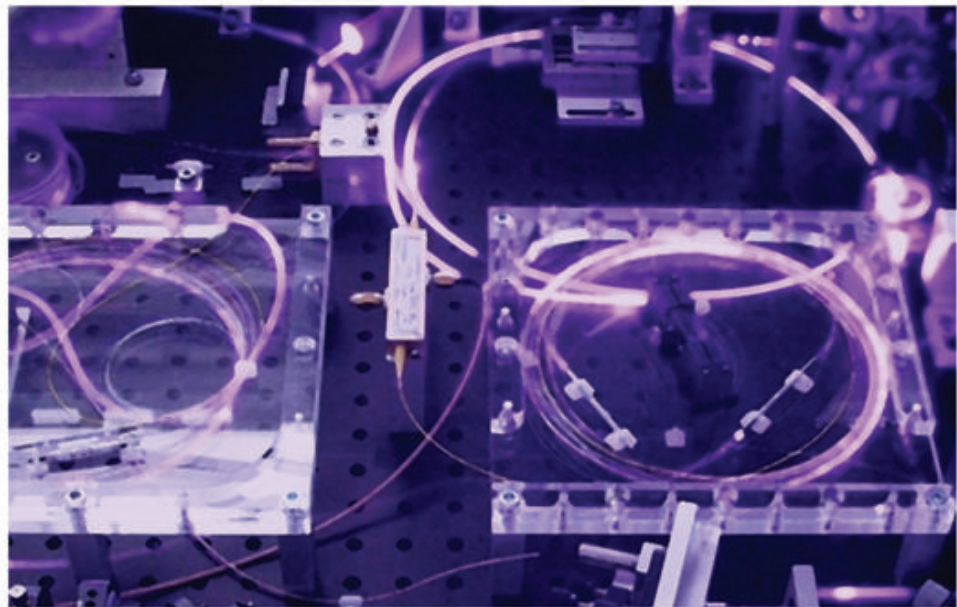


Martin Engelbrecht

**Aufbau und Charakterisierung
eines abstimmbaren, einfrequents,
ytterbiumdotierten Faserlasers**



Aufbau und Charakterisierung eines abstimmbaren, einfrequenten, ytterbiumdotierten Faserlasers

Von der Fakultät für Mathematik und Physik der
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften

– Dr. rer. nat. –

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Martin Engelbrecht

geboren am 20.09.1974 in Elmshorn

2008

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2008
Zugl.: Hannover, Univ., Diss., 2008
978-3-86727-680-1

Referent: Prof. Dr. B. Chichkov, Universität Hannover
Koreferent: Prof. Dr. U. Morgner, Universität Hannover
Tag der Promotion: 27.06.2008

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2008
Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen
Telefon: 0551-54724-0
Telefax: 0551-54724-21
www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2008
Gedruckt auf säurefreiem Papier

978-3-86727-680-1

Kurzzusammenfassung

Martin Engelbrecht

Aufbau und Charakterisierung eines abstimmbaren, einfrequenten, ytterbiumdotierten Faserlasers

Im nahinfraroten Wellenlängenbereich um $1\ \mu\text{m}$ sind Laser auf Basis von ytterbiumdotierten Quarzglasfasern zur Erzeugung von abstimmbarer Laserstrahlung ideal geeignet. So weist das Verstärkungsspektrum des Ytterbium-Ions in Quarzglas eine Breite von über 200 nm auf, gleichzeitig ermöglicht die Verwendung von Diodenlasern als Pumpquelle die Realisierung von sehr effizienten, kompakten und zuverlässigen Strahlquellen. Damit sind sie insbesondere in der optischen Messtechnik und der spektroskopischen Gasanalyse von großem Interesse.

Gegenstand dieser Arbeit war der Aufbau und die Untersuchung eines einfrequenten, abstimmbaren, gepulsten Lasersystems mit hoher Spitzenleistung auf der Basis von ytterbiumdotierten Quarzglasfasern. Es erschließt Anwendungen in der optischen Spektroskopie, insbesondere im infraroten Spektralbereich zwischen $2,5\ \mu\text{m}$ und $10\ \mu\text{m}$ Wellenlänge, da die Spitzenleistung eine effiziente Frequenzkonversion ermöglicht. Das System wurde als mehrstufiges Oszillator-Verstärker-System realisiert, bei dem die Erzeugung des schmalbandigen Signals von der Pulserzeugung und der Leistungskalierung getrennt war.

Als Basis diente ein longitudinal einfrequenter, abstimmbarer Faserringoszillator mit einer maximalen Leistung von 134 mW bei einer Emissionswellenlänge von 1040 nm. Die spektrale Linienbreite war kleiner als 100 kHz bei einer Messdauer von 580 ms. Während des Abstimmprozesses wurden das spektrale und temporale Verhalten des Lasersignals charakterisiert. Es ist bestimmt durch den Abstand der longitudinalen Resonatormoden von 82 MHz, der auch die spektrale Auflösung bei Anwendung eines spektroskopischen Messverfahrens definiert.

Mit einem externen Modulator aus dem Oszillatorsignal erzeugte, rechteckförmige Pulse mit $3\ \mu\text{s}$ Dauer und einer Wiederholrate von 20 kHz wurden in zwei Verstärkerstufen auf eine maximale Spitzenleistung von 88 W bei 1040 nm verstärkt. Der Abstimmbereich des Gesamtsystems erstreckte sich von 1040 nm bis 1070 nm. Damit wurde zum ersten mal ein gepulstes Lasersystem mit mehreren 10 W Spitzenleistung vorgestellt, das einfrequente Emission mit einem Durchstimmbereich von 30 nm um 1055 nm vereint.

Schlagwörter: Faserlaser, Einfrequente Laser, Abstimmbare Laser, Pulsdynamik, Gepulste Faserverstärker

Abstract

Martin Engelbrecht

Realization and characterization of a tunable, single-frequency, ytterbium-doped fiber-laser

In the near-infrared wavelength range around $1\ \mu\text{m}$, lasers based on ytterbium doped silica fibers are ideal for the generation of tunable radiation because the gain spectrum of ytterbium ions in silica has a width of more than 200 nm. Using diode lasers as a pump source fiber lasers are very efficient, compact and reliable beam sources. Therefore they are of great interest in optical metrology and spectroscopic gas analysis.

Purpose of this work was the development and investigation of a single frequency, tunable, pulsed laser system with high peak power, based on ytterbium doped silica fibers. It opens up a range of applications in optical spectroscopy, especially in the infrared wavelength range between $2,5\ \mu\text{m}$, and $10\ \mu\text{m}$ wavelength, as the peak power allows for an efficient frequency conversion. The system was realized as a multi stage Master Oscillator Power Amplifier-system, where the generation of the narrow band signal was separated from the pulse generation and power scaling.

The master laser was a single frequency, tunable fiber ring oscillator with a maximum power of 134 mW at 1040 nm, the spectral line width was below 100 kHz during a measurement time of 580 ms. During the tuning process, the spectral and temporal behavior of the laser signal was characterized, which is determined by the mode spacing between the longitudinal modes of 82 MHz, defining the spectral resolution for spectroscopic applications.

Rectangular shaped pulses with a duration of $3\ \mu\text{s}$ and a repetition rate of 20 kHz were generated from the oscillator signal with an external modulator and amplified in two stages to a peak power of 88 W at 1040 nm. The tuning range of the overall system stretched from 1040 nm to 1070 nm. This was the first time a pulsed laser system with more than 10 W peak power was presented with single frequency emission and a tuning range from 30 nm around to 1055 nm in one single device.

Key words: Fiber laser, single-frequency laser, tunable laser, pulse dynamics, pulsed fiber amplifier

**Meiner Frau Uta und
meinem Sohn Jan**

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einführung | 7 |
| 2 | Ytterbiumdotierte Faserlaser | 11 |
| 2.1 | Lichtausbreitung in Glasfasern | 11 |
| 2.1.1 | Strahlenoptik | 12 |
| 2.1.2 | Wellenoptik | 13 |
| 2.2 | Ytterbiumdotiertes Quarzglas | 16 |
| 2.2.1 | Spektroskopische Eigenschaften | 18 |
| 2.2.2 | Mechanismen der Linienverbreiterung | 20 |
| 2.3 | Prinzipieller Aufbau eines Faserlasers | 22 |
| 2.3.1 | Longitudinale Resonatormoden | 23 |
| 2.3.2 | Einfrequente Faser-Oszillatoren | 29 |
| 2.3.3 | Oszillatoren hoher Ausgangsleistung | 30 |
| 2.4 | Faserverstärker | 31 |
| 2.4.1 | Kontinuierlicher Betrieb | 32 |
| 2.4.2 | Gepulster Betrieb | 34 |
| 2.4.3 | Eigenschaften des gesättigten bzw. ungesättigten Verstärkers | 34 |
| 2.5 | Diskussion | 35 |
| 3 | Abstimmbarer einfrequenter Faseroszillator | 37 |
| 3.1 | Aufbau des Oszillators | 38 |
| 3.2 | Durchstimmverhalten | 40 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 3.3 | Linienbreite | 43 |
| 3.3.1 | Experimentelle Bestimmung der spektralen Filterbreite | 46 |
| 3.3.2 | Nachweis des einrequenten Betriebs | 47 |
| 3.3.3 | Linienbreitenmessung | 48 |
| 3.4 | Modensprungverhalten | 51 |
| 3.5 | Einfluss der Temperatur auf die Stabilität des Systems | 54 |
| 3.6 | Ytterbium Faserlaser als 3- und 4-Niveausystem | 58 |
| 3.7 | Rauschmessung am Oszillator | 63 |
| 3.8 | Zusammenfassung der Oszillatorergebnisse | 66 |
| 4 | Leistungsskalierung | 69 |
| 4.1 | Pulserzeugung | 69 |
| 4.1.1 | Isolator zur Oszillatorabsicherung | 71 |
| 4.1.2 | Modulator zur Pulserzeugung | 72 |
| 4.2 | Vorverstärker | 74 |
| 4.3 | Leistungsverstärker | 76 |
| 4.3.1 | Nichtlineare Streueffekte | 77 |
| 4.3.2 | Aufbau des Leistungsverstärkers | 80 |
| 4.3.3 | Verstärkung mit kontinuierlichem Eingangssignal | 84 |
| 4.3.4 | Pulsbetrieb zur Erzeugung hoher Spitzenleistungen | 87 |
| 4.4 | Diskussion der Leistungsverstärker-Ergebnisse | 97 |
| 4.5 | Zusammenfassung der Leistungsskalierung | 99 |
| 5 | Zusammenfassung und Ausblick | 101 |
| A | Berechnung der Inversion | 105 |
| | Literaturverzeichnis | 107 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|--|----|
| 2.1 | Aufbau und Brechungsindexprofil von Glasfasern | 12 |
| 2.2 | Lichtführung innerhalb einer Glasfaser nach der Strahlenoptik | 13 |
| 2.3 | Transversale Fasermoden | 16 |
| 2.4 | Energieniveauschema von ytterbiumdotierten Quarzglasfasern | 18 |
| 2.5 | Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt | 19 |
| 2.6 | Inhomogene Linienverbreiterung und Übergangssättigung | 20 |
| 2.7 | Prinzipieller Aufbau eines Faserlasers | 22 |
| 2.8 | Simuliertes Zeitsignal für zufällige Modenüberlagerung | 24 |
| 2.9 | Spektrum des spektral nicht eingeschränkten Lasers | 25 |
| 2.10 | Einfluss eines resonatorinternen spektralen Filters, schematisch | 26 |
| 2.11 | Aufbau einer polarisationserhaltenden Faser (Panda-Geometrie) | 28 |
| 2.12 | Konzept eines nicht durchstimmbaren einrequenten Faserlasers | 29 |
| 2.13 | Prinzipieller Aufbau eines Faserverstärkers | 32 |
| 3.1 | Schematische Darstellung des Gesamtaufbaus | 37 |
| 3.2 | Aufbau des einrequenten Oszillators | 38 |
| 3.3 | ASE-Spektrum des Laseroszillators | 41 |
| 3.4 | Aufbau der Gitterstrecke in Littman-Littrow-Anordnung | 42 |
| 3.5 | Abhängigkeit der Transmissionswellenlänge der Gitteranordnung vom Gitterwinkel | 43 |
| 3.6 | Durchstimmkurve des Oszillators | 44 |
| 3.7 | Ausgangsspektren des Oszillators bei verschiedenen Zentralwellenlängen . . | 45 |

| | | |
|------|---|----|
| 3.8 | Messaufbau zur Bestimmung der spektralen Breite der Gitterstrecke | 46 |
| 3.9 | Transmission der Gitterkonfiguration mit und ohne Teleskop | 47 |
| 3.10 | Fabry-Perot Messung am einrequenten Oszillator | 48 |
| 3.11 | Messung der Laserlinienbreite nach der Heterodynmethode | 51 |
| 3.12 | Zeitsignal im einrequenten Betrieb und beim Auftreten spontaner Modensprünge | 52 |
| 3.13 | Schwebung benachbarter Moden im Zeitsignal | 53 |
| 3.14 | FPI-Messung der Frequenzänderung beim Durchstimmen | 54 |
| 3.15 | Zeitsignal des Lasers während des Durchstimmprozesses | 55 |
| 3.16 | Oszillator Setup mit vergrößertem freien Spektralbereich | 56 |
| 3.17 | Temperaturabhängigkeit der Laserfrequenz | 57 |
| 3.18 | Wellenlängenabhängiger Übergang zwischen dem 3- und 4-Niveausystem . | 60 |
| 3.19 | Fluoreszenzlebensdauer und Wirkungsquerschnitte der Yb-Quarzglasfaser . | 62 |
| 3.20 | Relatives Intensitätsrauschen im 3-Niveau-Betrieb | 65 |
| 3.21 | Relatives Intensitätsrauschen im 4-Niveau-Betrieb | 65 |
| 4.1 | Aufbau der Leistungsverstärkung | 70 |
| 4.2 | Transmission des Faser-Isolators | 71 |
| 4.3 | Prinzip des Modulators | 72 |
| 4.4 | Wellenlängenabhängige Oszillatorleistung hinter der Pulserzeugung | 73 |
| 4.5 | Wellenlängenabhängige Ausgangsleistung des Vorverstärkers | 75 |
| 4.6 | Pumpleistungsabhängige Pulsform hinter dem Vorverstärker | 76 |
| 4.7 | Brillouinstreuung | 78 |
| 4.8 | Spektrum des Raman-Verstärkungskoeffizienten | 80 |
| 4.9 | Strahlqualitätsmessung am Leistungsverstärker | 83 |
| 4.10 | Aufbau des Leistungsverstärkers | 84 |
| 4.11 | Wellenlängenabhängige Ausgangsleistung des Leistungsverstärkers bei kontinuierlicher Anregung | 85 |
| 4.12 | Wellenlängenabhängige Sättigungsleistung | 86 |

| | |
|---|----|
| 4.13 Wellenlängenabhängige Ausgangsleistung des Leistungsverstärkers bei gepulster Anregung | 88 |
| 4.14 Wellenlängenabhängige Sättigungsenergie | 89 |
| 4.15 Spektren bei 20 kHz Repetitionsrate und 3 μ s Pulsdauer. | 90 |
| 4.16 Berechnete Pulsformen in Abhängigkeit von der Pumpleistung | 93 |
| 4.17 Berechnete Pulsformen für verschiedene Eingangspulsenergien | 93 |
| 4.18 Berechnete Pulsformen in Abhängigkeit von der Wellenlänge | 93 |
| 4.19 Pulsform der verstärkten Pulse | 94 |
| 4.20 Pulsverformung bei hoher Pumpleistung | 96 |
| 4.21 Berechnete Pulsform für 10 μ m Faserkerndurchmesser. | 98 |
| 4.22 Gemessene Pulsform für 10 μ m Faserkerndurchmesser. | 99 |

Kapitel 1

Einführung

In vielen Anwendungsbereichen gibt es einen zunehmenden Bedarf an schmalbandigen, zugleich aber in der Wellenlänge weit abstimmbaren Lasersystemen. Diese Anwendungen beinhalten die Charakterisierung von optischen Komponenten ebenso wie alle Gebiete der optischen Spektroskopie. Dabei unterscheiden sich die Anforderungen an das Lasersystem hinsichtlich des Durchstimmbereiches und der spektralen Linienbreite stark. Zum Beispiel wird für die spektroskopische Untersuchung von Spurengasen eine Auflösung im Bereich weniger GHz benötigt, solange nur druckverbreiterte Linien bei normalem Atmosphärendruck gemessen werden. Wird der Gasdruck vermindert um detailliertere Messungen durchführen zu können, reduziert sich die maximale Linienbreite auf wenige 100 MHz. Gleichzeitig ist ein weiter Durchstimmbereich wünschenswert, um eine Vielzahl unterschiedlicher Moleküle und deren Rotations- oder Schwingungsmoden zu erfassen.

Aussagekräftige Spektrallinien von einer Vielzahl in der Gasanalyse interessanter Moleküle liegen im Spektralbereich zwischen $2,5 \mu\text{m}$ und $10 \mu\text{m}$ Wellenlänge. Da dieser nicht von leistungsfähigen Laserstrahlquellen abgedeckt wird, werden Frequenzkonverter, wie z. B. optisch parametrische Oszillatoren (OPO), genutzt, um nahinfrarote Laserstrahlung in diesen Bereich zu konvertieren. Während für messtechnische Analyse in der Regel nur wenige mW Laserleistung benötigt werden, setzt der Konversionsprozess einige Watt Eingangsleistung voraus (BOYD, 2002).

Im Wellenlängenbereich um $1 \mu\text{m}$ bieten ytterbiumdotierte Faserlaser auf der Basis von Quarzglas gute Voraussetzungen, um ein durchstimmbares und gleichzeitig leistungsstarkes Lasersignal zu erzeugen. Ytterbiumdotiertes Glas weist stark verbreiterte Emissions-

und Absorptionsbanden auf, gleichzeitig ermöglicht die Fasergeometrie lange Wechselwirkungslängen und damit auch die Anregung schwacher Übergänge. Die Kombination aus Niveauverbreiterung und Wechselwirkungslänge ergibt eine Verstärkungsbandbreite von über 200 nm, die die Basis für die Erzeugung durchstimmbarer Laserstrahlung bildet.

Darüber hinaus weist das Ytterbium-Ion ein einfaches Niveausystem mit geringem Quantendefekt auf. Dies ermöglicht eine hohe Effizienz von ytterbiumdotierten Faserlasern, da viele parasitäre Effekte, die die Effizienz des Systems limitieren, nicht auftreten. Als Pumplichtquelle stehen Laserdioden mit hoher Brillanz zur Verfügung, die eine effiziente Anregung des Materials erlauben. Die Kombination aus dem geringen Quantendefekt und der aus der Fasergeometrie folgenden großen Oberfläche pro aktivem Volumen führt dazu, dass thermische Probleme, wie sie von anderen Festkörperlasern bekannt sind, bei ytterbiumdotierten Faserlasern keine entscheidende Rolle spielen.

Basierend auf diesen Eigenschaften werden diodengepumpte Faserlaser mit einer kontinuierlichen Ausgangsleistung von einigen 10 kW mit multimodiger und 1,5 kW mit grundmodiger Ausgangsstrahlung kommerziell angeboten (IPG PHOTONICS CORPORATION, 2007). Mit gepulstem Ausgangssignal wurden ebenfalls Pulsspitzenleistungen von über 20 kW bei einer Pulsdauer von einigen 100 ns demonstriert. Diese Systeme werden in der Materialbearbeitung angewendet und sind nicht abstimmbare. Ihre spektrale Breite ist für die Messtechnik nicht ausreichend eingeschränkt, sie demonstrieren aber die Leistungsfähigkeit des aktiven Materials.

Durchstimmbare, mit Ytterbium dotierte Faserlaser wurden bereits 1987 durch HANNA ET AL. (1987) vorgestellt und seither in der Ausgangsleistung auf mehrere Watt skaliert, so dass sie für die Frequenzkonversion anwendbar sind (AUERBACH ET AL., 2002, GROSS ET AL., 2002). Insbesondere mit gepulsten Faserlasern wurde abstimmbare Strahlung mit mehreren 100 W Spitzenleistung demonstriert (ENGELBRECHT ET AL., 2005). Allerdings gelang bisher die Kombination von abstimmbarer Laserstrahlung mit einer hohen Ausgangsleistung und einer extrem schmalen Linienbreite nicht. Typische existierende Lasersysteme bieten entweder hohe Ausgangsleistung oder eine schmale Linienbreite. Insbesondere die Kombination mit einem Durchstimmbereich, der einige Prozent der Zentralwellenlänge entspricht, wurde bisher noch nicht gezeigt.

Ziel dieser Arbeit ist deshalb die Realisierung einer abstimmbaren Laserquelle mit exzellenter Strahlqualität und hoher Pulsspitzenleistung. Die spektrale Linienbreite soll wenige 100 MHz betragen, damit sie für spektroskopische Messverfahren an Spurengasen einge-

setzt werden kann. Gleichzeitig wird durch einen gepulsten Betrieb eine Spitzenleistung im Bereich mehrerer 10 W angestrebt, damit eine effiziente Frequenzkonversion in den für die Gasanalyse interessanten Spektralbereich um $3,5 \mu\text{m}$ möglich ist. Die Erzeugung von Mikrosekunden langen Pulsen mit einem Zeitverhältnis von über 1 % zwischen Puls- und Periodendauer erlaubt die einfache Übertragung von Techniken der kontinuierlichen Spektroskopie wie z. B. der photoakustische oder der resonant überhöhten Absorptionsspektroskopie auf den gepulsten Betrieb.

Die Verknüpfung einer hohen Ausgangsleistung mit einer schmalen spektralen Linienbreite und einem weiten Durchstimmbereich wird in der vorliegenden Arbeit durch ein Oszillator-Verstärker Konzept erreicht, das einen kontinuierlich emittierenden Oszillator mit einer anschließenden Pulserzeugung und einer Pulsverstärkung kombiniert. Die Entkopplung der Leistungsskalierung von der Erzeugung des durchstimbaren Signals ermöglicht die erforderliche Schmalbandigkeit im Oszillator und durch den gepulsten Betrieb der Faserverstärker werden bei moderaten mittleren Pumpleistungen hohe Pulsspitzenleistungen zugänglich, indem nach dem Prinzip der Güteschaltung Energie im Medium gespeichert wird.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in folgende Abschnitte. In Kapitel 2 werden die Voraussetzungen dargestellt, um mit einem Lasersystem gleichzeitig schmalbandige, abstimmbare und gepulste Strahlung bei hoher Spitzenleistung zu erreichen und mit den charakteristischen Eigenschaften von ytterbiumdotierten Faserlasern abgeglichen.

In Kapitel 3 wird das Oszillator-Verstärker Konzept auf Basis von ytterbiumdotierten Glasfasern vorgestellt und der Aufbau des einrequenten abstimmbaren Faseroszillators als Herzstück des gesamten Lasersystems beschrieben. Anschließend wird dieser detailliert charakterisiert, da er die spektralen Eigenschaften des Gesamtsystems definiert. Das dynamische Verhalten im Frequenz- und Zeitraum während des Durchstimmprozesses wird untersucht und sein Einfluss auf die Anwendung in der Messtechnik diskutiert. Die Kombination aus einrequentem Betrieb und großer Abstimmbarkeit wird ausgenutzt, um den Übergang zwischen Drei- und Vierniveau-Eigenschaften von ytterbiumdotiertem Quarzglas zu untersuchen und die Wirkungsquerschnitte des Materials zu bestimmen. Diese können in einem späteren Abschnitt verwendet werden, um die Reaktion des Verstärkersystems bei unterschiedlichen Eingangswellenlängen zu erklären. Abschließend wird in Kapitel 3 die Rauschcharakteristik des Faseroszillators mit existierenden schmalbandigen, aber nicht abstimmbaren Lasern, verglichen.

Die Pulserzeugung und anschließende Signalverstärkung wird in Kapitel 4 beschrieben. Sättigungseffekte beeinflussen die Pulsverformung während des Verstärkungsvorganges auf Grund der Besetzungsdynamik der Laserniveaus über die Pulslänge. Daher wird die Wellenlängenabhängigkeit dieser Effekte theoretisch und experimentell untersucht und ihre Wirkung auf die Pulsverstärkung charakterisiert. Die insgesamt erzielte Leistung und die Ausgangspulsformen des kompletten Lasersystems werden wellenlängenabhängig bestimmt und dargestellt.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse und einem Ausblick auf zukünftige Entwicklungen im Bereich der Laserentwicklung für die Gasanalyse in Kapitel 5.

Kapitel 2

Ytterbiumdotierte Faserlaser

Das Thema von Kapitel 2 sind Faserlaser und ihre Eigenschaften. Sie bilden eine spezielle Untergruppe der Festkörperlaser, welche in vielen Bereichen der Forschung und Technik Anwendung finden. Wie bei jedem Laser definieren sich die grundlegenden Eigenschaften eines Faserlasers, z. B. Emissions- und Absorptionswellenlänge, durch sein aktives Material. Darüber hinaus wird durch die Fasergeometrie jedoch auch noch das Strahlprofil eines Faserlaser festgelegt. In Abschnitt 2.1 wird deshalb zunächst auf die Lichtausbreitung in Glasfasern eingegangen, in Abschnitt 2.2 werden dann die wichtigsten Eigenschaften des aktiven Materials beschrieben. Anschließend wird auf die speziellen spektroskopischen Eigenschaften des in dieser Arbeit verwendeten ytterbiumdotierten Quarzglas eingegangen. Die am weitesten verbreiteten Ansätze zum Aufbau von ytterbiumdotierten Faserlasern sind in Abschnitt 2.3 zusammengefasst. Am Ende des Kapitels werden die Eigenschaften hinsichtlich ihres Einflusses auf einen Laser speziell für die Anwendung in der Spektroskopie diskutiert (Abschnitt 2.5).

2.1 Lichtausbreitung in Glasfasern

Im Gegensatz zu anderen Festkörperlasern wird bei einem Faserlaser das Licht zum größten Teil in Glasfasern geführt, und durch die resultierenden spezifischen Eigenschaften eines Faserlasers ist dieser herkömmlichen Festkörperlasern auf vielen Gebieten überlegen. So verfügen Faserlaser im Vergleich zu anderen Festkörperlasern über eine exzellente Strahlqualität, da sie alleine durch physikalische Eigenschaften der Faser bestimmt ist.

In den Abschnitten 2.1.1 und 2.1.2 wird die Lichtausbreitung in Glasfasern mittels der Strahlen- bzw. Wellenoptik beschrieben und auf das transversale Strahlprofil des geführten Lichtes eingegangen.

2.1.1 Strahlenoptik

Ist die Wellenlänge des Lichts klein gegenüber dem Durchmesser der Glasfaser, kann die Propagation in der Faser durch die Strahlenoptik beschrieben werden. In Abbildung 2.1 ist der prinzipielle Aufbau einer optischen Glasfaser dargestellt. Der Brechungsindex im

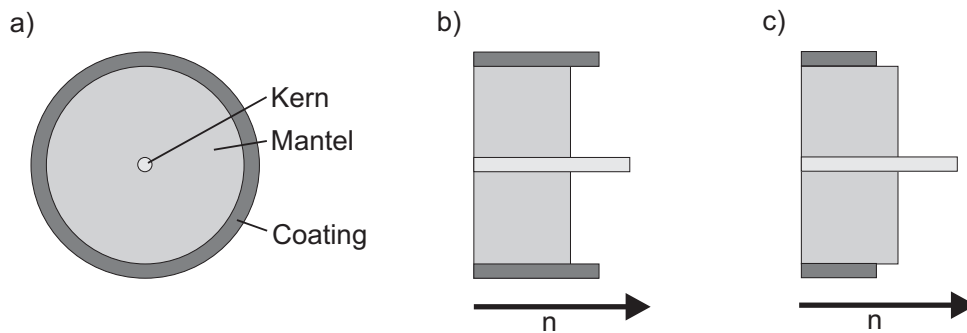


Abbildung 2.1: Aufbau einer optischen Faser. a) Querschnitt, b) Brechungsindexprofil einer Standardfaser, c) Brechungsindexprofil einer Doppelkernfaser.

Bereich des Kerns ist höher als im Fasermantel. Licht wird an der Grenzfläche zwischen zwei Materialien mit unterschiedlichem Brechungsindex (n_1 und n_2) aufgrund der unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten gebrochen. Der Zusammenhang zwischen Ein- und Ausgangswinkel (α und β) und den Brechungsindizes ist durch das Snelliussche Brechungsgesetz $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c_1}{c_2} = \frac{n_2}{n_1}$ gegeben. Es existiert ein Grenzwinkel α_G , oberhalb dessen an der Grenze zwischen dem optisch dichteren Medium zum optisch dünneren Medium keine Brechung mehr erfährt ($\beta = 90^\circ$) und das Licht komplett reflektiert wird. Auf diesem Prinzip der Totalreflexion beruht die Lichtführung in einer Glasfaser. Sie besteht aus einem Kern, der einen höheren Brechungsindex als der umgebende Mantel aufweist. Das Licht wird in diesem Kern geführt, solange der Winkel, unter dem es auf die Grenzfläche trifft, größer ist, als der Winkel der Totalreflexion (siehe Abbildung 2.2). Aus dieser Bedingung definiert sich der maximale Einkoppelwinkel oder Akzeptanzwinkel Θ_{\max} in die Faser, für die das Licht noch geführt wird. Der Sinus dieses Winkels wird als numerische

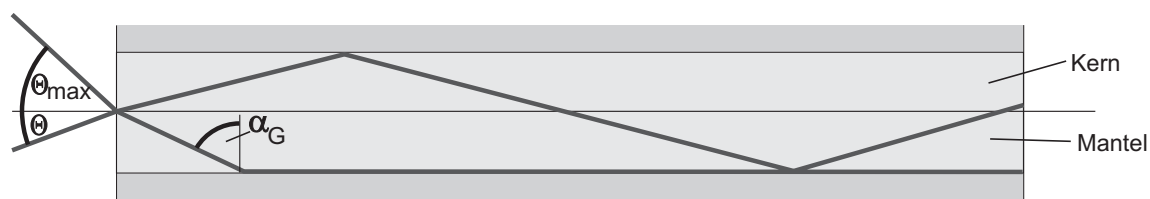


Abbildung 2.2: Strahlengang innerhalb einer Glasfaser.

Apertur (NA) einer Faser bezeichnet. Für diese gilt:

$$NA = \sin(\Theta) = \sqrt{n_{\text{Kern}}^2 - n_{\text{Mantel}}^2} \quad (2.1)$$

Der Brechungsindexunterschied zwischen Kern und Mantel liegt für gängige Fasern bei ca. 10^{-2} . Daraus resultiert $\Theta \approx 10^\circ$ und eine NA von ca. 0,2.

Bei einer Doppelkernfaser ist der Brechungsindex des Coatings gegenüber dem Mantel weiter reduziert. Dadurch kann hier ebenfalls Licht geführt werden. Genutzt wird dies bei aktiv dotierten Fasern zum Führen des Pumplichts. So ist es möglich, Pumplichtquellen mit geringerer Strahlqualität zu verwenden (SNITZER ET AL., 1988, ZENTENO, 1993). Das Signallicht wird im inneren Kern geführt und behält seine gute Strahlqualität (siehe Abschnitt 2.1.2). Durch den geringen Überlapp ist die Absorption pro Länge in diesen Fasern entsprechend dem Flächenverhältnis von Kern zu Mantel deutlich reduziert. Demzufolge muss die Faserlänge vergrößert werden, um eine ausreichende Pumplichtabsorption zu gewährleisten.

Um die Feldverteilung in einer Faser und damit die Strahlqualität zu beschreiben wird im folgenden Abschnitt die Wellenoptik verwendet.

2.1.2 Wellenoptik

Die Beschreibung der Propagation von Licht in einer Glasfaser wird, wie alle elektromagnetische Phänomene, durch die Maxwell Gleichungen beschrieben. Es gilt die Vereinfachung eines nichtleitenden, nichtmagnetischen Materials ohne freie Ladungsträger (AGRAWAL, 1997). Hieraus folgt die Wellengleichung, die die Wechselwirkung zwischen dem elektrischen Feldvektor des optischen Feldes \mathbf{E} und der Materialpolarisation \mathbf{P} beschreibt:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \frac{-1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (2.2)$$

c ist die Lichtgeschwindigkeit, μ_0 die Permeabilität im Vakuum. Abseits einer Materialresonanz kann die Antwort der Materialpolarisation auf ein anregendes Feld durch die an-

harmonische Reaktion der gebundenen Elektronen verstanden werden. Dementsprechend ist die Polarisierung nicht linear sondern es gilt (BOYD, 2002):

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (\chi^{(1)}\mathbf{E} + \chi^{(2)}\mathbf{E}^2 + \chi^{(3)}\mathbf{E}^3 + \dots) \quad (2.3)$$

ϵ_0 ist die Permittivität im Vakuum. $\chi^{(i)}$ ist die Suszeptibilität der Ordnung i . Die lineare Suszeptibilität $\chi^{(1)}$ repräsentiert den Hauptbeitrag zur Polarisierung \mathbf{P} . $\chi^{(2)}$ existiert nur für Materialien ohne Inversionssymmetrie im Kristallfeld und entfällt für Quarzglas. Damit basieren die einfachsten nichtlinearen Effekte in einer Glasfaser auf $\chi^{(3)}$. Hier werden sie zunächst vernachlässigt. Unter der weiteren Annahme einer Stufenindexfaser mit geringen Verlusten ergibt sich nach einem Wechsel in den Frequenzraum für Gleichung 2.2:

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + n^2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}} = 0 \quad (2.4)$$

$\tilde{\mathbf{E}}$ ist die Fouriertransformierte des elektrischen Feldes \mathbf{E} . Der gleiche Zusammenhang gilt für die magnetische Feldstärke \mathbf{H} .

Transversale Fasermode

Eine optische Faser kann bei einer Frequenz ω eine finite Anzahl transversaler Moden führen, deren räumliche Verteilung $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega)$ eine Lösung der Wellengleichung 2.4 ist und die durch die Fasergeometrie gegebenen Grenzwertbedingungen erfüllen. Nach einer Transformation von Gleichung 2.4 in zylindrische Koordinaten ρ , ϕ und z kann sie durch Variablentrennung gelöst werden (AGRAWAL, 2001). Sie hat allgemein die Form:

$$\tilde{\mathbf{E}}(\rho, \omega) = A(\omega) F(\rho) e^{im\phi} e^{i\beta z} \quad (2.5)$$

wobei m eine natürliche Zahl, β der Propagationsparameter und A ein Normierungsfaktor ist. Die generelle Lösungsform für F ist eine Überlagerung der Besselfunktion (J_m) und der Neumannfunktion (N_m):

$$F(\rho) = C_1 J_m(\kappa\rho) + C_2 N_m(\kappa\rho) \quad \text{mit} \quad (2.6)$$

$$\kappa = \sqrt{n_{\text{Kern}}^2 \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2} \quad (2.7)$$

Da die Neumannfunktion eine Singularität bei $\rho = 0$ hat, ergeben sich physikalisch sinnvolle Lösungen nur für $C_2 = 0$. Damit ist die Lösung im Bereich des Kerns eine reine Besselfunktion. Im Mantel ($\rho > r_{\text{Kern}}$) muss die Lösung einen exponentiellen Abfall für

große ρ zeigen. Diese Lösung wird durch die modifizierte Besselfunktion K_m repräsentiert, so dass hier gilt:

$$F(\rho) = C_1 K_m(\gamma \rho) \quad \text{mit} \quad (2.8)$$

$$\gamma = \sqrt{\beta^2 - n_{\text{Kern}}^2 \frac{\omega^2}{c^2}} \quad (2.9)$$

Der Propagationsparameter β ergibt sich aus der Grenzbedingung am Übergang zwischen Faserkern und Mantel. Hier müssen die tangentialen Komponenten von $\tilde{\mathbf{E}}$ und $\tilde{\mathbf{H}}$ stetig übergehen. Benutzt man zusätzlich den Zusammenhang $\kappa^2 + \gamma^2 = (n_{\text{Kern}}^2 + n_{\text{Mantel}}^2)(\omega^2/c^2)$ ergibt sich folgende Eigenwertgleichung:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{J'_m(\kappa r_{\text{Kern}})}{\kappa J_m(\kappa r_{\text{Kern}})} + \frac{K'_m(\gamma r_{\text{Kern}})}{\gamma K_m(\gamma r_{\text{Kern}})} \right) \left(\frac{J'_m(\kappa r_{\text{Kern}})}{\kappa J_m(\kappa r_{\text{Kern}})} + \frac{n_{\text{Mantel}}^2}{n_{\text{Kern}}^2} \frac{K'_m(\gamma r_{\text{Kern}})}{\gamma K_m(\gamma r_{\text{Kern}})} \right) \\ & = \left(\frac{m\beta\omega (n_{\text{Kern}}^2 - n_{\text{Mantel}}^2)}{c r_{\text{Kern}} n_{\text{Kern}} \kappa^2 \gamma^2} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.10)$$

Gestrichene Funktionen sind die Ableitung in Bezug auf ihr Argument. Für einen gegebenen Satz Parameter ω , n_{Kern} , n_{Mantel} und r_{Kern} kann Gleichung 2.10 numerisch gelöst werden um die Propagationskonstante β zu bestimmen. Dabei kann β für jedes m mehrere Lösungen β_{mn} annehmen, die jeweils eine Fasermode beschreiben. Sie werden als HE_{mn} oder EH_{mn} bezeichnet, je nachdem, ob H_z oder E_z dominiert. Im Fall, dass H_z und E_z nahe Null sind, werden die Moden nach GLOGE (1971) auch als LP_{mn} -Moden bezeichnet. In Abbildung 2.3 wird die Intensitätsverteilung einiger transversaler Moden in einer Faser gezeigt.

Die Anzahl der Moden, die in einer Faser geführt werden kann, hängt von ihrem Design, d. h. dem Kernradius und dem Brechungsindexunterschied zwischen Kern und Mantel ab. Jede Mode erfährt in der Faser einen effektiven Brechungsindex $\bar{n} = c\beta/\omega$ der im Bereich $n_{\text{Kern}} > \bar{n} > n_{\text{Mantel}}$ liegt. Eine Mode wird nicht mehr geführt, wenn $\bar{n} \leq n_{\text{Mantel}}$, also das Feld im Mantel nicht mehr exponentiell abfällt. Dies resultiert aus der modifizierten Besselfunktion für den Fall $\gamma^2 \leq 0$. Über die Frequenzabhängigkeit von \bar{n} kann eine Grenzfrequenz definiert werden, unterhalb derer eine Mode nicht mehr geführt wird. Diese Frequenz wird als Cutt-Off-Frequenz einer Mode bezeichnet, die entsprechende Wellenlänge als Cutt-Off-Wellenlänge. Die Besselfunktion ist dann Null.

Als Maß für die Fähigkeit einer Faser, höhere Moden zu führen, kann man eine normierte Frequenz V einführen und mit Hilfe des Zusammenhanges zwischen κ und γ umformen zu:

$$V = \kappa r_{\text{Kern}} = \frac{\omega}{c} r_{\text{Kern}} \sqrt{n_{\text{Kern}}^2 - n_{\text{Mantel}}^2} \quad (2.11)$$

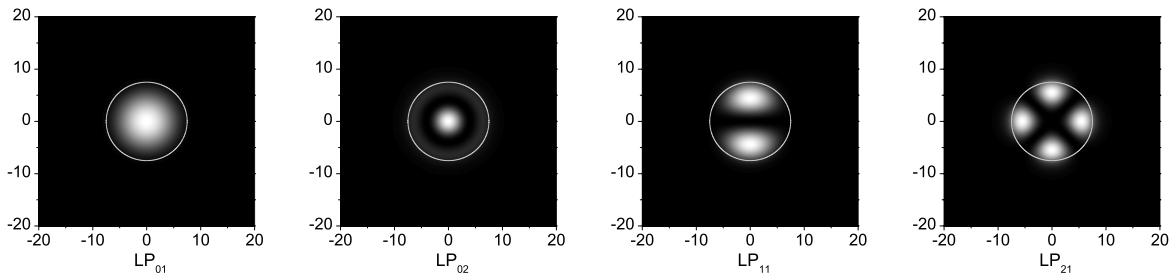


Abbildung 2.3: Intensitätsverteilung der transversalen Moden, die in einer Stufenindexfaser aus Quarzglas mit einem Kerndurchmesser von $15 \mu\text{m}$ und einer numerischen Apertur von $0,11$ bei einer Wellenlänge von 1050nm geführt werden ($V=5$). Der Faserkern ist durch eine Linie angedeutet.

Der kleinste Wert von V , für den die Besselfunktion Null ist beträgt $2,405$. Eine Faser für die $V \leq 2,405$ ist, führt nur den LP_{01} -Mode und wird als Singlemode-Faser bezeichnet.

Einen weiteren Einfluss auf die Zahl der Moden in einer Faser hat der Wickelradius, den die Faser erfährt. Transversaler Grundmode und höhere Moden erfahren durch das Einbringen von Biegeverlusten in die Faser durch Wickeln unterschiedlich hohe Verluste, die im Wesentlichen von dem Modenradius abhängen, also für höhere Moden zunehmen. Durch Wahl des Wickelradius können also höhere Moden unterdrückt werden (KOPLOW ET AL., 2000), auch wenn diese entsprechend Gleichung 2.11 geführt werden.

2.2 Ytterbiumdotiertes Quarzglas

Materialien, die zum Aufbau von optischen Lasern und Verstärkern verwendet werden sollen, müssen einige spezielle Eigenschaften aufweisen. Sie müssen einen fluoreszierenden Übergang bei der gewünschten Energie mit passender energetischer Breite aufweisen. Zur Energiezufuhr benötigen sie Absorptionsbänder, die mit verfügbaren Pumpquellen effizient angeregt werden können. Der Quantendefekt zwischen Emission und Absorption sollte klein sein, um einen effizienten Laserbetrieb zu gewährleisten. Außerdem sollte das Material über gute thermische, mechanische und optische Eigenschaften verfügen, chemisch stabil sein und idealerweise einfach herzustellen.

