

---

# Aufbau eines doppelstufigen Faserverstärkers als Pumpstufe eines uOPA-Systems

---

**Construction of a double-staged fiber amplifier for an uOPA pump stage**

Master-Thesis von Yannik Zobus aus Rüdesheim am Rhein

Tag der Einreichung:

1. Gutachten: Prof Dr. Markus Roth
2. Gutachten: Dr. Vincent Bagnoud



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT

Fachbereich Physik  
AG Laser- und Plasmaphysik,  
Prof Dr. Markus Roth

Aufbau eines doppelstufigen Faserverstärkers als Pumpstufe eines uOPA-Systems  
Construction of a double-staged fiber amplifier for an uOPA pump stage

Vorgelegte Master-Thesis von Yannik Zobus aus Rüdesheim am Rhein

1. Gutachten: Prof Dr. Markus Roth
2. Gutachten: Dr. Vincent Bagnoud

Tag der Einreichung:

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-URN-ID

URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/tuprints-ID>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

[tuprints@ulb.tu-darmstadt.de](mailto:tuprints@ulb.tu-darmstadt.de)



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 2.0 Deutschland

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.0/de/>

---

## Inhaltsverzeichnis

---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>4</b>
2.1	Elektromagnetische Wellen in optischen Wellenleitern . . . . .	4
2.1.1	Einkopplung von EM-Wellen in Fasern . . . . .	4
2.1.2	Propagation von EM-Wellen in einer Faser . . . . .	8
2.2	Verringerung nichtlinearer Effekte . . . . .	18
2.2.1	Zeitlich Streckung optischer Pulse . . . . .	18
<b>3</b>	<b>Struktur des Systems</b>	<b>21</b>
3.1	Aufbau des zeitlichen Pulsstreckers . . . . .	21
3.2	Design und Komponenten des Faserverstärkers . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Charakterisierung des Faserverstärkers</b>	<b>28</b>
4.1	Einkopplung des Signalpulses . . . . .	28
4.2	Entwicklung des Signals im Verlauf des Faserverstärkers . . . . .	31
4.2.1	Erste Verstärkerstufe . . . . .	31
4.2.2	Zweite Verstärkerstufe . . . . .	40
4.3	Einsetzbarkeit im PHELIX-Lasersystem . . . . .	50
4.3.1	Validierung des Aufbaus in Bezug auf die Einsetzbarkeit bei PHELIX . . . . .	51
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>60</b>
	<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>63</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>64</b>
	Danksagung . . . . .	69

---

## 1 Einleitung

---

Im Jahr 1960 entwickelte Theodore Maiman, auf der Grundlage der von Albert Einstein 1917 theoretisch beschriebenen stimulierten Emission [1] und dem von Alfred Kastler 1957 aufgezeigten Vorgang des optischen Pumpens [2], den ersten funktionalen Laser (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) [3]. Seitdem wurde die optische Leistung von Lasern stetig erhöht, wobei insbesondere die Erzeugung kurzer Pulse durch die Erfindung der Güteschaltung [4], der Modenkopplung [5] und zuletzt der Technik der Verstärkung zeitlich gestreckter Pulse (CPA, kurz für *Chirped Pulse Amplification*) mit anschließender Rekompensation [6] eine bedeutende Rolle inne hatten.

Basierend auf der CPA-Technik bietet das Lasersystem PHELIX (*Petawatt Hoch-Energie Laser für schwere-IoneneXperimente*) an der GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH (GSI), seit der Errichtung des Systems im Jahr 2008 [7], die Möglichkeit der Erzeugung hochenergetischer Laserpulse zur Nutzung in Experimenten der Laser-, Plasma- und Atomphysik [8]. Aufgrund der Verstärkung der Laserpulse im zeitlich gestreckten Zustand, verbleibt nach der Rekompensation ein Plateau an verstärkter spontaner Emission (ASE, kurz für *Amplified Spontaneous Emission*) [9] im zeitlichen Bereich der gestreckten Pulslänge. Die Intensität dieses Plateaus liegt sechs bis acht Größenordnungen unterhalb der Signalpulsintensität [10] und damit für Laserpulse mit Intensitäten im Bereich von  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> im Bereich der Ionisationsschwellen von Targetmaterialien vieler Experimente [8].

Zur Kontrolle der Intensität des ASE-Plateaus hat sich innerhalb des Femtosekunden-Frontends (fs-Frontend) des PHELIX-Lasersystems ein ultraschneller optisch-parametrischer Verstärker (uOPA, kurz für *ultrafast Optical Parametric Amplifier*) etabliert [11]. Im Gegensatz zur Reduktion des ASE-Plateaus nach dessen Entstehung durch die Methode der Erzeugung von Wellen gekreuzter Polarisation (XPW, kurz für *Cross Polarized Wave*), basiert die Verminderung der Intensität des ASE-Plateaus innerhalb des uOPAs auf der Generierung eines Pulses mit initial hoher Energie und hohem Signal-zu-Rausch-Verhältnis im Nanosekundenbereich vor der zeitlichen Streckung [12, 13].

Die Erzeugung eines solchen Laserpulses erfolgt im uOPA des PHELIX-Lasersystems durch die Überlagerung eines intensiven Pumpulses mit einer Dauer im Pikosekunden- und einer Energie im Millijoule-Bereich, und einem Signalpuls mit einer Pulsdauer von wenigen 100 fs und einer Pulsenergie weniger Nanojoule [10] in einem nichtlinearen Kristall. Im Prozess der parametrischen Verstärkung wird dabei Energie aus dem Pumpuls auf den Signalpuls übertragen. Bei diesem Verstärkungsprozess ist neben der Energie des Pumpulses auch die Qualität des zeitlichen Puls- und räumlichen Strahlprofils, sowie das Spektrum des Pumpulses und insbesondere die Stabilität und Reproduzierbarkeit dieser Eigenschaften von Belang. Innerhalb des uOPAs am PHELIX-Lasersystem erfolgt die Erzeugung des uOPA-Pumpulses durch ein mehrstufiges CPA-Verstärkersystem.

Ziel dieser Arbeit ist es einen Verstärker zur Generierung von Pumpulsen mit Energien im Bereich von 1  $\mu$ J aufzubauen, welcher als Vorverstärker der uOPA-Pumpstufe fungiert und die zuvor genannten Anforderungen erfüllt. Dabei soll der Verstärker sowohl im uOPA-System des PHELIX-fs-Frontends, als auch in einem Teststand zum Aufbau eines doppelstufigen uOPA-Systems einsetzbar sein.

Aufgrund der hohen möglichen Verstärkungsfaktoren haben sich sowohl Faser- [14, 15], als auch regenerative Verstärker [16, 17] zur Erzeugung intensiver Laserpulse mit ausgezeichneter Strahlqualität [18, 19] bewährt. Insbesondere in Kombination mit Ytterbium (Yb)-dotierten aktiven Medien bieten diese Verstärkertypen, aufgrund hoher Energiespeicherkapazität durch eine langen Lebensdauer des Anregungsniveaus [20] in Verbindung mit hohen Dotierungen [21], einem geringen Quantendefekt [22] und einem breiten Emissionsspektrum [14], eine ideale Basis zur Erzeugung intensiver Laserpulse.

Während ein regenerativer Verstärker kurze Laserpulse auf Energien im Bereich einiger Millijoule verstärken kann [16, 23], ist die Verstärkung innerhalb von Glasfasern aufgrund langer Propagationsdistanzen der Laserpulse im Medium bei Strahldurchmessern im Bereich weniger Mikrometer durch das Auftreten nichtlinearer Effekte limitiert [24]. Innerhalb einer CPA-Vorverstärkerstufe zum Erreichen von

---

Pulsenergien im Bereich von  $1 \mu\text{J}$  wird diese Limitierung jedoch nicht erreicht.

Im Rahmen dieser Arbeit soll deshalb ein Verstärker auf Basis aktiver Fasern aufgebaut werden. Die Nutzung zweier verschiedener nachfolgender regenerativer Verstärker im PHELIX-fs-Frontend und im Teststand, erfordert eine Verstärkung der Laserpulse in einem spektralen Bereich von 1028 nm bis 1042 nm, weshalb Yb-dotierte Fasern die Grundlage des Verstärkers bilden sollen. Ferner sollen die geometrischen Eigenschaften von Fasern durch das Konzept eines reinen Faserverstärkers ausgenutzt werden, um einen möglichst kompakten, justageunempfindlichen und thermisch robusten Aufbau zu gewährleisten, der einen schnellen Aus- und Einbau des Systems bei minimalem Justageaufwand ermöglicht.

Im folgenden Kapitel werden die grundlegenden physikalischen Eigenschaften der in dieser Arbeit genutzten Glasfasern vorgestellt. Dabei wird insbesondere der Einfluss der Fasern auf die Polarisation, das räumliche Strahl- und das zeitliche Pulsprofil betrachtet, sowie die Auswirkungen nichtlinearer Effekte auf das Pulsspektrum und das zeitliche Pulsprofil innerhalb der Faser beschrieben. Des Weiteren wird die Verminderung der nichtlinearen Effekte innerhalb der Faser durch die zeitliche Streckung der Pulse erläutert.

Das dritte Kapitel befasst sich mit dem Aufbau des Systems, wobei sowohl das Design des Faserverstärkers, als auch der Aufbau eines zeitlichen Pulsstreckers vorgestellt wird. Im Zuge dessen werden die im Faserverstärker verbauten Komponenten und deren Zweck innerhalb des Systems im Detail erläutert.

Im darauffolgenden Kapitel wird das System charakterisiert und die in diesem Zusammenhang gemessenen Daten ausgewertet und vorgestellt. Dazu wird sowohl das Signal in Bezug auf den Verstärkungsfaktor und das durch die Verstärkung modifizierte Spektrum analysiert, als auch die Robustheit der Verstärkung untersucht. Darüber hinaus wird im Hinblick auf die Einsetzbarkeit am PHELIX-Lasersystem die Abhängigkeit des verstärkten Signals von dessen Spektrum und initialer Leistung geprüft.

Abschließend werden die Ergebnisse dieser Arbeit in Kapitel 5 zusammengefasst.

---

## 2 Physikalische Grundlagen

---

### 2.1 Elektromagnetische Wellen in optischen Wellenleitern

---

Dieses Kapitel befasst sich mit dem Verhalten von elektromagnetischen Wellen (EM-Wellen) in optischen Wellenleitern. Dabei werden sowohl die Bedingungen, welche an die Einkopplung der EM-Wellen in die optischen Wellenleiter gebunden sind, als auch die Auswirkungen der optischen Wellenleiter auf die EM-Wellen selbst betrachtet. Die hier beschriebenen optischen Wellenleiter bestehen aus Glasfasern, weshalb sie im Verlauf dieser Arbeit der Einfachheit halber als Faser bezeichnet werden.

#### 2.1.1 Einkopplung von EM-Wellen in Fasern

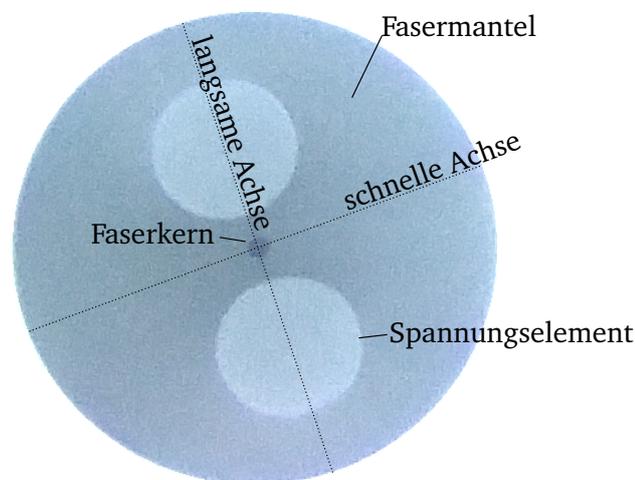
---

Die Einkopplung von frei im Raum propagierenden EM-Wellen in eine Faser erfolgt durch Fokussierung mittels einer Linse auf die Faser. Die Effizienz der Einkopplung hängt dabei entschieden vom Aufbau der Faser und direkt damit verknüpft von dem räumlichen Strahlprofil der EM-Wellen ab. Aufgrund der exklusiven Nutzung von polarisationserhaltenden Einzelmodenfasern (SM-PM, kurz für *single mode polarization maintaining*) im Rahmen dieser Arbeit werden im Folgenden die Charakteristika dieser Art von Faser beschrieben. Dabei sollen ihre Auswirkungen auf die Einkopplung von EM-Wellen und deren Entwicklung innerhalb der Faser erläutert werden.

#### Charakteristika von SM-PM-Fasern

---

Die im Rahmen dieser Arbeit genutzten SM-PM-Fasern sind sogenannte PANDA-Fasern (polarization maintaining and absorption reducing). Ihr Aufbau besteht im Wesentlichen aus einem Fasermantel mit einem Durchmesser von wenigen  $100\ \mu\text{m}$ , einem Faserkern mit einigen Mikrometern Durchmesser und zwei spannungserzeugenden Elementen, wie in Abbildung 2.1.1 zu sehen. Dabei ist der Kern das eigentliche Element der Faser, in dem die EM-Wellen geleitet werden.



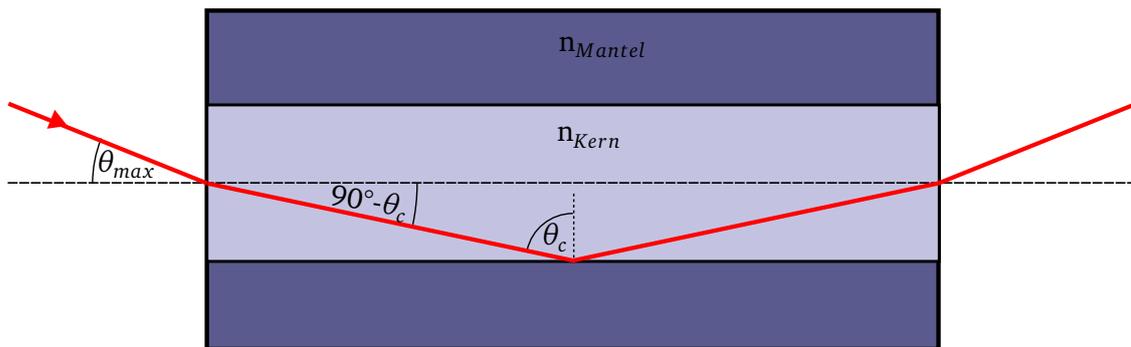
**Abbildung 2.1.1:** Aufnahme einer PANDA-Faser mit einem Fasermikroskop.

---

Um die Leitung der EM-Wellen zu gewährleisten muss der Faserkern einen höheren Brechungsindex aufweisen als der Fasermantel. Wenn diese Bedingungen erfüllt sind ist die Leitung von EM-Wellen mittels Totalreflexion möglich. Weiterhin wird durch den Unterschied im Brechungsindex der maximale Austritts- bzw Eintrittswinkel in die Faser bestimmt, wodurch eine fundamentale der Größe von Fasern, die numerische Apertur (NA), definiert wird

$$NA = n_0 \cdot \sin(\theta_{max}) = \sqrt{n_{Kern}^2 - n_{Mantel}^2} \quad (2.1.1)$$

Hierbei ist  $n_0$  der Brechungsindex des umgebenden Mediums (in Luft  $n_0 \approx 1$ ),  $\theta_{max}$  der maximale Austrittswinkel des Lichts zur Faserachse,  $n_{Kern}$  der Brechungsindex des Faserkerns und  $n_{Mantel}$  der Brechungsindex des Mantels. In Abbildung 2.1.2 ist eine schematische Darstellung einer Faser mit sprunghaftem Brechungsindexübergang und die Reflexion eines Lichtstrahls am Fasermantel dargestellt.



