer Mode verlorenen Photonen zum Beispiel ist im Mittel $\gamma M_q \delta t$ und schwankt um $\pm \sqrt{\gamma M_q \delta t}$. Als plausible Annahme wird die Amplitude der Langevin-Kräfte hier ebenso gewählt. Alle Prozesse im Laser tragen in Gl. 1.44 additiv zu den Langevin-Kräften bei.

Bei Normierung der Amplitude der Langevinkräfte äquivalent zu Gl. 1.44 und unter Annahme zeitlicher, räumlicher und spektraler Unkorreliertheit lauten die vervollständigsten normierten Ratengleichungen 1.33 und 1.34 [25, 26]:

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\tau} m_q(\tau) &= G \left[b_q \left(m_q + \frac{B_{q0}}{A} \right) (n_0 - n_q) - (1 + \beta_q) m_q \right] \\ &\quad + \sqrt{\frac{B_{q0} G}{A} \left[b_q \left(m_q + \frac{B_{q0}}{A} \right) n_0 + (1 + \beta_q) m_q \right]} \xi_q(\tau), \end{aligned} \quad (1.45)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\tau} n_i(\tau) &= \eta_i - n_i \left(1 + \sum_q b_q m_q \right) + \sum_q \frac{b_q m_q}{2} (n_{q+i} + n_{|q-i|}) \\ &\quad + \sqrt{\frac{1 + \delta_{0,i}}{2LN_{0,S}} (\eta_0 + n_0 + \sum_q b_q m_q n_0)} \xi_{N_i}(\tau). \end{aligned} \quad (1.46)$$

$\xi_i(\tau)$ ist eine stochastische Variable mit $\langle \xi_i(\tau) \rangle = 0$ und $\langle \xi_i(\tau) \xi_j(\tau') \rangle = \delta_{i,j} \delta(\tau - \tau')$. Bei der Herleitung der Langevinterme in Gl. 1.45 und 1.46 wurden nur die räumlich konstanten Anteile P_0 und N_0 berücksichtigt. Dies ist dadurch gerechtfertigt, dass P_0 und N_0 immer viel größer sind als alle anderen Fourier-Komponenten.

Kapitel 2

Nd³⁺- und Yb³⁺-dotiertes Glas

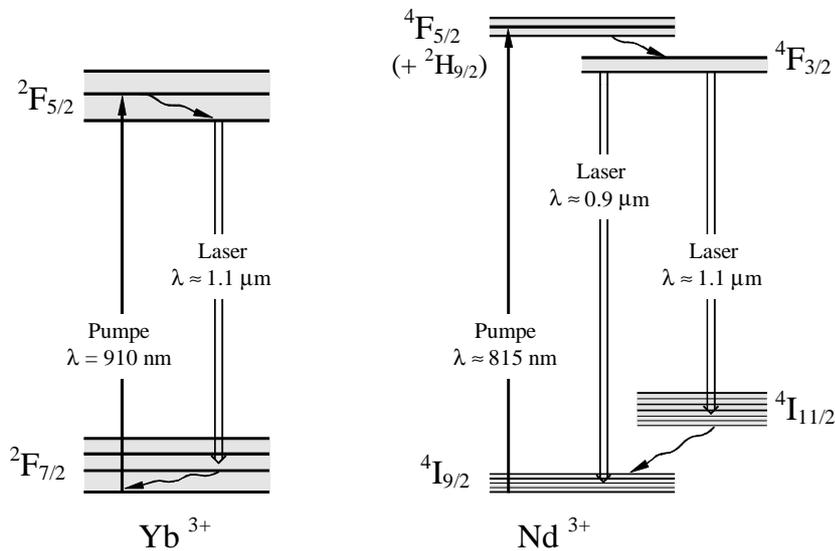


Abbildung 2.1: Energieniveauschemata des Nd³⁺- und Yb³⁺-Ions, durchgezogene Linien deuten die Stark-Niveaus an (Abstand nicht maßstäblich), graue Unterlegung die inhomogene Verbreiterung (\approx maßstäblich).

Die Elemente Yb und Nd gehören zu den Seltenerdmetallen, den Elementen Lanthan (⁵⁷La) bis Lutetium (⁷¹Lu). In Gläsern gelöst liegen die seltenen Erden meist als dreifach ionisierte Ionen vor. Die Elektronenkonfiguration lautet:

$$(Ar)4s^2 4p^6 4d^{10} 4f^x 5s^2 5p^6 .$$

Die Zustände der Ionen werden mit $^{2S+1}L_J$ bezeichnet. S, L und J bezeichnen die Quantenzahlen des Gesamtspins, des Gesamtbahndrehimpulses und des Gesamtdrehimpulses.

Das Nd^{3+} -Ion hat 3 $4f$ -Elektronen, die zum maximalen Gesamtspin $S = 3/2$ koppeln. Mit $L = 6 \equiv I$ lautet die Termbezeichnung des Grundzustandes ${}^4I_{9/2}$.

Das Yb^{3+} -Ion hat 13 $4f$ -Elektronen. Nach dem Pauliprinzip müssen 12 der $4f$ -Elektronen jeweils paarweise mit antiparallelem Spin angeordnet sein, so dass $S = 1/2$. Zur Quantenzahl L trägt ebenfalls nur ein einziges Elektron bei, mit $L = 3 \equiv f$ lautet die Termbezeichnung des Grundzustandes ${}^2F_{7/2}$. Für das Yb^{3+} -Ion ergibt sich nur ein einziges angeregtes Energieniveau, nämlich ${}^2F_{5/2}$ ($J = |L - S|$).

2.1 Linien-Verbreiterung

Die an den optischen Übergängen beteiligten Elektronen befinden sich in den teilweise gefüllten $4f$ Schalen und werden von den vollständig gefüllten $5s^2$ und $5p^6$ Schalen abgeschirmt. Die ${}^{2S+1}L_J$ -Zustände spalten im Kristallfeld des Wirtsgitters in bis zu $(2J+1)/2$ Stark-Niveaus auf, die in Abb. 2.1 durch durchgezogene Linien angedeutet sind (die Aufspaltung der Stark-Niveaus ist geringer als eingezeichnet). Brechung der Inversions-Symmetrie durch das umgebende Kristall-Feld erlaubt Dipol-Übergänge zwischen verschiedenen LSJ-Multiplets.

Die Abschirmung der optisch aktiven Elektronen führt in Kristallen zu scharfen Absorptions- und Emissionslinien. Für dotierte Gläser ist aufgrund unterschiedlicher (Kristall-)Felder am Ort *verschiedener* Ionen die Lage des gesamten Starkmultiplets jeweils unterschiedlich. Für die Gesamtheit der Ionen führt dies zur Verbreiterung der Energieniveaus (graue Unterlegung der Niveaus in Abbildung 2.1).

Verschiedene Übergangsfrequenzen verschiedener Ionenklassen führen zunächst zu einer spektral inhomogenen Verbreiterung. Die Ionen befinden sich jedoch in der Umgebung des Wirtsmaterials und wechselwirken durch Phononen-Kopplung. Diese „Stöße“ verkürzen die transversale Kohärenzzeit und vergrößern die homogene Breite der optischen Übergänge.

Desweiteren finden durch Phononen-Kopplung sehr schnelle ($< 10^{-12}s$) nicht-strahlende Übergänge zwischen den Stark-Niveaus eines Multiplets statt [27, 28, 29]. Hierdurch wird die Besetzung der Stark-Niveaus innerhalb eines Multiplets entsprechend dem thermischen Gleichgewicht erzeugt und alle angeregten Ionen, die sich an gleichen Gitterplätzen aber in (momentan) unterschiedlichen Stark-Niveaus befinden, können eine homogene Klasse bilden. Die spektrale Reichweite dieser Kopplung hängt vom Phononenspektrum ab, d.h. vom Wirtsmaterial und von der Temperatur. Für Nd^{3+} -dotierte Gläser wurde die Temperaturabhängigkeit der homogenen Breite experimentell zu

$$\Delta\nu_{\text{hom}} \propto T^{2\pm 0,2} \quad (2.1)$$

bestimmt, während die inhomogene Breite temperaturunabhängig ist [27, 28, 29]. Für Nd^{3+} -dotierte Silikatgläser bei Raumtemperatur wurde $\Delta\bar{\nu}_{hom}$ zu etwa 20–30 cm^{-1} bestimmt [30, 27, 31].

Für das Yb^{3+} -Ion findet man in der Literatur weniger Angaben über homogene bzw. inhomogene Verbreiterungen. Variation des Emissionsspektrums mit der Pumpwellenlänge wird berichtet [32], ein Hinweis auf inhomogene Verbreiterung. Häufig wird das Yb^{3+} -Ion in Silikat-Glas als dominant homogen verbreitert bezeichnet [33], d.h. das Verhältnis $\Delta\bar{\nu}_{inhom}/\Delta\bar{\nu}_{hom}$ ist nur wenig größer als Eins.

2.2 Verlust-Prozesse der Lichtausbreitung in Glas

Verluste der Lichtausbreitung in Glas sind durch Absorption und Streuung verursacht. Absorption im ultravioletten und sichtbaren Spektralbereich wird durch Verunreinigung mit Metall-Ionen, Absorption im Infraroten durch Molekül-Obertöne (hauptsächlich des OH^-) verursacht. Beide Absorptionen grenzen ein „optisches Fenster“ im nahen Infrarot ein. Für Silikatglas ergeben sich absolute Verlust-Minima bei den Telekommunikationswellenlängen 1.3 und 1.5 μm . Bei optischen Fasern tragen Unregelmäßigkeiten in der Wellenleiterstruktur zusätzlich zu den Verlusten bei.

Moderne Herstellungsverfahren reduzieren die genannten Verlustprozesse derart, dass die verbleibenden Verluste auf Inhomogenitäten im Medium und die daraus resultierende Rayleigh-Streuung zurückzuführen sind.

2.2.1 Rayleigh-Streuung

In isotropen Medien, deren Bestandteile (Atome und Moleküle) Abstände $\ll \lambda$ haben, emittieren alle angeregten Dipole ausschließlich in Vorwärtsrichtung konstruktiv (Vorwärtsstreuung). Das Licht der Wellenlänge λ bewegt sich dann verlustfrei mit der Geschwindigkeit c/n durch das Medium. Inhomogenitäten im Medium verursachen ein abweichendes Verhalten. Lokale Schwankungen des Brechungsindex stören die perfekte Vorwärtsstreuung. Ist die Ausdehnung der Schwankungen $\ll \lambda$, so handelt es sich um Rayleighstreuung und für die Abschwächung des Lichtes gilt:

$$\alpha_{\text{Rayleigh}} = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} \langle (\Delta\varepsilon)^2 \rangle v = \frac{C_R}{\lambda^4}, \quad \Delta\varepsilon = \sum_i (\delta\varepsilon/\delta x_i) \Delta x_i, \quad \varepsilon = \sqrt{n}. \quad (2.2)$$

Dabei bezeichnet $\langle (\Delta\varepsilon)^2 \rangle$ die mittlere quadratische Fluktuation der Dielektrizitätskonstanten ε in einem Volumen v . Die wichtigsten beitragenden Größen Δx_i sind Temperatur- bzw. Volumen-Schwankungen ΔT bzw. ΔV . Der zusammenfassende

Parameter C_R wird in der Literatur für verschiedene Materialien in der Einheit $(dB/km)(\mu m)^4$ angegeben.

Für die verbleibende Dämpfung in undotierten Silikat-Single-Mode-Fasern höchster Güte stellen etwa 0.4 dB/km eine Grenze dar, die (zur Zeit) technisch nicht unterschritten werden kann [34]. Aus diesem Wert errechnet sich die Rayleigh-Streureate R zu mindestens

$$R_{\min} \approx 2.7 \cdot 10^4 s^{-1} .$$

Diese Streureate gibt nach Gl. 1.24 $L_{\text{eff}} \approx 11$ km, jedoch ist zu beachten, dass nur der Anteil der Streuung, der in den Raumwinkel der Modendivergenz erfolgt, zu inkohärenter Anregung der Mode führt. Streuung in alle anderen Richtungen erhöht lediglich die Verlustrate γ . Bei isotroper Winkelverteilung der Rayleighstreuung und bei Berücksichtigung von Vorwärts- und Rückwärts-Streuung sowie des Füllfaktors β mit dem Medium ($\beta = L_{\text{Medium}}/L_{\text{Laser}}$) ergibt sich die Streureate in den Raumwinkel der Faser- N_A zu¹:

$$R \geq R_{\min} \cdot 2 \cdot \beta \cdot \frac{1 - \cos(\arcsin(N_A))}{2} . \quad (2.3)$$

Mit $N_A = 0.2$ und $\beta = 0.5$ folgt aus Gl. 2.3 und Gl. 1.24 :

$$L_{\text{eff}} < \approx 1100 \text{ km} .$$

Dies ist die Obergrenze für die mit obigen Laser-Parametern erreichbare spektrale Empfindlichkeit, wenn diese durch Rayleighstreuung begrenzt ist. Da bei Multi-komponentengläsern (Dotierungen) lokale Schwankungen in der Zusammensetzung zusätzliche Beiträge zu $\langle(\Delta\varepsilon)^2\rangle$ liefern, ist die Dämpfung durch Rayleighstreuung in dotierten Fasern höher als 0.4 dB/km. Beispielsweise wird die Erhöhung der Dämpfung um $0.07 \text{ dB km}^{-1} \text{ mol}^{-1}$ bei Dotierung mit GeO_2 berichtet [35]. Es wird über weitere Streu-Mechanismen berichtet, z.B. Mie-Streuung die vorzugsweise in Vorwärtsrichtung erfolgt, die die Streureate R stark erhöhen können [36].

¹Der Raumwinkel eines Kreiskegels mit dem Öffnungswinkel Θ (z.B. um die Faserachse) beträgt $2\pi(1 - \cos\Theta)$, der volle Raumwinkel 4π .

Kapitel 3

Vielmoden-Faser-Laser mit Absorption im Resonator

Der erste Nd^{3+} -dotierte Glas-Laser war ein Faser-Laser und wurde 1961 von Snitzer [37] realisiert. Entscheidender Vorteil von Faser-Lasern ist die Führung des Pump- und Laser-Lichtes im kleinen Faserkern über fast beliebig lange Faserlängen. Die hohen Intensitäten in einem großen Modenvolumen führen zu hoher Verstärkung und es wird automatisch eine nahezu optimale Überlappung von Pump- und Laser-Mode gewährleistet. Die Aufrechterhaltung hoher Pumpleistungsdichten über große Längen erlaubt dabei die effektive Ausnutzung auch sehr schwacher Absorptionen zur Pumpanregung. Alle Eigenschaften zusammen führen zu niedrigen Laserschwellen und ausreichender Verstärkung auch in den Flanken der Emissionslinien. Die Entwicklung des MCVD-Verfahrens (**m**odified **c**hemical **v**apour **d**eposition) hat ab 1985 die Herstellung verlustarmer, dotierter Mono-Mode-Fasern ermöglicht und in einem Innovationsschub eine Vielzahl von Faser-Lasern hervorgebracht [38, 39]. Mono-Mode-Faser-Laser emittieren automatisch einen beugungsbegrenzten Ausgangsstrahl sehr guter Qualität.

Die genannten Vorteile legen es nahe, kleine und kompakte „all solid state“ Vielmoden-Faser-Laser für ICAS zu konstruieren, die sich einfach auf die durch den Absorber vorgegebene Wellenlänge abstimmen lassen.

Die Anwendung Nd^{3+} -dotierter Faser-Laser für ICAS wurde bereits demonstriert [40, 18]. In dieser Arbeit sollen verbesserte Laser vorgestellt und die Ursachen für die Empfindlichkeitsbegrenzung untersucht werden.

Der erste Yb^{3+} -dotierte Faserlaser wurde 1988 realisiert [41]. Die hier gezeigte Anwendung für ICAS ist neu und erfolgt, um aus dem Vergleich mit dem Nd^{3+} -dotierten Faserlaser das Verständnis des Vielmoden-Faser-Lasers zu vertiefen.

3.1 Mono-Mode Fasern

Aus Kern und Mantel bestehende Glasfasern mit $n_{\text{Kern}} > n_{\text{Mantel}}$ stellen Lichtwellenleiter dar. Totalreflexion führt das Licht in der Faser. Die Differenz des Bre-

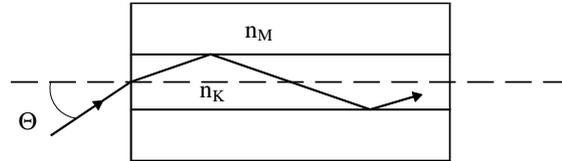


Abbildung 3.1: Einkopplung in eine Stufenindex-Faser.

chungsindex von Mantel (n_M) und Kern (n_K) bestimmt die Divergenz θ des geführten Lichtes. Ein Mass hierfür ist die numerische Apertur N_A , mit $n_{\text{Luft}} \approx 1$ folgt aus dem Brechungsgesetz:

$$N_A := \sin(\theta) = \sqrt{n_K^2 - n_M^2}. \quad (3.1)$$

Bei Stufenindexfasern wechselt der Brechungsindex sprunghaft zwischen Mantel und Kern, das Brechzahlprofil hat Kastenform. Ausbreitungsgeschwindigkeit, transversale Intensitätsverteilung und Polarisation des geführten Lichtes definieren eine Mode der Faser. Moden ergeben sich als Lösungen der Maxwellgleichungen unter Berücksichtigung der Randbedingungen am Übergang zwischen Faser-Kern und Faser-Mantel. Die Lösung dieses Problems für zylindrische Wellenleiter ist im allgemeinen nur numerisch möglich und wird in dem Standardwerk [42] ausführlich behandelt. Die Eigenschaften der von der Faser geführten Moden werden als Funktion des Faser-Parameters V – einer verallgemeinerten Frequenz – dargestellt:

$$V = ak_0 \sqrt{n_K^2 - n_M^2} = \frac{2\pi a}{\lambda} N_A. \quad (3.2)$$

Dabei ist $k_0 = 2\pi/\lambda$ die Vakuumwellenzahl, $2a$ der Kerndurchmesser. In der Faser breiten sich die Moden mit der Ausbreitungskonstanten

$$\beta = k_0 n_w \quad (3.3)$$

aus, n_w bezeichnet den effektiven Brechungsindex im Wellenleiter. Verschiedene Moden haben in der Regel unterschiedliche Ausbreitungskonstanten β . Um Signale ohne Verzerrungen durch Fasern zu übertragen, sind zunächst Fasern notwendig, die nur Moden einer Ausbreitungskonstanten führen. Alle Moden – außer der Grundmode – haben eine charakteristische Abschneidewellenlänge $\lambda_{\text{Abschneide}}$, oberhalb der

sie sich nicht in der Faser ausbreiten können. Liegt die Signalwellenlänge oberhalb der größten aller Abschneidewellenlängen, so wird nur die Grund-Mode geführt. Die Faser ist für dieses Licht einmodig, die Bedingung an die Faserparameter hierfür ist:

$$V < 2.405 \quad \Rightarrow \quad \lambda_{\text{Abschneide}} = \frac{2\pi a}{2.405} N_A . \quad (3.4)$$

Gleichung 3.4 und die Forderung nach technisch realisierbaren Faserkerndurchmessern $2a$ führt zu *schwach führenden* Fasern d.h. $n_M \approx n_K$ bzw.

$$(n_K - n_M)/n_M \ll 1 .$$

Typische Mono-Mode Fasern haben Brechungsindex-Differenzen $n_K - n_M \approx 0.001$, Kerndurchmesser $2a = 3\text{--}12 \mu\text{m}$ und numerische Aperturen $N_A = 0.10\text{--}0.30$.

Bei schwach führenden Fasern entarten Modengruppen bezüglich der Ausbreitungskonstanten. Diese Moden lassen sich zu linear polarisierten Moden zusammenfassen, den *LP*-Moden. Die Grundmode LP_{01} hat eine nahezu Gauß-förmige Intensitätsverteilung und ist die Überlagerung der beiden senkrecht zueinander linear polarisierten HE_{11} Hybridmoden (transversale *und* longitudinale Feldkomponenten). Ihre Ausbreitungskonstanten sind in einer perfekt zylindersymmetrischen Faser entartet, d.h. ein Lichtpuls kann sich ohne Moden-Dispersion in der Faser ausbreiten. Für die LP_{01} -Mode gilt näherungsweise [43, 44]:

$$n_w = \frac{\beta}{k_0} = \sqrt{n_K^2 - N_A^2 \cdot \frac{(1 + \sqrt{2})^2}{(1 + \sqrt[4]{4 + V^4})^2}} . \quad (3.5)$$

Abweichungen von der Kreissymmetrie der Faser hebt die Entartung der Ausbreitungskonstanten auf ($V = V(a)$). Bei elliptischem Kernquerschnitt sind die Ausbreitungskonstanten der in Richtung der beiden Hauptachsen polarisierten LP_{01}^x bzw. LP_{01}^y Moden nach Gl. 3.5 verschieden, diese Entartung trägt zur Doppelbrechung der Faser bei (Abschnitt 3.4).

3.2 Präparation der Fasern

Ref.	Hersteller	Typ	Dotierung (ppm-wt%)	Kerndurch- messer	N_A	$\lambda_{\text{Abschneide}}$
[1]	York	DF1000	100 (Nd ³⁺)	3.5 μm	0.20	920 nm
[2]	Uni. South- hampton	ND100402	3000 (Yb ³⁺)	4.5 μm	0.21	930 nm
[3]	Lycom ¹	R17901	3000(Yb ³⁺)	5 μm	0.15	1020 nm
[4]	3M	FSSC5924	undotiert	3 μm	0.24	≤ 950 nm

Tabelle 3.1: Zusammenstellung der verwendeten Fasern (Herstellerangaben in Anhang B.1). Nicht spezifizierte Werte wurden entsprechend Anhang A.1 abgeleitet.

Durch Dotierung des Faserkerns mit Seltenen Erden erhält man aktive Fasern, mit denen sich Faser-Verstärker und Faser-Laser realisieren lassen. Die für die Experimente benutzten Fasertypen sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt¹.

Typische Mono-Mode-Fasern haben 125 μm Mantel-Durchmesser. Ein weiterer Kunststoffmantel gibt der Glasfaser Stabilität und Biegsamkeit und unterdrückt die Ausbreitung von Mantelmoden. Zunächst wird die Faser auf die gewünschte Länge gebracht. Mit Aceton läßt sich der Kunststoffmantel an den Enden (3–4 cm) entfernen, die präparierten Faserenden wurden mit einem Faserschneidegerät [9] geschnitten. Alternativ wurden die entmantelten Faserenden in Glaskapillare oder in FC-Faserstecker (Verbindungssystem für Single-Mode-Fasern) eingeklebt und poliert. Die geschnittenen bzw. polierten Faserenden wurden in einer speziellen Anlage direkt mit Spiegeln bzw. Entspiegelungen versehen. Zum Einsatz kamen die Materialien MgF, ZnS, Siliziumdioxid und Chiolit, die durch thermisches Verdampfen aufgebracht wurden.

Die Abbildung 3.2 zeigt beispielhaft die Transmission eines Schichtsystems, das auf Nd³⁺-dotierte Fasern aufgedampft wurde. Der gezeigte gemessene Verlauf wurde an einem mitbedampften Testglas mit einem Photospektrometer [10] gemessen, das

¹Die Yb³⁺-dotierte Faser vom Typ Nr. [3] ist auch mit Er³⁺ dotiert. Diese Faser stand in ausreichender Menge zur Verfügung und wurde als „Yb³⁺-dotierte Faser“ eingesetzt. Zum Vergleich wurden Experimente mit Fasertyp Nr. [2] gemacht und identische Ergebnisse erzielt. Diese Faser stand nur in kleiner Menge zur Verfügung und zeigte stärkere Doppelbrechung als Typ Nr. [3]. Die Er³⁺-Dotierung des Faser-Typs Nr. [3] stellte eine Einschränkung hinsichtlich der Pumpwellenlänge dar, darüber hinaus behindert ESA der Er³⁺-Ionen den Laser-Betrieb um 1060 nm.

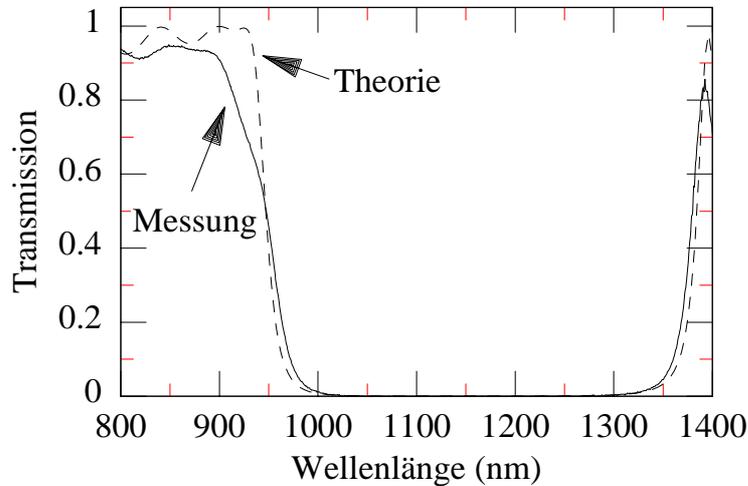


Abbildung 3.2: Theoretischer und gemessener Transmissionsverlauf des aufgedampften dielektrischen Schichtsystems (siehe Text).

Schichtsystem hat die Schichtfolge: Substrat($n=1.5$)|

$1.34L$ | $1.07H$ | $1.07L$ | $1.07H$ | $(LH)^5$ | $1.05L$ | $1.05H$ | $1.05L$ | $1.05H$ | $0.58L$ | Luft.

Dabei stehen H bzw. L jeweils für eine $\lambda/4$ -Schicht aus ZnS bzw. MgF bezogen auf die Zentralwellenlänge 1110 nm. Die Abweichung des Systems von einem Standard HR-System der Form $(LH)^x$ unterdrückt die kurzwelligen Nebenmaxima der Reflexion, so dass auch bei einem leichten Verrutschen der Reflexionskurve gute Pumplichttransmission (bei 800-910 nm) gegeben ist. Auf diese Weise wurden die Fasern direkt mit guten hochreflektierenden Spiegeln beschichtet, was für den Einsatz für ICAS unbedingt notwendig ist, da Etalonstrukturen zu vermeiden sind.

Bei der Bedampfung mit diesen Materialien werden die Fasern keinen zu hohen Temperaturen ($T < 100^\circ C$) ausgesetzt, so dass der Kunststoffschutzmantel unbeschädigt bleibt. Nachteilig ist, dass die Spiegel empfindlich gegen mechanische Belastung und hygroskopisch sind. Einen guten Schutz erreicht man, wenn der Spiegel direkt auf die Keramikferrule von FC-Fasersteckern ausgedampft wird.

Schräge Faserenden wurden durch Schrägschnitt mit dem Schneidegerät [9] oder Einkleben und schräges Polieren in Glaskapillare bzw. FC-Stecker realisiert.

3.3 Yb³⁺ und Nd³⁺-dotierte Faser-Laser mit ICA

Der Aufbau der Faserlaser für ICAS ist in Abbildung 3.3 gezeigt. Die Strahlung des Pumpasers wird kollimiert (L1) und in die Faser fokussiert (L2). Die Einkoppel-effizienz beträgt etwa 50 %. Anregung des Nd³⁺-dotierten Lasers erfolgte bei 810 nm [20], der Yb³⁺-dotierte Laser wurde bei 910 nm [21] gepumpt. Wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, wurde der Spiegel S1 direkt auf das vordere Ende der Faser aufgebracht. Das aus dem offenen Ende der Faser austretende Fluoreszenz-Licht wird von der Linse L3 in einen Zwischenfokus auf dem Spiegel S2 abgebildet (alternativ: kollimiert) und vom Spiegel S2 in die Faser zurückreflektiert. Die Laser-Resonatorlänge beträgt:

$$L_{\text{Laser}} = L_{\text{Faser}} \cdot n_K + L_{\text{Resonator}} \quad ; \quad n_K \approx 1.5 .$$

Aufgrund der chromatischen Aberation der Linse L3 ist die Rückkopplung nur für einen bestimmten Wellenlängenbereich effizient ($\approx 90\%$). Bei gegebener Position von L3 ist die Emission des Faserlasers auf einen Ausschnitt des sehr großen Verstärkungsbereiches begrenzt, d.h. durch Bewegen von L3 entlang der optischen Achse kann der Faserlaser verstimmt werden. Die hohe Verstärkung ermöglicht die Verstimmung über einen großen Spektralbereich.

Abbildung 3.4 zeigt mit einem Leistungsmessgerät [22] aufgenommene Kennlinien der Ausgangsleistung zweier Laser. Bei bekannter Transmission des Spiegels S2 kann nach Gl. 1.16 der Verstärkungskoeffizient B bestimmt werden (Abb. 3.4). Der absolute Wirkungsgrad der Laser ist gering, da das meiste Licht nicht am Spiegel S2 ausgekoppelt, sondern an anderer Stelle aus dem Resonator verloren geht. Die Resonatorverluste werden durch die Ankopplung des äußeren Resonators und Reflexion am offenen Faserende bestimmt. Größte Empfindlichkeit erreicht die ICAS-Methode bei geringen Umlaufverlusten des Laser-Resonators [5]. Aus diesem Grund wurden für die Ankopplung des äußeren Resonators asphärische Linsen ([36],[37],[38],[39])

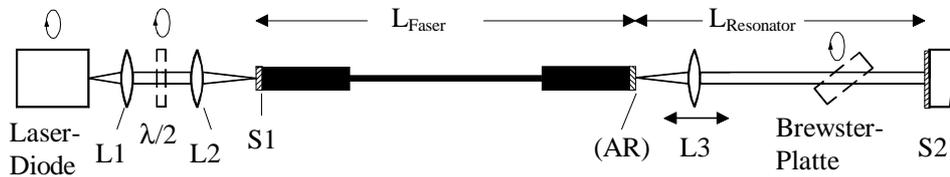


Abbildung 3.3: Experimenteller Aufbau der Faserlaser mit Absorption im Resonator. Die $\lambda/2$ - und Brewster-Platte sind optional und werden nur verwendet, wenn es erwähnt wird.

verwendet, mit denen sich geringe Ankoppelverluste realisieren ließen. Zur Bestimmung der Resonatorverluste wurde aus Relaxationsschwingungen die Relaxationsfrequenz $\nu_0(\eta)$ bestimmt und anschließend nach

$$A\gamma(\eta - 1) = (2\pi\nu_0)^2 \quad (3.6)$$

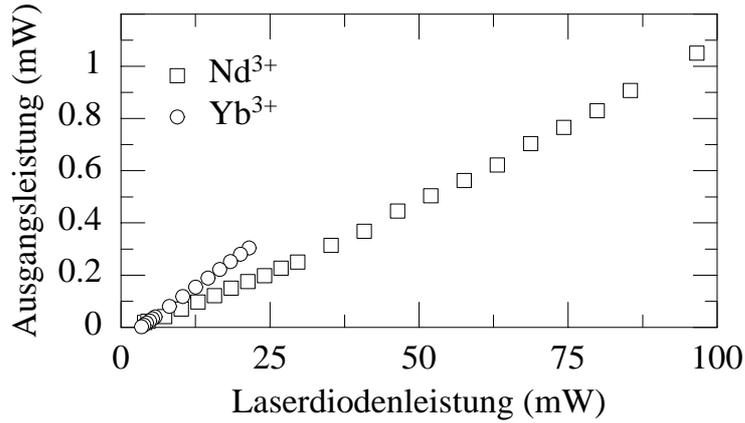


Abbildung 3.4: Ausgangsleistung vs. Pumpleistung. $L_{\text{Faser}} = 78$ cm, $L_{\text{Resonator}} = 190$ cm, Faser-Typ: |1| (Nd³⁺), |3| (Yb³⁺), Linse L3: A136 [36], T (Auskoppelspiegel S2) = 1 ± 0.2 %. Die Steigung der Kennlinien gibt nach Gl. 1.16 $B/A = 4.3 \pm 0.8 \cdot 10^{-9}$ (Nd³⁺) bzw. $B/A = 1.65 \pm 0.3 \cdot 10^{-9}$ (Yb³⁺), hieraus ergibt sich $B = 9.3 \pm 1.8 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ (für Nd³⁺ mit $\tau_3 = 460 \mu\text{s}$) bzw. $B = 1.65 \pm 0.5 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ (für Yb³⁺ mit $\tau_3 = 1 \pm 0.2$ ms).

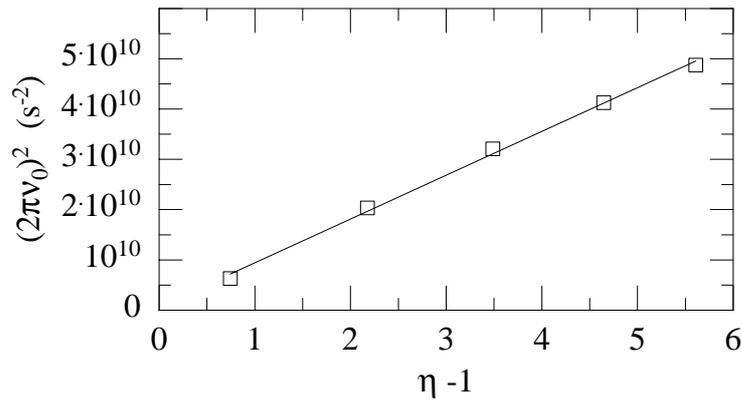


Abbildung 3.5: $2\pi\nu_0^2$ vs. $\eta - 1$ für den Yb³⁺-dotierten Laser aus Abb. 3.4. Aus der Ausgleichsgeraden errechnet sich die Verlustrate zu $\gamma = 9 \pm 2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ (mit $\tau_3 = 1/A = 1 \pm 0.2$ ms).

die Resonatorverlustrate γ berechnet, ein Beispiel ist in Abb. 3.5 gezeigt. Für die Yb^{3+} -dotierten Fasern wurde $\tau_3 = 1/A = 1 \pm 0.2$ ms angenommen [45], für die Nd^{3+} -dotierte Faser ist $\tau_3 = 460 \mu\text{s}$ [46]. Die auf diese Weise bestimmten Verlustraten stimmen mit den durch Variation der Auskoppelverluste [47] bestimmten Verlustraten überein. Gleichung 3.6 gilt für homogen verbreiterte 4-Niveau-Laser [13] und gibt für Nd^{3+} -dotierte Faserlaser richtige Ergebnisse [48, 46]. Stabilitäts-Analyse der Tang-Statz-deMars Ratengleichungen zeigt, dass die phasengleiche Hauptrelaxation aller Moden auch für Vielmodenlaser mit räumlichem Lochbrennen durch Gl. 3.6 gegeben ist [12, 25], Anhang A.4.

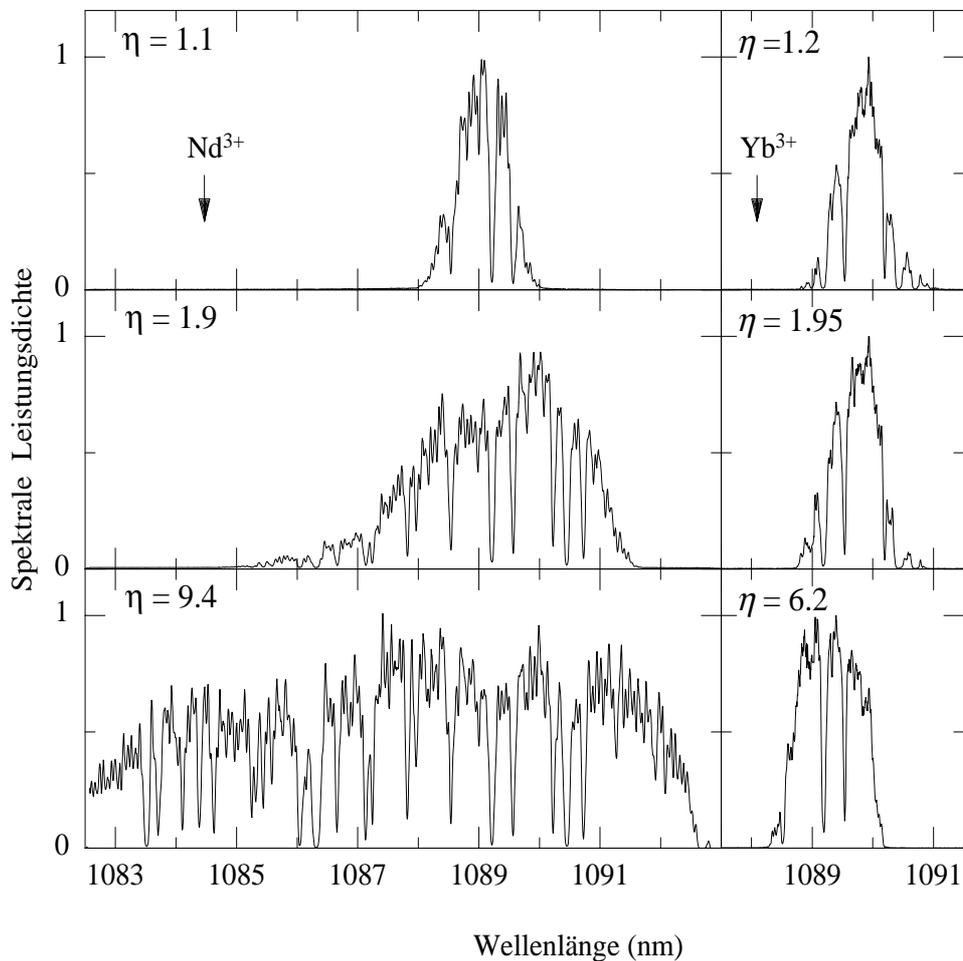


Abbildung 3.6: Stationäre Emissionsspektren eines Yb^{3+} bzw. Nd^{3+} -dotierten Faserlasers bei verschiedenen Pumpparametern η .

Am Spiegel S2 ausgekoppeltes Licht (einige %) wird in einem Gitterspektrographen [23] spektral zerlegt und von einer CCD-Zeile [24,25] aufgenommen. Abbildung 3.6 zeigt stationäre Emissionsspektren, in denen Kerben zu erkennen sind, die von der atmosphärischen Absorption im Resonator verursacht werden. Zusätzlich zu diesen Strukturen zeigen die Spektren spektrales Rauschen.

Die Reaktion der verschiedenen dotierten Faserlaser auf Erhöhung des Pumpparameters η unterscheidet sich. Die Emission des Nd^{3+} -dotierten Lasers wird mit wachsendem η spektral breiter. Dieses Verhalten ist typisch für inhomogen verbreiterte Laser [49] und unterscheidet sich von dem homogen verbreiterten Laser, bei denen die Emissionsbreite $\propto (\eta - 1)^{-1}$ ist [5]. Die Emissionsbreite des Yb^{3+} -dotierten Lasers ist hingegen nahezu unabhängig von η . Dieses Verhalten ist durch einen kleineren inhomogenen Anteil der Verstärkung des Yb^{3+} -dotierten Faserlasers erklärbar.

Abbildung 3.7 zeigt Übersichtsspektren, die durch Aufnahme bei gleichzeitiger Verstimmung der Laser gewonnen wurden. Der Nd^{3+} -dotierte Faserlaser deckt den Spektralbereich $0.9 - 0.95 \mu\text{m}$ und $1.06 - 1.14 \mu\text{m}$ ab, mit Yb^{3+} -Dotierung lässt sich der Faserlaser von $1.04 - 1.15 \mu\text{m}$ verstimmen.

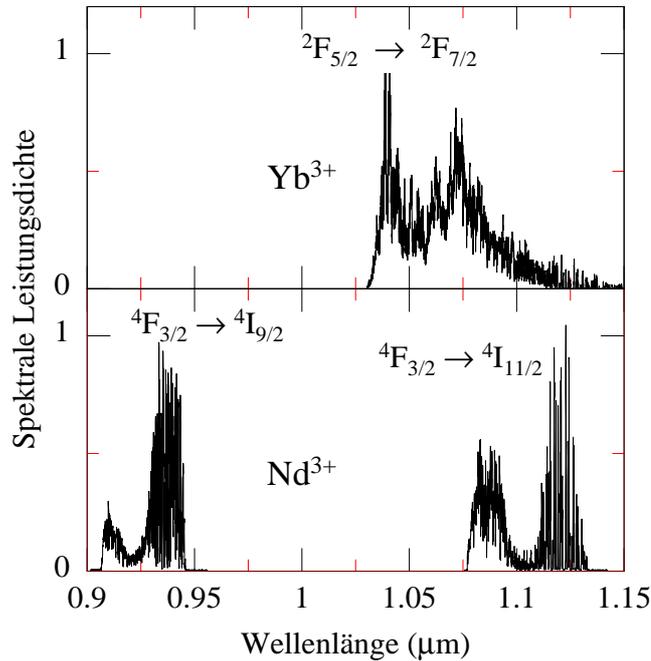


Abbildung 3.7: Übersicht über die mit einem Yb^{3+} -dotierten (Faser Nr. |2|) bzw. einem Nd^{3+} -dotierten (Faser Nr. |1|) Faserlaser erreichten Emissionsbereiche.

3.4 Polarisierung und Doppelbrechung

Im Laserresonator in Abbildung 3.3 können verschiedene Faktoren Polarisationsrichtungen auszeichnen:

- Die Polarisierung der Pumpstrahlung.
- Die Doppelbrechung der Faser.
- Optische Komponenten im äußeren Resonator (Brewsterfenster etc.).

3.4.1 Polarisierung der Pumpstrahlung

Das kollimierte Licht der Pump-Laserdioden hat einen unsymmetrischen, elliptischen Strahlquerschnitt und ist etwa im Verhältnis 100:1 linear polarisiert. Drehung der Laserdiode um die optische Achse (Abb. 3.3) ergab, dass die geometrische Asymmetrie des Laserdiodenstrahls keine Auswirkung auf den Polarisationszustand des Faserlasers hat. Um den Einfluss der Pump polarisation auf die Polarisierung des Faserlasers zu untersuchen, wurde die Polarisationsrichtung der Pumpstrahlung mit einer $\lambda/2$ -Platte [26] gedreht und die Ausgangsleistung der Faserlaser analysiert.

Die Reaktion eines Nd^{3+} -dotierten Faserlasers auf Drehung der Orientierung der Pump polarisation ist in Abbildung 3.8 gezeigt. Die Gesamtausgangsleistung P_{tot} des Faserlasers ist unabhängig von der Polarisierung des Pumplichtes. Beobachtet man die Ausgangsleistung des Faserlasers hinter einem Polarisator, so findet man zwei von der Orientierung der Pump-Polarisation *unabhängige* Orientierungen (des Polarisators) x' und y' , mit $x' \perp y'$, für die die durchgelassene Intensität immer ein Extremum relativ zu allen anderen Polarisatorstellungen aufweist. Dabei wechselt z.B. für die x' -Richtung ein Minimum nach Drehung der Pump polarisation um 90° in ein Maximum (0° bzw. 90° in Abb. 3.8). Genau dazwischen lässt der Polarisator in x' -, y' - und allen anderen Richtungen immer gleich viel Intensität durch ($\pm 45^\circ$ in Abb. 3.8). Die Richtungen x' und y' entsprechen den Polarisationsrichtungen der Polarisations-Eigenmoden des Faserlasers. Dies sind zwei orthogonale, i.a. elliptische, Polarisationszustände, die (wegen der Randbedingungen) an den Faserenden als lineare Polarisierungen austreten [50].

Ausrichtung der Pump polarisation auf eine dieser Richtungen bevorzugt die entsprechende Polarisations-Mode [29], jedoch regt jede Orientierung der Pump polarisation immer beide Polarisationsmoden des Faserlasers an. Die relative Stärke der beiden Polarisationsmoden hängt von der Pump-Polarisationsrichtung und in komplexer Weise von der Doppelbrechung der Faser ab.