Viele dieser Eigenschaften werden von Gläsern und Kristallen erfüllt, die mit Ionen aus der Gruppe der Lanthanoiden, einer Untergruppe der seltenen Erden, dotiert sind. Bei

den Lanthanoiden füllt sich mit zunehmender Ordnungszahl die 4f-Schale. Die Elektronen dieser Schale werden durch die Elektronen der äußeren 5s- und 5p-Schalen von externen Feldern abgeschirmt. Damit werden die optischen Eigenschaften nur begrenzt von dem Wirtsmaterial bestimmt. Eingebunden ins Wirtsmaterial werden die Lanthanoide in dreifach ionisierter Form, die den stabilsten Ionenzustand für sie darstellt.

Als Wirtsmaterialien dienen sowohl Kristalle (z. B. Yttrium Aluminium Granat (YAG) oder Lithium Yttrium Fluorid (YLF)), als auch Gläser (z. B. Silikat-Glas, Fluorid-Glas). Die kristallinen Lasermaterialien weisen überlegene thermomechanische Eigenschaften und größere Verstärkungskoeffizienten als auf Glas basierte Materialien auf. Kristalline Wirtsmaterialien werden hauptsächlich in klassischen Festkörperlasern in Stab- oder Scheibengeometrie verwendet. Hier erlauben sie höhere Leistungsdichten für das Pump- und Laserlicht, da sie größere Temperaturgradienten tolerieren. Erreicht werden diese Leistungsdichten in der Regel nur über eine Länge von wenigen Millimetern. Im Gegensatz dazu ist das Produkt aus Leistungsdichte und Wechselwirkungslänge bei Faserlasern um Größenordnungen höher. Daraus resultiert eine sehr hohe absolute Verstärkung in aktiven Fasern, so dass Laser mit hohen Auskoppelgraden oder resonatorinternen Verlusten realisiert werden können. Darüber hinaus weisen auf Glas basierte Lasermaterialien aufgrund inhomogener und homogener Prozesse ein deutlich breiteres Verstärkungsspektrum auf und bieten sich zum Aufbau von durchstimmbaren Lasern an (NILSSON ET AL., 2004).

Im Rahmen dieser Arbeit wurden ausschließlich mit Ytterbium dotierte Fasern verwendet. Das breite Verstärkungsspektrum ist eine Voraussetzung für die Realisierung eines durchstimmbaren Lasers (HANNA ET AL., 1987). Gleichzeitig weist Ytterbium einen kleinen Quantendefekt auf und ist durch sein einfaches Energieniveausystem frei von Übergangsprozessen, die in anderen Materialien zu einer Reduktion der Gesamteffizienz führen können. Beides hat dazu geführt, dass ytterbiumdotiertes Quarzglas heute das am weitesten verbreitete aktive Material im Bereich der Hochleistungsfaserlaser ist. Die spektroskopischen Eigenschaften von ytterbiumdotiertem Quarzglas werden in Abschnitt 2.2.1 ausführlich beschrieben. In Abschnitt 2.2.2 wird auf die Linienverbreiterungsprozesse im Lasermaterial eingegangen. Sie bilden die Grundlage für die spektralen Eigenschaften eines Lasersystems.

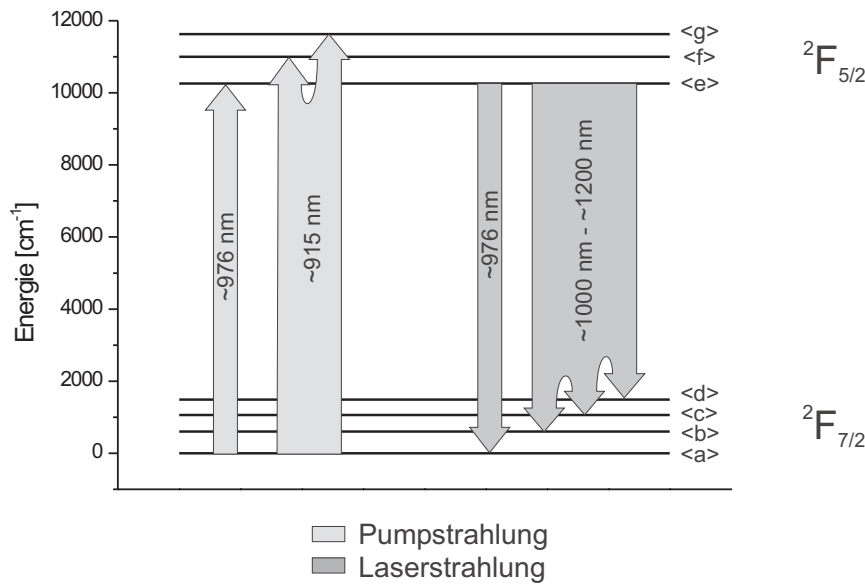


Abbildung 2.4: Energieniveauschema von ytterbiumdotierten Quarzglas-Fasern nach PASK ET AL. (1995) bestehend aus dem Grundzustand ${}^2F_{7/2}$ und dem angeregten Zustand ${}^2F_{5/2}$.

2.2.1 Spektroskopische Eigenschaften

Das Energieniveauschema von Ytterbium in Quarzglas ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Es besteht aus dem Grundzustand ${}^2F_{7/2}$ und dem einzigen angeregten Zustand ${}^2F_{5/2}$. Beide sind in Stark-Unterniveaus aufgespalten, der Grundzustand in vier (Zustände <a> bis <d>), der angeregte in drei (Zustände <e> bis <g>). Die Starkniveaus weisen nur eine geringe Energiedifferenz auf und führen so zu breiten Absorptions- und Emissionsbändern. Die Übergänge aus dem Stark-Niveau <a> im Grundzustand zu den Stark-Niveaus <e> bzw. <f> und <g> im angeregten Zustand entsprechen den beiden Absorptionsmaxima im Absorptionsspektrum von Ytterbium in Quarzglas, das sich von ca. 850 nm bis ca. 1050 nm erstreckt. Die Übergänge von dem niedrigsten angeregten Stark-Niveau <e> in die Stark-Niveaus des Grundzustandes geben das Emissionsband vor, das sich insgesamt von ca. 950 nm bis 1200 nm erstreckt. Bei Lasern mit ytterbiumdotiertem Quarzglas als aktivem Material wird der Übergang aus dem Grundniveau <a> in alle Unterniveaus des oberen Multiplett <e> bis <g> zum Pumpen verwendet. Die Elektronen relaxieren dann zunächst strahlungsfrei in das unterste Niveau <e> und anschließend unter Emission eines Photons in das Grundzustands-Multiplett. Die Besetzungsverteilung innerhalb

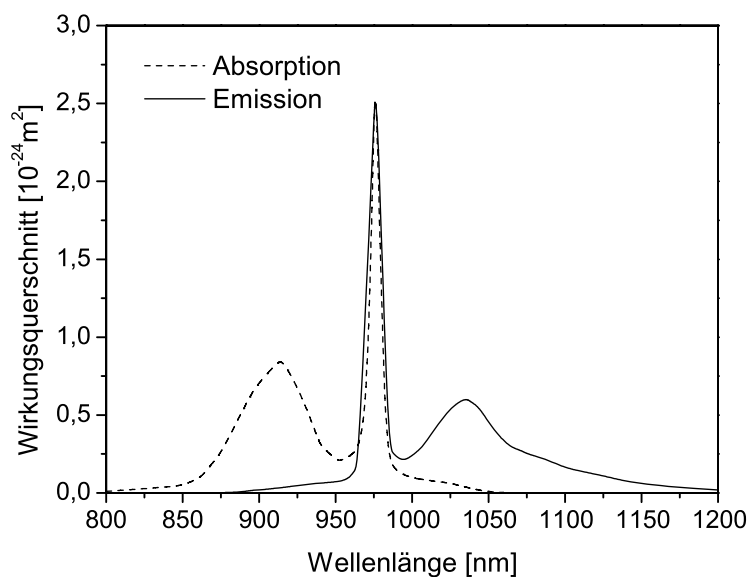


Abbildung 2.5: Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt von Ytterbium in Quarzglas-Faser nach PASK ET AL. (1995).

der Multipletts folgt der Boltzmann-Verteilung. Entsprechend sind die Grundzustandsniveaus thermisch besetzt und man spricht bei Ytterbium dotiertem Quarzglas von einem Quasi-drei-Niveausystem. Tatsächlich zeigen Ytterbium-Faserlaser je nach Emissionswellenlänge, und damit thermischer Besetzung des unteren Laserniveaus, Eigenschaften von drei- und von vier-Niveau Lasern (siehe Abschnitt 3.6).

In Abbildung 2.5 sind die Absorption- und Emissionswirkungsquerschnitte für Ytterbium-Glasfasern gezeigt. Die einzelnen Stark-Niveaus überlappen und sind in dem spektralen Verlauf der Wirkungsquerschnitte kaum ersichtlich. Dies liegt an den im nächsten Abschnitt diskutierten Linienverbreiterungsmechanismen. Aus dem Verlauf des Absorptionswirkungsquerschnittes wird deutlich, dass im Bereich zwischen 875 nm und 980 nm angeregt werden kann, wobei am effektivsten das absolute Maximum bei 976 nm oder das lokale Maximum bei 915 nm verwendet wird. Die in der Arbeit genutzten Pumpdioden emittieren bei 976 nm, also auf dem Absorptionsmaximum der aktiven Faser, und erlauben den Einsatz kurzer aktiver Fasern. Dies erhöht zum einen die Schwelle für unerwünschte nichtlineare Effekte und erlaubt zum anderen die Realisierung kurzer Laserresonatoren, was einen spektral schmalbandigeren Laserbetrieb ermöglicht (siehe Abschnitt 2.3.1).

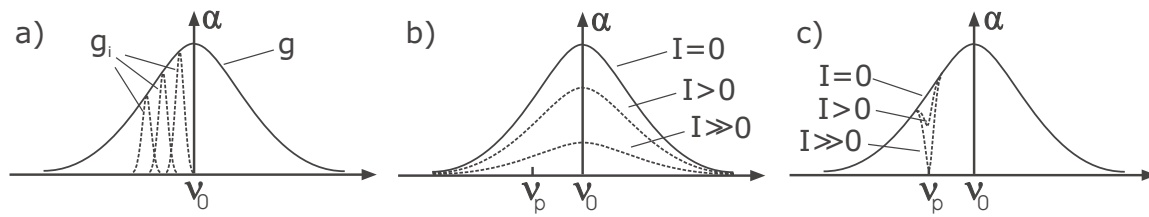


Abbildung 2.6: a) Linienform einer inhomogen verbreiterten Linien. Die Linienform g ergibt sich aus der Überlagerung der Linienformen der einzelnen Linien g_i der individuellen Atome. b) Sättigungsverhalten der Absorption α für ein Analysesignal bei verschiedenen Anregungsintensitäten bei der Frequenz ν_p einer homogen verbreiterten Linie und c) einer inhomogen verbreiterten Linie. ν gibt die Zentralfrequenz der Übergangslinie an.

2.2.2 Mechanismen der Linienverbreiterung

Um die spektralen Eigenschaften des Lasers zu verstehen, müssen die zugrunde liegenden Linienverbreiterungsmechanismen berücksichtigt werden. Für einen Faserlaser spielt die homogene ebenso wie die inhomogene Linienverbreiterung eine Rolle.

Als Mechanismus der homogenen Linienverbreiterung, die alle Atome gleichermaßen betrifft, spielt die natürliche oder intrinsische Linienverbreiterung eine Rolle, die auf der spontanen Emission basiert. Die resultierende Linie hat Lorentzform mit von der Lebensdauer der spontanen Emission τ_{sp} abhängigen Breite $\delta\nu_n$. Für die Lebensdauer von ytterbiumdotiertem Silikat-Glas von ca. $800 \mu\text{s}$ ergibt sich eine Linienbreite von 200 Hz (SVELTO, 1989). Im Vergleich zu den im weiteren vorgestellten Mechanismen kann sie vernachlässigt werden.

Der zweite homogene Verbreiterungsmechanismus ist die Kollisionsverbreiterung, also die Wechselwirkung zwischen den Ionen und den Gitterphononen. Dieser Mechanismus ist stark temperaturabhängig und zusammen mit dem im folgenden beschriebenen Prozess dominant für Ytterbium-Silikat-Glas-Fasern.

Inhomogene Verbreiterungsmechanismen verschieben die Zentralfrequenz der Übergangslinien der individuellen Atome für den gleichen Übergang. Daraus resultiert für die Gesamtheit der Atome eine Verbreiterung der Übergangslinie. Die Atome, die in die amorphe Glasstruktur der Faser eingebettet sind, erfahren leicht unterschiedliche lokale elektrische Felder aufgrund der sie umgebenden Struktur. In Abbildung 2.6 a) sind die Übergangslinien einzelner Atome als gestrichelte Linie eingezeichnet und die resultierende Übergangslinie des Gesamtsystems. Die inhomogen verbreiterte Linie ist Gauß-förmig und weist im Fall

von Ytterbium-Faserlasern eine Breite in der Größenordnung einiger THz auf. Im Gegensatz zur Kollisionsverbreiterung ist dieser Mechanismus von der Temperatur unabhängig. In Abbildung 2.6 b) und c) ist die Wechselwirkung eines Mediums mit homogen bzw. inhomogen verbreiteter Linie in einem Pump-/Probeexperiment gezeigt. In einem System von Atomen mit homogen verbreitertem Übergang (Abbildung 2.6 b)) wechselwirkt ein im Vergleich zur Übergangslinienbreite schmalbandiges optisches Anregungssignal mit allen Atomen und sättigt die Absorption des Überganges abhängig von der Signalstärke. Für ein zweites, schwächeres Analysesignal innerhalb der Übergangslinienbreite reduziert sich entsprechend der Absorptionskoeffizient α . Die Linienform verändert sich nicht. Dieses „The winner takes it all“-Prinzip gilt für inhomogen verbreiterte Übergänge nicht (Abbildung 2.6 c)). Hier interagiert ein optisches Anregungssignal nur mit der Gruppe von Atomen, in deren individuelle Bandbreite es fällt. Die übrigen Atome stehen für Anregungen noch zur Verfügung. Beide Effekte lassen sich am Spektrum der verstärkten spontanen Emission (ASE) eines gepumpten aktiven Lasermaterials beobachten. Ohne weitere optische Anregung erstreckt sich die ASE über den gesamten spektralen Bereich des Laserüberganges. Wird ein optisches Signal eingestrahlt, so erzeugt es stimulierte Emission und wird verstärkt. Dadurch wird im Fall eines homogenen Übergangs die ASE über die gesamte Linienbreite reduziert, da alle Atome zur stimulierten Emission beitragen. Im Fall eines inhomogenen Überganges wird die ASE nur im spektralen Bereich der individuellen Linienbreite der einzelnen Atome um die Frequenz des anregenden Signals reduziert. Im übrigen Spektralbereich wird sie nicht verändert. Dieses Verhalten wird als „spectral hole burning“ bezeichnet.

In ytterbiumdotierten Quarzglas-Fasern überwiegt bei Raumtemperatur die homogene Linienverbreiterung, wobei die inhomogene Linienverbreiterung ebenfalls einen starken Einfluss auf die Lasercharakteristik hat (PASCHOTTA ET AL., 1997a, LU UND DUTTA, 2002). Diese Charakteristik äußert sich im Verhalten der ASE, die sich gleichmäßig im Laserbetrieb reduziert während „spectral hole burning“ nicht auftritt. Ein Laser mit rein homogen verbreitertem Übergang läuft natürlicherweise nur auf einer Frequenz. Dagegen muss durch den starken Einfluss der inhomogenen Linienverbreiterung ein zusätzlicher Mechanismus den multimodigen Betrieb verhindern.

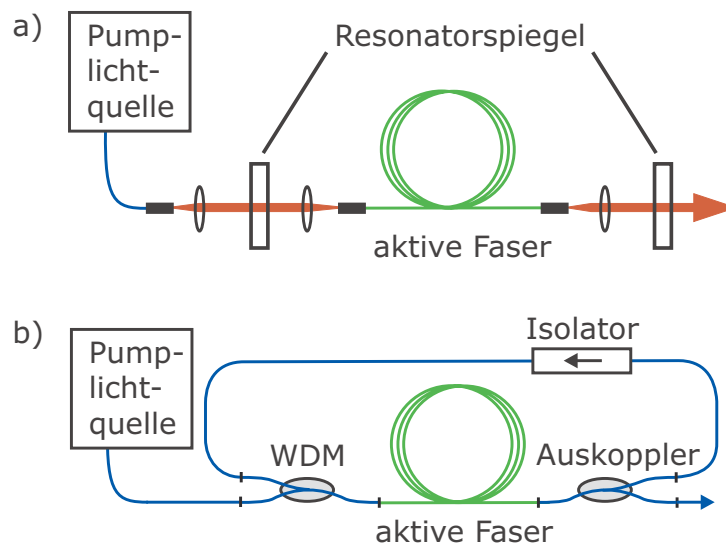


Abbildung 2.7: *Prinzipieller Aufbau eines Faserlasers. a) Endgepumpter Faserlaser mit Freistrahloptiken, b) Komplette auf Fasern basierter Ringlaser.*

2.3 Prinzipieller Aufbau eines Faserlasers

In analoger Weise zu anderen Festkörperlasern können Faserlaser sowohl longitudinal als auch transversal gepumpt werden. Da die aus der Lichtleitung folgende gute Überlappung zwischen Pumplicht und Laserlicht nur in longitudinalen Geometrien ausgenutzt wird, spielt die transversale Pumplichtzufuhr heute allerdings praktisch keine Rolle. In Abbildung 2.7 sind zwei prinzipielle Aufbauten von Faserlasern gezeigt. In Abbildung 2.7 a) wird das Pumplicht über eine Koppeloptik durch die Endfläche der Faser zugeführt, der Laserresonator wird durch zwei Endspiegel gebildet. In Abbildung 2.7 b) wird ein Laserresonator gezeigt, der vollständig auf Fasern basiert. Das Pumplicht wird durch einen wellenlängenabhängigen Koppler (WDM) zugeführt und ein Faserkoppler, der das Laserlicht in einem festen Verhältnis auf zwei Fasern aufteilt, dient als Auskoppler. Der Laserresonator ist in diesem Fall nicht als Stehwellenresonator, sondern als Ring konzipiert. Ein fasergekoppelter Isolator sichert ein Einrichtungsbetrieb des Lasers.

In den folgenden Abschnitten wird zunächst der Einfluss longitudinaler Resonatormoden auf die Ausgangsamplitude eines Lasers gezeigt. Anschließend werden die Voraussetzungen zum Erreichen eines einfrequents Lasersignals diskutiert. In den Abschnitten 2.3.2 bis 2.4 werden bisherige Laserkonzepte vorgestellt und abschließend hinsichtlich ihrer Eignung für die Realisierung eines durchstimmbaren, einfrequents Lasers diskutiert.

2.3.1 Longitudinale Resonatormoden

Jeder Laser basiert auf einem Fabry-Perot Resonator, der seine spektralen Eigenschaften maßgeblich bestimmt. Für das elektromagnetische Feld in einem Fabry-Perot Resonator gilt, dass der Phasenhub über den geschlossenen Pfad des Resonators ein Vielfaches von 2π sein muss. Diese Bedingung wird von Feldkomponenten mit den Resonanzfrequenzen ν_n und einem Abstand $\Delta\nu$ erfüllt, den longitudinalen Resonatormoden:

$$\nu_n = \frac{nc}{L_{\text{opt}}} \quad (2.12)$$

$$\Delta\nu = \frac{c}{L_{\text{opt}}} \quad (2.13)$$

L_{opt} entspricht der Weglänge, die das Licht in einem kompletten Resonatorumlauf zurücklegt. Im Fall eines Stehwellenresonators ist dabei zu beachten, dass das Licht den Resonator in einem Umlauf zweimal durchläuft. Im Vergleich zu klassischen Festkörperlasern weisen Faserlaser typischerweise eine deutlich größere Resonatorlänge von einem bis zu einigen 10m auf, wobei sich die optische Weglänge durch die Propagation im Glas weiter erhöht. Das Spektrum eines Ytterbium Faserlasers ist aufgrund des flachen Verstärkungsprofils einige Nanometer breit. Entsprechend oszillieren bei einem Faserlaser mehrere 10000 longitudinale Moden gleichzeitig.

Modeninterferenz

Die Moden in einem Laserresonator haben eine zufällige Phasenbeziehung zueinander und entsprechend zeigt sich im Zeitsignal ein zufällig auftretendes Pulsverhalten der Intensität. Gleichzeitig weist das Zeitsignal die Charakteristika einer Fourierreihe, d. h. Periodizität τ_p und charakteristische Puls-Dauer $\Delta\tau_p$, auf, da es die Summe aus N äquidistanten Frequenzkomponenten ist:

$$\tau_p = 1/\Delta\nu \quad (2.14)$$

$$\Delta\tau_p \sim 1/N\Delta\nu \quad (2.15)$$

Die zeitliche Breite der Einzelpulse ist dem Zeitbandbreitenprodukt entsprechend proportional zum Kehrwert aus dem Produkt der Zahl der Moden N und ihrem Abstand $\Delta\nu$ (SVELTO, 1989). Der Proportionalitätsfaktor ist von der spektralen Form abhängig, für Gauß-förmige Spektren ist er 0,443 (DIELS UND RUDOLPH, 1996). Im Graphen 2.8 ist das Zeitsignal für 1000 Moden gezeigt, deren Amplitudenverteilung einer Gaußkurve

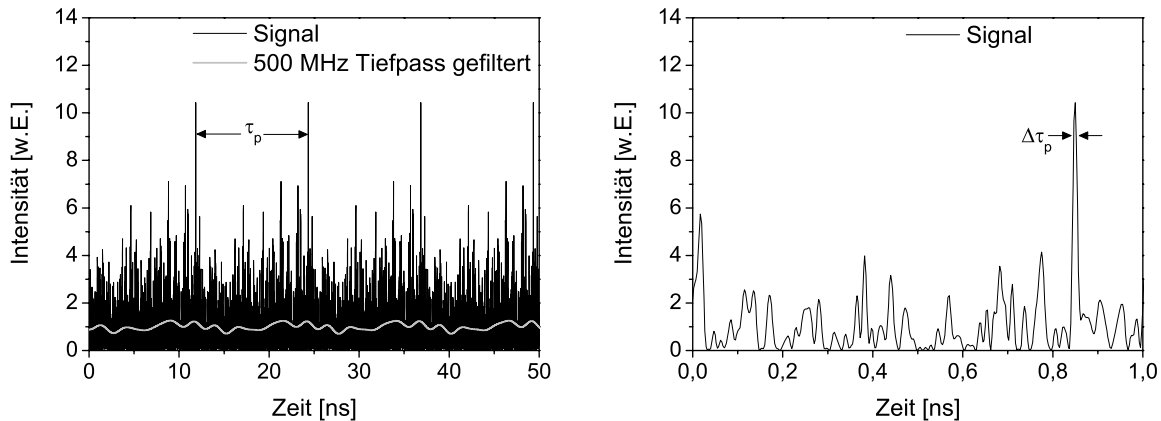


Abbildung 2.8: Zeitsignal, wie es sich aus der Überlagerung von 1000 Moden mit zufälliger, aber konstanter Phasenbeziehung zueinander ergibt. Im weiteren Zeitbereich links zeigt sich die Periodizität mit Periodenlänge τ_p , der Ausschnitt rechts zeigt die typische Spikedauer $\Delta\tau_p$

folgt und die einen Modenabstand von 80 MHz haben. Bei diesem Beispiel ergibt sich eine Periode $\tau_p = 12$ ns und aus der spektralen Breite von 0,3 nm bei einer Zentralwellenlänge von 1050 nm die Breite der Einzelpulse zu 5,5 ps (siehe die Detail-Abbildung 2.8, rechts). Signale dieser Kürze sind nicht mehr trivial zu messen und spielen in der Anwendung des Lasers in der Regel keine Rolle, solange der zu untersuchende Prozess langsam im Vergleich zu der Pulsdauer ist. Als Beispiel für eine langsame Messmethode kann eine einfache Photodiode dienen. Durchschnittlich schnelle Photodioden lösen maximal Frequenzen von 500 MHz auf. Um ihren Einfluss zu zeigen, wurden Frequenzen oberhalb einer Grenzfrequenz von $f_G = 500$ MHz mit einem FFT-Tiefpaßfilter aus dem Signal gefiltert und das resultierende Signal ebenfalls in Abbildung 2.8, links, gezeigt. Die schnellen Fluktuationen sind nicht nachweisbar, es bleibt aber eine periodische Schwankung mit deutlich reduzierter Amplitude. Diese Amplitude hängt von der Grenzfrequenz der Messung ab.

Bei spektral schmalbandigen Lasern ergibt sich aus dem Zeitbandbreitenprodukt der Widerspruch zwischen der spektralen Breite und einer erwünschten stabilen Ausgangsamplitude mit geringen Amplitudenrauschen in dem Frequenzbereich, in dem die Messung stattfindet. Diese Probleme werden vermieden, wenn der Laser nur auf einer longitudinalen Mode oszilliert und alle weiteren Moden unterdrückt werden.

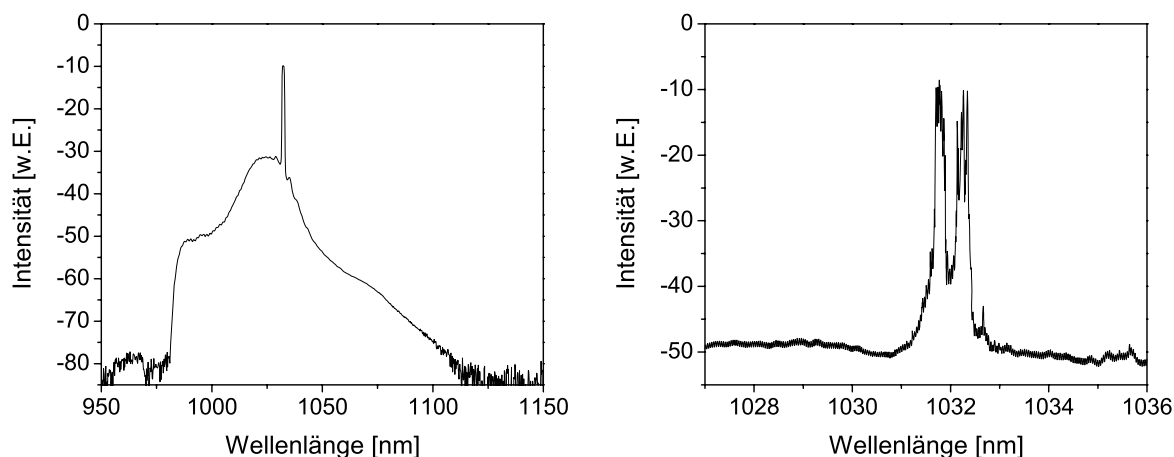


Abbildung 2.9: *Spektrum eines Ytterbium-Faser-Ring-Lasers ohne spektrale Eingrenzung. Rechts ist eine Detailmessung um die Zentralwellenlänge gezeigt. Der Laser weist eine spektrale Breite von ca. 1 nm (270 GHz) auf.*

Einfrequente Laser

Ein Laser mit signifikanter inhomogener Linienverbreiterung ist einfrequenter, wenn pro Umlauf nur für eine longitudinale Mode die Verstärkung größer ist, als die Summe der Verluste. Bei vielen Festkörperlasern kann dies durch Verwendung eines kurzen Resonators erreicht werden, da dann der Resonatormodenabstand, im Vergleich zu ihrem typischerweise schmalen Verstärkungsspektrum, groß ist. Das schmale Verstärkungsspektrum ist jedoch gleichzeitig der Grund, dass diese Laser nicht oder nur einige GHz durchgestimmt werden können. Im Gegensatz dazu bietet das breite Verstärkungsspektrum von Yb:Glas eine ideale Grundlage für durchstimmbare Laser (siehe Abschnitt 2.2.2). Durch die langen Resonatoren und dem entsprechend kleinen Resonatormodenabstand liegen zumindest mehrere 10000 Moden im Verstärkungsspektrum. Ein Beispiel-Spektrum eines freilaufenden Ytterbium-Faserlasers ist in Abbildung 2.9 dargestellt. Um einfrequenteren Betrieb zu erreichen, muss also ein zusätzliches, frequenzabhängiges Element eingebracht werden, das eine einzelne Mode bevorzugt. Damit ist die Kombination aus spektral schmalbandigem Filter und einem möglichst kurzen Laserresonator entscheidend. In Abbildung 2.10 wird der Einfluss eines spektralen Filters gezeigt. Während ohne den Filter viele Moden oberhalb der Laserschwelle liegen, fügt der spektrale Filter für alle Moden, außer einer, ausreichend Verluste ein, so dass nur noch diese Mode oberhalb der Laserschwelle liegt. Viele spektrale Filter wie z.B. Fabry-Perot-Filter weisen ein periodisches Transmissions-

verhalten auf. Dies birgt für den Laser das Problem, dass das benachbarte Transmissionsfenster außerhalb des Verstärkungsbereichs liegen muss. Eine Alternative bietet die

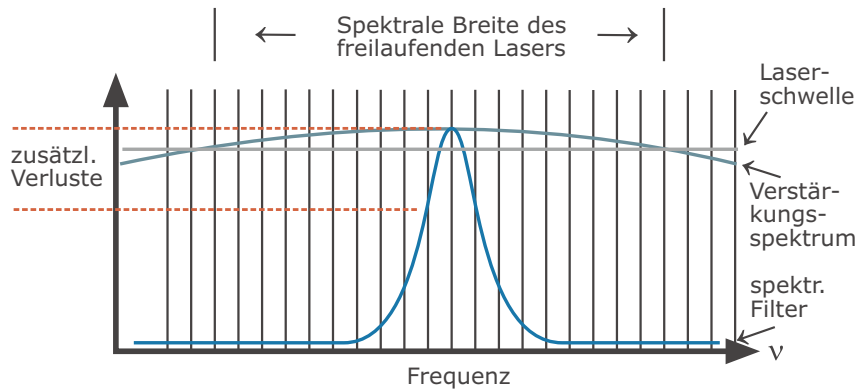


Abbildung 2.10: *Schema des spektralen Signals eines Lasers mit resonatorinternem spektralem Filter.*

Verwendung einer resonatorinternen Gitteranordnung, bei der die Winkeldispersion der Gitter ausgenutzt wird, um nur einen schmalen Spektralbereich zu unterstützen (SOFFER UND MCFARLAND, 1967). Durch geeignete Wahl der Gitter und ihrer Anordnung kann ein zweites Transmissionsfenster bei einer höheren Beugungsordnung komplett vermieden werden. Während Gitter innerhalb von Festkörperlaserresonatoren auf Grund ihrer limitierten Effizienz keine Verwendung finden, können die Verluste auch von Konfigurationen mit mehrfachen Gitterreflexionen im Faserlaser durch deren hohe Gesamtverstärkung kompensiert werden.

Anhand Abbildung 2.10 wird ebenfalls deutlich, dass die spektrale Breite eines Lasers von der Pumprate und damit seiner Ausgangsleistung abhängt. Wird der Laser härter gepumpt liegen mehr Resonatormoden oberhalb der Laserschwelle. Die Grenzpumpleistung, ab der mehr als eine Mode oberhalb der Laserschwelle liegen, hängt von der spektralen Breite des Filters im Verhältnis zum Modenabstand ab. Die Ansprüche an das spektrale Filter steigen also mit der Ausgangsleistung des Lasers.

Instabilitäten durch Stehwellen

Die im vorigen Abschnitt diskutierte Methode, ein frequenzstabilen Laserbetrieb zu erreichen, geht von einer für alle Lasermoden im Verstärkungsspektrum konstanten Verstärkung aus. In einem Stehwellenresonator ist dies durch den Effekt des „spatial-hole-burning“ nicht der Fall. Hier erzeugt die Überlagerung von hin- und rücklaufender Welle eine stehenden

Welle im aktiven Medium. Diese führt zu einem ungleichmäßigen Abbau der Inversion im aktiven Medium durch stimulierte Emission. Nur in den Bereichen positiver Überlagerung wird die Inversion abgebaut, im Bereich der Wellenknoten bleibt das Material invertiert. Die hier verbleibende Inversion trägt bevorzugt zur Verstärkung von Resonatormoden bei, die an diesen Stellen Bäuche haben. Vermieden wird dieser Effekt durch die Verwendung von Ringresonatoren im Einrichtungsbetrieb (TANG ET AL., 1963, PARK ET AL., 1991).

Einfluss der Faserdoppelbrechung

In einer idealen Faser mit perfekt kreisförmiger Kerngeometrie und ohne mechanische Spannungen wird der Polarisationszustand des transmittierten Lichtes beibehalten. In der Realität ist dies jedoch nicht zu gewährleisten, da die Faser typischerweise aufgewickelt wird und dadurch mechanische Spannungen induziert werden. Durch jede Abweichung von der zylindrischen Symmetrie wird die Entartung der Polarisationsmoden innerhalb der Faser aufgehoben und das eingestrahlte Licht erfährt eine Doppelbrechung, die in ihrer Stärke über die Faserlänge variiert. Die Stärke B der Doppelbrechung ist definiert als die Differenz der Brechungsindizes der beiden Polarisationsachsen (AGRAWAL, 1997). Für eine Faser der Länge L_F erfährt das transmittierte Licht entsprechend einen Phasenversatz von:

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} B L_F \quad (2.16)$$

Entsprechend dem Phasenversatz rekombinieren die beiden Polarisationsanteile des Lichtes hinter der Faser zu einer beliebigen, meist elliptischen Polarisation. Durch die Wellenlängenabhängigkeit von Gleichung 2.16 ist der Polarisationszustand hinter der Faser ebenfalls wellenlängenabhängig, dies muss insbesondere bei einem durchstimmbaren Laser beachtet werden. Da B über die Faserlänge variiert, gilt dies selbst dann, wenn Licht auf einer der Hauptachsen eingestrahlt wird, da sich die Hauptachsen entlang der Faser ändern.

Die Änderung $\delta\Delta\Phi$ mit der Wellenlänge ergibt sich aus der Ableitung von Gleichung 2.16 zu:

$$\frac{\delta\Delta\Phi}{\delta\lambda} = \frac{-2\pi}{\lambda^2} B L_F \quad (2.17)$$

Während eine Änderung des Polarisationszustandes aufgrund des Phasenversatzes nach einer Faserpropagation durch Polarisationsoptik kompensiert werden kann, müsste bei ei-

nem durchstimmbaren Laser die wellenlängenabhängige Komponente während des Durchstimmprozesses nachgeführt werden. Alternativ muss die Doppelbrechung B klein genug gehalten werden, dass sich der Polarisationsgrad nur geringfügig ändert. Standardfasern weisen eine Doppelbrechung der Stärke $B \approx 1 \cdot 10^{-7}$ auf, die sich durch Biegung induzierte mechanische Spannungen in der Faser bis ca. $B \approx 1 \cdot 10^{-5}$ steigern kann (MITSCHKE, 2005). Der Biegeradius einer Faser muss also möglichst groß gehalten werden, um B nicht zu weit zu reduzieren.

Eine komplette Vermeidung der Doppelbrechung in einer Faser ist praktisch unmöglich, jedoch haben STOLEN ET AL. (1978) gezeigt, dass eine Lösung des Problems umgekehrt in

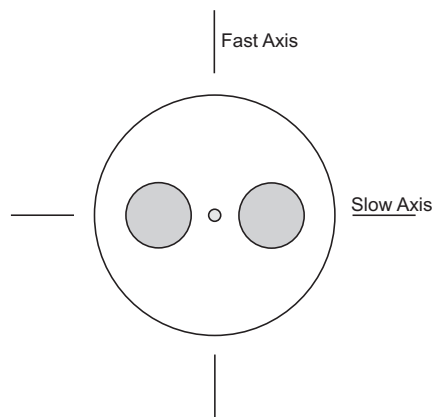


Abbildung 2.11: Aufbau einer polarisationserhaltenden Faser in PANDA-Geometrie.

der drastischen Erhöhung der Doppelbrechung in der Faser liegen kann. Die eingebrachte Doppelbrechung führt zu konstanten Hauptachsen, entlang derer linear polarisiertes Licht seine Polarisation beibehält. Die durch Biegung und Fertigungstoleranzen weiterhin vorhandene Doppelbrechung muss im Vergleich zur künstlich eingebrachten Doppelbrechung klein sein und spielt dann keine Rolle.

Hervorgerufen wird die hohe Doppelbrechung, indem in die Faser zusätzliche Elemente aus einem Glas mit leicht anderem thermischen Ausdehnungskoeffizienten eingebracht wird, so dass nach dem Auskühlen im Herstellungsprozess starke mechanische Spannungen in der Faser bleiben. Eine mögliche Geometrie ist in Abbildung 2.11 dargestellt. Die beiden zusätzlichen Kerne induzieren die Spannungen in der Faser. Durch diese Konstruktion wird eine Doppelbrechung der Stärke $B = 3$ bis $8 \cdot 10^{-4}$ erreicht. Die Hauptachse mit dem kleineren Brechungsindex wird als Fast Axis, die andere als Slow Axis bezeichnet, entsprechend der Propagationsgeschwindigkeiten entlang der Achsen.

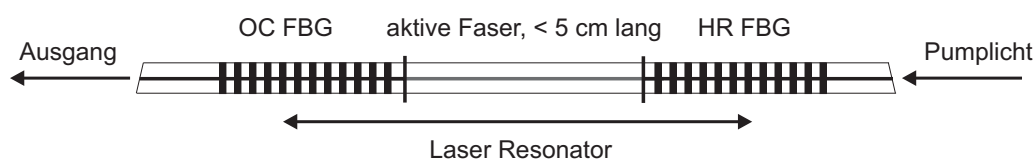


Abbildung 2.12: Aufbau eines typischen longitudinal einfrequenz emittierenden Faserlasers. FBG: Faser-Bragg-Gitter, HR: Hochreflektierend, OC: Auskoppler.

2.3.2 Einfrequente Faser-Oszillatoren

Faserlaser mit einem einfachen Stehwellenresonator sind wegen des „spatial-hole-burning“ normalerweise nicht zur Erzeugung eines einfrequenzigen Ausgangssignals geeignet (siehe Abschnitt 2.3.1). Dieses Problem wird durch die Verwendung von extrem kurzen Stehwellenresonatoren in Kombination mit einem oder zwei schmalbandigen Faserbraggittern zur Wellenlängenselektion umgangen (Abbildung 2.12). Durch den großen Modenabstand sind diese Laser trotz des Auftretens von „spatial-hole-burning“ einfrequenzig (BALL UND GLENN, 1992). Die kurze Absorptionslänge limitiert allerdings die Pumpeffizienz und schließt die Verwendung von Doppelkern-Fasern aufgrund ihrer geringeren Absorption aus. Damit ist die Leistung durch die zur Verfügung stehenden Pumpdioden zur Zeit auf unter ein Watt limitiert. Gleichzeitig ist die Ausgangswellenlänge durch die Wahl des Bragg-Gitters weitgehend festgelegt. Durch eine thermische Längenänderung der Gitter ist ein Durchstimmbereich von weniger als einem Promill der Zentralwellenlänge erzielt worden (KANEDA ET AL., 2004). Ein größerer Durchstimmbereich wurde erreicht durch mechanisches Strecken bzw. Stauchen der Bragg-Gitter. IBSEN ET AL. (2002) demonstrierten damit einen Durchstimmbereich von ca. 1,8% bei einer Zentralwellenlänge von 1540 nm. Für eine Zentralwellenlänge von 1050 nm entspricht dies einem Durchstimmbereich von 19 nm. Eine Ausnutzung des zur Verfügung stehenden Verstärkungsspektrums von ytterbiumdotiertem Quarzglas ist mit dieser Technik nicht möglich.

Um die Probleme zu umgehen, die durch die kurze Faserlänge entstehen, wurde von PASCHOTTA ET AL. (1997a) ein selbststabilisierender Faserlaser in Stehwellengeometrie realisiert, bei dem „spatial-hole-burning“ als stabilisierender Effekt genutzt wird. Durch die Verwendung einer aktiven Faser, die deutlich länger als die Absorptionslänge für das Pumplicht ist, entsteht ein langer ungepumpter Bereich in der Faser. Hier tritt „spatial-hole-burning“ in der Besetzung durch Reabsorption der Stehwellen des Laserlichts auf. Im Bereich der positiven Interferenz wird durch den Laserprozess die Besetzung des unteren

Laserniveaus reduziert und die Verluste durch Reabsorption werden geringer. Damit stabilisiert sich die zuerst anschwingende longitudinale Mode selbstständig. Allerdings wird gezeigt, dass dieses System nur für einen kleinen Leistungsbereich des Lasers stabil ist, der Laser außerhalb weiterhin auf mehreren longitudinalen Moden oszilliert. Da in einem durchstimmbaren Laser die Laserleistung über den Durchstimmbereich entsprechend der Wirkungsquerschnitte variiert, ist dieses Konzept hier nicht geeignet.