**Abbildung 2.1.2:** Schematische Darstellung der Propagation von Licht in einer Faser. Hierbei ist  $\theta_c$  der maximale Winkel unter dem Totalreflexion stattfindet und  $\theta_{max}$  der maximale halbe Austrittswinkel aus der Faser.  $n_{Mantel}$  und  $n_{Kern}$  sind die Brechungsindizes der Umman- telung und des Kerns.

---

## Einzelmodenbetrieb

---

Eine weitere Eigenschaft von SM-PM-Fasern ist, dass nur bestimmte transversale Intensitätsprofile in der Faser nahezu verlustfrei propagieren können. Man spricht in diesem Fall von transversalen Moden. Im Allgemeinen kann eine Faser, in Abhängigkeit ihrer Geometrie, verschiedene Arten von Moden leiten. Ab einer bestimmten Frequenz kann in einer Faser jedoch nur noch die Grundmode, die sogenannte  $LP_{01}$ -Mode (LP-Mode, kurz für *linear polarisierte Mode*), propagieren. Innerhalb dieses Frequenzbereichs wird von Einzelmodenfasern gesprochen. Die genaue Form und Anzahl der möglichen Moden kann über eine charakteristische Gleichung (siehe Kapitel 2.1.2, Gleichung 2.1.16) ermittelt werden. Aufgrund der Restriktion der SM-PM-Fasern auf die Grundmode ist es außerdem nicht möglich andere Moden effizient einzukoppeln.

---

## Einkoppleffizienz

---

Die Einkoppleffizienz in die Faser hängt dementsprechend nicht nur von dem maximalen Eintrittswinkel, der durch die numerische Apertur vorgegeben ist, ab, sondern vielmehr von der transversalen Ausdehnung und dem transversalen Intensitätsverlauf des einzukoppelnden Strahls. Für eine optimale Einkoppleffizienz sollte dabei das transversale Strahlprofil am Punkt der Einkopplung exakt dem transversalen Modenprofil der Faser entsprechen. Die Effizienz der Einkopplung kann somit über ein Überlapp-Integral zwischen einkommendem Strahlprofil und dem Modenprofil der Faser bestimmt werden

$$\eta = \frac{|\int E_L^* E_F dA|^2}{\int |E_L|^2 dA \int |E_F|^2 dA}. \quad (2.1.2)$$

Hierbei ist  $E_L^*$  das transversale elektrische Feld des einzukoppelnden Lasers,  $E_F$  das transversale elektrische Feld der Fasermode und  $\eta$  die Einkoppeleffizienz des Lasers in die Faser. Bei dem Einkoppelversuch eines von der Grundmode der Faser verschiedenen Intensitätsprofils kommt es in den ersten Teilen der Faser zu erhöhten Verlusten. Dabei gehen die Anteile des Profils verloren, die verschieden zur Grundmode sind und nur die Grundmode verbleibt.

---

### Polarisationserhaltung

---

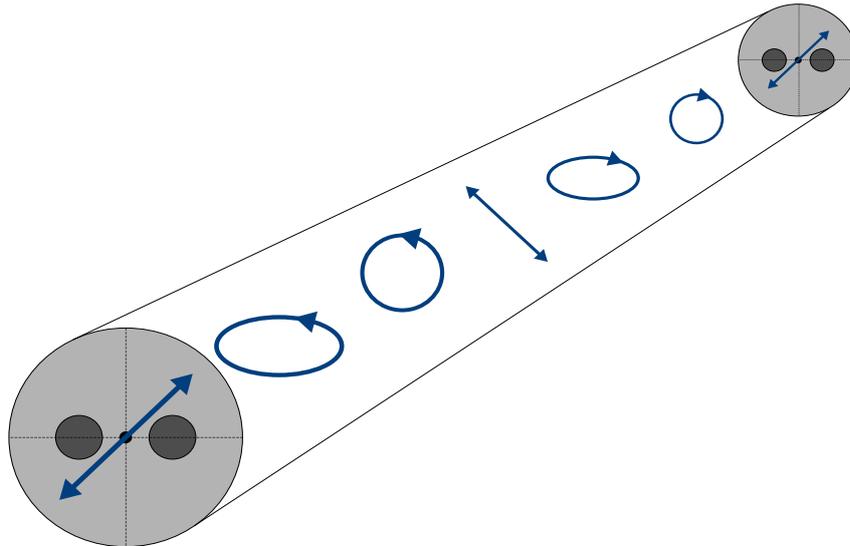
Abgesehen von Einkoppelverlusten durch abweichende Intensitätsprofile muss bei der Nutzung von SM-PM-Fasern zudem auf die Orientierung der Polarisation bei der Einkopplung geachtet werden, um Folgeverluste durch falsche Polarisationen zu vermeiden. Wie in Abbildung 2.1.1 gezeigt gibt es in dieser Art von Faser zwei Achsen. Eine schnelle und eine langsame Achse, durch die es möglich ist die Polarisation zu erhalten. Diese Achsen entstehen durch die Einbringung zweier spannungserzeugender Stäbe, welche zusätzliche Spannung innerhalb der Ebene, in der die Stäbe eingefügt sind, erzeugen. Dadurch wirkt die Faser auf die EM-Wellen stark doppelbrechend. Die Stärke der Doppelbrechung wird durch den Parameter

$$B_M = |n_x - n_y| = \left| \frac{\beta_x - \beta_y}{k_0} \right| \quad (2.1.3)$$

beschrieben [25]. Dieser beschreibt die Differenz der Brechungsindizes zweier senkrecht zueinander stehenden Polarisationen  $n_x$  und  $n_y$  mit gleichem Wellenvektor  $k_0$ .  $\beta_x$  und  $\beta_y$  sind die sogenannten Propagationskonstanten der senkrecht zueinander schwingenden Polarisationen.

Ohne die eingefügten Stäbe würden durch den Herstellungsprozess kleine Spannungen in die Faser eingebracht werden, die diese anisotrop werden lassen. Durch Mischen der Polarisationen des Lichts ginge die ursprünglich definierte Polarisation nach einer gewissen Propagationslänge verloren. Da auch die Brechungsindizes davon beeinflusst werden, breiten sich die unterschiedlichen Polarisationen unterschiedlich schnell aus und ein Puls läuft nach einer bestimmten Distanz zeitlich auseinander. In diesem Fall wird von Polarisationsmodendispersion gesprochen [26].

Diese Art der Dispersion ermöglicht den Erhalt der Polarisation in der schnellen und langsamen Achse der SM-PM-Faser. Wird in diese Faser parallel zu einer der beiden Achsen linear polarisiertes Licht eingekoppelt, bleibt die Polarisation erhalten, sofern keine zusätzliche Spannung durch Verbiegung, Drehung oder sonstige Belastung der Faser erzeugt wird. Grund dafür ist, dass kleine lokale Spannungen innerhalb der Faser von der gezielt eingebrachten Doppelbrechung überdeckt werden und die verschiedenen Polarisationszustände kaum aneinander gekoppelt sind. Wird hingegen genau zwischen beide Achsen, z.B. um  $45^\circ$  dazu rotiert eingekoppelt, wechselt die elektromagnetische Welle (EM-Welle) periodisch ihre Polarisation, wie in Abbildung 2.1.3 schematisch dargestellt.



**Abbildung 2.1.3:** Schematischer Verlauf der Polarisation nach der Einkopplung in eine SM-PM-Faser mit  $45^\circ$  Rotation zu der schnellen/langsamen Achse. Die Polarisationsrichtung ändert sich im Verlauf der Faser von linear zu elliptisch zu zirkular etc., da ein Anteil des Feldes in der schnellen Achse und ein Anteil in der langsamen Achse schwingt.

Die Strecke, die benötigt wird, um die Polarisation wieder in ihrem Ursprungszustand zu versetzen wird Polarisationschwebungslänge  $L_{pol} = \lambda/B_M$  genannt. Sie kann, je nach Stärke der Doppelbrechung, im Bereich von Zentimetern bis zu einem Meter liegen. Es muss demnach darauf geachtet werden, dass die Einkopplung des Lasers mit einer parallel zu einer der Achsen ausgerichteten Polarisation geschieht. Andernfalls führen kleine Fehlanpassungen der Polarisationsausrichtung an den Achsen über längere Propagationsstrecken zu einer Änderung der Polarisation.

## 2.1.2 Propagation von EM-Wellen in einer Faser

Innerhalb der Faser ist die räumliche Leistungsverteilung und zeitliche Entwicklung der eingekoppelten EM-Wellen direkt an die Form der Faser, den Brechungsindexverlauf und das Material der Faser geknüpft. Insbesondere bei der Einkopplung von gepulsten EM-Wellen wirkt sich die Faser auch auf das zeitliche Pulsprofil aus. Die räumliche Leistungsverteilung wird durch eine Besselartige Differentialgleichung beschrieben und das zeitliche Pulsprofil durch die sogenannte Pulspropagationsgleichung. Die Herleitung dieser Gleichungen ist beschrieben in Quelle [27]. Beide Gleichungen resultieren aus den Maxwellgleichungen, welche Phänomene des Elektromagnetismus sowohl in Abwesenheit, als auch in Gegenwart von Materie beschreiben [28].

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.1.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.1.5)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1.6)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.1.7)$$

Hierbei sind  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{H}$  die elektrischen bzw magnetischen Feldvektoren und  $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$  und  $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M}$  die zugehörigen elektrischen und magnetischen Flussdichten.  $\mathbf{P}$  beschreibt die elektrisch induzierte Polarisation und  $\mathbf{M}$  die magnetisch induzierte Polarisation, welche in Fasern verschwindet. Weiterhin wurde in Gleichung 2.1.4 und Gleichung 2.1.7 Ladungsfreiheit angenommen, wie es bei intakten Fasern zu erwarten ist [27].

Zur Beschreibung des Verhaltens von EM-Wellen ist es nützlich eine Wellengleichung für die gegebenen Randbedingungen zu betrachten. Zu den Randbedingungen zählt unter Anderem die Beachtung des nichtlinearen Verhaltens der Polarisation  $\mathbf{P}$ , welche aus einer anharmonisch Bewegung gebundener Elektronen [27] hervorgerufen wird. Zur Vereinfachung kann diese durch eine Taylorentwicklung mit höheren Ordnungen angenähert [29] werden, mit

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \left( \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \right). \quad (2.1.8)$$

Hier ist  $\mathbf{P}$  die Polarisation,  $\epsilon_0$  die Vakuumpermittivität,  $\mathbf{E}$  das elektrische Feld und  $\chi^i$  die Suszeptibilität  $i$ -ter Ordnung, welche jeweils durch einen Tensor  $(i+1)$ -ter Ordnung beschrieben wird.

Der lineare Teil dieser Gleichung beschreibt den Brechungsindex und den Abschwächungskoeffizienten und der Term dritter Ordnung die nichtlineare Brechung innerhalb der Faser:

$$n(\omega, \mathbf{E}) = n_0(\omega) + n_2 |\mathbf{E}|^2 \quad \text{mit} \quad n_2 = \frac{3}{8n_0} \text{Re}(\chi_{xxxx}^{(3)}). \quad (2.1.9)$$

$\chi_{xxxx}^{(3)}$  ist hier ein einzelner Eintrag aus dem Tensor vierter Ordnung  $\chi^{(3)}$  und  $n_0$  der lineare Brechungsindex. Höhere Ordnungen werden vernachlässigt, sodass die Polarisation in einen linearen und einen nichtlinearen Teil zerlegt werden kann. Diese wird im Fall von Silikatglas durch  $\chi^{(1)}$  bzw  $\chi^{(3)}$  beschrieben [27]. Der quadratische Anteil der Reihenentwicklung verschwindet, da für Fasern dieses Systems als Grundmaterial Siliziumdioxid genutzt wird und diese Verbindung symmetrisch aufgebaut ist.

Weiterhin wird eine defektfreie Faser ohne innere freie Ladungen angenommen, sodass sich

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2.1.10)$$

ergibt [27]. Dabei ist  $\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t)$  der lineare und  $\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t)$  der nichtlineare Anteil der Polarisation. Im Folgenden werden die aus der Lösung von Gleichung 2.1.10 resultierenden Gleichungen gezeigt und erläutert. Dabei wird sowohl das räumliche Verhalten von EM-Wellen in Fasern durch die Bestimmung des transversalen Modenprofils, als auch die zeitliche Entwicklung der EM-Wellen durch die Beschreibung der zeitlichen Einhüllenden eines Pulses und dessen Phase betrachtet.

---

### Transversales Modenprofil

---

Das transversale Modenprofil bestimmt die räumliche Intensitätsverteilung der EM-Wellen innerhalb einer Faser und hat Einfluss auf die Dispersion und die Amplitude nichtlinearer Effekte. Es ist daher von großer Bedeutung, den Einfluss der Faser auf das räumliche Profil der darin propagierenden Wellen zu verstehen. Um das transversale Modenprofil zu bestimmen werden einige Annäherungen gemacht. Dazu gehört die Betrachtung des nichtlinearen Anteils der induzierten Polarisation als Störung. Das ist insofern erfüllt, da durch einen nichtlinearen Brechungsindex von  $1,8 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W} \leq n_2 \leq 2,75 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  [30] in Silikatglas selbst bei hohen Intensitäten nichtlineare Brechungsindexänderungen gering ausfallen. Weiterhin wird angenommen, dass die Fasern das Signal ohne große Verluste leiten. Somit lässt sich der imaginäre Anteil der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon(\omega)$ , welcher für die Absorption verantwortlich ist, vernachlässigen und  $\epsilon(\omega)$  lässt sich mit  $\epsilon \approx n^2$  annähern.

Unter der Annahme einer zylindersymmetrischen Faser ergibt sich die lineare ungestörte Wellengleichung in Zylinderkoordinaten

$$\frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 \tilde{\mathbf{E}} = 0. \quad (2.1.11)$$

Hier ist  $\rho$  der Radius,  $\phi$  der Azimuthalwinkel und  $z$  die Länge. Weiterhin ist  $\tilde{\mathbf{E}}$  die Fouriertransformierte des elektrischen Feldes,  $k_0$  die Wellenzahl,  $\omega$  die Kreisfrequenz und  $n(\omega)$  der von der Kreisfrequenz abhängige Brechungsindex.

Jede Lösung der Wellengleichung 2.1.11, die alle Randbedingungen erfüllt, entspricht einer entlang der Faser geleiteten Mode. Zu den Randbedingungen zählt das Verschwinden des elektrischen Felds im Unendlichen und die Forderung, dass im Modenzentrum keine Singularität existiert. Die Lösungen sind je nach Aufbau der Faser unterschiedlich und hängen vom Brechungsindex, dem Faserkerndurchmesser und der jeweiligen Wellenlänge ab.