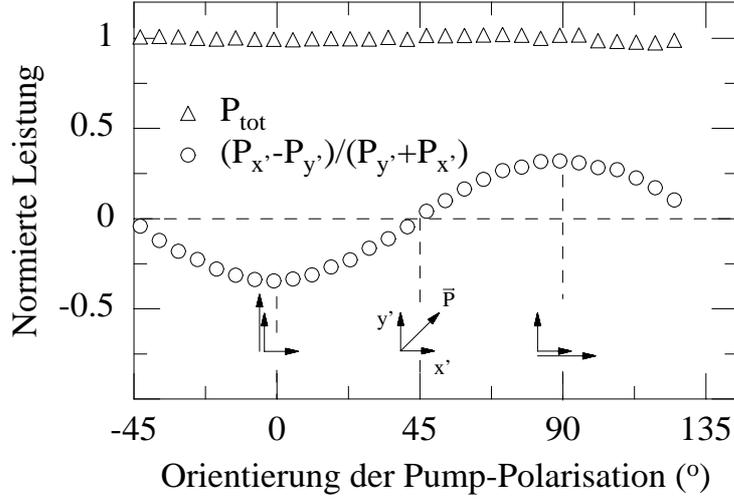


Abbildung 3.8: Abhängigkeit der Ausgangs-Leistung und -Polarisation eines Nd^{3+} -dotierten Faserlasers von der Richtung der Pump-Polarisation. Faser Typ |1], $L_{\text{Faser}} = 78$ cm, $L_{\text{Resonator}} = 190$ cm, $\eta = 5$.

Die untersuchten Yb^{3+} -dotierten Faserlaser zeigten gleiche Reaktion auf die Polarisation des Pumplichtes, insbesondere war auch hier die Gesamtausgangsleistung stets unabhängig von der Polarisation des Pumplichtes. Im Vergleich zu Nd^{3+} -dotierten Faserlasern war jedoch der Leistungsunterschied in den beiden Moden des Yb^{3+} -dotierten Lasers in der Regel geringer.

3.4.2 Polarisations-Dynamik

In Faserlasern mit zwei Polarisations-Moden konkurrieren diese um die ihnen gemeinsame Verstärkung [51]. Die resultierende antikorrelierte Dynamik ist besonders ausgeprägt beim Anschwingen des Lasers nach Einschalten des Pumplichtes. Abbildung 3.9 zeigt die gleichzeitig aufgenommene Leistung in den beiden Polarisations-Moden beim Einschwingen des Nd^{3+} -dotierten Faserlasers aus Abb. 3.8. Der Unterschied der Leistungen der Eigenpolarisationen ist während des Einschwingvorganges größer als im stationären Zustand. Dies wird durch leicht unterschiedliche Hauptrelaxations-Frequenzen ν_0 der Polarisationsmoden verursacht. Die Mode mit niedrigeren Verlusten schwingt zuerst an und sättigt die Inversion, so dass die erste Relaxationsspitze der anderen Mode relativ schwach ist. Aufgrund der höheren Relaxationsfrequenz ist die nächste Relaxationsspitze der zweiten Mode früher und

höher. Im stationären Zustand ist dieses Wechselspiel schliesslich ausgedämpft.

Spektrale Analyse hat gezeigt, dass sich die beiden Polarisationsmoden weder während der Einschwingphase noch im stationären Laserbetrieb spektral unterscheiden. Auch konnte zwischen Faserlasern, die in beiden oder nur einer der Polarisationsmoden oszillieren, kein Unterschied in der spektralen Empfindlichkeit festgestellt werden. Da der Spektrograph verschiedene Polarisationsrichtungen unterschiedlich effizient in den Ausgang abbildet, wurde bei den weiter folgenden Messungen die Polarisation jeweils so gedreht, dass jede der Polarisationsmoden unter 45° zur Gitternormalen in den Spektrographen einkoppelt. Auf diese Weise werden beide Polarisationsmoden mit gleicher Effizienz abgebildet und das CCD-Signal ist stets proportional zur Gesamtausgangsleistung des Lasers.

Auch im stationären Betrieb wird die Polarisations-Dynamik durch Störungen angetrieben. In der Fouriertransformierten der Leistung in den beiden Eigenpolarisationen des kontinuierlichen Faserlasers findet sich neben der Hauptrelaxation bei ν_0 eine niedrigere Frequenzkomponente bei ν_{pol} , die zur Polarisationsdynamik gehört. In der Fouriertransformierten der Gesamtleistung fehlt diese Komponente, d.h. die beiden Polarisationsmoden schwingen gegeneinander.

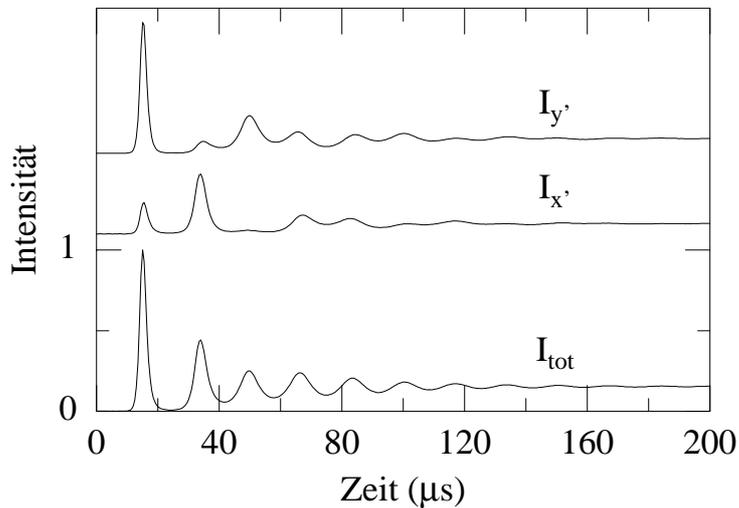


Abbildung 3.9: Einschwingen der Gesamtleistung I_{tot} und der Leistung der Eigenpolarisationen $I_{x'}$ bzw. $I_{y'}$ (auf der y-Achse verschoben) nach Einschalten der Pumpanregung bei $t=0$, Faser-Laser-Parameter wie in Abb. 3.8 .

3.4.3 Doppelbrechung

Doppelbrechung bedeutet, dass die Polarisationsmoden verschiedene Ausbreitungskonstanten (Gl. 3.3) haben, im Zusammenhang mit der Nachrichtenübertragung durch Lichtwellenleiter wird dies als Polarisationsmoden-Dispersion (PMD) bezeichnet. Als Maß für die Stärke der Doppelbrechung kann die normierte Differenz der Ausbreitungskonstanten

$$D = \frac{|\beta_x - \beta_y|}{2\pi/\lambda} \quad (3.7)$$

oder auch die *Schwebungslänge* $L_{\text{Schw}} = 2\pi/|\beta_x - \beta_y| = \lambda/D$ angegeben werden. Typische Werte für D (\equiv Brechungsindexdifferenz) liegen im Bereich 10^{-9} bis 10^{-4} [52]. Die kleinsten Werte für D beschreiben Fasern mit der geringsten experimentell realisierten Doppelbrechung, große Werte (10^{-4}) beschreiben polarisationserhaltende Fasern. Für dotierte Faser ist gewöhnlich $L_{\text{Schw}} < 1$ m d.h. $D > 10^{-6}$ [53].

Die beiden Polarisationsmoden entsprechen in einer idealen Mono-Mode Faser den linear senkrecht zueinander polarisierten Grundmoden, die entlang den Faserachsen orientiert sind. Ein unrunder (elliptischer) Faser-Kern führt dann gemäß Gl. 3.5 zu „Form-Doppelbrechung“. Weitere Beiträge zu D entstehen durch Spannungsdoppelbrechung, die durch Biegung, Quetschung oder Torsion der Faser oder durch unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizienten von Kern- und Mantelglas entsteht [54, 55].

3.5 Störende Strukturen im Faser-Laser-Spektrum

Für die Anwendung von ICAS sind Spektren mit möglichst geringem spektralen Rauschen erwünscht. Dann steigt die Nachweisempfindlichkeit und es werden auch schwächere Linien des Absorbers identifizierbar. Für alle Linien verbessert sich das Signal/Rauschen-Verhältnis des Absorptionssignals, je stetiger die Spektren sind. Strukturen im Spektrum können verschiedenen Ursprungs sein:

- Interferenzen durch Ankopplung des Diodenlaser-Resonators an den Faser-Laser oder Reflexionen an resonatorinternen Grenzflächen.
- Schwebungen zwischen Moden mit unterschiedlichen Ausbreitungskonstanten, z.B. Polarisationsmoden (Doppelbrechung) oder zwischen Grundmode und höheren LP-Moden (in Multimode-Fasern [56]).

Schließlich können Modenkopplungen, die die Lichtleistung in einigen Spektralbereichen überhöhen und anderen erniedrigen (beispielsweise räumliches Lochbrennen), zu unerwünschten Strukturen führen.

3.5.1 Interferenzen

Experimente mit und ohne optischer Diode [30] zwischen Diodenlaser und Faserlaser haben gezeigt, dass die chromatische Aberration der Linsen (L1, L2 in Abb. 3.3) in Kombination mit Einkoppelspiegeln (S1 in Abb. 3.3) geringer Transmission bei der Laserwellenlänge ausreicht, um die Ankopplung des Diodenlaser-Resonators an den Faser-Laser zu unterdrücken. Je dichter Pump- und Laserwellenlänge zueinander liegen, desto sorgfältiger muss dieser Aspekt bedacht werden.

Weiter sind insbesondere solche Interferenzen zu berücksichtigen, die zu spektralen Modulationen führen, die vom verwendeten Spektralapparat aufgelöst werden und in der Größenordnung der Absorberlinienbreite liegen. Die der Faserlänge, der Länge des offenen Resonators oder der Gesamtresonatorlänge (einige cm bis m) entsprechenden Strukturen werden hier nicht betrachtet. Sie spielen erst bei hochauflösender ICAS, bei der im Grenzfall einzelne Resonatormoden beobachtet werden, eine Rolle [57].

Um die Probe in den Resonator des Faserlasers einzubringen, wird mit Hilfe der asphärischen Linse L3 ein externer Resonator angekoppelt (Abb. 3.3 und 3.10 a)). Alle verwendeten asphärischen Linsen haben je eine plane und eine asphärische Fläche. Zur Ankopplung des äußeren Resonators mit geringen Aberrationen muss die

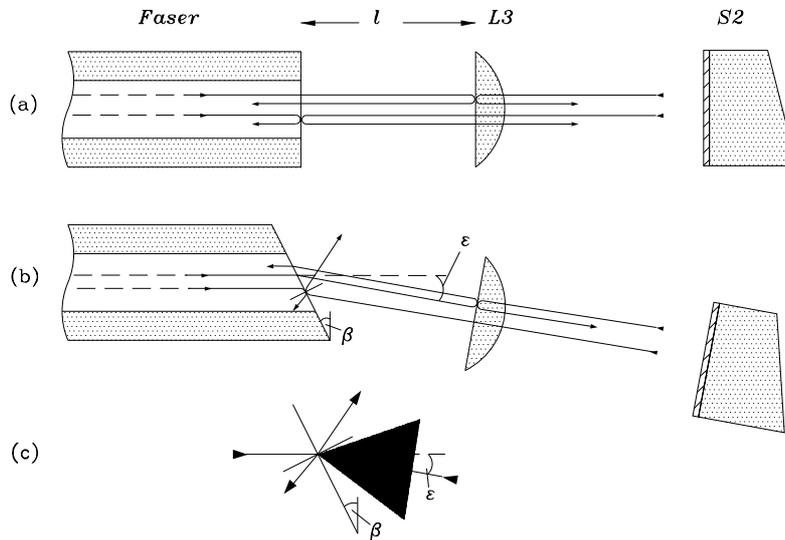


Abbildung 3.10: a): Schematische Darstellung interferierender Strahlenpaare, b): bei Schrägschnitt des offenen Faserendes, c): Verdeutlichung der Strahlengänge und Winkel.

plane Fläche zum offenen Faserende gerichtet sein. Die an dieser Fläche ($R_2 < 0.001$) und am offenen unentspiegelten Faserende ($R_1 \approx 0.04$) reflektierten Lichtamplituden interferieren (vgl. Abb. 3.10 a)), d.h. die Grenzflächen bilden ein Etalon mit einer Transmissionsmodulation [58]:

$$T(\lambda) = \frac{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2(2\pi l/\lambda)}, \quad (3.8)$$

auf die der Vielmodenlaser empfindlich reagiert. Abbildung 3.12 zeigt solche Strukturen in den Spektren eines Faserlasers. Die periodische Struktur in den Spektren entspricht dem Arbeitsabstand l der verwendeten Linsen: $\delta\nu = c/2l$. Es ist günstig, Linsen großer Brennweite (\approx Arbeitsabstand l) zu benutzen. Dann nimmt der spektrale Abstand der Struktur und auch ihre Amplitude ab und es werden auch schwache Absorptionslinien sichtbar wie in Abb. 3.12 (oben). Abbildung 3.11 veranschaulicht, dass bei größerem Arbeitsabstand l ein kleinerer Anteil des Lichtes zurück in die Faser reflektiert wird. Im Experiment erwies es sich als schwierig, durch Entspiegelung („Softcoating“) des offenen Faserendes Verbesserungen (Beseitigung der Etalonstrukturen) zu erreichen. In einigen Fällen blieb die Struktur trotz Abnahme der Resonatorumlaufverluste (-6 % nach Entspiegelung) unverändert. Dies ist anhand von Gl. 3.8 nachvollziehbar, für die unentspiegelte Faser (mit $R_1 = 0.04$, R_2 sei 0.0001) ergibt sich eine Verlustmodulation mit 0.8 % Amplitude, nach Entspiegelung (mit $R_1 = 0.01$, R_2 sei 0.0001) beträgt sie immer noch 0.4 %. Bei Beschädigung oder Alterung der Entspiegelung oder Streuung an der Spiegelschicht kann die Struktur stärker als zuvor werden. Aus diesen Gründen wurde bei den in dieser Arbeit

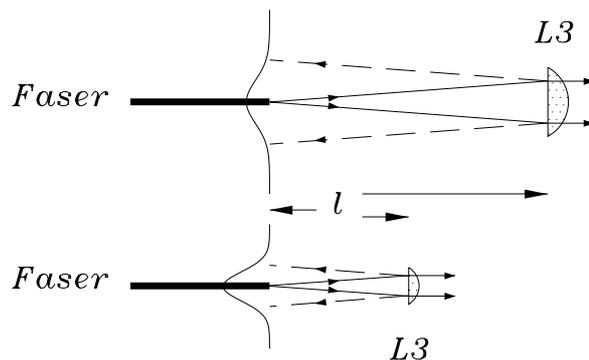


Abbildung 3.11: Schematische Darstellung des auf die Faser zurückreflektierten Lichtes (gestrichelte Linien). Oben: stärkere Aufweitung bei Verwendung einer Linse L3 mit größerem Arbeitsabstand l .

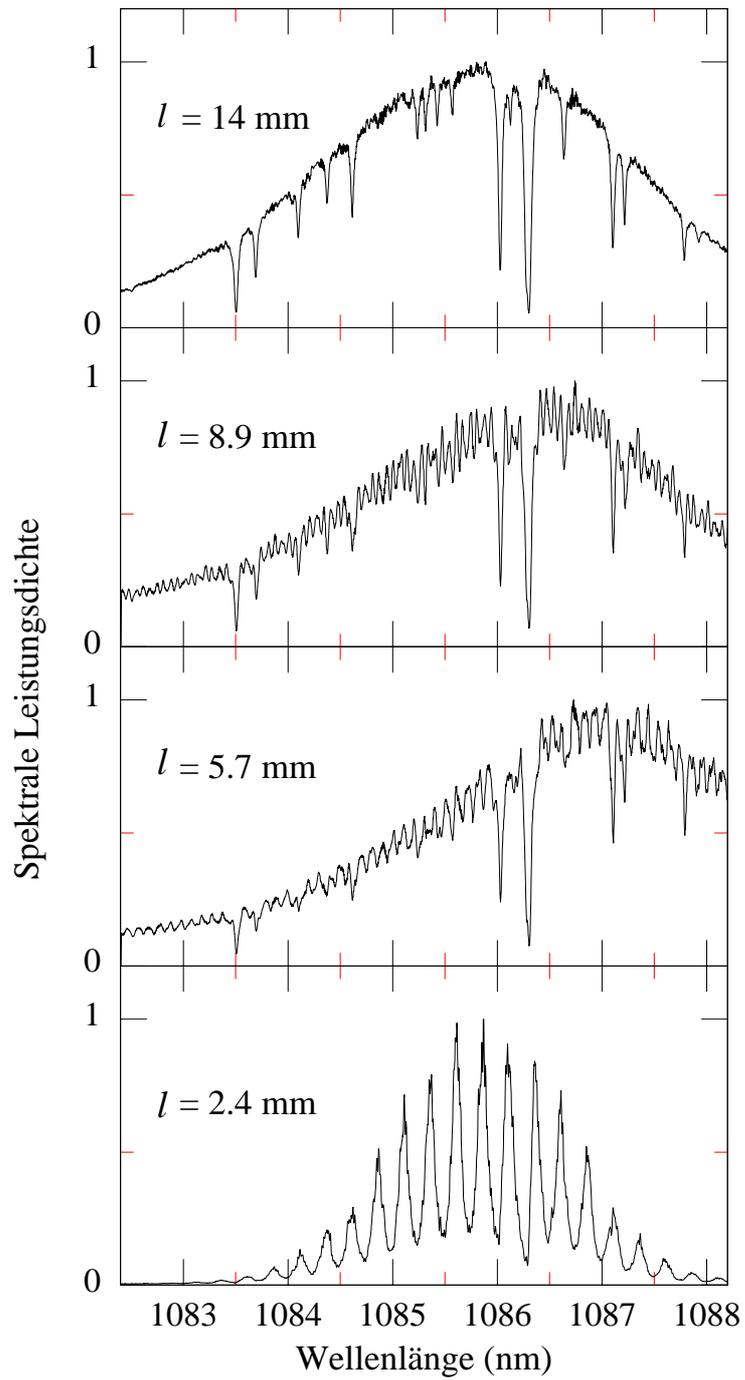


Abbildung 3.12: Spektren eines Faserlasers bei Benutzung verschiedener Ankoppel-Linsen L3 (von oben): A136 [36], A41 [37], A63 [38], C350TM [39] mit Arbeitsabstand l und Breitband-Entspiegelung um 1100 nm, Faser: [1].

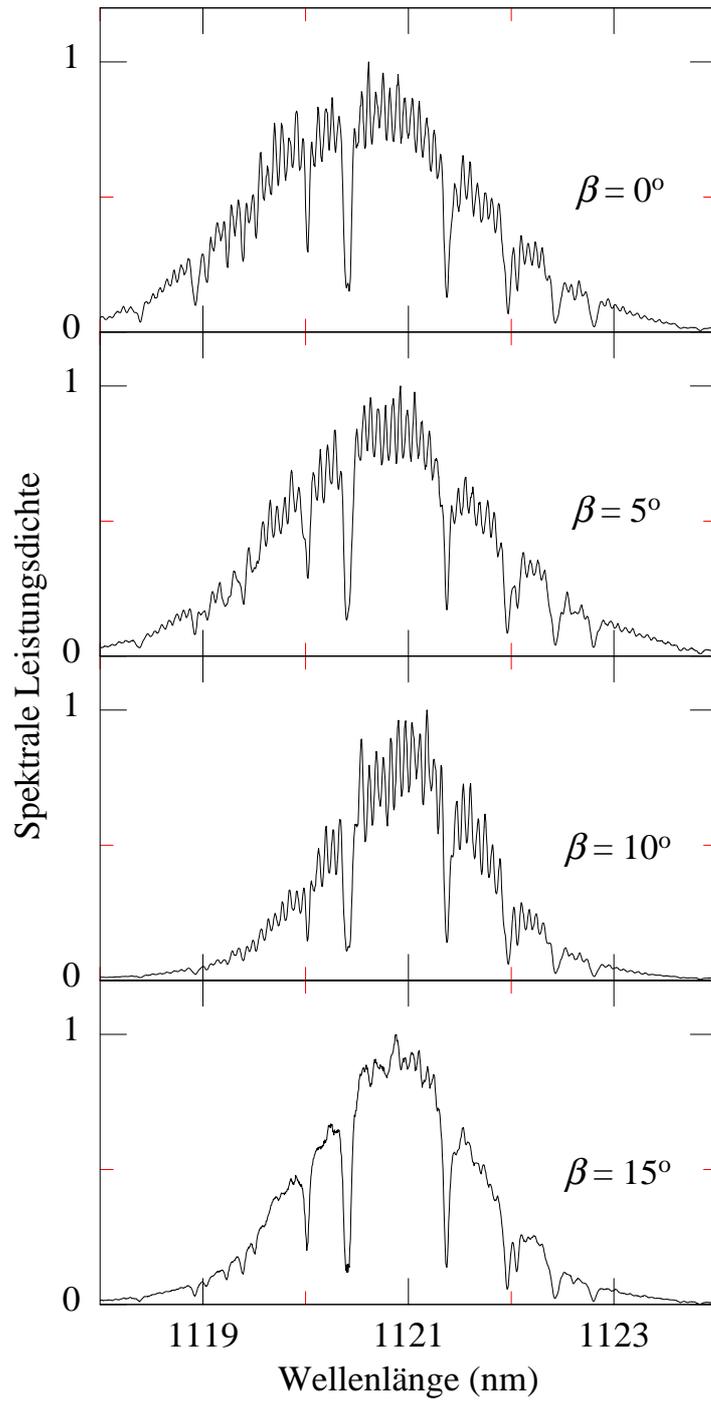


Abbildung 3.13: Emissionsspektren bei verschiedenen Schnittwinkeln β des offenen Faserendes, Linse A41 [37], Faser: [1].

gezeigten Experimenten auf die Entspiegelung des offenen Faserendes verzichtet.

Eine wirkungsvolle Methode, den Rückreflex am offenen Faserende zu vermeiden, ist der Schrägschnitt des Faserendes [59]. In diesem Fall verlässt das Licht die Faser nicht mehr in Richtung der Faserachse, sondern unter dem Winkel $\varepsilon = \arcsin(n_k \sin(\beta) - \beta)$ (Abb. 3.10 b)). Zur optimalen Ankopplung muß die Linse in Richtung dieser neuen Achse ausgerichtet werden. Im Experiment wurde sie entsprechend dem Nominal-Schnittwinkel (Schneidegerät) ausgerichtet. In Abb. 3.10 b) ist dargestellt, wie der von rechts einlaufende Strahl am schrägen Faserende unter dem Winkel $\arcsin(n_k \cdot \sin(\beta))$ zum Lot auftrifft und um den doppelten Winkel aus der optischen Achse herausreflektiert wird. Damit dieser Strahl den Resonator *vollständig* verlässt, muß dieser Winkel größer als der *volle* Akzeptanzwinkel der Faser sein:

$$2 \arcsin(n_k \sin(\beta)) \geq 2 \arcsin(N_A) .$$

Für eine numerische Apertur $N_A = 0.2$ ergibt dies $\beta \geq 7,6^\circ$. Analoge Überlegungen für die in die Faser zurück reflektierten Strahlen ergeben die gleiche Bedingung für β . Abbildung 3.13 zeigt Spektren eines Faserlasers für verschiedene Schnittwinkel β . Bei 0 Grad Schnittwinkel zeigt sich die der Linse entsprechende Struktur (Abb. 3.13 oben). Die Periode der Interferenz entspricht auch hier dem Arbeitsabstand l . Erst bei Schnittwinkeln deutlich größer als 10 Grad verschwindet die Interferenz, in guter Übereinstimmung mit obigen Überlegungen.

Die für die Laser aus Abb. 3.13 experimentell bestimmten Resonatorverluste zeigt Tabelle 3.2. Bei 5° Schrägschnitt steigen die Resonatorverluste sprunghaft an (um den Fresnel-Reflex $\approx 8\%$) und nehmen weiter stetig mit dem Schnittwinkel zu. Es ist jeweils zu entscheiden, ob Schrägschnitt der Faser Vorteile bietet, da die spektrale Empfindlichkeit mit zunehmenden Resonatorverlusten abnimmt.

Schnittwinkel ($^\circ$)	0	5	10	15	20
Verluste (%)	16.5	26.9	27.5	29	32

Tabelle 3.2: Experimentell ermittelte Umlaufverluste (%) vs. Schnittwinkel β .

3.5.2 Nichtstationäre Strukturen

Störende Strukturen im Spektrum können auch durch Doppelbrechung verursacht sein. Ein doppelbrechendes Medium innerhalb eines Laserresonators, in dem eine Polarisationsrichtung vorgegeben ist, wirkt als spektral selektives Lyot-Filter [60, 58]. Für die Erzielung glatter Spektren bei ICAS-Experimenten ist deshalb die exakte Ausrichtung der Resonator-Polarisation auf eine der Doppelbrechungsachsen – beispielsweise des Verstärker-Kristalls – notwendig [61, 16]. Anderenfalls ergibt sich für einen Laser mit einem doppelbrechenden Medium der Länge L_{Medium} und Doppelbrechung der Stärke Δn ($\Delta n =$ Brechungsindexdifferenz zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl) eine Verlustmodulation mit dem freien Spektralbereich:

$$\Delta\nu_{\text{Lyot}} = c / (L_{\text{Medium}} |\Delta n|) . \quad (3.9)$$

In einem Faser-Laser-Resonator mit einer Brewsterplatte im äußeren Teil des Resonators (Abb. 3.3) durchläuft das Licht die doppelte Faserlänge, d.h. in Gl. 3.9 ist $L_{\text{Medium}} = 2L_{\text{Faser}}$ einzusetzen. Die eingefügte Brewsterplatte (oder ein Prisma) muss exakt auf die Richtung einer Eigenpolarisation des Faser-Laser-Resonators ausgerichtet sein. Da die Orientierung der Doppelbrechungsachsen abhängig von der Wellenlänge des Lichtes ist, muss dies für jeden Betriebszustand des Lasers (Emissionswellenlänge, Temperatur, Leistung, etc..) neu erfolgen [41]. Die Einstellung der gewünschten Polarisationsrichtungen der Faser kann durch Biegung der Faser [62] oder indem die Faser selbst als „Faser-Schleifen-Polarisator“ genutzt wird [63] geschehen (für letztere Methode ist allerdings eine Faserlänge $\gg 1$ m notwendig).

Im Unterschied zu Kristallen ist die Doppelbrechung von Fasern stark abhängig von den Einflüssen der Umgebung. Amplitude und Orientierung der Doppelbrechung schwanken entlang der Faserachse unkontrolliert, Schwankungen im Zeitbereich ergeben sich durch Einflüsse der Umgebung. In einer realen Faser sind deshalb verschiedene Polarisationsmoden gekoppelt, d.h. Licht tritt von einer in die andere Mode über [52, 64]. Im Stehwellen-Faserlaser ist die Reflexion am verspiegelten und offenen Faserende ein weiterer – eventuell dominierender – Mechanismus, der die Polarisationsmoden koppelt. Für zwei Polarisations-Moden mit nicht übereinstimmenden Oszillations-Frequenzen (Gl.1.3) führt die Kopplung zu einem Verlust. Schwebung zwischen den Oszillationsfrequenzen der beiden Polarisations-Moden-Gruppen gibt eine Verlustmodulation äquivalent zu Gl. 3.9:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L_{\text{Faser}} |\Delta n_w|} \quad \Leftrightarrow \quad \Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L_{\text{Faser}} |\Delta n_w|} . \quad (3.10)$$

Dabei bezeichnet Δn_w die Differenz der effektiven Brechungsindizes $n_w = \beta/k_0$ der beiden Polarisationsmoden.

Abbildung 3.14 zeigt stationäre Spektren eines Yb^{3+} -dotierten Faser-Lasers mit $L_{\text{Faser}} = 77$ cm und $L_{\text{Resonator}} = 160$ cm bei verschiedenen Emissionswellenlängen (rechts, Mitte und links). Im äußeren Resonator befinden sich keine polarisationsselektiven Elemente und der Laser oszilliert in zwei gleich starken Polarisations-Moden. Die kurz (4 ms) belichteten Spektren (Abb. 3.14 oben) zeigen starke periodische Strukturen. Die beobachteten Strukturen entsprechen einem Etalon mit 20–60 GHz Dispersionsintervall, Schwebung zwischen Faser- und Resonatorlänge entspräche etwa 0.3 GHz. Da sich der spektralen Weite der Struktur keine entsprechende geometrische Länge im Resonator zuordnen läßt und die spektrale Position konstruktiver bzw. destruktiver Interferenz nicht stationär ist („laufende Spitzen“ im Spektrum, s. u.), scheidet ein Etalon als Ursache für diese Strukturen aus.

Abbildung 3.15 zeigt die aus den Strukturen in den Spektren bestimmten Perioden $\Delta\lambda$ vs. λ und die aus $\Delta\lambda$ nach Gl. 3.10 berechnete Brechungsindexdifferenz Δn_w . Da für die Faser [3] die Arbeitswellenlänge über der Abschneidewellenlänge liegt und Vermessung des Fernfeldes eine Gauß-förmige transversale Intensitätsverteilung ergab, oszilliert der Laser in der Grundmode. Nach Abb. 3.15 nimmt Δn_w mit dem Faser-Parameter V zu. Damit steht fest, dass Interferenz der Grundmode mit höheren (transversalen) Moden nicht Ursache der Strukturen sein kann, da die Ausbreitungskonstanten-Differenz zwischen diesen Moden mit der verallgemeinerten Frequenz V abnimmt [42, 54].

Transiente Analyse der Spektren zeigt, dass die Doppelbrechungsstruktur mit etwa 0.25 Hz bei $\approx \pm 30$ GHz Amplitude schwankt (spektrale Position der Spitzen). Diese Schwankungen führen zu glatten Spektren bei längeren Belichtungszeiten (Abb. 3.14 unten), die noch verbliebene Struktur entspricht dem „Linsenetalon“ (Abschnitt 3.5.1). Die beobachtete Zeitkonstante ist typisch für thermische Veränderungen. Periodische Temperaturschwankungen verursachen dann „hin und her laufende“ Spitzen. Mit einem Ausdehnungskoeffizienten für Silikatglas, $\alpha \approx 7 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, erhält man aus obiger Schwankungsamplitude $\Delta T \approx 0.05 \text{ C}^\circ$, wenn die Schwankungen auf Längenänderungen der Faser zurückzuführen sind.

Die gefundene effektive Brechungsindex-Differenz Δn_w ist deutlich größer, als für die Doppelbrechung einer Faser zu erwarten ist [52]. Ihr Wert lässt sich auch nicht mit einer Asymmetrie des Faserkerns (Gl. 3.5) erklären, jedoch zeigten die beobachteten Strukturen starke Reaktion auf zusätzliche Biegung und Quetschung der Faser. Somit ist die Ursache der Strukturen nicht ganz geklärt.

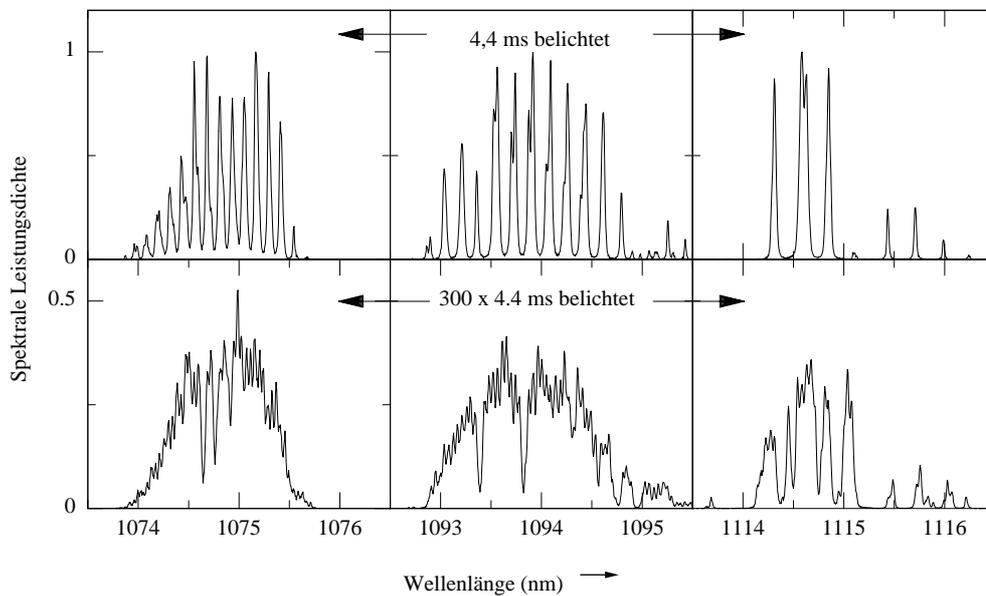


Abbildung 3.14: Spektren eines Yb^{3+} -dotierten Faserlasers bei verschiedenen Emissionswellenlängen. Faser Typ Nr. |3|, $L_{\text{Faser}} = 77$ cm, Linse L3: A136 |36|, $L_{\text{Resonator}} = 160$ cm. Oben: normierter, über 4.4 ms gemittelter spektraler Lichtfluss. Unten: 300×4.4 ms (aus ≈ 10 s) gemittelt, in gleicher Normierung wie oben.

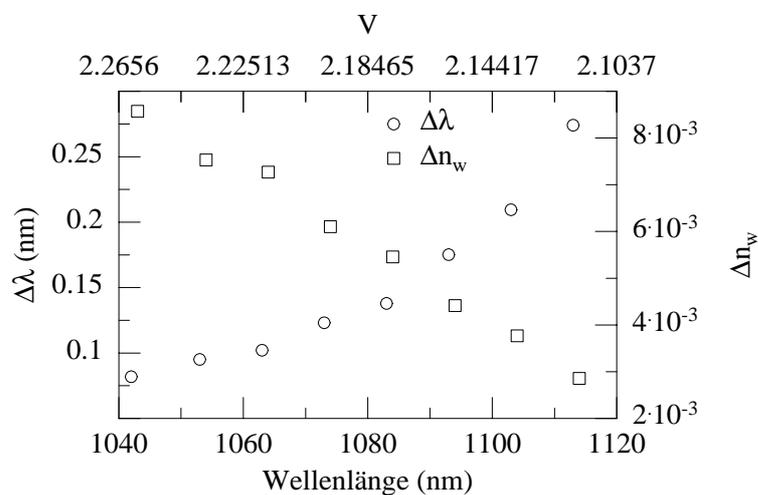


Abbildung 3.15: $\Delta\lambda$ (○) vs. λ bestimmt aus der zu Abb. 3.14 gehörenden Spektren-Serie. Ebenfalls dargestellt ist die aus $\Delta\lambda$ gemäß Gl. 3.10 ermittelte Brechungsindexdifferenz Δn_w (□). Die obere x-Achse zeigt die Abhängigkeit vom Faserparameter V .

3.6 Spektrale Dynamik und Empfindlichkeit

3.6.1 Messung der spektralen Dynamik

Der experimentelle Aufbau zur Aufnahme der spektralen Dynamik ist in Abbildung 3.16 gezeigt. Die Leistung des Dioden-Lasers wird unter die Schwellpumpleistung erniedrigt und das Spektrum des anschwingenden Faserlasers zeitaufgelöst aufgenommen. Der Faserlaser zeigt bei jedem Anschwingen Relaxationsschwingungen der Frequenz ν_0 (Abb. 3.17 b)). Ein optischer Deflektor AOD [29] lenkt das am Spiegel S2 ausgekoppelte Licht des Faserlasers während eines einstellbaren Zeitfensters der Breite $\Delta\tau$ (Abb. 3.17 c)) in den Gitterspektrographen [23]. Die CCD-Zeile am Ausgang des Spektrographen nimmt in ihrer Belichtungszeit der Dauer T_2 das Spektrum des Faserlasers während des Zeitfensters $\Delta\tau$, für T_2/T_1 Anschwingzyklen des Faserlasers, auf. Variation der Verzögerung des Fensters $\Delta\tau$ zum Anschwingzeitpunkt des Faserlasers ermöglicht die Aufnahme der Spektral-Dynamik. Die Verzögerung wurde so eingestellt, dass $\Delta\tau$ jeweils mit einer Relaxationsspitze überlappt. Ein Transientenrecorder [8] mittelt das Signal von x Belichtungsperioden der CCD-Zeile, so dass über $x \cdot T_2/T_1$ Anschwingzyklen gemittelte Spektren gespeichert werden. Die Mittelung der Spektren während der langen Belichtungszeit reduziert das spektrale Rauschen. Um zusätzlich die durch das „Linsenetalon“ (Abschnitt 3.5) verursachten Strukturen zu minimieren, ist die Linse L3 auf einem Piezo-Ring montiert und wird während der Messungen langsam (1 Hz) entlang der optischen Achse entsprechend einem angelegten Dreieck-Signal linear periodisch bewegt. Die Amplitude dieser Bewegung beträgt etwa $\pm\lambda$, die Position des Emissionsmaximums verändert sich hierdurch nur minimal.

Abbildung 3.18 zeigt die spektrale Dynamik eines Yb^{3+} -dotierten Faserlasers. Die Emission schwingt breit an und *kondensiert* im Zuge der Entwicklung zu einem schmalen stationären Spektrum. Diese Kondensation – Folge der Konkurrenz aller Moden – ist nur möglich, wenn die Verstärkung (hauptsächlich) *homogen* verbreitert ist, d.h. alle Moden um eine *gemeinsame* Inversion konkurrieren. Die Breite des stationären Spektrums ist durch entgegenwirkende Prozesse – Spontanemission, Modenkopplungen und Inhomogenität der Verstärkung – bestimmt.

Die spektrale Dynamik eines Nd^{3+} -Lasers mit ähnlichen Parametern ist in Abbildung 3.19 gezeigt. Das Spektrum schwingt ebenfalls breit an, *verbreitert* sich aber im Zuge der Entwicklung noch weiter. Dies ist Folge der inhomogenen Verbreiterung. Zunächst schwingen die Moden der zentralen Verstärungsklasse (geringste Verluste) an, nach Sättigung der Verstärkung dieser Moden dominieren andere Spektralbereiche.

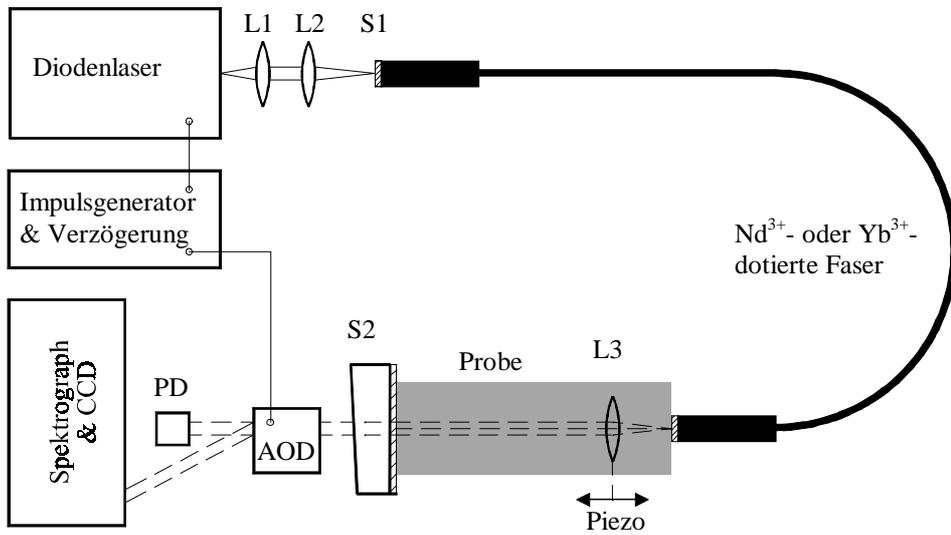


Abbildung 3.16: Experimenteller Aufbau zur Aufnahme der spektralen Dynamik.

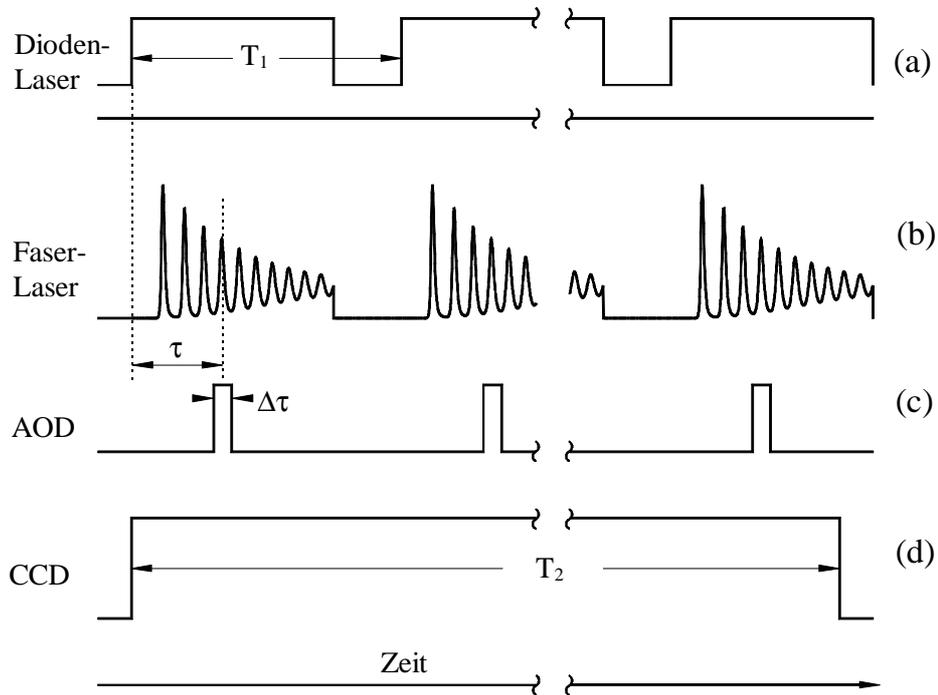


Abbildung 3.17: Mess-Schema zur Aufnahme der spektralen Dynamik.

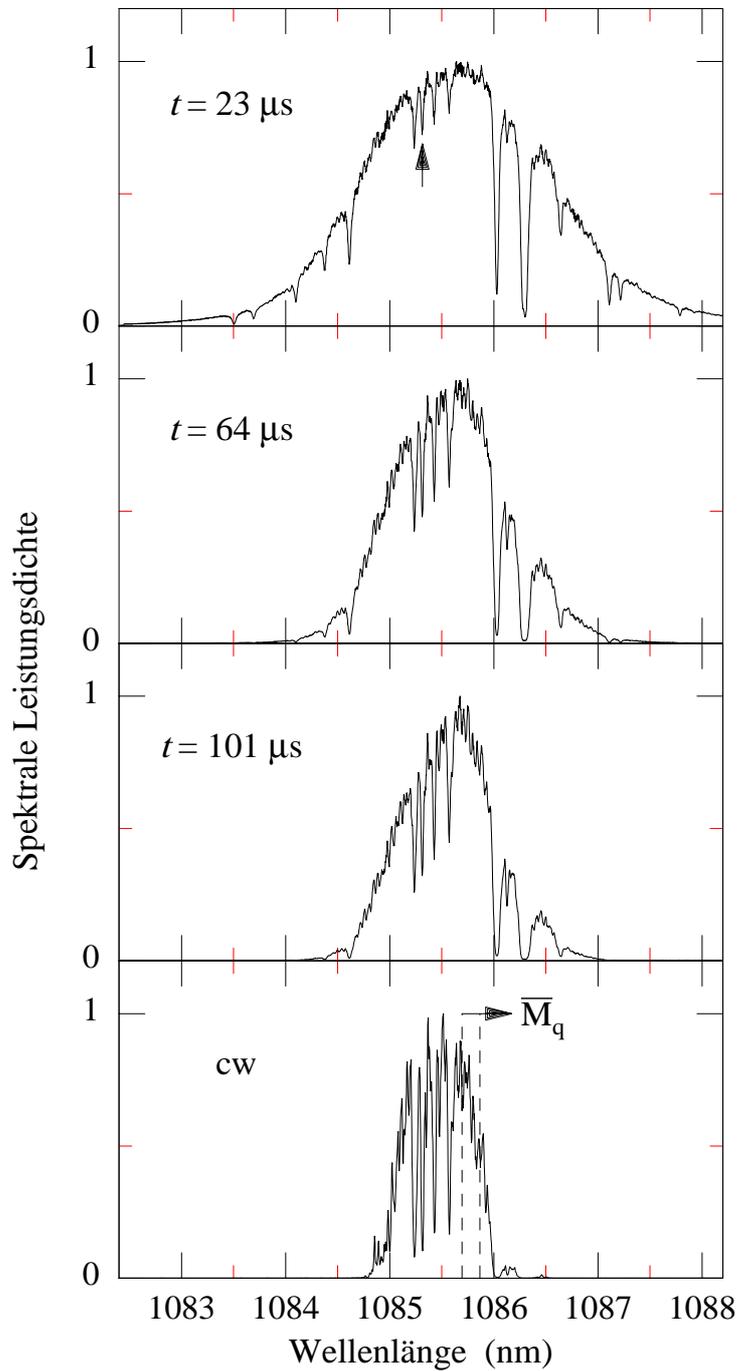


Abbildung 3.18: Spektrale Dynamik eines Yb³⁺-dotierten Faserlasers, die Spektren sind über 11000 Anschlagzyklen gemittelt. Faser: [3], Linse L3: A136 [36], $L_{\text{Faser}} = 78 \text{ cm}$, $L_{\text{Resonator}} = 190 \text{ cm}$, $\gamma = 9 \pm 2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, $\eta = 5.6$. Markierte Linie: $\lambda = 1085.31 \text{ nm}$, $\kappa = 0.55 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$. Gestrichelte horizontale Linien grenzen den Spektralbereich ein, der zur Ermittlung der mittleren Photonenzahl/Mode, \overline{M}_q , herangezogen wird (Abb. 3.25).