2.3.3 Oszillatoren hoher Ausgangsleistung

Die Entwicklung der Doppelkernfaser hat zu einer deutlichen Leistungssteigerung bei den Faserlasern geführt (siehe Abschnitt 2.1.1). Der große Pumpkern erlaubt zusammen mit einer hohen NA die Verwendung von Pumpdioden mit einer geringeren Strahlqualität und gleichzeitig höherer Ausgangsleistung. Auf Basis dieser Fasern wurden durchstimbare Faserlaser demonstriert, die das gesamte Verstärkungsspektrum von ytterbiumdotiertem Quarzglas abdecken und gleichzeitig Ausgangsleistungen von mehreren Watt erreichen (AUERBACH ET AL., 2002, SAHU ET AL., 2001, ALVAREZ-CHAVEZ ET AL., 1999). Die Wellenlängenabstimmung erfolgt in der Regel durch die Verwendung von einem Gitter in Littrow-Anordnung bzw. einer Kombination zweier Gitter. Ein zusätzlicher resonatorinterner Modulator wird optional zur Güteschaltung verwendet. Vorteil der resonatorinternen Güteschaltung ist die effiziente Erzeugung hoher Spitzenleistung bei geringen Ansprüchen an die Pumplichtquelle. Sie erlaubt die Erzeugung von Pulsen mit einer Energie von einigen Millijoule bei einer von der Resonatorlänge abhängigen Pulslänge im Bereich einiger 10 ns (RENAUD ET AL., 1999, FAN ET AL., 2004). Dies entspricht Spitzenleistungen von mehreren 100 W bis in den kW-Bereich. Vorteilhaft ist der gütegeschaltete Betrieb insbesondere für eine Frequenzkonversion des Signals, da deren Effizienz von der Spitzenleistung abhängt (KLEIN ET AL., 2003). Diese Lasersysteme sind durch ihren Durchstimmmechanismus in der spektralen Breite gegenüber nicht durchstimbaren Faserlasern deutlich eingeschränkt. Die Linienbreite ist bei den gütegeschalteten Lasern im Bereich zwischen 0,5 nm und 0,05 nm, im kontinuierlichen Betrieb wird durch ein Ringresonator-Aufbau in Verbindung mit zwei Gittern eine Linienbreite von ca. 2,5 GHz (entspricht ca. 0,01 nm) erreicht. Für spektroskopische Anwendungen ist diese Linienbreite nicht hinreichend. Die Linienbreite hängt nach Abschnitt 2.3.1 von der resonatorinternen Leistung und der spektralen Breite des resonatorinternen Filters ab. Insbesondere bei den gütegeschalteten Lasern führt die erhöhte Spitzenleistung im Resonator zu einer erhöhten

spektralen Linienbreite (ENGELBRECHT ET AL., 2005). Eine Reduktion der Linienbreite ist damit nur mit einer geringeren Ausgangsleistung, oder einem spektral schmalbandigerem Filter möglich. Dieser weist typischerweise gleichzeitig höhere Verluste auf und führt so ebenfalls zu einer reduzierten Ausgangsleistung. Zur Erzeugung eines durchstimmbaren, schmalbandigen und gleichzeitig leistungsstarken Lasersignals ist der Ansatz eines einzelnen Oszillators mit hoher Ausgangsleistung, basierend auf Doppelkernfasern, damit nicht geeignet.

2.4 Faserverstärker

In diesem Abschnitt werden mit Ytterbium dotierte Faserverstärker beschrieben. Sie bilden im Gegensatz zu den in den vorangegangenen Abschnitten behandelten Oszillatoren keine eigenständigen Laser, sondern dienen der Signalverstärkung einer gegebenen Laserquelle. Erste Verstärkersysteme wurden von KISLIUK UND BOYLE (1961), GEUSIC UND SCOVIL (1962) vorgestellt, der erste Faserverstärker von KOESTER UND SNITZER (1964) realisiert. Mit diesen Systemen werden Ausgangsleistungen von mehreren 100 W bei exzellenter räumlicher und spektraler Strahlqualität erreicht (JEONG ET AL., 2005a, LIEM ET AL., 2005). Die Vorteile von Verstärkersystemen auf der Basis aktiv dotierter Glasfasern im Vergleich zu anderen Verstärkerkonzepten entsprechen den Vorteilen des Faserlasers gegenüber klassischen Festkörperlasern: sehr gute thermische Eigenschaften, geringer Platzbedarf, einfache Justage, gute, durch die Fasergeometrie definierte Strahlqualität sowie die große Wechselwirkungslänge zwischen Pump- und Laserlicht in der Faser. Aus dem letzten Punkt resultiert auch die hohe Verstärkung, die erreicht werden kann. Nachteilig wirkt sich aus, dass durch die lange Propagationsstrecke mit hoher Signalintensität das Auftreten von nichtlinearen Prozessen unterstützt wird.

Bei der linearen Verstärkung werden die spektralen Eigenschaften der Laserquelle weitgehend beibehalten. Gleichzeitig kann ein Verstärkersystem in seinen spektralen Eigenschaften nicht besser sein, als der verwendete Masterlaser. Dies gilt für den Durchstimmbereich ebenso, wie für die spektrale Linienbreite des Systems. Bisherige Systeme bedienen sich überwiegend kontinuierlicher Strahlquellen mit fester Ausgangswellenlänge und sind für spektroskopische Anwendungen nicht geeignet, sobald diese einen weiteren spektralen Bereich abdecken sollen. Um die gezeigten hohen kontinuierlichen Ausgangsleistungen zu erreichen, sind Hochleistungsdioden nötig, die in der Regel über eine Faserendfläche in

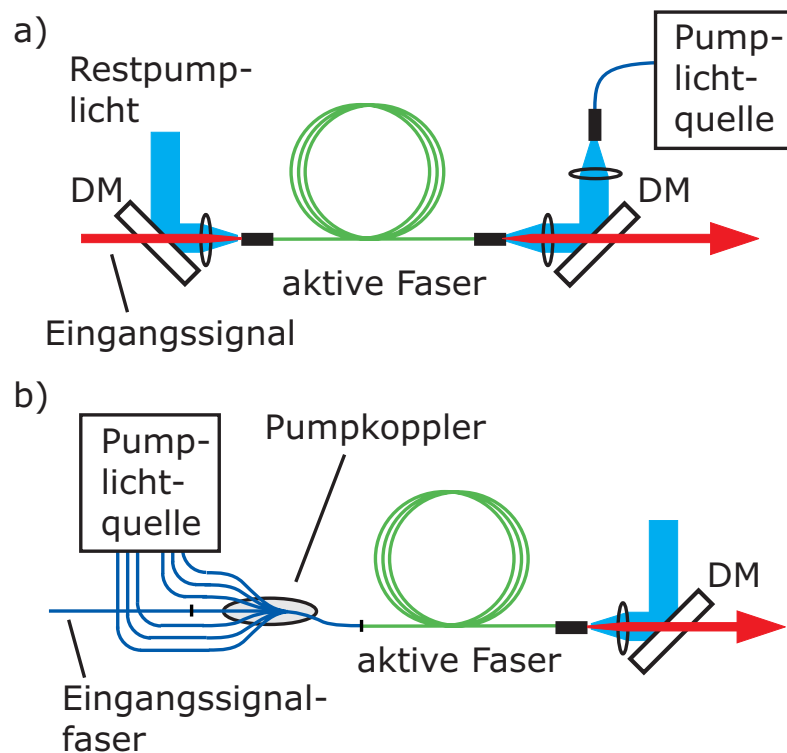


Abbildung 2.13: *Prinzipieller Aufbau eines Faserverstärkers. DM: Dichroitischer Spiegel a) Gegen die Verstärkungsrichtung gepumpter Faserverstärker, Pumplicht- und Signalfuhr in Freistrahloptik b) Verstärker mit einer auf Faseroptik basierter Pumplichtzufuhr.*

die Verstärkerfaser eingekoppelt werden. Aufgrund des großen thermischen Eintrags auf die Faserendfläche ist die Leistungsstabilität der Faserendflächen oft limitierend für einen stabilen Betrieb dieser Systeme. Um eine hohe Spitzenleistung bei moderater mittlere Ausgangsleistung zu erreichen, sind gepulst angeregte Verstärkersysteme eine Alternative, um diese Probleme zu umgehen. In den folgenden Abschnitten werden zunächst die linearen Verstärkungseigenschaften eines optischen Verstärkers dargestellt, bei kontinuierlicher und gepulster Anregung, anschließend wird auf mögliche nichtlineare Effekte eingegangen, die insbesondere für Fasersysteme limitierend sein können.

2.4.1 Kontinuierlicher Betrieb

Das Verhältnis von Ausgangsleistung zu Eingangsleistung eines Verstärkers wird durch die Sättigungsintensität bestimmt. Diese beschreibt die Eingangsintensität in den Verstärker, ab der die Verstärkung verglichen mit der Kleinsignalverstärkung durch Abbau der Beset-

zung des oberen Laserniveaus auf die Hälfte abfällt (RIGROD, 1963). Für den allgemeinen Fall eines 3-Niveau-Systems ist die Sättigungsintensität I_{Sat} definiert als (KOECHNER, 1999):

$$I_{\text{Sat}} = \left(\frac{R}{N} + \frac{1}{\tau_2} \right) \frac{h\nu_L}{(\sigma_{\text{Em}}^{\text{eff}} + \sigma_{\text{Abs}}^{\text{eff}})} \quad (2.18)$$

Sie hängt von der Lebensdauer des oberen Laserniveaus τ_2 ab und ist wellenlängenabhängig durch die Laserfrequenz ν_L und den wellenlängenabhängigen effektiven Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{Em}}^{\text{eff}}$ bzw. $\sigma_{\text{Abs}}^{\text{eff}}$. Außerdem geht bei einem 3-Niveau-System die Pumprate pro Volumen R ein. Im Fall eines 4-Niveau-Systems ist $\sigma_{\text{Abs}}^{\text{eff}} = 0$ und für die Pumprate pro Ion R/N gilt in der Regel $R/N \ll 1$, da keine Grundzustandsbesetzung überwunden werden muss, um Inversion aufzubauen. Die Sättigungsintensität ist dann Pumpleistungsunabhängig und Gleichung 2.18 vereinfacht sich zu:

$$I_{\text{Sat}} = \frac{h\nu_L}{\tau_2 \sigma_{\text{Em}}^{\text{eff}}} \quad (2.19)$$

Für den Fall des Quasi-3-Niveau-Systems Ytterbium-Glas sind diese Vereinfachungen allerdings nicht gültig.

Mit der Querschnittsfläche A_{Kern} des Kerns der Faser ergibt sich die Leistung, die benötigt wird, um den Verstärker zu sättigen zu:

$$P_{\text{Sat}} = I_{\text{Sat}} A_{\text{Kern}} \quad (2.20)$$

Die Ausgangsleistung in einem Verstärker mit der Faserlänge L_F ist für den Fall des ungesättigten bzw. gesättigten Verstärkers gegeben durch:

$$P_{\text{Ausg}} \sim P_{\text{Eing}} e^{g_0 L_F} \quad \text{ungesättigt} \quad (2.21)$$

$$P_{\text{Ausg}} \sim P_{\text{Eing}} + P_{\text{Sat}} g_0 L_F \quad \text{gesättigt} \quad (2.22)$$

Dabei ist der Kleinsignalverstärkungs-Koeffizient g_0 proportional zum Emissionswirkungsquerschnitt und zur Inversionsdichte ($g_0 = \Delta N \sigma_{\text{Em}}^{\text{eff}}$). Im Fall der ungesättigten Verstärkung ist die Ausgangsleistung proportional zur Eingangsleistung P_{Eing} und nimmt exponentiell mit g_0 und der Faserlänge zu. Im Fall der gesättigten Verstärkung nimmt die Ausgangsleistung linear über die Faserlänge zu, proportional zur Sättigungsleistung und g_0 . Die Eingangsleistung addiert sich zu diesem Wert nur hinzu.

2.4.2 Gepulster Betrieb

Für den gepulsten Betrieb des Verstärkers gilt das gleiche Prinzip wie im kontinuierlichen Betrieb. Ist der Verstärker ungesättigt, wird der Puls beim Durchlaufen der Verstärkerfaser exponentiell mit der Propagationsstrecke verstärkt und die Pulsenergie nach der Verstärkung ist proportional zur Eingangspulsenergie. Ist der Verstärker gesättigt, wird der Puls linear verstärkt und die Pulsenergie folgt dem Verstärkungsspektrum. Die Eingangspulsenergie addiert sich nur auf die gesamte Ausgangspulsenergie auf. Die Sättigungsenergie für den gepulsten Fall entspricht der im vorigen Abschnitt gezeigten Sättigungsintensität für den kontinuierlichen Fall. Die Sättigungsenergie ist für Pulsdauern t_p klein im Vergleich zur Lebensdauer des oberen Laserniveaus und der Pumprate pro Ion ($t_p \ll \tau_2, R/N$) gegeben durch:

$$E_{\text{Sat}} = \frac{h\nu_L}{(\sigma_{\text{Em}}^{\text{eff}} + \sigma_{\text{Abs}}^{\text{eff}})} \cdot A_{\text{Kern}} \quad (2.23)$$

Die Gleichung gilt nur für den Fall, dass alle Ionen zum Zeitpunkt des Pulsbeginns angeregt sind.

Gepulst angeregte Verstärkersysteme bieten die gleichen Vorteile, wie gütegeschaltete Oszillatoren. Solange kein Eingangssignal vorliegt, wird bei kontinuierlichem Pumpprozess eine hohe Inversion im Verstärkermedium aufgebaut. Die erreichbare Inversionsdichte ist durch die Verluste durch spontane Emission limitiert. Damit ist eine Pumpdauer in der Größenordnung der Lebensdauer des oberen Laserniveaus τ_2 sinnvoll, eine längere Pumpdauer erhöht die gespeicherte Energie nicht weiter. Die Inversion zum Pulsbeginn N_i ergibt sich aus der Pumprate R_p und der Lebensdauer τ_2 zu $N_i = \tau R_p$. Die Inversion wird dann durch den Eingangspuls stimuliert abgebaut wird. So kann bei moderater mittlere Ausgangsleistung eines Verstärkers eine hohe Pulsspitzenleistung realisiert werden. Die extrahierbare mittlere Leistung aus einem periodisch angeregten Verstärker ist dabei maximal mit dem kontinuierlich angeregten Verstärker identisch. Die spektrale Linienbreite des Eingangssignals bleibt bei dem Verstärkungsprozess erhalten.

2.4.3 Eigenschaften des gesättigten bzw. ungesättigten Verstärkers

Der Betrieb eines Verstärkers im gesättigten bzw. ungesättigten Zustand unterscheidet sich in wesentlichen Eigenschaften. Die höchste Verstärkung wird im ungesättigten Ver-

stärker erreicht. Die durch den Pumpprozess deponierte Energie wird allerdings nur im gesättigten Verstärker komplett genutzt, der dem entsprechend die höhere Effizienz aufweist.

Bei variabler Eingangsleistung gibt der ungesättigte Verstärker diese Variation verstärkt weiter, während der gesättigte Verstärker der Variation im wesentlichen nicht folgt. Seine Verstärkung ist durch die Eigenschaften seines aktiven Materials gegeben. Dies ist insbesondere bei der Verstärkung von durchstimmbaren Signalen wichtig. Während der ungesättigte Verstärker die wellenlängenabhängige Leistungsverteilung des Eingangssignals wiedergibt, ist die Ausgangsleistung des gesättigten Verstärkers von seinem wellenlängenabhängigen Verstärkungskoeffizienten bestimmt und kann durch eine Variation der Eingangsleistung kaum beeinflusst werden.

Der Übergang zwischen gesättigter und ungesättigter Verstärkung ist fließend. Insbesondere Faserverstärker werden oft mit einem Eingangssignal versorgt, das zur Sättigung des Verstärkers zunächst nicht ausreicht. Die Signalleistung übersteigt aber im Verlauf der Verstärkung in der Faser die Sättigungsschwelle. Damit weist der Faserverstärker eine Verstärkungscharakteristik auf, die zwischen den Eigenschaften eines gesättigten bzw. ungesättigten Verstärkers liegen.

Der Sättigungsgrad eines Faserverstärkers hängt von der Eingangsintensität ab, kann also durch die Wahl der Fasergeometrie, insbesondere der Querschnittsfläche des Faserkerns, beeinflusst werden, entsprechend der gewünschten Eigenschaften des Verstärkers.

2.5 Diskussion

Zusammenfassend wurde gezeigt, dass ytterbiumdotierte Faserlaser ideal für die Erzeugung sowohl von abstimmbarer, als auch von schmalbandiger Laserstrahlung sind. Beides zusammen wird allerdings von bisher in der Literatur vorgestellten ytterbiumdotierten Faserlasern nicht erreicht (vergleiche Abschnitt 2.3). Der limitierte Durchstimmbereich der einfrequenter Laser beruht auf den typischerweise als spektrale Filter verwendeten Faser-Bragg-Gittern. Dagegen erlaubt der gitterbasierte Mechanismus der Multimode-Laser einen weiten Durchstimmbereich. Aufgrund seiner limitierten Auflösung und der hohen resonatorinternen Leistung dieser Laser ist er aber nicht hinreichend zur Realisierung einfrequenter Emission. Die Möglichkeit, durch resonatorinterne Güteschaltung

Pulse hoher Spitzenleistung zu erzeugen, macht diese Systeme für eine Frequenzkonversion attraktiv. In dieser Arbeit wird die Kombination beider Ansätze verfolgt. Durch die Verwendung eines in der Auflösung verbesserten Gittermechanismus in einem Master-Laseroszillator mit geringer resonatorinterner Leistung wird ein großer Durchstimmbereich bei gleichzeitig einfrequenter Emission möglich.

Die begrenzte Ausgangsleistung kann anschließend in einem Faserverstärker einfach unter Beibehaltung der spektralen Eigenschaften des Masterlasers skaliert werden. Um hohe Spitzenleistungen zu erzielen, wird das Konzept der Güteschaltung aus dem Masterlaser in die Leistungsverstärkung verschoben. Durch das Ausschneiden von Pulsen aus dem kontinuierlichen Signal des Masterlasers bleiben seine spektralen Eigenschaften erhalten. Gleichzeitig kann in einem nachfolgenden Faserverstärker eine hohe Spitzenleistung bei moderater Pumpleistung erreicht werden, da zwischen den Pulsen gespeicherte Energie genutzt wird.

Insgesamt stellt sich der Ansatz eines in der Wellenlänge durchstimmbaren Master-Oszillators mit anschließender gepulster Signalverstärkung auf Basis von ytterbiumdotierten Quarzglasfasern als ideale Kombination zur Erzeugung eines schmalbandigen, in der Wellenlänge abstimmbaren und gleichzeitig leistungsstarken Lasersignals dar. Dieser Ansatz wird in den folgenden Kapiteln präsentiert. Dabei wird in Kapitel 3 ein einfrequenter, durchstimmbarer Faseroszillator mit kleiner Ausgangsleistung vorgestellt und charakterisiert. In Kapitel 4 wird die Pulserzeugung und die anschließende Leistungsskalierung auf Spitzenleistungen im Multi-Watt Bereich gezeigt.

Kapitel 3

Abstimmbarer einfrequenter Faseroszillator

Das im Rahmen dieser Arbeit realisierte Lasersystem ist als mehrstufiges, so genanntes Master-Oscillator-Power-Amplifier (MOPA) System konzipiert, um entsprechend den Überlegungen aus Abschnitt 2.5 die Vorzüge eines Oszillators mit geringer Ausgangsleistung bei der Erzeugung eines spektral schmalbandigen Signals mit der Leistungsskalierung, die ein Faserverstärker bietet, zu kombinieren. Um eine hohe Spitzenleistung zu erreichen, wurde zusätzlich eine Pulserzeugung in das System integriert. Einen schematische Überblick über das Gesamtsystem gibt Abbildung 3.1.

Der Oszillator bildet den zentralen Baustein des gesamten Lasersystems, da durch ihn die spektralen Eigenschaften definiert werden. Entsprechend genau soll im folgenden dieser Oszillator charakterisiert werden. Dabei wird insbesondere das Verhalten des Lasers während des Durchstimmprozesses untersucht, aber auch die Linienbreite und die Rauschcharakteristik. In der Zusammenfassung werden die einzelnen Aspekte in den Kontext der Anwendung zur spektroskopischen Gasanalyse gestellt. Auf die Pulserzeugung und die

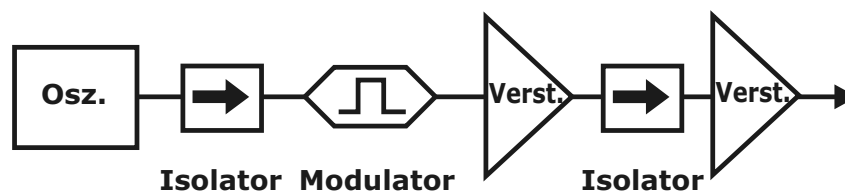


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des Gesamtsystems.

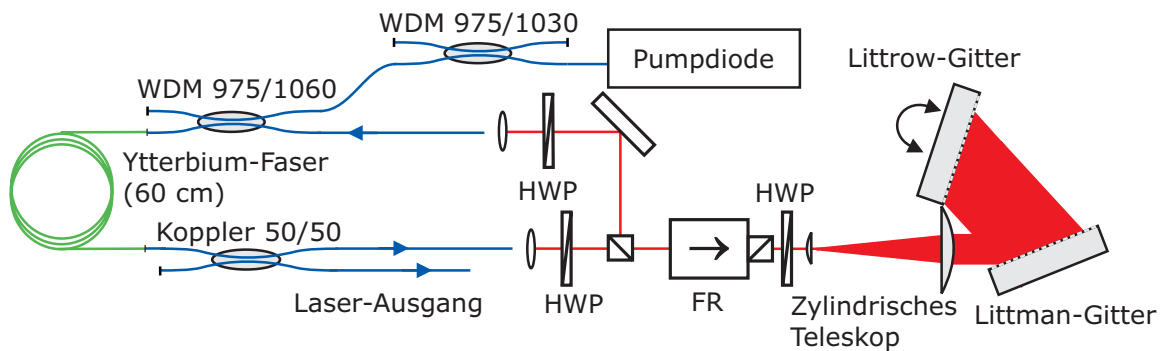


Abbildung 3.2: Aufbau des kerngepumpten, ytterbiumdotierten Faser-Ring-Oszillators.

Leistungsskalierung wird in Kapitel 4 eingegangen.

3.1 Aufbau des Oszillators

Basierend auf den Überlegungen aus Kapitel 2 wurde der Laser-Oszillator wie in Abbildung 3.2 dargestellt aufgebaut. Um eine kurze Resonatorlänge realisieren zu können, wurde als aktive Faser eine hoch dotierte Faser (Hersteller: INO) verwendet mit einem Kerndurchmesser von $5,4 \mu\text{m}$ und einer numerische Apertur von 0,14 (INO (INSTITUT NATIONAL D'OPTIQUE), 2005). Sie hat eine Dotierungskonzentration von $1,84 \cdot 10^{20} \text{ 1/cm}^3$. Das führt laut Hersteller zu einer nominellen Pumplicht-Absorption von 490 dB/m bei einer Wellenlänge von 976 nm. Durch die hohe Dotierungskonzentration war eine Faserlänge von ca. 60 cm (kleine Abweichungen sind durch erneutes Spleißen der Faser aufgetreten, haben aber keinen Einfluss auf das Verhalten des Lasers gezeigt) ausreichend, um über 99% des Pumplichtes zu absorbieren. Die Abweichung von der noch höheren nominellen Pumplichtabsorption ist auf die spektrale Breite der Pumplichtquelle und Sättigungseffekte in der Faser zurückzuführen. Die Faser ist durch ihren Aufbau als PANDA-Faser polarisationserhaltend für ihre Hauptachsen. Das Pumplicht wurde in die Faser mit einem „wavelength division multiplexer“ (WDM) zugeführt (SIFAM, 2007). Der WDM ist ebenfalls aus PANDA-Fasern aufgebaut und direkt an die aktive Faser angespleißt. Ytterbium-Glas weist die maximale Absorption bei 976 nm auf, so dass die aus der Telekommunikationstechnik bekannten Pumpdioden verwendet werden können. Die Pumpdiode ist in der Wellenlänge durch ein Faser-Bragg-Gitter in ihrer Ausgangsfaser stabilisiert. Damit ist die Ausgangswellenlänge unabhängig von der Diodentemperatur und gleichzeitig wird die spektrale Breite des Ausgangsspektrums auf unter 2 nm eingegrenzt. Die maximale

Leistung der Diode beträgt 450 mW. Als Laserausgang dient ebenfalls ein polarisations-erhaltender Faserkoppler, der 50 % der Laserleistung aus dem Resonator auskoppelt. Die Faserenden sind mit Steckern versehen, deren Steckerenden mit einem Winkel von 8° schräg ausgeführt sind, um Rückreflexe zu verhindern (FC/APC-Stecker). Damit werden stehende Wellen im Resonator vermieden, die zu einem instabilen Betrieb des Lasers führen könnten (siehe Abschnitt 2.3.1).

Der verbleibende Teil des Resonators ist mit Freistrahlskomponenten aufgebaut; zum einen, da diese Komponenten nicht verlustarm in fasergekoppelter Technik zur Verfügung standen, und zum anderen, um einen kürzeren Resonator realisieren zu können. Der Oszillator ist als unidirektionaler Ringresonator aufgebaut, ebenfalls um Stehwellen in der aktiven Faser zu verhindern. Der unidirektionale Betrieb wurde durch einen optischen Isolator sichergestellt. Gleichzeitig wurde der Isolator als Zirkulator verwendet und in dem so realisierten so genannten „Sigmaarm“ eine Gitteranordnung realisiert, die zum Abstimmen des Lasers und als spektraler Filter diente. Diese Gitteranordnung besteht aus einem Gitterpaar in Littman-Littrow Anordnung und einem Teleskop zur Strahlaufweitung aus zylindrischen Linsen. Mit der Lamda-halbe Verzögerungsplatte wird die Polarisationsrichtung so angepasst, dass die Gitter maximale Beugungseffizienz aufwiesen, nachdem sie durch den Isolator um 45° gedreht wurde.

Die Gitter sind mit Gold beschichtete, holographisch angefertigte Gitter (Hersteller: Spectrogon) mit einer Breite von 12 cm und einer Liniendichte von 1200 Linien pro mm. Das erste Gitter ist für streifenden Einfall mit einem Einfallswinkel von 80° optimiert. Diese Anordnung eines Gitters wird allgemein als Littman-Anordnung, bzw. das Gitter als Littman-Gitter, bezeichnet (LITTMAN UND METCALF, 1978). Das zweite Gitter ist für den Fall optimiert, dass die erste Beugungsordnung gerade in dem einfallenden Strahl zurück läuft. Bei 1050 nm ist dies für 1200 Linien pro mm bei einem Einfallswinkel von 39° der Fall. In dieser Anordnung wird das Gitter allgemein als Littrow-Gitter bezeichnet, der Winkel für den Einfallswinkel und Winkel der ersten Beugungsordnung übereinstimmen, als Littrow-Winkel (LITTROW, 1863). Unter diesen Winkeln verwendet, haben die Gitter jeweils eine Beugungseffizienz von ca. 80 %. In der verwendeten Konfiguration treten drei Gitterreflexionen auf und die resultierende Effizienz der Gitter ist damit 51 %. Zur Verbesserung der Auflösung der Gitteranordnung wurde die Ausleuchtung mittels eines zylindrischen Teleskops erhöht. Es bestand aus zwei Linsen mit 7,7 mm bzw. 100 mm Brennweite. Hieraus resultierte eine Strahlaufweitung im Verhältnis 1 zu 13 und das erste

Gitter war komplett ausgeleuchtet.

3.2 Durchstimmverhalten

Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt von Silikat-Glas Fasern, die mit Ytterbium dotiert sind, sind aus der Literatur bekannt und die Abweichungen aufgrund der von Faserhersteller zu Faserhersteller variierenden Zusammensetzung des Wirtsglases gering (LU UND DUTTA, 2002). Aus dem Vergleich von Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt ergibt sich, dass Yb-Faserlaser effizient im Bereich von 1020 nm bis 1090 nm betrieben werden können (PASCHOTTA ET AL., 1997b). Unterhalb dieses Bereichs ist die Reabsorption groß, weshalb sehr kurze Fasern verwendet werden müssen und die Pumplichtabsorption nicht mehr gewährleistet ist. Oberhalb ist die Verstärkung aufgrund des kleinen Emissionswirkungsquerschnittes zu klein. Beide Effekte führen zu einer sehr hohen Laserschwelle. Gleichwohl sind Yb-Faserlaser sowohl im kurzwelligen Bereich, als auch im längerwelligen Bereich demonstriert worden (HANNA ET AL., 1987), erfordern aber ein entsprechend angepasstes Layout, um die beschriebenen Probleme umgehen oder kompensieren zu können.

Das Fluoreszenzspektrum des Faserlasers erstreckt sich über seinen gesamten Verstärkungsbereich und bildet damit in der Breite eine Obergrenze für dem Durchstimbereich, der realisiert werden kann (Abbildung 3.3). Dabei wird der Laser im Freistrahلبereich geblockt und das Spektrum der verstärkten spontanen Emission (ASE) aufgenommen. Man sieht deutlich das Maximum bei 1030 nm, dem sich im langwelligen Bereich ein langer Abfall anschließt, der bis über 1100 nm hinausgeht. Das Verstärkungsspektrum des Lasers ist gegenüber diesem Fluoreszenzspektrum noch ins langwellige verschoben, da hier die Reabsorption eine größere Rolle spielt. Während ohne Rückkopplung eine hohe Inversion aufgebaut werden kann, und entsprechend nur eine kleine Wahrscheinlichkeit für Reabsorption vorliegt, reduziert sich die Inversion im Laserbetrieb, die Reabsorption gewinnt einen stärkeren Einfluss. Mit jedem Reabsorptionsprozess geht Energie für den Laserprozess verloren, die daraus resultierenden emittierten Photonen haben also eine geringere Energie, respektive eine längere Wellenlänge. Zusammen mit wellenlängenabhängigen Verlusten, wie sie zum Beispiel durch den WDM zur Pumplichteinkopplung entstehen, bestimmt sich so der Durchstimbereich des Lasers, also den Bereich, in dem die Verstärkung die Verluste überwiegt und für die gegebene Pumpleistung Laserbetrieb erzeugt

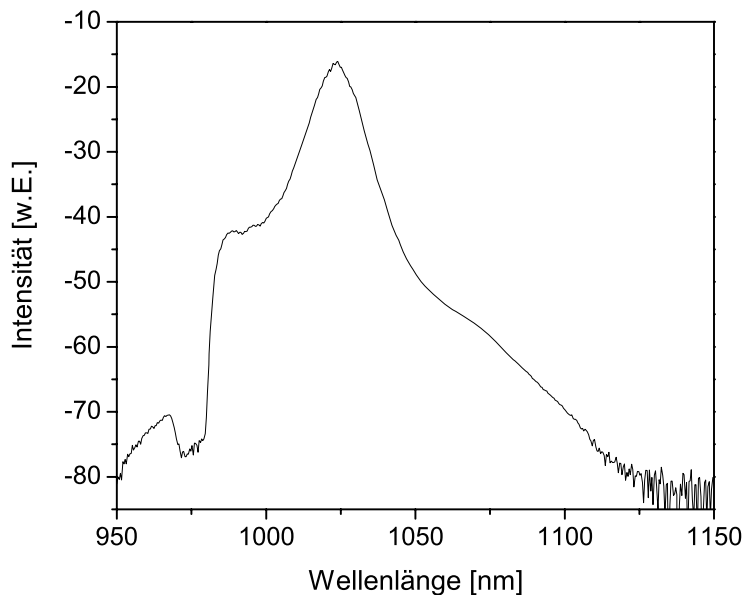


Abbildung 3.3: ASE-Spektrum des Oszillators bei unterbrochenem Resonator. Das Maximum bei 976 nm zeigt die Pumpwellenlänge. Das Maximum der Emission der Faserstrecke ist bei 1025 nm.

werden kann.

In dem Oszillator dienen zwei Gitter in Littman-Littrow-Anordnung zum Einstellen der Wellenlänge (LITTMAN, 1978). Die Gitteranordnung im Resonator ist in ihrem Funktionsprinzip mit einem Gittermonochromator vergleichbar. Dabei dienen die Gitter als winkeldispersives Element und die Faserkopplungen als Ein- und Austrittsspalte. So ist gewährleistet, dass nur ein sehr schmaler spektraler Wellenlängenbereich von dem Resonator unterstützt wird. Die Gitteranordnung ist eine Kombination der insbesondere im Bereich der Farbstoff- und Halbleiterlaser weit verbreiteten Littrow- und der Littman-Anordnung (SHOSHAN ET AL., 1977, WANDT ET AL., 1997). Bei einem Umlauf durch diese Anordnung wird das Licht bei drei Gitterkontakten gebeugt. Dadurch wird eine größere Winkeldispersion gegenüber der reinen Littrow- bzw. Littman-Anordnung erreicht. Der Einfluss auf die spektrale Auflösung wird in Abschnitt 3.3 gezeigt.

Gleichzeitig ist bei der Gitteranordnung aufgrund der großen Winkeldispersion der spektrale Abstand zum nächsten Transmissionsfenster, das durch die höheren Beugungsordnungen gegeben ist, größer als die Verstärkungsbandbreite der aktiven Faser. So ist eine eindeutige Zuordnung zwischen Gitterwinkel und Wellenlänge gegeben. Dieser Zusam-

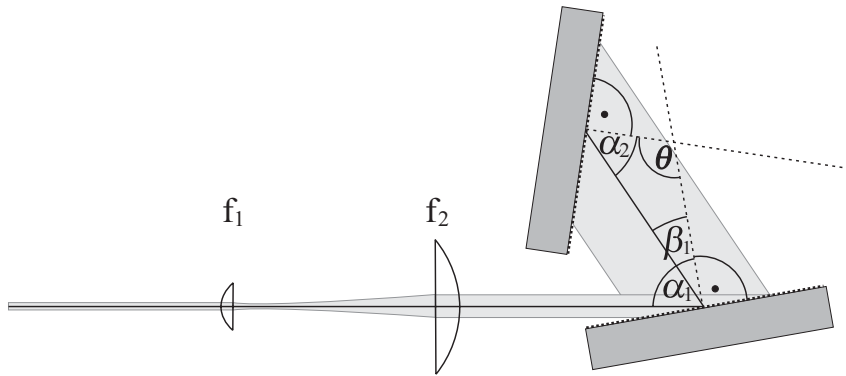


Abbildung 3.4: Anordnung der Gitter im Resonator. Das erste Gitter wird unter streifenförmigem Einfall (Littman-Gitter), das zweite unter dem Littrow-Winkel verwendet.

menhang wurde von LITTMAN (1978) aufgezeigt:

$$\lambda = \frac{(4a + 2b \cos \theta) \sin \alpha_1 + 2 \sin \theta \sqrt{(b \cos \alpha_1)^2 + 4a(a + b \cos \theta)}}{b^2 + 4a^2 + 4ab \cos \theta} \quad (3.1)$$

θ ist der Winkel zwischen den Gitternormalen und α_1 ist der Einfallswinkel auf das erste Gitter. Die Gitterkonstanten d_i und die Beugungsordnungen m_i wurden zu $a = \frac{m_1}{d_1}$ und $b = \frac{m_2}{d_2}$ zusammengefasst. Die Abhängigkeit der Laserwellenlänge vom Drehwinkel θ des zweiten Gitters und damit vom Winkel der beiden Gitternormalen zueinander ist in Graph 3.5 gezeigt. Es ist klar zu erkennen, dass das Durchstimmverhalten in dem Bereich zwischen 1020 nm und 1100 nm, in dem der Laser aufgrund des Verstärkungsspektrums arbeiten kann, annähernd linear ist. Dies hat den praktischen Vorteil, dass einfach von dem Drehwinkel auf die Wellenlänge geschlossen werden kann. Gleichzeitig liegen die Transmissionsfenster für die höheren Beugungsordnungen außerhalb des Verstärkungsbereichs des Lasers.

In Abbildung 3.6 ist die Ausgangsleistung bei maximaler Pumpleistung in Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt. Die maximale Ausgangsleistung von 134 mW erzeugt der Laser bei einer Wellenlänge von 1040 nm, also um 10 nm gegenüber dem Maximum des Emissionswirkungsquerschnittes von Yb-Glas verschoben (PASK ET AL., 1995). Der gesamte Durchstimmbereich erstreckt sich von 1020 nm bis 1078 nm. Außerhalb kann die Verstärkung die resonatorinternen Verluste nicht kompensieren. Als wellenlängenabhängiger Verlust muss die Transmission des WDM berücksichtigt werden, die ein Maximum bei 1050 nm hat.

Das Ausgangsspektrum des Faserlasers bei 1050 nm ist in Abbildung 3.7 b) gezeigt, aufge-

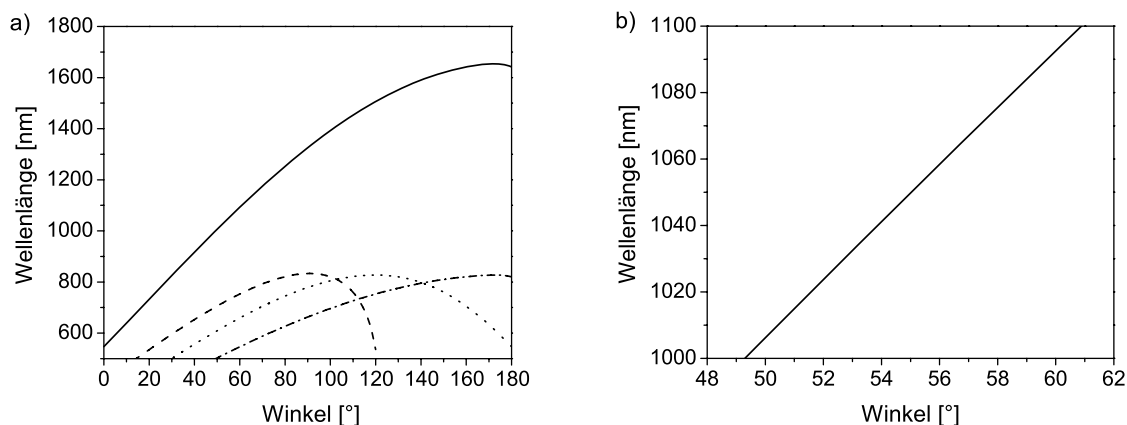


Abbildung 3.5: *Abhängigkeit der Wellenlänge vom Winkel zwischen den Normalen des Littman und des Littrow-Gitters. a) Für den gesamten Bereich und b) für den Bereich, in dem die Faser Verstärkung bietet. Jeweils schwarz, durchgezogene Linie: Beide Gitter werden in der ersten Beugungsordnung benutzt. In Graph a) zusätzlich: Gestrichelt (Gepunktet): Das Littman (Littrow) Gitter wird in der zweiten Beugungsordnung genutzt und Strich-Punkte: Beide Gitter werden in der zweiten Beugungsordnung genutzt.*

nommen mit einer Auflösung von 0,02 nm. Das Pumplicht wurde in der aktiven Faser komplett absorbiert, so dass kein Restpumplicht im Spektrum nachgewiesen werden konnte. Um das Verhalten der ASE im Ausgangsspektrum bei verschiedenen Ausgangsleistungen zu zeigen, wurden Spektren bei einer reduzierten Auflösung von 0,2 nm aufgenommen. Die Spektren sind in Abbildung 3.7 a) dargestellt. Durch Integration des ASE-Anteils der Spektren lässt sich der Anteil der Leistung in der Laserlinie bestimmen. Er ist im Bereich von 1027,5 nm bis 1067,5 nm größer als 95 % und fällt an der kurzwelligen Grenze auf ca. 90 % und an der langwelligen Grenze auf ca. 80 % ab. Der höhere ASE-Anteil ist darauf zurückzuführen, dass an den Rändern des Durchstimmbereiches eine höhere Besetzung im oberen Laserniveau benötigt wird, um den Laserbetrieb aufrecht zu erhalten.

3.3 Linienbreite

Während im vorangegangenen Abschnitt die durch die Gitteranordnung gegebene Durchstimmbarkeit des Lasers charakterisiert wurde, wird jetzt die Linienbreite des Lasers beschrieben. Bestimmendes Element ist auch hier die Gitteranordnung. Sie bildet einen

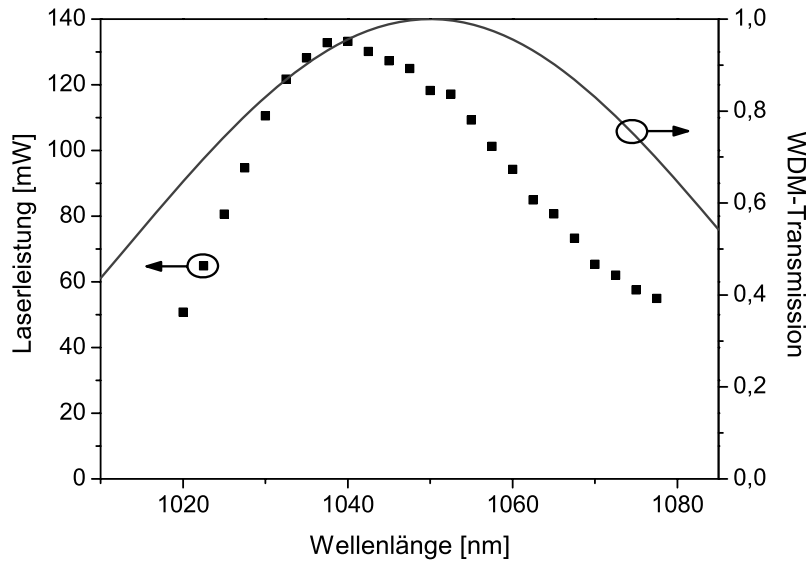


Abbildung 3.6: Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Wellenlänge. In grau, durchgezogene Linie, ist die Transmission des resonatorinternen WDM dargestellt.

resonatorinternen, schmalbandigen Transmissionsfilter. Um den Laser auf eine einzelne longitudinale Mode einzuschränken, muss dieser Filter für alle anderen Resonatormoden ausreichende zusätzliche Verluste in den Resonator einbringen, so dass die Gesamtverluste für diese Moden die Verstärkung übersteigen. Also muss die spektrale Breite des Filters in der Größenordnung des Modenabstandes des Laserresonators sein (siehe Abschnitt 2.3.1). Bei dem Oszillator ist der Modenabstand $\Delta\nu = 82$ MHz. Die verwendete Littman-Littrow-Gitter-Anordnung wird in Abbildung 3.4 gezeigt.