Eine ähnliche Gleichung wie 2.1.11 lässt sich auch für das magnetische Feld  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$  finden. Da sowohl das elektrische Feld  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ , als auch das magnetische Feld  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$  die Maxwellgleichungen lösen sind nur noch zwei Komponenten unabhängig [27]. Für gewöhnlich werden die  $z$ -Komponenten der Felder als unabhängig betrachtet und die Gleichung mittels Separation der Variablen gelöst. Für die elektrische  $z$ -Komponente ergibt sich dann [27]

$$\tilde{\mathbf{E}}_z(r, \omega) = A(\omega) \cdot F_m(\rho) \cdot e^{\pm im\phi} \cdot e^{i\beta z}. \quad (2.1.12)$$

$A(\omega)$  ist dabei ein Normierungsfaktor,  $m \in \mathbb{N}_0$  die azimuthale Modenzahl und  $F_m(\rho)$  die Lösung der folgenden Gleichung, welche das transversale, radiale Modenprofil bestimmt:

$$\frac{d^2 F_m}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dF_m}{d\rho} + \left[ n^2(\rho) k_0^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right] F_m(\rho) = 0, \quad (2.1.13)$$

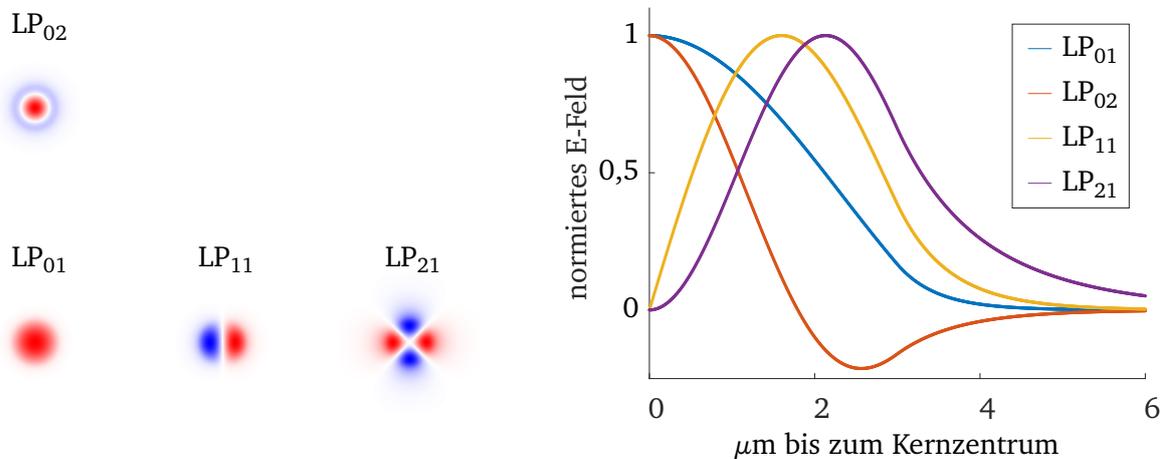
wobei

$$n^2(\rho) = n_{Kern}^2(1 - 2\Delta f(\rho)) \quad \text{mit} \quad \Delta = (n_{Kern}^2 - n_{Mantel}^2)/2. \quad (2.1.14)$$

Hier ist  $\beta$  die sogenannte Propagationskonstante und  $f(\rho)$  eine Funktion, welche über den Kernradius Werte zwischen 0 und 1 annimmt. Gleichung 2.1.13 ist bekannt als Besselsche Differentialgleichung und lässt sich, für den Fall eines festen Brechungsindex, auch analytisch lösen. Aus diesem Umstand folgt, dass für den Fall von variierenden Brechungsindizes Besselähnliche Funktionen als Lösungen gefunden werden. Weiterhin bedeutet das für die Einkoppeleffizienz in Fasern, dass die Einkopplung von Gauß-Moden in eine Faser niemals eine Effizienz von 100% erreichen kann, da die Intensitätsprofile der Gauß-Mode und der Grundmode der Faser leicht voneinander abweichen. Im Allgemeinen muss die Gleichung 2.1.13 allerdings numerisch berechnet werden. Dazu wird ein normierter Radius  $r = \rho/a$  mit dem Kernradius  $a$  und die Modalparameter  $U$  für den Kern und  $W$  für die Ummantelung eingeführt mit

$$U = a(k_0^2 n_{Kern}^2 - \beta^2)^{1/2}, \quad W = a(\beta^2 - k_0^2 n_{Mantel}^2)^{1/2}, \quad V^2 = U^2 + W^2 = 2\pi a \cdot \frac{NA}{\lambda}. \quad (2.1.15)$$

$V$  bezeichnet den normierten Frequenzparameter und verknüpft die beiden Modalparameter  $U$  und  $W$ . Dieser Parameter ist wichtig zur Beschreibung von Stufenindexfasern und bestimmt die Anzahl verschiedener Moden, die pro Polarisationsrichtung geführt werden können. Dabei stellt  $V = 2,405$  einen Grenzwert für den Einzelmodenbetrieb einer Faser dar [30]. Oberhalb dieses Wertes bilden sich mehrere Moden aus und man spricht von einer Multimodenfaser.



**Abbildung 2.1.4:** Lösungen von Gleichung 2.1.13 sind sogenannte LP-Moden. Hier sind die LP-Moden für eine Faser mit Kernradius von  $3 \mu\text{m}$  und einer numerischen Apertur von  $0,349$  aufgetragen. Links ist das gesamte transversale Modenprofil aufgetragen, rechts nur das radiale Profil der Moden.

Die Lösung von Gleichung 2.1.13 ergibt unendlich viele Werte für die Propagationskonstante  $\beta$ . Aus dieser Schar an Lösungen zeichnen sich die physikalisch sinnvollen Lösungen für  $\beta$  durch das Erfüllen von  $n_{Kern}k_0 \geq \beta \geq n_{Mantel}k_0$  aus. Bestimmt werden diese Lösungen durch die Nullstellen einer charakteristischen Gleichung [31]

$$T(U^2) = \left( W \frac{K'_m(W)}{K_m(W)} - m \right) X_m(\rho = 1) - X'_m(\rho = 1) = 0, \quad (2.1.16)$$

wobei  $K_m$  eine modifizierte Hankel-Funktion und  $X_m(\rho) = \rho^{-m}F_m(\rho)$  ist, und die Abhängigkeit der Funktion  $T(U^2)$  von  $U$  implizit durch  $W$  und  $X_m(\rho)$  gegeben. Für alle Werte von  $U$  mit  $T(U^2) = 0$  wird Gleichung 2.1.13 gelöst und es ergibt sich die gesuchte physikalisch korrekte Propagationskonstante zu jeder azimuthalen Modenzahl  $m$ . Im Falle von mehreren Nullstellen ergeben sich auch mehrere Lösungen für die Propagationskonstante und die  $n$ -te Nullstelle wird  $n$ -te radiale Modenzahl  $p$  genannt.

Die so gefundenen Moden tragen den Titel  $LP_{mp}$ -Moden. Abbildung 2.1.4 zeigt mehrere gleichzeitig durch eine Faser propagierende Moden. Eine Besonderheit stellt die Grund- beziehungsweise  $LP_{01}$ -Mode dar, welche immer propagieren kann. Moden höherer Ordnung können hingegen nur propagieren, wenn die  $V$ -Zahl den Wert von 2,405 überschreitet. Ist dies der Fall, breiten sich stets mehrere Moden innerhalb der Faser aus und überlagern sich. Das resultierende Modenprofil ist dann eine Superposition der einzelnen Profile.

---

### Zeitliches Pulsprofil

---

Im vorherigen Abschnitt wurde die räumliche Entwicklung von EM-Wellen durch transversale Moden beschrieben. Um einen Puls zu charakterisieren ist aber auch die Beschreibung des zeitlichen Pulsprofils notwendig. Im Allgemeinen wird dieses durch eine verallgemeinerte nichtlineare Schrödingergleichung

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (2.1.17)$$

beschrieben, welche ab hier als Pulspropagationsgleichung bezeichnet wird. Dabei ist  $A$  die zeitliche Pulshüllende,  $\hat{D}$  der sogenannte Dispersionsoperator und  $\hat{N}$  der nichtlineare Operator, die in Gleichung 2.1.18 und 2.1.19 definiert werden [32, 33]:

$$\hat{D} = - \left( \sum_{n \geq 2} \beta_n \frac{i^{n-1}}{n!} \frac{\partial^n}{\partial T^n} \right) - \frac{\alpha}{2}, \quad (2.1.18)$$

$$\hat{N} = i\gamma(\omega_0) \frac{1}{A} \left( 1 + i\tau_{shock} \frac{\partial}{\partial T} \right) A \int_{-\infty}^{\infty} R(t') |A(z, T - t')|^2 dt'. \quad (2.1.19)$$

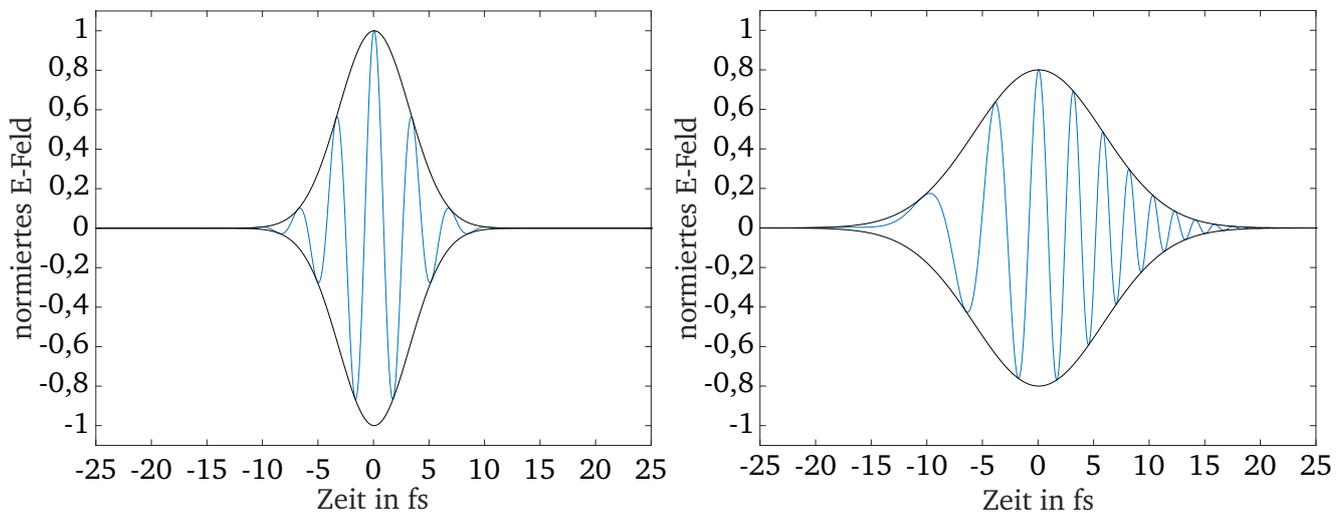
Diese Gleichung enthält dispersive Auswirkungen der Faser durch die Reihenentwicklung der Propagationskonstante  $\beta$ , Verluste in der Faser durch den Parameter  $\alpha$  und nichtlineare Effekte. Dazu gehören Selbstphasenmodulation (SPM), Selbstaufsteilung des Pulses und der Raman-Effekt. Die nichtlinearen Effekte und die in den Operatoren vorkommenden Parameter sollen im Folgenden näher diskutiert werden. Eine genaue Herleitung der Gleichung 2.1.17 findet sich in [27, 34]

Die Dispersion eines elektromagnetischen Pulses in einer Faser resultiert aus der Frequenzabhängigkeit des Brechungsindex und verursacht eine von der Frequenz abhängige Propagationskonstante  $\beta(\omega)$ . Innerhalb des Dispersionsoperators fließt die Wirkung der Dispersion über eine Taylorreihenentwicklung von  $\beta(\omega)$  um die zentrale Frequenz des Pulses ein. Im Allgemeinen ist diese durch

$$\beta(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\beta_n(\omega_0)}{n!} \cdot (\omega - \omega_0)^n = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (2.1.20)$$

gegeben.  $\beta_n$  ist hier die  $n$ -te Ableitung von  $\beta(\omega)$  nach  $\omega$  an der Stelle  $\omega = \omega_0$ .  $\beta_0$  ist ein Offset, der die akkumulierte Phase der zentralen Frequenz pro zurückgelegter Strecke  $z$  darstellt.  $\beta_1$  ist der Kehrwert der Gruppengeschwindigkeit  $v_g$  der einzelnen Frequenzen und  $\beta_2$  ist der Dispersionsparameter

der Gruppengeschwindigkeit, welcher die Änderung der Gruppengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Frequenz angibt. Dieser Parameter ist der erste der Reihenentwicklung, welcher für eine zeitliche Verbreiterung von Pulsen sorgt. In Abbildung 2.1.5 sind die Auswirkungen dieses Parameters dargestellt.



**Abbildung 2.1.5:** Schematische Darstellung von Dispersion in Pulsen. Links: Zeitlicher Puls vor der Dispersion. Rechts: Puls nach dem Durchlaufen dispersiver Materialien.

Bei der Propagation eines bandbreitenlimitierten Pulses durch Materie wird der Puls durch die Wirkung der Dispersion zeitlich gestreckt, da die verschiedenen spektralen Anteile des Pulses verschieden schnell im Material propagieren können. Dabei wird zudem seine Amplitude und damit die Spitzenleistung des Pulses reduziert. Ein Maß dafür, ab welcher Länge die dispersiven Effekte bei der Beschreibung der Propagation von Pulsen berücksichtigt werden müssen, ist die Dispersionslänge  $L_N = T_0^2/|\beta_2|$  mit der Pulsdauer  $T_0$  (halbe Breite bei dem 1/e-fachen der Intensität). Mit einem initialen Puls-FWHM (full width at half maximum) von 500 fs und einem Dispersionparameter von  $|\beta_2| = 25 \text{ ps}^2/\text{km}$  entspricht das 3,6 m und ist somit bei der Beschreibung von Fasersystemen von großer Bedeutung. Im Fall eines zeitlich gestreckten Pulses vor dem Fasereintritt wirkt sich zudem das Vorzeichen von  $\beta_2$  auf den Puls aus. So kann bei negativen Werten ein ursprünglich positiv gestreckter Puls innerhalb der Faser wieder komprimiert werden [27]. Im Falle von Pulslängen, die kürzer als 1 ps sind, bzw. Pulsen mit Wellenlängen in der Nähe von  $\beta_2 = 0$  müssen auch die höheren Terme der Entwicklung von  $\beta$  betrachtet werden. Durch Terme ungerader Ordnung wirkt sich die Dispersion zudem asymmetrisch auf den propagierenden Puls aus, sodass sich je nach Vorzeichen von z.B.  $\beta_3$  eine längere Flanke und Oszillationen vor bzw. nach dem Puls bilden können [27].

Ein weiterer Parameter des Dispersionsoperators ist der Leistungsverlust pro zurückgelegter Distanz, in Gleichung 2.1.18 als  $\alpha$  deklariert. Der Wert für  $\alpha$  setzt sich aus sämtlichen Verlustquellen während der Propagation der EM-Wellen in der Faser zusammen. Dazu zählen unter anderem Absorption an Verunreinigungen, wie beispielsweise Spuren von OH<sup>-</sup>-Molekülen [27] und Rayleigh-Streuung [35]. Die Ursache für Rayleigh-Streuung liegt im Herstellungsprozess von Fasern, bei dem kleine Dichtefluktuationen im Material beim Auskühlen erhalten bleiben. Diese Fluktuationen sorgen schließlich für Streuung der EM-Wellen in alle Richtungen, wodurch nicht alle Anteile des Lichts in der Faser weitergeführt werden können und bildet eine untere Grenze für die minimalen Streuverluste innerhalb der Faser [35].

Abgesehen von linearen Phänomenen werden Effekte, die von der Intensität des Pulses abhängen, durch den nichtlinearen Operator in Gleichung 2.1.19 beschrieben. Dieser Operator beschreibt sowohl SPM, als auch Puls-Selbstaufsteilung und stimulierte inelastische Raman-Streuung. Die Stärke der nicht-

linearen Effekte hängt dabei direkt von der Intensität des Pulses, aber auch von dem Material ab, welches durch den nichtlinearen Koeffizienten  $\gamma$  repräsentiert wird. Dieser ist definiert durch

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}, \quad (2.1.21)$$

wobei angenommen wird, dass die Pulseinhüllende die Einheit einer Leistung aufweist.  $n_2$  ist dabei der nichtlineare Brechungskoeffizient und  $A_{eff}$  die effektive transversale Modenfläche, welche sich direkt aus dem transversalen Modenprofil bei der Lösung von Gleichung 2.1.13 ergibt.