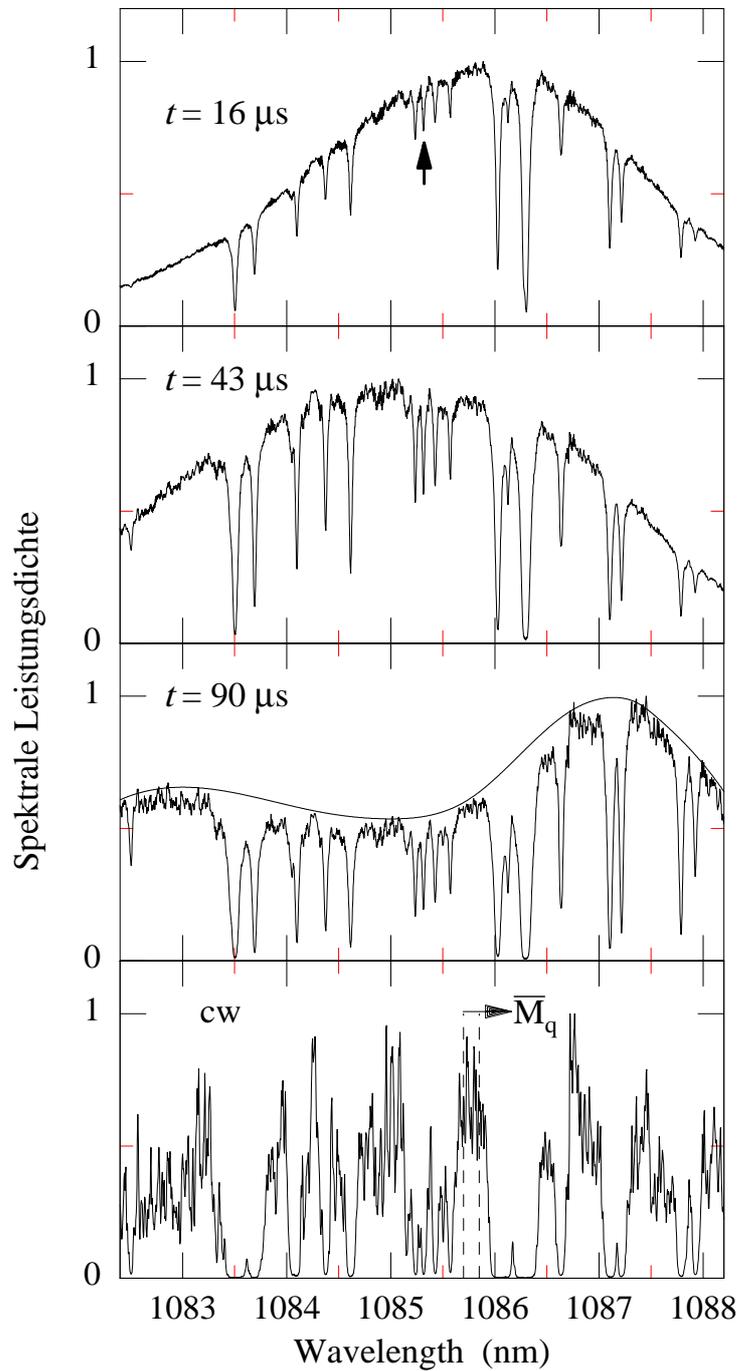


Abbildung 3.19: Spektrale Dynamik eines Nd³⁺-dotierten Faserlasers, die Spektren sind über 11000 Anschwingzyklen gemittelt. Faser: [1], $L_{\text{Faser}} = 78 \text{ cm}$, Linse L3: A136 [36], $L_{\text{Resonator}} = 190 \text{ cm}$, $\gamma = 9 \pm 1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, $\eta = 5.6$. Markierte Linie: $\lambda = 1085.31 \text{ nm}$, $\kappa = 0.55 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$. Gestrichelte horizontale Linien grenzen den Spektralbereich ein, der zur Ermittlung der mittleren Photonenzahl/Mode, \bar{M}_q , herangezogen wird (Abb. 3.25).

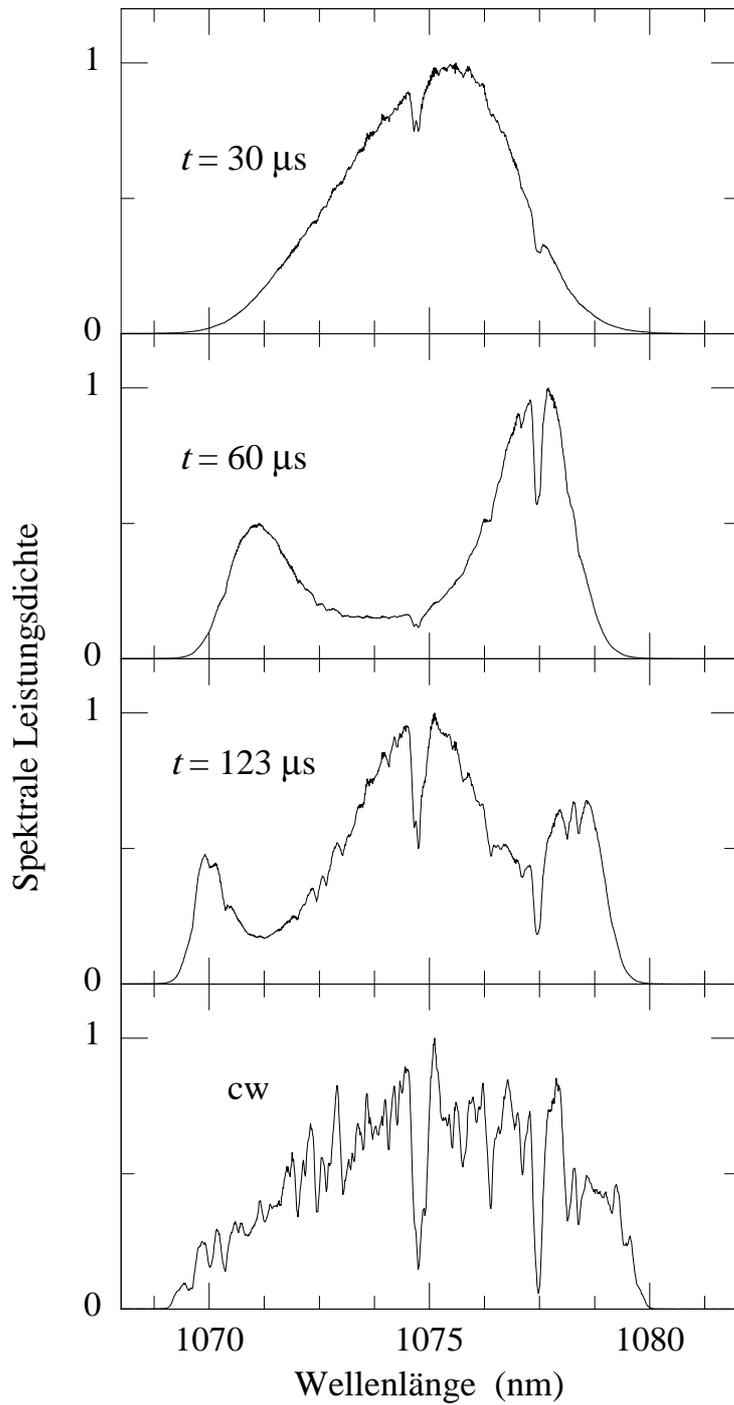


Abbildung 3.20: Spektrale Dynamik eines Nd³⁺-dotierten Faserlasers, die Spektren sind über 11000 Anschwingzyklen gemittelt. Faser: [1], $L_{\text{Faser}} = 78 \text{ cm}$, $L_{\text{Resonator}} = 190 \text{ cm}$, $\gamma = 9 \pm 1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, $\eta = 5$.

Das Wechselspiel zwischen den inhomogenen Verstärkungsklassen führt zu spektralen Wellen, nach deren Ausdämpfung sich ein breites, stationäres Spektrum einstellt. Die durch die inhomogene Verstärkung bestimmte Dynamik ist ausgeprägter in Abbildung 3.20 zu sehen. Hier ist der Laser in das Verstärkungsmaximum verstimmmt und das Spektrum mit niedrigerer Auflösung gemessen, so dass das gesamte Spektrum von der CCD-Zeile erfasst wird. Der spektrale Abstand der beiden Spitzen im Spektrum bei $t = 60 \mu s$ beträgt etwa 6 nm und entspricht $2\Delta\nu_{\text{hom}} \approx 60 \text{ cm}^{-1}$.

Auch bei Erhöhung von η verbreitert sich dieses Spektrum nicht weiter. Es wird von dem Verlauf der Resonatorverluste, die von der Linse L3 (Abb. 3.16) bestimmt werden, eingegrenzt.

3.6.2 Spektrale Eichung und Bestimmung der Absorptionsweglänge durch Vergleich mit HITRAN-Referenzspektren

Mit dem Programm TRANS [6] können, basierend auf der HITRAN-Datenbank (**h**igh resolution **t**ransmission molecular absorption database [7]), Transmissionspektren wählbarer Gasgemische berechnet werden. Dazu wird die Zusammensetzung der Modell-Atmosphäre, d.h. die Partialdrücke P_{part} der Molekülspezies, der Gesamtdruck P , Temperatur T und die Absorptionsweglänge l als Parameter benötigt. Für normale Drücke, $P \approx 1 \text{ atm}$, dominiert Druckverbreiterung, die Linie ist Lorentz-förmig.

Durch Vergleich der spektralen Lage der Absorptionslinien in gemessenen und berechneten Spektren kann die absolute Wellenlänge sowie die Dispersion des Spektrographen geeicht werden. In Abb. 3.21 bestätigt die Übereinstimmung der Lage aller Absorptionslinien die richtige spektrale Eichung des Spektrographen.

Für die Bestimmung der Absorptionsweglänge werden die Tiefe und Breite der Linien in gemessenen und berechneten Spektren verglichen. Tiefe und Breite der Linien werden durch die im Experiment vorliegende Variation des Gesamtdrucks nur geringfügig beeinflusst, entscheidend ist die Berechnung der Spektren mit dem richtigen Partialdruck des absorbierenden Moleküls. Da alle zur Eichung der Spektren und zur Bestimmung der Absorptionslänge herangezogenen Absorptionslinien Obertöne des H_2O -Moleküls sind, wurde während der Messung die relative Luftfeuchtigkeit und die Temperatur im Resonator gemessen [5]. Aus gemessener Temperatur und relativer Feuchtigkeit wurde der absolute H_2O -Partialdruck berechnet (Anhang A.1) und mit dem über den Laser-Resonator gemittelten Wert im TRANS-Programm Transmissionsspektren verschiedener Weglängen l berechnet und mit gemessenen Spektren verglichen.

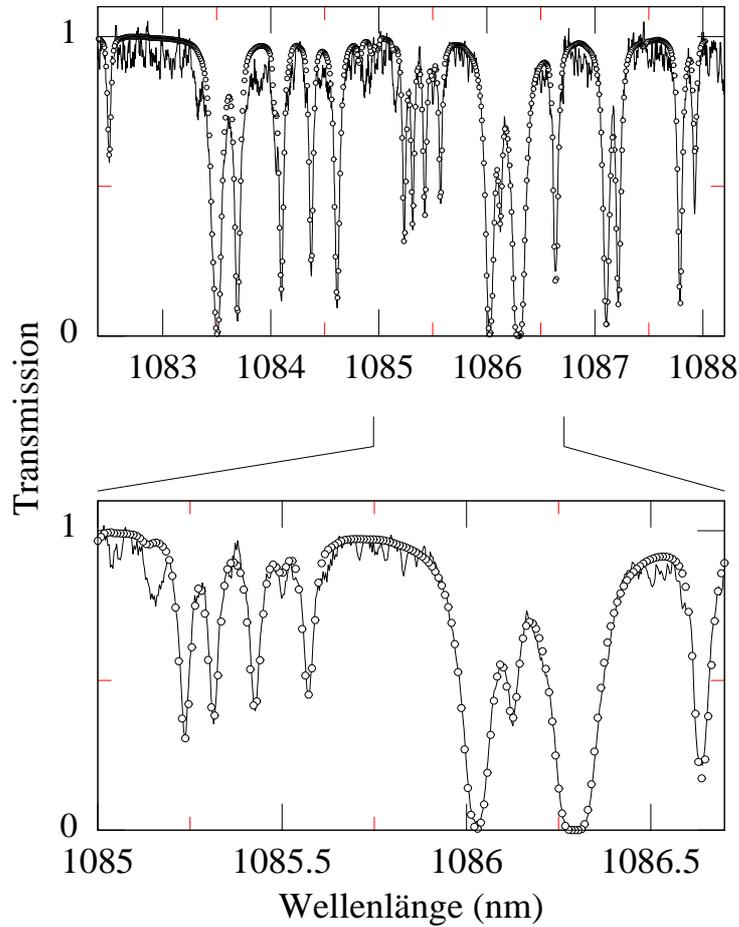


Abbildung 3.21: Anpassung eines berechneten HITRAN-Spektrums (Kreise) an das gemessene Spektrum mit $t = 90 \mu s$ aus Abb. 3.19 (durchgezogene Linie). Das gemessene Spektrum wurde auf Eins normiert, das HITRAN-Spektrum für die Absorptionsweglänge $l = 25.53 \text{ km}$ berechnet und entsprechend dem Auflösungsvermögen $4 \cdot 10^4$ mit der Apparatefunktion gefaltet.

Der benutzte Spektrograph [23] ist ein „1m-Czerny-Turner Scanning Spectrometer“, d.h. das Bild des Eintritts-Spalt es wird von einem Spiegel der Brennweite $f = 1000 \text{ mm}$ nach einmaliger Reflexion am Gitter in die Bildebene abgebildet. Dort befindet sich entweder der Austrittsspalt („Monochromator-Betrieb“) oder eine Diodezeile [24,25] („Polychromator-Betrieb“). Das Gitter hat $N = 29600$ Furchen bei $B = 100 \text{ mm}$ Breite, es ist für maximale Reflexion in die Beugungsordnung $m = 4$ optimiert, maximale Auflösung wird bei Nutzung der Ordnung $m = 5$ erreicht. Für den

Größe	Formel	Wert
Auflösungsvermögen (theoretisch)	$\lambda/\Delta\lambda = \frac{2B\sin(\Theta_{Blaze})}{\lambda} = Nm$	$1.48 \cdot 10^5$
Auflösungsvermögen d. Systems (experimentell)	Beugung an Apperturen + Begrenzung d. Diodenzeile	$4 \cdot 10^4$
lineare Dispersion	$\frac{d\lambda}{d\tau} = \frac{1}{f} \frac{\lambda}{2 \tan \Theta}$	$3.4 \cdot 10^{-4} nm/\mu m$
Pixeldispersion	$d\lambda/Pixel$	$3.4 \cdot 10^{-3} nm/Pix$
Auflösungsintervall (exp.)	$d\lambda = \lambda/(4 \cdot 10^4)$	$2.75 \cdot 10^{-2} nm$

Tabelle 3.3: Eigenschaften der Spektralanalyse mit Spektrograph [23] und CCD-Zeile [24], Beugungsordnung $m = 5$ und $\lambda = 1.1 \mu m$, nach [58, 65].

gegebenen Spektrographen erhält man beste Ergebnisse bei optimaler Spaltbreite δx sowohl für Eintritts- als auch Austrittsspalt, die sich durch optimale Ausleuchtung des Gitters ergibt (das Gitter ist hier das das Öffnungsverhältnis des Spektrographen begrenzende Element): $\delta x \approx 2\lambda f/B$. Für den gegebenen Spektrographen ist $\delta x \approx 20 \mu m$. Um bei optimaler Auflösung möglichst viel Licht im Spektrographen zu haben, muss schliesslich die Einkopplung an das Öffnungsverhältnis angepasst werden. Theoretisches und experimentell erreichtes Auflösungsvermögen, lineare Dispersion und Pixeldispersion am Ausgang des Spektrographen sowie das Auflösungsintervall für das benutzte Nachweissystem mit $m = 5$ und $\lambda \approx 1.1 \mu m$ sind in Tabelle 3.3 zusammengestellt.

Das experimentell ermittelte Auflösungsintervall umfasst etwa 10 Pixel der Diodenzeile. Für die Apparatefunktion wurde die theoretische Form $sinc^2[-\pi, \pi]$ gewählt [65] und Abweichungen durch die Faltung mit dem Pixel-Profil der Diodenzeile vernachlässigt. Die Breite der Apparatefunktion ist nicht erheblich schmäler als die der gemessenen Absorptionslinien. Deshalb sind die Linien in gemessenen Spektren – bei gleicher Tiefe – breiter als in berechneten Spektren. Um dies zu korrigieren und gemessene mit berechneten Spektren vergleichen zu können, wurden die berechneten Spektren mit der Apparatefunktion gefaltet. Die richtige spektrale Breite der Apparatefunktion wurde iterativ ermittelt, indem die Breite variiert wurde, bis berechnete und gemessene Spektren in Breite und Tiefe der Linien bestmöglich übereinstimmen. Ein Beispiel für dieses Vorgehen ist in Abbildung 3.21 gezeigt. Hier wurde zu einem Spektrum mit $90 \mu s$ Entwicklungszeit durch Anpassung eines HITRAN-Spektrums die Absorptionsweglänge L_{eff} zu 25.53 km bestimmt. Die unabhängige Bestimmung von L_{eff} bestätigt somit den Zusammenhang $L_{eff} = ct = 3 \cdot 10^8 \cdot 90 \cdot 10^{-6} = 27 \text{ km}$ mit guter Genauigkeit.

Anwendung des Verfahrens auf verschiedene gemessene Spektren gibt mit 5 % Genauigkeit gleiche Breiten für die Apparatefunktion. Mit der mittleren Apparatefunktion wurden anschließend alle berechneten Spektren gefaltet. Jedes gemessene Spektrum wurde mit berechneten und gefalteten Spektren verschiedener Absorptionsweglängen verglichen. Die Absorptionsweglänge l des Spektrums mit bester Übereinstimmung entspricht dann der äquivalenten Absorptionslänge L_{eff} .

3.6.3 Zeitliche Entwicklung von L_{eff}

Durch die Anpassung gemessener Spektren an HITRAN-Spektren kann die effektive Absorptionslänge L_{eff} unabhängig von der Laser-Entwicklungszeit ermittelt werden. Bestimmung von L_{eff} für alle Spektren einer spektralen Dynamik erlaubt die Überprüfung der Gültigkeit des modifizierten Lambert'schen Gesetzes $L_{\text{eff}} = ct$. Die aus den Spektral-Dynamiken der Abbildungen 3.19 und 3.18 bestimmten $L_{\text{eff}}(t)$ sind in Abb. 3.22 gezeigt. Der Nullpunkt der Zeitskala ist jeweils durch die Bedingung bestimmt, dass für die effektive Absorptionslänge des jeweils ersten Spektrums (erster Relaxationspeak nach Einschalten der Pumpenanregung) $L_{\text{eff}} = ct$ gilt. Für den absoluten Zeitpunkt der ersten Relaxationsspitze ergibt sich in dieser Weise typischerweise eine halbe Periode der Relaxationsoszillation.

Die Absorption im Laserresonator folgt der Gleichung 1.5 bis etwa $t = 100 \mu\text{s}$ (Yb^{3+}) bzw. $200 \mu\text{s}$ (Nd^{3+}), danach steigt L_{eff} langsamer an und sättigt im cw-Betrieb. Die spektralen Sättigungszeiten ergeben sich aus der Extrapolation des linearen Anstiegs $L_{\text{eff}} = ct$ auf die stationären Werte, jeweils als gestrichelte Linie ist $t_s = L_{\text{eff,max}}/c = 200$ bzw. $450 \mu\text{s}$ eingetragen. Bei gleichen Parametern ist der Nd^{3+} -Laser in diesem Experiment etwa 2-fach empfindlicher als der Yb^{3+} -dotierte Laser. Im Rahmen der Fehlergrenzen gilt das modifizierte Lambert'sche Gesetz zu Beginn der Laser-Oszillation, was hier zum ersten Mal für Faser-Laser explizit gezeigt wird.

Wie in Abbildung 3.22 zu sehen, gibt es insbesondere für den Yb^{3+} -dotierten Laser Abweichungen von Gl. 1.6, d.h. L_{eff} steigt zunehmend langsamer als ct . Wie stark diese Abweichung von Gl. 1.6 im Experiment ist, hängt zudem noch von der Stärke der Absorptionslinie ab. Abbildung 3.23 zeigt $L_{\text{eff}}(t)$ bei Auswertung verschiedener Linienstärken. Der Bereich auswertbarer Absorptionslinien ist hier begrenzt durch das spektrale Rauschen (kleines κ) und durch zu starke Absorption (großes κ). Die Steigung von $L_{\text{eff}}(t)$ ist umso flacher und die Abweichung von $L_{\text{eff}} = ct$ umso größer, je größer der Absorptionskoeffizient κ ist.

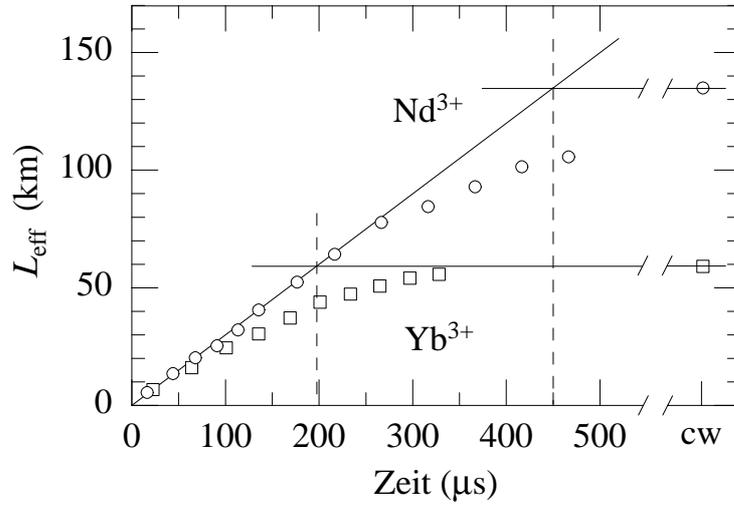


Abbildung 3.22: Aus Anpassung der in den Abb. 3.18 bzw. 3.19 markierten Linie aller Spektren der Zeitserien bestimmte äquivalente Absorptionslängen $L_{\text{eff}}(t)$. Durchgezogene Linien bezeichnen $L_{\text{eff}} = ct$ bzw. stationäre Werte $L_{\text{eff,max}}$, die gestrichelten Linien $t_s = L_{\text{eff,max}}/c$.

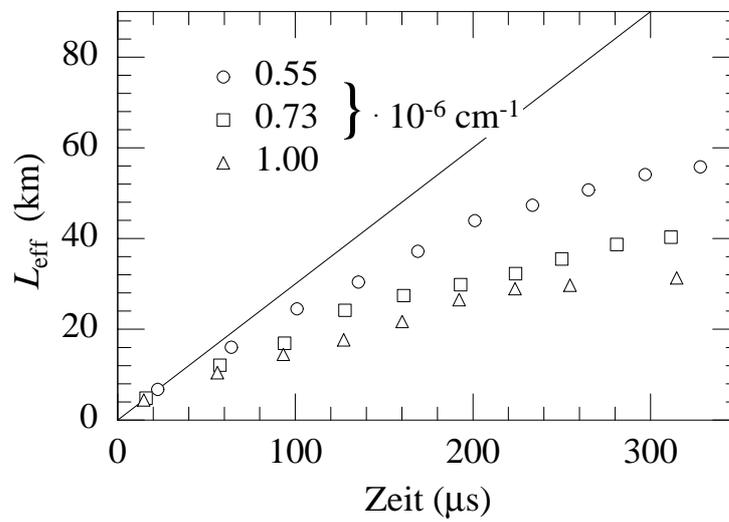


Abbildung 3.23: Äquivalente Absorptionslängen $L_{\text{eff}}(t)$ für den Yb^{3+} -dotierten Laser aus Abb. 3.18 bei unterschiedlichen Absorptionskoeffizienten κ , die durchgezogene Linie bezeichnet $L_{\text{eff}} = ct$. Ausgewertet wurden drei Spektral-Dynamiken mit Linien bei $\lambda = 1085.31, 1084.36, 1088.54 \text{ nm}$ ($\kappa = 0.55, 0.73, 1 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$).

3.6.4 Spektrale Empfindlichkeit bei Variation des Pumpparameters

Messung stationärer Emissionsspektren für verschiedene Pumpleistungen und Vergleich mit HITRAN-Referenzspektren gibt Information über die Abhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit vom Pumpüberschuss $\eta - 1$. Das Ergebnis dieses Vorgehens für die beiden Laser aus den Abb. 3.19 und 3.18 ist in Abbildung 3.24 gezeigt. Die Empfindlichkeit des Nd^{3+} -Lasers ist innerhalb der Fehlergrenzen bis $\eta \approx 20$ unabhängig vom Pumpüberschuss. Hingegen ist der Yb^{3+} -Laser weniger empfindlich und die Empfindlichkeit sinkt bei Erhöhung von η auf 5 um etwa die Hälfte.

Weiteren Einblick gibt die Darstellung L_{eff} vs. spektraler Leistungsdichte bzw. Zahl der Photonen/Mode, da insbesondere der Nd^{3+} -dotierte Faserlaser sich mit η stark spektral verbreitert. Abbildung 3.25 zeigt die Daten aus Abb. 3.24 in dieser Darstellung. Hierzu wurde für jedes Spektrum ermittelt, welcher Anteil am Gesamt-Lichtfluß sich in dem in den Abbildungen 3.19 und 3.18 gezeigten Spektral-Intervall (gestrichelte Linien) befindet und hieraus unter der Annahme, dass alle Moden oszillieren, eine mittlere Photonenzahl/Mode, \overline{M}_q , berechnet. Für den Yb^{3+} -dotierten Faserlaser sinkt $L_{\text{eff,max}}$ stetig mit der Photonenzahl \overline{M}_q , die fast proportional zum Pumpüberschuss $\eta - 1$ steigt. Für den Nd^{3+} -dotierten Faserlaser nimmt \overline{M}_q bis $\eta \approx 20$ deutlich langsamer als der Pumpüberschuss zu, in diesem Bereich ist $L_{\text{eff,max}}$ unabhängig von \overline{M}_q . Bei starkem Pumpen ($\eta > 20$, \bullet -Symbole in Abb. 3.25) sinkt die spektrale Empfindlichkeit auch für den Nd^{3+} -dotierten Faserlaser.

Um auch für den Yb^{3+} -dotierten Faserlaser Pumpparameter $\eta > 5$ zu realisieren, wurde statt der Laserdiode ein Ti-Saphir-Laser [13] als Pumpquelle eingesetzt, der übrige Aufbau blieb unverändert wie in Abb 3.16. Die Spektren dieses Lasers sind im linken Teil von Abb. 3.26 gezeigt, im rechten Teil sind Spektren des (diodengepumpten) Nd^{3+} -dotierten Lasers bei ähnlichen Pumpparametern zu sehen. Die Abbildung veranschaulicht die größere Empfindlichkeit des Nd^{3+} -dotierten Lasers, sowie die sehr starke Abnahme der Empfindlichkeit des Yb^{3+} -dotierten Lasers bei großem Pumpparameter. Für den Nd^{3+} -dotierten Laser ist die Empfindlichkeit bei niedrigeren Pumpparametern ($\eta = 1.6$ und 9.9) konstant und nimmt bei sehr starkem Pumpen ($\eta = 45$) ebenfalls ab, Abbildung 3.27 fasst den qualitativen Verlauf der Empfindlichkeit zusammen. Hierzu ist das Absorptionssignal $K(\eta)$ der in Abb. 3.26 markierten Linie, bestimmt aus dem Kontrast des Lichtflusses in Linienmitte und dem maximalen Lichtfluss in der Nachbarschaft, dargestellt.

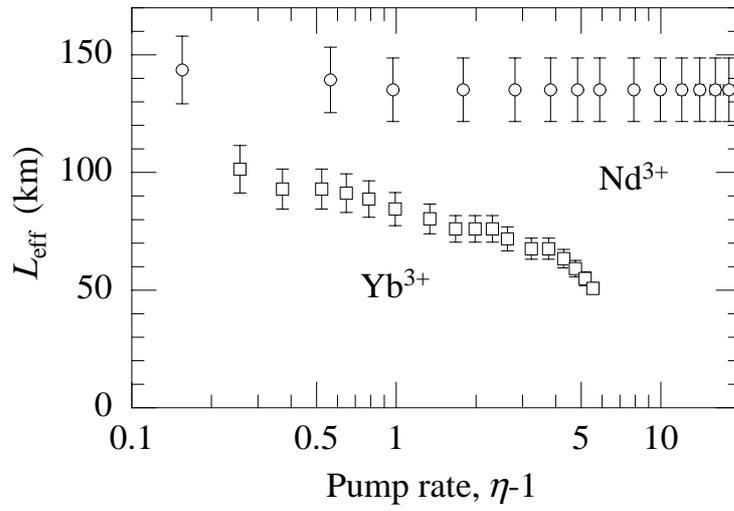


Abbildung 3.24: Durch Anpassung von HITRAN-Spektren bestimmtes $L_{\text{eff,max}}(\eta - 1)$ für die beiden Laser aus Abbildungen 3.19 bzw. 3.18, ausgewertet wurde die dort markierte Linie bei $\lambda = 1085.31$ nm.

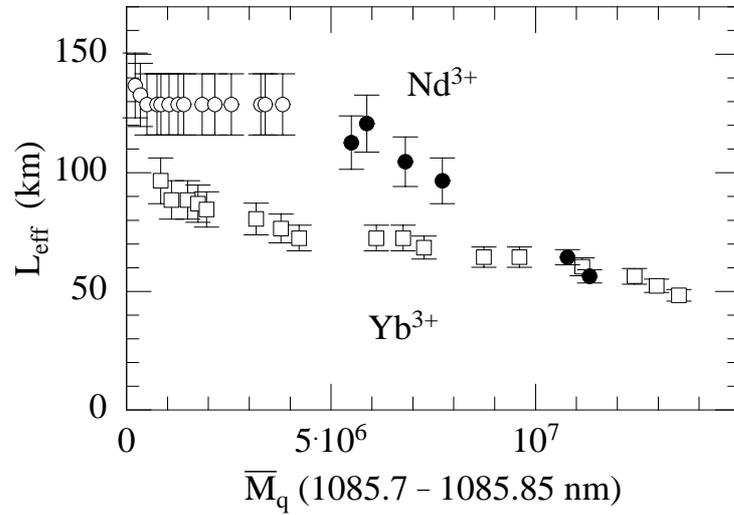


Abbildung 3.25: Die Daten aus Abb. 3.24 (\square und \circ) in der Darstellung $L_{\text{eff,max}}$ vs. \overline{M}_q (mittlere Photonenzahl je Mode im Spektralintervall 1085.7 – 1085.85 nm). Für den Nd^{3+} -dotierten Laser sind weitere 6 Messpunkte hinzugenommen (\bullet), diese Punkte entsprechen $\eta = 25 - 45$.

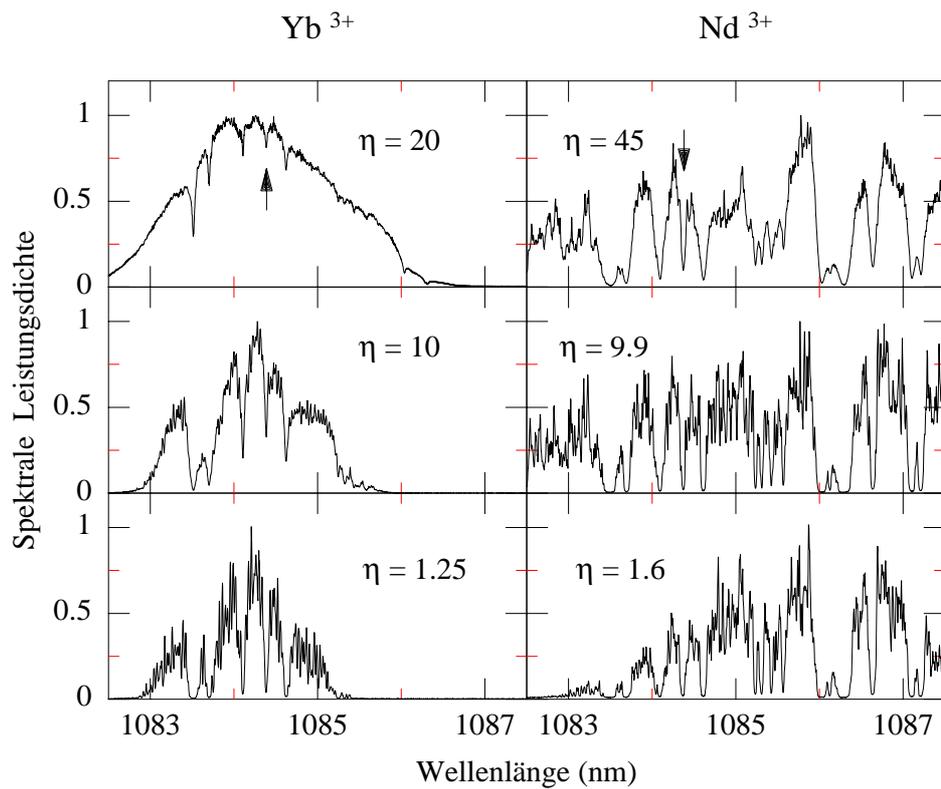


Abbildung 3.26: Stationäre Emissionsspektren eines Yb^{3+} -dotierten (links) und Nd^{3+} -dotierten (rechts) Faserlasers bei verschiedenen Pumpparametern, Faser: [3] bzw. [1], Linse L3: A136 [36], $L_{\text{Faser}} = 78$ cm, $L_{\text{Resonator}} = 190$ cm, der Yb^{3+} -dotierte Faserlaser wurde mit einem TiSa-Laser gepumpt.

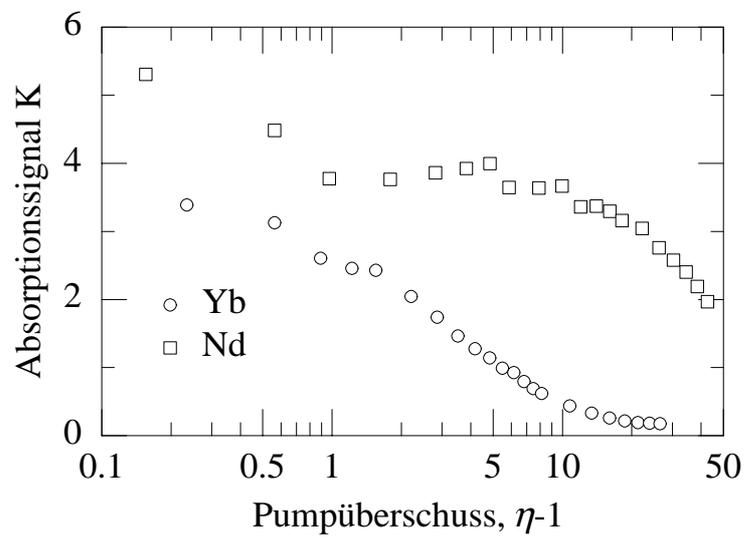


Abbildung 3.27: Absorptionssignal der in Abb. 3.26 markierten Linie.

3.7 Yb^{3+} -Faser-Laser-Dynamik bei Abkühlung der Faser

Die vom Pumpparameter fast unabhängige Emissionsbreite (Abb. 3.6) sowie die spektrale Kondensation des Spektrums (Abb. 3.18) des Yb^{3+} -dotierten Faser-Lasers sind verständlich, wenn die Verstärkung innerhalb der von der Linse $L3$ begrenzten Emissionsbreite hauptsächlich homogen verbreitert ist. Desweiteren werden Yb^{3+} -dotierte Faser-Laser bei Emission mit $\lambda \gg 1040$ nm als (quasi)-4-Niveau System behandelt.

Abkühlung der Faser sollte Einfluß auf die homogene Breite haben, die sich bei Abkühlung verringert (Gl. 2.1). Für ein 3-Niveau System tragen Reabsorptionsverluste in ungepumpten Bereichen zu den Resonatorverlusten bei, die bei Abkühlung abnehmen werden, da die thermische Besetzung des unteren Laserniveaus bei Abkühlung geringer ist.

Im Folgenden werden Ergebnisse für einen Yb^{3+} -dotierter Faserlaser gezeigt, dessen mittlerer Teil der Faser (80 %) in flüssigen Stickstoff eingetaucht werden konnte, d.h. für diesen Teil der aktiven Ionen war die Temperatur wahlweise 300 oder 77 K, dabei wurden auch die übrigen Faser-Abschnitte (auf eine unbekannte Temperatur) abgekühlt.

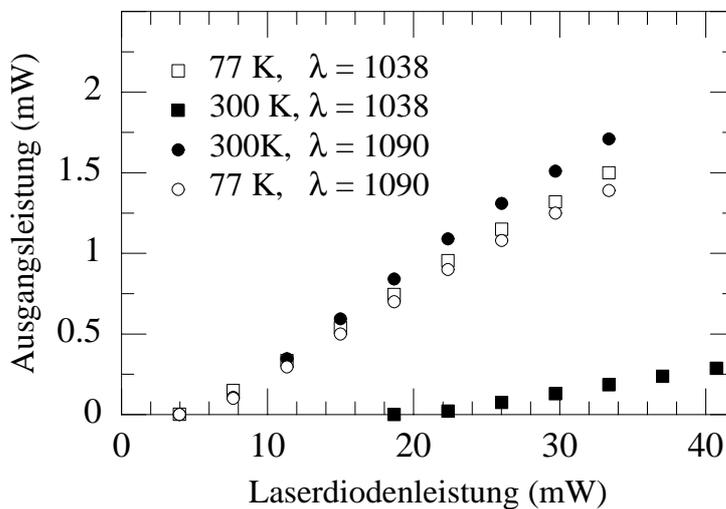


Abbildung 3.28: Kennlinien eines Yb^{3+} -dotierten Faserlasers bei verschiedenen Temperaturen und Emissionswellenlängen, Faser Typ Nr. |3|, $L_{\text{Faser}} = 77$ cm, $L_{\text{Resonator}} = 103$ cm.

Abbildung 3.28 zeigt Kennlinien dieses Faserlasers. Die von der Temperatur unabhängigen Schwellenwerte für Oszillation bei 1090 nm (und die zugehörigen Verluste) bestätigen, dass der Laserübergang im Yb^{3+} -Ion für $\lambda \gg 1.04 \mu\text{m}$ ein quasi-4-Niveau Übergang ist. Demgegenüber sind Verluste und Schwellpumpleistung des Yb^{3+} -Lasers bei $\lambda = 1.04 \mu\text{m}$ aufgrund von Reabsorptionsverlusten bei Raumtemperatur stark erhöht.

Die Abbildungen 3.29 und 3.30 zeigen die Spektral-Dynamik für die beiden Emissionswellenlängen jeweils bei Raumtemperatur und 77 K. Der Yb^{3+} -dotierte Faser-Laser zeigt bei tiefer Temperatur spektrale Wellen wie der Nd^{3+} -dotierte Laser bei Raumtemperatur. Da Verluste und Verstärkung im Fall der Emission bei 1090 nm unverändert bleiben, kann die Veränderung der spektralen Dynamik auf eine veränderte homogene Breite der Verstärkung zurückgeführt werden. Durch Abkühlung wird $\Delta\bar{\nu}_{hom}$ kleiner als die Breite der Nettoverstärkung und in der Spektral-Dynamik zeigt sich der Energie-Austausch zwischen homogenen Klassen (spektrale Wellen).

Die Spektren bei 1040 nm in Abb. 3.29 zeigen eine periodische Struktur. Diese ist verursacht durch eine starke Biegung der Faser im Stickstoff-Behälter, die Doppelbrechung hervorruft. Aufgrund der festen Temperatur ist diese Struktur sehr stabil. Über die Empfindlichkeit gegen ICA kann keine Aussage getroffen werden, da keine Absorptionslinien zu sehen sind.

Bei 1090 nm sind die spektralen Wellen weniger ausgeprägt, da die Verluste geringer und damit die Relaxations-Oszillationen weniger stark sind. Deutlich ist die starke Verbreiterung des Spektrums und die Zunahme der Empfindlichkeit bei 77 K, man vergleiche die Absorptionslinien in den Spektren zu 250 bzw. 270 μs . Durch die Verbreiterung des Spektrums bei gleichbleibender Laserleistung reduziert sich bei niedrigen Temperaturen die spektrale Leistungsdichte bzw. \overline{M}_q , was die spektrale Empfindlichkeit erhöht (vgl. Abb. 3.25).

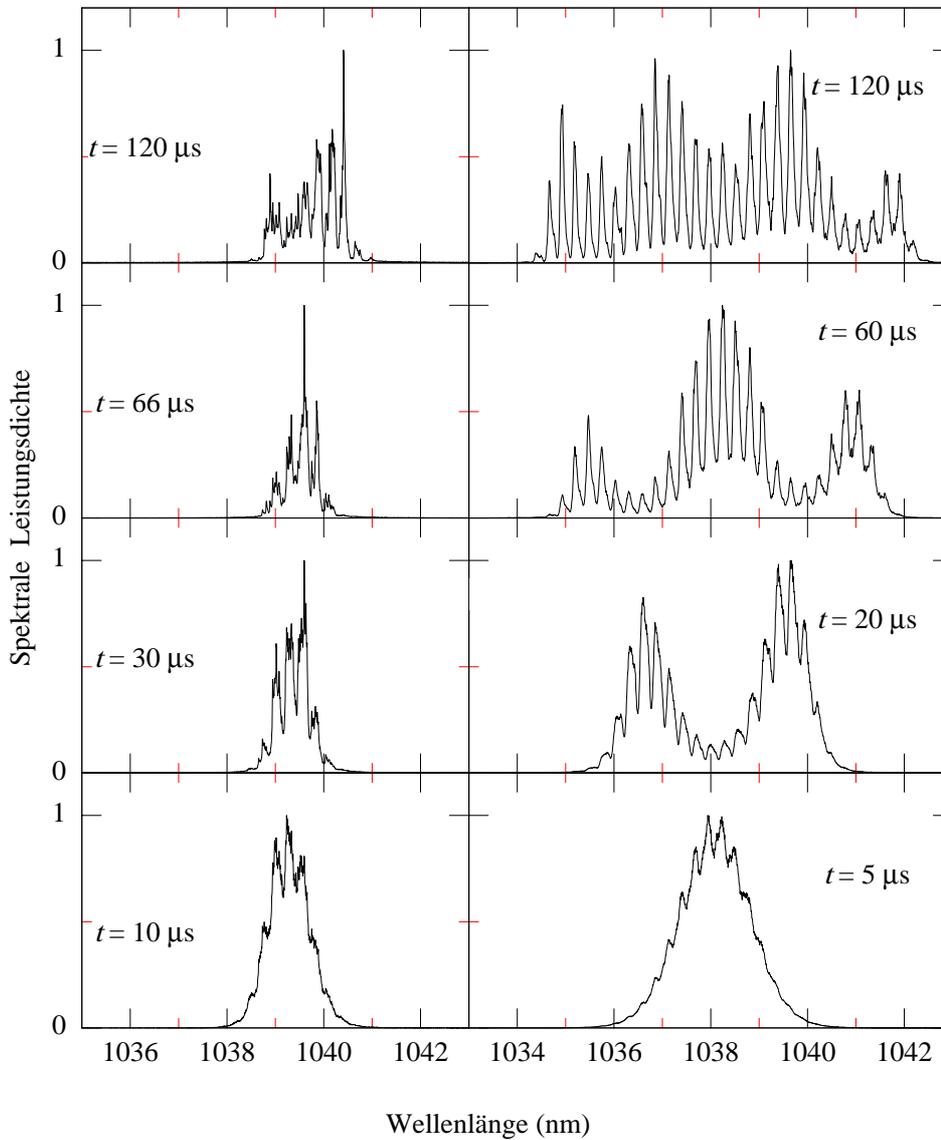


Abbildung 3.29: Spektrale Dynamik eines Yb^{3+} -dotierten Faserlasers bei 1040 nm für Raumtemperatur (links) und 77 K (rechts), Faser Typ Nr. |3|, $L_{\text{Faser}} = 77 \text{ cm}$, $L_{\text{Resonator}} = 103 \text{ cm}$. Die Spektren sind über 2800 Anschwingzyklen gemittelt.