Die Auflösung, die mit dieser Gitteranordnung erreicht wird, wurde von SHOSHAN UND OPPENHEIM (1978) beschrieben:

$$\delta\nu_{\text{Littm.-Litr.}} = \frac{2c}{\pi\omega\lambda \cdot \left(\frac{2m_1}{d_1 \cdot \cos\beta_1} + \frac{m_2}{d_2 \cdot \cos\beta_2} \right) \cdot \frac{\cos\beta_1}{\cos\alpha_1}} \quad (3.2)$$

Dabei sind c die Lichtgeschwindigkeit, ω der Strahlradius, λ die Laserwellenlänge, d_1 und d_2 die Gitterkonstanten und m_1 und m_2 die Beugungsordnung, unter der die Gitter verwendet werden. α_1 bezeichnet den Einfallswinkel des Laserlichtes auf das erste Gitter, β_1 den Beugungswinkel des ersten Gitters und $\alpha_2 = \beta_2$ den Littrow-Winkel des zweiten Gitters.

Der letzte Faktor im Nenner zeigt, dass mit dieser Gitteranordnung eine kleine Linienbreite

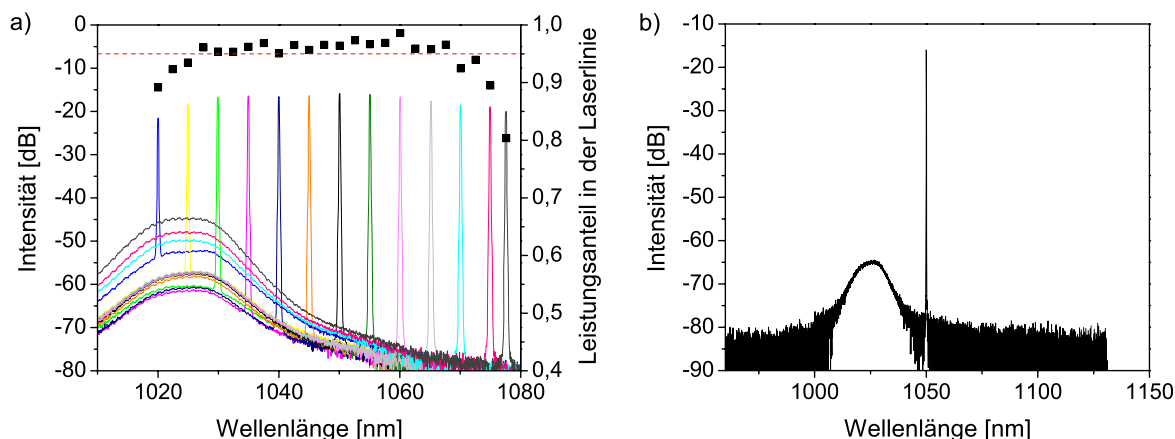


Abbildung 3.7: a) Spektren des Lasers bei verschiedenen Zentralwellenlängen. Von 1027,5 bis 1067,5 nm liegt der Leistungsanteil in der Laserlinie über 95 %. b) Spektrum des Lasers bei 1050 nm Zentralwellenlänge, aufgenommen mit einer Auflösung von 0,02 nm.

erreicht wird, wenn ein großer Einfallswinkel auf das Littman-Gitter gewählt werden kann und die erste Beugungsordnung unter einem kleinen Winkel austritt. Gleichzeitig muss das zweite Gitter so gewählt sein, dass der Littrow-Winkel möglichst groß ist. Beides lässt sich durch große Linienzahlen pro Millimeter erreichen. Praktisch lässt sich die Strichzahl nicht beliebig erhöhen, da mit zunehmenden Einfallswinkeln bei gegebenem Strahldurchmesser die benötigte Gitterfläche immer größer wird. Verwendet wurden Gitter mit 1200 mm^{-1} . Damit ergibt sich bei einem Einfallswinkel α_1 von 80° auf das Littman-Gitter ein Austrittswinkel β_2 von -16° . Der Littrow-Winkel ist 39° bei 1050 nm. Versuche mit einem Littrow-Gitter mit 1800 mm^{-1} waren nicht erfolgreich. Durch die Kombination der beiden Gitter wird die spektrale Breite gegenüber einem einzelnen Littrow Gitter etwa um den Faktor 12 reduziert (AUERBACH, 2003). Die Auflösung eines Gitters hängt von der spektralen Breite seines Beugungsmaximums ab und damit von der Zahl der beleuchteten Linien. Für die vorgestellte Gitterkombination ist die Linienbreite nach Gleichung 3.2 umgekehrt proportional zum Strahlradius ω . Um die spektrale Auflösung weiter zu verbessern, wurde entsprechend ein Teleskop zur Strahlaufweitung vor der Gitterstrecke in den Strahlengang gebracht. In Kombination mit einem Littrow-Gitter wurde dieser Ansatz zuerst von HÄNSCH (1972) vorgestellt.

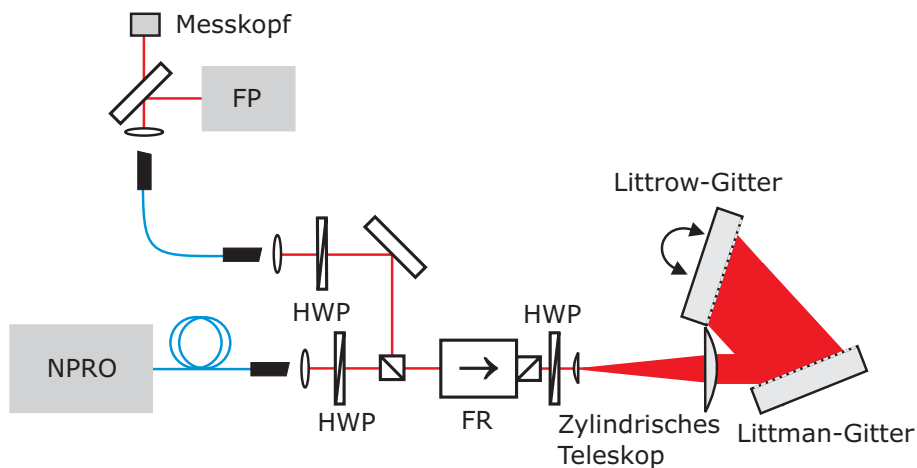


Abbildung 3.8: Aufbau zur Messung der spektralen Breite der Transmission der Gitterstrecke.

3.3.1 Experimentelle Bestimmung der spektralen Filterbreite

Um die Breite des mit dem Gitteraufbau realisierten spektralen Filters zu bestimmen, wurde die Faserstrecke aus dem Resonator entfernt (siehe Abbildung 3.8). Anschließend wurde ein fasergekoppelter single-frequency Nd:YAG Festkörperlaser (NPRO) in den Eingang der Freistrahlstrecke gekoppelt. Der verwendete Laser ist bei einer Emissionswellenlänge von 1064 nm modensprungfrei um ca. 4 GHz durchstimmbare und zeichnet sich durch seine extrem schmale Linienbreite von einigen kHz aus, die in seinem monolithischen Aufbauprinzip begründet ist (KANE ET AL., 1987). Während dieser Laser durchgestimmt wurde, wurde die durch die Freistrahlstrecke transmittierte Leistung mit einem Leistung-Messgerät gemessen. Die relative Frequenz des Lasers wurde mit einem scannden Fabry-Perot Resonator gemessen. Um einen größeren Messbereich zu erhalten, wurden anschließend mehrere Messungen bei leicht gedrehtem Littrow-Gitter zusammengefügt. In den Abbildungen 3.9 a) und b) sind die resultierenden Transmissionskurven der Freistrahlstrecke mit und ohne Teleskop dargestellt.

Die maximal erzielte Transmission ist 30% in der Konfiguration ohne Teleskop. Die Verluste von 70% setzten sich zusammen aus den Verlusten durch die Gitterstrecke, durch alle weiteren Optiken in der Freistrahlstrecke, wie z. B. den Isolator, und den Verlusten durch die Einkopplung des Lichts wieder in die Faserstrecke des Resonators.

Die Bandbreite der Gitterstrecke ohne Teleskop von 40 GHz (FWHM) liegt fast eine Größenordnung über dem freien Spektralbereich des Lasers. Durch das Einfügen eines Tele-

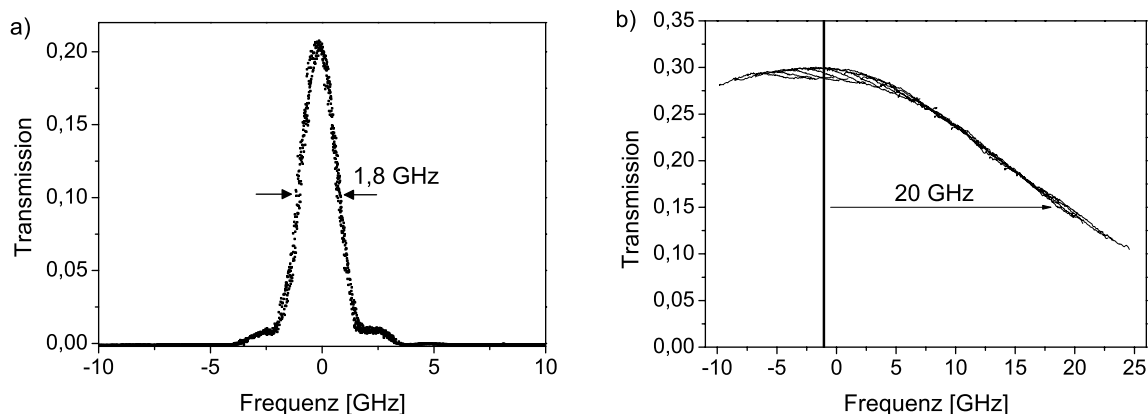


Abbildung 3.9: *Frequenzabhängige Transmission des Freistrah-Abschnittes des Resonators. a) mit integriertem zylindrischem Teleskop, b) ohne Teleskop.*

skops bestehend aus zwei Zylinderlinsen mit 7,7 mm und 100 mm Brennweite (1:13) ließ sich die Bandbreite auf 1,8 GHz reduzieren. Die Reduktion der Bandbreite ist damit sogar größer, als durch das Vergrößerungsverhältnis zu erwarten wäre, wobei die tatsächliche Vergrößerung des Strahlradius nur für einen kollimierten Strahl durch das Verhältnis der Linsen zu beschreiben ist.

Die Gesamt-Transmission der Freistrahstrecke hat sich durch Einfügen des Teleskops auf 20% reduziert. Dies ist hauptsächlich auf eine leichte Überausleuchtung der Gitter und durch Abbildungsfehler der Linsen zurückzuführen.

Durch die Verwendung des Festkörperlaser als Referenzlaser konnte die Transmissionsbandbreite der Freistrahstrecke des Lasers nur bei 1064 nm vermessen werden, mit Gleichung 3.2 ist die Wellenlängenabhängigkeit jedoch bekannt. Für eine Filterbreite von 1,8 GHz bei 1064 nm ergeben sich 1,90 GHz bei 1030 nm und 1,77 GHz bei 1080 nm. Entscheidend für den Einfluss des Filters auf die Modenstruktur ist das Verhältnis von Filterbreite zu Resonatormodenabstand des Lasers. Dieses Verhältnis ändert sich im Durchstimmbereich des Lasers um weniger als 8% und kann damit als konstant angesehen werden.

3.3.2 Nachweis des einrequenten Betriebs

Für den Nachweis des einrequenten Betriebs des Lasers wurde ein spannendes Fabry-Perot-Interferometer (FPI) verwendet. Das FPI hatte einen freien Spektralbereich von

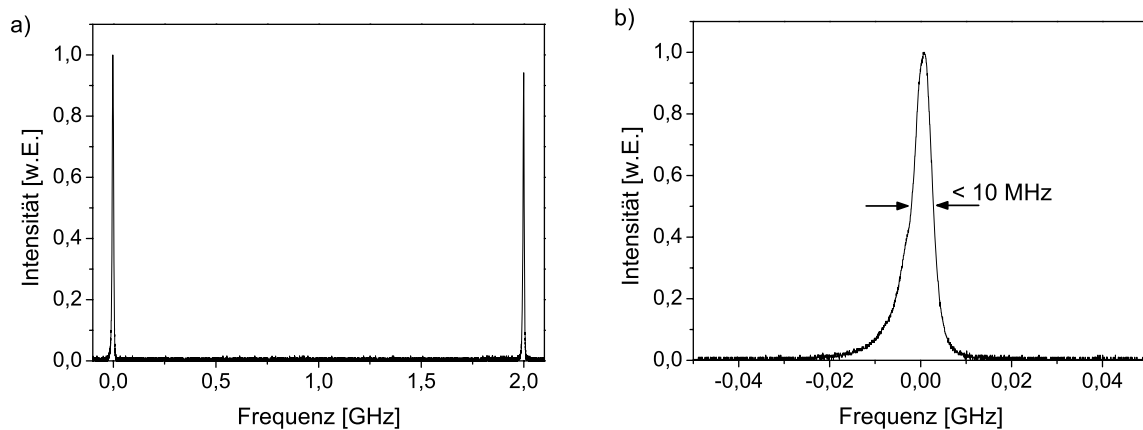


Abbildung 3.10: Nachweis des Single-Mode Betriebs des Lasers mit einem scannenden Fabry-Perot-Interferometer. a) Gesamter Messbereich des Resonators, b) Detaildarstellung einer einzelnen Fabry-Perot-Resonator-Linie. Die Auflösung des Fabry-Perot-Resonators beträgt 10 MHz, die Laserwellenlänge 1050 nm.

2 GHz und eine Finesse von 200. Damit war die spektrale Auflösung 10 MHz und ausreichend, um benachbarte Resonatormoden des Lasers zu separieren. In Abbildung 3.10 a) ist das resultierende Zeitsignal von dem FPI für die Zentralwellenlänge von 1050 nm gezeigt, skaliert auf den freien Spektralbereich des FPI. Außer der aktiven Lasermode ist keine weitere Mode zu erkennen und damit der longitudinal einfrequente Betrieb des Lasers nachgewiesen. Die detaillierte Darstellung einer einzelnen Fabry-Perot-Linie in Abbildung 3.10 b) zeigt gleichzeitig, dass die Auflösung des FPI nicht ausreichend war, um die Linienbreite des Lasers zu bestimmen. Die gemessene Linienbreite von 10 MHz ist durch die Auflösung des Messverfahrens limitiert. Identische Resultate wurden über den gesamten Durchstimmbereich des Lasers erzielt. Die Linienbreite des Lasers war also wellenlängenunabhängig kleiner 10 MHz.

3.3.3 Linienbreitenmessung

Das untere Limit der Linienbreite für einen Laser, der auf einer einzelnen Resonatormode oszilliert, ist durch die Nullpunktfluktuationen des Laserfeldes, oder anschaulicher, durch die spontane Emission aus dem oberen Laserniveau gegeben. Die resultierende Linienbreite $\delta\nu_{\text{ST}}$ wurde von SCHAWLOW UND TOWNES (1958) schon vor der Realisierung des ersten

Lasers berechnet zu:

$$\delta\nu_{\text{ST}} = \frac{N_2}{N_2 - N_1} \frac{2\pi h\nu_L \delta\nu_{\text{Res}}^2}{P} \quad (3.3)$$

Dabei sind N_2 und N_1 die absoluten Besetzungen des oberen bzw. unteren Laserniveaus, ν_L ist die Laserfrequenz und $\delta\nu_{\text{Res}}$ die passive Bandbreite des Resonators. P ist die Laserleistung.

Aus der Messung der Transmission der Freistrecke und dem bekannten Auskoppelgrad des Oszillators ergibt sich die Transmission des Resonators zu $T = T_{\text{Freist.}} \cdot T_{\text{Auskopp.}}$ unter Vernachlässigung weiterer Resonatorverluste zu $T = 0,1$. Daraus kann mit Hilfe des freien Spektralbereiches $\Delta\nu$ des Laserresonators von 80 MHz die passive Bandbreite des Laserresonators berechnet werden:

$$\frac{1}{\Delta\nu\tau_c} = -\ln(T) \quad (3.4)$$

$$\delta\nu_{\text{Res}} = \frac{1}{2\pi\tau_c} \quad (3.5)$$

Durch die hohen Verluste ergibt sich eine Photonenlebensdauer von $\tau_c = 5,4$ ns, was nur 43% der Umlaufzeit entspricht. Die resultierende Schalow-Townes Linienbreite ist $\delta\nu_{\text{ST}} = 2,4$ mHz für eine vernachlässigbare Besetzung des unteren Laserniveaus ($N_1 \ll N_2$). Dabei wurde eine Laserleistung von $P = 100$ mW angenommen.

Die tatsächliche Linienbreite des Lasers ist allerdings weit von diesem theoretischen Limit entfernt. Ursache sind technische Einflüsse auf den Laser, wie mechanische Vibrationen der Komponenten oder thermische Einflüsse, die insbesondere die Faser beeinflussen. Eine Möglichkeit zur Messung der Linienbreite ist die sogenannte Heterodyndetektion, bei der das zu untersuchende Signal der Feldstärke E_{Signal} mit einem Laser der Feldstärke E_{Ref} mit bekannter Linienbreite überlagert wird (JAVAN ET AL., 1962). Die beiden elektrischen Felder summieren sich auf zu:

$$E = E_{\text{Signal}} + E_{\text{Ref}} \quad (3.6)$$

Das Messverfahren beruht auf der Verwendung eines zu den Feldstärken nichtlinearen Detektors, hier einer Photodiode, deren Photostrom proportional zur eingestrahelten Intensität I und damit quadratisch zur Feldstärke ist. Aus Gleichung 3.6 ergibt sich (BORN UND WOLF, 1965):

$$E^2 = E_{\text{Signal}}^2 + E_{\text{Ref}}^2 + 2E_{\text{Signal}} \cdot E_{\text{Ref}} \quad (3.7)$$

$$I = \langle E_{\text{Signal}}^2 \rangle + \langle E_{\text{Ref}}^2 \rangle + 2 \langle E_{\text{Signal}} \cdot E_{\text{Ref}} \rangle \quad (3.8)$$

Beschreibt man die einzelnen E-Felder durch ihre komplexen Amplituden A mit

$$\begin{aligned} E &= \mathcal{R}(Ae^{-i\omega t}) \\ &= \frac{1}{2}(Ae^{-i\omega t} + A^*e^{i\omega t}) \\ &= A \cos(\omega t) \end{aligned} \tag{3.9}$$

und setzt dies in 3.8 ein, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{2}A_{\text{Signal}}^2 \cos^2(\omega_{\text{Signal}}t) + \frac{1}{2}A_{\text{Ref}}^2 \cos^2(\omega_{\text{Ref}}t) \\ &\quad + A_{\text{Signal}}A_{\text{Ref}} \cos((\omega_{\text{Signal}} + \omega_{\text{Ref}})t) \\ &\quad + A_{\text{Signal}}A_{\text{Ref}} \cos((\omega_{\text{Signal}} - \omega_{\text{Ref}})t) \end{aligned} \tag{3.10}$$

Das Überlagerungssignal wird mit einer Photodiode vermessen. Während die Grundfrequenzen und der Summenterm der Signale nicht vermessen werden können ($\omega/2\pi \approx 280$ THz) ist das Differenzsignal mit einem elektrischen Spektrum-Analyser einfach auszuwerten. Voraussetzung ist, dass die Differenz der Laserfrequenzen klein genug ist, um mit dem Messaufbau nachgewiesen werden zu können. Das resultierende Differenzsignal ist die Faltung der beiden Linienformen. Weisen beide Laser eine vernachlässigbare spektrale Breite auf, ergibt sich bei der Differenzfrequenz ein deltafunktionsartiger Peak. Ist die Linienbreite eines der beteiligten Laser viel geringer als die Linienbreite des zweiten, gibt das resultierende Differenzsignal das spektrale Profil des Lasers mit der größeren Linienbreite wieder. Haben beide Laser vergleichbare Linienbreiten, hat die Faltung in Näherung die Breite der Summe der beiden Signale. In jedem Fall gibt die Breite des Differenzsignals eine Obergrenze für die Linienbreite jedes einzelnen Lasers an.

Um die Linienbreite des Ausgangssignals des Oszillators zu vermessen, wurde es mit dem Signal des monolithischen Nd:YAG Laser (NPRO) überlagert, der schon zur Ermittlung der Filterbreite der Gitterstrecke verwendet wurde. Der Laser emittiert bei 1064 nm und hat eine vom Hersteller angegebene Linienbreite von 1 kHz in 100 ms (INNO LIGHT GMBH, 2006). In Abbildung 3.11 ist ein typisches Differenzsignal dargestellt.

Bei einer Messdauer von 580 ms ergibt sich eine Linienbreite von unter 100 kHz. Die genaue Form variiert stark von Messung zu Messung, die Breite bleibt jedoch nahezu konstant. Die gemessene Linienbreite ist durch den Faser-Oszillator bestimmt, da die Linienbreite des NPRO deutlich unter dieser liegt. Ursache für die starken Schwankungen von Messung zu Messung sind wahrscheinlich thermische Einflüsse, die zu einer Änderung der Frequenz des Faser-Oszillators führen. Die Nebenmaxima mit einem Abstand von ca. 300 kHz

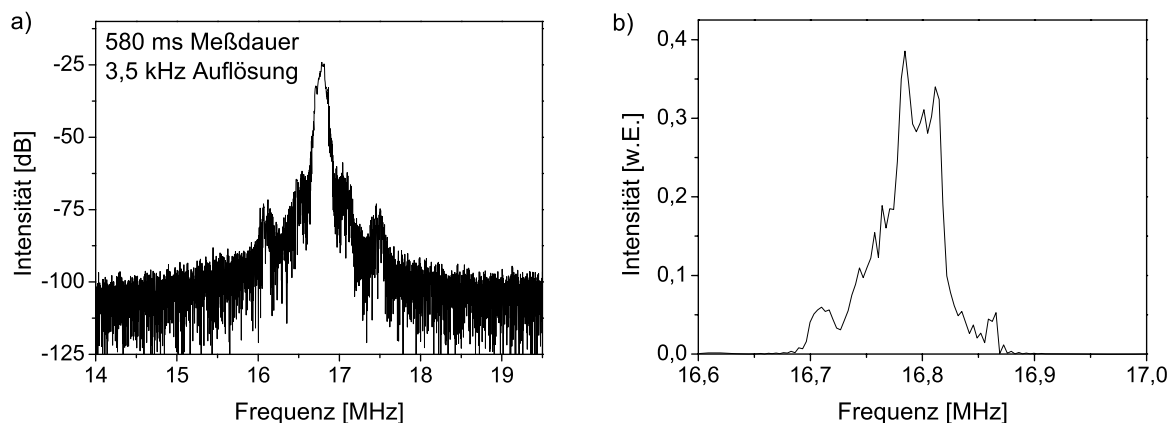


Abbildung 3.11: Messung der Linienbreite des Lasers durch Heterodyn-Messung mit einem schmalbandigen Festkörperlaser bei 1064 nm. Die Messdauer betrug 580 ms, die Auflösung 3,4 kHz. a) mit logarithmischer Intensitätsskala, b) mit linearer Intensitätsskala.

vom Hauptmaximum sind auf Relaxationsoszillationen im Faser-Oszillator zurückzuführen. Auf sie wird in den Abschnitten 3.6 und 3.7 näher eingegangen.

Die gemessene Linienbreite von unter 100 kHz in 580 ms ist vergleichbar mit kommerziell erhältlichen, nicht durchstimmbaren einrequenten Faserlasern wie z. B. KOHERAS A/S (2007) (70 kHz). Allerdings ist der Vergleich schwierig, da vom Hersteller weder Messdauer noch das genaue Messverfahren angegeben werden. Für eine Anwendung in der Spektroskopie ist die gemessene Linienbreite bei weitem ausreichend. Limitiert wird die Auflösung von spektroskopischen Messungen hier nicht durch die spektrale Breite der einzelnen Laserlinie, sondern durch den Modenabstand. Da der Laser beim Durchstimmen während der Messung von Resonatormode zu Resonatormode springt, werden Datenpunkte in diesem Abstand aufgenommen. Dieses Modensprungverhalten wird im folgenden Abschnitt charakterisiert.

3.4 Modensprungverhalten

Beim Durchstimmen des Lasers ändert sich die Resonanzbedingung innerhalb des Resonators ständig. Während sich die Wellenlänge ändert, bleibt die Resonatorlänge konstant. Die Zahl der Moden im Resonator muss sich entsprechend anpassen. Der Laserresonator hat einen freien Spektralbereich von etwa 80 MHz. Die Laserfrequenz ändert sich ent-

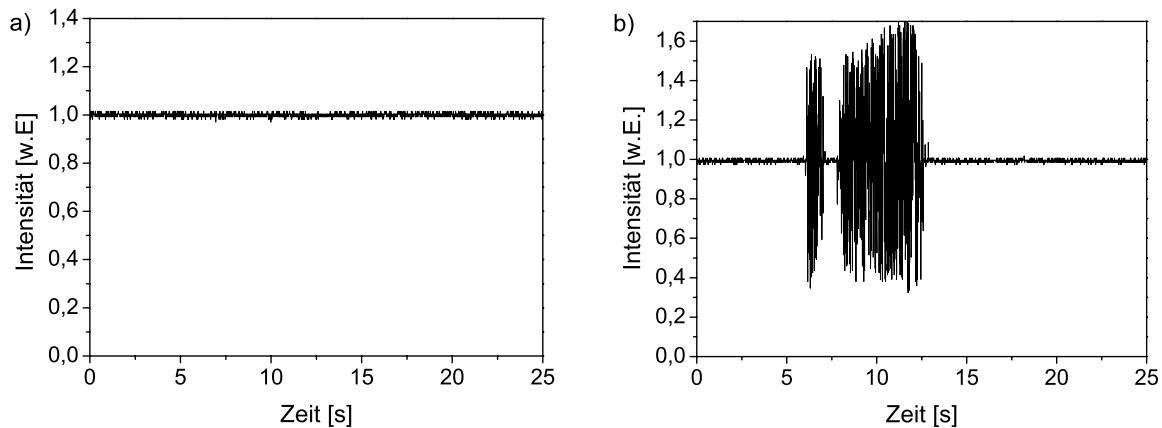


Abbildung 3.12: a) Zeitsignal des Oszillators im einfrequenten Betrieb. b) Zeitsignal des Oszillators mit spontanen Modensprüngen.

sprechend in Sprüngen von 80 MHz. Vermeidbar sind diese Modensprünge nur, indem die Resonatorlänge im gleichen Verhältnis wie die Wellenlängenänderung angepasst wird. Bei einer Zentralwellenlänge von 1050 nm und 30 nm Durchstimmbereich bedeutet dies, dass die Resonatorlänge um 2,8%, also bei einer optischen Weglänge von 3,75 m um 10,5 cm in der Länge geändert werden muss. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine synchronisierte Längen Anpassung nicht realisiert, die während des Durchstimmprozesses auftretenden Modensprünge und ihre Auswirkung auf die zeitliche Entwicklung der Ausgangsamplitude des Laser werden im folgenden charakterisiert.

Das Zeitsignal des Lasers wird nach Abschnitt 2.3.1 durch die Überlagerung der Moden bestimmt. Bei einem Modenwechsel überlagern sich zwei benachbarte Moden und im Zeitsignal ist entsprechend eine Schwebung mit der Frequenz des Abstandes dieser beiden Moden zu sehen, hier 82 MHz. Die im folgenden gezeigten, gemessenen Zeitsignale wurden mit einem Photodetektor mit einer Anstiegszeit von 10 ns aufgenommen. Damit kann die Schwebungsfrequenz von 82 MHz aufgelöst werden, das Signal ist aber auch für den Fall gleich intensiver Signale nicht komplett durchmoduliert.

Zunächst wurde das Zeitsignal des Lasers bei einer festen Frequenz aufgenommen (Abbildung 3.12). Im Graphen a) ist der Fall ohne Modensprung dargestellt, das Signal ist im Rahmen der Messgenauigkeit konstant. Da der Laser nicht thermisch stabilisiert war, traten aufgrund der thermischen Änderung der optischen Wegstrecke des Lasers spontane Modensprünge auf. Dieser Fall ist in Abbildung 3.12 b) dargestellt. Die detaillierte Darstellung eines solchen spontanen Modenwechsels in Abbildung 3.13 zeigt deutlich ein

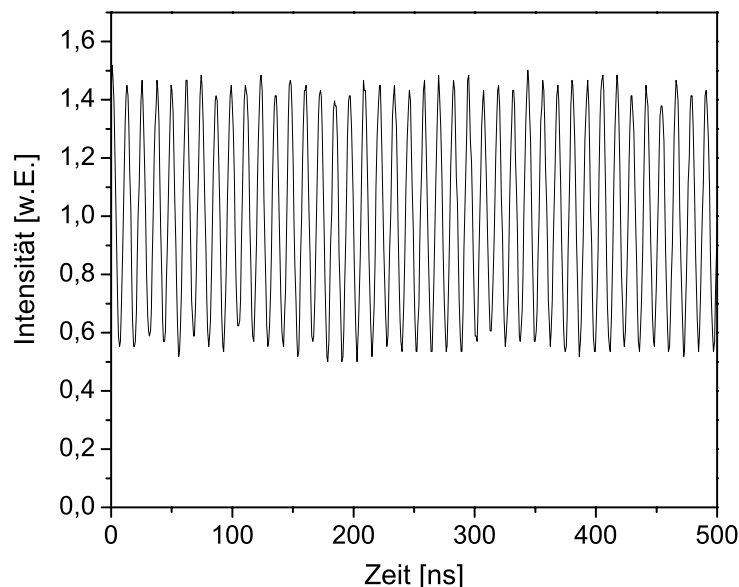


Abbildung 3.13: *Zeitsignal des Oszillators während eines Modensprunges.*

sinusförmiges Signal mit einer Frequenz von 82 MHz. Die Form weist daraufhin, dass nur zwei Moden im Resonator oszillieren. Ein gleichzeitiges Oszillieren von drei oder mehr Moden konnte bei dem Faserlaser weder im Zeitsignal noch mit Hilfe des scannenden Fabry-Perot-Interferometers nachgewiesen werden. Aus dem Modenabstand von 82 MHz ergibt sich eine Resonatorumlaufzeit von 12 ns und eine optische Weglänge des Resonators von $L_{\text{opt}} = 3,65$ m. Auf die thermischen Einflüsse, die diesen spontanen Modenwechseln zugrunde liegen wird in Abschnitt 3.5 näher eingegangen.

Anschließend wurde das Lasersignal während des Durchstimmprozesses charakterisiert. Hierzu wurde der Laser mit einem am Littrow-Gitter angebrachten Piezo-Aktor in der Frequenz abgestimmt und die resultierende Frequenzänderung des Lasersignals mit dem Fabry-Perot-Interferometer gemessen. Der Piezo-Aktor wurde mit einer Dreiecksspannung moduliert. Die resultierenden Fabry-Perot-Graphen sind in Abbildung 3.14, links, gezeigt. Es ist deutlich zu sehen, dass die Frequenz der dreieckigen Spannung des Piezo-Aktors folgt. Da durch die Messmethode die Gesamtzahl der Punkte limitiert war, konnten pro Fabry-Perot Scan nur 150 Punkte aufgenommen werden. Dadurch ist die Auflösung der einzelnen Graphen begrenzt. Trotzdem wird deutlich, dass in dem Laser während des Durchstimmprozesses jede Mode anschwingt. Dies ist für die Anwendung des Lasers für durchstimmende Messprozesse wichtig, da die Auflösung so durch den Modenabstand ge-

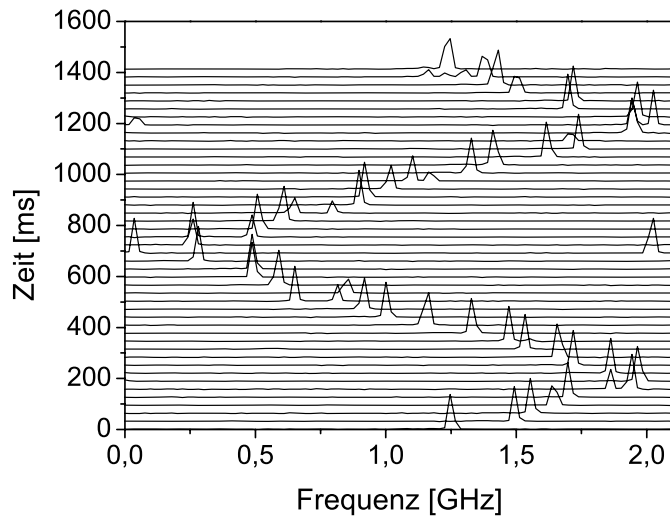


Abbildung 3.14: Messung der Laserfrequenzänderung mit dem scannenden Fabry-Perot-Interferometer beim Durchstimmen des Oszillators mit dem Piezo-Aktor.

geben ist und nicht durch fehlende Moden beim Durchstimmen weiter reduziert wird.

Das Zeitsignal wurde wie oben beschrieben mit einem Photodetektor aufgenommen und ist in Abbildung 3.15 dargestellt. Deutlich sind viele kurze Amplitudenfluktuationen zu sehen, die an den Stellen der Modensprünge auftreten. Da die Modenwechsel teilweise sehr schnell stattfinden, konnte im Zeitsignal nicht jeder Modenwechsel im Durchstimmprozess nachgewiesen werden. Gleichzeitig weisen alle im Zeitsignal auftretenden Modenwechsel die feste Beatfrequenz von 82 MHz auf. Solcherart Fluktuationen können in einer Messanwendung einfach elektronisch herausgefiltert werden.

3.5 Einfluss der Temperatur auf die Stabilität des Systems

Zur genaueren Bestimmung des Temperatureinflusses auf den Faserlaser wurde die Frequenzverschiebung des Lasers bei Änderung der Fasertemperatur ermittelt werden. Bei einer Temperaturerhöhung dehnt sich das Quarzglas der Faser aus und ihre Länge ändert sich. Gleichzeitig ändert sich der Brechungsindex des Quarzglases. Beides hat Einfluss auf die optische Resonatorlänge. Da sich die Transmission der Gitterstrecke nicht tempe-

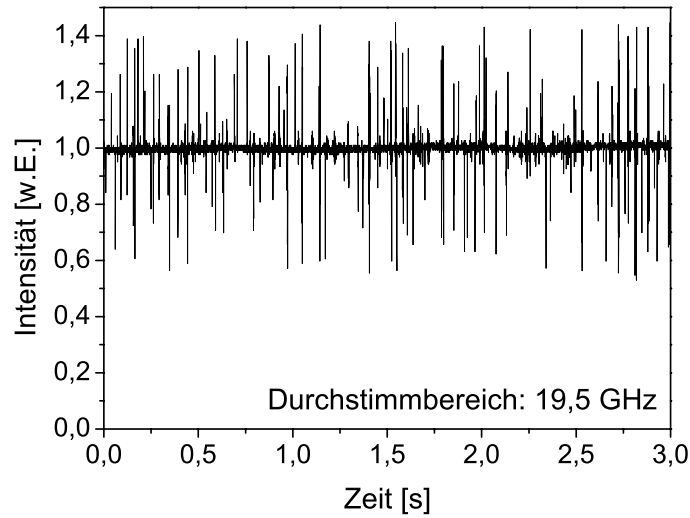


Abbildung 3.15: Zeitsignal des Oszillators während des Durchstimmens mit der motorisierten Drehachse des Littrow-Gitters. Durchstimmgeschwindigkeit: 6,5 GHz pro s.

raturabhängig ändert, verschiebt sich die Frequenz des Lasers nur innerhalb eines freien Spektralbereiches des Resonators und springt dann zurück.

Die Längenänderung dL_F der Faser der Länge L_F ist proportional zu ihrem Ausdehnungskoeffizienten α :

$$\frac{dL_F}{dT} = \alpha L_F \quad (3.11)$$

Die Brechungsindexänderung dn ist gegeben durch:

$$\frac{dn}{dT} = \beta \quad (3.12)$$

β ist der thermische Koeffizient des Brechungsindex. Aus beidem ergibt sich eine Änderung der optischen Weglänge des Resonators L_{opt} in Abhängigkeit von der Temperatur:

$$L_{opt} = L_F \cdot n \quad (3.13)$$

$$\frac{dL_{opt}}{dT} = \alpha L_F n + \beta L_F \quad (3.14)$$

Ändert sich die optische Länge des Resonators, so ändert sich die Emissionswellenlänge des Oszillators linear mit. Ändert sich die optische Resonatorlänge um eine Wellenlänge ($dL_{opt} = \lambda$), dann tritt ein Modensprung auf. Die Temperaturänderung dT_{sprung} dafür ist:

$$dT_{sprung} = \frac{\lambda}{L_F(\alpha n + \beta)} \quad (3.15)$$

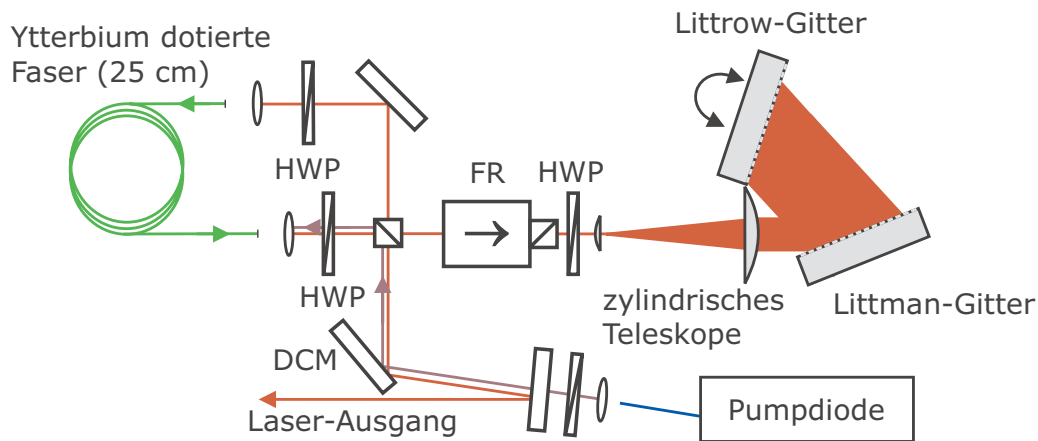


Abbildung 3.16: Aufbau des Oszillators mit 255 MHz freiem Spektralbereich. HWP bzw. QWP: $\lambda/2$ - bzw. $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte, DCM: Dichroitischer Spiegel zum separieren von Pump- und Laserlicht. Die Faserlänge wurde durch den Verzicht auf die Faserkoppler auf 25 cm reduziert.

Die Frequenzverschiebung ist um so einfacher zu messen, je größer der freie Spektralbereich des Resonators ist und je weiter also die benachbarten Moden auseinander liegen, da nur zwischen den Modensprüngen eine Frequenzdrift gemessen werden kann. Der Oszillator wurde deshalb so modifiziert, dass er einen größeren freien Spektralbereich aufwies. Während die Freistrahlstrecke unverändert blieb, wurde die Faserstrecke so weit wie möglich gekürzt. Dazu wurden sowohl der WDM als auch der 50 / 50 Koppler aus dem Aufbau entfernt. Die aktive Faser wurde direkt mit Steckern versehen und auf ca. 25 cm gekürzt. Der modifizierte Aufbau ist in Abbildung 3.16 dargestellt. Das linear polarisierte Pumplicht wird durch die Faserendfläche entgegen der Umlaufrichtung des Lasers zugeführt. Laserlicht und Pumplicht werden über einen dichroitischen Spiegel getrennt. Als Auskoppler dient der Polarisationsstrahlteilerwürfel vor dem Faradayrotator.

Die Ausgangsleistung des Lasers betrug maximal 31 mW bei 1030 nm. Die geringe Leistung ist durch die schlechte Einkoppeleffizienz des Pumplichts begründet. Der Durchstimmbereich dieses Aufbaus lag zwischen 1017 nm und 1043 nm und ist damit aufgrund der geringeren Reabsorption der kürzeren aktiven Faser in den kürzerwelligen Bereich verschoben.

Um den thermischen Einfluss auf die Laserfrequenz zu bestimmen, wurde die Hälfte der Faser auf einer temperaturgeregelten Grundplatte platziert (die anderer Hälfte war durch die kleine Geometrie des Aufbaus und die Faserstecker nicht zugänglich). Die Änderung der Laserfrequenz wurde automatisiert mit dem scannenden Fabry-Perot-Resonator aus-

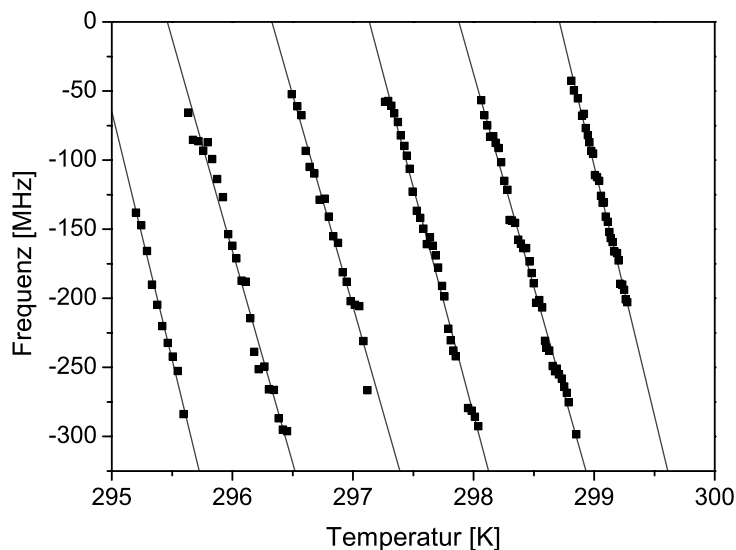


Abbildung 3.17: *Abhängigkeit der Laserfrequenz von der Fasertemperatur. Der freie Spektralbereich des Lasers betrug 255 MHz.*

gelesen, während die Temperatur variiert wurde. In Abbildung 3.17 ist die Laserfrequenz gegen die Temperatur aufgetragen. Übersteigt die optische Weglängenänderung des Laserresonators eine Wellenlänge, springt die Laserfrequenz um einen freien Spektralbereich zurück, hier also um 255 MHz. Die optische Längenänderung ist entsprechend Gleichung 3.13 linear zu der Temperaturänderung. Demzufolge ist auch die Wellenlängenänderung im Bereich zwischen den Modensprüngen linear und die Frequenzänderung in erster Näherung auch. Deshalb wurde an die Messpunkte zwischen den Modensprüngen eine Gerade angefügt. Die mittlere Steigung ist 298 MHz/K für eine Faserlänge von 12,5 cm. Das entspricht einer Längenänderung von $1,2 \mu\text{m}/\text{K}$. Aus Literaturwerten für den Ausdehnungskoeffizienten von Quarzglas $\alpha = 1 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ und den thermischen Koeffizienten des Brechungsindex $\beta = 10 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ ergibt sich für ein Wert von $1,3 \mu\text{m}/\text{K}$, was gut mit dem gemessenen Wert übereinstimmt (GERTHSEN ET AL., 1989, MALITSON, 1965). Berücksichtigt man die gesamte Faserstrecke dieses Oszillators, genügt eine Temperaturänderung von 433 mK um einen Modensprung hervorzurufen.