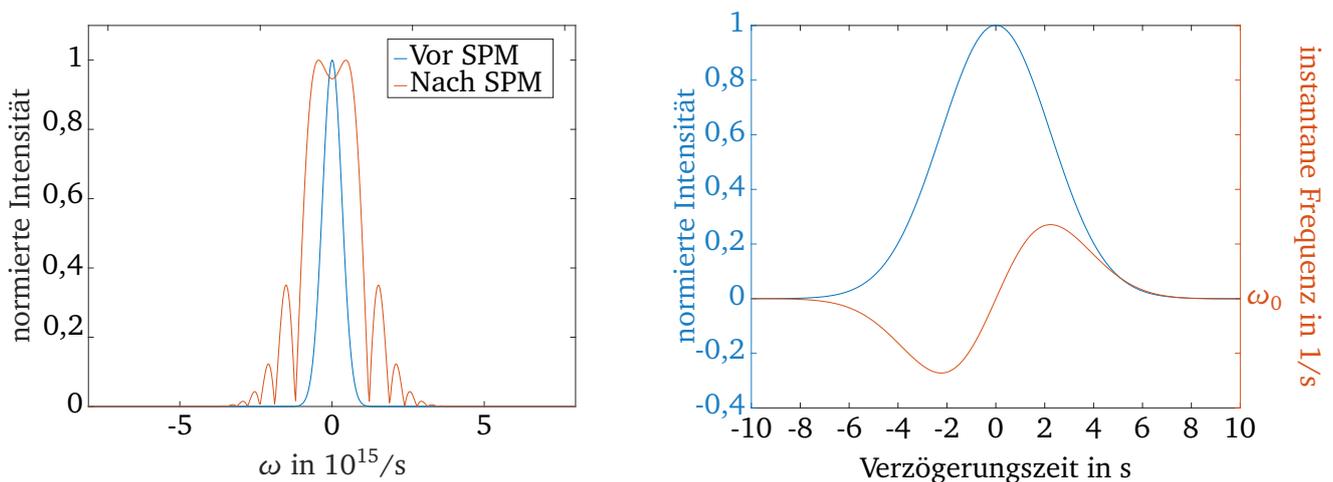
Ein Effekt, der direkt aus dem Zusammenspiel der Intensität des Pulses und der Abhängigkeit des Brechungsindex von der Intensität entspringt, ist die SPM. Sie führt zu spektraler Verbreiterung des Pulses und kann zur Entstehung von Satellitenpulsen führen [14]. Wie bei dispersiven Effekten lässt sich eine Propagationslänge

$$L_{NL} = 1/(\gamma P_0) \quad (2.1.22)$$

mit der Spitzenleistung  $P_0$  definieren, ab der nichtlineare Effekte eine bedeutende Rolle einnehmen. Für Leistungen im Bereich von wenigen Watt und  $\gamma \approx 0,004 \text{ (Wm)}^{-1}$  liegt diese Länge bei wenigen Metern, sodass die Betrachtung nichtlinearer Effekte auch bei kurzen Faserlängen betrachtet werden sollte. Die Auswirkungen auf das Pulsspektrum folgen aus der Intensitätsabhängigkeit des Brechungsindex und damit der Intensitätsabhängigkeit der nichtlinearen Phase mit

$$\phi_{NL}(z) = \gamma |A(0, t)|^2 z. \quad (2.1.23)$$

Die Änderung der zeitlichen Einhüllenden lässt sich als Änderung der Phase multipliziert mit einer konstanten Amplitude beschreiben. Die zeitliche Änderung der Phase erzeugt eine instantane Frequenz, die sich aufgrund der Intensitätsabhängigkeit an verschiedenen Punkten innerhalb des Pulses unterscheidet. Eine Darstellung dazu findet sich in Abbildung 2.1.6.



**Abbildung 2.1.6:** Links: Spektrum eines Pulses vor der Einwirkung von SPM (blau) und danach (Orange). Das Spektrum oszilliert und wird verbreitert. Der Grund dafür ist die Erzeugung einer instantanen Frequenz (Orange, rechts), die in Abhängigkeit von der zeitlichen Änderung der Pulsintensität (Blau, rechts) entsteht.

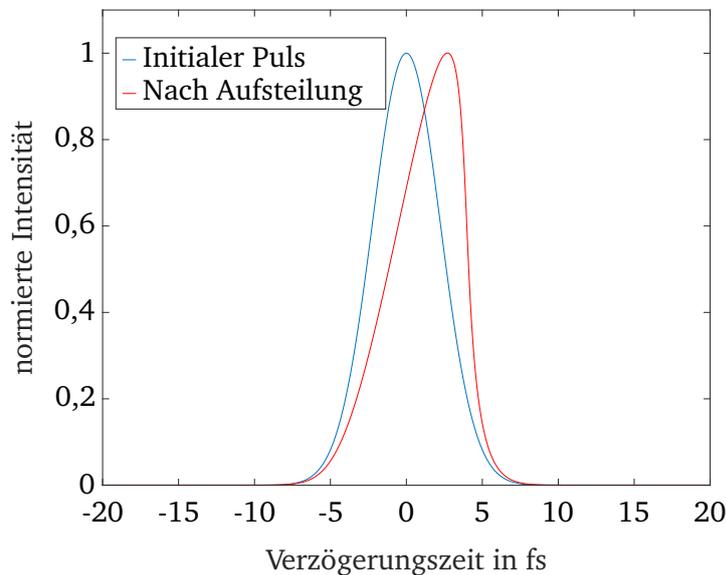
Die zeitliche Änderung der Phase sorgt für die Entstehung neuer Frequenzen zu Zeitpunkten, an denen die zeitliche Änderung der Intensität ungleich null ist. In Verbindung mit Dispersion kann der Puls eine erhöhte zeitliche Verbreiterung erfahren, sofern  $\beta_2 > 0$ , oder im Falle anormaler Dispersion,  $\beta_2 < 0$ ,

zeitlich komprimiert werden.

Der zweite im nichtlinearen Operator vorkommende Parameter ist der Schockparameter  $\tau_{Schock}$  in Verbindung mit einem Zeitableitungsoperator. Zusammen beschreiben beide die Dispersion der auftretenden Nichtlinearitäten und charakterisieren den Effekt der Selbstaufsteilung, welcher aus der Abhängigkeit der Gruppengeschwindigkeit von der Intensität resultiert [36].  $\tau_{Schock}$  ist dabei durch

$$\tau_{Schock} = \tau_0 + \tau_Z = \frac{1}{\omega_0} - \left[ \frac{1}{n_{eff}(\omega)} \frac{dn_{eff}(\omega)}{d\omega} \right] - \left[ \frac{1}{A_{eff}(\omega)} \frac{dA_{eff}(\omega)}{d\omega} \right] \quad (2.1.24)$$

definiert. Der Parameter ist von der zentralen Wellenlänge  $\omega_0$  durch  $\tau_0 = 1/\omega_0$  und durch die zusätzliche Schockzeit  $\tau_Z$  von dem effektiven Brechungsindex bzw. der effektiven Modenfläche abhängig [33]. Durch die Erhöhung des Brechungsindex mit steigender Intensität kann es zu einer zeitlichen Verschiebung des Pulsmaximums kommen, wie in Abbildung 2.1.7 schematisch dargestellt.



**Abbildung 2.1.7:** Darstellung des Effekts der Selbstaufsteilung von Pulsen. Aufgrund der Intensitätsabhängigkeit des Brechungsindex propagieren Pulsanteile hoher Intensität langsamer als Anteile geringerer Intensität. Dadurch kann es zur Aufsteilung auf der Rückseite des Pulses kommen.

Diese Verschiebung kann zu einer Diskontinuität im Puls führen, welche als optischer Schock bezeichnet wird. Für gewöhnlich wird der optische Schock durch Dispersion und daraus folgender zeitlicher Pulsverbreiterung im Material verhindert [37]. Im Falle von geringer Dispersion, hohen Intensitäten oder kurzen bzw. breitbandigen Pulsen spielt der Parameter jedoch eine nicht zu vernachlässigende Rolle, da er im Zusammenspiel mit dem Zeitableitungsoperator die Beschreibung bis hin zu Pulslängen im Bereich einer einzigen Feldoszillation ermöglicht [38].

Der letzte auftretende Term in Gleichung 2.1.19 beschreibt die Auswirkungen der Propagation in einem Medium mit nicht instantaner Reaktion. Die verzögerte Reaktion des Mediums folgt aus molekularen Vibrationen, die durch die EM-Wellen optisch induziert werden [39] und wird als Raman-Effekt bezeichnet. Der Raman-Effekt ist vor allem für breitbandige Pulse mit einer Bandbreite von mehreren Nanometern von Bedeutung, da er zu Energieüberträgen im Pulsspektrum durch Intrapuls-Raman-Streuung führen kann [27]. Dabei wird Energie von einer Frequenz auf eine andere übertragen, was als Selbstfrequenzversatz bezeichnet wird. Charakterisiert wird der Effekt durch die nichtlineare Antwortfunktion

---

des Mediums, die sowohl einen nahezu instantanen elektronischen, als auch einen nicht-instantanen molekularen Anteil enthält:

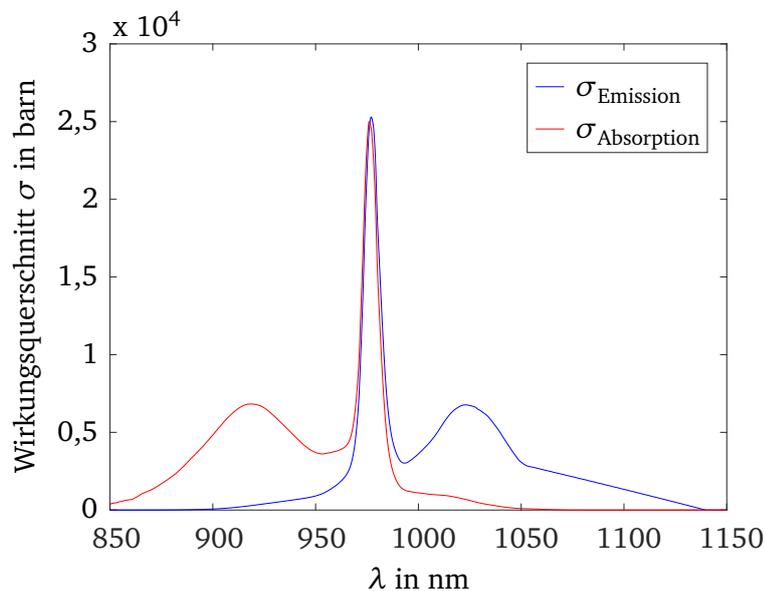
$$R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t). \quad (2.1.25)$$

$f_R$  entspricht dem Anteil der nicht-instantanen molekularen Raman-Antwortfunktion  $h_R$  der Gesamtantwort des Mediums. Durch die mögliche Anregung von Vibrationsmoden im Medium ist es möglich, Energie von einer Frequenz auf eine andere zu übertragen und das Signalspektrum zu verändern [40]. Das dahinterstehende Prinzip ist die Streuung eines Photons an einem Molekül. Dieses wird dabei auf einen höherenergetischen Vibrationszustand gebracht, wobei das Photon Energie abgibt und seine Wellenlänge entsprechend verändert. Das niederfrequenteres Licht wird auch als Stokes-Welle bezeichnet. Da ein Teil der Photonenenergie im Medium verbleibt, erfährt der Puls durch Intrapuls-Raman-Streuung Verluste während der Propagation. Die Voraussetzung für diesen Effekt ist, dass der Frequenzunterschied der einlaufenden Welle und der Stokes-Welle im Bereich des Raman Verstärkungsspektrums liegt [27]. Das Verstärkungsspektrum von Silikatglas ist mit ca. 40 THz  $\approx$  130 nm sehr breit und besitzt ein Maximum bei ca. 13 THz [27].

## Verstärkung in Yb-dotierten Fasern

Die im vorherigen Abschnitt erläuterten Effekte wirken sich im Allgemeinen auf EM-Wellen in Fasern aus. Da das geplante System die eingekoppelten Pulse verstärken soll ist es notwendig sogenannte aktive Fasern zu nutzen. Diese bestehen ebenfalls aus Silikatglas, jedoch mit einem mit Yb-dotierten Faserkern, welcher die Rolle des aktiven Mediums einnimmt. Wird in den aktiven Faserkern ein Pump laser mit passender Wellenlänge eingekoppelt wird Energie absorbiert, indem Elektronen aus dem Grundzustand in einen energetisch höheren Zustand angeregt werden. Das ebenfalls im Faserkern propagierende Signal treibt eine stimulierte Emission der Atome mit Elektronen im angeregten Zustand an, sofern die Signallwellenlänge mit den Übergangswellenlängen übereinstimmt. Das Resultat sind emittierte Lichtquanten, die in Richtung und Phase mit dem stimulierenden Signal übereinstimmen. Dieser Vorgang bildet die Grundlage für den Laservorgang und die Verstärkung von EM-Wellen.

Das spektroskopische Verhalten von Yb ist so aufgebaut, dass effektiv nur zwei Mannigfaltigkeiten mit drei bzw. vier Unterniveaus betrachtet werden müssen, um die vorrangig auftretenden optischen Wellenlängen zu beschreiben. Aufgrund der Verbreiterung der Emissionslinien in Silikatglas bei Raumtemperatur sind diese Übergänge nicht scharf, sondern überlagern sich [21]. In Abbildung 2.1.8 sind die Wirkungsquerschnitte von Yb sowohl für Absorption, als auch für Emission in Silikatglas dargestellt. Die Verbreiterung und das Ineinanderlaufen der Übergänge hat einen breiten spektralen Bereich zur Folge, in dem das aktive Medium gepumpt und das Signal verstärkt werden kann. Im Rahmen dieser Arbeit wird dabei eine Wellenlänge von 976 nm zur Anregung des aktiven Mediums genutzt. Die zentrale Wellenlänge des zu verstärkenden Signals liegt bei 1030 nm bzw. 1040 nm



**Abbildung 2.1.8:** Absorptions- (rot) und Emissionswirkungsquerschnitt (blau) von Yb in Silikatglas. Sowohl im Absorptions- als auch im Emissionswirkungsquerschnitt sind zwei Peaks zu erkennen, wobei sich die hohen Peaks bei 976 nm stark überlagern.

Ein limitierender Faktor bei der Verstärkung von EM-Wellen ist das Auftreten von ASE. Diese tritt auf, wenn spontan emittierte Photonen in Richtung des Signals, jedoch nicht in Phase zu diesem, propagieren. Solche Photonen werden ebenso wie das Signal verstärkt und bilden unkorreliertes Rauschen neben dem Signal. Bei zu schwacher initialer Signalleistung kann die ASE sogar die Verstärkung im System dominieren und das Signal bedeutend abschwächen.