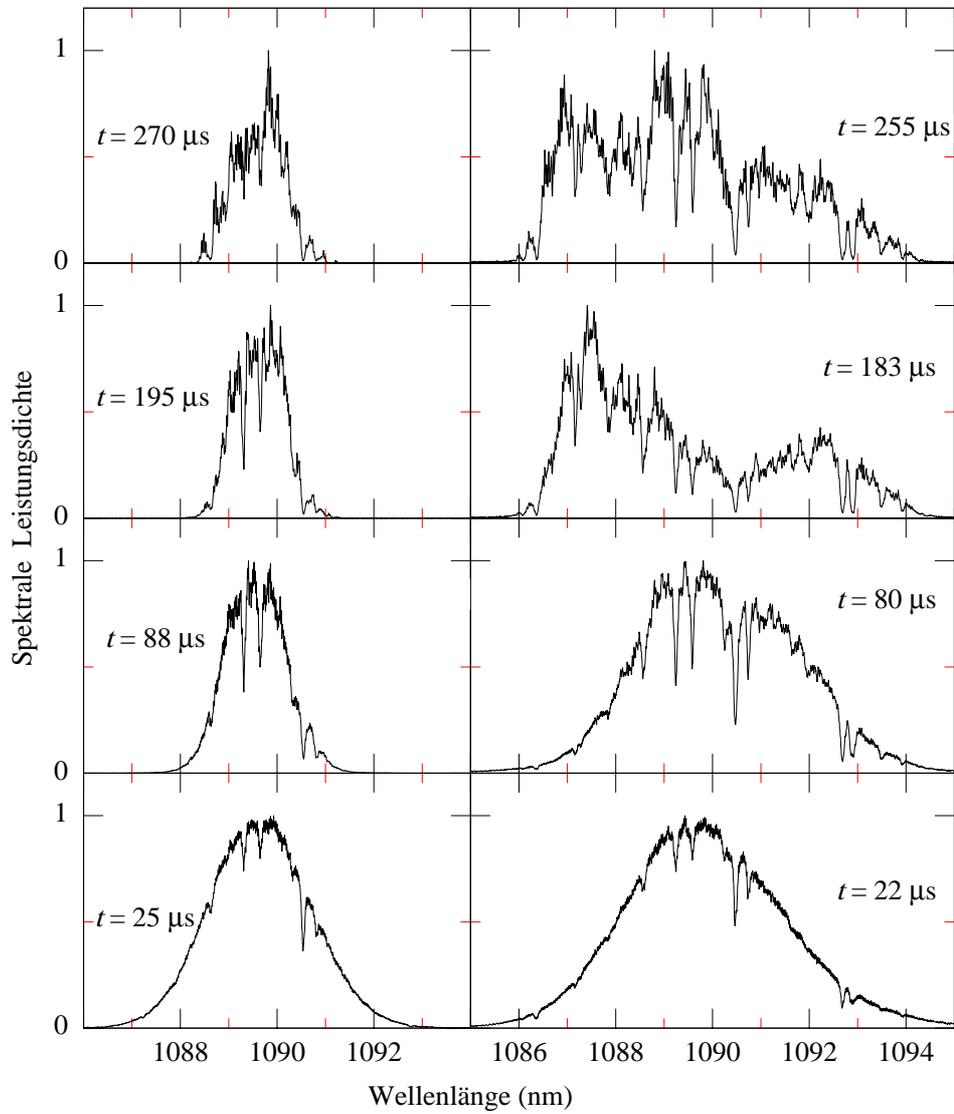


Abbildung 3.30: Spektrale Dynamik eines Yb^{3+} -dotierten Faserlasers bei 1090 nm für Raumtemperatur (links) und 77 K (rechts), Faser Typ Nr. |3|, $L_{\text{Faser}} = 77$ cm, $L_{\text{Resonator}} = 103$ cm. Die Spektren sind über 2800 Anschwingzyklen gemittelt.

3.8 Zusammenfassung der Ergebnisse

Es wurde gezeigt, dass Stehwellen-Faserlaser für ICAS geeignet sind. Besonderes Augenmerk muss dabei auf die Vermeidung von spektralem Rauschen gelegt werden. Resonatorinterne Grenzflächen sind wegen der entsprechenden Etalon-Strukturen zu vermeiden. Durch Doppelbrechung verursachte Strukturen werden durch thermische Fluktuationen zwar teilweise ausgewaschen, jedoch sind für den Einsatz in ICAS-Detektoren dotierte Fasern mit geringstmöglicher Doppelbrechung wünschenswert.

Die Faserlaser oszillieren in der Regel in zwei Polarisationsmoden, deren relative Stärke von der Polarisation des Pumplichtes, der Faser und dem Faser-Laser-Resonator abhängt. Energieaustausch zwischen den Polarisationsmoden führt zu Polarisations-Dynamik, ein Einfluss auf die spektrale Empfindlichkeit wurde nicht beobachtet.

Durch direkten Vergleich wurde gezeigt, dass bei etwa gleichem Aufbau² der Nd³⁺-dotierte Faserlaser empfindlicher auf ICA reagiert als der Yb³⁺-dotierte Laser. Deutlich unterscheiden sich die Laser in Emissionsbreite und spektraler Dynamik, was auf qualitativ unterschiedliche Art der Verbreiterung zurückzuführen ist. Es wurden die Absorptionsweglängen $L_{\text{eff}} = 135$ km (Nd³⁺) bzw. $L_{\text{eff}} = 60$ km (Yb³⁺) erreicht. Dabei ist die Empfindlichkeit des Nd³⁺-dotierten Lasers unabhängig vom Pumpparameter und in einem begrenzten Bereich auch von der Modenleistung. Somit ist – wie in Abschnitt 1.5 ausgeführt – die Empfindlichkeit des Nd³⁺-dotierten Lasers bei kleinen Pumpparametern durch Rayleighstreuung begrenzt. Die Größenordnung der im Experiment ermittelten spektralen Empfindlichkeit steht in Einklang mit der Abschätzung aus Abschnitt 2.2.1 (mit $\beta = 0.62$ erhält man $L_{\text{eff}} \leq \approx 900$ km). Die Empfindlichkeit des Yb³⁺-dotierten Lasers nimmt hingegen mit η ab, hier bestimmen andere Prozesse, wie etwa räumliches Lochbrennen, die spektrale Empfindlichkeit (vgl. Abschnitt 5.3). Während das Verhalten der beiden Laser bei kleinen Pumpparametern signifikant verschieden ist, nimmt bei starker Pumpanregung die spektrale Empfindlichkeit auch für den Nd³⁺-dotierten Laser ab.

Durch Messung der spektralen Dynamik und unabhängige Bestimmung der Absorberkonzentration im Resonator wurde für einen Nd³⁺-dotierten Faserlaser gezeigt, dass das modifizierte Beer'sche Gesetz auch hier gilt und somit der Absorptionskoeffizient aus dem Anstieg des Absorptionssignals bestimmt werden kann.

²Die Verluste des Yb³⁺-dotierten Faserlasers wurden unter der Annahme $\tau_3 = 1/A = 1 \pm 0.2$ ms berechnet. Eine nachträgliche Messung der Lebensdauer für die Faser [3] ergab eine deutlich kürzere Lebensdauer [66], nach Gl. 3.6 ergibt sich somit auch eine geringere Verlustrate. Dies macht den Unterschied zwischen den beiden Lasern noch signifikanter: trotz geringerer Verluste ist der Yb³⁺-dotierte Faser-Laser deutlich weniger empfindlich als der Nd³⁺-dotierte Faser-Laser.

Kapitel 4

Moden-Dynamik eines Nd³⁺-Glas-Scheiben-Lasers

Es soll die Dynamik der Leistung in den Moden eines Nd³⁺-Glas-Lasers beobachtet werden. Aus den Zeitserien der Modenleistungen lassen sich Leistungsspektren und Korrelationsfunktionen berechnen, die Information über die physikalischen Mechanismen im Laser geben.

Um einzelne Moden auflösen zu können, musste – dem Auflösungsvermögen der zur Verfügung stehenden Apparatur entsprechend – der freie Spektralbereich des Lasers > 5 GHz sein. Dies wurde mit einem monolithischen Laser (ohne äußeren Resonator) realisiert, dessen optische Länge < 15 mm ist.

4.1 Der experimentelle Aufbau

Abbildung 4.1 zeigt den experimentellen Aufbau. Pumplichtquelle ist ein Ti-Saphir-Laser [13], gepumpt von einem Festkörperlaser [12]. Die Ti-Saphir-Emission ist zu 810 nm verstimmt mit 10 GHz spektraler Breite. Die Pumpleistung wird mit der Photodiode PD1 überwacht. Der akusto-optische Deflektor (AOD1, [28]) wird zum Schalten des Pumplichtes benutzt. Ein optischer Isolator (OD, [30]) verhindert Rückreflexe von optischen Komponenten (L1, Nd³⁺-Glas...) in den Ti-Saphir-Laser. Die Linse L1 fokussiert das Pumplicht in das Glas, L2 kollimiert die Strahlung des Glas-Lasers. Der Glas-Laser besteht aus einem 4 mm langen Nd³⁺-dotierten Glasstab [16], auf dessen plan-parallelen Endflächen die Spiegel S1 (HR) und S2 (T=1 %) direkt aufgedampft wurden. Ein zweiter Deflektor (AOD2, [29]) lenkt das Licht zur spektralen Analyse. Durch Ablenkung des Lichtes mit der ersten Beugungsordnung des AOD2 konnte eine effektive optische Isolation – unabhängig von der Polarisation des

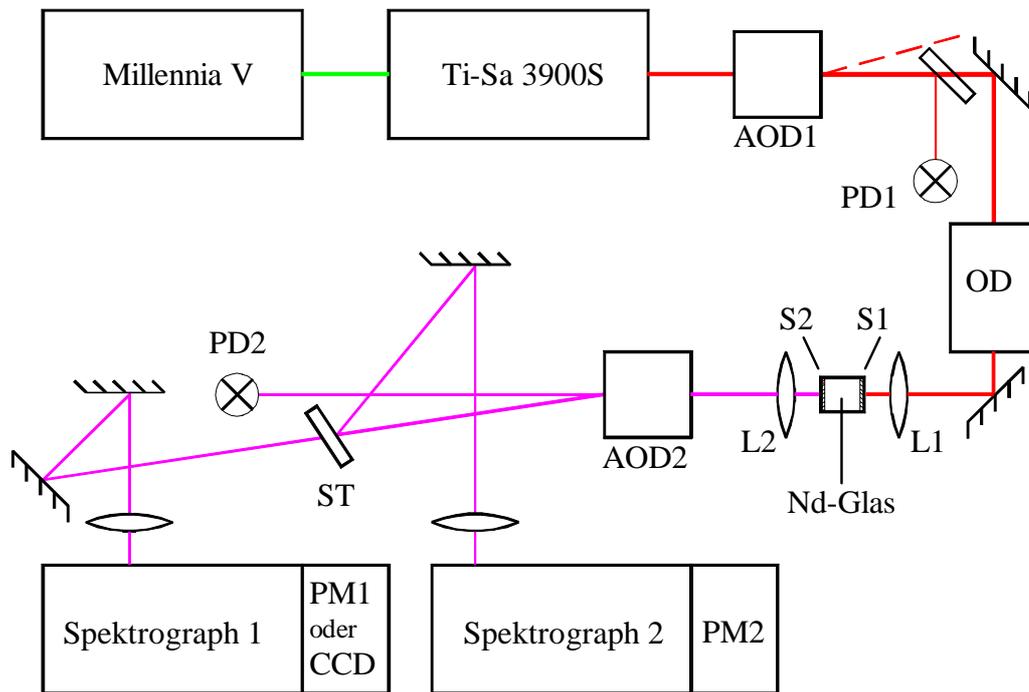


Abbildung 4.1: Experimenteller Aufbau zur Messung der Dynamik einzelner Moden eines Nd^{3+} -Glas-Lasers.

Lichtes – erreicht werden. Hierdurch wurden Rückreflexe in den Glas-Laser, die die Laserdynamik stark beeinflussen, vermieden. Die optische Isolation ermöglichte die Beobachtung der Laseremission im stationären Zustand. Mit der 0-ten Beugungsordnung wurde die totale Ausgangsleistung des Glas-Lasers überwacht (PD2). Der abgelenkte Strahl wird von einem dielektrischen Spiegel (ST) in zwei Teile geteilt (50/50) und dann in die beiden Spektrographen [23],[11] abgelenkt. Beide Spektrographen lösen einzelne Moden des Glas-Lasers auf ($\Delta\nu_{FSR} = 10 \text{ GHz}$). Übersichtsspektren des Lasers wurden am Ausgang des Spektrographen 1 mit einer CCD-Zeile [24] aufgenommen. Zeitserien einzelner Moden wurden im Monochromatorbetrieb mit zwei Photomultipliern (PM1/PM2 [15]) am Ausgang der Spektrographen aufgenommen.

4.2 Spektrale Dynamik und Emissionsspektren

Nach Einschalten des Pumplichtes zeigt die Gesamtleistung des Lasers Relaxationsoszillationen wie beispielsweise in Abb. 3.17 b) für Faserlaser gezeigt. Nach Ausdämpfung der Oszillation der Gesamtleistung steigt diese im Zeitintervall einiger 10 ms auf ihren stationären Wert an. Dies ist die Folge einer dem Strahl- bzw. Moden-

profil entsprechenden Erwärmung des Laserglases, die hierdurch erzeugte thermische Linse stabilisiert den anfänglich labilen Plan-Plan Resonator.

Die in Abb. 4.2 gezeigte spektrale Dynamik wurde aufgenommen wie in Abb. 3.17 (Kapitel 3) erläutert. Die Dynamik zeigt große Ähnlichkeit zum Nd³⁺-dotierten Faserlaser: Zunächst beginnen die Moden mit größten Verstärkungskoeffizienten b_q zu oszillieren, wobei die spektral und räumlich zugehörige Inversion gesättigt wird. Die Inversion der Nachbarmoden wird nicht reduziert, so dass deren Verstärkung wächst, bis diese anfangen zu oszillieren. Dieser Vorgang wiederholt sich und führt zu einer Wellenbewegung der Modenleistungen vom Zentrum zu den Seiten des Spektrums. Nach etwa einer Millisekunde ist von dieser Wellenbewegung nichts mehr zu sehen; das Spektrum hat seine stationäre Form erreicht. Die anschließende Leistungszunahme durch thermische Stabilisierung verteilt sich gleichmäßig auf alle Moden.

Die Breite des Spektrums hängt – ebenso wie beim Nd³⁺-dotierten Faserlaser (vgl. Abb. 3.6) – vom Pumpparameter η ab. Abb. 4.3 zeigt, wie mit steigendem Pumpparameter η immer mehr Moden am Laser-Prozess teilnehmen. Dies ist Folge der inhomogenen Verbreiterung der Verstärkung [49].

4.3 Polarisations-Dynamik

Da die Spiegel direkt auf den Endflächen des aktiven Mediums aufgedampft sind, die Nd³⁺-Ionen isotrop orientiert und der Glasstab symmetrisch zur optischen Achse ist, gibt es theoretisch keine Vorzugsrichtung für die Polarisation des Glas-Lasers. Im Experiment wird durch Erwärmung des Laserglases Spannung und Doppelbrechung erzeugt, dies zeichnet Polarisationsrichtungen aus. Analyse der Polarisation des Pumplichtes hat gezeigt, dass das Ti-Saphir-Licht nach Benutzung dielektrischer Umlenkspiegel nicht mehr in einem linearen sondern einem (unbekannten) elliptischen Polarisationszustand war.

Räumliche azimuthale Inhomogenität der Verstärkung führt zu gegenphasiger Oszillation der Polarisationsmoden [50]. Der Laser zeigte im Experiment zwei entsprechende Vorzugsrichtungen für die Polarisation, deren relative Stärke und Orientierung von η abhing. Es wurden Zeitserien der Eigenpolarisationen aufgenommen, die Fouriertransformierte dieser Serien zeigen für beide Polarisationen einen Beitrag im Leistungsspektrum bei einer Frequenz $\nu_{pol} \ll \nu_0$. Die auf den cw-Anteil normierte Amplitude ist entsprechend der unterschiedlichen Leistung in den Polarisationsmoden verschieden, die absolute Amplitude ist etwa gleich. In der Gesamtleistung (beide Polarisationsmoden) verschwindet der Beitrag bei ν_{pol} im Leistungsspektrum.

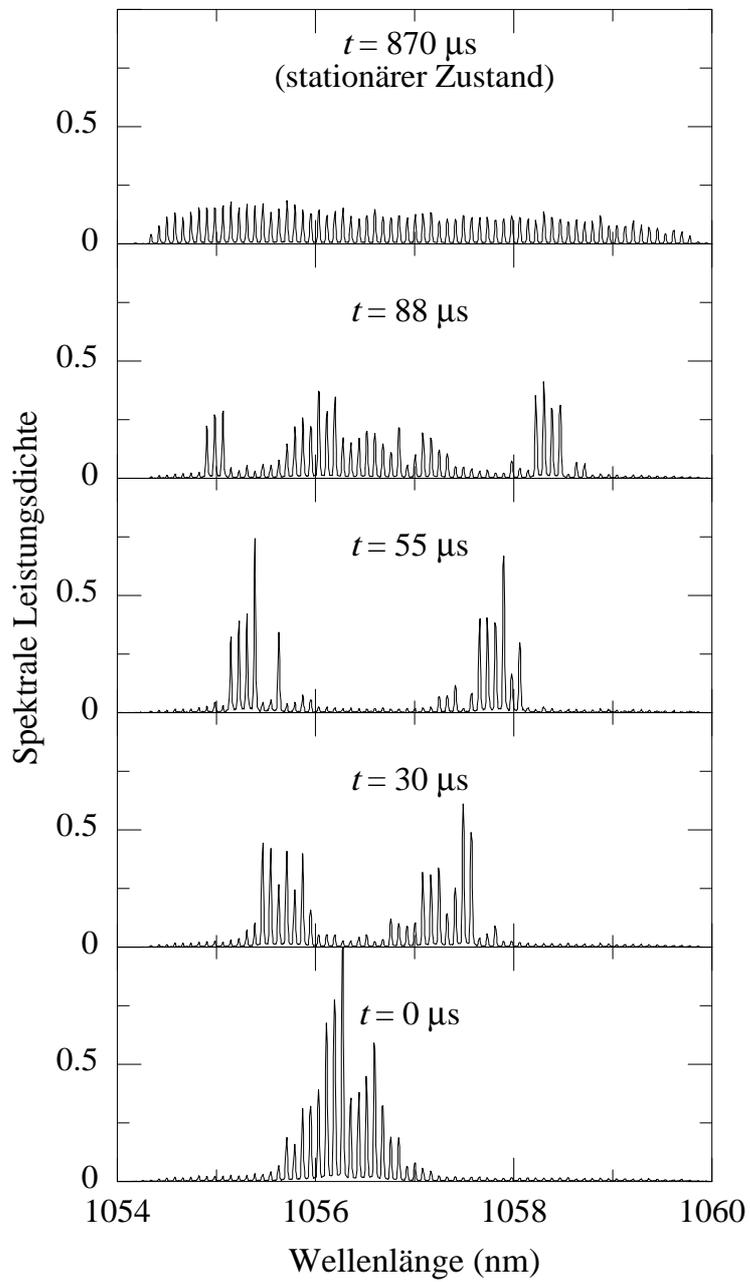


Abbildung 4.2: Spektrale Dynamik bei $\eta = 1.64$. $t =$ Zeit nach der 1. Relaxationsspitze. Die Leistung ist normiert auf den maximalen Wert des Spektrums bei $t = 0$ (erste Relaxationsspitze). Bei der Aufnahme wurden Spektren aus 100 Anschwingzyklen gemittelt.

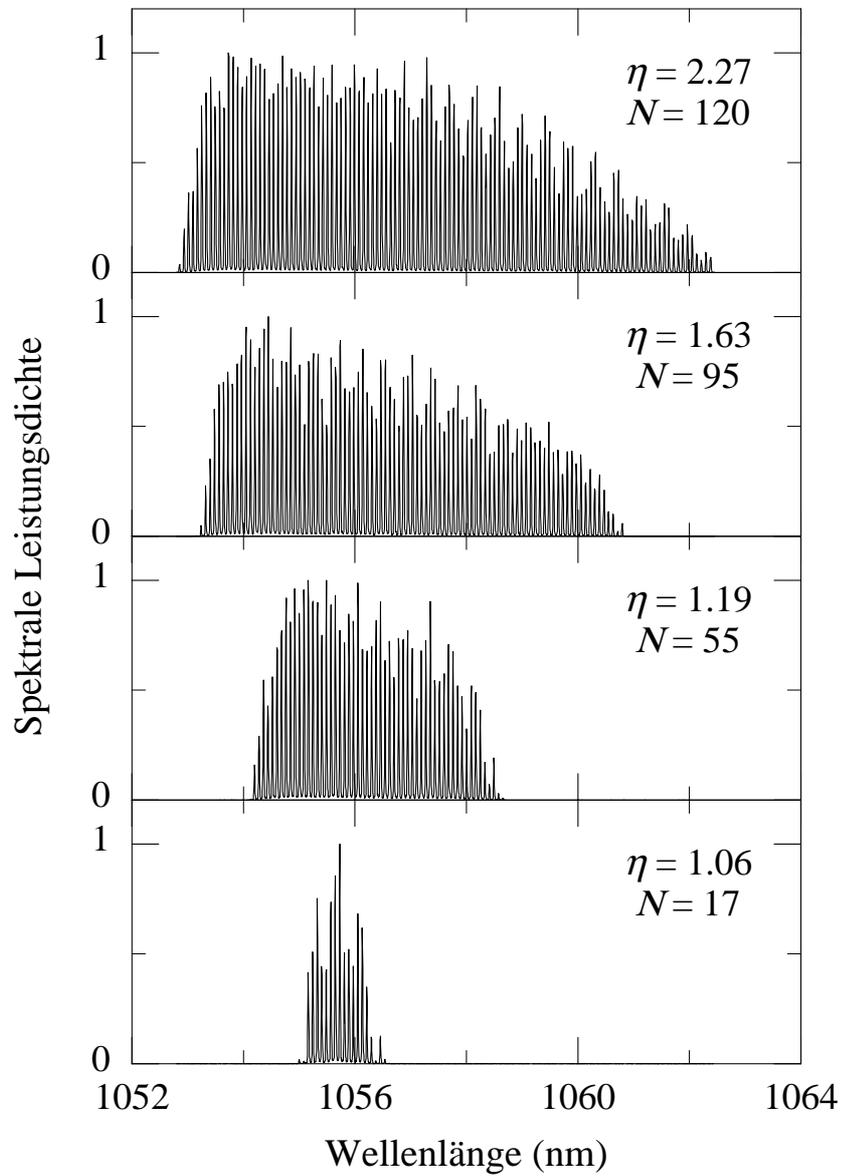


Abbildung 4.3: Stationäres Spektrum in Abhängigkeit vom Pumpparameter η , es ist auch jeweils die Zahl der oszillierenden Moden N angegeben. Jedes Spektrum ist normiert auf seinen maximalen Wert.

4.4 Moden-Dynamik in Experiment und Simulation

Wenn die breitbandige spektrale Dynamik zur Ruhe gekommen ist, kann die Schwankung der Moden im kontinuierlichen Betrieb beobachtet werden. Diese Schwankungen sind nicht statistisch, sondern finden bei charakteristischen Frequenzen statt. Bei (absichtlicher) Rückkopplung in den Glaslaser zeigten sich von Mode zu Mode fort-pflanzende spektrale Wellen, Hinweis auf eine deterministisch bestimmte Dynamik. Um die beobachtete Dynamik mit dem Modell zu vergleichen, wurden die Ratengleichungen 1.33, 1.34 in C++ Code implementiert und die transiente Entwicklung des Gleichungssystems simuliert [25, 26]. Experimentell beobachtete Eigenschaften des Lasers werden sehr gut durch numerische Simulationen reproduziert, im Folgenden werden experimentelle und numerische Ergebnisse jeweils zusammen gezeigt.

4.4.1 Laserparameter

Die in die Ratengleichungen einzusetzenden Parameter wurden aus den experimentellen Daten bestimmt zu:

$$\gamma = 8.45 \cdot 10^8 s^{-1}, A = 3.45 \cdot 10^3 s^{-1} \Rightarrow G = 2.45 \cdot 10^5$$

$$B = 4.7 \cdot 10^{-6}$$

$$\mathcal{N} = 55$$

$$\eta = 1.19$$

Der Wert für die Zerfallsrate der Inversion wurde dem Datenblatt des Laserglases entnommen, Resonatorverluste wurden durch Messung von η und Hauptrelaxations-Frequenz ν_0 nach Gl. 3.6 bestimmt. Der Verstärkungskoeffizient wurde aus der Messung einer Kennlinie der Ausgangsleistung des Lasers und Anpassung an Gl. 1.16 ermittelt. Die Krümmung der Verstärkung δB (d.h. die homogene Breite, siehe Gl. 1.4) wurde so eingestellt, dass die Simulation die experimentelle Zahl der Moden reproduziert.

4.4.2 Relaxations-Oszillationen

Die Leistungen der einzelnen Moden und die Gesamtleistung führen auch im stationären Betrieb charakteristische Schwingungen um einen Mittelwert aus. In Abb. 4.4 ist die gemessene relative Schwankung einer einzelnen Mode M_q gezeigt, die viel ausgeprägter ist als in der Gesamtleistung $\sum M_q$. Darüber hinaus sind verschiedene Zeitskalen der Schwankungen zu erkennen: Bei der einzelnen Mode ist die Periode

etwa $100 \mu\text{s}$ und bei der Gesamtleistung etwa $10 \mu\text{s}$. Die schnelle Oszillation der Gesamtleistung ist die phasengleiche Relaxationsschwingung aller Moden mit der Frequenz ν_0 (Gl. 3.6), die im Folgenden Gesamtleistungs-Oszillation genannt wird. Die langsamere Oszillation mit der Frequenz ν_q wird im Folgenden Einzelmoden-Oszillation genannt. Da sie nur in der Leistung einzelner Moden zu sehen ist, ist sie in der Summe gut kompensiert. Charakteristische Eigenschaften – Oszillations-Frequenzen sowie Kompensation der Einzelmoden-Oszillation – werden von simulierten Zeitserien gut wiedergegeben (Abbildungen 4.4 und 4.5).

Zum Vergleich der Oszillations-Frequenzen wurden von langen (gemessenen und simulierten) Zeitserien ($\approx 64 \text{ ms}$) mit $1 \mu\text{s}$ Zeitauflösung Fouriertransformierte berechnet und auf ihre 0-te Komponente normiert. In den resultierenden Leistungsspektren (Abb. 4.6 bzw. 4.7) hat die Gesamtleistungs-Oszillation bei der Frequenz ν_0 in der Fouriertransformierten der einzelnen Mode jeweils die gleiche Stärke wie in der Fouriertransformierten der Gesamtleistung. Die relative Stärke der Oszillation ist bei der einzelnen Mode also genauso stark ist wie in der Gesamtleistung, die Moden schwingen in Phase. Messung und Simulation gleichen sich ebenfalls in der Eigenschaft, dass die Amplitude der Einzelmoden-Oszillation etwa eine Größenordnung höher ist als die der Gesamtleistungs-Oszillation. Abweichungen ergeben sich bei den absoluten Amplituden: die Spitzen in den simulierten Leistungsspektren sind höher und schmaler als im Experiment, d.h. die Oszillationen haben in der Simulation größere Amplitude und kleinere Dämpfung. Bemerkenswert ist, dass die eingeführten Langevin-Kräfte als treibende Kraft für die beobachteten Oszillationen ausreichen.

In der Fouriertransformierten der gemessenen Gesamtleistung (Abb. 4.6) sieht man bei der Frequenz ν_q einen kleinen Beitrag, den unkompensierten Teil der Einzelmoden-Schwingung. Daneben gibt es bei der Frequenz der zweiten Harmonischen $2\nu_q$ ebenfalls einen Beitrag. Dies ist zu erwarten, wenn die Schwingung mit der Frequenz ν_q nicht exakt sinusförmig ist. Der Beitrag zum Leistungsspektrum ist bei der Frequenz $2\nu_q$ genauso groß wie bei der Fundamentalfrequenz ν_q . Eine mögliche Erklärung für diesen Umstand wäre, dass der Anteil der zweiten Harmonischen $2\nu_q$ in der Gesamtleistung schlechter kompensiert wird als ν_q .

In der simulierten Fouriertransformierten der Gesamtleistung findet man keine Beiträge bei Frequenzen $\leq \nu_q$, die Einzelmoden-Oszillationen sind perfekt kompensiert. Die Beiträge zur gemessenen Fouriertransformierten der Gesamtleistung bei $\nu < 8 \text{ kHz}$ sind auf Schwankungen in der Pumpleistung zurückzuführen. Fouriertransformierte parallel aufgenommener Pumpleistungs-Messreihen sehen in diesem Frequenzbereich genauso aus.

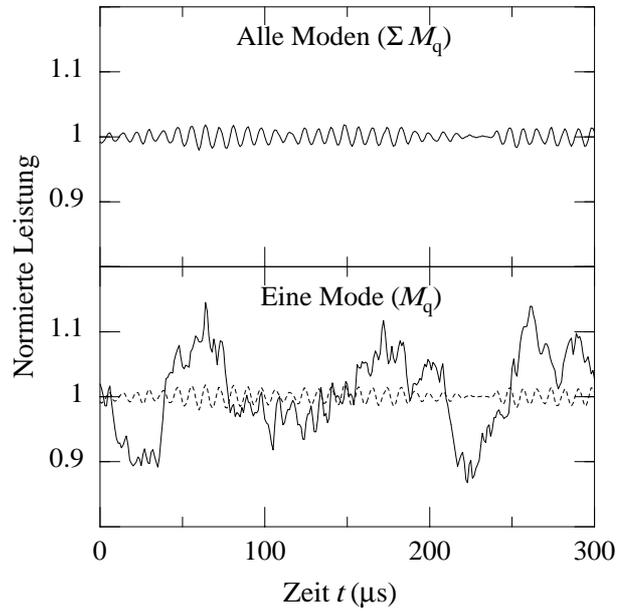


Abbildung 4.4: Normierte gemessene Zeitserien der Leistung aller Moden (oben bzw. gestrichelte Linie unten) und der Leistung einer Mode (unten).

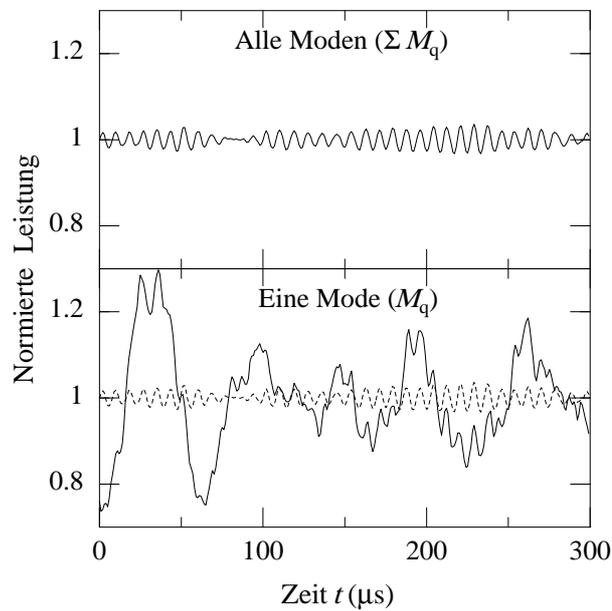


Abbildung 4.5: Normierte simulierte Zeitserien.

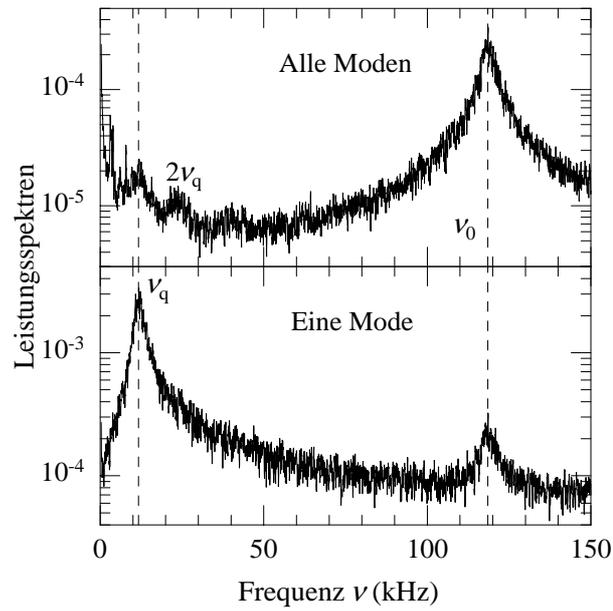


Abbildung 4.6: Leistungsspektren aller Moden (oben) bzw. einer Mode (unten), berechnet aus gemessenen Zeitserien, 64 ms Länge und 1 μ s Auflösung.

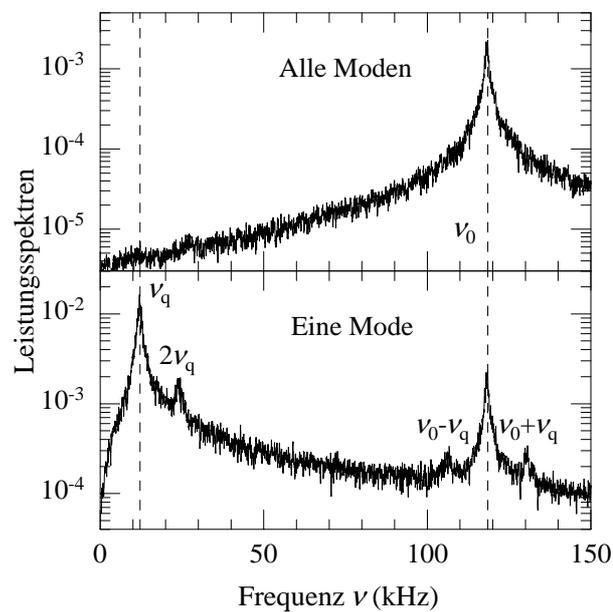


Abbildung 4.7: Aus simulierten Zeitserien berechnete Leistungsspektren. Parameter wie in Abb. 4.6 .

Parameter-Abhängigkeit der Relaxations-Oszillationen

Aus den ursprünglichen Ratengleichungen 1.27 bzw. 1.28 lassen sich analytische Abschätzungen für die Relaxationsfrequenzen angeben. Für ν_0 ergibt sich wieder Gl. 3.6, die Hauptrelaxations-Frequenz $\nu_0(\eta)$ ist in Abb. 4.8 gezeigt. Gleichung 3.6 wird von der Messung bestätigt, für $\eta > 2$ sind die Frequenzen etwas größer. Ursache sind höhere Verluste aufgrund zunehmender Erwärmung des Glases und zunehmende Bedeutung der Inhomogenität der Verstärkung bei steigendem η .

Für die Frequenzen der Einzelmoden-Oszillation gilt (Anhang A.4):

$$2\pi\nu_q \geq \sqrt{\frac{1}{2}\gamma B_0 M_q}. \quad (4.1)$$

Die Frequenz der Einzelmoden-Oszillation ist nur durch die mittlere Leistung in der Mode bestimmt. Abbildung 4.9 zeigt simulierte, gemessene und nach Gl. 4.1 berechnete Frequenzen ν_q^2 vs. M_q . In der Simulation wurden zur zusätzlichen Variation der Modenleistung Rechnungen mit $\eta = 1.5$ bzw. 2 und $\delta B = 0.01$ bzw. 0.008 bei gleichbleibender Modenzahl $\mathcal{N}=25$ durchgeführt. Dass alle Punkte mit Gl. 4.1 übereinstimmen, unterstreicht die Gültigkeit dieser Gleichung unabhängig von den Parametern η und \mathcal{N} . Im Experiment wurde die relative Modenleistung bei verschiedenen Moden bzw. Parametern mit guter Genauigkeit gemessen. Absolute Modenleistungen konnten nicht direkt ermittelt werden, da sowohl unbekannt war,

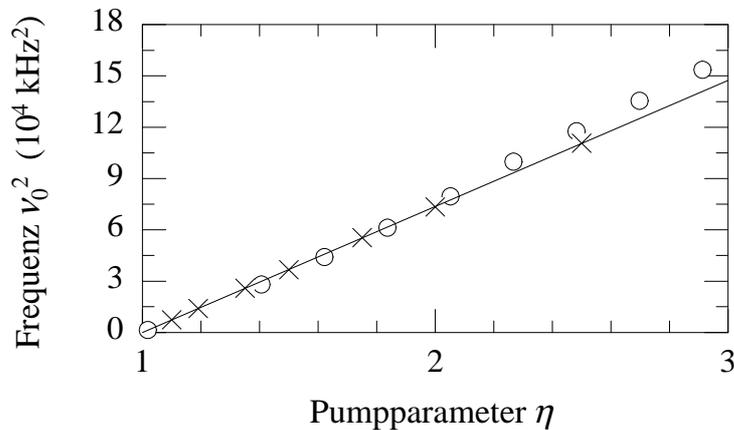


Abbildung 4.8: Quadrat der Haupt-Relaxationsfrequenz ν_0^2 vs. η , Kreise zeigen gemessene, Kreuze aus Simulationen gewonnene Werte. Die durchgezogene Linie zeigt die Regressionsgerade für die ersten sechs Messpunkte, aus ihrer Steigung ergeben sich die Verluste zu $\gamma = 8.45 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$.

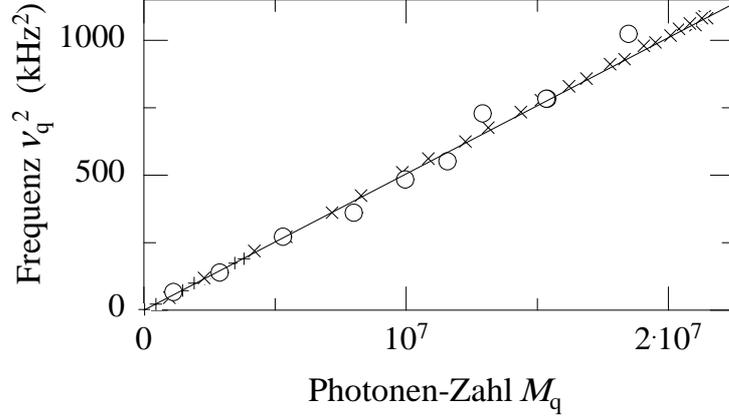


Abbildung 4.9: Aus gemessenen (Kreise) und simulierten (Kreuze) Modenleistungs-Serien gewonnene Relaxationsfrequenz $\nu_q^2(M_q)$. Die durchgezogene Linie gibt den Verlauf gemäß Gl. 4.1 wieder.

welcher Anteil der Modenleistung den Photomultiplier erreicht, als auch das Signal der Photomultiplier nicht geeicht wurde. Stattdessen wurde das Photomultipliersignal geeicht, indem für *einen* Messpunkt (2. Punkt bei $M_q \approx 0.25 \cdot 10^7$ in Abb. 4.9) das Photomultipliersignal mit der Photonenzahl einer simulierten Mode mit gleicher Frequenz ν_q identifiziert wurde.

4.4.3 Moden-Korrelationen

Zur Kompensation der Einzelmoden-Oszillation in der Laser-Gesamtleistung bedarf es einer gegenphasigen Kopplung der Moden. Um herauszufinden, wie diese Kopplung im Spektrum verteilt ist, wurden gleichzeitig Zeitserien von Moden-Paaren ($M_q, M_{q+\Delta q}$) mit verschiedenem spektralen Abstand Δq aufgenommen und die Korrelationsfunktion

$$C_{I_1, I_2}(\delta t) = \frac{\langle (I_1 - \langle I_1 \rangle)(I_2(t + \delta t) - \langle I_2 \rangle) \rangle}{\langle I_1 - \langle I_1 \rangle \rangle \langle I_2 - \langle I_2 \rangle \rangle}, \quad (4.2)$$

mit $I_1 = M_q, I_2 = M_{q+\Delta q}$, berechnet.

Abbildung 4.10 zeigt die nach Gl. 4.2 aus diesen Zeitserien berechneten Korrelations-Funktionen $C_{M_q, M_{q+\Delta q}}(\delta t) \equiv C_{\Delta q}(\delta t)$. Der Abbildung ist zu entnehmen, dass $C_0(0) \approx 1$ ist, womit die Auswahl der „richtigen“ Moden in den beiden Spektrographen überprüft ist. Eindeutige Kopplung besteht zudem nur zu benachbarten Moden ($\Delta q = \pm 1$), für alle weiter entfernte Moden ($\Delta q > 1$) ist die beobachtete Amplitude nicht signifikant. Diese Beobachtung entspricht der Tatsache, dass

für die gegebene Pumpgeometrie ($a=0$, $b=1$, 90 % Pumplichtabsorption) die Fourierkoeffizienten der Entwicklung der Pumplichtverteilung sehr schnell abnehmen. Es ist bereits $\eta_2 \approx 0.27 \cdot \eta_1$ und $\eta_3 \approx 0.12 \cdot \eta_1$. Die entsprechende Kopplung zu übernächsten und überübernächsten Moden kann nicht nachgewiesen werden, da periodische Oszillation der Korrelationsfunktion bei zwei Signalen, die mit ähnlichen Frequenzen oszillieren, immer zu erwarten ist. Demnach ist die Lage (δt) der Maxima von $C_{\Delta q}(\delta t)$ für alle gezeigten $\Delta q > 1$ zufällig.