Übertragen auf den ursprünglichen Resonator mit einem freien Spektralbereich von 80 MHz und einer mit 2,8 m um den Faktor 10 längeren Faserstrecke ergibt sich eine Längenänderung von $13,6 \mu\text{m}/\text{K}$. Damit genügt eine Temperaturänderung von 39 mK um einen Modensprung herbeizuführen. Für einen stabilen Betrieb müsste die Faserstrecke also

sehr genau in der Temperatur stabilisiert werden. Die Temperaturdrift ist allerdings ein langsamer Prozess im Vergleich zu der Durchstimmgeschwindigkeit des Lasers. Da das System für scannende Messverfahren verwendet werden soll, bei denen in jedem Fall Modensprünge auftreten, wurde hier von einer Temperaturstabilisierung abgesehen.

3.6 Ytterbium Faserlaser als 3- und 4-Niveausystem

Wie im Abschnitt 2.2.1 dargelegt, ist mit Ytterbium dotiertes Glas ein Quasi-3-Niveausystem. Das untere Laserniveau befindet sich im Grundzustandsmultiplett und ist damit thermisch besetzt. Dies führt zur Reabsorption des Lasersignals in dem aktiven Material. Bei einem spektral nicht eingeschränkten Laser resultiert daraus eine längerwellige Emission, da bei jedem Reabsorptions- und folgendem Emissionsprozess das emittierte Photon geringere Energie als das absorbierte Photon hat. Bei einem spektral stark eingeschränkten System reduziert sich durch Reabsorption die Effizienz des Laserprozesses, da die reemittierten Photonen auf Grund ihrer längere Wellenlänge gegebenenfalls außerhalb des effektiven Verstärkungsspektrums liegen. Gravierender ist, dass die Reabsorption wie ein sättigbarer Absorber wirkt. Kleine Signalintensitäten erfahren Verluste durch die Reabsorption, ohne die Besetzung des unteren Laserniveaus signifikant zu beeinflussen. Bei großer Signalintensität wird die Besetzung im unteren Laserniveau reduziert und die Wahrscheinlichkeit für weitere Reabsorptionsprozesse sinkt. Damit reduzieren sich in der Folge auch die Verluste für das Signal und der Photonenfluss wird erhöht. Die Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus ist erhöht. Durch spontane und stimulierte Emission relaxieren die Ionen wieder in das untere Laserniveau, der Photonenfluss wird durch diese Emission nochmals erhöht. Sind die Ionen wieder relaxiert, ist der Verlust durch Reabsorption wieder hergestellt und der Kreislauf kann von neuem beginnen. Die Lebensdauer dieses sättigbaren Absorbers entspricht der Lebensdauer des oberen Laserniveaus, die für ytterbiumdotiertes Quarzglas im Bereich einiger $100 \mu\text{s}$ liegt. Durch diesen Prozess werden Störungen im Lasersignal verstärkt und der Laser neigt zum Selbstpulsen oder genauer zur Selbstgüteschaltung. Insbesondere bei Systemen mit großer Verstärkung kann unerwartetes Selbstpulsen bis zur Zerstörung des Systems führen.

Bei einem durchstimmbaren Laser hängt der Übergang zwischen dem Verhalten des Lasers als 3- oder 4-Niveausystem nicht nur von der Temperatur des Lasermediums ab, sondern ebenfalls von der Emissionswellenlänge und damit der Übergangsenergie zwischen obo-

rem und unterem Laserniveau. Da das obere Laserniveau festgelegt ist - der Laserübergang startet immer im untersten Sublevel des oberen Laserniveaus - muss der Übergang bei unterschiedlicher Energie im Grundzustand enden, je niedriger die Photonenenergie ist, bei desto höherer Energie endet er. Gleichzeitig folgt die thermische Besetzung des Grundzustandes der Boltzmann-Verteilung, nimmt also zu höherer Energie exponentiell ab. Durch diesen schnellen Abfall der Besetzung kann praktisch eine Grenzwellenlänge definiert werden, oberhalb der die verbleibende Besetzung des unteren Laserniveaus für den Laserprozess keine Rolle mehr spielt. Der Laser verhält sich dann wie ein 4-Niveau-Laser und die aus der Reabsorption resultierenden Effekte entfallen.

Die übliche Methode zur Bestimmung des Niveausystems eines Lasers ist die Messung des Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnittes der verwendeten aktiven Faser mit spektroskopischen Verfahren (PASK ET AL., 1995). Problematisch ist dabei, dass das Profil der Wirkungsquerschnitte bei der Propagation durch die aktive Faser verfälscht wird. Deshalb wird der Verlauf des Emissionswirkungsquerschnittes durch eine Messung der seitlich an der Faser austretenden Fluoreszenz bestimmt. Der Verlauf des Absorptionswirkungsquerschnittes wird durch eine Weisslichtabsorptionsmessung bestimmt, wobei hier die Propagationseffekte durch Messungen bei verschiedenen Faserlängen berücksichtigt werden. Absolute Werte des Emissionswirkungsquerschnittes erhält man, indem das Integral des Gesamtspektrums zur Lebensdauer des oberen Laserniveaus in Relation gesetzt wird. Der Absorptionswirkungsquerschnitt wird über die McCumber-Relation auf den Emissionswirkungsquerschnitt skaliert (MCCUMBER, 1964). Insgesamt ist dies ein aufwendiges Verfahren, dass nur resonatorextern durchgeführt werden kann und durch die meist durch Rückschnitt erzeugte Faserlängenvariation zur Zerstörung der untersuchten Faser führt.

Ein einfaches Verfahren zur Bestimmung des Niveausystems eines Lasermaterials wurde von OKHOTNIKOV ET AL. (1994) vorgestellt. Es beruht auf der Messung der Frequenz der Relaxationsoszillationen im Laserbetrieb. Relaxationsoszillationen sind Schwingungen der Ausgangsamplitude des Lasersignals, die auftreten, wenn die Besetzung der Laserniveaus durch eine Störung aus dem Gleichgewichtszustand gebracht wird. Während im Gleichgewichtszustand die Inversion immer konstant ist, kann sie durch eine Störung erhöht oder verringert werden. Die Oszillationen, die die Inversion und der ihr nachfolgende Photonenfluss im Resonator ausführen, werden als Relaxationsoszillationen bezeichnet. Da es sich bei diesen um eine Änderung der Besetzung der Niveaus handelt, hängt ih-

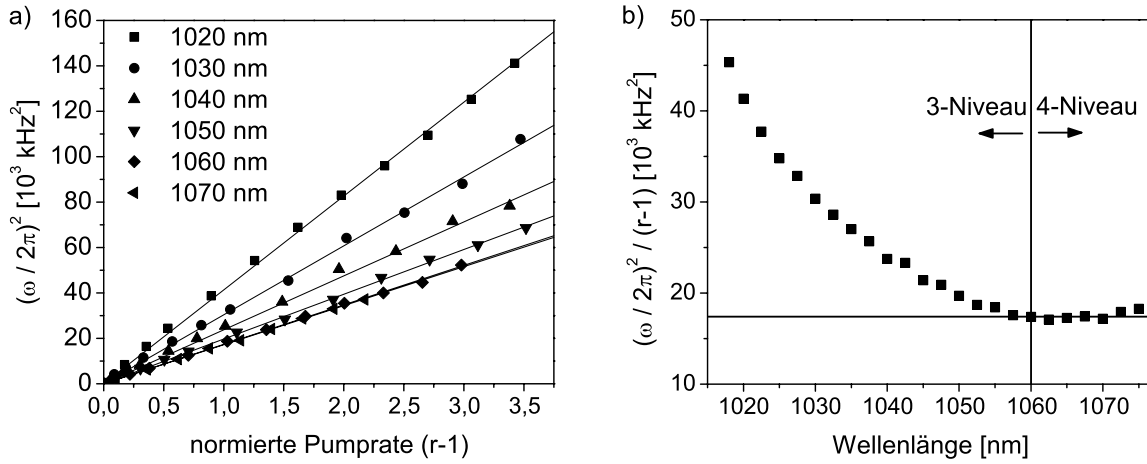


Abbildung 3.18: a) $(\omega/2\pi)^2$ aufgetragen gegen die normalisierte Pumprate $(r - 1)$ für verschiedene Wellenlängen. b) Entwicklung der Steigungen aus Graph a) in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Oberhalb von 1060 nm zeigt sich keine Abhängigkeit von der Wellenlänge, da das untere Laserniveau thermisch nicht mehr besetzt ist.

re Frequenz ω_{relax} von Lebensdauer des oberen Laserniveaus τ_2 und von der Pumprate R (im Verhältnis zur Schwellpumprate R_{th} ab ($r = R/R_{\text{th}}$)). Außerdem geht bei einem 3-Niveausystem die Besetzung des unteren Laserniveaus mit ein. Für die Frequenz ω_{relax} der Relaxationsschwingungen gilt (ORSILA UND OKHOTNIKOV, 2005, OKHOTNIKOV UND SALCEDO, 1994):

$$\omega_{\text{relax}}^2 = \sigma c \eta (f^u + f^l) (R - R_{\text{th}}) \text{ bzw.} \quad (3.16)$$

$$\omega_{\text{relax}}^2 = \frac{1}{\tau_2 \tau_c} (1 + c \tau_c \sigma \eta f^l N) (r - 1) \quad (3.17)$$

Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit und N die Gesamtzahl der aktiven Ionen pro Volumen. Die Resonatorverluste gehen über die Photonenlebensdauer im Laserresonator τ_c ein. η ist der Längenanteil der aktiven Faser an der gesamten Resonatorlänge, f^u und f^l die Besetzungswahrscheinlichkeit des oberen und unteren Laserniveaus und σ der Wirkungsquerschnitt des Laserüberganges.

Das Quadrat der Relaxationsfrequenz ist linear zu der normierten Pumprate r . Gemessen wurde die Relaxationsfrequenz an dem ursprünglichen Oszillator mit 80 MHz freiem Spektralbereich mit einem InGaAs-Photodetektor und einem Radiofrequenz-Spektrumanalysator für verschiedene Pumpleistungen. Gleichzeitig wurde jeweils die Ausgangsleistung aufgenommen und die Schwellpumpleistung durch einen Linearfit durch diese Messpunkte

bestimmt. In Abbildung 3.18 a) ist der lineare Zusammenhang zwischen dem Quadrat der Relaxationsoszillationsfrequenz und der normierten Pumprate zu sehen. Wie oben dargestellt, ändert sich bei einem 3-Niveausystem die Besetzungswahrscheinlichkeit des unteren Laserniveaus f^l wellenlängenabhängig.

Im Fall eines 4-Niveausystems ist das untere Laserniveau unbesetzt ($f^l = 0$) und der erste Faktor in Klammern in Gleichung 3.17 nimmt den Wert 1 an. Die Steigung der Geraden in Abbildung 3.18, links, ist unabhängig von der Wellenlänge. In Abbildung 3.18 b) ist die Steigung in Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt. Oberhalb von 1060 nm ändert sie sich nicht weiter, der Laser verhält sich wie ein 4-Niveausystem. Unterhalb ist der Einfluss der Besetzung des unteren Laserniveaus deutlich zu sehen, der Laser verhält sich wie ein 3-Niveausystem. Die gesamte Messung wurde bei Raumtemperatur durchgeführt. Die gemessene Grenze verschiebt sich mit der Temperatur der aktiven Faser, dies spielt jedoch bei dem für Raumtemperatur vorgesehenen Laser keine Rolle.

Zusätzlich zu dem Übergang zwischen 3- und 4-Niveausystem können aus den obigen Messungen der effektive Emissionswirkungsquerschnitt und der effektive Absorptionswirkungsquerschnitt berechnet werden. Sie bezeichnen das Produkt aus dem Wirkungsquerschnitt des Laserüberganges σ und der Besetzungswahrscheinlichkeit der Laserniveaus.

$$\sigma_{\text{Em}}^{\text{eff}} = \sigma f^u \quad (3.18)$$

$$\sigma_{\text{Abs}}^{\text{eff}} = \sigma f^l \quad (3.19)$$

Aus Gleichung 3.17 folgt der Absorptionswirkungsquerschnitt, der Emissionswirkungsquerschnitt ergibt sich mit der gemessenen Pumprate aus 3.16:

$$\sigma_{\text{Abs}}^{\text{eff}} = \frac{1}{c\eta N} \left(\frac{\omega_{\text{relax}}^2}{r-1} \tau_2 - \frac{1}{\tau_c} \right) \quad (3.20)$$

$$\sigma_{\text{Em}}^{\text{eff}} = \frac{1}{c\eta R_{\text{Th}}} \frac{\omega_{\text{relax}}^2}{(r-1)} - \sigma_{\text{Abs}}^{\text{eff}} \quad (3.21)$$

Benötigt werden die Lebensdauer des oberen Laserniveaus τ_2 und der Photonen im Resonator τ_c . Für die verwendete Faser wurde τ_2 gemessen, indem ein 10 cm langes Faserstück bei 976 nm mit annähernd rechteckförmigen Pulsen gepumpt wurde und das Ausgangssignal mit einem InGaAs Photodetektor zeitaufgelöst aufgenommen wurde. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.19 a) dargestellt. Zum Zeitpunkt $t = 0$ ms wurde das Pumplicht mit einem Shutter geblockt. Der steile Abfall des Signals ist auf Restpumplicht aus der Faser zurückzuführen. Anschließend ist der exponentielle Abfall der Fluoreszenz zu erkennen. Bei etwa 2,5 ms öffnet sich der Pumplichtshutter wieder. Aus dem exponentiellen Abfall

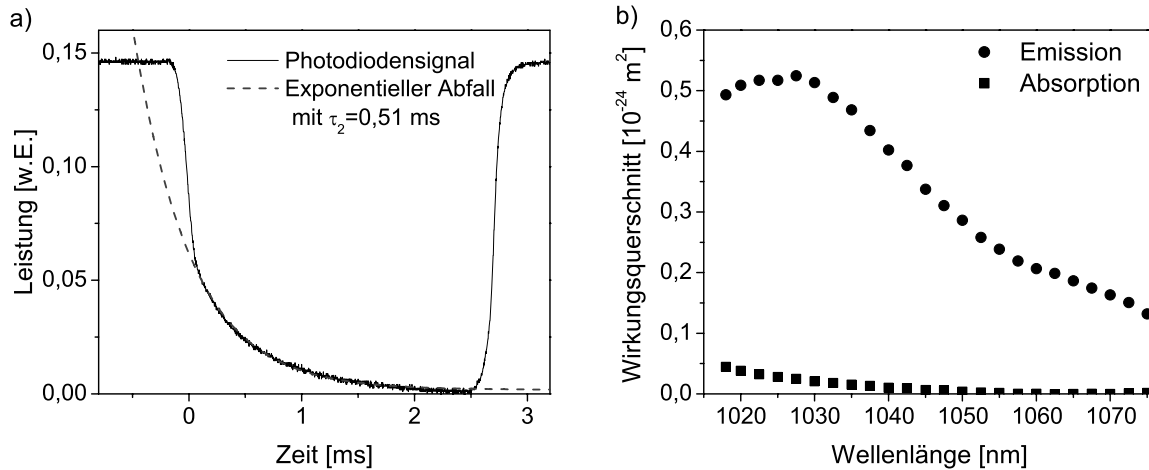


Abbildung 3.19: a) Messung der Lebensdauer des oberen Laserniveaus der ytterbiumdotierten Faser. b) Effektiver Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt der verwendeten Faser über die Wellenlänge.

des Signals ergibt sich eine Lebensdauer von $\tau_2 = 510 \mu\text{s}$. Die Photonenlebensdauer im Resonator τ_c kann aus den Messergebnissen im 4-Niveausystem errechnet werden. Aus Gleichung 3.17 ergibt sich

$$\begin{aligned} \frac{\omega_{\text{relax}}^2}{r-1} &= \frac{1}{\tau_2 \tau_c} \\ &= 17,2 \cdot 10^3 \text{ kHz}^2 \cdot (2\pi)^2 \end{aligned} \quad (3.22)$$

Daraus resultierte eine Photonenlebensdauer von $\tau_c = 2,9$ ns.

Für die effektiven Wirkungsquerschnitte folgt insgesamt der in Abbildung 3.19 b) gezeigte Verlauf. Mit einem maximalen Emissionswirkungsquerschnitt von $0,53 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$ ist die Messung in guter Übereinstimmung mit den von PASK ET AL. (1995) und PASCHOTTA ET AL. (1997b) ermittelten Spektren, die einen maximalen Wirkungsquerschnitt von $0,62 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$ nachweisen (vergleiche Abbildung 2.5). Damit konnten zum ersten Mal die Wirkungsquerschnitte einer mit Ytterbium dotierten Glasfaser ohne aufwendige Mess- und Skalierungsverfahren direkt im Laserbetrieb ermittelt werden.

Für das vorgestellte System bedeutet der Übergang vom 3-Niveausystem zum 4-Niveausystem, dass im kurzwelligen Bereich mit auf Reabsorption beruhenden Effekten zu rechnen ist, diese aber durch den abnehmenden Absorptionswirkungsquerschnitt mit zunehmender Wellenlänge keine Rolle mehr spielen. Dies gilt für den Oszillator, aber insbesondere auch für die in Abschnitt 4 vorgestellten Verstärkerstufen. Die hier zur Verfügung

stehenden Leistungen reichen bei unbeabsichtigten, durch Reabsorption verursachten Pulsen, zur Zerstörung der Faserendflächen aus. Um dies zu vermeiden, wird der Durchstimmbereich im kurzwelligen Bereich deshalb eingeschränkt.

3.7 Rauschmessung am Oszillator

Zusätzlich zu dem in Abschnitt 3.4 beschriebenen Einfluss der longitudinalen Moden auf das Ausgangssignal des Faserlasers wird dieses auch durch andere, sowohl laserinterne als auch von außen in den Laser eingebrachte Einflüsse gestört. Das hierdurch verursachte Amplitudenrauschen des Laser ist für viele Anwendungen in der Mess- und Kommunikationstechnik von entscheidender Bedeutung und wird im folgenden Abschnitt charakterisiert.

Wenn es auf extrem rauscharme Signale ankommt, werden zumeist mit Neodym dotierte, monolithisch aufgebaute Festkörperlaser oder Faserlaser mit fester Ausgangswellenlänge auf Basis der „distributed feedback“-Technik (DFB) angewendet. Beide Lasersysteme zeigen Rauschamplituden in der selben Größenordnung (TRÖBS, 2005, KOHERAS A/S, 2007). 2006 wurde die Aufbautechnik des monolithischen Ring-Resonators durch BURDACK ET AL. (2006) auf Ytterbium dotiertes Material übertragen und der Laser hinsichtlich seines Amplitudenrauschens mit dem Neodym basierten Laser verglichen. Beide Systeme zeigen leichte Unterschiede in den Amplitudenrauschspektren, die darauf hindeuten, dass bei dem Quasi-3-Niveausystem Ytterbium interne Rauschprozesse eine stärkere Rolle spielen, als bei dem 4-Niveausystem Neodym. Ob die Unterschiede niveausystem- oder materialabhängig sind, konnte anhand dieser Messungen nicht gezeigt werden. Das vorgestellte Lasersystem bietet die einmalige Möglichkeit bei einem ansonsten unveränderten Aufbau Amplitudenrauschspektren im Betrieb als 3- und 4-Niveausystem zu messen und den Einfluss des Niveau-Schemas auf die Rauschcharakteristik zu zeigen.

Das relative Intensitätsrauschen (RIN) des Lasersignals wurde mit einem InGaAs-Photodetektor und je einem elektrischen Radiofrequenz-Spektrumanalysator für den Frequenzbereich unterhalb und oberhalb von 100 kHz vermessen. Es wird bestimmt durch mehrere Faktoren. Zum einen durch externe Einflüsse wie technisches Rauschen und Fluktuationen in der Pumplichtquelle. Zum anderen durch laserinterne Effekte, wie statistische Fluktuationen am Auskoppler und aus den Resonatorverlusten, Rauschen aus der spontanen Emission und Dipolfluktuationen. Die einzelnen Rauschanteile haben jeweils einen

eigenen, charakteristischen Frequenzverlauf. Eine eingehende Betrachtung dieser Mechanismen findet sich zum Beispiel in RALPH ET AL. (1999) und BACHOR UND RALPH (2004). Der durchstimmbare Laser bietet die Möglichkeit, die Rauscheigenschaften sowohl bei 1030 nm im 3-Niveau-Betrieb, als auch bei 1070 nm im 4-Niveau-Betrieb zu untersuchen.

Die entsprechenden Intensitätsrauschspektren des Lasers sind in den Abbildungen 3.20 und 3.21 zusammen mit dem gemessenen Schrotrauschlevel dargestellt. Dieser wurde ermittelt, indem eine Weißlichtquelle (Halogenlampe) mit dem identischen Photostrom vermessen wurde, der bei der anschließenden Messung am Laser verwendet wurde. Diese Messung stimmt für Frequenzen oberhalb 1 kHz gut mit dem berechneten Schrotrauschlevel überein und steigt unterhalb 1 kHz durch technisches Rauschen bedingt an. Der berechnete Schrotrauschlevel RIN_{Schrot} ergibt sich aus dem Photostrom I_{Phot} zu $RIN_{\text{Schrot}} = \sqrt{2e/I_{\text{Phot}}}$. Alle Messungen lagen signifikant oberhalb des Geräterauschens der Messapparatur. Beide Messungen zeigen prinzipiell den gleichen Verlauf. Unterhalb von 1 kHz dominierte technisches Rauschen das Lasersignal, vergleichbar mit der Messung an der Weißlichtquelle. Bei beiden Wellenlängen ist deutlich das durch die Relaxationsoszillationen hervorgerufene Maximum zu erkennen, für 1070 nm bei 200 kHz, für 1030 nm auf Grund der höheren resonatorinternen Leistung bei 390 kHz. Das Plateau im Frequenzbereich unterhalb des Relaxationsmaximums wie zu sehen ist, war durch die Pumpquelle bedingt. Der Laser zeigte hier ein RIN von 2 bis $3 \cdot 10^{-7} \text{ Hz}^{-1/2}$. Oberhalb der Relaxationsfrequenz fällt das Rauschspektrum ab, bis es den Schrotrauschlevel erreicht. Dieser Abfall zeigt eine $1/f$ -Charakteristik, wie sie schon für monolithische Festkörperlaser mit vergleichbarer Ausgangsleistung gezeigt wurde (HARB ET AL., 1994, BURDACK ET AL., 2006). Sie deutet daraufhin, dass das Intensitätsrauschen des Lasers oberhalb der Relaxationsfrequenz nicht durch Rauschen der Pumplichtquelle, sondern durch interne Rauschprozesse bestimmt ist. Im Vergleich dazu zeigen die aktuellen monolithischen Festkörperlaser mit höherer Ausgangsleistung eine $1/f^2$ -Charakteristik (INNOLIGHT GMBH, 2006). Einziger Unterschied der Rauschspektren im 3- und 4-Niveau-Betrieb ist der im 3-Niveau Fall vergleichsweise langsamere Anstieg aus dem pumpinduzierten Rauschen zum Relaxationsmaximum. Auch er deutet daraufhin, dass hier im Unterschied zum 4-Niveau Fall interne Rauschprozesse überwiegen.

Insgesamt zeigt ein Vergleich der Intensitätsrauschspektren mit den oben zitierten monolithischen Festkörperlasern auf Neodym- bzw. Ytterbium-Basis, sowie kommerziell verfü-

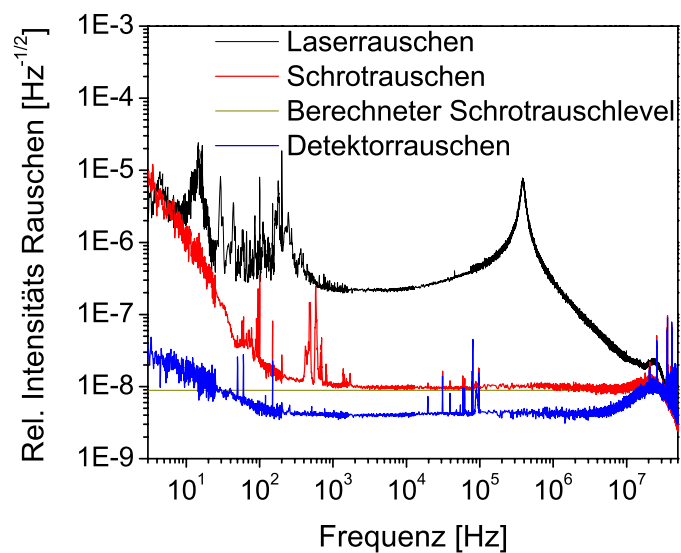


Abbildung 3.20: Rauschspektrum des Oszillators bei 1030 nm Wellenlänge (3-Niveausystem).

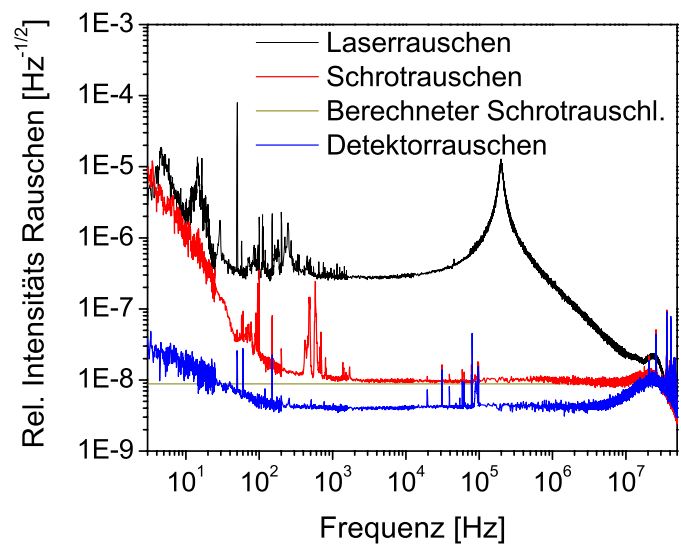


Abbildung 3.21: Rauschspektren des Oszillators bei 1070 nm Wellenlänge (4-Niveausystem).

baren DFB-Faserlasern, dass der hier vorgestellte Faserlaser Rauschpegel in der gleichen Größenordnung wie diese Lasersysteme aufweist. Der Nd:NPRO ist mit einem RIN von etwa $1,8 \cdot 10^{-7} \text{ Hz}^{-1/2}$ im Bereich des Pumprauschplateaus etwas rauschärmer. Sowohl der Yb:NPRO (etwa $6,3 \cdot 10^{-7} \text{ Hz}^{-1/2}$) als auch der DFB-Faserlaser (etwa $1,8 \cdot 10^{-6} \text{ Hz}^{-1/2}$) weisen ein etwas höheren Rauschpegel an dieser Stelle auf. Im gegensatz zu dem vorgestellten Laser sind diese Systeme jedoch nur marginal durchstimmbare. Die gemessenen Rauschpegel zeigen, das der durchstimmbare Faseroszillator gut für präzise Messanwendungen verwendet werden kann.

3.8 Zusammenfassung der Oszillatorergebnisse

Als Basis für ein Master-Oszillator-Power-Amplifier System wurde ein einfrequenter, durchstimmbarer, ytterbiumdotierter Faserlaser realisiert. Durch den Aufbau als unidirektionaler Ringresonator und die Verwendung von polarisationserhaltenden Fasern konnten Instabilitäten durch Stehwellen und Polarisationsabhängigkeiten im Durchstimverhalten vermieden werden. Mit einer Doppelgitteranordnung ist der Laser durchstimmbare über 58 nm von 1020 nm bis 1078 nm mit einer maximalen Ausgangsleistung von 134 mW bei 1040 nm. Im Bereich von 1027,5 nm bis 1067,5 nm sind über 95 % der gemessenen Leistung im Spektrum der Laserlinie. Die gemessene spektrale Linienbreite des Lasers liegt unter 100 kHz in 580 ms Messdauer, die Auflösung eines scannenden Messverfahrens zum Beispiel in der Spektroskopie ist damit nur durch den Modenabstand von 82 MHz limitiert.

Der für einen einfrequente Laser einmalig weite Durchstimmbereich wurde ausgenutzt, um erstmals durch Auswertung der Relaxationsoszillationen die effektiven Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitte der aktiven Faser im Laserbetrieb zu bestimmen. Damit konnte auch der Nachweis erbracht werden, das der Durchstimmbereich den Übergang im Laserbetrieb als Quasi-Dreineiveausystem und einem effektiven Vierniveausystem abdeckt.

Zusätzlich konnte gezeigt werden, dass das relative Intensitätsrauschen dieses Faserlasers vergleichbar mit den Rauschleveln von kommerziell erhältlichen, nicht durchstimmbaren Festkörperlasersystemen ist und etwa um den Faktor 5 besser als bei einem vergleichbaren kommerziellen nicht durchstimmbaren Faserlaser. Damit genügt der durchstimmbare Faseroszillator höchsten Ansprüchen der Messtechnik. Insgesamt vereint er erstmals die

Vorteile eines einfrequenter Lasers mit einem Durchstimmbereich, der mehr als 5% der Zentralwellenlänge abdeckt.

Kapitel 4

Leistungsskalierung

In der vorliegenden Arbeit wurde durch die Verwendung des MOPA-Konzeptes die Durchstimmbarkeit und die Linienbreite des in Kapitel 3 beschriebenen Lasers beibehalten, gleichzeitig aber auch die für eine Frequenzkonversion benötigte Leistung erreicht. Durch das Ausschneiden von Pulsen aus dem Oszillatorsignal und der anschließenden Verstärkung wurde eine Pulsspitzenleistung erreicht, die für die anvisierte Frequenzkonversion eine weitere Effizienzsteigerung verspricht (LIU ET AL., 2005).

Der modulare Gesamtaufbau zur Leistungsskalierung ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Das System besteht aus vier Modulen, die Basis bildet als erstes Modul der schon vorgestellte einfrequente, durchstimmbare Laser-Oszillator. Im Modul Pulserzeugung werden aus dem kontinuierlich emittierenden Oszillatorsignal rechteckförmige Pulse ausgeschnitten. Das komplett faseroptisch realisierte Modul Vorverstärker kompensiert die durch die Pulserzeugung verursachten Verluste. Im abschließenden Modul Leistungsverstärkung werden die Pulse verstärkt, so dass die Pulsspitzenleistungen die Anwendung des Gesamtsystems für eine effiziente Frequenzkonversion ermöglichen. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Module zur Pulserzeugung und Verstärkung beschrieben und charakterisiert.

4.1 Pulserzeugung

Eine nachfolgende Frequenzkonversion wird um so effizienter, je höher die Intensitäten pro Volumen im Konversionskristall sind. Damit hängt die Effizienz nicht von der mittleren Leistung des Lasers ab, sondern von der Spitzenleistung (BOYD, 2002). Wie in Abschnitt

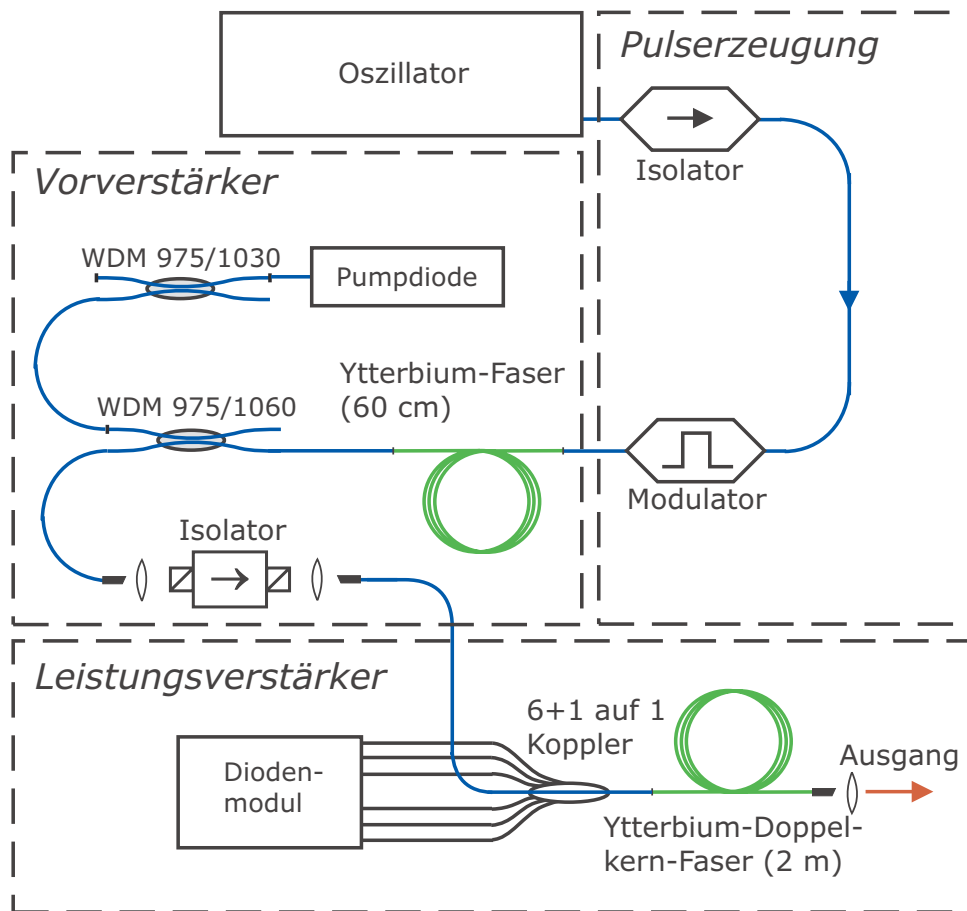


Abbildung 4.1: Aufbau des mehrstufigen Verstärkungssystems. Die Module zur Pulserzeugung und -verstärkung sind durch gestrichelte Boxen gekennzeichnet.

2.4.2 dargestellt, können in einem optischen Verstärker Pulse hoher Spitzenleistung erzeugt werden, wenn er kontinuierlich gepumpt, aber gepulst angeregt wird. Die mittlere Leistung dieser Systeme ist vergleichbar mit der Leistung, die ein kontinuierlich betriebener Verstärker emittiert. Die zwischen den Pulsen gespeicherte Energie wird in den Pulsen emittiert und führt zu hohen Spitzenleistungen.

Dieses Konzept wurde in dem vorgestellten System ausgenutzt. Um die nachfolgenden Verstärker-Module mit einem gepulsten Eingangssignal versorgen zu können wurden aus dem Oszillatorsignal Pulse ausgeschnitten. Dadurch sinkt in diesem Schritt die mittlere Leistung entsprechend dem Verhältnis von Pulsdauer zu Pulsabstand, bei $3 \mu\text{s}$ langen Pulsen und einem Pulsabstand von $50 \mu\text{s}$, wie sie in den Experimenten verwendet wurden, auf 6% der Eingangsleistung. Die Pulsspitzenleistung innerhalb der ausgeschlittenen Pulse entspricht der mittleren Eingangsleistung. Pulsspitzenleistung und mittlere Ausgangsleistung

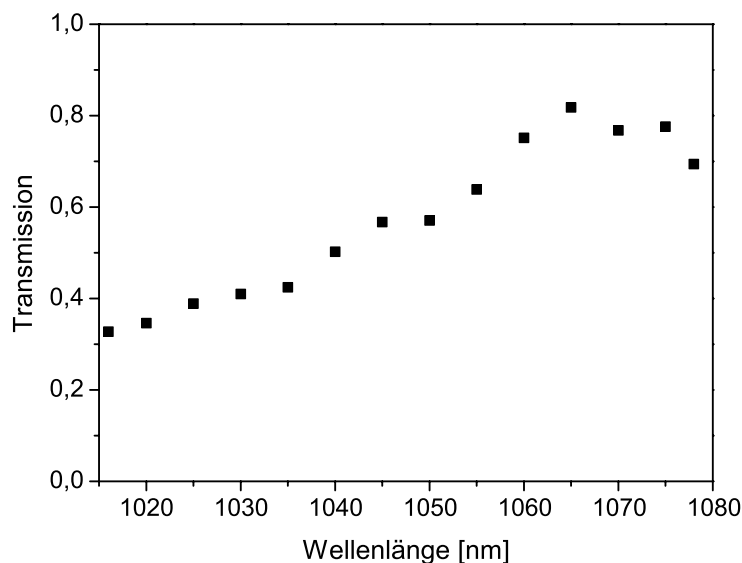


Abbildung 4.2: Wellenlängenabhängige Transmission des Faserisolators. Der Isolator ist für eine Wellenlänge von 1064 nm konzipiert.

tung werden durch die linearen Verluste der Komponenten weiter reduziert.

4.1.1 Isolator zur Oszillatorabsicherung

Bei dem Aufbau der Pulserzeugung und der Verstärkerstufen müssen Rückreflexe in den Oszillator vermieden werden. Sie können sich im Oszillator mit dem eigentlichen Signal überlagern und bilden dann stehende Wellen, die wiederum zu einem instabilen Ausgangssignal führen können (siehe Abschnitt 2.3.1). Deshalb wurde als erste Komponente hinter dem Oszillator ein fasergekoppelter Isolator angespleißt (ADVANCED FIBER RESOURCES, 2006). In Abbildung 4.2 ist die wellenlängenabhängige Transmission des Isolators gezeigt. Das Transmissionsmaximum von ca. 80 % lag bei 1064 nm, der Designwellenlänge dieser Komponente. An den Flanken des Durchstimmbereiches fiel die Transmission auf ca. 40 % bei 1030 nm bzw. 70 % bei 1078 nm. Das Transmissionsverhalten des Isolators spiegelt eine wesentliche Problematik bei der Komponentenauswahl für einen durchstimmbares Lasersystem wieder. Fasergekoppelte Komponenten sind in der Regel mit guter Performance für einen schmalen Wellenlängenbereich verfügbar. Spektral auf einen breitbandigen Betrieb angepasste Komponenten sind dagegen nur selten verfügbar.

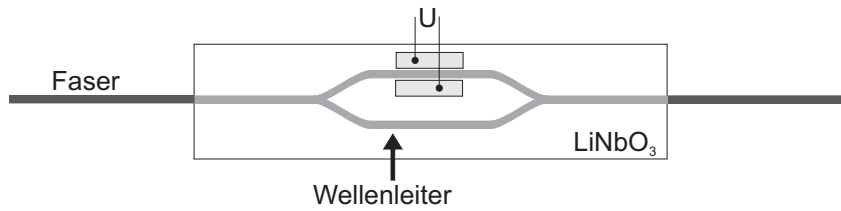


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des Modulators.

4.1.2 Modulator zur Pulserzeugung

Zur Pulserzeugung wurde ein elektro-optischer Modulator verwendet (GUIDED COLOR TECHNOLOGIES, 2006). Er basiert auf dem Prinzip des Mach-Zehnder-Interferometers (Abbildung 4.3). Dieses ist durch eindiffundieren von Wellenleiterstrukturen in einen Lithium-Niobat Kristall realisiert, die direkt mit Fasern kontaktiert sind. Diese Bauform ist durch ihre Faserkopplung sehr kompakt und komplett justagefrei, allerdings werden nur maximal 25% der eingestrahlteten Leistung durch den Modulator transmittiert. Geschaltet wurde der Modulator durch Anlegen einer Spannung an eine Elektrode, die auf einem Arm des Interferometers aufgebracht ist. Durch den Elektro-Optischen-Effekt wird eine Phasenverschiebung des Lichts innerhalb dieses Armes verursacht. Je nach angelegter Spannung überlagern sich die Signale aus den beiden Interferometerarmen entsprechend konstruktiv oder destruktiv. Durch Anlegen eines entsprechenden elektrischen Signals können aus dem cw-Signal des Oszillators Pulse mit beliebiger Repetitionsrate und Länge ausgeschnitten werden, nur limitiert durch die Schaltgeschwindigkeit des Modulators, die aber im GHz-Bereich liegt und für die hier gezeigten Pulse nicht begrenzend ist.