Um die ASE zu limitieren, findet der Pumpvorgang bei 976 nm statt [21]. Bei dieser Pumpenergie werden

---

die Elektronen auf ein metastabiles Niveau mit einer Zerfallszeit von ungefähr 0,84 ms [20] angeregt. Aufgrund der großen Lebensdauer des Niveaus werden die Elektronen, bei ausreichender Pumpleistung, mit deutlich größerer Wahrscheinlichkeit von dem Pumpstrahl auf das untere Niveau versetzt und erneut angeregt, bevor sie durch die spontane Emission in ein niederenergetischeres Niveau versetzt werden können. Damit wird das Auftreten der ASE begrenzt und die ASE entsteht vorwiegend durch den Emissionspeak um 1025 nm. Um auch hier das Auftreten der ASE zu reduzieren ist es notwendig eine EM-Welle mit hoher Leistung einzukoppeln. Damit wird die Wahrscheinlichkeit der stimulierten Emission durch die eingestrahlten EM-Wellen, im Vergleich zur Wahrscheinlichkeit der durch ASE-Photonen stimulierten Emission, erhöht.

Eine weitere Auswirkung des Pumpens bei 976 nm ist außerdem, dass die maximale Besetzung des angeregten Niveaus bei knapp über 50% der verfügbaren Dotanten-Elektronen [21] liegt. Grund dafür ist die in etwa gleich große Amplitude der Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitte bei nahezu vollständiger Überlappung, wie in Abbildung 2.1.8 gezeigt.

---

## 2.2 Verringerung nichtlinearer Effekte

---

Durch die Verstärkung der in der Faser propagierenden Laserpulse wird die Intensität der einzelnen Pulse erhöht, sodass bei initial sehr kurzen Pulsen starke nichtlineare Effekte auftreten können. Im Fall des geplanten Verstärkers sollen Pulse mit einer spektralen Bandbreite von 3 bis 6 nm verstärkt werden. Daraus resultiert eine bandbreitenlimitierte Pulslänge im Bereich von einer halben Pikosekunde, wodurch sich in den im Aufbau verwendeten Fasern mit einer Pulsenergie von 1 nJ eine Intensität von  $450 \text{ GW/cm}^2$  ergibt. Bei diesen Intensitäten sind nichtlineare Effekte gemäß Gleichung 2.1.22 ab einer Faserlänge von 12,5 cm nicht zu vernachlässigen. Aus diesem Grund ist es zur Vermeidung nichtlinearer Effekte wichtig, die Spitzenleistung der Pulse zu reduzieren. Diese Problemstellung tritt in der Technik von Kurzpuls-Lasersystemen seit Jahrzehnten auf. Eine bewährte Herangehensweise an dieses Problem ist, neben der offenkundig nicht praktikablen Möglichkeit die Pulsenergie zu beschränken, eine räumliche Aufweitung oder zeitliche Streckung der Pulse. Aufgrund der inhärent geringen Modenfläche von Fasern, stellt die räumliche Aufweitung keine Lösung des Problems dar. Der zeitlichen Pulsstreckung werden hingegen keine Restriktionen durch die Propagation in Fasern auferlegt. Zudem wurde die CPA-Technik vielfältig erprobt [6, 41] und hat sich als unabdingbare Methode zur Erzeugung hochenergetischer Pulse erwiesen [42, 43].

---

### 2.2.1 Zeitlich Streckung optischer Pulse

---

Die minimale Dauer eines optischen Pulses steht über die Fouriertransformation in direktem Zusammenhang mit dessen spektraler Bandbreite. Die Streckung eines solchen Pulses erfolgt stets über die Erzeugung eines frequenzabhängigen zeitlichen Versatzes, wobei das zugrunde liegende Prinzip die Dispersion ist. Dieser zeitliche Versatz kann sowohl über die Propagation des Pulses durch optische Materialien wie Glasfasern [44], als auch über die Nutzung von Beugungsgittern [45, 46], die eine stark frequenzabhängige Ablenkung der Strahlen aufweisen, erzeugt werden. Eine weitere Alternative bieten sogenannte gechirpte Volumen-Bragg-Gitter (CVBG, kurz für *chirped volume bragg grating*). Dabei handelt es sich um Kristalle, deren Gitterabstände entlang einer definierten Achse linear mit der Eindringtiefe skalieren. Eindringende Wellen unterschiedlicher Frequenzen werden an verschiedenen Ebenen des Kristalls gebeugt, wodurch ein zeitlich gestreckter Puls entsteht [47]. Im Fall einer Kompression des Pulses nach der Verstärkung ist die Erzeugung eines linear von der Frequenz abhängigen zeitlichen Versatzes, man spricht dann von einem linearen Chirp, zu präferieren, da dessen Annulierung im Vergleich zu nichtlinearen Chirps einfacher umzusetzen ist.

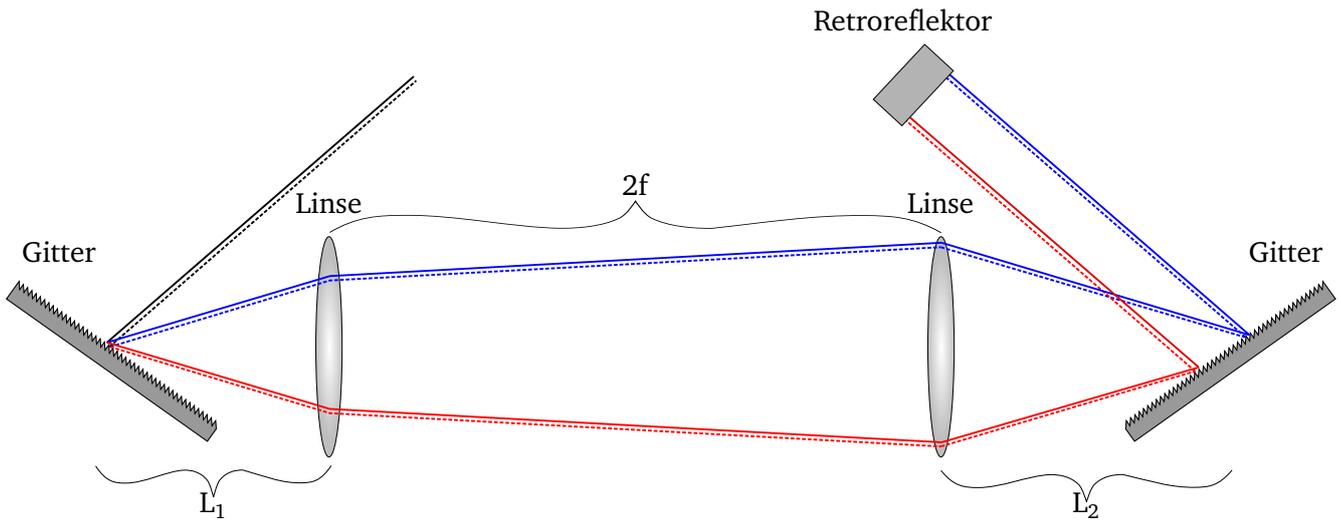
---

#### Aufbau eines zeitlichen Pulsstreckers

---

Im Rahmen dieser Arbeit soll als zeitlicher Pulsstreckter ein System aufgebaut werden, das auf der Nutzung von Beugungsgittern beruht. Der Grund für die Wahl dieses Streckertyps ist die potentiell hohe Effizienz des Systems und die Möglichkeit, das System bei verschiedenen zentralen Wellenlängen zu nutzen. Ein CVBG ist hingegen nur in einem definierten spektralen Bereich nutzbar und erzeugt zudem durch die Nutzung von Bragg-Gitterebenen, auf die für die Reflexion mit einem definierten Winkel getroffen werden muss, zwangsweise ein räumlich gechirptes, elliptisches transversales Profil.

Das gewählte Design des Streckers entspricht einem Martinez-Streckter [48]. Für diesen Streckertyp wird ein Teleskop, zwei antiparallel zueinander ausgerichtete Beugungsgitter und ein  $180^\circ$ -Retroreflektor verwendet. Ein schematischer Aufbau ist in Abbildung 2.2.1 zu sehen.



**Abbildung 2.2.1:** Schematische Darstellung eines Martinez-Streckers. Die durchgezogenen Linien entsprechen dem Weg des einfallenden Laserpulses bis zum Retroreflektor, die gestrichelten Linien dem Weg vom Retroreflektor zurück. Der Übersichtlichkeit halber wurden die Linien nicht direkt übereinander gelegt.  $L_1$  und  $L_2$  bezeichnen den Abstand zwischen erstem Gitter und erster Linse bzw. zweitem Gitter und zweiter Linse.  $f$  ist die Brennweite der Linsen.

Der einfallende Strahl trifft auf das erste Gitter, welches zwischen Linse und deren Fokalfunkt positioniert ist und wird entsprechend der Gittergleichung für Reflexionsgitter

$$d(\sin(\theta_i) + \sin(\theta_f)) = m\lambda \quad (2.2.1)$$

reflektiert. Hierbei ist  $\theta_i$  der Einfallswinkel des Strahls zur Gitternormalen,  $\theta_f$  der Ausfallswinkel zur Gitternormalen,  $d$  der Abstand der Gitterlinien zueinander,  $\lambda$  die Wellenlänge und  $m$  die betrachtete Beugungsordnung. Die Abhängigkeit des Austrittswinkels  $\theta_f$  von der Wellenlänge  $\lambda$  verursacht eine frequenzabhängige räumliche Aufspaltung des einlaufenden Strahls. Die mit unterschiedlichen Ausbreitungsrichtungen propagierenden Wellen passieren ein Teleskop und werden auf ein Gitter abgebildet, welches antiparallel zum ersten Gitter und ebenfalls zwischen der zweiten Linse und deren Fokalfunkt positioniert ist. Mittels dieser Ausrichtung des zweiten Gitters und dem Abbildungssystem werden die Strahlen am zweiten Gitter so reflektiert, dass sie wieder kollimiert, aber noch lateral aufgetrennt sind. Ein  $180^\circ$  Retroreflektor reflektiert die Strahlen mit einem Höhenversatz zurück auf das zweite Gitter. Die Strahlen durchqueren das System erneut und werden am ersten Gitter kollimiert reflektiert. Während der zweiten Passage wird die räumliche Separation der Wellen durch eine Abbildung auf eine gemeinsame Achse aufgehoben.

Mit diesem Aufbau ist es möglich sowohl negative (kleinere Wellenlängen zeitlich vorne), als auch positive (größere Wellenlängen zeitlich vorne) Dispersion zu erzeugen. Dabei hängt das Vorzeichen der Dispersion nur von der Position der Gitter, relativ zum jeweiligen Fokalfunkt der Linsen, ab [49]. Innerhalb eines abbildenden Systems und unter der Bedingung der Nutzung achromatischer Linsen, ist die optische Weglänge zwischen dem Fokalfunkt vor der ersten Linse und dem Fokalfunkt nach der zweiten Linse für Wellen jeglicher Frequenz identisch. Dadurch ergibt sich die tatsächliche Dispersionsstrecke aus der Differenz zwischen gesamtem optischen Weg und dem optischen Weg des abbildenden Systems. Anschaulicher dargestellt erzeugt das Teleskop eine Abbildung des ersten Gitters. Diese Abbildung kann, in Abhängigkeit der Gitterposition zum Fokalfunkt der Linse, sowohl vor, als auch hinter dem zweiten Gitter liegen. Ersteres entspricht gerade dem Aufbau eines Treacy-Kompressors [45], dessen Dispersion allein durch den Abstand der Gitter voneinander bestimmt wird und stets negativ ist. Letzteres resultiert

---

ebenfalls in dem Aufbau eines Treacy-Kompressors. Aufgrund der Position der Abbildung des ersten Gitters hinter dem zweiten Gitter, ergibt dies jedoch einen effektiv negativen Abstand zwischen den Gittern. Durch die Abhängigkeit der Dispersion vom Abstand der Gitter im Treacy-Kompressor ergibt sich somit eine positive Dispersion.

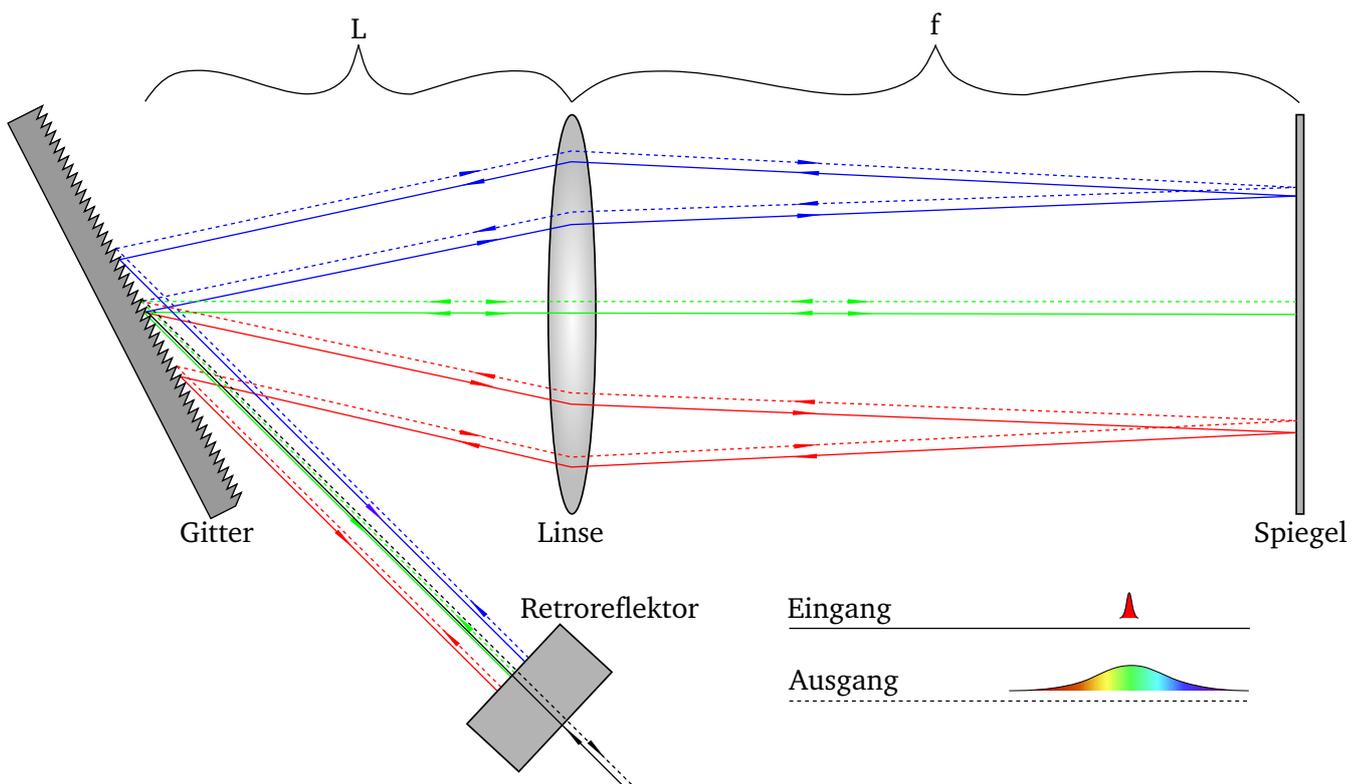
Mittels der verminderten Intensität des Pulses kann dieser in nachfolgenden Verstärkern um ein Vielfaches mehr verstärkt werden, ohne die Linearität des Puls-Chirps durch nichtlineare Effekte zu beeinflussen [6]. Das bedeutet zudem, dass die Pulse nach der Verstärkung in einem Kompressor wieder auf ihre ursprüngliche zeitliche Länge komprimiert werden können, wobei die Intensität des Pulses um den Kompressionsfaktor steigt.