Abb. 4.11 zeigt die aus den simulierten Zeitserien errechneten Korrelationsfunktionen. Dabei erfolgte die Berechnung der Zeitserien mit den erweiterten Ratengleichungen (1.40, 1.39). Berechnung mit den einfachen Ratengleichungen ergibt ein deutlich langsamer ausgedämpftes Abklingen von $C_0(\delta t)$ (größere Autokorrelations-

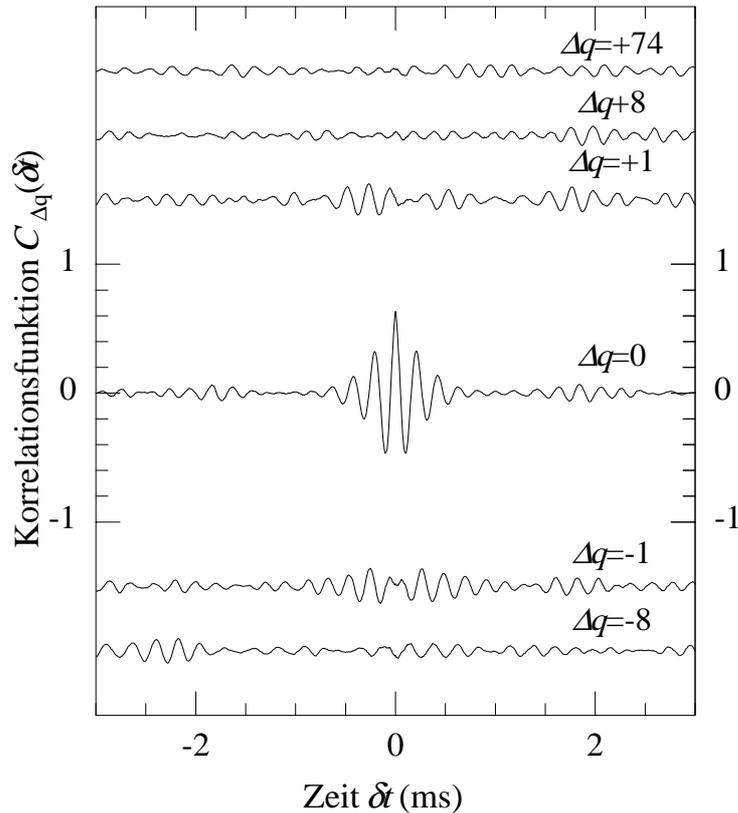


Abbildung 4.10: Aus gemessenen Zeitserien berechnete Korrelationsfunktionen für Modenpaare mit verschiedenen Δq . Die Ursprünge der Korrelationsfunktionen mit $\Delta q \neq 0$ sind auf der y-Achse gegeneinander verschoben.

zeit). Die gemessene Korrelationsfunktion wird bei verstärkter Kopplung an Nachbarmoden, wie sie die erweiterten Gleichungen enthalten, reproduziert. Zur Kompensation der Einzel-Moden-Oszillation sind Moden gleicher Modenleistung notwendig (Gl. 4.1), daher ist jede Mode vorzugsweise mit Nachbarmoden (die ähnliche Leistungen haben) korreliert.

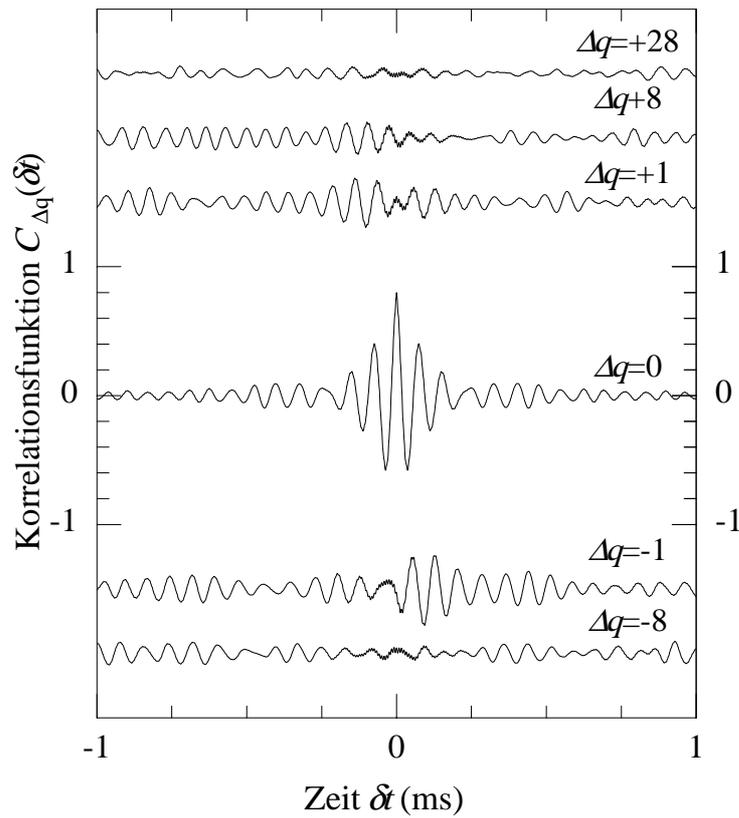


Abbildung 4.11: Aus simulierten Zeitserien berechnete Korrelationsfunktionen. Die Berechnung erfolgte mit den erweiterten Ratengleichungen. Darstellung wie in Abb. 4.10 .

4.5 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Moden-Dynamik eines Nd^{3+} -Glas-Scheiben-Lasers wurde untersucht. Dazu wurden Zeitserien der Modenleistungen im stationären Laserbetrieb aufgenommen, wobei Schwankungen vorzugsweise bei den Frequenzen der Relaxationsoszillationen zu erwarten sind [67].

Im stationären Betrieb schwankt die Gesamtleistung um $\approx 3\%$, die Leistung einzelner Moden um $\approx 15\%$. Die Leistungsspektren zeigen, dass die Fluktuationen der Gesamtleistung bei der Hauptrelaxations-Frequenz ν_0 und die der Moden mit der kleineren Einzelmodenrelaxations-Frequenz ν_q stattfinden. Die Einzelmodenrelaxations-Frequenz ν_q ist *nur* von der Leistung in der jeweiligen Mode bestimmt, und somit nur indirekt abhängig vom Pumpparameter. Dabei schwingen Moden gleicher Leistung gegeneinander, so dass die Schwankungen bei der Einzelmodenrelaxations-Frequenz ν_q in der Gesamtleistung kompensiert ist. Gemessene Korrelationsfunktionen bestätigen diesen Kompensations-Mechanismus.

Die gemessene Laser-Dynamik wird sehr gut durch numerische Simulation des Ratengleichungssystems reproduziert. Bemerkenswert ist, dass die die Spontanemission simulierenden Langevin-Kräfte ausreichen, um die beobachteten Fluktuationen der Laser-Leistung zu erzeugen. Die langsamen Oszillationen dämpfen nicht aus, sondern werden stetig von der Spontanemission angetrieben. Die Parameter-Abhängigkeit der gemessenen und simulierten Oszillations-Frequenzen werden von einer analytischen Abschätzung (Anhang A.4) richtig wiedergegeben.

Einsatz eines inhomogen verbreiterten Verstärkungs-Mediums hat die Untersuchung eines Lasers mit vielen Moden ($\mathcal{N} \gg 10$) ermöglicht. Kompensation der Einzelmoden-Oszillation ist hier durch Nachbarmoden mit (etwa) gleicher Leistung möglich, entsprechend zeigen die Leistungsspektren der Modenleistungen jeweils nur eine Resonanz bei ν_q . Auch hierin unterscheidet sich das vorliegende von bisherigen Experimenten mit kleineren Zahlen oszillierender Moden ($\mathcal{N} < 10$) bei denen alle Einzelmodenrelaxations-Frequenzen in jeder Mode auftauchen können [67, 68, 69, 70, 71].

Kapitel 5

Empfindlichkeitsbegrenzung durch räumliche Inhomogenität der Verstärkung

Die spektrale Empfindlichkeit der in Kapitel 3 vorgestellten Faser-Laser ist geringer als die fundamental mögliche. Wichtige Ursache hierfür ist die Rayleighstreuung [14, 5]. In diesem Kapitel wird gezeigt, dass auch die räumliche Inhomogenität der Verstärkung (\Rightarrow räumliches Lochbrennen) die spektrale Empfindlichkeit des Vielmodenlasers reduzieren kann. Grundlage der Betrachtungen sind die Tang Statz deMars Ratengleichungen (Gl. 1.33, 1.34). Zunächst erfolgt eine analytische Betrachtung der Gleichungen, dies ist begrenzt möglich. Die Bedeutung verschiedener Laserparameter für die spektrale Empfindlichkeit wird deshalb anhand der Ergebnisse numerischer Simulationen der Ratengleichungen untersucht. Schliesslich werden experimentelle Ergebnisse mit den Voraussagen des Modells verglichen.

5.1 Analytische Betrachtungen

Die spektrale Empfindlichkeit wird dadurch bestimmt, welches Absorptionssignal K ein gegebener Absorptionskoeffizient κ im stationären Spektrum hervorruft ($I_q \propto M_q \propto m_q$):

$$t_s = \frac{-\ln(M_{q,\kappa}/M_q)}{\kappa c} = \frac{-\ln(m_{q,\kappa}/m_q)}{\kappa c}. \quad (5.1)$$

Es ist $m_{q,\kappa}$ die normierte Photonenzahl mit ($\beta_{q,\kappa} = \kappa c/\gamma$) und m_q ohne ($\beta_q = 0$) schmalbandiger Absorption (breitbandige Verluste seien für alle Moden gleich, vgl. Gl. 1.22).

Aus den klassischen TDSM-Ratengleichungen (Gl. 1.33, 1.35, 1.36) lassen sich stationäre Werte ableiten. Mit $\dot{m}_q = 0$ folgt aus Gl. 1.33:

$$n_q = n_0 - \frac{1 + \beta_q}{b_q} \frac{m_q}{(m_q + B/A)}, \quad (5.2)$$

eingesetzt in Gl. 1.35 und mit $\dot{n}_0 = 0$ ist das stationäre n_0 :

$$n_0 = \eta_0 - \sum_q m_q (1 + \beta_q) \frac{m_q}{m_q + B/A}. \quad (5.3)$$

Auflösen von Gl. 1.36 nach $m_i (\Leftrightarrow m_q)$ und Einsetzen von Gl. 5.2 gibt:

$$m_q = \frac{2}{n_0 b_q} \left(n_0 - \frac{1 + \beta_q}{b_q} \frac{m_q}{m_q + B/A} \right) \left(1 + \sum_j b_j m_j \right). \quad (5.4)$$

Die Gleichungen 5.1 und 5.4 ergeben:

$$t_s = -\ln \left(\frac{n_0 - \frac{1 + \beta_{q,\kappa}}{b_q} \frac{m_{q,\kappa}}{m_{q,\kappa} + B/A}}{n_0 - \frac{1}{b_q} \frac{m_q}{m_q + B/A}} \right) \frac{1}{\beta_{q,\kappa} \gamma}. \quad (5.5)$$

5.1.1 Vernachlässigung der Spontanemission

Bei Vernachlässigung der Spontanemission ($m_q/(m_q + B/A) \approx 1$) und in der Mitte des Spektrums ($b_q = 1$) ist (mit: $\beta_{q,\kappa} < (n_0 - 1)$ und $n_0 > 1$):

$$t_s \approx \frac{-\ln \left(1 - \frac{\beta_{q,\kappa}}{n_0 - 1} \right)}{\beta_{q,\kappa} \gamma} \approx \frac{1}{\gamma} \left(\frac{1}{n_0 - 1} + \frac{\beta_{q,\kappa}}{2(n_0 - 1)^2} + \frac{\beta_{q,\kappa}^2}{3(n_0 - 1)^3} + \dots \right). \quad (5.6)$$

An Gl. 5.6 ist abzulesen, dass die spektrale Sättigungszeit

- mit sinkenden Verlusten γ steigt,
- für größere Absorptionskoeffizienten ($\propto \beta_{q,\kappa}$) zunimmt,
- größer ist, je weniger n_0 von 1 abweicht.

Ohne räumliches Lochbrennen ist n_0 genau 1, anschaulich ist klar, dass die Abweichung von 1 geringer wird, je mehr Moden oszillieren. Für die klassischen TDSM-Ratengleichungen kann n_0 bei Vernachlässigung der Spontanemission abgeschätzt werden zu [26]:

$$\frac{1 - 1/\eta}{2\mathcal{N}} < (n_0 - 1) < \frac{1 - 1/\eta}{1\mathcal{N}}. \quad (5.7)$$

Aus der oberen Grenze und Berücksichtigung nur des ersten Summanden der Entwicklung in Gl. 5.6 ergibt sich:

$$t_s \approx \frac{1}{\gamma} \frac{\mathcal{N}}{1 - 1/\eta}. \quad (5.8)$$

Zusätzlich zu obigen Abhängigkeiten findet man, dass t_s

- mit der Modenzahl steigt,
- zunächst mit η abnimmt und für große η unabhängig vom Pumpparameter ist.

Für einen passiven Resonator ohne Verstärkung ist die spektrale Sättigungszeit $t_s \approx 1/\gamma$, im aktiven Resonator ist nun $t_s \approx \mathcal{N}/\gamma$, d.h. die Zahl der Moden bestimmt, wie weit γt_s den Wert 1 übersteigen kann (Gl. 5.8).

5.1.2 Vergleich mit Spontanemissionsbegrenzung

Ohne Vereinfachungen sind aus Gl. 5.5 nur schwer Parameterabhängigkeiten ableitbar. Stattdessen kann die Höchstempfindlichkeit bei räumlichen Lochbrennen (Gl. 5.8) mit der fundamentalen Empfindlichkeit (Gl. 1.23) verglichen werden. Die Empfindlichkeit ist durch Spontanemission begrenzt, wenn die durch Spontanemission begrenzte spektrale Sättigungszeit kleiner als die Begrenzung durch räumliches Lochbrennen ist, also

$$\frac{M_q}{\gamma} < \frac{1}{\gamma} \frac{\mathcal{N}}{1 - 1/\eta} \quad \Leftrightarrow \quad M_q < \frac{\mathcal{N}}{1 - 1/\eta}. \quad (5.9)$$

Die durch Gl. 5.9 beschriebene Grenze zwischen Spontanemissionsbegrenzung und Begrenzung durch räumliches Lochbrennen wird von der numerischen Modellierung in Abschnitt 5.2 bestätigt. Bei Gleichverteilung der Photonenzahlen in allen Moden gibt Gl. 1.15:

$$M_q \approx \frac{1}{\mathcal{N}} \frac{A}{B} (\eta - 1), \quad (5.10)$$

und Gl. 5.9 wird zu:

$$\frac{A}{B} < \frac{\eta \mathcal{N}^2}{(\eta - 1)^2}. \quad (5.11)$$

Spontanemissionsbegrenzung liegt also eher dicht an der Schwelle und bei vielen oszillierenden Moden vor. Bei vorgegebenen Parametern η und \mathcal{N} sind Laser eher durch Spontanemission begrenzt, wenn A/B klein ist.

5.2 Simulation des Emissionsspektrums eines Yb³⁺-dotierten Faser-Lasers mit ICA unter Berücksichtigung der räumlichen Inhomogenität der Verstärkung

Die spektrale Empfindlichkeit eines typischen Yb³⁺-dotierten Faserlasers soll unter der Annahme, dass die räumliche Inhomogenität der Verstärkung Modenkopplung verursacht, berechnet werden. Nach den experimentellen Ergebnissen aus Kapitel 3 ist die Annahme einer homogen verbreiterten Verstärkung eine plausible Näherung. Übereinstimmung mit dem Ratengleichungsmodell, das einen Laser mit homogener Verbreiterung der Verstärkung beschreibt, ist hier zu erwarten.

Numerische Simulation oder numerische Lösung der (erweiterten) Tang-Statz-deMars Ratengleichungen gibt stationäre Emissionsspektren und erlaubt die quantitative Bestimmung der Empfindlichkeitsbegrenzung durch räumliches Lochbrennen. Folgende Parameter werden verwendet:

$$\gamma = 1.5 \cdot 10^7 s^{-1}, A = 1000 s^{-1} \Rightarrow G = 15000$$

$$B/A = 3.3 \cdot 10^{-9} \quad ^1$$

konstante (spektral flache) Verstärkung $b_q = 1$

$$L=2 \text{ m Resonatorlänge} \Leftrightarrow \Delta\nu_{\text{FSR}} = 75 \text{ MHz}$$

$$\text{parabol. Verlustverlauf } (Z = 2.4 \cdot 10^{-10}), \text{ HWHM} = 45000 \text{ Moden} \Leftrightarrow 3.4 \cdot 10^{12} s^{-1}$$

zentrale, Lorentz-förmige Absorptionslinie, FWHM = 6 GHz

der Absorptionskoeffizient κ oder $\beta_{q_0, \kappa} = \kappa c / \gamma$ wird jeweils angegeben

Die Annahme konstanter Verstärkung und parabolisch verlaufender Resonatorverluste ist eine gute Beschreibung der experimentellen Situation, da Laseroszillation nur in einem kleinen Ausschnitt der 20-fach breiteren Verstärkung stattfindet. Zunächst werden vollständig mit dem Verstärker gefüllte Resonatoren betrachtet (klassische TDSM-Gleichungen: „gleichmäßiges Pumpen“) und die Zahl oszillierender Moden, der Pumpparameter sowie die Resonatorverluste variiert.

Die spektrale Verteilung der Verluste sei im Folgenden festgehalten. Verschiedene Modenzahlen wurden durch Variation der (spektralen) Modendichte erreicht. Beispielsweise entspricht eine Halbierung der Modendichte (im Folgenden „Oszillation jeder 2. Mode“) der Halbierung der Resonatorlänge. In der Simulation wird hierzu der Parameter Z (vgl. Gl. 1.22) jeweils mit 4 multipliziert² (Abb. 5.1). Im Experiment bestimmen neben der Resonatorlänge resonatorinterne Etalons die Zahl der effektiv oszillierenden Moden. Um dies in der Simulation nachzubilden, müsste die

¹ B/A wurde größer gewählt als in Abb. 3.4 ermittelt (wegen $L_{\text{Simulation}} < L_{\text{Experiment}}$)

²neue Modenabstandsfrequenz: $\Delta\nu_{q'} = 2\Delta\nu_q \Rightarrow (\Delta\nu_{q'} / \Delta\nu_q)^2 = 4$

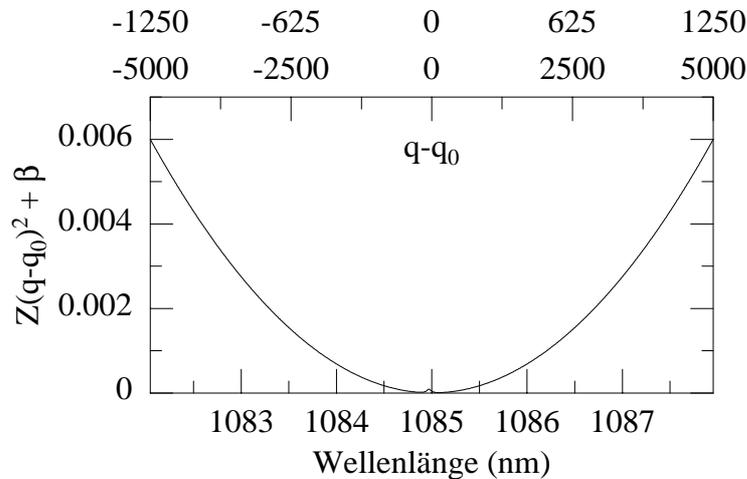


Abbildung 5.1: Benutzter Verlauf der Verluste $Z(q-q_0)^2 + \beta$ vs. λ bzw. relativen Modenindex $q-q_0$ (obere x-Achsen). Es sind die Fälle „Oszillation aller Moden“ (Moden-Index von -5000 bis 5000, $Z = 2.4 \cdot 10^{-10}$) und „Oszillation jeder 4. Mode“ (Moden-Index von -1250 bis 1250, $Z = 4 \cdot 4 \cdot 2.4 \cdot 10^{-10}$) gezeigt, $\beta_{q_0, \kappa} = 9 \cdot 10^{-5} \Leftrightarrow \kappa = 4.5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^{-1}$.

Stärke des Etalons richtig gewählt werden, d.h. die Empfindlichkeit vorher bekannt sein. Deshalb wurde zur Realisierung verschiedener Modenzahlen die Modendichte variiert (s. o.).

Zur Untersuchung des Einflusses von Position und Füllung mit dem Verstärker werden stationäre Emissionsspektren der erweiterten Ratengleichungen herangezogen. Die Fourierkoeffizienten der Pumpverteilung werden entsprechend Gl. 1.31 und 1.26 ermittelt, die Position ist wie in Abb. 1.3 bzw. A.1 erläutert parametrisiert.

Alle Spektren wurden ohne Langevin-Kräfte berechnet. Mittelung über viele Spektren mit Langevin-Kräften hat gleiche Spektren (gleiche Kontraste) ergeben, wie die Berechnung ohne diese. Im Folgenden wird t_s (für eine zentrale ICA-Linie) vs. verschiedene Parameter gezeigt. Aus dem stationären Spektrum wurde jeweils das Absorptionssignal K bestimmt (aus dem Lichtfluss in der Linienmitte und dem Mittelwert des maximalen Lichtflusses in der Nachbarschaft der Linie („rechts“ und „links“ der Linie, vgl. Abb. 1.1 rechts) und anschließend $t_s = K/c\kappa$ berechnet.

Gleichverteilung der Nettoverstärkung

Die Kopplung der Moden durch räumliches Lochbrennen ist bestrebt, Verlust- und Verstärkungsunterschiede zwischen den Moden auszugleichen. Abb. 5.2 zeigt stati-

onäre Emissionsspektren (m_q) bei konstanter Verstärkung (links oben) bzw. konstanten Verlusten (rechts oben).

Bei gleicher Stärke der Verlust- bzw. Verstärkungsvariation (+0.6% Verluste bzw. -0.6% Verstärkung am Rand des betrachteten Spektralintervalls) ergeben sich gleiche Emissionsspektren. Dies verdeutlicht die Gleichwertigkeit von Verlust- und Verstärkungsunterschieden (vgl. auch Gl. 1.18).

Aufschlussreich ist der Verlauf der Nettoverluste $b_q(n_0 - n_q) - (1 + \beta_q)$. Für alle oszillierenden Moden stellen sich die n_q so ein, dass zusätzliche Verluste oder verringerte Verstärkung im Wesentlichen ausgeglichen werden, für die stationäre Form des Spektrums ist Spontanemission unbedeutend, $m_q \gg (B/A)$.

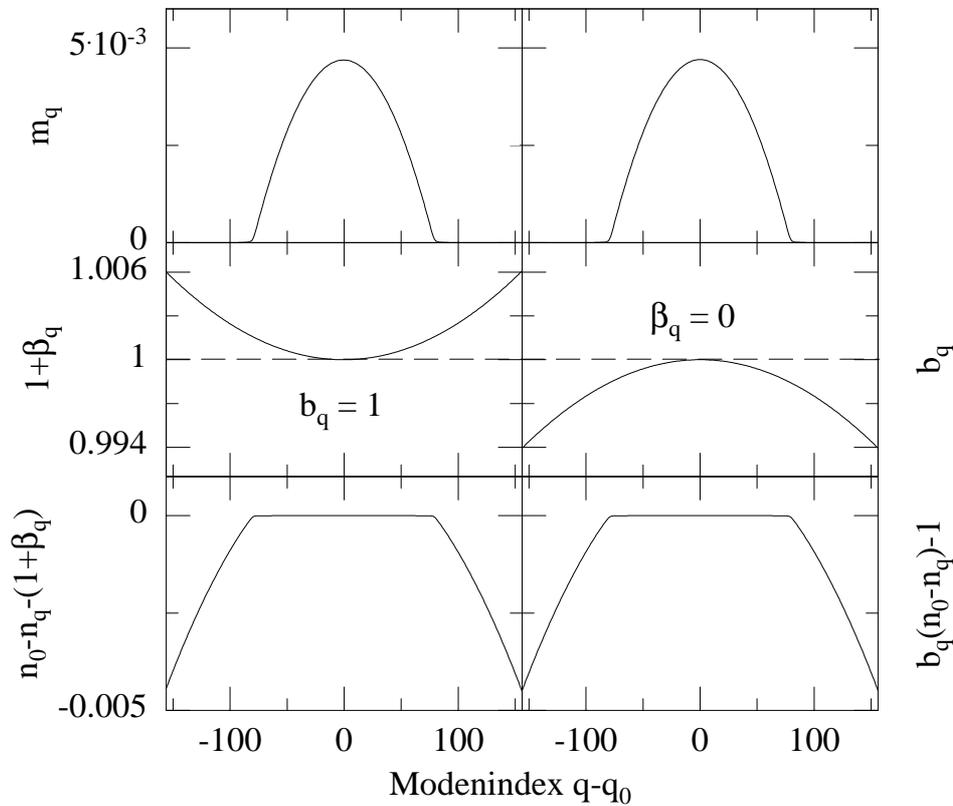


Abbildung 5.2: Stationäre Emissionsspektren (oben), bei konstanter Verstärkung und Verlusten mit parabolischem Verlauf (links) bzw. konstanten Verlusten und einer Lorentz-förmigen Verstärkung (rechts), sowie die stationäre Nettoverstärkung $b_q(n_0 - n_q) - (1 + \beta_q)$ (unten). $\eta = 1.5$, gleichmäßiges Pumpen, Berechnung mit Spontanemission, Oszillation jeder 32. Mode.

Einfluss der Modenzahl

Die Zahl oszillierender Moden ist für die Form des stationären Spektrums sowie die Empfindlichkeit gegen zusätzliche schmalbandige Absorption von Bedeutung. Abbildung 5.3 zeigt stationäre Emissionsspektren bei Variation der Modenzahl (Variation der Modendichte bzw. Resonatorlänge wie am Beginn dieses Kapitels erläutert).

Bei Oszillation einer größeren Modenzahl (rechts in Abb. 5.3) nimmt die Amplitude der Fourierkoeffizienten n_i ab und die Kompensation von Verlust- bzw. Verstärkungsunterschieden (vgl. vorherigen Abschnitt) funktioniert weniger gut. Dies ist im unteren rechten Verlauf der Nettoverstärkung in Abb. 5.3 zu erkennen. Die Nettoverstärkung ist stärker gekrümmt und an der Stelle der Absorptionslinie stärker reduziert, folglich kondensiert das Spektrum stärker und die Absorptions-Kerbe im Spektrum ist tiefer. Ebenfalls zu erkennen ist, dass die Verluste nicht vollständig ausgeglichen werden, die Abweichung der Nettoverstärkung von 0 entspricht gerade der Spontanemission (normiert auf die Photonenzahl): $-[BL(N_0 - N_q)]/M_q$.

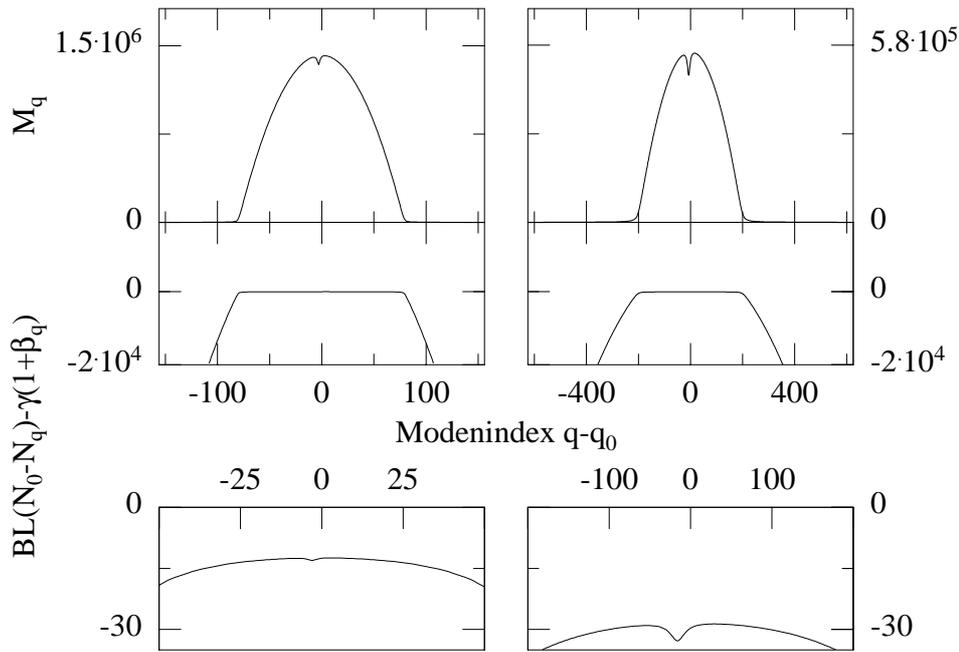


Abbildung 5.3: Stationäre Spektren (oben) und Nettoverstärkung (unten) für verschiedene Zahlen oszillierender Moden (jede 32. (links) bzw. jede 8. (rechts)), $\eta = 1.5$, gleichmäßiges Pumpen, $\beta_{q_0, \kappa} = 9 \cdot 10^{-5} \Leftrightarrow \kappa = 4.5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^{-1}$, Berechnung mit Spontanemission, Photonenzahlen und Nettoverstärkung sind in physikalischen Einheiten (Gl. 1.29 bzw. 1.30) dargestellt.

Variation der Linienstärke

Die spektrale Sättigungszeit t_s ist abhängig von der Stärke des Absorptionssignals. Abbildung 5.4 zeigt t_s vs. κ , dabei auch für unterschiedlich viele Moden im Emissionsintervall. Im Unterschied zum idealen Vielmodenlaser ist die Empfindlichkeit hier nicht maximal für kleine Absorptionskoeffizienten, stattdessen steigt sie mit dem Absorptionskoeffizienten und erreicht maximalen Wert, wenn der spektrale Fluß im Linienzentrum gleich der Spontanemission ist, dies ist jeweils etwa bei $\beta_q = (n_0 - 1)$ (gestrichelte Linien) der Fall. Für größere Absorptionskoeffizienten ($\beta_q > (n_0 - 1)$) oszillieren die betroffenen Moden nicht und die Empfindlichkeit ist nicht durch räumliches Lochbrennen begrenzt. Für $\beta_q < (n_0 - 1)$ gilt die Abschätzung aus Gl. 5.6 (durchgezogene Linien). Bei kleinem κ führt die Spontanemission zur Abweichung von der Abschätzung, die Spontanemission nicht berücksichtigt.

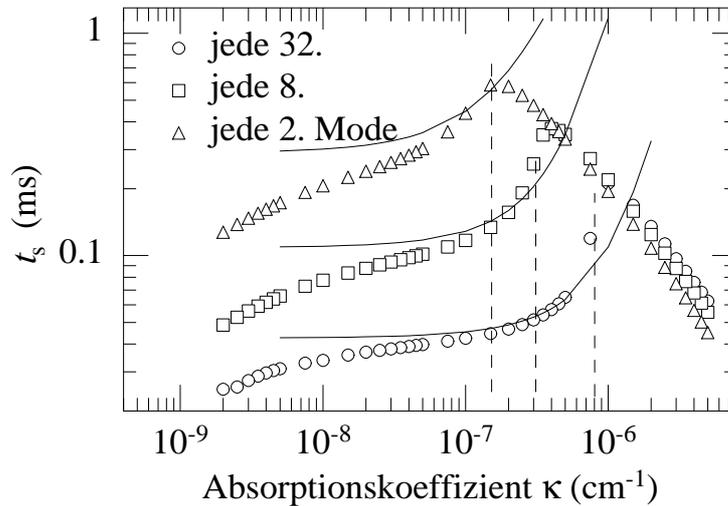


Abbildung 5.4: Spektrale Sättigungszeit t_s vs. κ für verschiedene Zahlen oszillierender Moden. Ebenfalls dargestellt ist der Verlauf gemäß der Entwicklung nach Gl. 5.6 (durchgezogene Linien), gestrichelte vertikale Linien markieren jeweils die Grenze $\beta_{q_0, \kappa} = (n_0 - 1)$, $\eta = 1.5$, gleichmäßiges Pumpen, Berechnung mit Spontanemission.

Variation des Pumpparameters

Abbildung 5.5 zeigt stationäre Emissionsspektren (oben) für zwei unterschiedliche Pumpparameter. Zu erkennen ist hier eine höhere Empfindlichkeit bei kleinerem Pumpparameter, durch die schlechtere Kompensation des zusätzlichen Verlustes in

den Nettoverlusten (unten) stellt sich ein höherer Kontrast im stationären Emissionsspektrum ein.

Abbildung 5.6 zeigt t_s vs. $\eta - 1$. Deutlich über der Schwelle nimmt die Empfindlichkeit mit η ab, der Verlauf wird von der Abschätzung (Gl. 5.8) richtig wiedergegeben (durchgezogene Linien). Dicht an der Schwelle steigt die Empfindlichkeit zunächst mit η , in diesem Bereich liegt *Begrenzung durch Spontanemission* vor. Die Empfindlichkeit erreicht ein Maximum, wenn die Empfindlichkeitsbegrenzung durch räumliches Lochbrennen und Spontanemission gleich groß sind. Der entsprechende Pumpparameter nach der Abschätzung (Gleichheitszeichen in Gl. 5.9) ist jeweils durch gestrichelte vertikale Linien markiert und wird von der Simulation bestätigt. Für gegebene Laser-Parameter ist dies die Pumprate, bei der maximale Empfindlichkeit erreicht werden kann. Bei vorgegebenem Pumpparameter und vorgegebener Modenzahl gibt es eine Spontanemissionsstärke B/A , unterhalb der Spontanemission keine Rolle spielt. Dieser Sachverhalt wird in Abb. 5.7 anhand von Simulationsergebnissen bei Variation von B/A veranschaulicht.

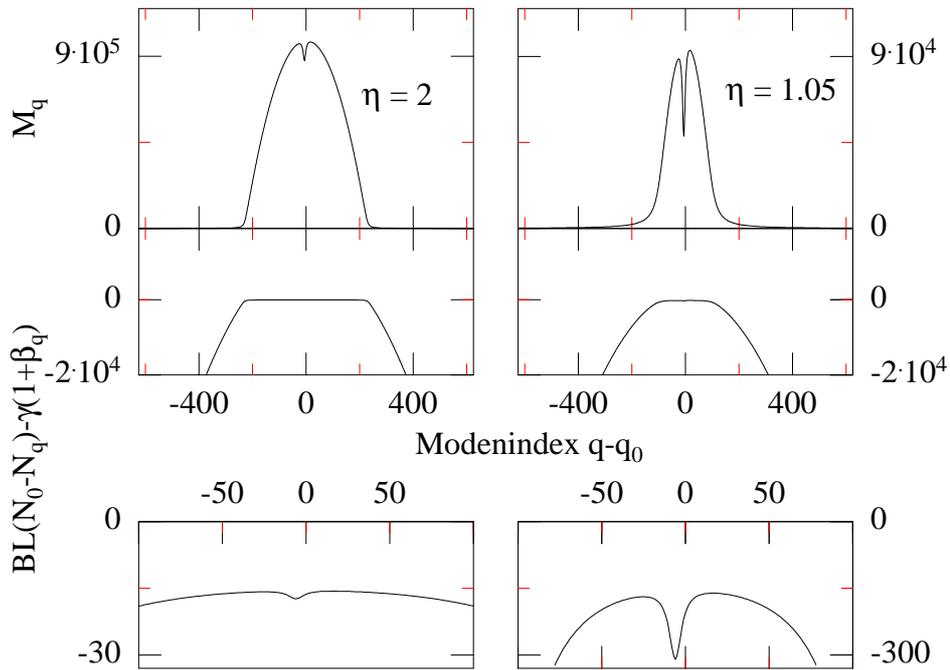


Abbildung 5.5: Stationäre Spektren (oben) und Nettoverstärkung (unten) für zwei verschiedene Pumpparameter η , $\beta_{q_0, \kappa} = 9 \cdot 10^{-5} \Leftrightarrow \kappa = 4.5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^{-1}$, gleichmäßiges Pumpen, Oszillation jeder 8. Mode, Berechnung mit Spontanemission.

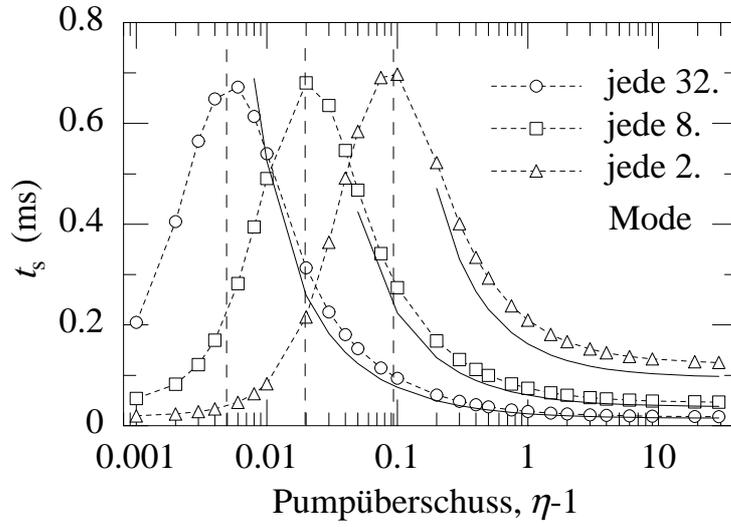


Abbildung 5.6: t_s vs. $\eta - 1$, $\beta_{q_0, \kappa} = 9 \cdot 10^{-5} \Leftrightarrow \kappa = 4.5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^{-1}$, durchgezogene Linien: Abschätzung nach Gl. 5.8, oszillierende Mode := $m_q \geq 0.05 \cdot m_{q, \max}$, gestrichelte vertikale Linien markieren jeweils die Bedingung $M_{q, \max} = \mathcal{N}/(1 - 1/\eta)$ vgl. Gl. 5.9 ($M_{q, \max} = m_{q, \max} \cdot A/B$), gleichmäßiges Pumpen, Berechnung mit Spontanemission.

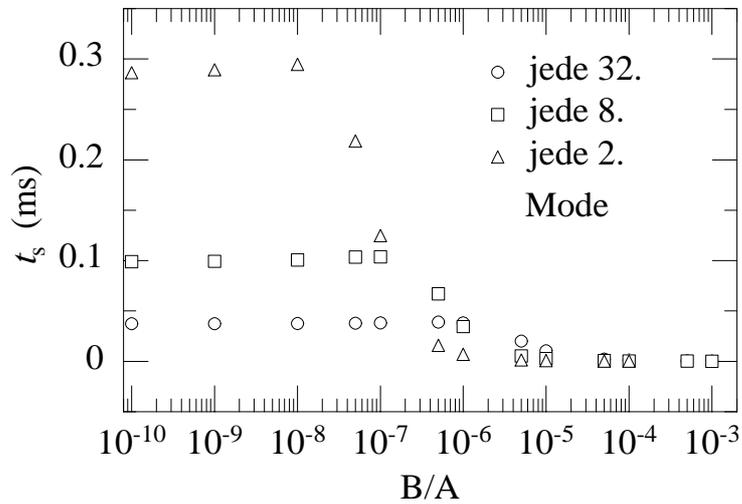


Abbildung 5.7: t_s vs. B/A , $\beta_{q_0, \kappa} = 9 \cdot 10^{-5}$, $\eta = 1.5$, gleichmäßiges Pumpen, Berechnung mit Spontanemission.

Position und Füllfaktor des Verstärkers

Wie in Kapitel 1.7.3 und Anhang A.2 erläutert, kann die teilweise Füllung des Resonators mit dem Verstärker und ein nicht gleichmäßiger Pumpverlauf (beispielsweise exponentiell abnehmend) mit Hilfe der Fourierentwicklung von P modelliert werden. Zur Untersuchung der Bedeutung von Position und Füllfaktor des Verstärkers wurden stationäre Spektren der erweiterten Ratengleichungen (Gl. 1.35, 1.33, 1.39 und 1.40), d.h. unter Berücksichtigung der Differenz-Frequenz-Komponenten von N und P , berechnet. Um die Rechenzeit zu begrenzen, wurden Berechnungen durchgeführt, bei denen sich stationäre Spektren geringer Modenzahl ergeben.

Bei den in Kapitel 3 vorgestellten Stehwellen-Faserlasern beginnt die Faser (der Verstärker) jeweils am Resonatoranfang und füllt den Resonator teilweise aus, der Pumpverlauf nimmt exponentiell ab. Abbildung 5.8 zeigt die spektrale Empfindlichkeit bei Positionierung des Verstärkers am Anfang des Resonators und – zum Vergleich – in der Resonator-Mitte. Die Länge des Verstärkers wurde variiert, der exponentielle Abfall der Pumpstärke auf 20 % des Anfangswertes konstant gehalten. Für beide Positionen geben kurze Verstärker größere Empfindlichkeit, wobei das Modell bei Positionierung des Verstärkers am Anfang des Resonators größere Empfindlichkeit ergibt. Bei Positionierung des Verstärkers am Anfang des Resonators nimmt die spektrale Empfindlichkeit stetig mit dem Füllfaktor ab, während bei Positionierung in der Mitte des Resonators die Empfindlichkeit erst bei Füllfaktoren $\gg 10$ % geringer wird. In Abbildung 5.9 wird die Position eines kurzen Verstärkers variiert, bei Verschiebung des Verstärkers zur Mitte des Resonators strebt die spektrale Empfindlichkeit gegen einen niedrigeren Wert als am Rand des Resonators.

Die Abbildung 5.10 zeigt stationäre Spektren für die Verstärker-Positionen 0.01, 0.02 und 0.5 bei 2 % Füllfaktor mit dem Verstärker. Bei Positionierung des Verstärkers am Anfang des Resonators zeigt das Spektrum größere Emissionsbreite und spektrale Empfindlichkeit. Ebenfalls zu erkennen ist, dass, wenn der Verstärker sich nicht in der Mitte befindet, die Spektren zusätzliche Strukturen bzw. eine Verzerrung zeigen. Diese zusätzlichen Strukturen können insbesondere bei Anwesenheit mehrerer Absorptionslinien zu Spektren führen, in denen Strukturen von Absorptionslinien nicht unterschieden werden können. Deshalb ist die Erzielung rauscharmer Spektren durch symmetrische Positionierung des Verstärkers in der Resonator-Mitte vorteilhaft.

Abbildung 5.11 zeigt die Fourierkoeffizienten η_i der den obigen Verstärker-Positionen entsprechenden Pumpverteilungen. Ebenfalls eingezeichnet sind die stationären Inversions-Koeffizienten u_i , deren Verlauf dem Verlauf der η_i folgt. Beson-

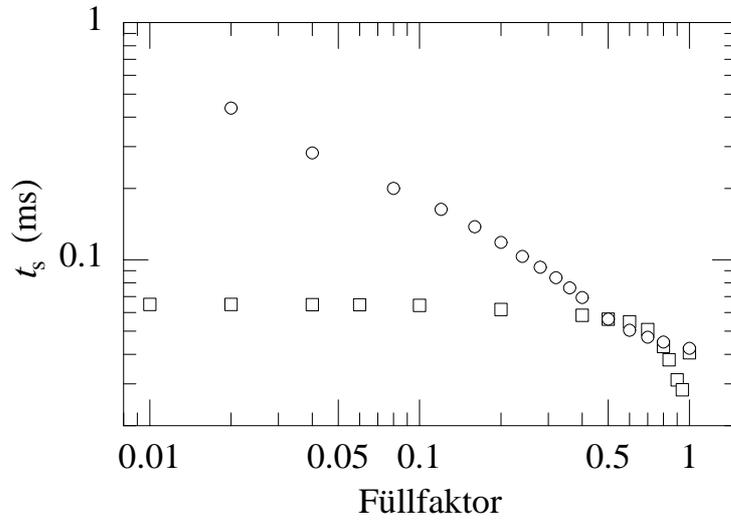


Abbildung 5.8: Aus stationären Spektren ermittelte spektrale Sättigungszeit t_s vs. Füllfaktor mit dem Verstärker. Kreise: Verstärker am Anfang des Resonators: $a = 0$, b variiert, Füllfaktor := $2 \cdot (b - a)$. Quadrate: Verstärker in der Resonator-Mitte: $(a + b)/2 = 0.5$, Füllfaktor := $(b - a)$. Oszillation jeder 32. Mode, $\eta = 1.5$, $\beta_{q_0, \kappa} = 1 \cdot 10^{-4}$, 80 % Pumpabsorption, Berechnung mit Spontanemission.