Damit hinter dem Interferometer Auslöschung erreicht wird, müssen die beiden Teilstrahlen einen Phasenversatz von $\Delta\Phi = m\pi$ mit der Ordnung $m = 1, 3, 5, \dots$ erfahren. Der Phasenversatz hängt von dem optischen Weglängenunterschied d ab:

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda}d \quad (4.1)$$

Für Auslöschung muß der Weglängenunterschied also gerade $d = m\lambda/2$ sein. Die Schaltspannung des Modulators wurde während des Durchstimmenprozesses des Lasers nicht angepasst. Entsprechend wird eine vollständige Unterdrückung nur für eine Wellenlänge λ_0 erreicht, für die die Schaltspannung optimiert wurde. Der Phasenversatz in Abhängigkeit von der aktuellen Wellenlänge λ ergibt sich zu:

$$\Delta\Phi = m\pi \frac{\lambda_0}{\lambda} \quad (4.2)$$

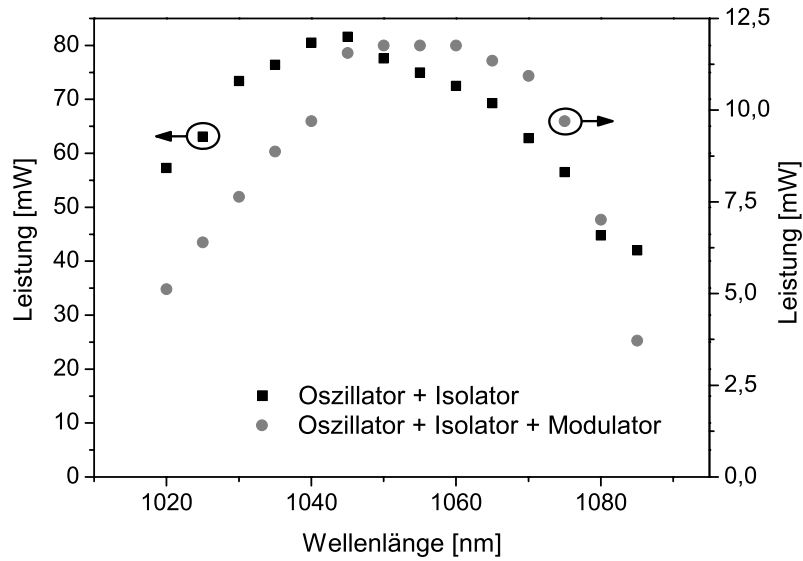


Abbildung 4.4: Oszillatorleistung hinter dem Faserisolator und dem Modulator in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Das Maximum ist zu 1055 nm verschoben.

Die Phasendifferenz zwischen der aktuellen Wellenlänge λ und λ_0 gibt die Abweichung von der idealen Unterdrückung zwischen Signal und Untergrund an:

$$\Delta\Phi - \Delta\Phi_0 = m\pi \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} - 1 \right) \quad (4.3)$$

Die Abweichung ist minimal für die Ordnung $m = 1$. Das entspricht abgeglichenen Interferometerarmen. Dies ist aus fertigungstechnischen Gründen bei dem verwendeten Modulator nicht gegeben.

Die transmittierte Leistung des Oszillators hinter dem Isolator und dem Modulator ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Durch die wellenlängenabhängigen Verluste des Isolators wurde die Ausgangsleistung des Oszillators auf 30 mW bis 82 mW reduziert. Die maximale Ausgangsleistung wurde bei 1045 nm erreicht und fiel auf 57 mW bei 1020 nm bzw. bei 1075 nm ab. Der Modulator wurde so justiert, dass das Leistungsmaximum bei 1055 nm lag. Damit wurde im kontinuierlichen Betrieb eine Leistung von maximal 12 mW hinter dem Modulator gemessen, die zu den Flanken des Durchstimmbereiches auf unter 5 mW abfiel. Die Verschiebung des Leistungsmaximums in den langwelligeren Bereich führte zu einem stabileren Betrieb des Leistungsverstärkers, da die 4-Niveau-Charakteristik von Ytterbium-Glas stärker zum tragen kam (siehe die Abschnitte 3.6 und 4.3). Aus dem Verhältnis zwischen der gemessenen Leistung vor und hinter dem Modulator ergaben sich Einfügeverluste des Bauteils von 83% bei der eingestellten Zentralwellenlänge von

1055 nm bis 91 % am Rand des Durchstimmbereichs. Die gegenüber der Herstellerangabe höheren Einfügeverluste waren zum geringen Teil auf Spleißverluste zurückzuführen. Durch die Verwendung der Komponente mit einer Zentralwellenlänge von 1055 nm neben der spezifizierten Bauteilwellenlänge von 1064 nm erklären sich die weiteren Verluste.

4.2 Vorverstärker

Durch die Verluste des fasergekoppelten Isolators und des Modulators sowie der Spleißverbindungen zwischen diesen Komponenten, wurde die Leistung des Oszillators wellenlängenabhängig stark reduziert. Darüber hinaus wird im gepulsten Betrieb nur Leistung entsprechend dem Puls-duty-cycle durch den Modulator transmittiert, so dass sich die mittlere Leistung auf wenige mW reduziert, die Spitzenleistung der Pulse entspricht den Werten bei kontinuierlicher Transmission. Um diese Verluste durch Isolator und Modulator auszugleichen, wurde ein Vorverstärker hinter dem Modulator angeschlossen (siehe Abbildung 4.1).

Als aktive Faser wurde im Vorverstärker die identische Faser verwendet, wie im Oszillator, mit einer Länge von 60 cm. Diese Länge gewährleistete eine Absorption von über 99 % des Pumplichtes bei gleichzeitig nur geringen Verlusten durch Reabsorption. Als Pumplichtquelle diente eine fasergekoppelte, grundmodig emittierende Laserdiode bei 976 nm, ebenfalls vergleichbar mit der Pumpdiode des Oszillators. Das Pumplicht wurde über einen WDM in die aktive Faser eingekoppelt, der Verstärker wurde gegen seine Betriebsrichtung gepumpt. Dies hatte den Vorteil, dass die Diode nicht durch Rückreflexe aus dem nachfolgenden Leistungsverstärker gefährdet war (diese Gefährdung wurde zuvor experimentell bestätigt). Durch diese Anordnung kann allerdings Laserlicht durch den WDM in die Diode zurückgekoppelt werden. Der Vorverstärker durfte entsprechend nicht bei zu hoher Ausgangsleistung betrieben werden, um die Diode nicht zu zerstören.

In Abbildung 4.5 ist die Ausgangsleistung des Vorverstärkers in Abhängigkeit von der Wellenlänge bei der maximalen Pumpleistung von 185 mW dargestellt. Im kontinuierlichen Betrieb war die maximale Ausgangsleistung 60 mW bei 1050 nm. Bei 1025 nm wurden 35 mW erreicht und bei 1072 nm 47 mW. Der gesamte Durchstimmbereich der Oszillator-Vorverstärker-Kombination waren 47 nm, außerhalb dieses Bereich dominierte die ASE des Vorverstärkers. Insgesamt glich der Vorverstärker den größten Teil der Verluste, die durch die Bauelemente hinter dem Oszillator entstanden, aus. Im gepulsten Betrieb re-

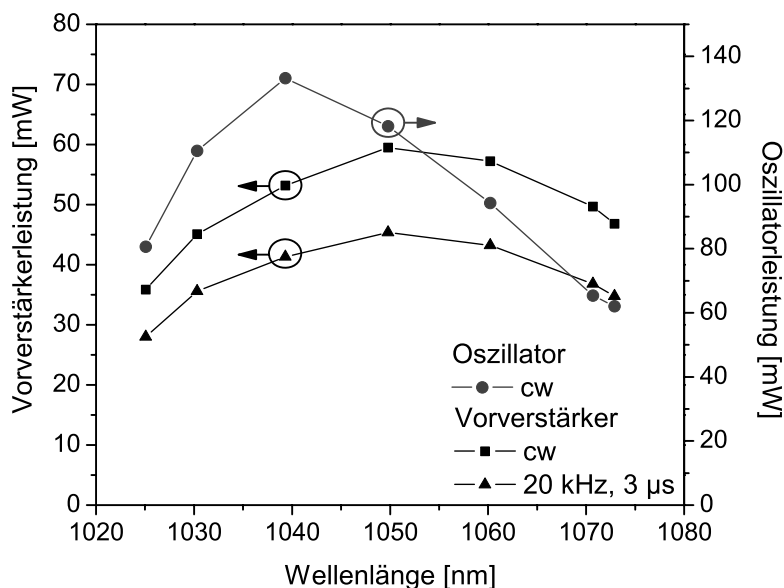


Abbildung 4.5: Durchstimmkurve des Vorverstärkers im kontinuierlichen und im gepulsten Betrieb bei 185 mW Pumpleistung. Zum Vergleich ist die Durchstimmkurve des Oszillators mit dargestellt.

duzierte sich die mittlere Ausgangsleistung auf 45 mW bei 1050 nm. Die Differenz zwischen kontinuierlichem und gepulstem Betrieb entsprach etwa der reduzierten mittleren Eingangsleistung für den Vorverstärker, was darauf hindeutet, dass die Effizienz des Vorverstärkers unverändert blieb.

Der Vorverstärker wurde mit rechteckigen Pulsen angeregt. Die Ausgangspulse aus dem Vorverstärker behalten bei niedrigen Pumpleistungen die rechteckige Form bei. Bei höheren Pumpleistungen steigt die Pulsfront stärker an, als das Pulsende. Nach der steilen vorderen Flanke geht das Signal in einen exponentiellen Abfall bis zum Pulsende über. Die Überhöhung der Pulsfront gegenüber dem Pulsende resultiert aus der größeren Verstärkung zu Beginn des Pulses. Im Pulsverlauf wird die Inversion im aktiven Medium abgebaut und zum Pulsende steht entsprechend weniger zur Verfügung. Dieser Zusammenhang wird im Abschnitt des Leistungsverstärkers genauer beschrieben, weil hier der Einfluss deutlich stärker zu beobachten ist (siehe Abschnitt 4.3.4). Die leichte Modulation zu Beginn des Pulses wurde von dem Modulator verursacht, der ein schwaches Überschwingen der Transmission als Antwort auf die steile elektrische Pulsflanke zeigte.

Abgeschlossen wurde der Pulsformungs- und Vorverstärkerbau durch einen Isolator, der wiederum diese Komponenten vor Rückreflexen aus dem folgenden Leistungsverstär-

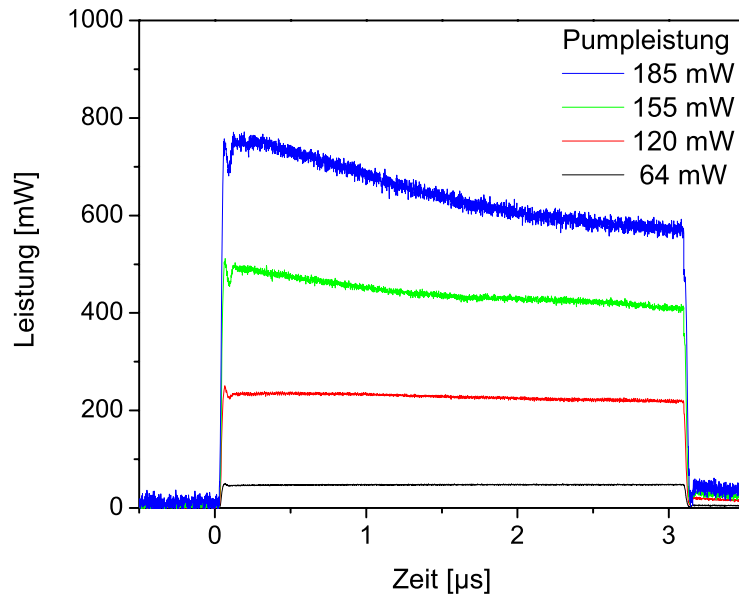


Abbildung 4.6: *Pumpleistungsabhängige Pulsform des Vorverstärkersignals bei 1050 nm.*

ker schützte. Da hier durch den Leistungsverstärker deutlich höhere Ausgangsleistungen erwartet wurden, musste eine Isolator mit einer hohen Zerstörschwelle verwendet werden. Isolatoren dieser Leistungsklasse waren zum Zeitpunkt der Experimente nicht faseroptisch erhältlich. Entsprechend wurde an dieser Stelle ein Freistrahlisolator verwendet. Aufgrund des verwendeten Rotatormaterials ist die Wellenlängenabhängigkeit des Freistrahlisolators bezüglich seiner Transmission und Unterdrückung deutlich geringer als bei dem Faserisolator. Die Einfügeverluste des Isolators sind kleiner 3% und zu vernachlässigen im Vergleich zu den Verlusten in Höhe von ca. 25%, die bei der Einkopplung des Signals wieder in die Faser auftraten. Der Leistungsverstärker wurde also wellenlängenabhängig mit einer mittleren Leistung zwischen 20 mW und 30 mW geseeded. Die Pulsspitzenleistung lag zwischen 350 mW und 600 mW.

4.3 Leistungsverstärker

Im Leistungsverstärker wird die für eine Frequenzkonversion benötigte Pulsspitzenleistung erzeugt. Sowohl der Oszillator, als auch die Pulserzeugung und der Vorverstärker waren aus Einzelkernfasern aufgebaut. Die verwendeten Komponenten sind aus der Telekommunikationstechnik bekannt und wurden auf den Spektralbereich um $1,05 \mu\text{m}$ angepasst.

Dagegen basierte der Leistungsverstärker auf Doppelkernfasern (ZENTENO, 1993). Diese Fasern mit einem großen Kerndurchmesser für das Pumplicht und einem kleinen Kerndurchmesser für das Laserlicht erlauben es, Pumpdioden mit einer geringeren Strahlqualität, aber mehreren Watt Ausgangsleistung zu verwenden. Gleichzeitig wird die transversal einmodige Strahlqualität des Lasers durch den kleinen Signalkern gewährleistet. Durch die Entwicklung von Faser-Schmelzkopplern für Multimodefasern ist dabei die Pumplichtzuführung heute komplett fasergekoppelt und damit ebenso zuverlässig wie im Niedrigleistungsbereich. Einzig die Länge der aktiven Faser muss aufgrund der geringeren Pumplichtabsorption entsprechend vergrößert werden. Insgesamt erlaubt die weiterentwickelte Fasertechnik also auch im Bereich der Leistungsverstärkung einen stabilen und einfachen Aufbau.

Im Abschnitt 4.3.1 wird zunächst auf die dominierenden nichtlinearen Streueffekte in Faserverstärkern eingegangen, die die Ausgangsleistung limitieren können. Im Abschnitt 4.3.2 wird der Aufbau des Leistungsverstärkers vorgestellt. Insbesondere wird der Einfluss der Faserparameter der aktiven Faser auf die Strahlqualität und das Auftreten von stimulierter Brillouinstreuung dargestellt. In den Abschnitten 4.3.3 und 4.3.4 werden die mit dem Leistungsverstärker erzielten Resultate im kontinuierlichen und gepulsten Betrieb präsentiert.

4.3.1 Nichtlineare Streueffekte

Stimulierte Brillouinstreuung

Für spektral schmalbandige Quellen ist der dominierende nichtlineare Streueffekt die stimulierte Brillouin-Streuung (SBS) (CHIAO ET AL., 1964). Sie bezeichnet die Wechselwirkung zwischen einer elektromagnetischen Welle und einer akustischen Welle in einem dielektrischen Material (BRILLOUIN, 1922). Die akustische Welle wird durch die elektromagnetische Welle (hier das Lasersignal) durch den Prozess der Elektrostriktion erzeugt. Sie ruft im Medium eine periodische Brechungsindexmodulation hervor, an der das Signal gestreut wird. Das gestreute Signal wird als Stokes-Welle bezeichnet, wenn das erzeugende Signal bei der Streuung Energie an das Medium abgegeben hat und als Anti-Stokes-Welle, wenn es Energie aufgenommen hat (BOYD, 2002). Das Brechungsindexgitter bewegt sich mit Schallgeschwindigkeit durch das Medium, entsprechend weist das Stokes-Signal durch den Dopplereffekt eine niedrigere Frequenz als das Eingangssignal auf. Die Frequenzver-

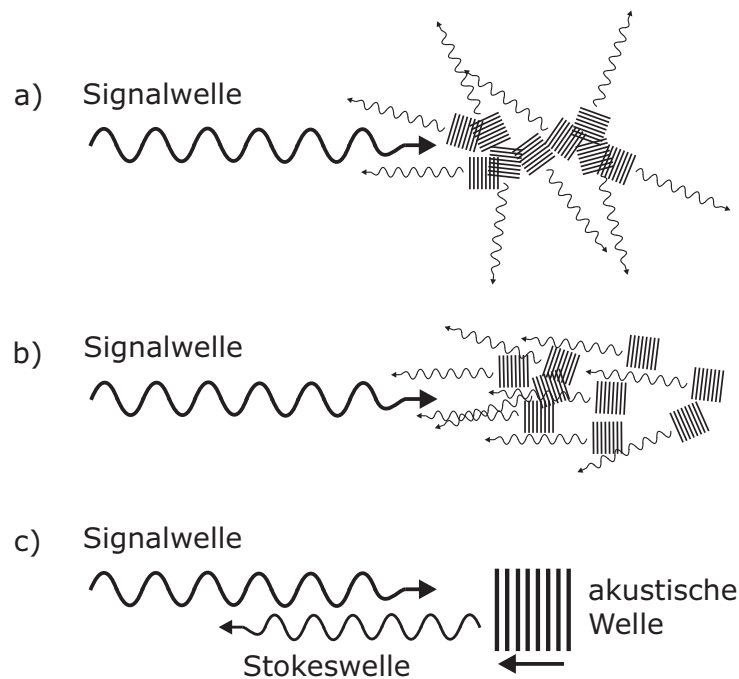


Abbildung 4.7: Übergang von spontaner Brillouinstreuung (a)) zu stimulierter Brillouinstreuung (c)).

schiebung beträgt in Glasfasern 16,5 GHz bei einer Signalwellenlänge von etwa $1 \mu\text{m}$. Im Fall der spontanen Streuung ist die Ausbreitungsrichtung der akustischen Wellen, wie in Abbildung 4.7 a) dargestellt, zufällig. Die erzeugte akustische Welle weist aufgrund der Energie- und Impulserhaltung gegenläufig zum Signal die maximale Frequenz auf. In Vorwärtsrichtung findet dagegen kein Energieübertrag statt und es entsteht keine Stokeswelle.

Mit zunehmender Signalleistung überlagern sich verschiedenen gestreute Wellen kohärent (Abbildung 4.7 b)). Die gestreuten Wellen induzieren wiederum stimulierte Streuung, die ebenfalls kohärent ist. So entsteht ein sich selbst verstärkender Prozess. In der Faser kann dieser Prozess nur auf der Faserachse stattfinden, so dass im vollständig stimulierten Fall eine akustische Welle entgegen der Signalrichtung durch die Faser propagiert, an der das Signal gestreut wird. Dieser Fall ist in Abbildung 4.7 c) gezeigt.

Durch SBS wird dem Signal eines Faserverstärkers gegebenenfalls ein beträchtlicher Anteil der Energie entzogen. Gleichzeitig wird die Stokeswelle zusätzlich verstärkt und kann, dadurch, dass sie in entgegengesetzter Richtung durch den Verstärker propagiert, die vorangehenden Systeme beeinflussen oder zerstören.

Für die Propagation in einer passiven Faser wird die Schwelleistung P_{Br} für das Auftreten

von SBS in AGRAWAL (2001) für den quasi-cw Fall hergeleitet zu:

$$P_{\text{Br}} \approx 21 \cdot \frac{A_{\text{Kern}}}{g_{\text{Br}} L_{\text{F}}} \quad (4.4)$$

Sie hängt von dem Brillouin-Verstärkungskoeffizienten g_{Br} und der Fläche des Faserkerns A_{Kern} , sowie der Wechselwirkungslänge, also hier der Faserlänge L_{F} , ab. Der Brillouin-Verstärkungskoeffizienten g_{Br} hängt nach AGRAWAL (2001) vom Verhältnis der Bandbreite des Signals zur Verstärkungsbandbreite $\Delta\nu_{\text{Br}}$ von g_{Br} ab, die in der Größenordnung einiger 10 MHz liegt. Übersteigt die Bandbreite des Signals die Verstärkungsbandbreite $\Delta\nu_{\text{Br}}$, reduziert sich g_{Br} schnell.

Genaue Messwerte für die Brillouin-Verstärkung in der verwendeten Faser sind nicht bekannt, aus der Literatur gibt es nur Werte für verschiedene Fasern bei 1550 nm mit $g_{\text{Br}} = 2 - 3 \cdot 10^{-11}$ m/W. Für den Fall des Verstärkers ist zusätzlich zu berücksichtigen, dass die effektive Wechselwirkungslänge geringer ist, als die gesamte Faserlänge, da die Leistung erst im Verlauf der Faser zunimmt. Gleichzeitig ist der Einfluss der aktiven Dopingung auf die Brillouin-Schwelle nicht bekannt. Die qualitativen Abhängigkeiten bleiben aber die gleichen wie im Fall der passiven Faser.

Stimulierte Ramanstreuung

Der zweite relevante nichtlineare Streueffekt in Fasern beschreibt die Streuung einer elektrischen Welle an optischen Phononen. Sie wird als stimulierte Ramanstreuung (SRS) bezeichnet. Die höhere Energie der optischen Phononen führt zu einer deutlich größeren Frequenzverschiebung des gestreuten Signals. Das Verstärkungsspektrum der Ramanstreuung unter Anregung bei 1 μm Wellenlänge ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Es zeigt ein Maximum bei 13 THz und eine Halbwertsbreite von ca. 6 THz. Das bedeutet, dass die Stokes-Welle um ca. 50 nm gegenüber der Signalwelle verschoben ist.

Eine Abschätzung der Schwellleistung für das Auftreten von Ramanstreuung ist analog zu Gleichung 4.4 bekannt:

$$P_{\text{Ra}} \approx 16 \cdot \frac{A_{\text{Kern}}}{g_{\text{Ra}} L_{\text{F}}} \quad (4.5)$$

Der Raman-Verstärkungskoeffizient in Quarzglas ist etwa $g_{\text{Ra}} = 10^{-13}$ m/W, also zwei Größenordnungen kleiner als der Brillouin-Verstärkungskoeffizient. Für Schmalbandige Signale spielt Raman-Streuung damit keine Rolle, da die Schwelle für SRS deutlich höher

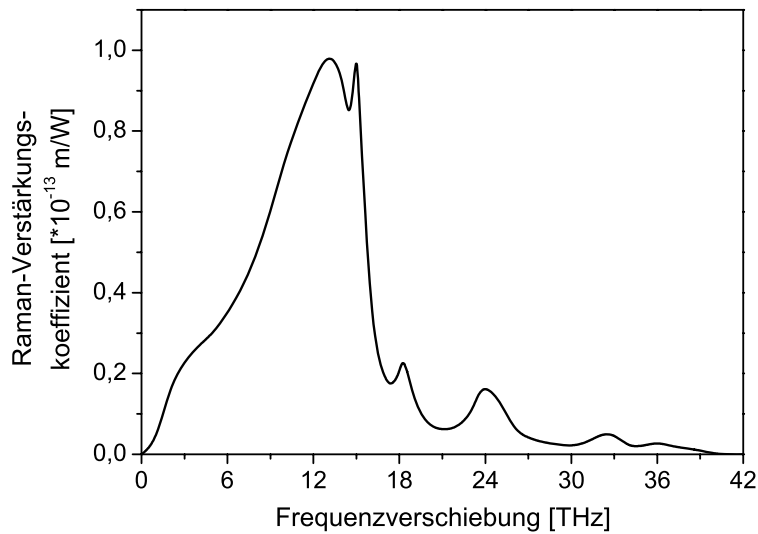


Abbildung 4.8: *Spektrum des Raman-Verstärkungs-koeffizienten g_{Ra} in Quarzglas unter Anregung bei $1 \mu\text{m}$ Wellenlänge nach STOLEN ET AL. (1972).*

liegt, als für SBS. Bei spektral breitbandigen Signalen mit hoher Spitzenleistung, wie sie zum Beispiel bei modengekoppelten Lasern erzeugt werden, kann sich diese umkehren. Hier spielt SBS wegen der kleinen Verstärkungsbandbreite keine Rolle und SRS dominiert.

4.3.2 Aufbau des Leistungsverstärkers

Um die Ausgangsleistung des Systems skalieren zu können, wurde der Leistungsverstärker basierend auf einer Doppelkernfaser aufgebaut. Ein besonderes Augenmerk wurde dabei auf die Auswahl der aktiven Faser gelegt (NUFERN, 2006). Sie soll die Erzeugung von mehreren 10 W Spitzenleistung ermöglichen, gleichzeitig aber das Auftreten von SBS vermeiden.

Vermeidung von SBS in der Verstärkerfaser

Aus Gleichung 4.4, der Schwellbedingung für das Auftreten von Brillouinstreuung, ergeben sich folgende Möglichkeiten, die Brillouinschwelle in einem Faserverstärker anzuheben und damit SBS zu vermeiden:

1. Vergrößern des Kerndurchmessers A_{Kern} ,

2. Verkürzen der Faserlänge L_F ,
3. Vergrößern der spektralen Breite des Eingangssignals und dadurch Senken des Brillouin-Verstärkungskoeffizienten g_{Br} .

Punkt drei ist bei der Entwicklung eines schmalbandigen Lasersystems nicht zielführend, Punkt eins und zwei können aber durch die Wahl der Faserparameter der aktiven Faser beeinflusst werden. Mit dem Ziel eine kurze Faserlänge verwenden zu können, wurde eine Faser mit einer hohen Pumplichtabsorption von 6 dB/m bei 976 nm gewählt. Dies erlaubte die Verwendung von nur 2 m aktiver Faser bei einer Pumplichtabsorption von 94 %. Die Pumplichtabsorption wurde von Seiten des Faserherstellers durch eine vergleichsweise hohe Dotierungskonzentration in der Faser erreicht sowie durch ein großes Flächenverhältnis des Signalkerns zum Pumpkern. Dazu wurde ein Pumpkerndurchmesser gewählt, der möglichst klein ist, aber noch ausreichend groß, um das Pumplicht in der Faser zu deponieren. Die gewählte Faser hatte einen Pumpkern von 130 μm Durchmesser bei einer NA von 0,46. Gleichzeitig wurde der Signalkern so groß wie möglich gewählt, um nach Punkt zwei die Brillouinschwelle anzuheben, aber klein genug, um noch transversal einmodigen Verstärkerbetrieb zu gewährleisten. Der Pumpkern hatte einen Durchmesser von 15 μm bei einer NA von 0,08. Die resultierende Strahlqualität wird in Abschnitt 4.3.2 diskutiert. Da für ytterbiumdotierte Fasern keine Werte für den Brillouin-Verstärkungskoeffizienten bekannt sind, wurde die gewählte Faser mit Faserverstärkersystemen aus der Literatur verglichen. In Tabelle 4.3.2 ist eine Übersicht über veröffentlichte einfrequente Faserverstärkersysteme gegeben. In den Spalten zwei bis vier sind die Ausgangsleistung und die Faserparameter der jeweiligen Verstärkersysteme angegeben. In der fünften Spalte ist

| Veröffentlichung | Leist. | Kern- durch. | Faser- länge | g_{Br} | Skalierte Schwelleist. |
|--|--------|------------------|-----------------|---|---------------------------|
| ZAWISCHA ET AL. (1999) | 5,5 W | 11 μm | 30 m | $1,20 \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{W}}$ | 153 W |
| LIEM ET AL. (2005) | 108 W | 28 μm | 9,4 m | $1,27 \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{W}}$ | 145 W |
| JEONG ET AL. (2005b)* | 150 W | 30 μm | 10 m | $0,99 \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{W}}$ | 187 W |
| HILDEBRANDT ET AL. (2007) [†] | 130 W | 20 μm | 8,2 m | $0,62 \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{W}}$ | 299 W |
| JEONG ET AL. (2005a) [†] | 264 W | 25 μm | 6,5 m | $0,60 \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{W}}$ | 309 W |

Tabelle 4.1: Veröffentlichte Faserverstärkersysteme mit einfrequenterem Signal. * Laserwellenlänge: 1550 nm. [†] Pumpleistungsbegrenzte Systeme.

der resultierende Brillouin-Verstärkungskoeffizient angegeben, unter der Annahme, dass die erzielte Leistung der Schwellleistung für SBS nach Gleichung 4.4 entspricht. Hiermit wurde dann für die ausgewählte Faser die zu erwartende Brillouinschwelle errechnet (Spalte: Skalierte Schwellleistung). Es ergibt sich eine Schwellleistung von ca. 150 W bis über 300 W. Die in den Veröffentlichungen von HILDEBRANDT ET AL. (2007) und JEONG ET AL. (2005a) erreichten, brillouinfreien Ausgangsleistungen wurde allerdings erreicht, indem ein Temperaturgradient in die aktive Faser induziert wurde. Damit wird erreicht, dass sich die Geschwindigkeit der akustischen Welle über die Faserlänge ändert und sich so die spektrale Position der Brillouin-Verstärkung verschiebt. Die effektive Wechselwirkungslänge wird so reduziert. Der Temperaturgradient wurde über die Faserlänge durch die hohen verwendeten Pumpleistungen erzeugt. Thermische Effekte dieser Art spielen bei dem vorgestellten Verstärker durch die geringeren Pumpleistungen keine Rolle.

Insgesamt wird durch die Auswahl einer aktiven Faser für den Leistungsverstärker mit $15\ \mu\text{m}$ Kerndurchmesser und nur 2 m Länge im Leistungsbereich bis ca. 100 W für das vorgestellte System keine SBS erwartet.

Strahlqualität

Für eine Frequenzkonversion ebenso wie für Anwendungen in der Spektroskopie ist eine gute Strahlqualität nahe am Gaußschen Grundmode vorteilhaft. Sowohl die Effizienz einer Frequenzkonversion, als auch die Empfindlichkeit der Spektroskopie hängt von der Brillanz des verwendeten Signals ab, also auch von seiner Strahlqualität. Nach Abschnitt 2.1.2 wird die Anzahl der transversalen Moden, die in einer Faser geführt werden können, durch den V -Parameter bestimmt. Die verwendete Faser wies nach Gleichung 2.11 einen V -Parameter von $V = 3,59$ bei 1050 nm Wellenlänge auf und war damit nominell leicht multimodig. Entsprechend unterstützt die Faser die LP_{01} - und die LP_{11} -Mode im Durchstimmbereich. Die Wellenlängenabhängigkeit des V -Parameters spielt in dem Durchstimmbereich von 1040 nm bis 1070 nm keine Rolle, die Änderung des V -Parameters beträgt hier nur 0,1. Um eine nahezu grundmodige Strahlqualität zu erreichen, wurde die Faser mit einem Radius von ca. 30 cm aufgewickelt. Dabei wurde der Wickelradius so gewählt, dass die Änderung der Polarisierung aufgrund des wellenlängenabhängigen Phasenversatzes nach Gleichung 2.17 klein bleibt und so eine lineare Ausgangspolarisation für den Faserverstärker gewährleistet werden kann. Bei dem gewählten Wickelradius wurden über den gesamten Durchstimmbereich mehr als 90% der Leistung durch einen als Ana-

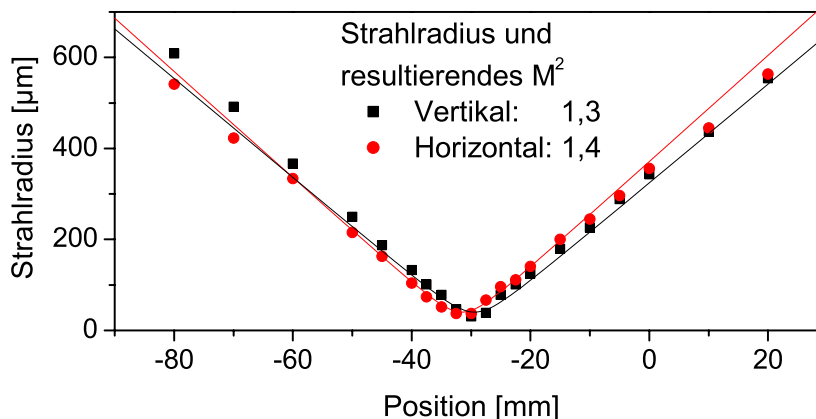


Abbildung 4.9: Strahlradius in Abhängigkeit von der Position bei 1050 nm Laserwellenlänge bei der Fokussierung mit einer Linse mit 40 mm Brennweite.

lysator eingesetzten Polarisationsstrahlteilerwürfel transmittiert.

Die Strahlqualität wurde nach der „knife-edge“-Methode vermessen (SIEGMAN ET AL., 1991). Dazu wurde der Strahlradius des fokussierten Strahls um die Strahltaile herum in zwei senkrecht aufeinander stehenden Achsen vermessen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Aus dem Strahlradius des fokussierten Lasers ergab sich eine Strahlqualität von $M^2 \leq 1,4$ bei 1050 nm Wellenlänge.

Aus den beiden vorangegangenen Abschnitten wird deutlich, dass insbesondere der Kerndurchmesser der aktiven Faser einen Kompromiss darstellt. So ist ein kleiner Durchmesser Voraussetzung für eine gute Strahlqualität, gleichzeitig aber reduziert sich damit die Schwelle für SBS und damit die erreichbare Ausgangsleistung. Die verwendete Faser stellt für den Leistungsbereich bis 100 W bei guter Strahlqualität die Balance zwischen den beiden Größen her. Weiterhin wird durch den Kerndurchmesser der Sättigungsgrad der Faser beeinflusst. Die Auswirkungen hieraus auf die Ausgangscharakteristik im gepulsten Betrieb des Verstärkers werden im Abschnitt 4.3.4 dargelegt.

Pumplichtzufuhr

Als Pumplichtquelle diente ein Diodenmodul mit 6 fasergekoppelten Dioden, die so selektiert wurden, dass ihr gemeinsames Ausgangsspektrum bei einer Zentralwellenlänge

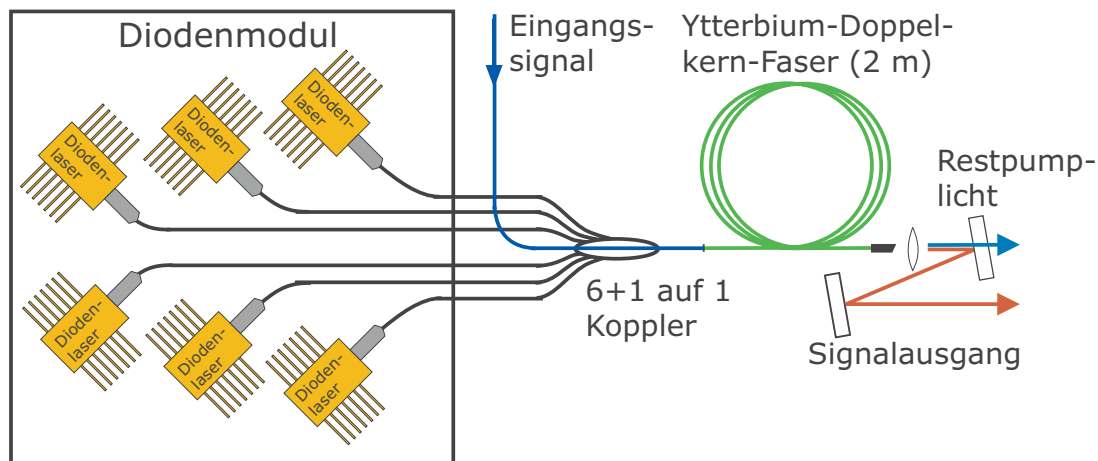


Abbildung 4.10: Aufbau des Leistungsverstärkers.

von 976 nm weniger als 5 nm breit war. Die Ausgangsfasern der Dioden hatten einen Kerndurchmesser von $105 \mu\text{m}$ und eine NA von 0,15. Jede Diode lieferte eine maximale Ausgangsleistung von 3 W. Die Pumplichtfasern wurden mit der Signalfaser über einen 6+1 zu 1 Koppler zusammengefasst zu einer passiven Doppelkernfaser mit identischen Faserparametern wie die aktive Faser und dann an diese gespleißt. Die aktive Faser war am anderen Ende zur Vermeidung von Rückreflexen mit einem FC/APC-Stecker versehen. Der gesamte Aufbau des Leistungsverstärkers ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Da die Pumpdioden empfindlich gegen zurückgekoppeltes Licht sind, wurde die Pumplichtzufuhr in Richtung des Verstärkerbetriebes gewählt. Durch diese Anordnung war gewährleistet, dass kein Signallicht in die Pumpdioden gekoppelt werden konnte. Das aus dem Doppelkern der Faser emittierte Restpumplicht wurde mit Hilfe zweier dichroitische Spiegel von dem Signal getrennt.

4.3.3 Verstärkung mit kontinuierlichem Eingangssignal

Zunächst wurde der Verstärker im kontinuierlichen Betrieb charakterisiert. Dazu wurde der Modulator auf maximale Transmission eingestellt und der Vorverstärker auf maximale Ausgangsleistung. Der Leistungsverstärker wurde also wellenlängenabhängig mit einer Leistung zwischen minimal 38 mW bei 1040 nm bzw. 1070 nm und maximal 45 mW bei 1050 nm geseedet (siehe Abschnitt 4.2). In Abbildung 4.11 ist die Durchstimmkurve des Leistungsverstärkers dargestellt. Für kleine Pumpleistungen folgt die Kurve in der Form der Durchstimmkurve des Eingangssignals. Bei 0,7 W Pumpleistung wurde eine maxi-

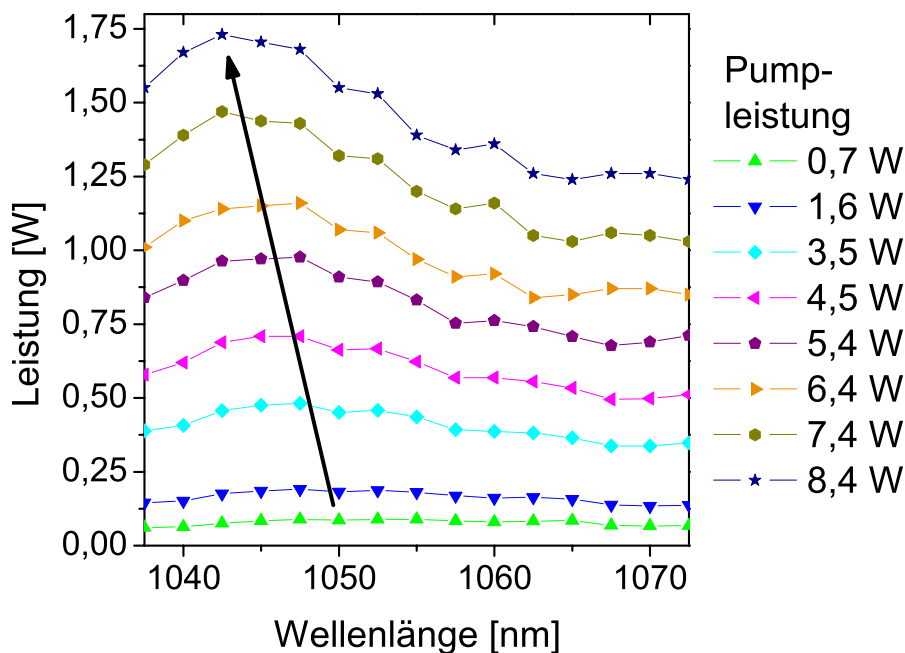


Abbildung 4.11: Durchstimmkurve des Leistungsverstärkers bei kontinuierlicher Anregung für verschiedene Pumpleistungen. Der Pfeil kennzeichnet die Verschiebung des wellenlängenabhängigen Leistungsmaximums beim Durchstimmen in Abhängigkeit von der Pumpleistung.

male Ausgangsleistung von 88 mW bei 1050 nm erreicht. Mit zunehmender Pumpleistung verschob sich das Leistungsmaximum kontinuierlich von 1050 nm zu ca. 1042 nm. In Abbildung 4.11 ist diese Verschiebung des Leistungsmaximums durch einen Pfeil gekennzeichnet. Die maximale Ausgangsleistung war 1,74 W bei 1042,5 nm und 8,4 W Pumpleistung. Die Verschiebung des Leistungsmaximums beruht auf der zunehmenden Sättigung des Leistungsverstärkers mit zunehmender Pumpleistung. Die Definition der Sättigungsleistung ist in Abschnitt 2.4.1 gegeben. Mit Hilfe von Gleichung 2.18 und 2.20 wurde aus den in Abschnitt 3.6 gemessenen Wirkungsquerschnitten für die aktive Faser des Vorverstärkers und des Leistungsverstärkers die wellenlängenabhängige Sättigungsleistung berechnet. Es ergibt sich für die jeweils maximal verwendete Pumpleistung und für 20% der maximalen Pumpleistung der in Abbildung 4.12 gezeigte Verlauf für die Sättigungsleistung. Sie liegt für die Faser des Leistungsverstärkers für eine Pumpleistung von 8,4 W und 1040 nm Wellenlänge bei 175 mW und steigt auf 430 mW bei 1070 nm an. Die reduzierten Pumpleistungswerte sollen den Einfluss der Pumpleistung auf die Sättigungsleistung

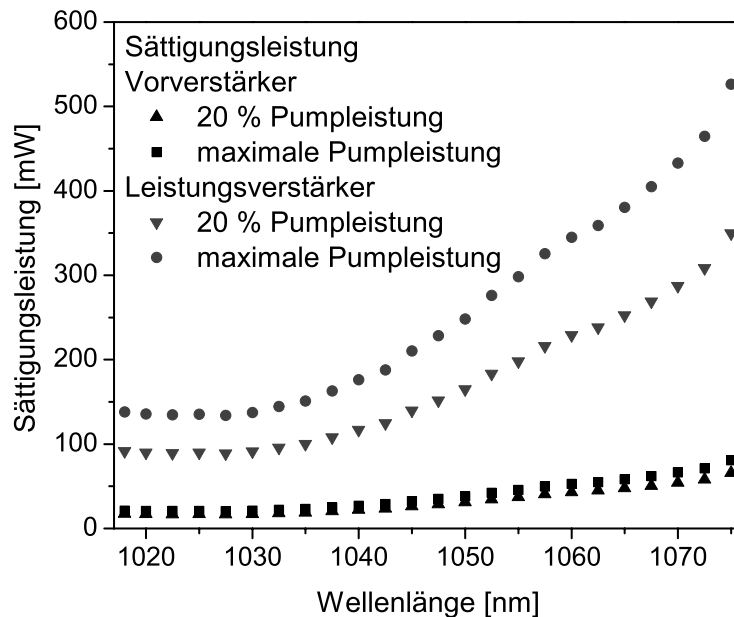


Abbildung 4.12: Sättigungsleistung des Vor- und Leistungsverstärkers für maximale Pumpleistung und 20% der maximalen Pumpleistung.

verdeutlichen. Während für den Vorverstärker der Einfluss zu Vernachlässigen ist, ergibt sich für den Leistungsverstärker eine deutliche Abhängigkeit.