### 3 Struktur des Systems

Der in dieser Ausarbeitung vorgestellte Aufbau stellt einen Teil der Pumpstufe eines uOPAs dar. Der Ausgangspunkt des Systems ist ein kommerziell erwerblicher Laseroszillator (hier: Mira 900, *Coherent*). Dieser erzeugt Laserpulse mit einem gaußförmigem Spektrum bei einer zentralen Wellenlänge von 1030 nm, einer Bandbreite von ca.  $(10,8 \pm 0,2)$  nm (full width at half maximum (FWHM)) und einer Repetitionsrate von 76 MHz. Die mittlere Leistung der Pulsreihe beträgt 170 mW, entsprechend einer Pulsenergie von 2,2 nJ. Ausgehend vom Oszillator durchläuft die Pulsreihe ein Teleskop zur Modenanpassung für die Einkopplung in den Faserverstärker und zur Kollimation des Strahls und wird anschließend in einem Martinez-Strecker zeitlich gestreckt.

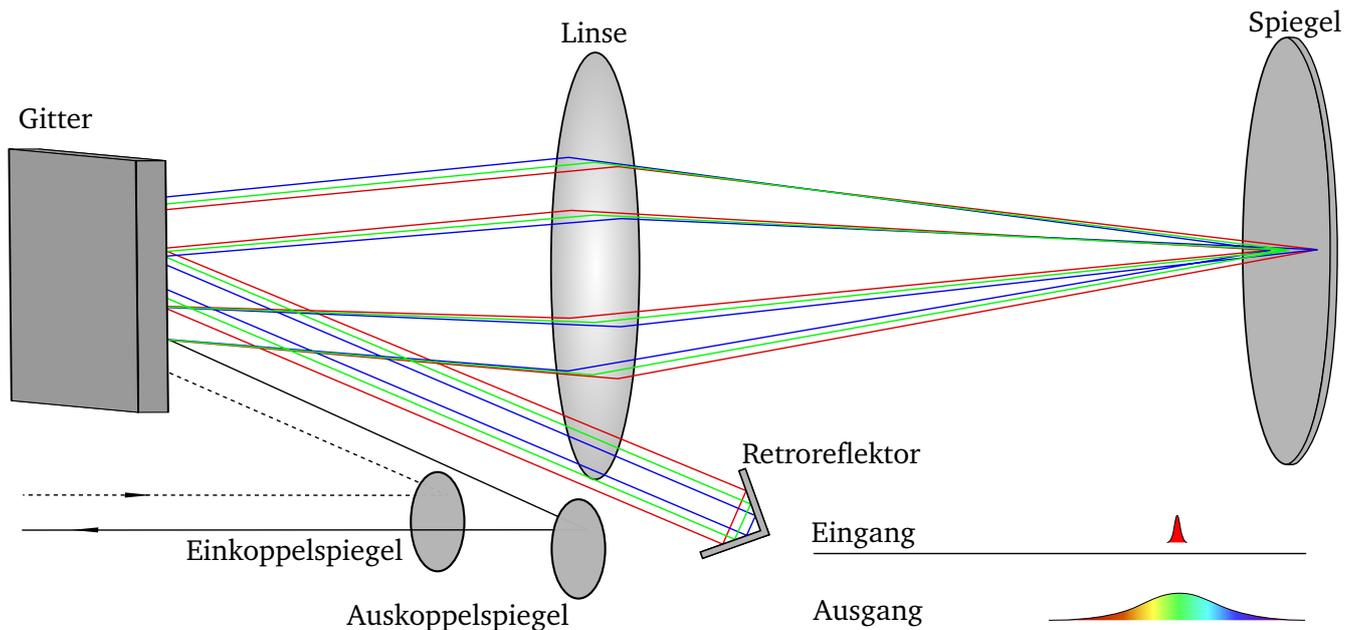
#### 3.1 Aufbau des zeitlichen Pulsstreckers

Der Strecker besteht aus einem Gitter mit einer Gitterkonstante  $g = 1740$  Linien/mm, einem Teleskop bestehend aus einer Linse mit einer Brennweite von  $L=70$  cm, einem Spiegel senkrecht zur optischen Achse des Teleskops und einem Retroreflektor, wie in Abbildung 3.1.1 schematisch von oben dargestellt.



**Abbildung 3.1.1:** Schematische Darstellung eines modifizierten Martinez-Typ Streckers von oben. Die spektralen Anteile des auf das Gitter treffenden Pulses werden gemäß der Gittergleichung reflektiert. Nach der Beugung am Gitter passieren die Strahlen ein Teleskop bestehend aus einer Linse und einem senkrecht zur optischen Achse und im Brennpunkt der Linse positionierten Spiegel, sodass die Strahlen nach einem erneuten Treffen auf das Gitter kollimiert werden. Über einen Retroreflektor werden die noch räumlich aufgeteilten Strahlen erneut auf das Gitter und durch das Teleskop gelenkt, bevor sie den Strecker verlassen.

Der einlaufende Puls wird auf dem Gitter räumlich in seine spektralen Anteile zerlegt und durchläuft zunächst ein Teleskop. In diesem Teleskop werden die divergierenden Wellen unterschiedlicher Frequenzen in einem Linienfokus auf den Spiegel fokussiert und zurück auf das Gitter abgebildet, sodass bei erneuter Beugung am Gitter die Strahlen kollimiert, aber räumlich separiert sind. Die räumliche Separation wird mit einer weiteren Passage durch den Aufbau aufgehoben. Das heißt, dass die spektralen Anteile des Pulses nach dem Ausgang entlang einer gemeinsamen Achse propagieren, aber zeitlich voneinander getrennt sind. Zur Ein- und Auskopplung der Pulschette innerhalb dieses Systems ist es weiterhin notwendig die Pulse nicht auf gleicher Höhe durch die Linse propagieren zu lassen, wie in Abbildung 3.1.2 gezeigt.



**Abbildung 3.1.2:** Schematische Darstellung eines modifizierten Martinez-Typ Streckers von der Seite. Um die ein- und auslaufenden Pulsketten auftrennen zu können propagiert die Pulschette nicht zentral durch die Linse und erfährt dabei pro Passage durch das Teleskop einen definierten Höhenversatz.

Der einlaufende Strahl wird über einen Einkoppelspiegel niedrig in das System eingebracht und trifft 1,5 cm unterhalb des Zentrums auf die Linse. Diese erzeugt einen räumlich gechirpten Linienfokus auf dem Spiegel des Teleskops, wobei der Auftreffpunkt der Höhe des Linsenzentrums entspricht. Nach Reflexion am Spiegel propagiert der Strahl zurück auf die Linse, wobei dieser jetzt mit gleichem vertikalen Abstand, aber oberhalb des Linsenzentrums auftrifft. Der ein- und auslaufenden Strahlen liegen vor dem Teleskop in der Höhe versetzt, aber parallel übereinander. Durch den Höhenunterschied von 3 cm kann der auslaufende Strahl oberhalb der Ein- und Auskoppelspiegel in Richtung des Retroreflektors propagieren, welcher den Strahl mit einem vertikalen Strahlversatz von 0,75 cm zurück in den Strecker koppelt. Die zweite Passage durch das Teleskop versetzt den Strahl vertikal auf den gleichen Abstand unterhalb des Linsenzentrums, wodurch dieser über den Einkoppelspiegel hinweg propagieren und am Auskoppelspiegel reflektiert werden kann.

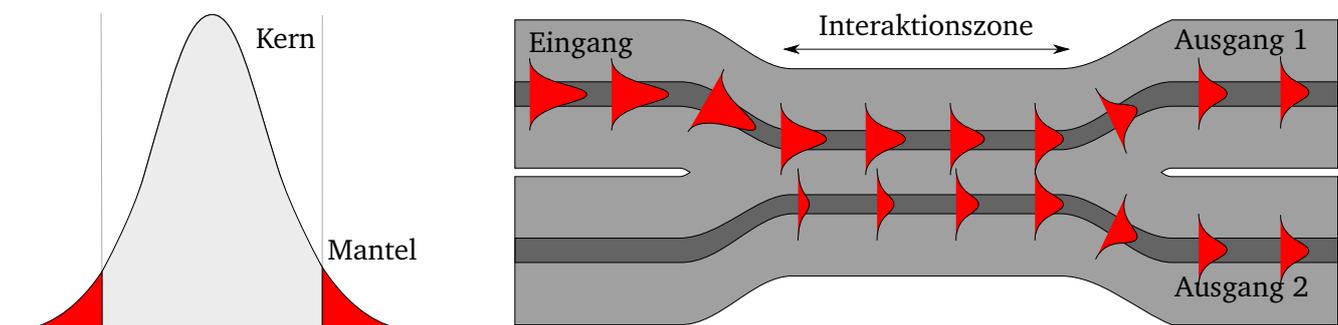
### 3.2 Design und Komponenten des Faserverstärkers

Ausgehend von der Auskopplung aus dem Strecker folgt die Einkoppelstufe des Faserverstärkers und im Anschluss der Faserverstärker selbst, welcher ein vollständig fasergekoppeltes System darstellt. Das bedeutet, dass der zu verstärkende Strahl nur einmalig in eine Faser gekoppelt werden muss, bis er am



optimierung für den eigentlichen Fasereinkoppler. Zwei Umlenkspiegel nach dem Teleskop ermöglichen eine optimale Einstellung der Position des Fokus auf den Faserkern. Von großer Wichtigkeit ist zudem die Nutzung einer  $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte zur Drehung der Polarisation des Strahls, da das komplette Verstärkersystem auf Basis polarisationserhaltender Fasern aufgebaut ist. Zwar ist die Verstärkung der eingekoppelten Pulse unabhängig von deren Polarisation, die Verluste in verwendeten Komponenten wie z.B. Faserkopplern, sowie die Dispersion in der Faser hängen jedoch stark von der Polarisation ab.

Nach der Einkopplung passiert das Signal einen 5:95-Faserkoppler (PMTC-03-1-05-N-B-P-1-F, *Advanced Fiber Resources*), welcher 5 % des Signals zu einem Photometer (PH100-Si-HA, *Gentec-EO*) weiterleitet und damit eine Messung der tatsächlich in die Faser eingekoppelten Leistung ermöglicht. Die Aufteilung des Signals in zwei verschiedene Fasern geschieht dabei über eine Verjüngung und Verschmelzung der Fasern, wodurch der Abstand der Faserkerne zueinander reduziert wird. Die Kopplung in den benachbarten Kern erfolgt über das evaneszente Feld im Fasermantel, wie in Abbildung 3.2.2 veranschaulicht.



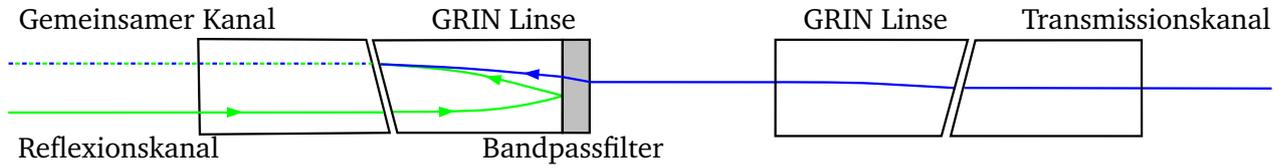
**Abbildung 3.2.2:** Links: Darstellung des evaneszenten Felds (rot) im Fasermantel. Rechts: Schematischer Verlauf der Leistungsverteilung während der Propagation durch zwei längs miteinander verbundene und verjüngte Fasern. Das evaneszente Feld innerhalb des verjüngten Bereichs im Faserkoppler reicht bis zu dem Kern der zweiten Faser und koppelt einen Teil der Leistung in diesen. Das Aufteilungsverhältnis der Leistung zwischen beiden Ausgängen hängt dabei von der Interaktionslänge (der Länge der Verjüngung) ab.

Aufgrund der Verjüngung und Verschmelzung beider Fasern ist es möglich, dass das evaneszente Feld aus dem Mantel der Eingangsfaser bis in den Kern der Ausgangsfaser reicht und dabei einen Teil der Leistung in den Kern der Ausgangsfaser koppelt. Das Verhältnis der Leistungen nach dem Faserkoppler hängt dabei von der Länge der Interaktionszone und dem Abstand der Faserkerne zueinander ab. Bei einer zu langen Interaktionszone kommt es dazu, dass die Leistung von der Ausgangsfaser zurück in die Eingangsfaser gekoppelt wird. Eine weitere Eigenschaft des genutzten Faserkopplers ist die Polarisierung des eingekoppelten Lichts durch alternierende Metall- und dielektrische Schichten auf den verjüngten Fasern. Der Aufbau der dünnen Schichten ist so gewählt, dass sie wie ein Polarisator wirken, welcher zu hohen Verlusten bei Licht mit Polarisation entlang der langsamen Achse (vgl. Abbildung 2.1.1) der polarisationserhaltenden Faser führt.

Im Anschluss an den Faserkoppler folgt ein fasergekoppelter Faraday-Isolator (PMI-03-1-P-N-B-Q-B, *Advanced Fiber Resources*), der zum Schutz vor Rückreflexen aus der ersten Verstärkerstufe dient. Innerhalb dieser Komponente sind zwei um  $45^\circ$  zueinander verkippte Polarisatoren um einen Faraday-Rotator platziert. Dieser dreht unabhängig von der Ausbreitungsrichtung des darin propagierenden Signals die Polarisation um  $45^\circ$ . Dadurch wird die Polarisation von nach dem Isolator reflektierten Pulsanteilen so gedreht, dass diese hohe Verluste durch Reflexion am zweiten Polarisator erfahren.

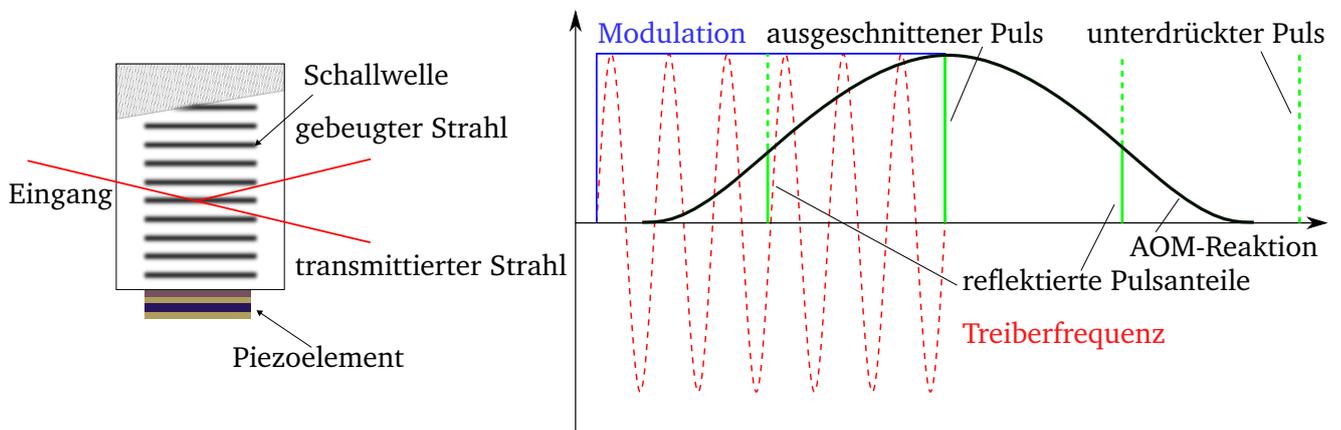
Angeknüpft an diese Komponente ist ein WDM (PMFWDM-9803-N-B-Q-P, *Advanced Fiber Resources*). Innerhalb dieses WDMs wird die Leistung des Signals und die Pumpleistung in eine gemeinsame Faser geleitet. Möglich ist das durch eine Wellenlängendifferenz zwischen Signal und Pumpstrahl. Der prinzipielle Aufbau ist in Abbildung 3.2.3 einzusehen. Durch die Wellenlängendifferenz kann mittels eines Bandpassfilters und zwei Gradientenindexlinsen (GRIN-Linsen) das Signal aus dem Reflexionskanal am

Filter reflektiert und der Pumpstrahl am Filter transmittiert werden. Die GRIN-Linsen dienen der Fokussierung in den gemeinsamen Kanal. Der Pumpstrahl wird in einer fasergekoppelten Laserdiode erzeugt (LC96X76P-20R, II-VI), deren Wellenlänge durch ein Faser-Bragg-Gitter stabil auf 976 nm gehalten wird. Die Leistung der Diode lässt sich stufenlos zwischen 50 mW und 600 mW variieren und ermöglicht so eine einstellbare Verstärkung des Signals.