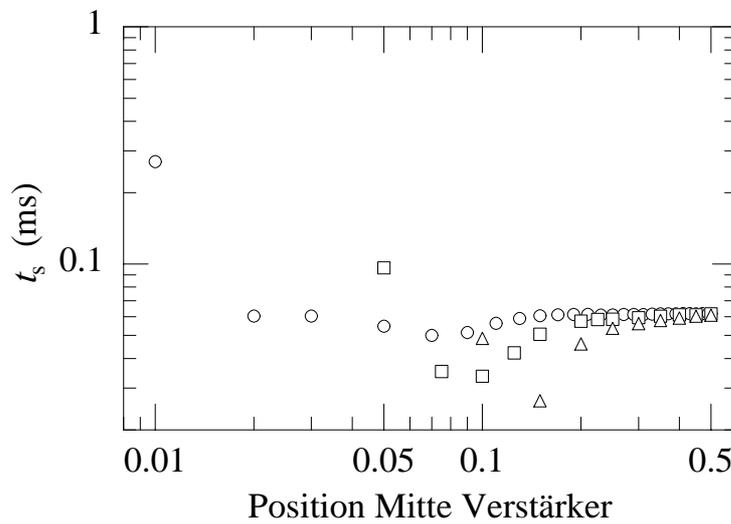


Abbildung 5.9: Aus stationären Spektren ermittelte spektrale Sättigungszeit t_s vs. Position Mitte Verstärker, a und b variiert, Füllfaktor: $(b - a) = 0.02$ (Kreise), 0.1 (Quadrate), 0.2 (Dreiecke). Oszillation jeder 32. Mode, $\eta = 1.5$, $\beta_{q_0, \kappa} = 1 \cdot 10^{-4}$, 80 % Pumpabsorption, Berechnung mit Spontanemission.

ders wichtig sind Koeffizienten u_i mit Indizes $i \leq$ der Emissionsbreite des Lasers (in Modenabständen). Diese Koeffizienten bestimmen die Kopplung mit der $\pm i$ -ten Nachbarmode. Alle Nachbarmoden, die in Reichweite positiver u_i liegen, sind zur betrachteten Mode gegengekoppelt, zu Moden in Reichweite negativer u_i besteht hingegen Mitkopplung. Bei Positionierung am Anfang des Resonators sind u_1 und fast alle weiteren u_i positiv, dies entspricht dem guten Überlapp der Moden am Anfang des Resonators. Demgegenüber ist eine Mode bei Positionierung des Verstärkers in der Mitte des Resonators mit Nachbarmoden alternierend mit- bzw. gegengekoppelt (Abb. 5.11 oben). Dies entspricht dem Umstand, dass in der Mitte des Resonators die Moden in zwei Gruppen zerfallen, deren Intensitätsverteilungen jeweils gut miteinander überlappen: Moden mit gerader und Moden mit ungerader Anzahl in den Resonator passender halben Wellenlängen.

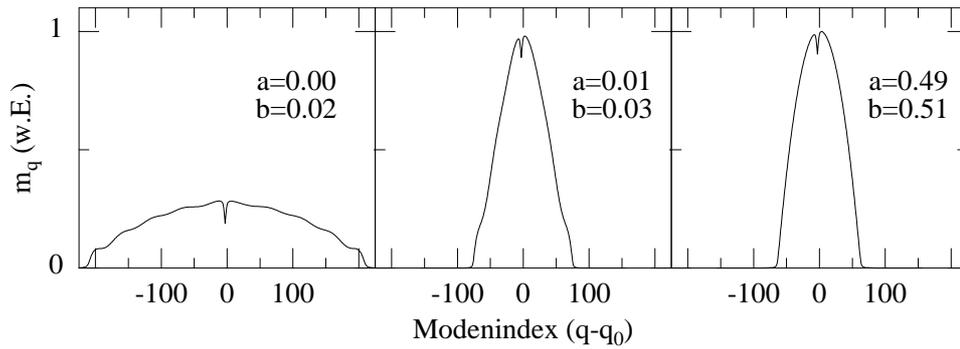


Abbildung 5.10: Stationäre Spektren bei verschiedenen Positionen Mitte Verstärker, a und b variiert. Oszillation jeder 32. Mode, $\eta = 1.5$, $\beta_{q_0, \kappa} = 1 \cdot 10^{-4}$, Füllfaktor $(b - a) = 0.02$, 80 % Pumpabsorption.

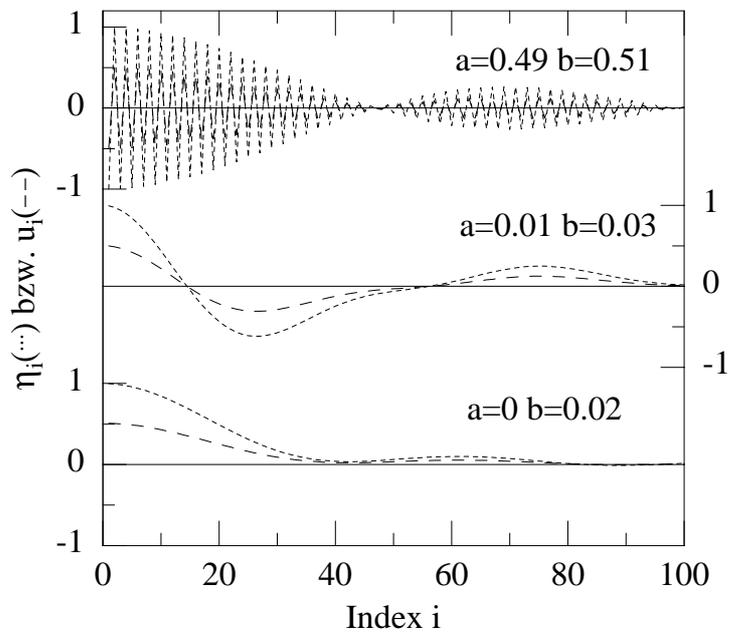


Abbildung 5.11: Fourier-Koeffizienten der Pumpverteilung η_i (gepunktete Linien) und stationäre Inversions-Koeffizienten u_i (gestrichelte Linien) zu den Verstärkerpositionen in Abb. 5.10, die Kurven sind auf der y-Achse versetzt.

5.2.1 Zusammenstellung der Parameterabhängigkeiten

Die Abbildung 5.12 zeigt die Abhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit vom Pumpüberschuss und von der Linienstärke des Absorbers für den Modelllaser dieses Abschnittes. Wie in den vorigen Abschnitten beschrieben, gibt es für die Laserparameter drei Gebiete mit verschiedener Ursache für die Empfindlichkeitsbegrenzung:

- I: Bei sehr kleinen Pumpparametern steigt die Empfindlichkeit mit η und ist durch Spontanemission begrenzt.
- II: Bei zunehmendem Pumpparameter und „schwachen“ Linien ist die Empfindlichkeit durch räumliches Lochbrennen begrenzt.
- III: Bei sehr starken Linien oszillieren die betroffenen Moden nicht, die Empfindlichkeit ist durch das Verhältnis der Spontanemissionsstärke zur Photonenanzahl in den Nachbarmoden bestimmt.

Bei realistischen Pumpparametern ($\eta > 1.1$) und den interessierenden „schwachen“ Linien befindet man sich im Gebiet II. Bei Vergrößerung der Modenzahl steigt die Empfindlichkeit und der „optimale“ Pumpparameter wächst (Abb. 5.12 c)).

In Abbildung 5.12 a) ist die spektrale Empfindlichkeit bei reduzierten Resonatorverlusten³ gezeigt. Zu sehen ist die Steigerung der spektralen Empfindlichkeit bei $\gamma = 5 \cdot 10^6$ (Abb. 5.12 a)) im Vergleich zu $\gamma = 1.5 \cdot 10^7$ (Abb. 5.12 b)). Die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von γ ist bereits in Gl. 5.6 angegeben. Vergleicht man Laser mit verschiedenen Resonatorverlusten aber gleichen Kontrasten im stationären Spektrum, so entspricht dies gleichem $\beta_{q_0, \kappa}$ bzw. $K = \text{konst.}$. Wegen $t_s = K / \kappa_{q_0} c$ und $\kappa_{q_0} = \beta_{q_0, \kappa} \gamma / c$ ist dann

$$t_s \propto 1/\gamma . \quad (5.12)$$

Dieser Zusammenhang wurde für Nd³⁺-dotierte Faserlaser experimentell bestätigt [18]. Die Annahme, Spektren gleicher Kontraste zur Bestimmung der Empfindlichkeit heranzuziehen, entspricht der experimentellen Situation. Spektrales Rauschen verhindert die Auswertung schwacher Linien, zu starke Absorption erschwert die Bestimmung des Absorptionssignals K . Bei Veränderung der Resonatorverluste müssen dann geeignete Linien zur Auswertung herangezogen werden, so dass immer Spektren sehr ähnlichen Kontrastes ausgewertet werden.

³Die Resonatorverluste γ gehen im Ratengleichungsmodell (normierte Gleichungen 1.33 und 1.34) in die Parameter $G = \gamma/A$ und β_q ein. Veränderung von G beeinflusst das Einschwingverhalten des Lasers, denn größeres γ führt zu einer höheren Haupt-Relaxationsfrequenz ν_0 (Gl. 3.6). Der stationäre Zustand ($\dot{m}_q = 0$ in Gl. 1.33) ist unabhängig von G , jedoch repräsentiert gleiches $\beta_{q, \kappa}$ bei größeren Resonatorverlusten γ einen größeren Absorptionskoeffizienten κ (Gl. 1.22).

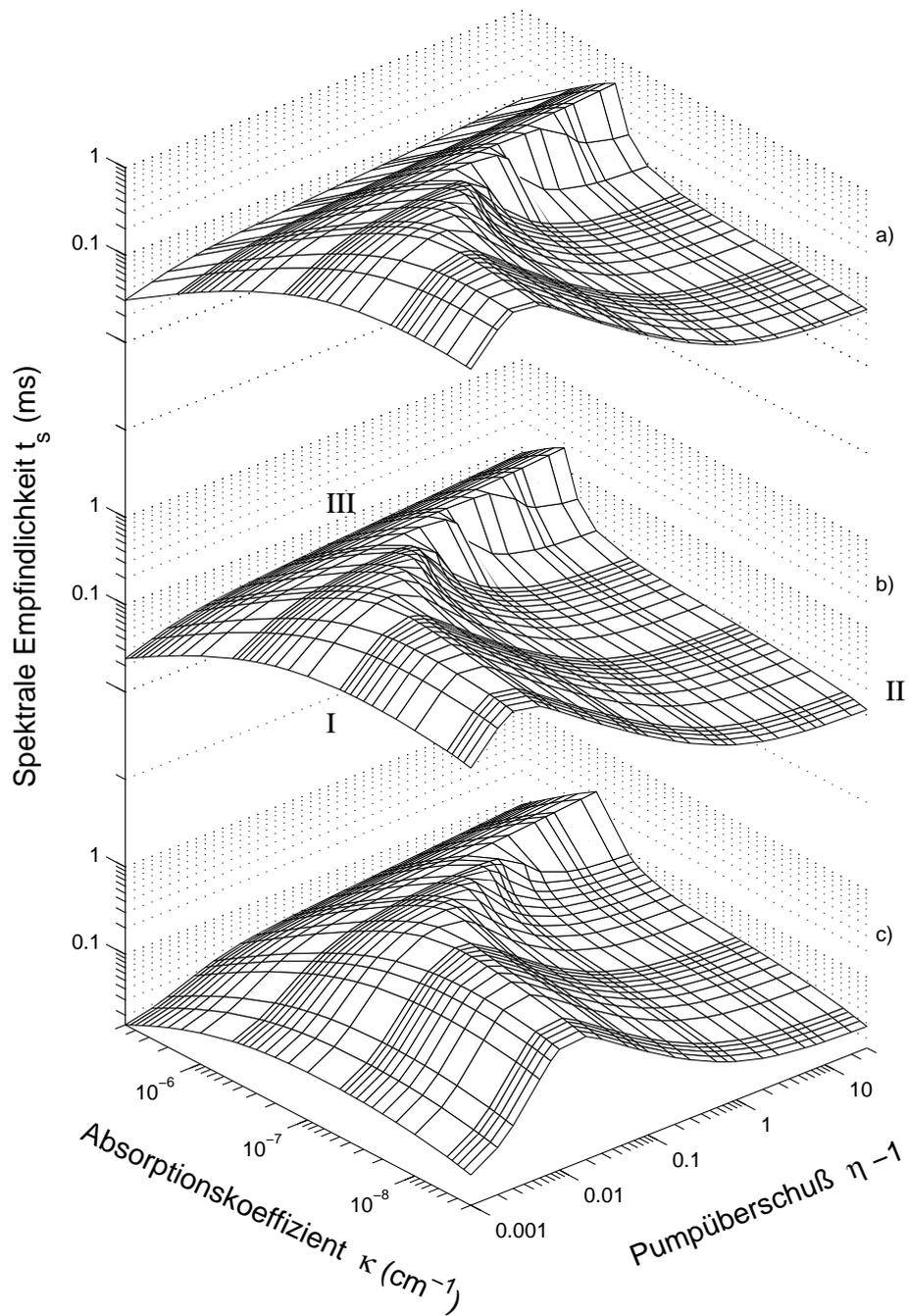


Abbildung 5.12: Spektrale Empfindlichkeit t_s vs. $\eta - 1$ und κ , bestimmt aus stationären Spektren (klassische TDSM-Gleichungen): a) Oszillation jeder 32. Mode, $\gamma = 5 \cdot 10^6$, b) Oszillation jeder 32. Mode, $\gamma = 1.5 \cdot 10^7$ und c) Oszillation jeder 8. Mode $\gamma = 1.5 \cdot 10^7$.

5.3 Vergleich des Ratengleichungsmodells mit den experimentellen Ergebnissen für den Yb³⁺-dotierten Faser-Laser

Die in Kapitel 3 mit dem Yb³⁺-dotierten Faserlaser erreichte spektrale Empfindlichkeit kann mit der theoretischen Begrenzung durch Spontanemission verglichen werden. Die Abschätzung nach Gl. 1.20 gibt für den Yb³⁺-dotierten Laser aus Abbildung 3.18 (Parameter: M_q aus Abb. 3.25, $\gamma = 1 \cdot 10^7 s^{-1}$):

$$L_{\text{eff}} \approx c \frac{M_q}{\gamma} \approx 30000 \text{ km } (\eta = 1.5) \text{ bzw. } 420000 \text{ km } (\eta = 5.6)$$

Die im Experiment erreichte spektrale Empfindlichkeit $L_{\text{eff}} \approx 60 \text{ km}$ liegt viele Größenordnungen unter der fundamental möglichen. Nach den Ergebnissen aus Abschnitt 3.6.4 (Abnahme der spektralen Empfindlichkeit mit η und der Modenleistung) ist – bei den vorliegenden Parametern – Rayleigstreuung nicht der dominante, die Empfindlichkeit begrenzende, Mechanismus.

Die Begrenzung der spektralen Empfindlichkeit durch räumliches Lochbrennen beträgt nach der Abschätzung (Gl. 5.8) für den Laser aus Abb. 3.18 (mit $\gamma = 1 \cdot 10^7 s^{-1}$ und $\mathcal{N} \approx 8000$):

$$L_{\text{eff}} = ct_s \approx c \frac{1}{\gamma} \frac{\mathcal{N}}{1 - 1/\eta} = 290 \text{ km } (\eta = 5.6).$$

Dabei wurde angenommen, dass im stationären Spektrum in Abb. 3.18 alle Resonator-Moden oszillieren. Gleichung 5.8 ist eine Abschätzung der Empfindlichkeit bei gleichmäßig verteilter Pumpanregung (klassische TDSM-Gleichungen) und für schwache Absorptionslinien. Bei teilweiser Füllung mit dem Verstärker steigt – nach den Ergebnissen aus Abschnitt 5.2 – die Empfindlichkeit wahrscheinlich noch weiter.

Die Abschätzung ($> 290 \text{ km}$) ergibt eine etwa eine Größenordnung größere spektrale Empfindlichkeit als das Experiment (60 km). Für die Zahl der tatsächlich oszillierenden Moden \mathcal{N} liegt keine weitere Information vor, d.h. es kann kein genauere Vergleich zwischen Abschätzung und Experiment vorgenommen werden.

Abbildung 5.13 zeigt die aus den klassischen TDSM-Gleichungen ermittelte Abhängigkeit der spektralen Sättigungszeit vom Absorptionskoeffizienten und der Zahl der oszillierenden Moden. Es ist zu sehen, dass für den gegebenen Absorptionskoeffizienten ($\kappa = 0.5 \cdot 10^{-6} cm^{-1}$) die experimentell ermittelte spektrale Empfindlichkeit ($L_{\text{eff}} = 60 \text{ km} \Leftrightarrow t_s = 200 \mu s$) mit den Voraussagen des Modells übereinstimmt, wenn die Zahl der Moden \mathcal{N} auf etwa 500 eingeschränkt wird. Experimentelle und theoretische spektrale Empfindlichkeit stehen in einem plausiblen Zusammenhang,

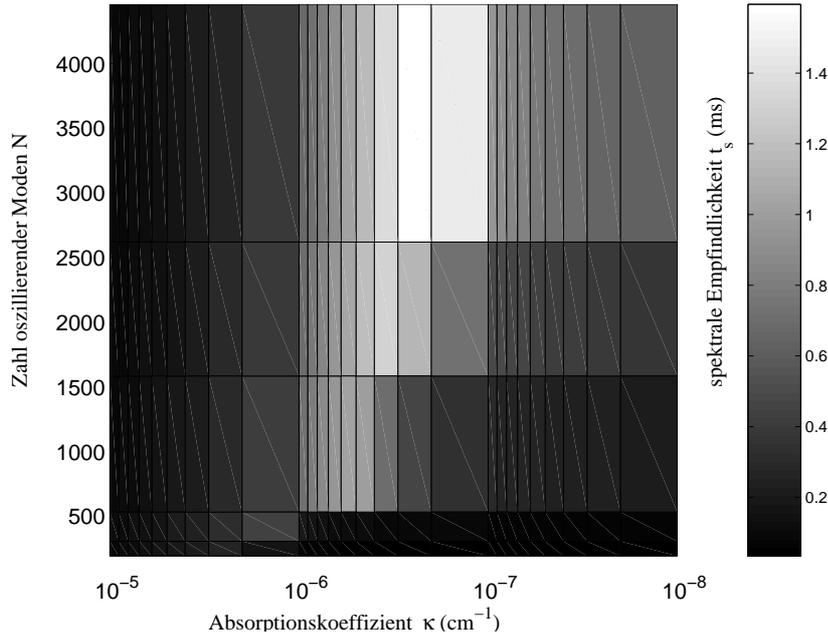


Abbildung 5.13: Aus stationären Spektren ermittelte spektrale Sättigungszeit t_s vs. κ bzw. der Zahl der oszillierenden Moden (oszillierende Mode := $m_q \geq 0.05 \cdot m_{q,max}$), $\gamma = 1 \cdot 10^7 s^{-1}$, $B/A = 1.65 \cdot 10^{-9}$, $\eta = 5.6$. Klassische TDSM-Gleichungen, Berechnung mit Spontanemission.

da die Verringerung der Zahl der oszillierenden Moden (und nicht die Erhöhung) die Übereinstimmung verbessert. Bemerkenswert ist weiterhin, dass die im Experiment gut beobachtbaren Linienstärken ($\kappa \approx 0.5 \cdot 10^{-6} cm^{-1}$) im Bereich maximaler Empfindlichkeit liegen.

Eine vorteilhafte Eigenschaft der ICAS Methode ist, dass das Absorptionssignal K gemäß Gl. 1.5 zu Beginn der Laserdynamik mit der Steigung κc linear ansteigt. Messung der Einschalt-Dynamik erlaubt dann die direkte Bestimmung des Absorptionskoeffizienten κ . In Abschnitt 3.6.1 wurde dieser Zusammenhang prinzipiell bestätigt, für den Yb^{3+} -dotierten Faser-Laser ergab sich jedoch ein langsamerer Anstieg bzw. eine frühe Sättigung des Absorptionssignals.

Die gemessene Dynamik des Absorptionssignals (Abbildungen 3.22 und 3.23) kann mit Simulationen verglichen werden. Abbildung 5.14 zeigt den aus der Simulation der Ratengleichungen ermittelten Verlauf $L_{eff}(t)$ bzw. $K(t)$ (Parameter aus dem Experiment (Abbildung 3.18)). Bemerkenswert ist, dass auch für den idealen Vielmodenlaser (Gleichungen 1.10 und 1.11) Abweichungen vom modifizierten Lambert'schen Gesetz auftreten, die entsprechende Linie zeigt den etwas langsameren

Anstieg des Absorptionssignals. Dies beruht auf dem teilweisen Verlust der Information über den Absorber in den Minima der Hauptrelaxation [75]. Während dieser Zeitpunkte stammt ein großer Anteil des Lichtflusses im Resonator aus der Spontanemission, aus diesem Grund ist dieser Effekt dicht an der Laserschwelle besonders ausgeprägt [76].

Die Abweichungen sind deutlicher für die klassischen TDSM-Gleichungen und am stärksten für die erweiterten TDSM-Ratengleichungen. Während für den idealen Vielmodenlaser das Absorptionssignal bei Vernachlässigung der Spontanemission exakt dem Lambert'schen Gesetz folgt, treten die Abweichungen bei Berechnung mit den klassischen bzw. erweiterten Ratengleichungen immer auf, der langsamere Anstieg kennzeichnet die Empfindlichkeitsbegrenzung durch räumliches Lochbrennen.

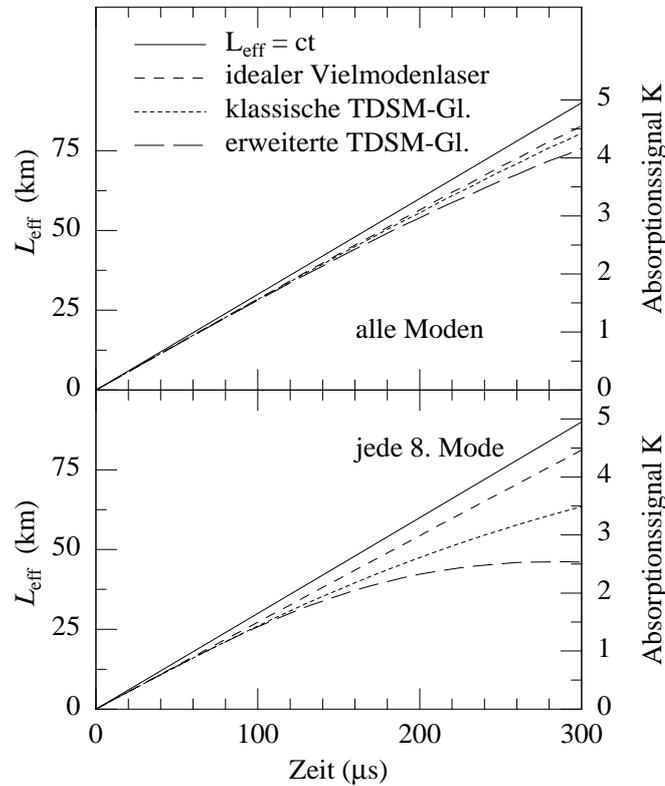


Abbildung 5.14: Aus Simulationen der Ratengleichungssysteme ermitteltes $L_{\text{eff}}(t) = K(t)/\kappa$. Parameter: zentrale Lorentz-förmige Linie, $\kappa = 0.5 \cdot 10^{-6} \text{cm}^{-1}$, $A = 1000$, $\gamma = 1 \cdot 10^7 \text{s}^{-1} \Rightarrow G = 10000$, $B/A = 1.65 \cdot 10^{-9}$, $\eta = 5.6$, erweiterte TDSM-Ratengleichungen: $a = 0$, $b = 0.38$, $\alpha_{\text{pump}} = 17 \text{m}^{-1}$.

5.4 Gemessene und simulierte spektrale Dynamik eines Ti-Saphir Lasers mit ICA unter Berücksichtigung der räumlichen Inhomogenität der Verstärkung

In [16] wurde die spektrale Dynamik eines Ti-Saphir Lasers experimentell untersucht. Hier wird jetzt die spektrale Dynamik dieses Lasers mit Hilfe der erweiterten Ratengleichungen simuliert. Durch Vergleich von gemessener und simulierter Dynamik soll untersucht werden, ob die im Experiment [16] gemessene spektrale Empfindlichkeit durch die räumliche Inhomogenität der Verstärkung erklärt werden kann.

Die Resonator-Konfiguration ist ein astigmatismuskompensierter Z-förmiger Stehwellen-Resonator mit einem 2 cm langen Ti-Saphir-Stab und einem resonatorinternen Prisma (60° , SF10) zum Durchstimmen. Mit den folgenden – experimentell bestimmten – Laserparametern wurden Simulationen der erweiterten Ratengleichungen (Gl. 1.33, 1.35, 1.39 und 1.40) durchgeführt:

Resonatorlänge = 217 cm, Kristalllänge = 2 cm

Verstärkerposition: $a = 0.527$, $b = 0.541$, 90% Pumplichtabsorption

$\gamma = 2.1 \cdot 10^6 s^{-1}$, $A = 3.2 \cdot 10^5 \Rightarrow G = 6.5$

$B/A = 3.12 \cdot 10^{-12}$

schmalbandige Verluste importiert aus HITRAN (Standard-US-Atmosphäre)⁴

Verstärkungsverlauf (b_q) konstant

parabolische Verlustkrümmung

Die Berechnung erfolgt mit konstanter Verstärkung, da die Krümmung der Nettoverstärkung von den Verlusten (Prisma im Resonator) bestimmt wird. Die Stärke der Verlustkrümmung wurde als freier Parameter so eingestellt, dass sich in Simulation und Experiment gleiche Emissionsbreite ergibt.

Abbildung 5.15 zeigt das mit einer schnellen Photodiode [33] und einem Spektrumanalysator [34] während des Experimentes aufgenommene Modenschwebungsspektrum des Lasers, dieses zeigt nur Beiträge bei den Frequenzen $1, 6$ und $7 \times \Delta\nu_{\text{FSR}}$. Dies ist verständlich, wenn nur Modenpaare im Abstand $\approx 6 - 7 \times \Delta\nu_{\text{FSR}}$ oszillieren. Dies ist in Abb. 5.15 (oben) schematisch dargestellt und kann durch ein Etalon verursacht sein. Die einzigen Flächen im Resonator sind die Brewsterflächen des Kristalls und des Prismas sowie die Spiegel. Ein Etalon $\approx 6 - 7 \times \Delta\nu_{\text{FSR}}$ entspricht 31–36 cm geometrischer Länge, was etwa dem Abstand des Prismas zum Resonatorendspiegel entspricht, Rückstreuung an den Prismafächen kann dann ein entsprechendes Etalon erzeugen. Anstelle der Berücksichtigung dieses Etalons wurde

⁴vgl. Anhang A.1

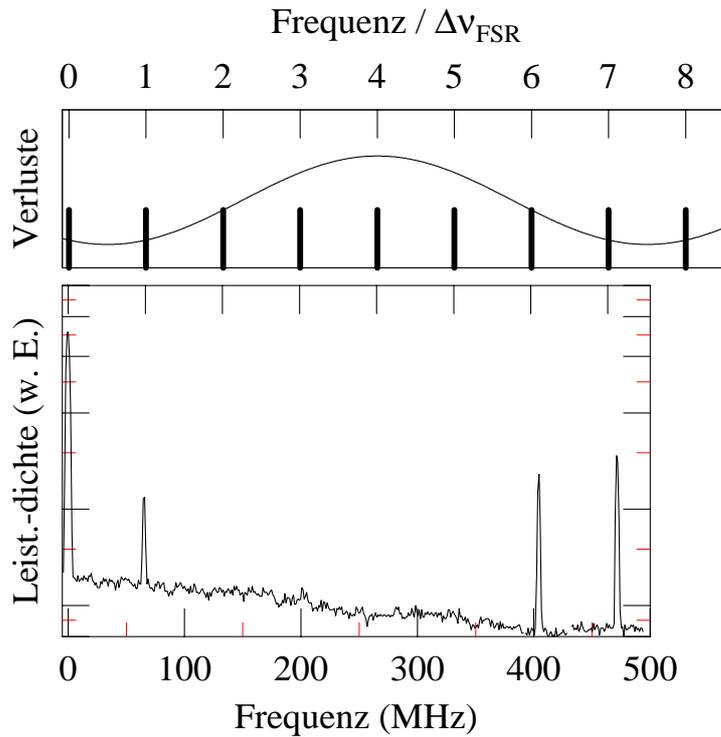


Abbildung 5.15: Unten: Während der Messung der spektralen Dynamik in Abb. 5.16 gemittelttes Modenschwungungsspektrum des Ti-Saphir Lasers, $\eta = 1.3$. Oben: Schematische Darstellung einer möglichen Verlustmodulation.

in der Simulation die Zahl der oszillierenden Moden um den Faktor 2 reduziert (die schematische Darstellung in Abb. 5.15 deutet darauf hin, dass wahrscheinlich sogar nur jede 3.-4. Mode oszilliert, die eindeutige Aussage ist in jedem Fall, dass die Zahl oszillierender Moden reduziert ist). Die gemessene und simulierte Spektral-Dynamik ist in den Abbildungen 5.16 bzw. 5.17 gezeigt. Einschwingen und Kondensation des Spektrums zeigen Ähnlichkeit. Jedoch gibt die HITRAN-Datenbank sowohl die Lage als auch die Stärke einiger Absorptionslinien im betrachteten Spektral-Intervall nicht korrekt wieder. Dies gilt auch für die Linien (Markierungen in den Abb. 5.16 und 5.17), die für die Bestimmung der Dynamik des Absorptionssignals herangezogen werden. Deshalb ist die Steigung des Absorptionssignals in Experiment und Simulation unterschiedlich, d.h. es können nicht zwei gleiche Linien direkt verglichen werden.

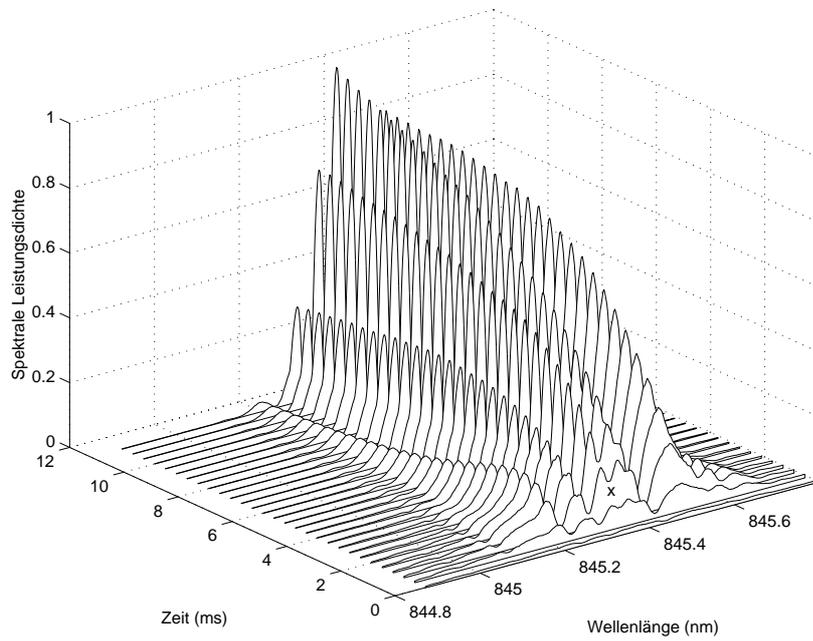


Abbildung 5.16: Gemessene spektrale Dynamik des Ti-Saphir Lasers, $\eta = 1.3$. In Abb. 5.18 wird die markierte Linie (x) ausgewertet.

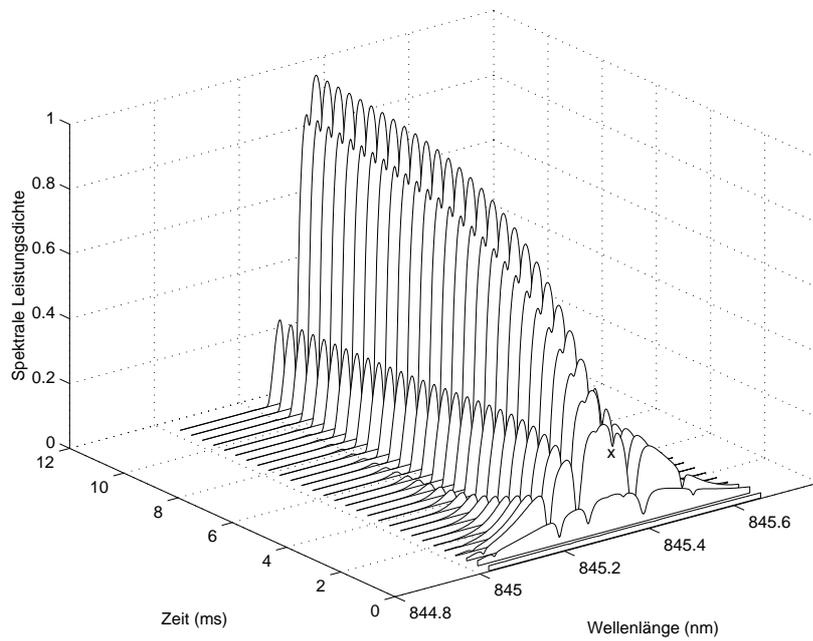


Abbildung 5.17: Numerisch simulierte spektrale Dynamik des Ti-Saphir Lasers, $\eta = 1.3$. In Abb. 5.18 wird die markierte Linie (x) ausgewertet.

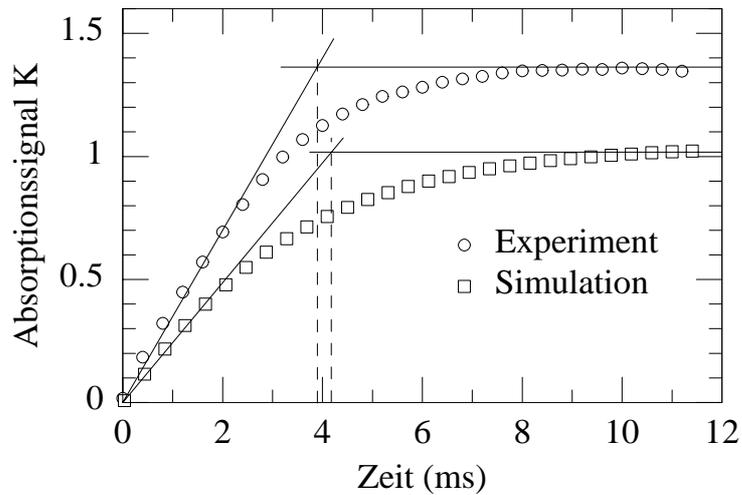


Abbildung 5.18: Gemessene und simulierte Dynamik des Absorptions-Signals, bestimmt aus dem Kontrast der in den Abb. 5.16 bzw. 5.17 markierten Linien, Ti-Saphir Laser, $\eta = 1.3$.

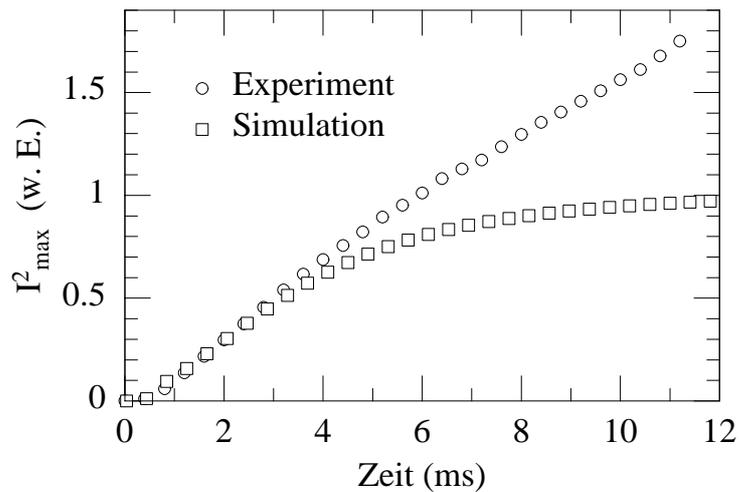


Abbildung 5.19: Gemessene und simulierte Dynamik des Quadrates des Lichtflusses im Emissionsmaximum (aus Abb. 5.16 bzw. 5.17), Ti-Saphir Laser, $\eta = 1.3$.

Die Dynamik des Absorptionssignals K zeigt Abb. 5.18, K wurde hier aus dem Kontrast des Lichtflusses in der Linie und des maximalen Lichtflusses in der Nachbarschaft ermittelt. Aufgrund der unterschiedlichen Stärke der Linien ist die Steigung

zwar leicht unterschiedlich, die Signale sättigen jedoch etwa nach gleichen Zeiten (gestrichelte Linien):

$$t_s \approx 4 \text{ms} .$$

Die Simulation der Laser-Dynamik unter Berücksichtigung der Inhomogenität der Verstärkung reproduziert somit die Größenordnung der gemessenen spektralen Empfindlichkeit.

Die gemessene und in der Simulation bestimmte spektrale Empfindlichkeit kann mit den Überlegungen in Abschnitt 5.1.2 verglichen werden. In den stationären Spektren in den Abbildungen 5.16 bzw. 5.17 oszillieren etwa 300 Moden. Mit Gleichung 5.10 ergibt sich damit $M_q \approx 3 \cdot 10^8$, d.h. es gilt $M_q \gg \mathcal{N}/\gamma(1 - 1/\eta) \approx 1300$ und die spektrale Empfindlichkeit wird durch die Inhomogenität der Verstärkung bestimmt (Gl. 5.9). Gleichung 5.8 gibt für die spektrale Empfindlichkeit:

$$t_s \approx \frac{1}{\gamma} \frac{\mathcal{N}}{1 - 1/\eta} \approx 650 \mu s ,$$

diese Abschätzung gilt für einen gleichmäßigen Pumpverlauf (klassische TDSE-Gleichungen). Berücksichtigt man, dass die teilweise Füllung die Empfindlichkeit mindestens um den Faktor 2 erhöht, so wird auch von der Abschätzung die Größenordnung der gemessenen spektralen Empfindlichkeit richtig wiedergegeben.

Abbildung 5.19 zeigt die experimentell beobachtete Zunahme des spektralen Lichtflusses im Emissionsmaximum weit über die spektrale Sättigungszeit t_s hinaus (vgl. auch [5],[16]), während in der Simulation die Zunahme des spektralen Lichtflusses im Emissionsmaximum (d.h. die Kondensation des Spektrums) etwa nach der spektralen Sättigungszeit t_s abgeschlossen ist.

5.5 Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse

Es wurde dargestellt, dass die spektrale Empfindlichkeit durch die räumliche Inhomogenität der Verstärkung (räumliches Lochbrennen) – im Vergleich zum idealen Vielmodenlaser – eingeschränkt sein kann. Diese Begrenzung wurde exemplarisch für einen typischen Faserlaser untersucht. Hierzu wurde die spektrale Empfindlichkeit aus numerisch errechneten stationären Emissionsspektren bestimmt. Bei hinreichender Anregung über der Schwelle ist die spektrale Empfindlichkeit durch die räumliche Inhomogenität der Verstärkung begrenzt und nimmt mit dem Pumpparameter ab. Die spektrale Empfindlichkeit steigt mit abnehmenden Resonatorverlusten und zunehmender Modenzahl.

Die teilweise Füllung des Resonators mit dem Verstärker hat – im Rahmen des Modells – Einfluss auf das räumliche Lochbrennen. Maximale Empfindlichkeit ergibt sich bei bestem räumlichen Überlapp aller Moden, d.h. bei Positionierung des Verstärkers am Rand des Resonators. Glatte, stetige Spektren erhält man bei Positionierung des Verstärkers in der Mitte des Resonators.

Experimentelle Ergebnisse für einen Yb^{3+} -dotierten Faserlaser wurden mit Voraussagen des Ratengleichungsmodells verglichen. Dabei stimmen die Größenordnungen der spektralen Empfindlichkeiten überein, auch der zeitliche Verlauf des Absorptionssignals $K(t)$ ist in Experiment und Simulation ähnlich. Für einen genaueren Vergleich fehlt die Information zur Zahl der tatsächlich oszillierenden Moden.

Die gemessene Spektral-Dynamik und spektrale Empfindlichkeit eines Ti-Saphir Lasers wurde mit einer numerischen Simulation der erweiterten Ratengleichungen verglichen. Die Zahl der oszillierenden Moden wurde – gestützt durch ein gemessenes Modenschwebungsspektrum – in der Simulation reduziert, zusätzlich wurde die Verlustkrümmung so gewählt, dass sich gleiche Emissionsbreite ergibt. Unter diesen Annahmen wurde die Größenordnung der gemessenen spektralen Empfindlichkeit reproduziert. Dies stützt die Annahme, dass bei diesem Laser räumliches Lochbrennen bei der Begrenzung der spektralen Empfindlichkeit von Bedeutung ist.

Für die Bewertung der Ergebnisse sind die Grenzen des Modells zu diskutieren. Die (erweiterten) Tang Statz deMars Ratengleichungen beschreiben die Dynamik der Moden im Stehwellenlaser bei Verstärkung durch eine räumlich feste Inversion. Um zu Ratengleichungen zu gelangen, wird die Verstärkung jeder einzelnen Mode durch die Überlappung von Modenintensität und Inversion im Fourierraum ausgedrückt. Im Experiment ist die räumliche Verteilung von Pumpanregung und (ungesättigter) Inversion nicht in jedem Fall stationär, sondern kann sich während der Laserentwicklungszeit verändern. Eine Ursache hierfür kann die Diffusion der

Besetzung des oberen Laserniveaus sein, im Festkörperlaser beispielsweise durch Energieübertrag an Nachbar-Ionen. Auswirkungen können auch Schwankungen der Resonatorlänge während der Laserentwicklung haben. Während die Intensitätsverteilung der Moden einer solchen Schwankung sofort folgen und stets Gl. 1.25 erfüllen muss, wird die gesättigte Inversion der Schwankung verzögert folgen und somit Moden an Fourieranteile der Inversion koppeln, die ihnen vorher nicht zugänglich waren. Ein solcher Prozeß entspricht einer Homogenisierung der Inversion und ist für einen Verstärker in der Mitte des Resonators besonders ausgeprägt.

Schießlich ist zu überlegen, ob einer teilweise Füllung des Resonators mit dem Verstärker im Rahmen der Raten-Gleichungen 1.39, 1.40 und 1.41 ausreichend beschrieben werden kann. Teilweise Füllung des Resonators bedeutet eine sprunghafte Änderung von $P(z)$, deren Fourierentwicklung dann auch hochfrequente Frequenz-Komponenten enthält. Insbesondere bei sehr kurzen Verstärkern in der Mitte des Resonators ist es deshalb fraglich, ob Gleichung 1.37 hinreichend erfüllt ist oder nicht vielmehr in Gleichung 1.40 die direkte Anregung mit den Fourierkomponenten η_i der Pumpverteilung berücksichtigt werden muss.

Aus den genannten Gründen ist die Aussage von Abbildung 5.8 – dass nämlich die Verkürzung eines Verstärkers in der Resonator-Mitte die spektrale Empfindlichkeit nicht erhöht – für sehr kurze Verstärker mit Vorbehalt zu betrachten.

Kapitel 6

Vielmoden Nd^{3+} -Glas Scheiben-Laser mit Absorption im Resonator

Die spektrale Empfindlichkeit der in dieser Arbeit und in [18] untersuchten Nd^{3+} -dotierten Faserlaser ist über einen großen Bereich unabhängig vom Pumpparameter und in einem kleineren Bereich – wie in Kapitel 3 gezeigt – auch unabhängig von der Modenleistung. Wie in Abschnitt 1.5 ausgeführt, ist dies ein Hinweis auf eine Störung der Laseremission durch einen spontanen Streuprozess, beispielsweise Rayleighstreuung. Die Streurrate hängt wesentlich vom Füllfaktor des Laserresonators mit dem streuenden Medium – der Glasmatrix – ab und es ist zu erwarten, dass die Empfindlichkeit eines Lasers mit kurzem (aktiven) Medium höher ist. Nach den Ergebnissen des Kapitels 5 wird auch im Falle der Begrenzung der spektralen Empfindlichkeit durch räumliches Lochbrennen die Empfindlichkeit durch einen kurzen Verstärker verbessert.