Bei kleinen Pumpleistungen bis ca. 0,7 W erreicht die Signalleistung im Leistungsverstärker die Sättigungsschwelle bei keiner Wellenlänge. Die wellenlängenabhängige Leistung des Verstärkers folgt also dem Profil der Eingangsleistung mit ihrem Maximum bei 1050 nm. Mit steigender Pumpleistung übersteigt die Ausgangsleistung des Verstärkers die Sättigungsleistung, der Verstärkungsprozess wird über einen längeren Faserabschnitt gesättigt und entsprechend effizienter. Durch die niedrigere Sättigungsschwelle bei kurzen Wellenlängen nimmt hier die Effizienz schneller zu. Dadurch verschiebt sich das Maximum der Ausgangsleistung in Richtung des Minimums der Sättigungsleistung bei 1027 nm. Der beschriebene Sättigungseffekt führt dazu, dass in Verstärkersystemen mit durchstimmbarer Eingangssignalquelle die Leistungsverteilung außer bei kleinen Pumpleistungen nur durch das Verstärkungsspektrum des Verstärkers gegeben ist und durch das Eingangssignal kaum zu beeinflussen ist. Die für 3-Niveausystem-Verstärker (und ebenso für stark gepumpte 4-Niveausystem-Verstärker) gegebene Abhängigkeit der Sättigungsleistung von der Pumpleistung des Verstärkers muss bei der Dimensionierung der Eingangsleistung in einen Verstärker und bei der Auswahl der aktiven Faser berücksichtigt werden, wenn die

Effizienz des Systems im Vordergrund steht, da nur im gesättigten Betrieb die durch das Pumplicht zugeführte Energie auch vollständig extrahiert wird. Bei dem in dieser Arbeit realisierten System spielte die Effizienz nur eine untergeordnete Rolle, vielmehr wurde die Faser mit vergleichsweise großem Kerndurchmesser gewählt, um die Leistungsdichte in der Faser zu reduzieren und damit die Schwelle für nichtlineare Effekte im gepulsten Betrieb zu erhöhen.

4.3.4 Pulsbetrieb zur Erzeugung hoher Spitzenleistungen

Untersuchungen eines optischen Verstärkers bei gepulster Anregung wurde von FRANTZ UND NODVIK (1963) detailliert beschrieben. Sie gehen dabei von einem monochromatischen Eingangssignal und ebenen Wellen aus. Beide Annahmen sind hier sehr gut erfüllt. Außerdem beschränken sie sich auf bestimmte Eingangspulsformen. Die folgende Beschreibung geht von rechteckigen Eingangspulsen aus. Dies ist für den Leistungsverstärker bis auf die leichte Pulsverformung durch den Vorverstärker ebenfalls gegeben. Alle folgenden Ausführungen nehmen Bezug auf diese Arbeit und die experimentellen Ergebnisse werden mit diesem Modell verglichen.

Bei allen folgenden Experimenten wurde der Leistungsverstärker mit einem gepulsten Eingangssignal mit folgenden Eigenschaften betrieben:

- Repetitionsrate: 20 kHz.
- Pulsdauer: 3 μ s.
- Pulsform: rechteckförmig.
- Durchstimmbereich: 1040 nm bis 1070 nm.
- Wellenlängenabhängige mittlere Leistung: 20 mW bis 30 mW.
- Wellenlänge der maximalen mittleren Leistung: 1050 nm.
- Wellenlängenabhängige Pulsspitzenleistung: 350 mW bis 600 mW.

In den folgenden Abschnitten werden einzelne Eigenschaften des Verstärkers experimentell gezeigt und erklärt. Zunächst wird die Wellenlängenabhängigkeit der mittleren Ausgangsleistung analog zu der Beschreibung in Abschnitt 4.3.3 begründet. Als wichtige limitierende Faktoren wird auf den Einfluss der ASE und auf den Signaluntergrund zwischen den

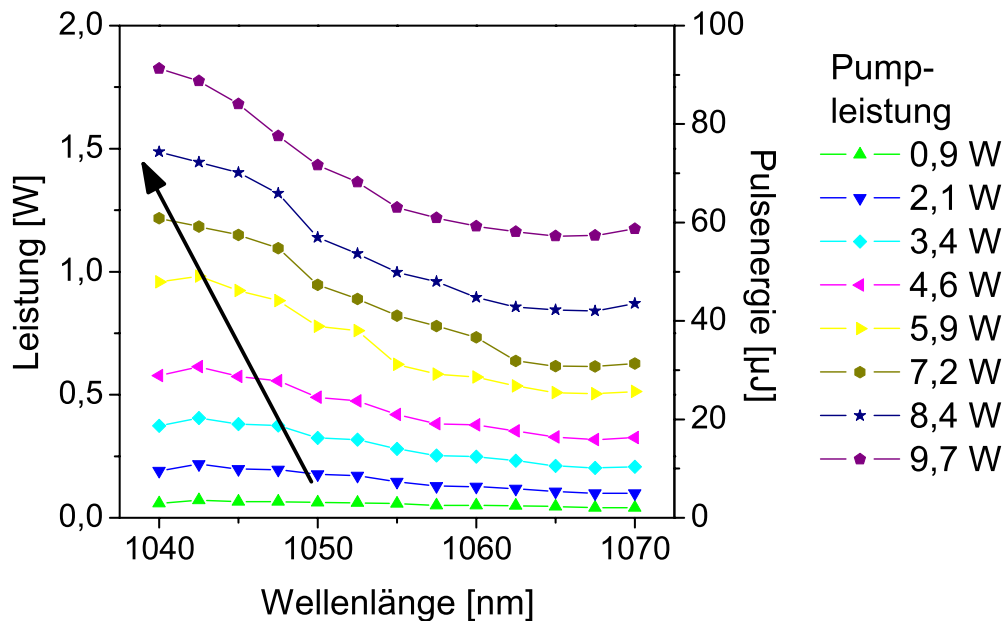


Abbildung 4.13: Durchstimmkurve des Leistungsverstärkers bei gepulster Anregung für verschiedene Pumpleistungen. Der Pfeil kennzeichnet die Verschiebung des wellenlängenabhängigen Leistungsmaximums beim Durchstimmen in Abhängigkeit von der Pumpleistung.

Pulsen eingegangen. Anschließend wird der Pulsformungsprozess detailliert beschrieben und auf parasitäre Oszillationen in einem Faserverstärker als Limitierung der Pulsspitzenleistung eingegangen.

Wellenlängenabhängigkeit der mittleren Leistung und der Pulsenergie

Die wellenlängenabhängige mittlere Ausgangsleistung und die Pulsenergie des Leistungsverstärkers sind in Abbildung 4.13 dargestellt. Wie im Fall des kontinuierlich betriebenen Verstärkers folgt die Kurve für kleine Pumpleistungen der Form der Durchstimmkurve für die Eingangspulse (Abbildung 4.5). Das Maximum lag bei einer Pumpleistung von 0,9 W bei 1050 nm und verschob sich mit zunehmender Pumpleistung zu kurzen Wellenlängen. Ab einer Pumpleistung von ca. 7 W lag das gemessene Maximum jeweils bei 1040 nm, der kurzwelligen Grenze des Durchstimmbereichs. Die maximale mittlere Ausgangsleistung des Systems betrug 1,85 W bei 1040 nm und einer Pumpleistung von 9,7 W. Dies entspricht einer Pulsenergie von 92 μJ . Die Pulsspitzenleistung betrug 88 W. Auf die

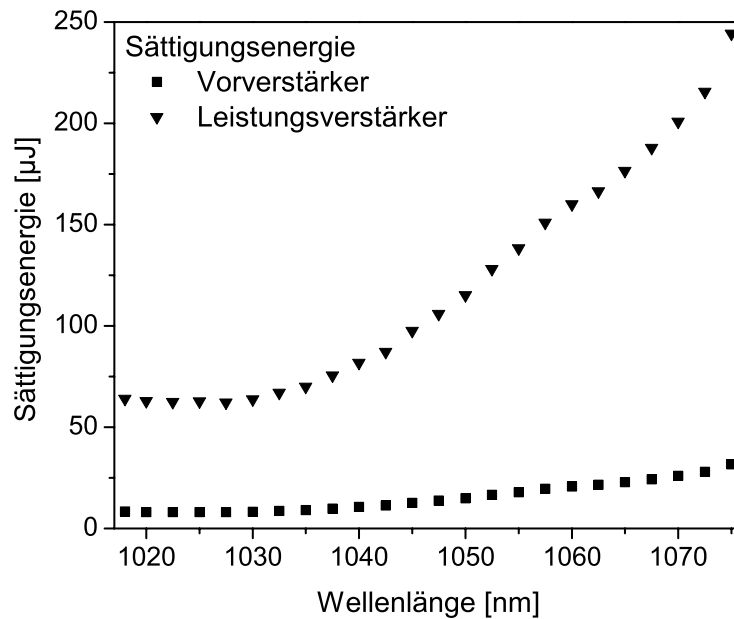


Abbildung 4.14: Sättigungsenergie des Vor- und Leistungsverstärkers.

Pulsform, die Grundlage dieser Spitzenleistung ist, wird im Folgenden gesondert eingegangen. Eine weitere Steigerung der Pumpleistung führte zu einer starken Veränderung in der Ausgangscharakteristik der Verstärkers. Die auftretenden Effekte werden im letzten Absatz dieses Abschnittes dargestellt.

Ursache für diese Veränderung der Durchstimmcharakteristik mit der Pumpleistung ist, analog zu dem kontinuierlich emittierenden Verstärker, der Übergang von ungesättigter zu gesättigter Verstärkung. Die Sättigungsenergie wurde mit Hilfe der Wirkungsquerschnitte aus Abbildung 3.19 und Gleichung 2.23 berechnet und ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Der Verlauf entspricht dem Verlauf der Sättigungsleistung im kontinuierlichen Fall. Die Sättigungsenergie lag bei $80 \mu\text{J}$ bei 1040 nm und stieg bis auf $200 \mu\text{J}$ bei 1070 nm an. Die Pulsenergie überschritt die Sättigungsenergie nur bei maximaler Pumpleistung bei 1040 nm . Bei kleineren Pumpleistungen und bei längeren Wellenlängen blieb der Verstärkerbetrieb deutlich unterhalb der Sättigungsenergie. Der Einfluss der Sättigung wird aber an der Verschiebung des Maximums der Durchstimmkurve zu kürzeren Wellenlängen deutlich.

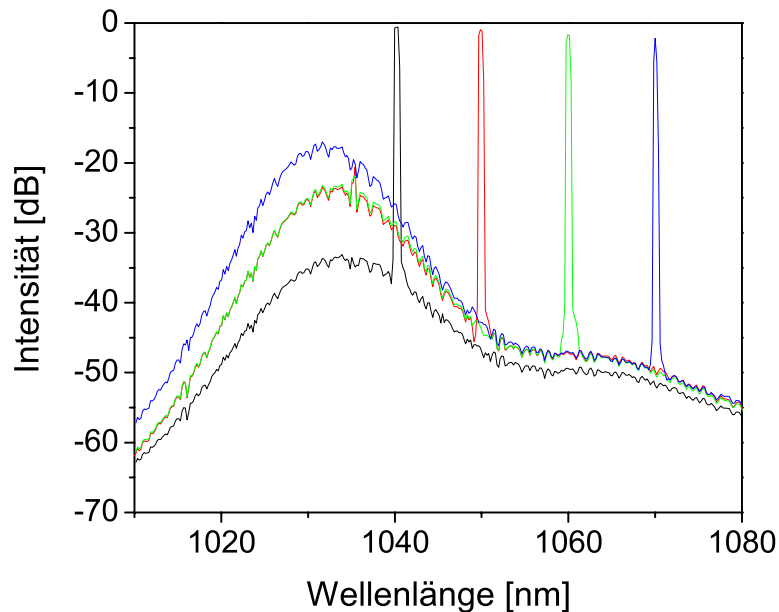


Abbildung 4.15: Wellenlängenabhängigkeit der Ausgangsspektren des kompletten Lasersystems bei 20 kHz Pulswiederholrate und einer Pulsdauer von $3 \mu\text{s}$ bei verschiedenen Zentralwellenlängen.

ASE-Anteil im Verstärkersignal

Lasermaterialien mit einer hohen Verstärkung und einer langen Wechselwirkungslänge bieten gute Bedingungen für das Auftreten von ASE. Diese kann zu einem signifikanten Besetzungsabbau im oberen Laserniveau führen und limitiert so die Energie, die im Material gespeichert werden kann. Bedingung dafür ist, dass die Pumpdauer, also der zeitliche Abstand der Pulse, in der Größenordnung der Lebensdauer τ_2 der Fluoreszenz ist, da diese das Ausgangssignal für die ASE bildet. Für das vorgestellte Lasersystem ist die Pumpdauer im Bereich einiger $10 \mu\text{s}$ und die Fluoreszenzlebensdauer größer $500 \mu\text{s}$. Damit spielt ASE nur eine untergeordnete Rolle für den Pumpprozess.

Um den Anteil der ASE im Signal des Lasersystems zu bestimmen, wurden im gepulsten Betrieb bei 20 kHz Repetitionsrate und $3 \mu\text{s}$ langen Pulsen die Spektren bei 9,7 W Pumpleistung für verschiedenen Wellenlängen aufgenommen. Die Auflösung der in Abbildung 4.15 gezeigten Spektren betrug $0,5 \text{ nm}$. Es ist zu erkennen, dass die Intensität im Spektralbereich um 1030 nm , also im Bereich des maximalen Emissionswirkungsquerschnittes, zunahm, wenn der Laser bei längeren Wellenlängen betrieben wurde. Entsprechend nahm der Leistungsanteil in der Laserlinie zu langen Wellenlängen ab, er lag aber im gesamten

Durchstimmbereich über 88 %.

Die Messung der Spektren ist eine über viele Pulse gemittelte Messung und schließt auch ASE im Zeitintervall zwischen den Pulsen ein. Dieser Zeitbereich wurde bei der Berechnung der Energiewerte schon berücksichtigt. Damit gibt der ermittelte Anteil der Leistung in der ASE eine Obergrenze an. Eine getrennte Messung der ASE im Zeitintervall des Pulses und zwischen den Pulsen war nicht möglich.

Pulsformungsprozess

Die beschriebenen Zusammenhänge zeigen die Abhängigkeit der Pulsenergie von den Rahmenparametern des Verstärkers, erlauben aber keinen Rückschluss auf die Pulsform der Ausgangspulse des Verstärkers. Hier muss berücksichtigt werden, dass der Eingangspuls eine nicht zu vernachlässigende Dauer hat und sich die Besetzungsverhältnisse in den Laserniveaus durch die Wechselwirkung mit dem Puls über die Pulslänge ändern. Die Pulsfront erfährt die maximal zur Verfügung stehende Inversion, die über die Pulslänge durch die stimulierte Emission abgebaut wird. Dadurch wird die Verstärkung über die Pulsdauer geringer und im Ausgangspuls fällt die Leistung über die Pulsdauer ab. Angenommen wird ein Eingangspuls mit rechteckigem Zeitprofil der Länge t_p und der maximalen Photonendichte ϕ_0 :

$$\phi_0(t) = \begin{cases} \phi_0 & 0 \leq t \leq t_p \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.6)$$

Nach FRANTZ UND NODVIK (1963) ergibt sich für den Ausgangspuls die Photonendichte $\phi(t, x)$ zu:

$$\phi(t, x) = \begin{cases} \frac{\phi_0}{1 - [1 - \exp(-\sigma_{\text{Em}}^{\text{eff}} \Delta N_0 x)] \exp[-2\sigma_{\text{Em}}^{\text{eff}} \phi_0 c (t - \frac{x}{c})]} & 0 \leq t - \frac{x}{c} \leq t_p \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.7)$$

Dabei ist ΔN_0 die Inversionsdichte zu Beginn des Pulses, gibt also die durch den Pumpprozess zugeführte Energie an. Sie hängt entsprechend von der Pumpleistung ab, sowie von der Zeit zwischen den Pulsen, während der Energie zugeführt wird. Gleichzeitig wird während dieser Zeit Inversion durch Fluoreszenz-Prozesse abgebaut. Der im Weiteren verwendete genaue Zusammenhang für ΔN_0 resultiert aus den Ratengleichungen unter Vernachlässigung des Terms für stimulierte Emission. Die Herleitung ist in Anhang A gegeben.

Der zeitliche Verlauf der Photonendichte im Verstärker zeigt einen exponentiellen Abfall über die Pulsdauer. Aus der Photonendichte ergibt sich die zeitabhängige Ausgangsleistung des Verstärkers. In makroskopischen Messgrößen ausgedrückt ergibt sich mit Hilfe von Gleichung 2.23:

$$P(x, t) = \begin{cases} \frac{P_0}{1 - [1 - \exp(-g_0 x)] \exp\left[-\frac{t - \frac{x}{c}}{t_p} \frac{E_{\text{Eing}}}{E_{\text{Sat}}}\right]} & 0 \leq t - \frac{x}{c} \leq t_p \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.8)$$

In Abbildung 4.18 sind die aus Gleichung 4.8 folgenden Ausgangspulsformen als Verstärkungsfaktor des Eingangspulses (P/P_0) über die Zeit für verschiedenen Eingangsparameter dargestellt. Die Rechnung basiert auf den im Experiment verwendeten Daten für den Verstärker. In die Inversionsberechnung geht die Fasergeometrie und die Dotierkonzentration ein. Da letztere nicht genau bekannt war, wurde sie aus der Pumplichtabsorption abgeschätzt. Diese Abschätzung ist für die im folgenden gezeigten Rechenergebnisse der größte Unsicherheitsfaktor. Die prinzipiellen Zusammenhänge werden aber deutlich.

Die Graphen 4.16 und 4.17 basieren auf den Wirkungsquerschnitten und der Sättigungsenergie bei 1050 nm und einer Eingangspulsspitzenleistung von $P_0 = 250$ mW, wie sie bei dieser Wellenlänge im Experiment vorlag. Die Pulsform hängt über den Kleinsignalverstärkungskoeffizienten $g_0 = \sigma_{\text{Em}}^{\text{eff}} \Delta N_0$ von der Inversion zum Pulsanfang und damit wie oben beschrieben von der Pumpleistung ab. Mit steigender Pumpleistung nimmt die Pulsenergie zu. Dabei nimmt die Leistung an der Pulsfront schneller zu, als am Pulsende. Die effektive Pulsdauer wird mit steigender Pumpleistung kleiner. Die resultierenden Pulsformen sind als Überhöhung des Eingangspulses im Graphen 4.16 dargestellt. Im Graphen 4.17 ist die Überhöhung in Abhängigkeit von der Pulsenergie des Eingangspulses E_0 gezeigt wobei das Verhältnis $E_0/E_{\text{Sat}} = 0,02$ dem experimentellen Fall bei 1050 nm entspricht. Der Verstärkungsfaktor P/P_0 an der Pulsfront ist unabhängig von E_0 , die Spitzenleistung der Verstärkerpulse skaliert also linear mit der Spitzenleistung der Eingangspulse, wie es für den ungesättigten Betrieb zu erwarten ist. Die Pulsform weicht mit zunehmender Sättigung immer stärker von der rechteckigen Eingangspulsform ab. Wird der Verstärker weiter in der Sättigung betrieben, erhöht sich wie in Abschnitt 4.3.4 dargestellt die Effizienz des Verstärkers, die Pulsform weicht aber stärker von der Form der Eingangspulse ab, die effektive Pulslänge wird reduziert.

Im Graphen 4.18 ist die Form der Ausgangspulse für verschiedene Wellenlängen gezeigt.

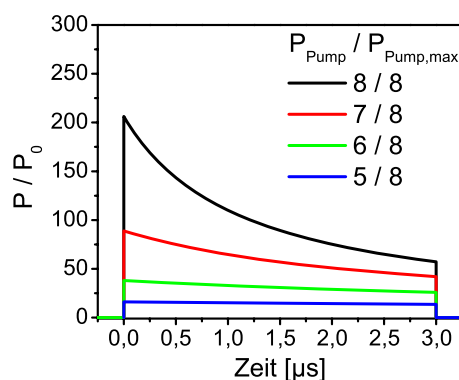


Abbildung 4.16: Theoretische Pulsform des Leistungsverstärkers für verschiedene Pumpleistungen bei 1050 nm und $E_0/E_{\text{Sat}} = 0,02$. Die Pumpleistung ist normiert auf die maximale Pumpleistung von 9,7 W.

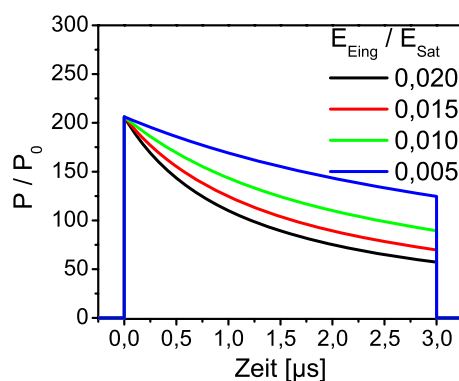


Abbildung 4.17: Theoretische Pulsform für verschiedene Eingangspulsenergien, also verschiedene Sättigungsgrade, bei 1050 nm und einer Pumpleistung von 9,7 W.

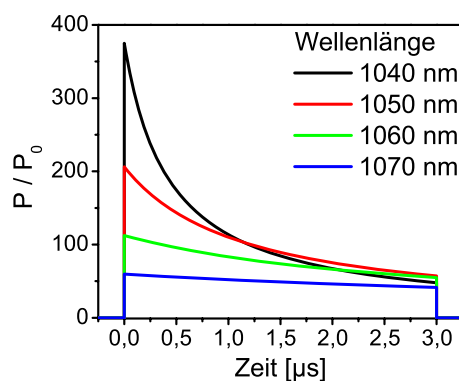


Abbildung 4.18: Theoretische Pulsform bei unterschiedlichen Wellenlängen für $E_0/E_{\text{Sat}} = 0,02$ und eine Pumpleistung von 9,7 W.

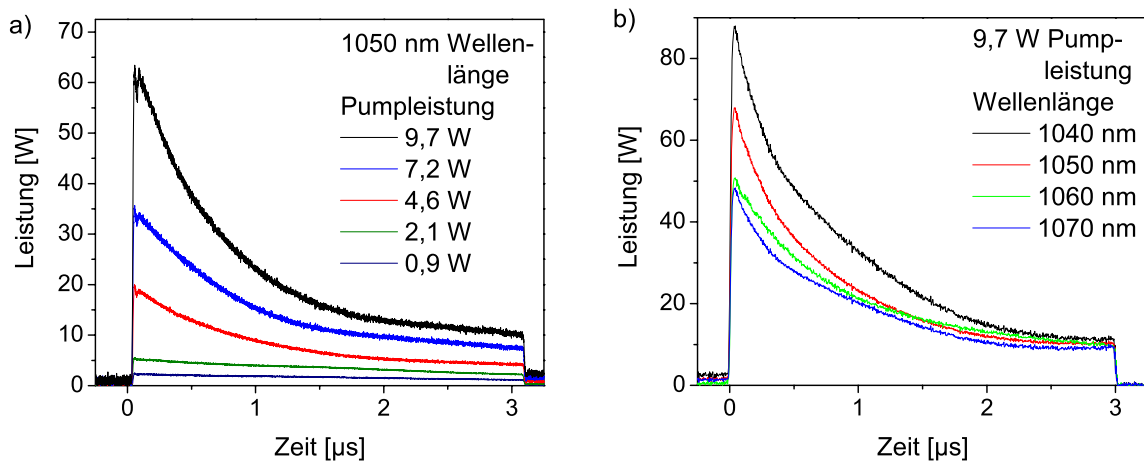


Abbildung 4.19: Ausgangspulsform des Leistungsverstärkers bei 20 kHz Repetitionsrate und 3 μm Eingangspulslänge. a) Bei 1050 nm Wellenlänge für unterschiedliche Pumpleistungen. b) Bei 9,7 W Pumpleistung für verschiedene Wellenlängen.

Dabei wurde P_0 entsprechend der experimentell über die Wellenlänge variierenden Spitzenleistungen der Eingangspulse gewählt. Ebenso geht die Wellenlängenabhängigkeit von E_{Sat} und $\sigma_{\text{Em}}^{\text{eff}}$ gemäß Abbildung 4.14 bzw. 4.12 ein. Die Pulsenergie fällt, aufgrund des abnehmenden Emissionswirkungsquerschnittes, zu größeren Wellenlängen ab. Durch die mit der Wellenlänge zunehmende Sättigungsenergie ist der Verstärker gleichzeitig immer weniger durch die Eingangspulse gesättigt. Dies führt ebenfalls zu einer Abnahme der Effizienz. Die Pulsverformung ist bei kurzer Wellenlängen am stärksten, da hier die Pulse früher gesättigt sind.

Experimentell wurde die Form der Ausgangspulse mit einer InGaAs-Photodiode gemessen. Gleichzeitig wurde die mittlere Leistung des Lasersystems aufgenommen um die Pulsenergie zu berechnen. Auf diese Energie wurde dann die Fläche unter dem Zeitsignal von einem Pulsbeginn zu dem nächsten Pulsbeginn skaliert. Alle angegebenen Energie- und Leistungswerte berücksichtigen also die zwischen den Pulsen vorhandene Hintergrundleistung. Sie lag bei allen Messungen unterhalb von 10 % der Gesamtenergie. Für 20 kHz Repetitionsrate und 3 μs Pulslänge sind die gemessenen Pulsformen in Abbildung 4.19 dargestellt. Wie aufgrund der vorangegangenen Diskussion zu erwarten, zeigen die Pulse nach einer steilen Flanke zum Pulsbeginn einen Leistungsabfall mit exponentieller Charakteristik. Im Graphen a) ist die Pulsform bei 1050 nm für verschiedene Pumpleistungen dargestellt. Die Eingangspulse hatten ein annähernd rechteckiges Zeitprofil (siehe Abbil-

dung 4.6). Die Ausgangspulse weichen mit zunehmender Pumpleistung immer stärker von dieser Form ab. Bei 9,7 W Pumpleistung wurde eine Spitzenleistung von 62 W erreicht. Die Leistung fiel über den Puls auf eine Leistung von 12 W ab. Die Pulsenergie lag bei 72 μJ . Durch die Pulsverformung verkürzt sich die effektive Pulsdauer auf 0,75 μs (FWHM). Insgesamt stimmt die pumpleistungsabhängige Pulsform gut mit dem Modell überein.

Im Graphen b) ist die Pulsform für eine konstante Pumpleistung von 9,7 W für verschiedenen Wellenlängen dargestellt. Wie durch das Modell beschrieben, nimmt die Pulsenergie und die Überhöhung der Pulsfront zu längeren Wellenlängen ab. Die maximale Spitzenleistung von 88 W wurde bei 1040 nm erzielt, verbunden mit der minimalen effektiven Pulsdauer von 0,7 μs (FWHM). Im Vergleich zu dem Modell ist der Einfluss der Wellenlänge auf die Pulsform geringer als erwartet. Im Modell wird die Startinversion berechnet, die aufgebaut wird innerhalb der Zeit zwischen den Pulsen mit der gegebenen Pumpdauer. Dabei wird angenommen, dass der vorangegangene Puls die Inversion komplett abgebaut hat. Dies ist zumindest im langwelligen Bereich nicht der Fall. Durch die ungesättigte Verstärkung wird nur ein Teil der Inversion abgebaut, während der Rest für den folgenden Puls zur Verfügung steht. Insgesamt steht also eine höhere Startinversion zur Verfügung, als in dem Modell angenommen.

Bei 9,7 W Pumpleistung wurde über den gesamten Durchstimmbereich des Lasersystems eine Pulsspitzenleistung über 40 W erreicht, die über die Pulsdauer auf etwa 10 W abfällt. Die Spitzenleistung ist ausreichend, um z. B. eine effektive Frequenzkonversion zu realisieren. Die effektive Pulsdauer für rechteckige Eingangspulse mit 3 μs Pulsdauer lag bei 0,7 μs bis 1,0 μs . Damit wurde bei 20 kHz Repetitionstrate ein Verhältnis von über 1,4 % zwischen Pulsdauer und Periodenlänge erreicht, das hinreichend ist, um die viele Spektroskopie Techniken, die im kontinuierlichen Betrieb etabliert sind, einfach in den gepulsten Betrieb zu übertragen. Eine weitere Steigerung der Pulsenergie durch Erhöhen der Pumpleistung ist für die Anwendung in der Spektroskopie nicht sinnvoll, da die Überhöhung der Pulsfront weiter zunehmen würde und die effektive Pulsdauer weiter abnimmt. Damit nimmt die Wechselwirkungszeit in der Spektroskopie ab und dies führt zu einer Abnahme der Empfindlichkeit und hebt den Leistungsgewinn auf.

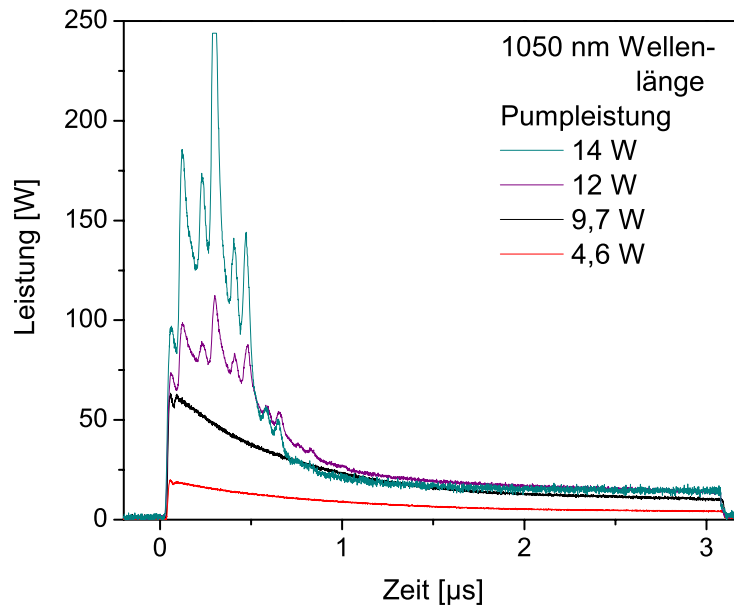


Abbildung 4.20: *Pulsverformung bei weiter erhöhter Pumpleistung.*

Parasitäre Oszillationen als Limitierung der Pulsspitzenleistung

Nach dem in Abschnitt 4.3.4 vorgestellten Modell ist bei einer weiteren Steigerung der Pumpleistung eine Verkürzung der effektiven Pulsdauer zu erwarten bei gleichzeitigem starkem Anstieg der Pulsspitzenleistung. Nicht berücksichtigt ist in diesem Modell der Effekt der parasitären Oszillationen des Verstärkers. Dabei bilden schwache Reflexionen von den Endflächen der Optiken innerhalb des Verstärkers einen Resonator. Durch die hohe Verstärkung, die in der Faser erreicht wird, bildet dieser Resonator einen Laseroszillator mit hoher Laserschwelle. Sobald die während des Pumpprozesses aufgebaute Inversion so hoch ist, dass die Verstärkung die Verluste übersteigt, wird ein Puls emittiert und so die Inversion abgebaut. Dieser parasitäre Puls wird dabei unabhängig vom Zeitpunkt des Eintreffens des nächsten Eingangspulses emittiert.

Ein ähnliches Verhalten konnte bei dem Lasersystem beobachtet werden. In Abbildung 4.20 ist das Zeitsignal für erhöhte Pumpleistungen dargestellt. Die Pulsspitzenleistung stieg mit zunehmender Pumpleistung deutlich an, bei 14 W Pumpleistung wurde eine Spitzenleistung von über 200 W erreicht. Die Pulsform wich stark von der in Abschnitt 4.3.4 beschriebenen Ausgangspulsform eines Verstärkers für rechteckförmige Eingangspulse ab. Der Pulsbeginn stimmte nach wie vor mit dem Eingangspuls überein. Der verstärkte Puls kann in zwei Abschnitte unterteilt werden. Der erste Abschnitt mit einer Länge von

etwa einer halben Mikrosekunde zeigt einen stark durchmodulierten Puls, dessen Form von der Eingangspulsform unabhängig ist. Im anschließenden Abschnitt fiel die Leistung dann exponentiell ab, analog zu der Pulsform bei kleineren Pumpleistungen.

Die Modulationen auf dem Puls im ersten Abschnitt deuten auf einen Laufzeiteffekt hin. Aus einer Modulationsdauer von ca. $0,1 \mu\text{s}$ ergibt sich eine optische Wegstrecke von ca. 30 m. Diese korrespondiert mit einer Rückkopplung der Signals über das gesamte Lasersystem bis in den Oszillator. Gleichzeitig konnte diese Rückkopplung nur bei geöffnetem Modulator stattfinden, was das Zusammentreffen mit dem Eingangspuls erklärt.

In dem vorgestellten Aufbau limitierte diese Art der parasitären Oszillationen die Pulsenergie des Gesamtsystems. Vermeiden lassen sie sich durch Erhöhung der Isolation zwischen den einzelnen Modulen des Lasersystems. Diese ist technisch einfach zu realisieren, die erzielten Pulsspitzenleistungen waren jedoch ausreichend, so dass hier keine weitere Optimierung durchgeführt wurde. Die erzeugten hohen Pulsspitzenleistungen unter Auftreten der parasitären Oszillatoren zeigen gleichzeitig das Leistungspotential des Systems auf, das mit geringem technischen Aufwand zu erreichen ist.

4.4 Diskussion der Leistungsverstärker-Ergebnisse

Die Ergebnisse aus Abschnitt 4.3.4 zeigen, dass für den Leistungsverstärker der richtige Sättigungsgrad entscheidend ist, da durch ihn die Balance zwischen der Effizienz der Verstärkung und der Pulsverkürzung durch die Pulsverformung gegeben ist. Damit bildet der Sättigungsgrad auch ein wichtiges Entscheidungskriterium für die Geometrie der verwendeten aktiven Faser, da die Flächenintensität, also der Kerndurchmesser, die Sättigungsenergie bestimmt. Eine Faser mit kleinerer Kernfläche weist bei gleicher Eingangsintensität einen höheren Sättigungsgrad auf, verspricht also einen effizienteren Betrieb. Gleichzeitig sollte damit eine weitere Verbesserung der Strahlqualität erreicht werden. Bei einer technisch zu realisierenden NA von 0,08 und einer Wellenlänge von 1040 nm unterstützt eine Faser mit einem Kerndurchmesser kleiner $10 \mu\text{m}$ nur noch den transversalen Grundmode. Für eine Faser mit einem Kerndurchmesser von $10 \mu\text{m}$ ist in Abbildung 4.21 die wellenlängenabhängige Pulsform berechnet worden. Durch den höheren Sättigungsgrad der Faser wird die Pulsüberhöhung insbesondere bei 1040 nm deutlich stärker. Als Folge nimmt die effektive Pulslänge deutlich ab. Dies begrenzt die Einsatzmöglichkeit in der Spektroskopie. Durch die starke Pulsüberhöhung nimmt zudem die Spitzenleistung

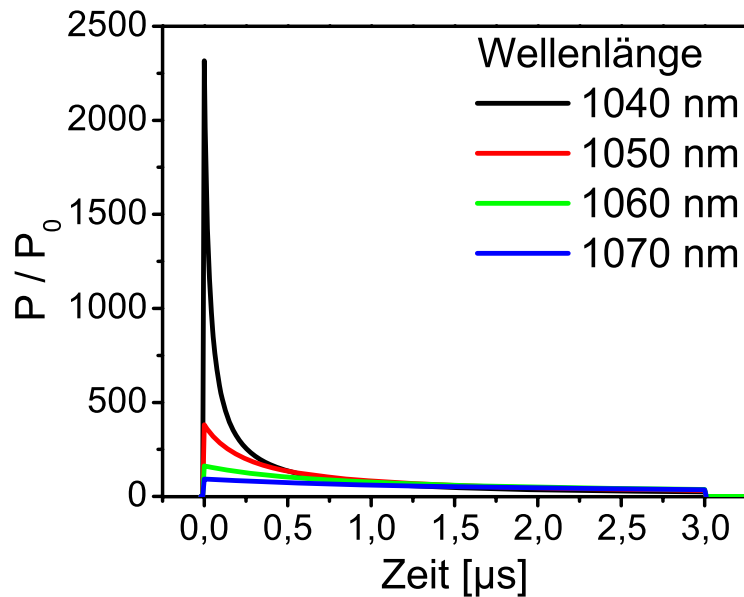


Abbildung 4.21: *Theoretische Pulsform bei unterschiedlichen Wellenlängen für eine Faser mit $10\ \mu\text{m}$ Kerndurchmesser, $E_0/E_{\text{Sat}} = 0,045$ und eine Pumpleistung von $9,7\ \text{W}$.*

der Pulse zu. Das fördert das Auftreten von SBS in der Faser, die dann als limitierender Effekt wirkt.

Zur experimentellen Bestätigung dieses Zusammenhanges zwischen effektiver Pulsdauer und Faserkerndurchmesser wurde eine alternative Faser mit $10\ \mu\text{m}$ Kerndurchmesser eingesetzt und die Pulsform bei $1050\ \text{nm}$ Wellenlänge vermessen (LIEKKI CORPORATION, 2005). Die Faserlänge betrug $3\ \text{m}$. Die resultierende Pulsform ist für eine Pumpleistung von $5,4\ \text{W}$ in Abbildung 4.22 dargestellt. Bei einer Spitzenleistung von $35\ \text{W}$ betrug die effektive Pulslänge unter $0,6\ \mu\text{s}$. Eine weitere Steigerung der Pumpleistung führte analog zu den in Abschnitt 4.3.4 gezeigten Ergebnissen zu einem instabilen Ausgangssignal des Faserverstärkers. Aufgrund dieser Leistungslimitierung und der Tatsache, dass für diese aktive Faser keine spezialisierten Pumpkoppler verfügbar waren, wurde sie nicht weiter untersucht.

Zusammenfassend ist der Weg einer Reduktion des Faserkerndurchmessers zur Steigerung der Effizienz des Lasers und zur Verbesserung der Strahlqualität also nur sehr begrenzt gangbar, da schon mit der verwendeten Faser mit $15\ \mu\text{m}$ Kerndurchmesser zu einer Pulsverkürzung führt, die für die Spektroskopie noch tollerierbar ist. Ein Ausweg kann die Verwendung von photonischen Kristallfasern sein. Sie erlauben durch geeignete Wahl der Struktur bei unveränderter Querschnittsfläche des Kerns eine transversal einmodige

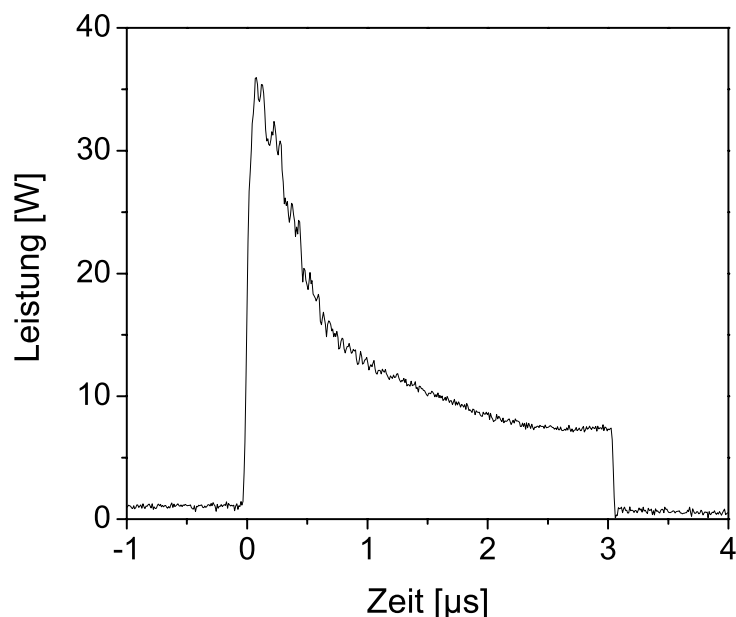


Abbildung 4.22: *Pulsform des Leistungsverstärkers basierend auf einer Faser mit 10 µm Kerndurchmesser bei 1050 nm und einer Pumpleistung von 5,4 W.*

Strahlqualität. Die Effizienz des Systems bliebe hiervon allerdings unberührt.

4.5 Zusammenfassung der Leistungsskalierung

Insgesamt wurde mit der Kombination aus einem elektro-optischen Modulator und einer zweistufigen Signalverstärkung ein kompakter Aufbau realisiert, mit dem die spektralen Eigenschaften des kontinuierlich emittierenden Oszillators beibehalten wurden und gleichzeitig Pulsspitzenleistungen von mehreren 10 W erzielt wurden. Pulserzeugung und Verstärkung wurden weitestgehend in Fasertechnik realisiert. Diese Technik gewährleistet einen zuverlässigen, wartungsfreien Betrieb des Systems bei gleichzeitig kompakten Abmaßen.

Das System verbindet erstmals einfrequente, weit durchstimmbare Laseremission aus einem Faseroszillator mit den Vorteilen eines gepulst betriebenen Faserverstärker. Damit gelang die Realisation einer kompakten Laserquelle für die effiziente Frequenzkonversion für Anwendungen in der Spektroskopie. Es wurde ein Durchstimmbereich von 30 nm um 1055 nm demonstriert, in dem über den gesamten Bereich eine Pulsspitzenleistung von

über 40 W demonstriert werden konnte. Die maximale Spitzenleistung betrug 88 W bei 1040 nm Wellenlänge. Durch die Auslegung der Verstärkerstufen als ungesättigte optische Verstärker wurden Pulsdauern von über 0,7 μ s erreicht. Auswahl und Dimensionierung der aktiven Faser des Leistungsverstärkers erfolgte erfolgreich in Hinblick auf eine Balance zwischen einem effizienten Betrieb und der Gewährleistung einer ausreichenden Pulsdauer für spektroskopische Anwendungen. Gleichzeitig wurden nichtlinearer Streuprozesse vermieden, experimentell konnten keine Verluste insbesondere durch stimulierte Brillouinstreuung festgestellt werden.