**Abbildung 3.2.3:** Aufbau und Funktion eines Wellenlängendivisionsmultiplexers. Der Anteil des Transmissionskanals (blau) durchläuft eine GRIN-Linse, passiert anschließend einen Bandpassfilter mit hoher Transparenz für eine gewählte Wellenlänge und wird von einer nachfolgenden GRIN-Linse in den gemeinsamen Faserkanal geleitet. Der durch den Reflexionskanal einlaufende Anteil (grün) wird am Bandpassfilter reflektiert und ebenfalls durch die GRIN-Linse in den gemeinsamen Kanal gekoppelt.

Anschließend an den gemeinsamen Ausgang des WDMs folgt die erste aktive Faser im System. Dabei handelt es sich um eine polarisationserhaltende mit Yb-dotierte Einzelmodenfaser (PM-YSF-HI, *Nufern*) mit einer Länge von 1,20 m und einem Kerndurchmesser von  $6\mu\text{m}$ . Die Pumpleistung wird innerhalb dieser Faser im aktiven Medium absorbiert und durch stimulierte Emission auf das Signal übertragen. Die Faser weist eine ungesättigte Absorption der Pumpwellenlänge bei 976 nm von 250 dB/m auf. Das in der aktiven Faser verstärkte Signal propagiert darauffolgend durch einen fasergekoppelten AOM, welcher der Selektion einzelner Pulse dient. Das Arbeitsprinzip und der Aufbau eines AOMs zur Selektion von Pulsen ist in Abbildung 3.2.4 gezeigt.



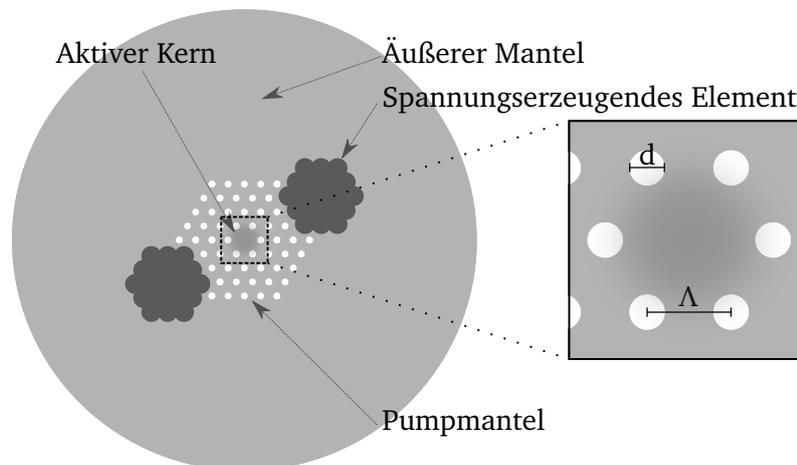
**Abbildung 3.2.4:** Im linken Teil der Abbildung ist ein schematischer Aufbau eines AOMs dargestellt. Ein Piezoelement erzeugt in einem Kristall Schallwellen, die ein akustisches Gitter bilden, woran der einlaufende Strahl gebeugt wird. Der rechte Abschnitt der Abbildung zeigt die Funktionsweise eines AOMs zur Selektion von Pulsen. Ein Modulationssignal (blau) steuert die Intensität und Dauer des AOM-Treibersignals (rot). Mit Beginn des Treibersignals bildet der AOM Schallwellen aus, an denen der einlaufende Strahl gebeugt wird. Die Anstiegszeit der Effizienz (schwarze Kurve) hängt dabei von dem Durchmesser des Strahls ab. Ist er zu groß, werden bei der Selektion eines einzelnen Pulses Anteile von umgebenden Pulsen ebenfalls reflektiert.

Der Zweck der Pulsselektion ist nicht nur die Verringerung der Repetitionsrate im Pulszug, sondern vielmehr die Verringerung der mittleren Leistung, welche damit einhergeht. Dadurch steht jedem ein-

laufenden Puls eine höhere deponierte Energie zur Verfügung und bei gleicher resultierender mittlerer Ausgangsleistung werden höhere Pulsenergien erreicht. Das Selektieren eines einzelnen Pulses aus der Pulsreihe erfordert allerdings eine hohe Präzision, da die Pulse bei einer Repetitionsrate von 76 MHz lediglich 13,2 ns voneinander getrennt sind. Um diese Präzision mit einem AOM zu erreichen wird ein geringer Strahldurchmesser im Bereich der Wechselwirkung mit dem Schallgitter im AOM benötigt. Eine exakte Justage eines freistehenden AOM ist aufwändig und anfällig für feine Justageunterschiede. Ein fasergekoppelter AOM ermöglicht hingegen kleinste Strahldurchmesser bei einer festen Justage der Einkopplung durch Faserkopplung. Mit dem in dieser Arbeit genutzten AOM (MT250-IR6-Fio-PM0,5-J1-A-Ic, AAOptoelectronics) ist eine Anstiegszeit von 6 ns und damit eine die Selektion einzelner Pulse möglich [50].

Die ausgeschnittenen Pulse treffen nach dem AOM erneut auf einen Faserkoppler (PMTc-03-1-01-N-B-Q-F, Advanced Fiber Resources), der ca. 1% der Leistung an ein Photometer (PH100-Si-HA, Gentec-EO) leitet. Zum Schutz der vorherigen Verstärkerkomponenten folgt an dieser Stelle ein fasergekoppelter Hochleistungs-Faraday-Isolator (HPMI-03-A-03-N-B-Q-F-P, Advanced Fiber Resources).

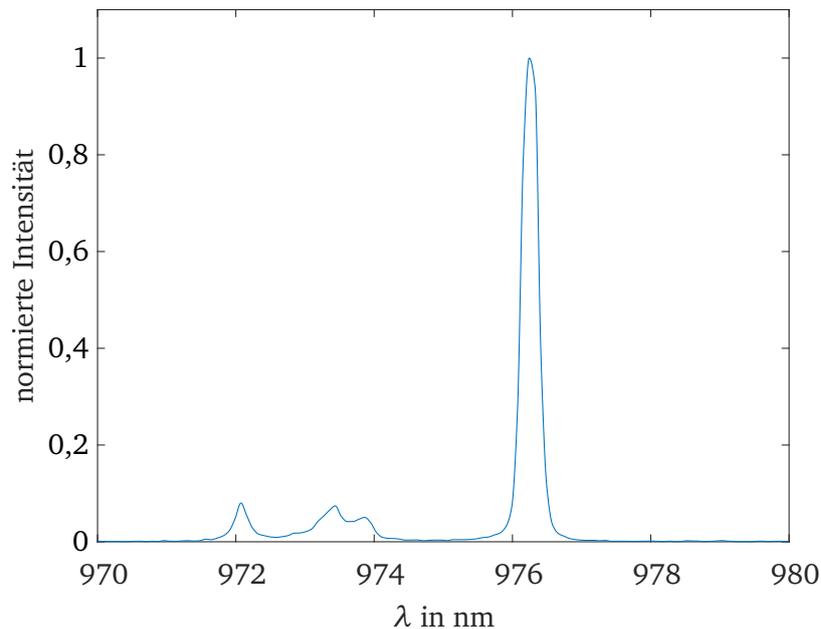
Die Propagation durch den Faraday-Isolator knüpft direkt an die Einkopplung in die zweite Verstärkerstufe des Systems an. Diese ist 1,3 m lang und weist einen mit Yb-dotierten Faserkern mit einer ungesättigten Absorption der Pumpwellenlänge von 650 dB/m auf. Aufgrund der hier erwarteten höheren Pulsenergien besitzt die aktive Faser dieser Stufe eine deutlich größere effektive Modenfläche, im Bereich von  $175 \mu\text{m}^2$ , um die Intensität der Pulse zu reduzieren. Bei der verwendeten Faser handelt es sich um eine photonische Kristallfaser (PCF, kurz für *photonic crystal fiber*) (DC-135/14-PM-Yb, NKT Photonics) mit einem Kerndurchmesser von  $14 \mu\text{m}$ . Der Ausdruck photonisch bezieht sich dabei auf die innere Struktur der Faser, in der die einzelnen Elemente der Faser Abstände und Dimensionen im Bereich der genutzten Wellenlängen aufweisen [51]. Der schematische Aufbau einer solchen Faser ist in Abbildung 3.2.5 zusehen.



**Abbildung 3.2.5:** Die Abbildung zeigt einen schematischen Aufbau der genutzten photonischen Kristallfaser (DC-135/14-PM-Yb).  $\Lambda$  bezeichnet den Abstand zweier Luftlöcher und  $d$  den Durchmesser der Luftlöcher. Die Größe der Luftlöcher und deren Abstand liegen im Bereich von  $4 \mu\text{m}$  bzw.  $3 \mu\text{m}$ .

Das komplexe Design dieser Fasern ermöglicht eine geringe Differenz der Brechungsindizes zwischen Faserkern und Fasermantel, wodurch sich ein großer Kerndurchmesser mit anhaltendem Einzelmodenbetrieb vereinen lässt [51, 52]. Wesentlichen Einfluss auf die Eigenschaften einer PCF hat der Durchmesser der Luftlöcher  $d$  und der Abstand zweier Luftlöcher  $\Lambda$ . Durch Variation dieser Parameter lassen sich nicht nur effektive Brechungsindizes und damit die Dispersion innerhalb der Faser modifizieren, sondern auch die Nichtlinearität der Faser [53]. Eine weitere Eigenschaft der verwendeten PCF ist die Nutzung sowohl eines inneren, als auch äußeren Mantels, wobei der innere Mantel als Leiter für die Pumpleistung dient.

Der Vorteil dieses sogenannten Pumpmantels ist der im Vergleich zum Faserkern große Durchmesser von  $135\ \mu\text{m}$  und eine große numerische Apertur von 0,5 [54], wodurch die Einkopplung von Pumpleistungen im Bereich mehrerer Watt möglich ist ohne die Faser zu beschädigen. Weiterhin ist die Strahlqualität des Pumpstrahls von geringer Bedeutung, da zum einen die numerische Apertur des Pumpmantels einen halben Eintrittswinkel von  $30^\circ$  ermöglicht [54] und zum anderen viele verschiedene Moden innerhalb des Mantels propagieren können. Bei der Propagation existiert ein steter Überlapp des Pumpstrahls mit dem Faserkern, wodurch Energie in das aktive Medium eingebracht wird. Aufgrund der geringen Anforderungen an die Qualität des Pumpstrahls muss bei der Wahl der Pumpdiode nur auf eine ausreichende Ausgangsleistung bei stabiler Lage des Spektrums auf dem Absorptionsband von Yb-Glas geachtet werden. Die in diesem Aufbau verwendete Pumpdiode (M976 $\pm$ 0.5-7-F105/22-G4T-TP, *Photontec*) ermöglicht einstellbare Leistungen im Bereich von einigen 10 mW bis zu 7 W mit einem Spektrum wie in Abbildung 3.2.6 zu sehen.



**Abbildung 3.2.6:** Pumpdiodenspektrum der zweiten Verstärkerstufe bei einer Leistung von  $(2,7 \pm 0,3)$  W.

Das Leistungsmaximum der Diode liegt bei einer Wellenlänge von  $976,24\ \text{nm}$  und weist eine Bandbreite von  $0,3\ \text{nm}$  (FWHM) auf. Ein Teil der Leistung liegt spektral im Bereich zwischen  $972\ \text{nm}$  und  $974\ \text{nm}$  und mindert deshalb die Effizienz der Absorption, da das Absorptionsband um  $976\ \text{nm}$  in Yb-Glas sehr schmal ist.

Die Einkopplung der Pumpleistung verläuft antiparallel zur Propagationsrichtung des Signals. Ein Vorteil dieser Konfiguration liegt darin, dass die Pumpleistung am Faserausgang maximal und bei der Einkopplung des Signals minimal ist. Dadurch steigt die lokale Pumpleistung mit fortschreitender Propagation und Verstärkung des Signals an und es ist stets eine Verstärkung ohne Pumpleistungsüberschuss gewährleistet. Um bei der Auskopplung das verstärkte Signal und den gegenläufige Pumpstrahl aufzuteilen wird ein dichroitischer Spiegel (107226, *Layertec*) verwendet. Dieser weist eine für das Spektrum des Signals hochreflektive und eine für das Pumpspektrum transmittive Beschichtung auf. Eine stabile Auskopplung des Signals und Einkopplung des Pumpstrahls wird durch eine fixierte Montage der jeweiligen Faserausgänge an Faserauskopplern, die wiederum an einer Faserbank befestigt sind, gewährleistet.

---

## 4 Charakterisierung des Faserverstärkers

---

In diesem Kapitel soll der im vorherigen Abschnitt beschriebene Faserverstärker charakterisiert werden. Dazu wurde die resultierende Leistung und das Spektrum des Signals nach der ersten und zweiten Verstärkerstufe unter Variation der eingekoppelten Signalleistung, der Pumpleistungen und des initialen Signalspektrums untersucht. Das Ziel dieser Messungen ist es, die Machbarkeit einer robusten Verstärkung des Eingangssignals auf eine mittlere Leistung von 1 W mit Pulsenergien im Bereich von 1  $\mu$ J zu demonstrieren.

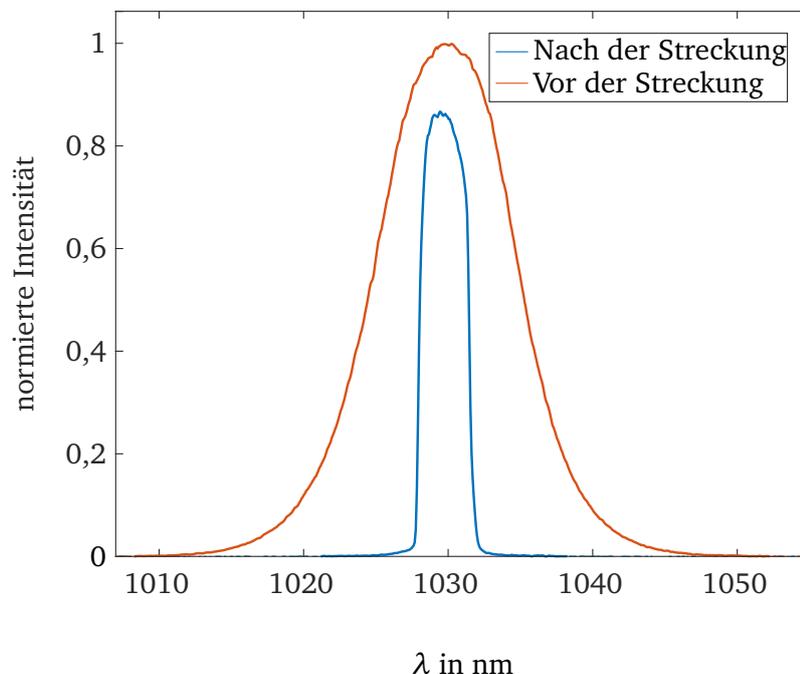
Im folgenden Kapitel werden zunächst die Eigenschaften des Signals nach der zeitlichen Streckung und der Einkopplung in den Faserverstärker vorgestellt (Abschnitt 4.1). Weiterführend wird die Entwicklung des Signals bei der Propagation durch den Verstärker erläutert (Abschnitt 4.2). Dabei wird sowohl auf die Veränderungen des Signals innerhalb der ersten Verstärkerstufe eingegangen (Abschnitt 4.2.1), als auch die Auswirkungen der zweiten Verstärkerstufe auf das Signal betrachtet (Abschnitt 4.2.2). Anschließend wird der Aufbau in Bezug auf die Einsetzbarkeit im PHELIX-Lasersystem geprüft (Abschnitt 4.3).