6.1 Der experimentelle Aufbau

Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 6.1 gezeigt. Es wurde eine Laserdiode als Pumplichtquelle eingesetzt, auf diese Weise wurde zugleich ein kompakter und preiswerter Aufbau realisiert. Der in Abb. 6.1 gezeigte V-Resonator stellt das Resultat mehrere Versuche mit unterschiedlichen Geometrien dar. Sowohl eine Endfacetten-Konfiguration, bei der ein bedampfter Brewsterkeil aus dotiertem Nd^{3+} -Glas selbst als Resonatorspiegel diene, als auch eine V-Resonator-Konfiguration mit $r(S2) = 2r(S1)$ (vgl. Abb. 6.1) waren aufgrund starker Etalonstrukturen für die An-

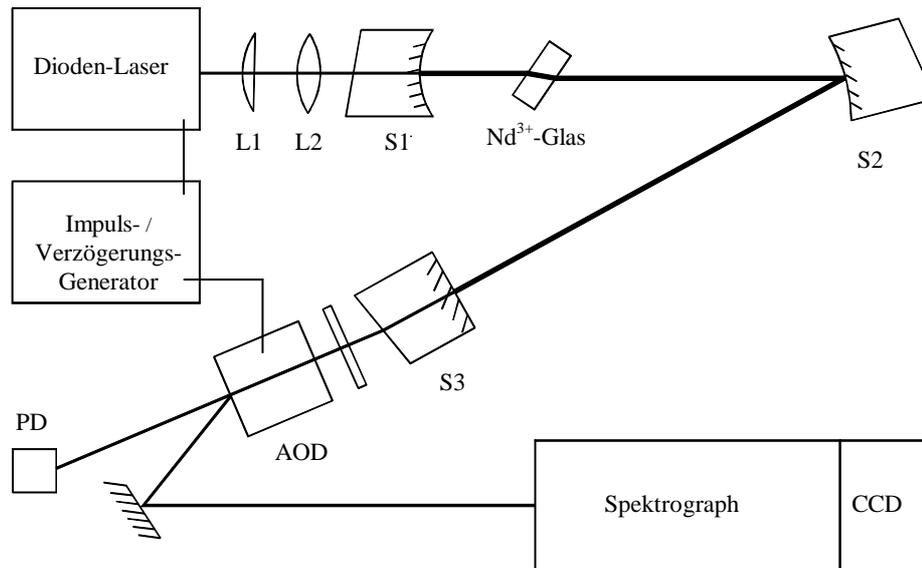


Abbildung 6.1: Experimenteller Aufbau des Nd^{3+} -Glas-Scheiben-Lasers.

wendung zur ICAS ungeeignet, eine Darstellung dieser Experimente findet sich in [77]. Bei der realisierten Resonator-Geometrie erlaubt der kleine Krümmungsradius des Spiegels S1 (vgl. unten) die Fokussierung der Laserdiodenstrahlung mit kurzer Brennweite $f(L2) = 3 \text{ cm}$. Auf diese Weise konnte das Modenvolumen des Lasers effektiv gepumpt werden. Desweiteren sind bei dieser Konfiguration alle Abstände im Resonator *und ihre Schwebungslängen* so lang, dass die entsprechenden Etalonstrukturen nicht aufgelöst werden. Solche Etalonstrukturen hatten bei anderen Resonatorkonfigurationen die Anwendung für ICAS behindert. Ausnahme ist das der Dicke des Glases entsprechende Etalon, allerdings wird es von den beiden schwächsten Reflexen bzw. Streuungen im Resonator – den Brewsterflächen des Glases – gebildet.

Das Nd^{3+} -dotierte Silikatglas (Kirge Q246, 6 mm physikalische Dicke, [17]) befindet sich unter Brewsterwinkel im Resonator. Der Astigmatismus des Dioden-Lasers [27] wird mit der Zylinderlinse L1 korrigiert. Es werden keine weiteren Strahlformungsoptiken eingesetzt, so dass der kollimierte Strahl einen, der Emitterfläche $1 \times 100 \mu\text{m}$ entsprechenden, unsymmetrischen, rechteckigen Querschnitt hat. Die Linse L2 ($f = 3 \text{ cm}$) fokussiert das Licht durch den Spiegel S1 ($T = 90\%$ bei 808 nm) in das Glas. Spiegel S1(HR, $r = 3 \text{ cm}$), S2(HR, $r = 150 \text{ cm}$) und S3 ($T = 1\%$, $r = \infty$) bilden einen Astigmatismus-kompensierten V-Resonator [78, 79]. Der Resonatorfokus liegt innerhalb des Glases. Die Schwellpumpleistung P_{Schw} beträgt 150 mW der Dioden-Laser-Leistung.

Die Verlustrate γ des Resonators wird wie in Kapitel 3 nach Gl. 3.6 bestimmt. Mit $\tau_3 = 330 \mu s$ ergibt sich $\gamma = 5.6 \pm 0.3 \cdot 10^6 s^{-1}$, bei 127 cm Resonatorlänge entspricht das 4.6 % Verlust/Umlauf inklusive 1% Auskopplung (S3).

6.2 Spektrale Dynamik und Empfindlichkeit

Die spektrale Dynamik wurde aufgenommen wie in Kapitel 3.6.1 beschrieben und in Abb. 3.17 dargestellt. Abbildung 6.2 zeigt Spektren des Lasers zu verschiedenen Entwicklungszeiten. Das gesamte Spektrum ist 4.5 nm breit. Wie beim Nd^{3+} -dotierten Faser-Laser zeigen sich spektrale Wellen im Spektrum, die hier nicht vollständig ausgedämpft sind. Die Spektren zu Entwicklungszeiten $\gg 1$ ms sind stark strukturiert, die Unterscheidung der Absorptionskerben von anderen Strukturen ist erschwert. Zur quantitativen Bestimmung der spektralen Sättigungszeit t_s wurde der Spektralbereich um 1062 nm herangezogen. Abbildung 6.3 zeigt die entsprechenden Ausschnitte aus den Spektren zu 0.15, 0.6 und 10 ms Entwicklungszeit.

Wie in Kapitel 3.6.2 wurde zu den Spektren durch Vergleich mit Hitran-Trans-

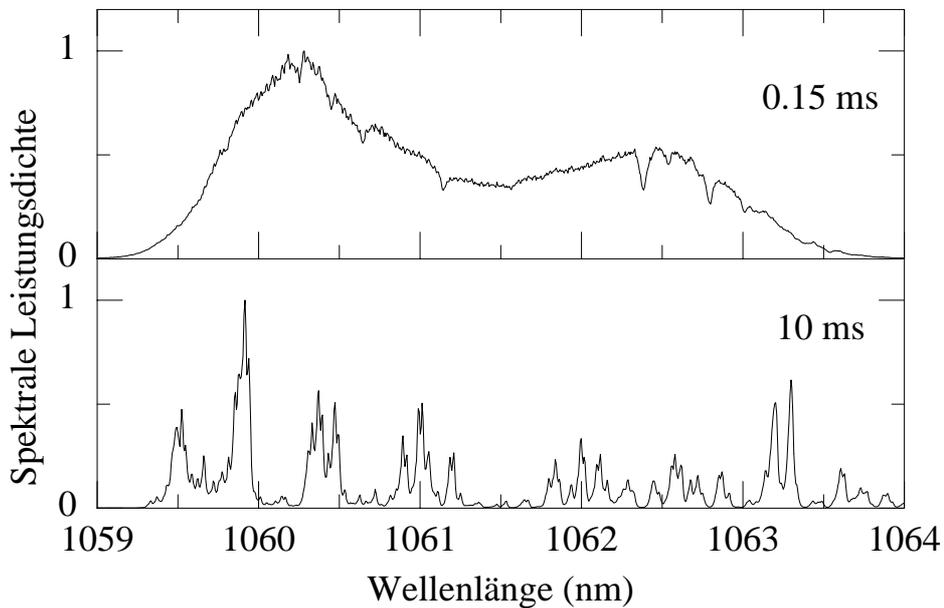


Abbildung 6.2: Spektren des Nd^{3+} -Glas Lasers zu zwei verschiedenen Entwicklungszeiten t , die Spektren sind über 350 Anschlagzyklen gemittelt, $\gamma = 5.6 \pm 0.3 \cdot 10^6 s^{-1}$, $\eta = 1.3$.

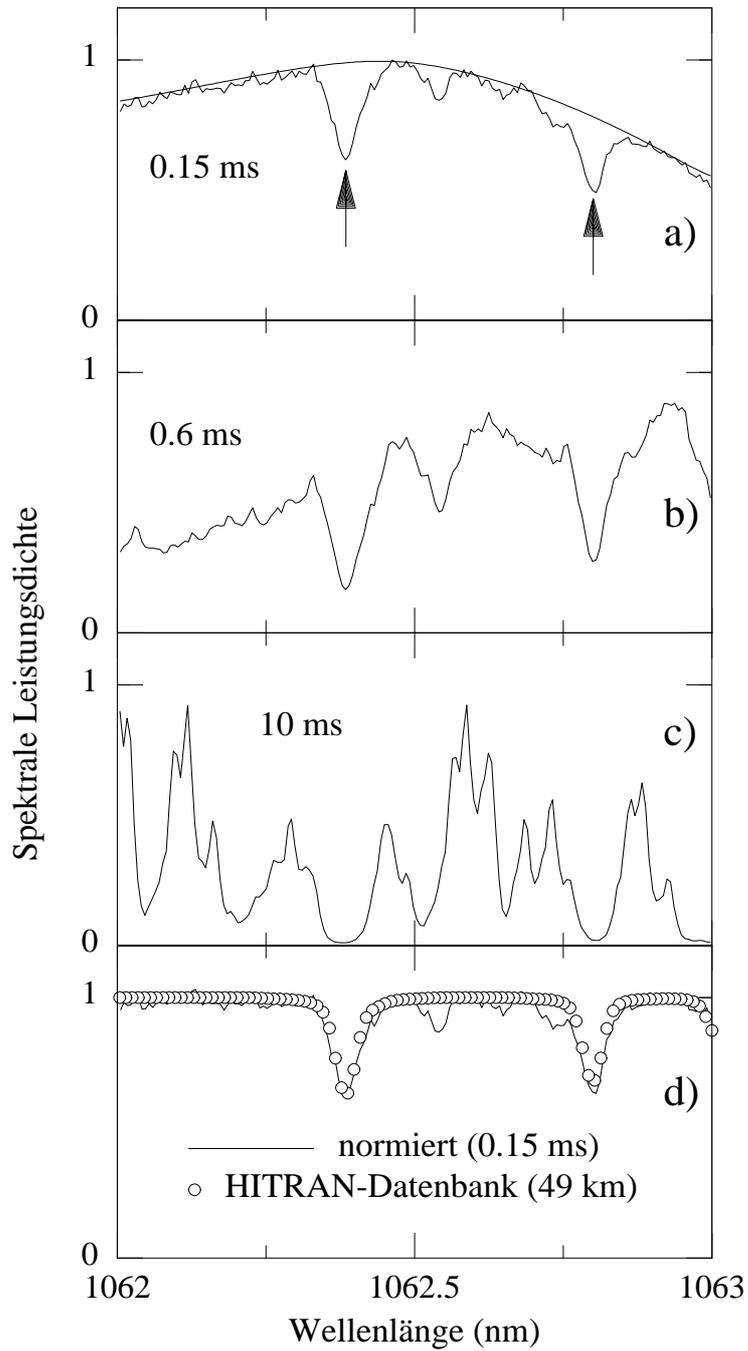


Abbildung 6.3: a), b) und c): Ausschnitte aus den Spektren des Nd^{3+} -Glas Lasers zu verschiedenen Entwicklungszeiten t , die Spektren sind über 350 Anschwingzyklen gemittelt, $\gamma = 5.6 \pm 0.3 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, $\eta = 1.3$. d): normiertes Spektrum zu $t = 0.15 \text{ ms}$ (Linie) und HITRAN-Spektrum (Kreise).

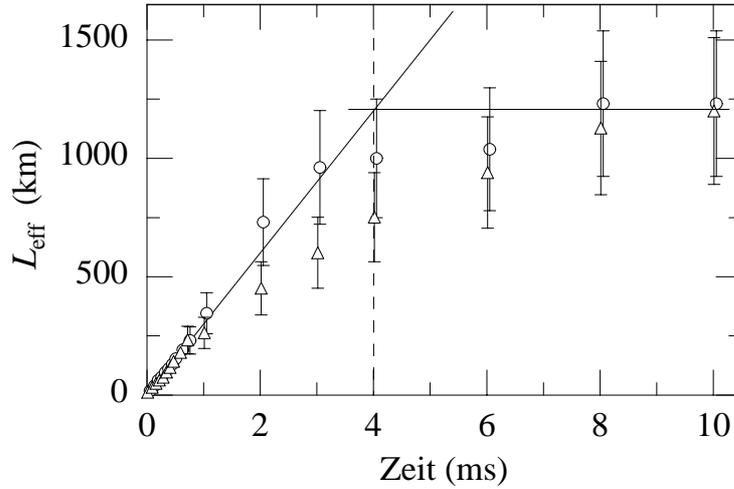


Abbildung 6.4: Durch Anpassung an HITRAN-Spektren bestimmtes L_{eff} für alle Spektren der Spektral-Dynamik aus Abb. 6.3. Ausgewertet wurden die in Abb. 6.3 markierten Linien bei $\lambda = 1062.4$ nm (Dreiecke) und $\lambda = 1062.8$ nm (Kreise). Fehlerbalken resultieren aus der Unsicherheit bei der Abschätzung der Einhüllenden der Spektren für Zeiten $t > 1$ ms. Durchgezogene Linien zeigen $L_{\text{eff}} = ct$, bzw. $\overline{L_{\text{eff,max}}}$, die gestrichelte Linie $t_s = \overline{L_{\text{eff,max}}}/c$.

missionsspektren die äquivalente Absorptionslänge $L_{\text{eff}}(t)$ bestimmt. Eine Anpassung eines gemessenen an ein berechnetes Spektrum ist in Abb. 6.3 d) für die Entwicklungszeit $t = 0.15$ ms gezeigt. Die Luftfeuchte wurde bei diesem Experiment nicht gesondert gemessen. Stattdessen wurde L_{eff} mit der Standard-Einstellung im TRANS-Programm bestimmt und anschließend so skaliert, dass $L_{\text{eff}} = ct$ erfüllt ist. Der sich hieraus ergebende Faktor entspricht im Experiment einer 1.3-fachen Luftfeuchte der US Standard Atmosphäre¹. Dieses Vorgehen ist durch die Resultate in Kapitel 3.6.2 gerechtfertigt.

Abbildung 6.4 zeigt L_{eff} vs. t für die Absorptionslinien bei 1062.4 und 1062.8 nm. Bis zu 1 ms Entwicklungszeit ist der Anstieg linear, für größere Zeiten wird die Bestimmung von L_{eff} zunehmend unsicherer, gekennzeichnet durch die Fehlerbalken in Abb. 6.4. In jedem Fall geht die spektrale Entwicklung deutlich über 1 ms hinaus, die spektrale Sättigungszeit entspricht wenigstens $t_s = 4 \pm 1$ ms (gestrichelte Linie in Abb. 6.4), dieser Laser ist – bei sehr ähnlichen Laserparametern – eine Größenordnung empfindlicher als der Faserlaser aus Kapitel 3.

¹vgl. Anhang A.1

6.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Mit geringerem Füllfaktor mit dem Wirtsmaterials und dem Verstärker wurde eine deutlich erhöhte Empfindlichkeit gegen ICA erreicht. Dieses Ergebnis stützt die Annahme, dass die Empfindlichkeit durch Rayleighstreuung begrenzt ist. Gleichzeitig ist auch der Füllfaktor mit dem Verstärker reduziert, was nach Kapitel 5 ebenfalls die Empfindlichkeit verbessert.

Die erreichte spektrale Empfindlichkeit ist hoch, 4 ms spektrale Sättigungszeit entsprechen $L_{\text{eff}} = 1200$ km. Die Nachweisempfindlichkeit ist durch das starke spektrale Rauschen eingeschränkt. Eine wesentliche Ursache hierfür ist der stark unsymmetrische (bezüglich des Strahlquerschnittes) Pumpstrahl der Laser-Diode. Bedingt durch die hohe Dotierungs-Konzentration des Laser-Glases führt dies zu unsymmetrischer Erwärmung, entsprechender Spannung und Doppelbrechung. Der Einsatz einer Laserdiode mit symmetrischem Strahlprofil soll hier deutliche Verbesserungen ermöglichen. Auch die Halterung und Kühlung des Laser-Glases kann für die Erzielung einer symmetrischen Kühlung verbessert werden.

Mit dem vorgestellten Laser steht ein sehr empfindliches ICA-Spektrometer zur Verfügung. Es ermöglicht Messungen im Spektralbereich 1056–1068 nm und ist eine Alternative zum Nd^{3+} -dotierten Faser-Laser.

Kapitel 7

Nachweis von Benzol im Resonator eines Faserlasers

7.1 Der experimentelle Aufbau

C_6H_6 soll im Spektralbereich um 1132 nm nachgewiesen werden. Dafür kommen sowohl Nd^{3+} als auch Yb^{3+} -dotierte Faser-Laser in Betracht. Wie in Abschnitt 3.6.1 gezeigt, sind die Nd^{3+} -Faser-Laser-Spektren deutlich breiter als die entsprechenden Yb^{3+} -Faser-Laser-Spektren. Da nur die Emission des Nd^{3+} -Faser-Lasers breiter als die etwa 4 nm umfassende Benzol-Absorptions-Bande ist, wurde dieser Laser für die Experimente gewählt. Der Aufbau ist identisch zu Abbildung 3.16, zusätzlich befindet sich eine Glaszelle mit Brewsterfenstern (plan-plan, 1 cm Dicke, BK7) im offenen Resonator. Der Resonator wird von Faser vom Typ Nr. |1| und offenem Resonator gebildet: $L_{\text{Laser}} = L_{\text{Faser}} + L_{\text{Resonator}} = 78 \cdot 1.52 + 44 = 161$ cm. Die Zelle, $L_{\text{Zelle}} = 27$ cm, füllt den Laser-Resonator zu 17% aus, 14 cm (9%) sind mit normaler Atmosphäre gefüllt. Das offene Faserende ist unter 0° geschnitten und nicht entspiegelt. Der Auskoppelspiegel S2 hat 3 % Transmission. Die Resonatorverluste betragen $\gamma = 2.3 \cdot 10^7 s^{-1}$ oder 22 % je Umlauf.

7.2 Benzol bei verschiedenen Hintergründrücken

Zunächst wurde die Abhängigkeit der Benzolabsorption vom Hintergrunddruck untersucht. Die Zelle wurde evakuiert, eine definierte Menge Benzol in die Zelle expandiert [18,19] und schließlich durch Hinzufügen von N_2 verschiedene Totaldrücke erzeugt. Kontinuierliche Emissionsspektren einer solchen Messreihe mit 0.5 mbar Benzol in der Zelle sind in Abbildung 7.1 gezeigt. Die in den unteren beiden Spektren

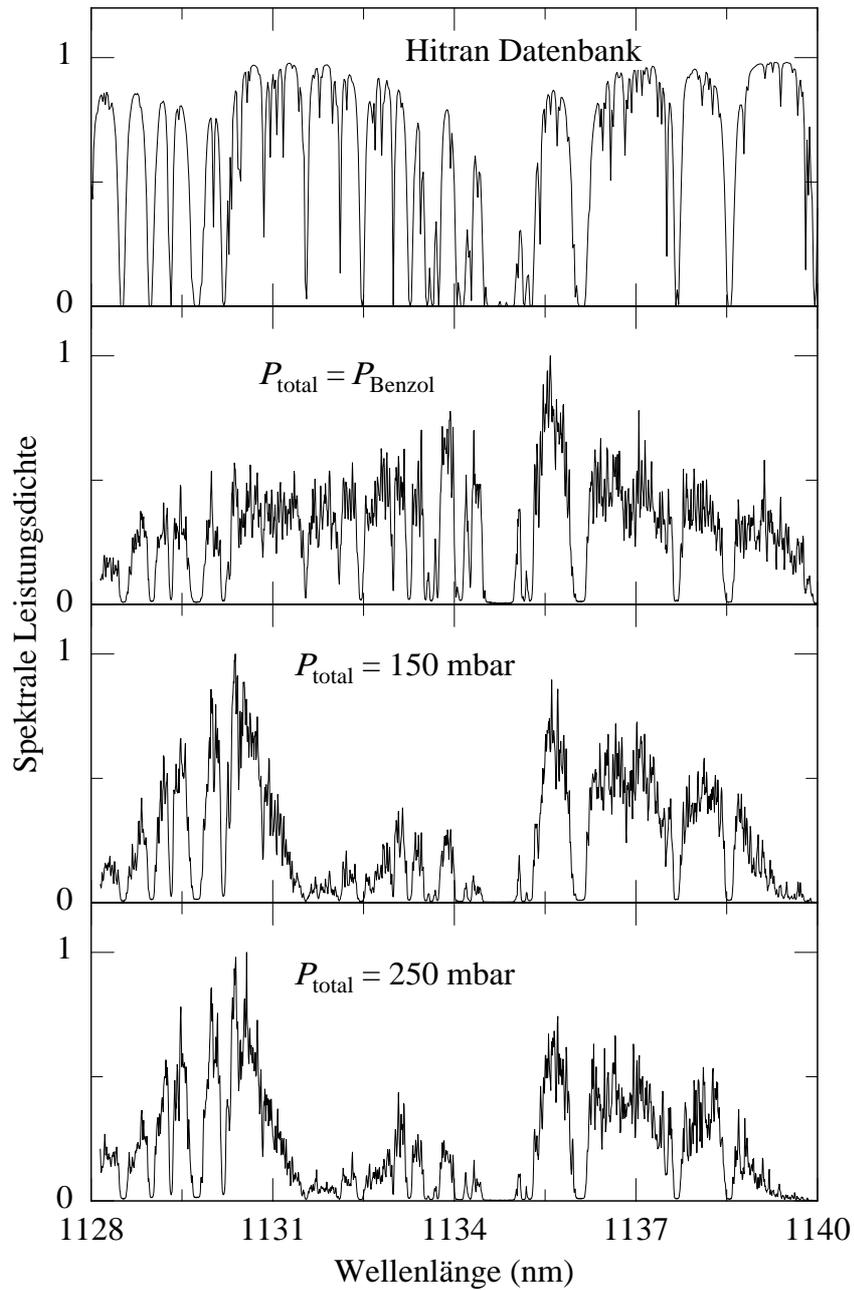


Abbildung 7.1: Oben: Referenzspektrum (Hitran-Datenbank) mit atmosphärischer Absorption. Unten: Kontinuierliche Emissionsspektren des Nd^{3+} -dotierten Faser-Lasers mit $P_{\text{Benzol}} = 0.5 \text{ mbar}$ bei verschiedenen – durch Hinzufügen von N_2 – eingestellten Hintergrunddrücken P_{total} .

sichtbare breite Benzol-Absorptionsbande prägt sich erst bei Erhöhung des Hintergrunddruckes aus. Ohne Hintergrunddruck ist das Absorptionssignal etwa 10-fach schwächer als mit Hintergrundgas. Erhöhung des Totaldruckes in kleineren Schritten ergibt, dass sich die Absorption ab etwa 30 mbar Totaldruck nicht mehr verändert. Die Reduzierung des Absorptionssignals bei kleinen Drücken kann durch mehrere Effekte verursacht sein:

- i) Die durch $\Delta\nu_{\text{FSR}}$ (Gl. 1.3) begrenzte spektrale Auflösung ist nicht ausreichend.
- ii) Die Auflösung des Spektrographen reicht nicht, um einzelne Absorptionslinien bei kleineren Hintergrunddrücken zu beobachten.
- iii) Bei kleinen Hintergrunddrücken sättigt die Absorption einzelner Geschwindigkeits-Molekülklassen.

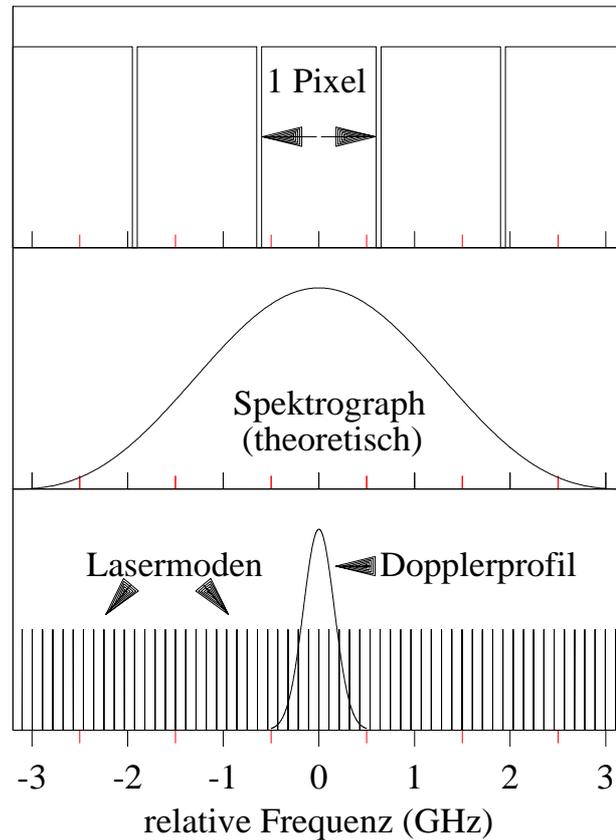


Abbildung 7.2: Eigenschaften der Spektral-Analyse. Oben: Pixel der Diodenzeile. Mitte: Übertragungsfunktion des Gitterspektrographen. Unten: Lage der Lasermoden (Striche) und Dopplerprofil (C_6H_6).

zu i): Die Eigenschaften der Spektralanalyse sind in Abb. 7.2 dargestellt. Die Benzolabsorption um 1132 nm ist eine Bande vieler einzelner Absorptionslinien [80]. Bei geringem Druck (Vernachlässigung der Stoßverbreiterung) ist die Breite der einzelnen Linien durch die Dopplerbreite, $\Delta\nu_{\text{Doppler}} = 380$ MHz, gegeben. Der Modenabstand des Lasers beträgt $\Delta\nu_{\text{FSR}} = 107$ MHz. Falls alle Resonatormoden auch als Lasermoden oszillieren, wird also die dopplerverbreiterte Linie des Absorbers von den Lasermoden gerade aufgelöst ($\Delta\nu_{\text{FSR}} < \Delta\nu_{\text{Doppler}}$). Oszillieren nur bestimmte Lasermoden aufgrund resonatorinterner Interferenzen (z.B. weniger als jede 3. Mode), so kann die Linie zwischen die Lasermoden fallen. Das Absorptionssignal ist dann reduziert. Dieser Effekt entspräche einer nicht ausreichenden spektralen Auflösung des Intracavity-Spektrometers. Mit steigendem Druck sind die Absorptionslinien breiter und werden wieder nachweisbar.

zu ii): Bei Verwendung der CCD-Zeile [24] mittelt jedes Pixel über 12 Resonatormoden. Das theoretische Auflösungsvermögen des Gitterspektrographen beträgt 2.6 GHz, die des Gesamtsystem etwa 5 GHz (dargestellt in Abb. 7.2). Da sich in den Spektren keine Linien auflösen lassen, ist der Abstand der einzelnen Linien der gesamten Absorptionsbande vermutlich kleiner als dieser Wert. Er kann aber größer als die Dopplerbreite (380 MHz) sein, in diesem Fall wären die Absorptionslinien voneinander getrennt und im Prinzip (mit einer entsprechenden Apparatur) auflösbar. Das Absorptionssignal wird entsprechend der Auflösung des Gesamtsystems integriert. Für den Fall, dass im Intervall der Auflösung des Gesamtsystems nur eine einzelne, 380 MHz breite, sehr starke (die betroffenen Lasermoden vollständig auslöschende) Absorption liegt, kann diese Absorption den im Intervall der Spektralauflösung nachweisbaren Lichtfluß maximal um $0.38 \text{ GHz}/5 \text{ GHz} \approx 8\%$ reduzieren. Gegenüber der vollständigen Auslöschung im gesamten Intervall der Spektralauflösung entspricht dies einer Signalreduzierung um den Faktor $1/0,08 \approx 13$. Diese Überlegungen stehen in gutem Einklang mit der in Abb. 7.1 beobachteten Reduzierung des Absorptionssignals um den Faktor 10 ohne Hintergrundgas. Mit zunehmender Stoßverbreiterung bei größeren Gasdrücken wird dieser Faktor 1.

zu iii): Die Sättigung der Absorption einzelner Molekül-Geschwindigkeitsklassen bei kleinem Hintergrunddruck kann ebenfalls zur Reduzierung des Absorptionssignals führen. Bei 380 MHz inhomogener Doppler-Linienbreite ist die homogene natürliche Linienbreite molekularer Obertöne typischerweise 10–100 kHz, also etwa 4 Größenordnungen geringer. Bei reiner Dopplerverbreiterung trägt deshalb nur der Bruchteil der Benzolmoleküle zur Absorption (Abschwächung von Lasermoden) bei, die zu Geschwindigkeitsklassen gehören, die innerhalb der natürlichen Linienbreite resonant zu Lasermoden sind. Durch die kleine homogene Linienbreite ist der Ab-

sorptionswirkungsquerschnitt groß, die Sättigungsintensität gering, d.h. durch Sättigung der Absorption kann es zu einer Signalreduzierung kommen. Bei Erhöhung des Druckes wächst die homogene Linienbreite durch Stöße, so dass immer mehr Geschwindigkeitsklassen zu einer der Lasermoden resonant werden, bis schließlich alle Moleküle zum Absorptionssignal beitragen. Da die Linienstärke konstant bleibt, steigt die Sättigungsintensität und das Absorptionssignal wird nicht mehr reduziert. Die gesamte Abschwächung aller betroffenen Moden nimmt dann mit steigendem Druck nicht weiter zu.

7.3 Spektrale Dynamik und Empfindlichkeit

Die spektrale Laser-Dynamik mit Benzol in der Zelle ist in Abbildung 7.3 gezeigt. Im Zuge der spektralen Entwicklung wächst neben den Kerben der atmosphärischen Absorption auch die breitbandige Benzolabsorption. Die Auswertung des Absorptionssignals K der atmosphärischen Linien ergibt $t_s = 70 \pm 10 \mu s$ spektrale Sättigungszeit. Die so ermittelte Empfindlichkeit bezüglich atmosphärischer Absorption soll mit der Empfindlichkeit gegen Benzol-Absorption verglichen werden. Da das Laser-Spektrum aufgrund der Wasserabsorption in diesem Spektralbereich auch ohne Benzol stark strukturiert ist, wird das Absorptionssignal abgeschätzt. Diese Vorgehensweise ist in Abbildung 7.4 gezeigt.

Die Abschätzung in Abbildung 7.4 gibt den Kontrast $I_0/I_{\text{Benzol}} \approx 2.3 \pm 0.5$. Der Anteil der Benzol-Absorptionsweglänge an der gesamten Resonatorlänge beträgt 17 % (Füllfaktor), die tatsächliche Absorptionsweglänge $L_{C_6H_6}$ für das Benzol beträgt also:

$$L_{C_6H_6} = \text{Füllfaktor} \cdot L_{\text{eff}} = 0.17 \cdot ct_s = 3.6 \pm 0.5 \text{ km} .$$

Aus Absorptionslänge und Absorptionssignal erhält man den Absorptionskoeffizienten für 0.1 mbar Benzol:

$$\kappa_{0.1\text{mbar}} = \ln(I_0/I_{\text{Benzol}})/L_{C_6H_6} = 2.3 \pm 0.710^{-6} \text{ cm}^{-1} .$$

Dieser Absorptionskoeffizient kann mit Fourier-Spektrometer-Messungen verglichen werden. Dort gibt gesättigter Benzoldampf (≈ 120 mbar bei Raumtemperatur) bei 5.2 cm Absorptionsweglänge 0.84 % Abschwächung bei 1132 nm [81]. Daraus errechnet sich der Absorptionskoeffizient zu:

$$\kappa_{120\text{mbar}} = (1/5.2) \ln(1/0.9916) = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1} \Rightarrow \kappa_{0.1\text{mbar}} = 1.3 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1} .$$

Die relativ gute Übereinstimmung der beiden Messungen zeigt, dass der Nachweis

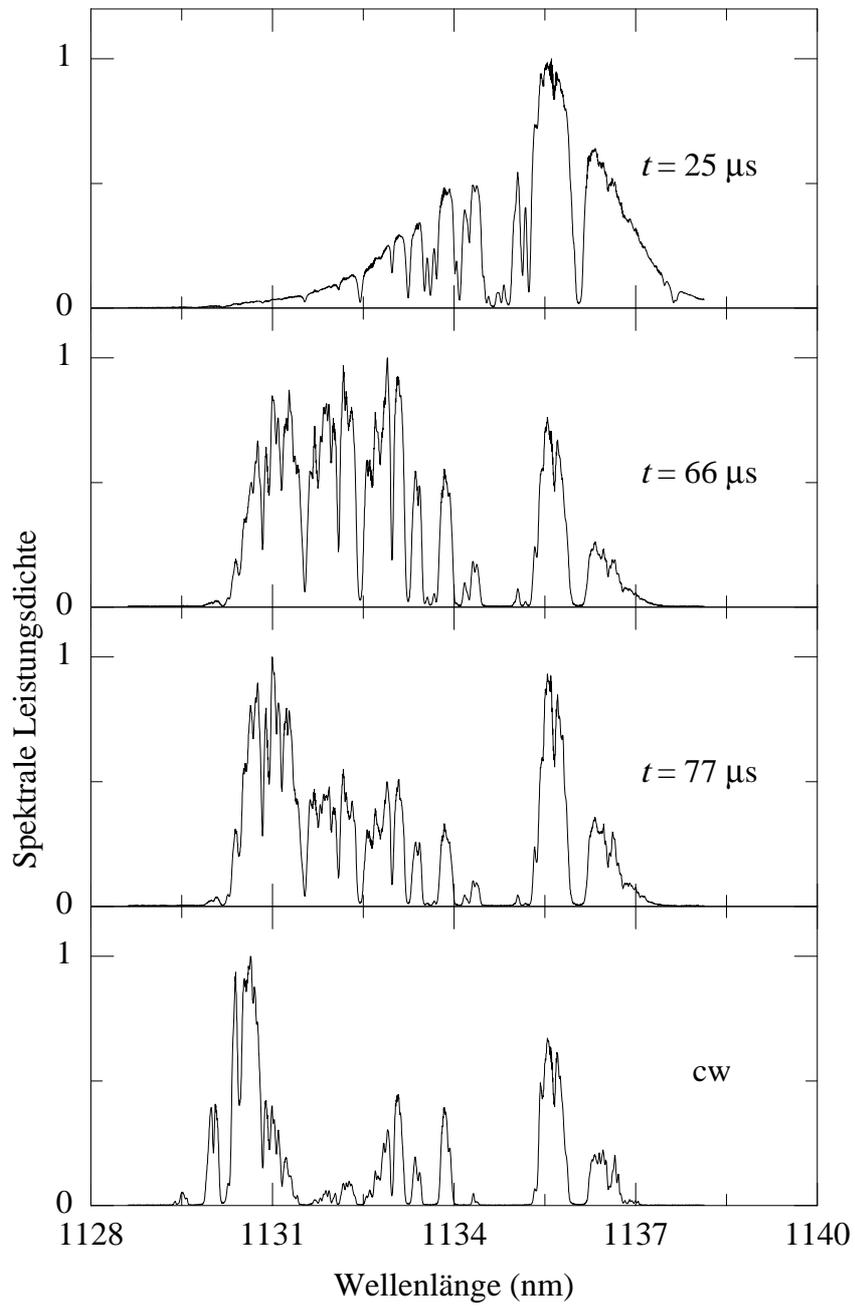


Abbildung 7.3: Emissionsspektren des Nd³⁺-dotierten Faser-Lasers mit $P_{\text{Benzol}} = 0.5 \text{ mbar}$, $P_{\text{total}} = 125 \text{ mbar (N}_2)$, $\eta = 7$, zu verschiedenen Zeiten t .

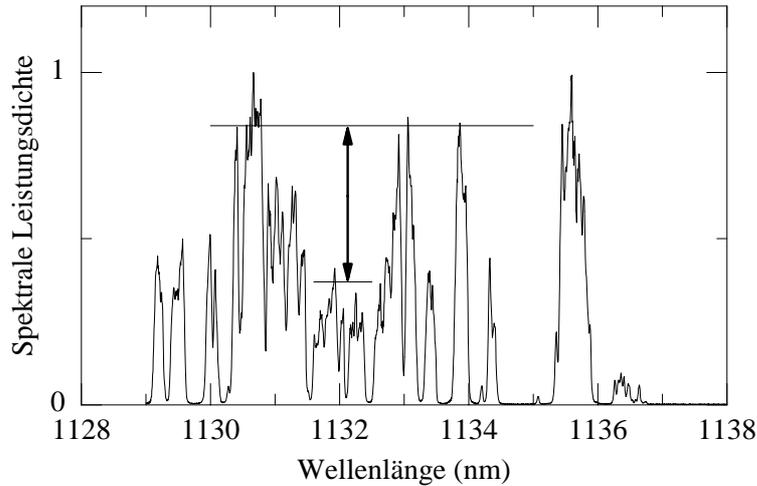


Abbildung 7.4: Abschätzung des Absorptionssignals der Benzolabsorption im Resonator des Nd^{3+} -dotierten Faser-Lasers mit $P_{\text{Benzol}} = 0.1$ mbar, $P_{\text{total}} = 125$ mbar (N_2), $\eta = 7$.

von Benzol mit dem Nd^{3+} -Faser-Laser mit etwa der gleichen Empfindlichkeit erfolgt, wie der Nachweis atmosphärischer Absorptionslinien.

7.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Benzolabsorption bei 1132 nm konnte mit einem Nd^{3+} -Faserlaser nach der ICA-Methode nachgewiesen werden. Der Nd^{3+} -dotierte Faserlaser erwies sich aufgrund seines breiten Emissionsspektrums als geeignet. Die Auswirkungen der begrenzten Auflösung des ICA-Spektrometers wurden demonstriert.

Die Empfindlichkeit des Nd^{3+} -Faserlasers entspricht $L_{\text{eff}}=21$ km, mit 14 % Füllfaktor konnte also Benzolabsorption mit 3.6 km tatsächlicher Absorptionsweglänge nachgewiesen werden. Die starke Wasserabsorption um 1132 nm erfordert zum eindeutigen Nachweis ein großes Absorptionssignal. Bei 50% Kontrast lassen sich 0.1 mbar (100 ppm) Benzol nachweisen, der entsprechende Absorptionskoeffizient beträgt $1.3 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$. Die erreichte Empfindlichkeit kann zunächst verbessert werden durch:

- größeren Füllfaktor β mit dem Absorber
- Verringerung der Resonatorverluste (Entspiegelung der offenen Faserendfläche).

Die zur Verfügung gestellten Fourier-Spektrometer-Messungen zeigen im Spektral-

bereich um 1132 nm keine Absorptionsbanden für Toluol und Xylol. Zur Kontrolle wurden für den Nd^{3+} -dotierten Faser-Laser Emissionsspektren mit Toluol und Xylol im Resonator aufgenommen. Dabei konnte auch bei großen Toluol- bzw. Xylol-Partialdrücken keine Veränderung der Spektren nachgewiesen werden. Somit wurde bestätigt, dass es um 1132 nm keine Querempfindlichkeit von Benzol mit diesen beiden Substanzen gibt. Dieser Umstand macht den C_6H_6 -Nachweis bei 1132 nm weiterhin attraktiv. Um die für einen Detektor erforderliche Nachweisgrenze von 1 ppb zu erreichen, muss die Empfindlichkeit um mehrere Größenordnungen gesteigert werden. Empfindlichkeits-Steigerung um den Faktor 10 ist durch Verbesserung des Resonators möglich (Füllfaktor und Umlaufverluste). Die weitere Verbesserung sollte durch Beseitigung der die Empfindlichkeit begrenzenden Mechanismen realisiert werden können, da die fundamentale Empfindlichkeit noch einmal Größenordnungen über der erforderlichen liegt.

8.0 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Emission von vielmodigen Nd^{3+} - und Yb^{3+} -dotierten Stehwellen-Faser-Lasern untersucht. Die Ursachen parasitärer Strukturen im Spektrum, die den Nachweis eines resonatorinternen Absorbers stören können, wurden identifiziert. Durch Vergleich mit Spektren der HITRAN-Datenbank wurde der effektiv durch den Absorber zurückgelegte Weg unabhängig von der Laser-Entwicklungszeit bestimmt und die parametrische Abhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit vom Pumpüberschuss ermittelt. Die Unabhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit des Nd^{3+} -dotierten Faser-Lasers vom Pumpüberschuss spricht für die Begrenzung der Empfindlichkeit durch Rayleighstreuung. Für den Yb^{3+} -dotierten Faserlaser dominieren andere Prozesse, i. a. tragen jedoch alle Prozesse zur Empfindlichkeitsbegrenzung bei.

Zum weiteren Verständnis der Vorgänge im Laser wurde die Dynamik einzelner Moden in einem Nd^{3+} -Glas-Scheiben-Laser untersucht. Die beobachteten Oszillationen der Leistung einzelner Moden und die Korrelation der Leistung benachbarter Moden beruhen auf dem räumlichen Lochbrennen im Stehwellenlaser und werden von Simulationen der Tang-Statz-deMars Ratengleichungen reproduziert. Bemerkenswert ist, dass die beobachteten Oszillationen auch im stationären Laserbetrieb kontinuierlich von Quantenfluktuationen angetrieben werden.

Die Begrenzung der spektralen Empfindlichkeit von ICAS Messungen durch räumliches Lochbrennen wurde im Rahmen der Tang Statz deMars Ratengleichungen anhand von Simulationen für einen typischen Yb^{3+} -dotierten Faserlaser untersucht. Die Ergebnisse werden mit experimentellen Befunden verglichen und die Grenzen der Gültigkeit des Ratengleichungsmodells diskutiert.

Mit einem Nd^{3+} -Glas-Scheiben Laser konnte der Füllfaktor des Resonators mit dem Verstärker reduziert und eine deutlich höhere spektrale Empfindlichkeit als mit dem Faser-Laser erzielt werden. Die Anwendung eines Nd^{3+} -dotierten Faserlasers für den C_6H_6 -Nachweis bei 1132 nm wurde gezeigt.

Der Stehwellen-Faserlaser ermöglicht einen sehr einfachen und verlustarmen Aufbau eines ICAS-Spektrometers. Deshalb ist es wünschenswert, für diese Resonator-Konfiguration die spektrale Empfindlichkeit zu maximieren. Eine Ring-Laser-Konfiguration sollte nur zum Einsatz kommen, wenn es – z.B. zur Vermeidung von räumlichen Lochbrennen – notwendig ist. Alternativ kann dem räumlichen Lochbrennen durch Modulation der Verstärkerposition entgegengewirkt werden [83]. Sorgfalt muss bei der Stehwellenkonfiguration auf die Vermeidung von spektralem Rauschen gelegt werden. Zur Vermeidung von Doppelbrechungsstrukturen ist es wünschens-

wert, die Verwendung dotierter polarisationserhaltender Fasern zu prüfen.

Die Begrenzung der spektralen Empfindlichkeit des Nd^{3+} -dotierten Faser-Lasers durch Rayleighstreuung kann weiter überprüft werden. Hierzu kann der Einsatz von Fasern mit kleineren Streuverlusten und mit kleinerer N_A erfolgen, in beiden Fällen sinkt die in Gl. 1.24 eingehende Streurrate R . Schliesslich ist es wünschenswert, das Tang-Statz-deMars Ratengleichungs-Modell um die Beschreibung der inhomogenen Verbreiterung des Laserüberganges, die für den Nd^{3+} -dotierten Faser-Laser von Bedeutung ist, zu erweitern [12].

Die Ergebnisse deuten darauf hin, dass für die Empfindlichkeitsbegrenzung des Yb^{3+} -dotierten Faserlasers räumliches Lochbrennen von Bedeutung ist. Um Experiment und Voraussagen der Ratengleichungsmodelle noch besser vergleichen zu können, sind Experimente durchzuführen, bei denen die Zahl der tatsächlich oszillierenden Moden kontrolliert (z.B. durch Selektion mit einem Etalon) und gemessen wird (Aufnahme von Modenschwebungsspektren).

Die Voraussagen des Tang Statz deMars Ratengleichungsmodells zur Bedeutung der Position des Verstärkers im Resonator können überprüft werden, indem Experimente verglichen werden, die sich ausschliesslich in der Position des Verstärkers unterscheiden. Dies kann erreicht werden, indem eine kurze dotierte Faser mit undotierter Faser durch Spleißen verbunden und dieses Faserstück jeweils unterschiedlich orientiert in den Resonator eingebaut wird (dotiertes Faserstück am Anfang *oder* in der Mitte des Resonators).

Diese Arbeit beschäftigt sich mit den physikalischen Ursachen der Begrenzung der spektralen Empfindlichkeit. Die mit einem Faser-Laser-ICAS-Detektor erreichbare Nachweisgrenze κ_{\min} kann durch Verringerung der Nachweisempfindlichkeit K_{\min} (Gl. 1.7) weiter verbessert werden.