Insgesamt gelang es durch das mehrstufige Verstärkerkonzept mit vorausgehender Pulserzeugung lange Laserpulse mit hoher Ausgangsleistung zu generieren, unter Beibehaltung aller spektralen Vorteile eines kontinuierlichen Faseroszillators.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Gegenstand dieser Arbeit war der Aufbau und die Untersuchung eines einfrequenten, abstimmbaren, gepulsten Lasersystems mit hoher Spitzenleistung auf der Basis von ytterbi-umdotierten Quarzglasfasern. Realisiert wurde dies als Oszillator-Verstärker-System, bei dem die Erzeugung des schmalbandigen Signals von der Pulserzeugung und der Leistungskalibrierung getrennt war. So konnten die Vorteile, die ein kontinuierlich emittierender, weit abstimmbarer Oszillator in seinen spektralen Eigenschaften bietet mit den Möglichkeiten zur Erzeugung einer hohen Spitzenleistung durch einen gepulst angeregten Faserverstärker kombiniert werden.

Zunächst wurde ein kerngepumpter Faserringoszillator aufgebaut, dessen Emissionswellenlänge von 1020 nm bis 1078 nm (15,8 THz) abstimmbaar war, bei einer maximalen Ausgangsleistung von 134 mW bei 1040 nm. Die Laserstrahlung war longitudinal einfrequente, die spektrale Linienbreite kleiner 100 kHz bei einer Messdauer von 580 ms. Während des Abstimmprozesses des Lasers wurde das spektrale und temporale Verhalten des Lasersignals charakterisiert. Die Emissionslinie springt mit dem Abstand der longitudinalen Resonatormoden von 82 MHz, der damit die spektrale Auflösung bei Anwendung eines spektroskopischen Messverfahrens definiert.

Im Vergleich zu etablierten einfrequenten Lasern weist der realisierte Faserlaser einen um Größenordnungen längeren Resonator auf und reagiert damit auch empfindlicher auf sich ändernde Umgebungsbedingungen. Die Emissionsfrequenz zeigt eine Temperaturabhängigkeit von 2 GHz/K, das entspricht einer Temperaturänderung von 39 mK, die zu einem Modensprung führt. Dies ist ein technisch leicht handhabbares Problem, das darüber hin-

aus für die abstimmbare Strahlungsquelle während des Durchstimmens keine Rolle spielt. Der weite Abstimmbereich wurde genutzt, um mittels der Messung der leistungs- und wellenlängenabhängigen Relaxationsfrequenz den Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt der aktiven Faser zu bestimmen und den Übergang von einer 3- zur 4-Niveau-Charakteristik bei 1060 nm für ytterbiumdotierte Faserverlaser zu bestimmen. Gleichzeitig wurde mit wellenlängenabhängigen Rausch-Messungen nachgewiesen, dass das Amplitudenrauschen in der gleichen Größenordnung liegt wie bei etablierten einfrequenten Festkörperlasern. Dabei konnte im Vergleich der Amplitudenrauschspektren bei 1030 nm und 1070 nm ein leichter Einfluss der 3- bzw. 4-Niveaucharakteristik nachgewiesen werden.

Aus dem Ausgangssignal des Faseroszillators wurden mit Hilfe eines faserverintegrierten Amplitudenmodulators rechteckförmige Pulse mit einer Länge von $3 \mu\text{s}$ und einer Wiederholfrequenz von 20 kHz herausgeschnitten. Der so erzeugte Pulsbetrieb führt in den nachfolgenden Verstärkerstufen zu einer deutlichen Steigerung der Pulsspitzenleistung bei gleichzeitig niedriger mittlerer Leistung. Somit wird genügend Leistung für eine Frequenzkonversion erzeugt und der apparative Aufwand gering gehalten. Die erzeugten Pulse hatten eine Spitzenleistung von mehr als 50 W über einen Abstimmbereich des Lasers von 1040 nm bis 1070 nm mit einer maximalen Spitzenleistung von 88 W bei 1040 nm. Durch den Abbau der im oberen Laserniveau gespeicherten Energie über die Pulsdauer werden die Pulse während der Verstärkung verformt. Die Ausgangspulse wiesen die maximale Leistung am Pulsbeginn auf, die dann exponentiell zum Pulsende abfiel. Die Abhängigkeit der Pulsform von der Wellenlänge und der Pumpleistung konnte anhand eines einfachen analytischen Modells gezeigt werden, unter der Annahme des ungesättigten Laserbetriebes. Dieser konnte, basierend auf den Messungen der Wirkungsquerschnitte von ytterbiumdotiertem Quarzglas am Oszillator, vorausgesetzt werden.

In der vorliegenden Arbeit wurde auf Basis von ytterbiumdotierten Glasfasern ein Lasersystem realisiert, das einen weiten Durchstimmbereich, einfrequenten Betrieb und hohe Spitzenleistung vereint und hochauflösende Spektroskopie im infraroten Spektralbereich an Gasen erlaubt. In der Zukunft lassen neue Entwicklungen in der Fasertechnik eine weitere Optimierung des vorgestellten Lasersystems möglich erscheinen. Die Entwicklung von Faserkomponenten wie Isolatoren und WDMs mit einer größeren spektralen Akzeptanz und geringeren linearen Einfügeverlusten erlaubt in Zukunft die Realisation eines größeren Durchstimmbereiches, insbesondere im langwelligen Bereich, da hier die Verluste maßgeblich sind. Die verstärkt auftretende ASE kann durch Bragg-Gitter mit langer Pe-

riode, die direkt in die aktiven Fasern eingeschrieben werden und das ASE-Signal seitlich aus der Faser auskoppeln, reduziert werden. Ähnliche Gitter wurden schon demonstriert zur Konversion eines Lasersignals von der transversalen Grundmode in höhere Moden (SCHULTZ ET AL., 2007). Gleichzeitig erlaubt die Entwicklung von photonischen Kristallfasern im Verbund mit neuen Pumpdioden erhöhter Brillanz eine Reduktion der Faserlänge im Leistungsverstärker und damit ein Anheben der Brillouinschwelle. So könnte die Pulsspitzenleistung weiter gesteigert werden (CRYSTAL FIBRE A/S, 2008).

Bisher für die Spektroskopie vorgesehene einfrequente Faserlasersysteme arbeiten im Wellenlängenbereich um $1\ \mu\text{m}$ oder $1,5\ \mu\text{m}$. Damit ist eine effiziente Frequenzkonversion in den Bereich von $3,5\ \mu\text{m}$ bis $5\ \mu\text{m}$ Wellenlänge möglich, zum Beispiel auf Basis von Lithium-Niobat basierten optisch parametrischen Oszillatoren. Mit dieser in der Frequenzkonversion etablierten Technik ist der Spektralbereich oberhalb einer Wellenlänge von $5\ \mu\text{m}$ jedoch kaum zugänglich aufgrund der limitierten Transparenz der Konversionskristalle. Auf der anderen Seite sind Konversionskristalle, die eine effiziente Konversion in diesen Spektralbereich erlauben, wie zum Beispiel ZnGeP, erst oberhalb von $1,7\ \mu\text{m}$ transparent. Somit müssen neue Wege zur Erzeugung der Pumpstrahlung für diese Kristalle gefunden werden. Ein möglicher Weg ist die Übertragung der hier vorgestellten Ergebnisse auf ein Lasersystem auf der Basis von thuliumdotierten Quarzglasfasern. Dieses Material bietet einen weiten Verstärkungsbereich um $1,9\ \mu\text{m}$ Wellenlänge und kann ebenfalls mit Diodenlasern angeregt werden (HANNA ET AL., 1990). Es weist dann jedoch einen sehr großen Quantendefekt auf, was die Effizienz dieser Systeme limitiert. Dies kann bei entsprechender Dotierung durch Ausnutzung eines Kreuzrelaxationsprozesses verbessert werden, solcherart Fasern stehen allerdings erst seit kurzem und mit nur wenigen Geometrien zur Verfügung. Mit thuliumdotierten Faserlasern wurde sowohl einfrequenter, als auch durchstimmbarer Laserbetrieb gezeigt, jedoch nicht die Kombination beider Eigenschaften in einem Lasersystem (GENG ET AL., 2007, ENGELBRECHT ET AL., 2008). Im Bereich der Faserverstärker müssen limitierende Einflüsse bei der Verstärkung von sehr schmalbandigen Signalen noch untersucht werden. Daneben sind viele Komponenten für thuliumdotierte Faserlaser nicht verfügbar, die für ytterbiumbasierte Systeme etabliert und weit verbreitet sind. Trotzdem zeigen die bisherigen Ergebnisse das Potential von thuliumdotiertem Quarzglas als aktivem Material für die laserbasierte Spektroskopie.

Anhang A

Berechnung der Inversion

Die Startinversion ΔN_0 für die Berechnung der Pulsformen in Abschnitt 4.3.4 wurde mit Hilfe eines Ratengleichungsmodells aus der Pumpleistung P_{pump} und der Pumpdauer t_{pump} berechnet. Grundlage ist die Ratengleichung für ein 3-Niveausystem, wie sie zum Beispiel in KOECHNER (1999) hergeleitet wird. Sie beschreibt die Änderung der Inversionsdichte ΔN :

$$\frac{\partial \Delta N}{\partial t} = \underbrace{- \left(1 + \frac{\omega_{\text{abs}}}{\omega_{\text{em}}}\right) n \phi \omega_{\text{em}} c}_{\text{stimulierte Emission}} \underbrace{- \frac{n + N(\omega_{\text{abs}}/\omega_{\text{em}})}{\tau_2}}_{\text{spontane Emission}} \underbrace{+ W_p(N - n)}_{\text{Pumpprozess}} \quad (\text{A.1})$$

Es ist N die Gesamtzahl aktiver Ionen im Material pro Volumen, τ_2 die Fluoreszenzlebensdauer und W_p die Pumprate pro Ion. ϕ gibt die Photonendichte an. Die Besetzung nimmt allgemein durch stimulierte und spontane Emission ab und durch den Pumpprozess zu. Im Fall der gepulsten Anregung wurde angenommen, dass der Pumpprozess zwischen der Emission der Pulse stattfindet, die Zeit während der Pulsemission wird vernachlässigt. Damit findet während des Pumpprozesses keine stimulierte Emission statt und der erste Summand aus Gleichung A.1 entfällt. Umgestellt nach n und N ergibt sich:

$$\frac{\partial \Delta N}{\partial t} = n \left(-\frac{1}{\tau_2} - W_p \right) + N \left(-\frac{\omega_{\text{abs}}}{\omega_{\text{em}} \tau_2} + W_p \right) \quad (\text{A.2})$$

Diese Differentialgleichung 1. Ordnung lässt sich nach der Methode der Variation der Konstanten lösen zu:

$$\Delta N(t) = \exp \left(-\frac{t}{\tau_2} (1 + W_p \tau_2) + \ln \left[N \left(-\frac{\omega_{\text{abs}}}{\omega_{\text{em}}} - \frac{W_p \tau_2 - \frac{\omega_{\text{abs}}}{\omega_{\text{em}}}}{W_p \tau_2 + 1} \right) \right] \right) + N \frac{W_p \tau_2 - \frac{\omega_{\text{abs}}}{\omega_{\text{em}}}}{W_p \tau_2 + 1} \quad (\text{A.3})$$

Die Pumprate W_p ergibt sich aus der Pumpleistung P_{pump} und dem Kernvolumen V_{Kern} der aktiven Faser mit:

$$W_p = \frac{P_{\text{pump}}}{h\nu_L V_{\text{Kern}} N} \quad (\text{A.4})$$

Damit ist die Startinversion ΔN_0 für einen Pumpdauer von t_{pump} gegeben:

$$\Delta N_0 = \Delta N(t = t_{\text{pump}}) \quad (\text{A.5})$$

Dies gilt für den Fall einer homogenen Pumplichtverteilung über das Faservolumen.

Literaturverzeichnis

- ADVANCED FIBER RESOURCES. *Datenblatt: 1064 nm Polarization Maintaining Isolator (PMI Series)* (2006). URL www.fiber-resources.com.
- AGRAWAL, G. P. *Fiber-Optic Communication Systems*. John Wiley & Sons, Inc, New York, 2. Aufl. (1997). ISBN 0-471-1754014.
- AGRAWAL, G. P. *Nonlinear Fiber Optics*. John Wiley & Sons, Inc, New York, 3. Aufl. (2001). ISBN 0-12-045143-3.
- ALCOCK, I. P., FERGUSON, A. I., HANNA, D. C. und TROPPER, A. C. "Tunable, continuous-wave neodymium-doped monomode-fiber laser operating at 0.900-0.945 and 1.070-1.135 μm ." *Optics Letters* **11** (1989), Nr. 11, 709–711.
- ALVAREZ-CHAVEZ, J. A., NILSSON, J., TURNER, P. W., CLARKSON, W. A., RENAUD, C. C., SELVAZ-AGUILAR, R., HANNA, D. C. und GRUDININ, A. B. "Single-polarization narrow-linewidth wavelength-tunable high-power diode-pumped double-clad ytterbium-doped fiber laser." In: *Conference on Laser and Electro-Optics, Europe, Munich, Germany*, Bd. 2. OSA Technical Digest Series (1999), Optical Soc. Amer., Washington, D.C. Conference paper LWA5.
- AUERBACH, M. *Abstimmbare ytterbiumdotierte Faserlaser mit schmalbandiger Laseremission*. Dissertation, Universität Hannover (2003).
- AUERBACH, M., ADEL, P., WANDT, D., FALLNICH, C., UNGER, S., JETSCHKE, S. und MÜLLER, H.-R. "10 W widely tunable narrow linewidth double-clad fiber ring laser." *Optics Express* **10** (2002), 139–144.
- BACHOR, H.-A. und RALPH, T. C. *A Guide to Experiments in Quantum Optics*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co.KGaA, Weinheim, 2. Aufl. (2004). ISBN 3-527-40393-0.

- BALL, G. A. und GLENN, W. H. "Design of a single-mode linear-cavity erbium fiber laser utilizing Bragg reflectors." *Journal of Lightwave Technology* **10** (1992), Nr. 10, 1338–1343.
- BORN, M. und WOLF, E. *Principles of Optics*. Pergamon Press, London (1965).
- BOYD, R. *Nonlinear Optics*. Academic Press, London, 2. Aufl. (2002). ISBN 0-12-121682-9.
- BRILLOUIN, L. "Diffusion de la Lumière et des Rayons X par un Corps Transparent Homogène - Influence de l'Agitation Thermique." *Ann. Phys. (Paris)* **17** (1922), 88–122.
- BURDACK, P., FOX, T., BODE, M. und FREITAG, I. "1 W of stable single frequency output at 1.03 μm from a novel, monolithic, non-planar Yb:YAG ring laser operating at room temperature." *Optics Express* **14** (2006), 4363–4367.
- CHENG, Y., KRINGLEBOTN, J. T., LOH, W. H., LAMING, R. I. und PAYNE, D. N. "Stable single-frequency traveling-wave fiber loop laser with integral saturable-absorber-based tracking narrow-band filter." *Optics Letters* **20** (1995), 875–877.
- CHIAO, R. Y., TOWNES, C. H. und STOICHEFF, B. P. "Stimulated Brillouin Scattering and Coherent Generation of Intense Hypersonic Waves." *Physical Review Letters* **12** (1964), 592–595.
- CRYSTAL FIBRE A/S. *Datenblatt der Faser: DC-150-28-Yb-2* (2008). URL www.crystal-fibre.com.
- DEMTRÖDER, W. "Laserspektroskopie - Grundlagen und Techniken." *Springer-Verlag Berlin Heidelberg* (2000).
- DIELS, J.-C. und RUDOLPH, W. "Ultrashort Laser Pulse Phenomena: Fundamentals, Techniques and Applications on a Femtosecond Time Scale." *Optics and Photonics, Academic Press* (1996).
- ENGELBRECHT, M., FALLNICH, C. und WANDT, D. "Broadly tunable actively Q-switched Ytterbium fiber laser with high repetition rate." In: *Conference on Laser and Electro-Optics / Europe 2005, Munich, Germany*. OSA Technical Digest Series (2005), Optical Soc. Amer., Washington, D.C. Conference poster CJ2-2-MON.

- ENGELBRECHT, M., HAXSEN, F., WANDT, D. und KRACHT, D. "Wavelength resolved intracavity measurement of the cross section of a Tm-doped fiber." *Optics Express* **16** (2008), 1610–1615.
- FAN, Y.-X., LU, F.-Y., HU, S.-L., LU, K.-C., WANG, H.-J., DONG, X.-Y., HE, J.-L. und WANG, H.-T. "Tunable high-peak-power, high-energy hybrid Q-switched double-clad fiber laser." *Optics Letters* **29** (2004), Nr. 7, 724–726.
- FRANTZ, L. M. und NODVIK, J. S. "Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier." *Journal of Applied Physics* **34** (1963), Nr. 8, 2346–2349.
- FREDE, M., SCHULZ, B., WILHELM, R., KWEE, P., SEIFERT, F., WILLKE, B. und KRACHT, D. "Fundamental mode, single-frequency laser amplifier for gravitational wave detectors." *Optics Express* **15** (2007), Nr. 2, 459–465.
- GENG, J., WU, J., JIANG, S. und YU, J. "Efficient operation of diode-pumped single-frequency thulium-doped fiber lasers near 2 μm ." *Optics Letters* **32** (2007), Nr. 4, 355–357.
- GERTHSEN, C., KNESER, H. O. und VOGEL, H. *Physik*. Springer Verlag, Hamburg, 16. Aufl. (1989). ISBN 3540566384.
- GEUSIC, J. E. und SCOVIL, H. E. D. "A Unidirectional Traveling-Wave Optical Maser." *The Bell System Technical Journal* **41** (1962), 1371–1397.
- GLOGE, D. "Weakly Guiding Fibers." *Applied Optics* **10** (1971), 2252–2258.
- GROSS, P., KLEIN, M. E., WALDE, T., BOLLER, K.-J., AUERBACH, M., WESSELS, P. und FALLNICH, C. "Fiber-laser-pumped continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator." *Optics Letters* **27** (2002), 418–420.
- GUIDED COLOR TECHNOLOGIES. *Datenblatt: Integrated-optical modulator, LiNbO₃* (2006). URL www.gc-tec.de.
- HANNA, D. C., PERCIVAL, R. M., PERRY, I. R., SMART, R. G., SUNI, P. J. und TROPPER, A. C. "An ytterbium-doped monomode fibre laser: broadly tunable operation from 1.010 μm to 1.162 μm and three-level operation at 974 nm." *Journal of modern optics* **37** (1987), 517–525.

- HANNA, D. C., SMART, R. G., SUNI, P. J., FERGUSON, A. I. und PHILLIPS, M. W. "Efficient and tunable operation of a Tm-doped fibre laser." *Optics Communications* **75** (1990), 283–286.
- HARB, C. C., GRAY, M. B., BACHOR, H.-A., SCHILLING, R., ROTTENGATTER, P., FREITAG, I. und WELLING, H. "Suppression of the Intensity Noise in a Diode-Pumped Neodymium:YAG Nonplanar Ring Laser." *IEEE Journal of quantum electronics* **30** (1994), Nr. 12, 2907–2913.
- HILDEBRANDT, M., FREDE, M. und KRACHT, D. "Narrow-linewidth ytterbium-doped fiber amplifier system with 45 nm tuning range and 133 W of output power." *Optics Letters* **32** (2007), Nr. 16, 2345–2347.
- HÄNSCH, T. W. "Repetitively Pulsed Tunable Dye Laser for High Resolution Spectroscopy." *Applied Optics* **11** (1972), 895–898.
- IBSEN, M., SET, S. Y., GOH, G. S. und KIKUCHI, K. "Broad-Band Continuously Tunable All-Fiber DFB Lasers." *IEEE Photonics Technology Letters* **14** (2002), Nr. 1, 21–23.
- INNOLIGHT GMBH. *Datenblatt für die Laser der Mephisto Product Line* (2006). URL www.innolight.de.
- INO (INSTITUT NATIONAL D'OPTIQUE). *Datenblatt der Faser: rare earth doped fiber INO Yb500* (2005). URL www.ino.ca.
- IPG PHOTONICS CORPORATION. *Datenblatt für Hochleistungsfaserlaser der YLR-Serie* (2007). URL www.IPGPhotonics.com.
- JAVAN, A., BALLIK, E. A. und BOND, W. L. "Frequency Characteristics of a Continuous-Wave He-Ne Optical Maser." *Journal of the Optical Society of America* **52** (1962), Nr. 1, 96–98.
- JEONG, Y., NILSSON, J., SAHU, J. K., SOH, D. B. S., ALEGRIA, C., DUPRIEZ, P., CODEMARD, C. A., PAYNE, D. N., HORLEY, R., HICKEY, L. M. B., WANZCYCK, L., CHRYSSOU, C. E., ALVAREZ-CHAVEZ, J. A. und TURNER, P. W. "Single-frequency, single-mode, plane-polarized ytterbium-doped fiber master oscillator power amplifier source with 264 W of output power." *Optics Letters* **30** (2005a), 453–461.

- JEONG, Y., SAHU, J. K., SOH, D. B. S., CODEMARD, C. A. und NILSSON, J. "High-power tunable single-frequency single-mode erbium-ytterbium codoped large-core fiber master-oscillator power amplifier source." *Optics Letters* **30** (2005b), 2997–2999.
- KANE, T. J., NILSSON, A. C. und BYER, R. L. "Frequency stability and offset locking of a laser-diode-pumped Nd:YAG monolithic nonplanar ring oscillator." *Optics Letters* **12** (1987), 175–177.
- KANEDA, Y., SPIEGELBERG, C., JIHONG, G., YONGDAN, H., TAO, L., JIAFU, W. und SHIBIN, J. "200-mW, narrow-linewidth 1064.2-nm Yb-doped fiber laser." In: *Conference on Laser and Electro-Optics, Anaheim, USA*, Bd. 92. OSA Technical Digest Series (1996), Optical Soc. Amer., Washington, D.C., S. 2–. Conference paper CThO3.
- KISLIUK, P. P. und BOYLE, W. S. "The Pulsed Ruby Maser as a Light Amplifier." *Proc. Inst. Radio Engrs.* **49** (1961), 1635–1639.
- KLEIN, M. E., ADEL, P., AUERBACH, M., FALLNICH, C., GROSS, P. und BOLLER, K.-J. "Microsecond pulsed optical parametric oscillator pumped by a Q-switched fiber laser." *Optics Letters* **28** (2003), 2222–2224.
- KOECHNER, W. *Solid-State Laser Engineering*. Springer Verlag, Hamburg, 5. Aufl. (1999). ISBN 3-540-65064-4.
- KOESTER, C. J. und SNITZER, E. "Amplification in a Fiber Laser." *Applied Optics* **3** (1964), Nr. 10, 1182–1186.
- KOHERAS A/S. *Koheras Adjustik, Product information sheet* (2007). URL www.koheras.com.
- KOPLow, J. P., KLINER, D. A. V. und GOLDBERG, L. "Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier." *Optics Letters* **25** (2000), Nr. 7, 442–444.
- LIEKKI CORPORATION. *Datenblatt der Faser: Yb1200-10/125DC* (2005). URL www.liekki.com.
- LIEM, A., LIMPert, J., ZELLMER, H. und TÜNNERMANN, A. "100-W single-frequency master-oscillator fiber power amplifier." *Optics Letters* **28** (2005), 453–461.
- LITTMAN, M. G. "Single-mode operation of grazing-incidence pulsed dye laser." *Optics Letters* **3** (1978), Nr. 4, 138–140.

- LITTMAN, M. G. und METCALF, H. J. "Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander." *Applied Optics* **17** (1978), 2224–2227.
- LITROW, O. V. "Über eine neue Einrichtung des Spectralapparats." *Sitzungsberichte Der Kaiserlichen Akademie Der Wissenschaften, Abteilung 2* **47** (1863), 26–32.
- LIU, A., NORSEN, M. A. und MEAD, R. D. "60-W green output by frequency doubling of a polarized Yb-doped fiber laser." *Optics Letters* **30** (2005), 67–69.
- LU, K. und DUTTA, N. K. "Spectroscopic properties of Yb-doped silica glass." *Journal of Applied Physics* **91** (2002), Nr. 2, 576–581.
- MAIMAN, T. H. "Stimulated Optical Radiation in Ruby." *Nature* **187** (1960), 493 – 494.
- MALITSON, I. H. "Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica." *Journal of the Optical Society of America* **55** (1965), 1205–.
- MCCUMBER, D. E. "Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra." *Physical Review A* **136** (1964), 954–957.
- MITSCHE, F. *Glasfasern - Physik und Technologie*. Elsevier, Spectrum akademischer Verlag, 1. Aufl. (2005). ISBN 3-8274-1629-9.
- NILSSON, J., CLARKSON, W. A., SELVAS, R., SAHU, J. K., TURNER, P. W., ALAM, S.-U. und GRUNDINI, A. B. "High-power wavelength-tunable cladding-pumped rare-earth-doped silica fiber lasers." *Optical Fiber Technology* **10** (2004), 5–30.
- NUFERN. *Datenblatt der Faser: LMA-YDF-15/130, Ytterbium-Doped LMA Double Clad Fiber* (2006). URL www.nufern.com.
- OKHOTNIKOV, O. G., KUZMIN, V. V. und SALCEDO, J. R. "General Intracavity Method for Laser Transition Characterisation by Relaxation Oscillations Spectral Analysis." *IEEE Photonics Technology Letters* **6** (1994), 362–364.
- OKHOTNIKOV, O. G. und SALCEDO, J. R. "Laser transition characterization by spectral and thermal dependence of the transient oscillations." *Optics Letters* **19** (1994), 1445–1447.
- ORSILA, L. und OKHOTNIKOV, O. G. "Three- and four-level transition dynamics in Yb-fiber laser." *Optics Express* **13** (2005), 3218–3223.

- PARK, N., DAWSON, J. W. und VAHALA, K. J. "All fiber, low threshold, widely tunable single-frequency, erbium-doped fiber ring laser with a tandem fiber Fabry-Perot filter." *Applied Physics Letters* **59** (1991), Nr. 19, 2369–2371.
- PASCHOTTA, R., NILSSON, J., REEKI, L., TROOPER, A. C. und HANNA, D. C. "Single-frequency ytterbium-doped fiber laser stabilized by spatial hole burning." *Optics Letters* **22** (1997a), 40–42.
- PASCHOTTA, R., NILSSON, J., TROPPER, A. C. und HANNA, D. C. "Ytterbium-Doped Fiber Amplifiers." *IEEE Journal of quantum electronics* **33** (1997b), Nr. 7, 1049–1056.
- PASK, H. M., CARMAN, R. J., HANNA, D. C., TROPPER, A. C., MACKECHNIE, C. J., BARBER, P. R. und DAWES, J. M. "Ytterbium Doped Silica Fiber Lasers: Versatile Sources for the 1-1.2 μm Region." *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **1** (1995), 2–13.
- RALPH, T. C., HUNTINGTON, E. H., HARB, C. C., BUCHLER, B. C., LAM, P. K., MCLELLAND, D. E. und BACHOR, H.-A. "Understanding and controlling laser intensity noise." *Optical and Quantum Electronics* **31** (1999), 583–593.
- RENAUD, C. C., SELVAS-AGUILAR, R. S., NILSSON, J., TURNER, P. W. und GRUDININ, A. B. "Compact High-Energy Q-Switched Cladding-Pumped Fiber Laser with a Tuning Range Over 40 nm." *IEEE Photonics Technology Letters* **11** (1999), 976–978.
- RIGROD, W. W. "Gain Saturation and Output Power of Optical Masers." *Journal of Applied Physics* **34** (1963), 2602–2609.
- SAHU, J. K., RENAUD, C. C., FURUSAWA, K., SELVAS, R., ALVAREZ-CHAVEZ, J. A., RICHARDSON, D. J. und NILSSON, J. "Jacketed air-clad cladding pumped ytterbium-doped fibre laser with wide tuning range." *Electronic Letters* **37** (2001), Nr. 18, 1116–1117.
- SCHAWLOW, A. L. und TOWNES, C. H. "Infrared and optical masers." *Physical Review* **112** (1958), Nr. 6, 1940.
- SCHULTZ, M., PROCHNOW, O., RUEHL, A., WANDT, D., KRACHT, D., RAMACHANDRAN, S. und GHALMI, S. "Sub-60-fs ytterbium-doped fiber laser with a fiber-based dispersion compensation." *Optics Letters* **32** (2007), Nr. 16, 2372–2374.

- SHOSHAN, I., DANON, N. und OPPENHEIM, U. P. "Narrowband operation of a pulsed dye laser without intracavity beam expansion." *Journal of Applied Physics* **48** (1977), Nr. 11, 4495–4503.
- SHOSHAN, I. und OPPENHEIM, U. P. "The use of a diffraction grating as a beam expander in a dye laser cavity." *Optics Communications* **25** (1978), 375–378.
- SIEGMAN, A. E., SASNETT, M. W. und JOHNSTON, JR, T. F. "Choice of Clip Levels for Beam Width Measurements Using Knife-Edge Techniques." *IEEE Journal of quantum electronics* (1991).
- SIFAM. *Datenblatt für fused PM-Components* (2007). URL www.sifamfo.co.uk.
- SNITZER, E., PO, H., HAKIMI, F., TUMMINELLI, R. und MCCOLLUM, B. C. "DOUBLE CLAD, OFFSET CORE Nd FIBER LASER." In: *Optical Fiber Sensors, New Orleans, USA*, Bd. 2. OSA Technical Digest Series (1988), Optical Soc. Amer., Washington, D.C., S. 533–536. URL <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=OFS-1988-PD5>, conference paper PD5.
- SOFFER, B. H. und MCFARLAND, B. B. "Continuously Tunable, Narrow-Band Organic Dye Lasers." *Applied Physics Letters* **10** (1967), Nr. 10, 266–267.
- STOLEN, R. H., IPPEN, E. P. und TYNES, A. R. "Raman Oscillation in Glass Optical Waveguide." *Applied Physics Letters* **20** (1972), Nr. 2, 62–64.
- STOLEN, R. H., RAMASWAMY, V., KAISER, P. und PLEIBEL, W. "Linear polarization in birefringent single-mode fibers." *Applied Physics Letters* **33** (1978), Nr. 8, 699–701.
- SVELTO, O. *Principles of Lasers*. Plenum Press, New York, 3. Aufl. (1989). ISBN 0-306-45748-2.
- TANG, C. L., STATZ, H. und G. DEMARS, J. "Spectral output and spiking behavior of solid-state lasers." *Journal of Applied Physics* **34** (1963), 2289–2295.
- TRÖBS, M. *Laser development and stabilization for the spaceborne interferometric gravitational wave detector LISA*. Dissertation, Universität Hannover (2005).
- VU, K. T., MALINOWSKI, A., RICHARDSON, D. J., GHIRINGHELLI, F., HICKEY, L. M. B. und ZERVAS, M. N. "Adaptive pulse shape control in a diode-seeded nanosecond fiber MOPA system." *Optics Express* **14** (2006), 10996–11001.

WANDT, D., LASCHEK, M., TÜNNERMANN, A. und WELLING, H. “Continuously tunable external-cavity diode laser with a double-grating arrangement.” *Optics Letters* **22** (1997), Nr. 6, 390–392.

ZAWISCHA, I., PLAMANN, K., FALLNICH, C., WELLING, H., ZELLMER, H. und TÜNNERMANN, A. “All-solid-state neodymium-based single-frequency master-oscillator fiber power-amplifier system emitting 5.5 W of radiation at 1064 nm.” *Optics Letters* **24** (1999), Nr. 7, 469–471.

ZENTENO, L. “High-Power Double-Clad Fiber Lasers.” *Journal of Lightwave Technology* **11** (1993), Nr. 9, 1435–1446.

Konferenzbeiträge

ENGELBRECHT, M., HAXSEN, F., RUEHL, A., WANDT, D. und KRACHT, D. “320-fs Thulium-Doped Fiber-Ring-Laser with a Pulse Energy of 3.5-nJ.” In: *Conference on Lasers and Electro-Optics 2008, San Jose, USA*. OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS), Optical Soc. Amer., Washington, D.C. Conference paper CFD4.

RUEHL, A., ENGELBRECHT, M., HAXSEN, F., WANDT, D. und KRACHT, D. “Passively Mode-Locked Thulium-Doped Fiber Oscillator with a Pulse Energy of 4 nJ.” In: *Advanced Solid State Photonics 2007, Nara-Ken, Japan*. OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS), Optical Soc. Amer., Washington, D.C. Conference paper MG3.

ENGELBRECHT, M., WANDT, D. und KRACHT, D. “Microsecond-pulsed ytterbium fiber laser system with a broad tuning range and a small spectral linewidth.” In: *Photonics West 2007, San Jose, California, USA*. Proceedings of SPIE, SPIE, Bellingham. Conference poster 6453-76.

ENGELBRECHT, M., WANDT, D. und KRACHT, D. “Single Frequency Ytterbium-Doped Fiber Laser with 26 nm Tuning Range.” In: *Advanced Solid State Photonics 2007, Vancouver, Canada*. OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS), Optical Soc. Amer., Washington, D.C. Conference poster WB4.

SCHULTZ, M., PROCHNOW, O., RUEHL, A., ENGELBRECHT, M., WANDT, D. und KRACHT, D. “Stretched pulse and self-similar operation of an ultra-short pulse all-polarization maintaining fiber laser.” In: *Conference on Laser and Electro-Optics / Europe 2007, Munich, Germany*. OSA Technical Digest Series (2007), Optical Soc. Amer., Washington, D.C. Conference poster CF11-TUE.

ADEL, P., ENGELBRECHT, M., WANDT, D. und FALLNICH, C. “Four-wave-mixing suppression in Er³⁺-fiber amplifiers by backward pumping.” In: *Conference on Lasers and*

- Electro-Optics 2005, Baltimore, USA*. OSA Tech. Digest Series, Optical Soc. Amer., Washington, D.C. ISBN 1-55752-796-2, S. 1301–1303. Conference poster JWB44.
- ENGELBRECHT, M., FALLNICH, C. und WANDT, D. “Broadly tunable actively Q-switched Ytterbium fiber laser with high repetition rate.” In: *Conference on Laser and Electro-Optics / Europe 2005, Munich, Germany*. OSA Technical Digest Series (2005), Optical Soc. Amer., Washington, D.C. Conference poster CJ2-2-MON.
- ENGELBRECHT, M., KORTE, F., KOCH, J., WANDT, D. und FALLNICH, C. “Femtosecond Rapid Prototyping Technique for Patterning of Lithium Niobate Samples.” In: *Advanced Solid State Photonics 2005, Vienna, Austria*. OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS), Optical Soc. Amer., Washington, D.C. Conference poster MB5.
- RUEHL, A., ENGELBRECHT, M., HUNDERTMARK, H., WESSELS, P., WANDT, D. und FALLNICH, C. “1 nJ all-fiber 108 MHz mode-locked erbium oscillator at 1.56 μm .” In: *Conference on Lasers and Electro-Optics 2005, Baltimore, USA*, Bd. 2. OSA Tech. Digest Series, Optical Soc. Amer., Washington, D.C. ISBN 1-55752-796-4, S. 1429–1431. Conference poster JWB44.
- ADEL, P., ENGELBRECHT, M. und FALLNICH, C. “Modular high repetition rate ultrafast all-fiber Er^{3+} oscillator-amplifier system with μJ pulse energy.” In: *Advanced Solid State Photonics 2004, Santa Fe, US*. OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS), Optical Soc. Amer., Washington, D.C. Conference poster TuB2.
- HUNDERTMARK, H., KRACHT, D., ENGELBRECHT, M., WANDT, D., FALLNICH, C., HAVERKAMP, N. und TELLE, H. R. “Stable sub-85 fs passively mode-locked Erbium fiber oscillator with tunable repetition rate.” In: *Conference on Lasers and Electro-Optics 2004, San Francisco, USA*, Bd. 12. OSA Tech. Digest Series, Optical Soc. Amer., Washington, D.C. ISBN 1-55752-777-6, S. 3178–3183. Conference paper CMO5.

Eigene Veröffentlichungen

- ENGELBRECHT, M., HAXSEN, F., WANDT, D. und KRACHT, D. “Wavelength resolved intracavity measurement of the cross section of a Tm-doped fiber.” *Optics Express* **16** (2008), 1610–1615.
- ENGELBRECHT, M., RUEHL, A., HAXSEN, F., WANDT, D. und KRACHT, D. “Ultrafast thulium-doped fiber-oscillator with pulse energy of 4.3 nJ.” *Optics Letters* **33** (2008), 690–692.
- ADEL, P., ENGELBRECHT, M., WANDT, D. und FALLNICH, C. “Four-wave-mixing suppression in Er³⁺-fiber amplifiers by backward pumping.” *Optics Communications* **271** (2007), 499–502.
- ENGELBRECHT, M., RUEHL, A., WANDT, D. und KRACHT, D. “Single-Frequency ytterbium-doped fiber laser with 26 nm tuning range.” *Optics Express* **15** (2007), Nr. 8, 4617–4622.
- ENGELBRECHT, M., WANDT, D. und KRACHT, D. “Tunable, μ s-pulsed ytterbium fiber laser system with a linewidth below 2.7 GHz.” *Optics Communications* **279** (2007), 173–176.
- RUEHL, A., PROCHNOW, O., ENGELBRECHT, M., WANDT, D. und KRACHT, D. “Similariton fiber laser with a hollow-core photonic bandgap fiber for dispersion control.” *Optics Letters* **32** (2007), Nr. 9, 1084–1086.
- KOCH, J., FADEEVA, E., ENGELBRECHT, M., RUFFERT, C., GATZEN, H., OSTENDORF, A. und CHICHKOV, B. “Maskless nonlinear lithography with femtosecond laser pulses.” *Applied Physics A* **82** (2006), Nr. 1, 23–26.
- ADEL, P., ENGELBRECHT, M., WANDT, D. und FALLNICH, C. “Resonant nonlinearity

in high-energy Er^{3+} -fiber chirped-pulse-amplifiers.” *Optics Express* **13** (2005), 10260–10265.

FREDE, M., KRACHT, D., ENGELBRECHT, M. und FALLNICH, C. “Compact high-power end-pumped Nd:YAG laser.” *Optics Laser and Technology* **38** (2005), Nr. 3, 183–185.

HUNDERTMARK, H., KRACHT, D., ENGELBRECHT, M., WANDT, D. und FALLNICH, C. “Stable sub-85 fs passively mode-locked Erbium fiber oscillator with tunable repetition rate.” *Optics Express* **12** (2004), 3178–3183.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die direkt oder indirekt zum guten Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, auch wenn nicht alle explizit erwähnt werden.

Meinem Doktorvater Prof. Dr. B. Chichkov danke ich für die Betreuung meiner Promotion. Bei Prof. Dr. U. Morgner bedanke ich mich für die Übernahme des Koreferats. Prof. Dr. C. Fallnich gilt mein Dank dafür, dass er mich an das Laser Zentrum Hannover geholt hat. Dr. D. Kracht möchte ich dafür danken, dass ich diese Arbeit am Laser Zentrum Hannover durchführen konnte und für die Betreuung „vor Ort“.

Für die stete Diskussionsbereitschaft und für die Anregungen zu Inhalt und Form dieser Arbeit aber auch zum praktischen Umgang mit einem EU-Projekt bedanke ich mich bei Dr. Dieter Wandt.

Bei Prof. Frans Harren und Simona Cristescu bedanke ich mich für die Zusammenarbeit und die Unterstützung zum Thema „Spektroskopie an Gasen“ oder welche Linienbreite braucht man wirklich.

Für die unermüdliche Diskussionsbereitschaft über die Theorie des Zusammenspiels zwischen einer und ganz vielen Moden sowie für die (versuchte) Umsetzung bzw. spontane Austreibung von zukunftsweisenden Ideen bedanke ich mich insbesondere bei Axel Rühl und Peter Weßels.

Rebecca Wachter gilt mein Dank für die perfekte Umsetzung des Lasers aus der Theorie in die Praxis.

Bei allen aktiven und ehemaligen Mitgliedern der „Ultrafast Photonics“- bzw. Faserlaser-Gruppe Peter Weßels, Udo Bünting, Michael Schulz, Mario Auerbach, Axel Rühl, Holger Hundertmark, Oliver Prochnow, Dirk Mortag, Peter Adel und Dieter Wandt bedanke ich mich für die gute Teamarbeit und ein hervorragendes Arbeitsklima.

Mario Auerbach gilt mein Dank für die gute Vorarbeit zu diesem Projekt und damit auch zu dieser Arbeit.

Für das Korrekturlesen von Teilen dieser Arbeit bedanke ich mich bei Peter Weßels, Axel Rühl, Michael Schulz und insbesondere bei Dieter Wandt.

Ganz besonders möchte ich mich bei meiner Frau und meinem Sohn für die Geduld bedanken und für die Unterstützung, die ich durch sie erfahren habe.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Martin Engelbrecht
Geburtstag: 20.09.1974
Geburtsort: Elmshorn, Deutschland
Nationalität: Deutsch

Schulbildung

1981 – 1985 Grundschohle in Tornesch
1985 – 1994 Ludwig-Meyn-Gymnasium in Uetersen
24.06.1994 Abitur

Zivildienst

07.1994 – 09.1995 Jugendheim Schloß Noer

Universitäre Ausbildung

1995 – 2001 Physik Studium an der Universität Hamburg
07.2000 – 09.2001 Durchführung der Diplomarbeit am
Medizinischen Laser Zentrum, Lübeck
09.2001 Physik-Diplom
Diplomarbeit: „Realisierung eines diodenge-
pumpten Yb:YAG-Lasers mit
neuem Pumpkonzept“

Beruflicher Werdegang

07.2000 – 11.2001 Assistent am Medizinischen Laser Zentrum, Lübeck
seit 01.2002 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Laser Zentrum Hannover e. V.