Anhang A

A.1 Umrechnungen

1. $ppm(wt\%) \leftrightarrow N(cm^{-3})$

$$Nd_2O_3 \text{ in } SiO_2 : 1000ppm(wt\%) \equiv 0,9 \cdot 10^{19} cm^{-3}$$

$$Yb_2O_3 \text{ in } SiO_2 : 1000ppm(wt\%) \equiv 0,78 \cdot 10^{19} cm^{-3}$$

2. $ppm(mol) \leftrightarrow N(cm^{-3})$

$$SiO_2 : 1000ppm(mol) \equiv 2,55 \cdot 10^{19} cm^{-3}$$

$$(ZBLAN(Standard, LeVerreFluoride) : 1000ppm(mol) \equiv 1,6 \cdot 10^{19} cm^{-3})$$

3. $\alpha(cm^{-1}) \leftrightarrow N(cm^{-3})$

$$\alpha = N \cdot \sigma_{Abs}$$

4. Dämpfung ($dB/L\ddot{a}nge$) $\leftrightarrow \alpha(1/L\ddot{a}nge)$

$$\alpha(1/L\ddot{a}nge) = \ln(10^{\frac{dB/L\ddot{a}nge}{10}})$$

$$\alpha(1/cm) = 4,343 \cdot 10^5 (dB/km)$$

5. N\ddot{a}herungsformel f\ddot{u}r S\ddot{a}ttigungsfeuchte P, $0^\circ C < T < 30^\circ C$

$$P(Pa) = 288,68 \cdot (1,098 + T(^{\circ}C)/100)^{8,02}$$

$$\text{absolute Feuchte} = \text{relative Feuchte} \cdot \text{S\ddot{a}ttigungsfeuchte}$$

6. Definition der „US Standard Atmosph\ddot{a}re (1976)“:

$$\text{Temperatur} = 293 \text{ K}$$

$$\text{Totaldruck} = 1013 \text{ mbar}$$

$$H_2O\text{-Partialdruck} = 7,853 \text{ mbar}$$

A.2 Fourier-Entwicklung der Pumpverteilung

Die räumliche Verteilung der Pumpleistung im Resonator kann bei der Fourier-Entwicklung von $P(z)$ berücksichtigt werden, die Koeffizienten P_i lassen sich gemäß Gleichung 1.26 für einen gegebenen Pumpverlauf $P(z)$ analytisch oder numerisch ermitteln. Der normierte Pumpverlauf ist durch $\eta(z) = P(z)(B_0/A\gamma)$ gegeben (Gl. 1.14) und der globale Pumpparameter η durch

$$\eta = \frac{1}{L} \int_0^L dz \eta(z) = \frac{1}{L} \int_0^L dz \left(\eta_0 + 2 \sum_{i=1/2,1,\dots}^{\infty} \eta_i \cos(k_i z) \right), \quad (\text{A.1})$$

was mit $\eta_0 = \eta$ erfüllt wird. Wie gut ein gegebener Verlauf durch die Fourier-Entwicklung wiedergegeben wird, hängt vom Verlauf selbst und von der Zahl der berücksichtigten Koeffizienten ab. Abbildung A.1 zeigt den normierten Verlauf $\eta(z)/\eta$ bei Berücksichtigung verschieden vieler Koeffizienten in der Fourier-Reihe in Gl. A.1. Da nur gerade Indizes in den Raten-Gleichungen vorkommen, sind nur diese berücksichtigt und alle Verläufe sind symmetrisch zur Resonator-Mitte, physikalisch entspricht dies der Symmetrie der Leistungsverteilung der Moden (Gl. 1.25). Dass in einigen Bereichen $\eta(z) < 0$ ist, bedeutet kein „negatives“ Pumpen, da für jede Entwicklung $\eta = \eta_0 > 0$ ist.

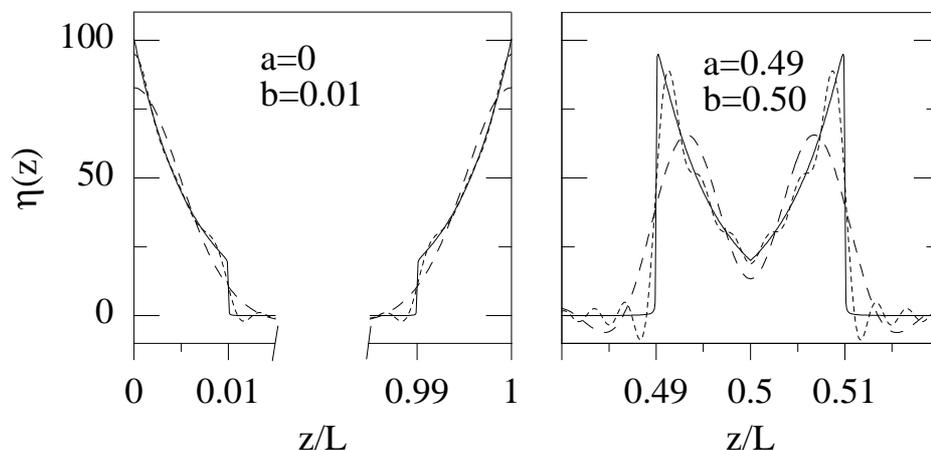


Abbildung A.1: Fourierentwicklungen eines exponentiell abfallenden Pumpverlaufes mit $\eta(z_{\text{Ende}}) = 0.2 \cdot \eta(z_{\text{Anfang}})$ bei verschiedenen Anfangs- bzw. Endpositionen $a = z_{\text{Anfang}}/L$ bzw. $b = z_{\text{Ende}}/L$. Gezeigt ist der Verlauf (durchgezogene Linien) sowie die Entwicklung mit den ersten 100 (gestrichelte Linien) bzw. den ersten 300 (gepunktete Linien) ganzzahligen Fourierkoeffizienten, alle Verläufe erfüllen Gl. A.1 mit $\eta = 1$.

In den erweiterten Ratengleichungen kann die Zahl \mathcal{N} der berücksichtigten Indizes („Moden“) m_i ($i = 1 \dots \mathcal{N}$) und damit auch die Zahl der Differenz-Frequenz-Komponenten von Pumpverteilung und Inversion – η_i und u_i – gewählt werden. Bei der Berechnung müssen mindestens so viele Indizes berücksichtigt werden wie die Zahl der im stationären Spektrum oszillierenden Moden, d.h. an den Rändern des stationären Spektrums muss $m_q = 0$ sein. Abbildung A.2 (links) zeigt, dass eine weitere Erhöhung der berücksichtigten Indizes das stationäre Spektrum nicht verändert. Hier ergibt sich bei Simulation mit 313 bzw. 1250 Moden jeweils das gleiche – etwa 120 oszillierende Moden umfassende – stationäre Spektrum, d.h. Fourierkoeffizienten von Pumpverteilung und Inversion, die nicht zur Differenzfrequenz zweier *oszillierender* Moden gehören, haben im Modell keinen Einfluss auf das Spektrum, was an den Gleichungen 1.39, 1.40 und 1.41 auch abzulesen ist.

Der rechte Teil von Abbildung A.2 zeigt die Fourierentwicklung einer stationären, gesättigten Inversion $n(z)_{\text{stationär}}$. Unabhängig von der Zahl der Koeffizienten ergibt sich, dass $n(z)_{\text{stationär}}$ überall dort, wo ursprünglich $P(z) = 0$ war, nun etwa den Wert 0.5 hat. Dies ist die Folge der Sättigung der Fourierkoeffizienten der Differenzfrequenzen und macht deutlich, dass das Modell jeweils nur die über den Resonator gemittelten Fourieranteile der Inversion – und nicht ihre tatsächliche räumliche Verteilung im Resonator – berücksichtigt.

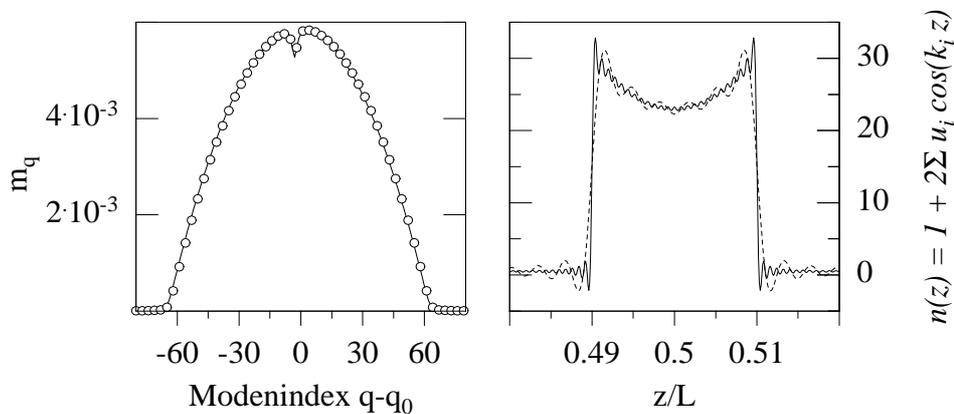


Abbildung A.2: Linkes Bild: Stationäre Emissionsspektren bei Berechnung mit verschiedenen vielen Gleichungen, durchgezogene Linie: $\mathcal{N} = 1250$, Kreise: $\mathcal{N} = 313$ (nur jeder 2. Datenpunkt ist dargestellt). Rechtes Bild: Fourier-Entwicklung der Inversion mit den stationären Koeffizienten n_0 und u_i , durchgezogene Linie: Berechnung mit mit den Koeffizienten $i = 1, 2, \dots, 1249$, gestrichelte Linie: Berechnung mit den Koeffizienten $i = 1, 2, \dots, 312$.

A.3 Ankopplung des äußeren Resonators

Die Ankopplung des äußeren Resonators mit der internen Linse L3 (Abb. 3.3) bestimmt die Amplitude und – durch die Dispersion des Linsenmaterials – den spektralen Verlauf der Resonatorverluste. Bei bekannter Linsenform und bekanntem Linsenmaterial können qualitative und quantitative Aussagen zu den Resonatorverlusten gewonnen werden. Hierfür wurde das Programm ZEEMAX EE [35] benutzt, die implementierte Methode folgt [82]. Linsenform und Material wurden nach Herstellerangaben [36] in das Programm importiert.

Die Kopplungseffizienz von einer Quell- in eine Zielfaser (im vorliegenden Fall identisch) wird zum einen durch die Transmission der Linsen und Vignettierung (begrenzende Aperturen im Strahlengang, hier der Durchmesser bzw. die N_A der Linsen) bestimmt. Desweiteren verursachen Linsen-Aberrationen Phasenfehler in der Wellenfront und reduzieren die Einkopplung in die Zielfaser, dies wird durch das Überlappintegral von Wellenfront und Zielfaser-Wellenfront berücksichtigt.

Die Kopplungsoptik entspricht dem freien Weg durch den Resonator: Arbeitsabstand (L3) | L3 | $L_{Resonator}$ | S2 | $L_{Resonator}$ | L3 | Arbeitsabstand (L3) . Abbildung A.3 zeigt das Ergebnis der Berechnungen. Die benutzte Form der Verlustkrümmung – vgl. Abb. 5.1 – wird richtig wiedergegeben, in der Simulation wurde die Krümmung etwas stärker als nach der Berechnung gewählt.

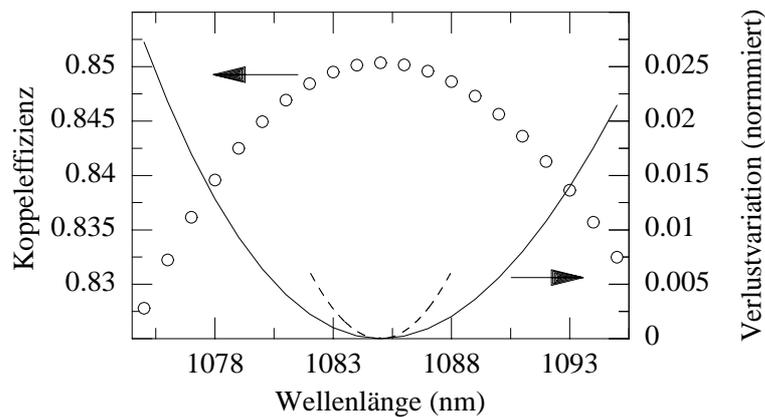


Abbildung A.3: Errechnete Koppel-effizienz (Kreise) für einen Resonator mit Linse [36], $L_{Resonator} = 190$ cm. Ebenfalls eingetragen ist der normierte Verlustverlauf (durchgezogene Linie) und der in der Simulation benutzte Verlauf (gestrichelt).

A.4 Analytische Abschätzung der Relaxationsfrequenzen

Die folgende Herleitung folgt der Darstellung in [12]. Ausgangspunkt sind die ursprünglichen Ratengleichungen 1.27 und 1.28 mit normierten Variablen (Gl. 1.31 und 1.32) ohne Spontanemission und Langevin-Kräfte:

$$\frac{d}{d\tau}m_q(\tau) = Gb_qm_q\frac{1}{L}\int_0^L dz [n(z)\psi_q(z)] - 1, \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{d}{d\tau}n(z, \tau) = \eta - n(z)[1 + \sum_q b_qm_q\psi_q(z)]. \quad (\text{A.3})$$

Bei bekannten stationären Lösungen \bar{m}_q and \bar{n} schreiben sich die linearisierten Gleichungen für kleine Abweichungen $\delta m_q = m_q - \bar{m}_q$ and $\delta n = n - \bar{n}$ von den stationären Photonenzahlen bzw. Inversionsdichten:

$$\frac{d}{d\tau}\delta m_q = Gb_q\bar{m}_q\frac{1}{L}\int_0^L dz (\delta n\psi_q), \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{d}{d\tau}\delta n = \eta\frac{\delta n}{\bar{n}} - \bar{n}\sum_p b_p(\delta m_p)\psi_p. \quad (\text{A.5})$$

Ersetzung von $\{\delta m_q, \delta n\}$ durch $\{\delta m'_q, \delta n'\} \times \exp(\lambda\tau)$ und Einsetzen der Lösung für δn aus Gl. (A.5) in Gl. (A.4), gibt die charakteristischen Gleichungen

$$\lambda\delta m'_q + Gb_q\bar{m}_q\frac{1}{L}\sum_p b_p(\delta m'_p)\int\frac{\bar{n}\psi_q\psi_p}{\lambda + \eta/\bar{n}}dz = 0. \quad (\text{A.6})$$

Annahme gleichmäßiger Sättigung ($\bar{n} \cong 1$) des aktiven Mediums durch viele Moden, Annahme aller Verstärkungskoeffizienten nahe Eins ($b_q \cong 1$) und Berücksichtigung der Orthogonalität der Eigenfunktionen ψ_q gibt einen Satz homogener Gleichungen für die Eigenwerte λ and Eigenvektoren m_q :

$$\delta m'_q[\lambda(\lambda + \eta) + \frac{1}{2}G\bar{m}_q] + G\bar{m}_q\sum_p \delta m'_p = 0. \quad (\text{A.7})$$

Die Eigenwerte finden sich durch die Bedingung $\text{Det}(\text{Gl.-System A.7}) = \text{Null}$:

$$\left| \begin{array}{cccc} \lambda(\lambda + \eta) + \frac{3}{2}G\bar{m}_{q_{\min}} & G\bar{m}_{q_{\min+1}} & \cdots & G\bar{m}_{q_{\max}} \\ G\bar{m}_{q_{\min}} & \lambda(\lambda + \eta) + \frac{3}{2}G\bar{m}_{q_{\min+1}} & \cdots & G\bar{m}_{q_{\max}} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ G\bar{m}_{q_{\min}} & G\bar{m}_{q_{\min+1}} & \cdots & \lambda(\lambda + \eta) + \frac{3}{2}G\bar{m}_{q_{\max}} \end{array} \right| = 0, \quad (\text{A.8})$$

wobei q_{\min} and q_{\max} die erste bzw. letzte Mode an der roten bzw. blauen Seite des Emissions-Spektrums sind ($q_{\max} - q_{\min} = \mathcal{N} - 1$). Gleichung (A.8) kann umgeformt werden in

$$\left[1 + \sum_q \frac{G\bar{m}_q}{\lambda(\lambda + \eta) + \frac{1}{2}G\bar{m}_q} \right] \prod_q \left[\lambda(\lambda + \eta) + \frac{G\bar{m}_q}{2} \right] = 0. \quad (\text{A.9})$$

Unter der Annahme, dass die Leistung in allen Laser-Moden unterschiedlich ist, ist Gleichung (A.9) äquivalent zu

$$1 + \sum_q \frac{G\bar{m}_q}{\lambda(\lambda + \eta) + \frac{1}{2}G\bar{m}_q} = 0. \quad (\text{A.10})$$

Der zweite multiplikative Term in Gl. (A.9) gibt keine zusätzlichen Lösungen, da an den Nullstellen dieses Terms $[\lambda(\lambda + \eta) + \frac{1}{2}G\bar{m}_q = 0]$ der erste Term gegen unendlich geht.

Analyse von Gl. (A.10) zeigt, dass ihre Lösung einen großen Wert, λ_0 , und $\mathcal{N} - 1$ viel kleinere Werte, λ_i , umfasst:

$$\frac{1}{2}G\bar{m}_i < -\lambda_i(\lambda_i + \eta) < \frac{1}{2}G\bar{m}_{i-1}. \quad (\text{A.11})$$

Hier sind die Laser-Moden von der stärksten mit $i = 0$ zur schwächsten Mode mit $i = \mathcal{N} - 1$ indiziert. Berücksichtigung von $\bar{m}_{i-1} \cong \bar{m}_i$ für große Zahlen oszillierender Moden, gibt für die Werte der $\mathcal{N} - 1$ kleineren Eigenwerte:

$$\lambda_q \cong -\frac{\eta}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\eta}{2}\right)^2 - \frac{G\bar{m}_q}{2}}. \quad (\text{A.12})$$

Für die meisten Festkörper-Laser ist $G \gg 1$ (im Experiment aus Kapitel 4 ist beispielsweise $G = 245000$), und Gl. (A.12) kann genähert werden zu

$$\lambda_q \cong \pm \sqrt{-\frac{G\bar{m}_q}{2}}. \quad (\text{A.13})$$

Da G und \bar{m}_q positive Zahlen sind, sind die Lösungen der Gl. (A.13) komplex und die Photonen-Zahlen in den Laser-Moden, $\delta m_q = m_q - \bar{m}_q$, oszillieren mit Frequenzen

$$2\pi\nu_q \geq \sqrt{\frac{1}{2}\gamma B_{q_0} M_q}, \quad (\text{A.14})$$

wobei hier wieder physikalische Variablen anstelle von normierten benutzt sind. Diese Parameter-Abhängigkeit wird in Abb. 4.9 (Kapitel 4) bestätigt, sowohl simulierte als auch experimentelle Datenpunkte stimmen gut mit Gl. A.14 (durchgezogene Linie) überein und belegen somit die Gültigkeit der oben gemachten Näherungen.

Der große Eigenwert, λ_0 , kann unter der zusätzlichen Annahme $-\lambda^2 \gg \frac{1}{2}G\bar{m}_q$ ebenfalls aus Gl. A.10 abgeleitet werden

$$\lambda_0 \cong \sqrt{-G \sum_q \bar{m}_q}. \quad (\text{A.15})$$

Durch Zurückgehen auf physikalische Variablen und Berücksichtigung der stationären Lösung für die totale Photonen-Zahl $\sum_q M_q = \frac{A}{B}(\eta - 1)$, gibt Gl. (A.15) die wohlbekannt Lösung aus Gl. 3.6. Aus Gl. (A.13) und (A.15) ergibt sich, dass bei \mathcal{N} oszillierenden Moden gleicher Amplitude die langsame Frequenz durch

$$\nu_q = \nu_0 \sqrt{\frac{\bar{m}_q}{2 \sum_q \bar{m}_q}} \cong \frac{\nu_0}{\sqrt{2\mathcal{N}}} \quad (\text{A.16})$$

gegeben ist. Diese Beziehung stimmt gut mit den experimentellen Daten aus Abb. 4.6 überein, dort sind $\nu_0 = 118$ kHz, $\nu_q = 11.8$ kHz und $\mathcal{N} = 55$ (Abb. 4.3). Für diese Frequenz und diesen Pumpparameter errechnet sich aus Gl. (A.16) $\mathcal{N} = 50$. Ursache für die Abweichung ist die zentrale Lage der ausgewerteten Mode, deren Leistung höher war als die mittlere Modenleistung im Spektrum. Hierdurch wird die effektive Zahl oszillierender Moden reduziert.

Anhang B

B.1 Geräteliste

1. Nd³⁺-dotierte Faser, Hersteller York, Faser-Typ-Nummer ND95020/E, Durchmesser $125 \pm 5 \mu\text{m}$, Kern-Durchmesser $3.5 \pm 0.5 \mu\text{m}$, NA 0.21 ± 0.03 , $\lambda_{\text{Abschneide}}$ $950 \pm 75 \text{ nm}$, Mantelmaterial: $\text{SiO}_2 - \text{P}_2\text{O}_5 - \text{F}$ Glas, Kern-Material: $\text{SiO}_2 - \text{GeO}_2$ Glas, Absorption: $585 \text{ nm} > 15 \text{ dB/m}$, $810 \text{ nm} > 2 \text{ dB/m}$, $1088 \text{ nm} < 0.05 \text{ dB/m}$ (typ $< 0.01 \text{ dB/m}$).
2. Yb³⁺-dotierte Faser, Universität Southhampton, Faser-Typ-Nummer ND 100402, Durchmesser $125 \mu\text{m}$, NA 0.21, $\lambda_{\text{Abschneide}}$ 830 nm, dotiert mit 3000 ppm (wt % Yb₂O₃).
3. Yb³⁺-dotierte Faser, Hersteller Lycom, Faser-Typ-Nummer R17901, NA 0.15, Kern-Durchmesser $4.4 \mu\text{m}$, Dämpfung 74 dB/m bei 900 nm.
4. undotierte Monomode-Faser, Hersteller 3M, Typ FSSC5924, Kerndurchmesser $3 \mu\text{m}$, N_A 0.24, $\lambda_{\text{Abschneide}} \leq 950 \text{ nm}$.
5. Luftfechtigkeits-Messgerät, Hygrotec 8703, Genauigkeit $\pm 3\%$ rel. Feuchte.
6. TRANS für Windows Programm, Version 2.51, ONTAR-Corporation, 9 Village Way, North Andover, MA 01845.
7. HITRAN-Datenbank, Hitran 96, CD-ROM.
8. Transientenrekorder, Krenz TRB 4000, 10 Bit dynamischer Bereich.
9. Faserschneidegerät, York FK 12 Angled Fiber Cleaver.
10. Photospektrometer Fa. Carry.
11. Spektrograph, hergestellt am VNIIFTRI, Mendeleevo, Rußland.

12. Festkörperlaser, Spectra Physics, Millennia V, 532 nm, 5 W.
13. Ti-Saphirlaser, Spectra Physics, Modell 3900S.
14. CCD-Zeile Dalsa.
15. Photomultiplier.
16. Nd³⁺-dotiertes Silikatglas, Schott LG 680.
17. Nd³⁺-dotiertes Silikatglas, 2.74×10^{20} Nd³⁺-Ionen/cm⁻³, Kirge Q246.
18. Kapazitives Druckmessgerät, CCM Instruments, Typ LPC 501.
19. Benzol, 99.9 %, Firma Merck.
20. Laserdiode, SDL, 810 nm, 100 mW.
21. Laserdiode, EG&G, 910 nm, 25 mW, Typ C86135E.
22. Leistungsmessgerät Fieldmaster (Fa. Coherent), Detektoren LM-2 (Si) bzw. LM-2-IR (Ge).
23. Jarrel Ash 1m-Czerny-Turner Scanning Spectrometer.
24. CCD-Zeile, Thomson TH 7803A, $10 \times 13 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$ Pixel-Pixel Abstand.
25. CCD-Zeile, Thomson TH 7801A, $13 \times 13 \mu\text{m}$, $13 \mu\text{m}$ Pixel-Pixel Abstand.
26. Variable Verzögerungsplatte (Doppelkeil-Prinzip), Fa. Halle Berlin.
27. Laserdiode, Polaroid, 808 nm, 1 W, Emitter $1 \times 100 \mu\text{m}$, Typ RLT 8081000G.
28. AOD, Iosomet, Typ IMD 80-H-776.
29. AOD, Iosomet, Typ 1201E-2, Treiber: Typ 231A-2.
30. Optischer Kompaktisolator, Gsänger, Modell FR 500\1100.
31. Polarisationsstrahlteiler, Melles Griot, 03PGL301.
32. Faserspleissgerät.
33. Avalanche-Photodiode, 1 GHz Bandbreite.
34. Spektrum-Analysator, Hewlett Packet.
35. Strahlverfolgungsprogramm ZEEMAX EE Vers. 10.0 .

36. Linse A136, Schott Hoya, Linsenprofil: eine Seite (Fokussseite) plan, andere Seite asphärische Fläche: $x = \frac{y^2/R}{1+\sqrt{1-(1+K)(y/R)^2}} + A_4y^4 + A_6y^6 + A_8y^8 + A_{10}y^{10}$, R = 10.27 mm, K = -1.2, $A_4 = 0.714828E-4$, $A_6 = -0.490173E-6$, $A_8 = -0.540420E-8$, $A_{10} = 0.831147E-11$, Material LAKN13.
37. Linse A41, Schott Hoya, Linsenprofil: eine Seite (Fokussseite) sphärisch R = 98.018 mm , andere Seite asphärische Fläche: $x = \frac{y^2/R}{1+\sqrt{1-(1+K)(y/R)^2}} + A_4y^4 + A_6y^6 + A_8y^8 + A_{10}y^{10}$, R = 8.75987 mm, K = -0.567482, $A_4 = 8.53829E-6$, $A_6 = 9.37137E-7$, $A_8 = -1.01729E-7$, $A_{10} = 3.13135E-9$, Material LAKN13.
38. Linse A63, Schott Hoya, Linsenprofil: eine Seite (Fokussseite) sphärisch R = 98.018 mm , andere Seite asphärische Fläche: $x = \frac{y^2/R}{1+\sqrt{1-(1+K)(y/R)^2}} + A_4y^4 + A_6y^6 + A_8y^8 + A_{10}y^{10}$, R = 8.75987 mm, K = -0.567482, $A_4 = 8.53829E-6$, $A_6 = 9.37137E-7$, $A_8 = -1.01729E-7$, $A_{10} = 3.13135E-9$, Material LAKN13.
39. Linse Geltech C350 TM.

Literaturverzeichnis

- [1] L.A.Pakhomycheva, E.A.Sviridenkov, A.F.Suchkov, L.V.Titova, S.S.Churilov, „Line structure of generation spectra of lasers with inhomogeneous broadening of the amplification line”, JETP Lett. 12, pp.43-45, 1970.
- [2] T.W.Hänsch, A.L.Schalow, P.E.Toschek, „Ultrasensitive response of a CW dye laser to selective extinction”. J. Quant. Electron. QE-8, pp. 802-804, 1972.
- [3] P.E.Toschek, V.M.Baev, „One is not enough: Intracavity Spektroskopie with Multi-Mode Lasers”, in: Lasers, Spectroscopy and new Ideas eds W.M. Yen and M.D.Levenson, Springer Berlin, Heidelberg 1987, pp. 89-111.
- [4] V.M.Baev, Habilitationsschrift, Hamburg 1993.
- [5] V.M. Baev, T.Latz, P.E. Toschek, „Laser intracavity absorption spectroscopy”, Applied Physics B, 171-202 (1999).
- [6] J.Sierks, T.Latz, V.M. Baev, P.E. Toschek, „Proceedings of the 1996 European Quantum Electronics Conference (EQEC96)”, Hamburg 8.-13. September 1996, S. 100, QWB6.
- [7] V. M. Baev, J. Eschner, E. Paeth, R. Schüler, P. E. Toschek, „Intra-cavity spectroscopy with diode lasers” , Appl Phys. **B55**, 463-477, (1992).
J.Eschner, „Dynamik und Absorptionsempfindlichkeit eines Vielmoden-Lasers”, Dissertation, Hamburg 1993.
- [8] J.H. Park, L.S. Rothman, C.P. Rinsland, M.A.H. Smith, D.J. Richardson und J.C. Larsen, „Atlas of Absorption Lines From 0 to 17900 cm^{-1} ”, NASA Reference Publication 1084, Scientific and Technical Information Branch, 1981.
- [9] J. A. Curico, L. F. Drumtreder, G. L. Knestrick, „An Atlas of the Absorption Spectrum of the Lower Atmosphere from 5400 Å to 8500 Å”, Appl. Optics **3**, 1401-1409 (1964).

- [10] J. U. White, „Long optical paths of large aperture”, *J. Opt. Soc. Am.* **32**, 285–288 (1942).
- [11] J. Ballard, K. strong, J.J. Remedios, M. Page, W. B. Jonston, „A coolable long path absorption cell for laboratory spectroscopic studies of gases”, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **52**, 677-691 (1994).
- [12] Y.I. Khanin (Hrsg.), *Principles of Laser Dynamics*, Elsevier Science B.V., Amsterdam 1995.
- [13] A.E.Siegman, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley, California, 1986.
- [14] T. Latz, F. Aupers, V.M. Baev, P.E. Toschek, „Emission spectrum of a multi-mode dye laser with frequency-shifted feedback for the simulation of Rayleigh scattering”, *Opt. Comm.*, 156 (1998), 210-218.
- [15] V. M. Baev, J.Sierks, T. Latz, J. Hünkemeier und P. E. Toschek, „Nonlinear Mode Coupling –Does it spoil the Sensitivity of Laser Intracavity Spectroscopy?”, in: *Laser Spectroscopy, XIII International Conference (June 1997, Hangzhou, China)*, edited by Z. Wang, Z.Hang and Y. Wang, World Scientific, Singapur (1998), pp. 349-351.
- [16] Jörg Hünkemeier, „Empfindlichkeit eines Vielmoden-Titan:Saphir- Lasers gegen Absorption im Resonator”, Diplomarbeit am Institut für Laserphysik der Universität Hamburg, März 1995.
- [17] J. Hünkemeier, R. Böhm, D.C. Hanna, R. Paschotta, V. M. Baev und P. E. Toschek, „Yb³⁺-dotierter Vielmoden-Faser-Laser für höchstempfindliche Absorptionsspektroskopie”, *Q 46.2*, DPG Frühjahrstagung, 1997, Mainz.
- [18] R.Böhm, „Über die Dynamik von Faserlasern”, Dissertation, Hamburg1997.
- [19] J. Sierks, *Über die Vier-Wellen-Mischung im Vielmoden-Farbstofflaser*, Dissertation, Hamburg 1995.
- [20] T. Latz, *Spektroskopie im Laser-Resonator mit höchster Nachweisempfindlichkeit und spektraler Auflösung*, Dissertation, Hamburg 2000.
- [21] J.Sierks, T.Latz, V.M.Baev, P.E. Toschek, „Vier-Wellen-Mischung, eine Kohärenz- Störung im Vielmoden-Farbstofflaser”, *Verhandlungen der DPG zur Frühjahrstagung der DPG, Universität Innsbruck, 27.2-3.3 1995, Quantenoptik und Massenspektrometrie, Vortrag-Nr.Q1C.2.*

- [22] C. L. Tang, H. Statz, and G. deMars, „Spectral output and spiking behaviour of solid-state lasers”, *J. Appl. Phys.*, **34**, 2289-2295 (1963).
- [23] D.Pieroux, P.Mandel, „On the rate approximation for free-running multimode lasers”, *Quant. Semiclass. Opt.* **9**, L17 (1997).
- [24] M. Lax, Editors: M.Chretien, E.P. Gross und S. Deser, „Statistical Physics. Phase Transitions and Superfluidity”, Brandeis University, Summer Institute, Band 2, 277 - 475, Gordon & Breach, New York (1966).
- [25] B. Peters, J. Hünkemeier, Ya. Khanin, and V. Baev, „Low frequency dynamics of a Nd-doped glass laser”, zur Publikation bei *Phys. Rev. A* eingereicht.
- [26] B. Peters, „Räumliches Lochbrennen in einem Vielmodenlaser”, Diplomarbeit Universität Hamburg 1999.
- [27] D.W.Hall, M.J.Weber, „Fluorescence line narrowing in neodymium laser glasses”, *J.Appl. Phys.*, **55**(7),2642-2647, 1984.
- [28] J.M. Pellegrino, W.M. Yen, M.J.Weber, „Composition dependence of Nd³⁺ homogeneous linewidth in glasses”, *J.Appl. Phys.*, **51**(12),6332-6336, 1980.
- [29] Michel J.F. Dignonnet, *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, Marcel Dekker Inc., New York 1993.
- [30] T.P. Belikova, E.A. Sviridenkov, L.V. Titova, „Method of measuring the homogeneous broadening of the gain in Nd³⁺-doped glass”, *Kratk. Soobshch. Fiz.* No. 5 (1972), 48-51.
- [31] S.A. Brawer, M.J. Weber, „Observation of fluorescence line narrowing, hole burning, and ion-ion transfer in neodymium laser glass”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 35, 31-33, July 1,1979.
- [32] H.M. Pask, R.J. Carman, D.C. Hanna, A.C. Tropper, C.J. Mackechnie, P.R. Barber, J.M. Dawes, „Ytterbium-Doped Silica Fiber Lasers: Versatile Sources for the 1-1.2 μm Region”, *IEEE Journal of selected Topics in Quantum Electronics*, Vol.1, NO.1, April 1995.
- [33] R. Paschotta, J. Nilson, A.C. Tropper, D.C. Hanna, „Ytterbium-doped Fiber Amplifiers”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 33,NO. 7, 1049-1056, July 1997.
- [34] M. N. Zervas, R. I. Laming: *IEEE J. Quantum Electron.* QE-31, 468, 1995.

- [35] R. Olshansky, „Propagation in glass optical waveguides”, *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 51, No. 2, April 1979.
- [36] G. Rawson, „Measurement of the Angular Distribution of Light scattered from Glass Fiber Optical Waveguide”, *Applied Optics*, Vol. 11, No. 11, S. 2477, November 1972.
- [37] E. Snitzer, „Optical maser action of Nd^{3+} in a barium crown glass”, *Phys. Rev. Lett.* 7, 444 (1961).
- [38] P.W.France, *Optical Fibre Lasers and Amplifiers*, Blackie, Glasgow and London, 1991.
- [39] David C Hanna, „Fibre Lasers”, Optoelectronic Research Centre, University of Southampton, United Kingdom.
- [40] R.Böhm, A.Stephani, V.M. Baev, P.E.Toschek, „Intracavity absorption spectroscopy with a Nd^{3+} -doped fiber laser”, *Opt. Lett.*, 18, 1955-1957 (1993).
- [41] D.C. Hanna, R.M. Percival, I.R. Perry, R.G. Smart, P.J. Suni, J.E. Townsend und A.C. Tropper, 1988, *Electron. Lett.*, 23, 329.
D.C. Hanna, R.M. Percival, I.R. Perry, R.G. Smart, P.J. Suni und A.C. Tropper, „An ytterbium-doped monomode fiber laser: broadly tunable operation from 1.010 μm to 1.162 μm and three level operation at 974 nm”, *Journal of Modern Optics*, Vol.37, No.4, 517-525 (1990).
- [42] Pierre-A. Bélanger, *Optical Fiber Theory*, World Scientific, Singapore 1993.
- [43] D. Gloge, „Dispersion in Weakly Guiding Fibers.“, *Appl. Optics*, 10 (11), 2442, November 1971.
- [44] D. Gloge, „Weakly Guiding Fibers.“, *Appl. Optics*, 10 (10), 2252, Oktober 1971.
- [45] R. Paschotta, J. Nilson, P.R. Barber, J.E. Caplen, A.C. Tropper, D.C. Hanna, „Lifetime quenching in Yb-doped fibres”, *Optics Communications*, 136, 375-378 (1997).
- [46] R. Böhm, V.M. Baev, P.E. Toschek, „Measurements of operation parameters and nonlinearity of a Nd^{3+} -doped fibre laser by relaxation oscillation“, *Optics Communications* 134, 537-546,1997.

- [47] D.Findlay, R.A.Clay, „The Measurement of Internal Losses in 4-Level Lasers”, Physics letters, Vol.20, number 3, 277-278 (1966).
- [48] D.C.Hanna, R.G.Smart, P.J.Suni, A.I.Ferguson and M.W. Phillips, „Measurement of Fibre Laser Losses via Relaxation Oscillations”, Optics Communications volume 68, number 2, 128-132, 1988.
- [49] W. H.Keen, J.A. Weiss, „The time-resolved spectrum of a Neodymium glass laser”, Appl. Opt. 3, 545-546 (1963).
- [50] P.A. Khandokhin, Ya. I. Khanin, Yu Mamaev, N. Milovskii, E. Shirokov, S. Bielawski, D. derozier, P. Glorieux, „Low-frequency dynamics of a class B laser with two elliptically polarised modes”, Quantum electronics 28 (6), 502-506,1998.
- [51] S. Bielawski, D. Derozier, P. Glorieux, „Antiphase dynamics and polarisation effects in the Nd-doped fiber laser”, Phys. Rev. A 46, 2811, 1992.
- [52] Ivan P. Kaminov, „Polarisation in Optical Fibers“, IEEE Journal Of Quantum Electronics, Vol. QE-17, No.1, 1981.
- [53] R. Paschotta, J. Nilson, L. Reekie, A.C. Tropper, D.C. Hanna, „Single-frequency ytterbium-doped fiber laser stabilized by spatial hole burning”, Optics Letters, Vol.22, No.1, 40-42 (1997).
- [54] S. Geckeler, *Lichtwellenleiter für die optische Nachrichtenübertragung*, Springer Verlag Berlin, 1990.
- [55] D. Derickson (Hrsg.), *Fiber Optic Test and Measurement*, Hewlett-Packard Professional Books, Prentice-Hall, Inc., New Jersey 1998.
- [56] A. Stark, „Laserdioden-erregte Pr³⁺, Yb³⁺-dotierte Fluoridglas-Faserlaser”, Diplomarbeit, Institut für Laserphysik, Hamburg 1997.
- [57] D. Ong, „Hochauflösende Absorptionsspektroskopie im Resonator eines Farbstoff-Lasers”, Diplomarbeit, Institut für Laserphysik, Hamburg 1999.
- [58] W. Demtröder, *Laserspektroskopie*, Springer Verlag, Heidelberg 1991.
- [59] R. Ulrich, S.C. Rashleigh, „Beam-to-fiber coupling with low standing wave ratio”, Applied Optics, Vol.19, 2453-2456,1980.
- [60] O.Svelto, *Principles of Lasers*, 3rd ed., Plenum Press, New York 1989.

- [61] J.Sierks, J. Eschner, V.M. Baev, P.E. Toschek, „Sensitivity of intracavity absorption measurements with Ti:sapphire laser“, *Opt. Comm.*, 102, 265-270 (1993).
- [62] R. Ulrich, S.C. Rashleigh, W. Eickhoff, „Bending induced birefringence in single-mode fibers“, *Opt. Lett.* , Vol. 5, 354-356, 1980.
- [63] H.C. Lefevre, „Singlemode fibre fractional wave devices and polarization controllers“, *Electron. Lett.*, 16 (20), 778-780, 1980.
- [64] M. Monerie, L. Jeunhomme, „Polarisation mode coupling in long single mode fibres“, *Optical and Quantum Electronics* 12, 449-461,1980.
- [65] S. P. Davis, *Diffraction Grating Spectrographs*, Holt, Rinehart and Winston, New York.
- [66] V.M. Baev, private Mitteilung.
- [67] P. Mandel, M. Georgiou, K. Otsuka, and D. Pieroux, „Transient and modulation dynamics of a multimode Fabry-Perot laser“, *Opt. Commun.* **106**, 341-350 (1993).
- [68] D. Pieroux, P. Mandel, „Transient dynamics of a multimode laser: oscillation frequencies and decay rates“, *Opt. Commun.* **107**, 245-248 (1994).
- [69] K. Otsuka, P. Mandel, S. Bielawski, D. Derozier, and P. Glorieux, „Alternate time scale in multimode lasers“, *Phys. Rev A* **46**, 1692-1695 (1992).
- [70] E. Lacot and F. Stoeckel, „Nonlinear mode coupling in a microchip laser“, *JOSA B* **13**, 2034-2040 (1996).
- [71] P. Mandel, B. A. Nguyen, and K. Otsuka, „Universal dynamical properties of three-mode Fabry-Perot laser“, *Quantum Semiclass. Opt.* **9**, 365-380 (1997).
- [72] J.S. Sanghera, I.D. Aggarwal (Hrsg.), *Infrared Fiber Optics*, CRC Press, New York 1998.
- [73] Joseph C. Palais, *Fiber Optic Communications*, Prentice-Hall Inc., New Jersey 1992.
- [74] C.C. Robinson, J.T. Fournier, „Co-Ordination of Yb³⁺ in Phosphate, Silicate, and germanate Glasses“, *J. Phys. Chem. Solids*, Vol.31 pp.895-904, 1970.

- [75] D. Romanini, A. Kachanov, E. Lacot, F. Stoeckel, „Loss of spectral memory in the relaxation oscillations of a multimode solid-state laser”, *Phys. Rev. A* 54 (1996), 920-927.
- [76] M. Risch, A. Stark, V. Baev, P. Toschek, „Transient dynamics of intracavity absorption signals in solid state lasers”, *Q* 31.15, AMOP & CPP Spring Meeting of the Deutsche Physikalische Gesellschaft, 2001.
- [77] M. Henke, „Nd³⁺-dotierter Glas-Laser für die Absorptionsspektroskopie im Laser-Resonator”, Diplomarbeit Universität Hamburg 1998.
- [78] H.W.Kogelnik, T.Li, „Laser Beams and Resonators”, *Proceedings of the IEEE*, Vol.54, No. 10, 1312-1329 (1966).
- [79] H.W.Kogelnik, E.P. Ippen, A. Dienes, C.V. Shank, „Astigmatically compensated cavities for cw dye lasers”, *IEEE Journ. of Quant. Elektr.*, QE-8, 373-379 (1972).
- [80] *Chem. Phys. Letter*, 312, 185, 1999.
- [81] Von den Dräger-Werken, Lübeck, zur Verfügung gestellte Fourierspektrometer-Messung an gesättigtem Benzoldampf.
- [82] R. Wagner, W. Tomlinson, „Coupling efficiency of optics in single mode fiber components”, *Applied Optics*, Vol. 21, 15, p. 2671.
- [83] H. Sebert, R. Ulrich, „Spatial hole burning in Nd³⁺ fiber lasers suppressed by push-pull phase modulation”, *Appl. Phys. Lett.*, 58 (21), 1991.

Herrn Prof. Dr. P.E. Toschek danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit in seiner Forschungsgruppe durchzuführen.

Herrn Priv. Doz. Dr. V.M. Baev gilt mein Dank für die Aufgabenstellung, die Betreuung dieser Arbeit sowie die vielen Anregungen und Diskussionen.

Für Unterstützung und Förderung danke ich der Volkswagenstiftung und der DFG.

Für die gewährte Zusammenarbeit gilt mein Dank Dipl. Phys. Markus Henke, Dr. Rainer Böhm, Dr. Torsten Latz und Dr. Jörg Sierks. Ein besonderer Dank geht an Dipl. Phys. Björn Peters für seine hervorragende Vor- und Zuarbeit, insbesondere bei der Modellierung der Langevinkräfte und der Implementierung der Tang-Statz-deMars Ratengleichungen in C++ Code.

Für ihre stete Hilfsbereitschaft danke ich herzlich Frau Ochlich, Herrn Dipl. Ing. Paeth gilt mein Dank für die Anfertigung vieler Spiegel und Entspiegelungen, für seine Hilfe danke ich Herrn Kilian aus der mechanischen Werkstatt.

Für die Möglichkeit der Nutzung zahlreicher Präparations- und Messgeräte danke ich der AG Festkörperlaser von Herrn Prof. G. Huber am Institut für Laserphysik.

Den Kollegen und Freunden im Arbeitsbereich „Quantenoptik und Spektroskopie“ am Institut für Laserphysik danke ich für die angenehme Atmosphäre.

Gerne denke ich an die Zusammentreffen von Dirk, Falk, Bernd, Stefan, Christof, Arnold und mir zum „dilettantischen Multiplet“ und unsere Gespräche über Literatur zurück.

Von ganzem Herzen danke ich Margit.