---

### 4.1 Einkopplung des Signalpulses

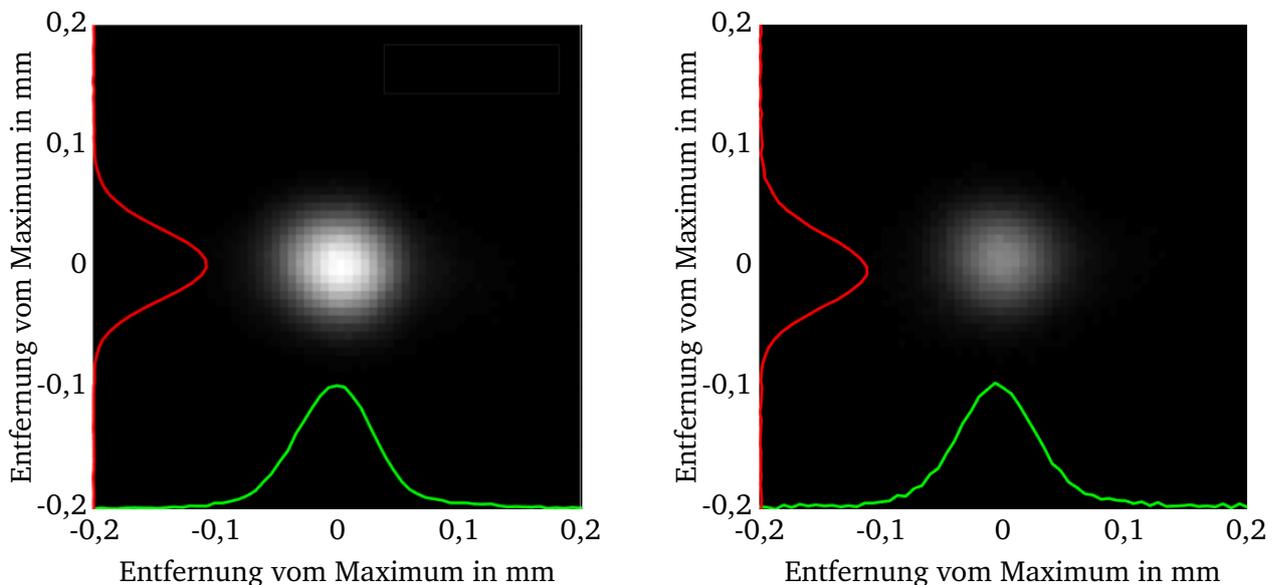
---

Die Einkopplung in das System ist ein wichtiger Schritt, der sowohl Auswirkungen auf die Effizienz der Verstärkung in Bezug auf die Leistung, als auch auf das Spektrum des Signals hat. Insbesondere der Strecker besitzt maßgeblichen Einfluss auf das in den Verstärker eingekoppelte Signalspektrum. Durch die limitierte Größe der verwendeten Optiken wird bei der Streckung die Bandbreite des Pulses reduziert. Daraus resultiert ein nicht mehr gaußförmiges, sondern ein durch die Kanten der Optiken scharf begrenztes Spektrum, wie in Abbildung 4.1.1 zu sehen. Aufgenommen wurde das Spektrum mit einem Spektrometer von *Ocean Optics* (HR2000+).



**Abbildung 4.1.1:** Der Vergleich des Pulsspektrums vor der Streckung (rot) und nach der Streckung (blau) zeigt eine Abnahme der spektralen Bandbreite von  $(10,8 \pm 0,2)$  nm vor dem Strecker auf  $(3,5 \pm 0,2)$  nm nach dem Strecker.

Die Streckung des Pulses reduziert die Bandbreite (FWHM) um einen Faktor  $3,1 \pm 0,2$ , von  $(10,8 \pm 0,2)$  nm auf  $(3,5 \pm 0,2)$  nm. Damit geht ein Verlust der Leistung einher, der hauptsächlich aus der Abtrennung der äußeren Bereiche des Spektrums resultiert, aber auch aus Reflexions- oder Transmissionsverlusten an den Optiken. Nach der Streckung verbleibt eine mittlere Leistung von  $(36,7 \pm 1,8)$  mW. Bei einer Repetitionsrate von 76 MHz entspricht das einer Pulsenergie von  $(483 \pm 24)$  pJ. Welcher Anteil dieser ENergie in die Faser eingekoppelt wird, hängt insbesondere von der räumlichen Intensitätsverteilung des Fokus auf der Faser ab. Insbesondere die Justage des Teleskops im Strecker hat darauf Einfluss. Neben monochromatischen Aberrationen verursacht eine Positionierung des Teleskop-Spiegels außerhalb der Fokalebene eine Änderung des Eintrittswinkels auf das Gitter nach dem Teleskop. Daraus resultiert nach dem Verlassen des Streckers ein divergenter Strahl mit einem Winkelchirp. Neben einer Verkippung der Wellenfront und einer damit einhergehenden zusätzlichen Streckung des Pulses [55, 56], wirkt sich der Winkelchirp zudem auf die Intensitätsverteilung im Fokus aus. Aufgrund der frequenzabhängigen Ausbreitungsrichtung des Strahls ergibt sich im Fernfeld ein spektral zerlegter und entlang der spektralen Zerlegung vergrößerter Fokus. Dadurch kommt es bei der Einkopplung in eine Faser zu Verlusten für manche Anteile des Pulsspektrums. Die Justage des Teleskops wurde deshalb über die Betrachtung des Fernfeldes auf einer Kamera justiert. Dabei wurden Anteile des Spektrums geblockt, um die Auswirkungen auf den Fokus zu betrachten. Aufnahmen des resultierenden Fernfelds sind in Abbildung 4.1.2 zu sehen.



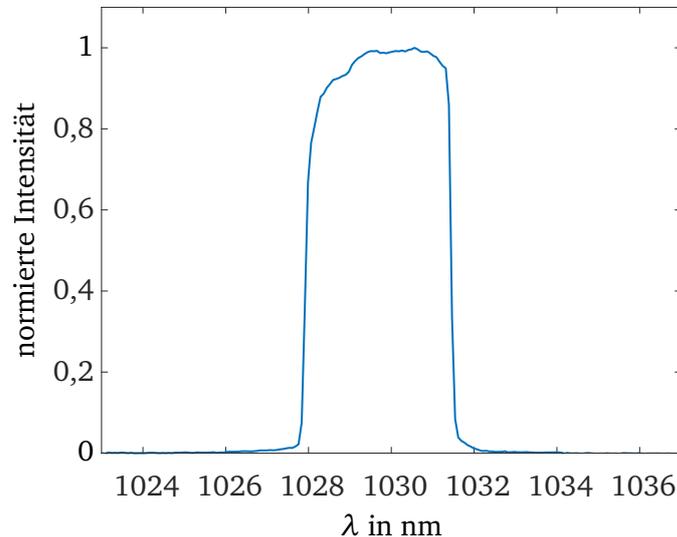
**Abbildung 4.1.2:** Die Abbildung zeigt Aufnahmen des Fernfelds mit vollem Spektrum (links) und mit Wellenlängen oberhalb von 1030 nm geblockt (rechts). Die Intensitätsverteilung des Fernfelds bleibt erhalten und wird nur als gesamtes abgeschwächt. Die Aufnahmen wurde mit einer Kamera der Firma Basler (Modell A622f) erzeugt. Es wurde eine Linse mit einer Brennweite von 125 mm genutzt.

Die Aufnahme des Fernfelds in der Abbildung zeigt, dass die räumliche Intensitätsverteilung des Strahls im Fernfeld nach dem Strecker weitestgehend unabhängig von der spektralen Intensitätsverteilung des Pulses ist. Eine Veränderung des Spektrums führt im Wesentlichen zu einer Reduktion der Fluenz, nicht aber zu einer Veränderung in der räumlichen Verteilung der Intensität im Fokus. In rot und grün ist jeweils die Summe der Intensität in der vertikalen bzw. horizontalen Achse aufgetragen. Dabei ist zu sehen, dass der Fokus auch nach der Propagation durch den Strecker in den Achsen gaußförmig bleibt. Der FWHM in der vertikalen Achse beträgt  $(74,9 \pm 6,7)$   $\mu\text{m}$  und in der horizontalen Achse  $(68,2 \pm 6,7)$   $\mu\text{m}$ . Nach dem Blocken der Wellenlängen oberhalb von 1030 nm entspricht der gemessene FWHM  $(75,6 \pm 6,7)$   $\mu\text{m}$  in der vertikalen und  $(69,4 \pm 6,7)$   $\mu\text{m}$  in der horizontalen Achse. Im

---

Rahmen der Messungenauigkeit ist entsprechend keine Abhängigkeit der Intensitätsverteilung im Fokus von dem Pulsspektrum feststellbar.

In Abbildung 4.1.3 ist das Spektrum nach der Einkopplung in das System zu sehen. Es ist zu erkennen, dass sich die Form des Spektrums leicht verändert hat, die Bandbreite von  $(3,5 \pm 0,2)$  nm jedoch erhalten blieb. Der Erhalt der Bandbreite unterstützt zudem die vorherige Aussage, dass keine nennenswerte räumliche spektrale Aufspaltung im Fokus vorliegt.



**Abbildung 4.1.3:** Pulsspektrum nach der Einkopplung in den Faserverstärker am Ausgang des ersten Faserkopplers

Die gemessene Signalleistung an der Stelle des Faserkopplers beträgt  $(1,16 \pm 0,06)$  mW und entspricht einer eingekoppelten Leistung von  $(25,4 \pm 1,4)$  mW direkt nach der Einkopplung. Die Einkoppeleffizienz beträgt demnach  $(69 \pm 5)$  %.

## 4.2 Entwicklung des Signals im Verlauf des Faserverstärkers

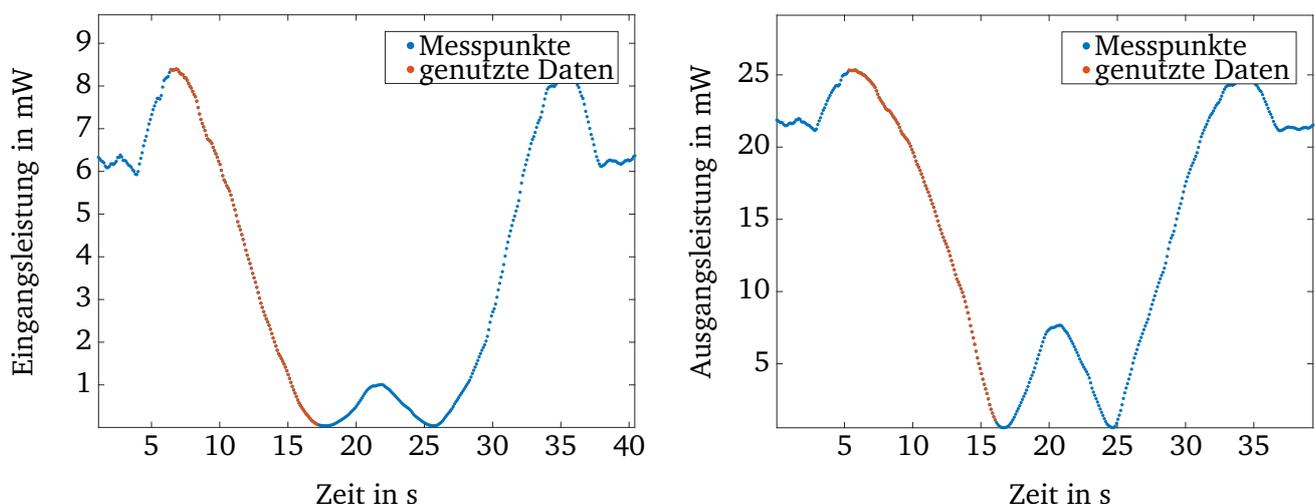
Im folgenden Abschnitt soll die Entwicklung des Pulses bei der Propagation durch den Verstärker beschrieben werden. Dabei wird sowohl die ausgehende Signalleistung in Abhängigkeit der Pumpleistung und der eingehenden Signalleistung, als auch die Entwicklung des Spektrums im Verlauf des Verstärkers dargestellt.

### 4.2.1 Erste Verstärkerstufe

Um zu verstehen, wie sich das Eingangssignal innerhalb des Verstärkers entwickelt, wurden die verstärkten Signalleistungen am zweiten Faserkoppler nach dem AOM in Abhängigkeit von der Pumpleistung und der eingekoppelten Signalleistung aufgenommen. Dabei wurde die Eingangssignalleistung durch einen Aufbau mit zwei Dünnschichtpolarisatoren und einer  $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte vor der Einkopplung variiert. Die Ausgangs- und Eingangssignalleistungen wurden für jede Einstellung der Pumpleistung aufgenommen, wobei diese zwischen 60 mW und 480 mW in Schritten von 15 mW bis 20 mW variiert wurde. Das Spektrum der Pulse nach der Verstärkung wurde in diesem Zusammenhang sowohl für die minimale, als auch für die maximale Eingangssignalleistung aufgenommen.

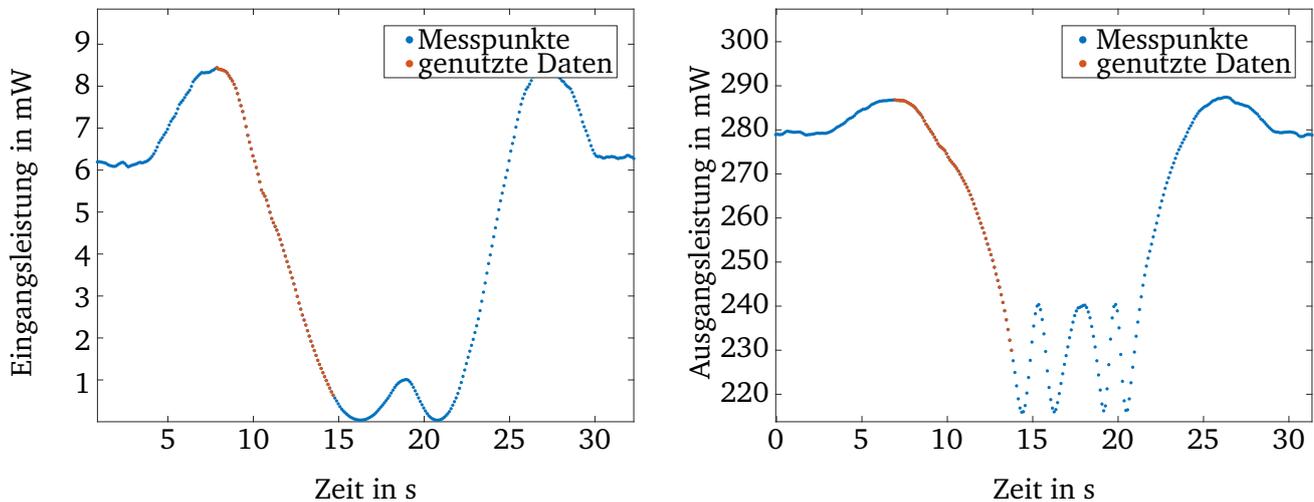
### Auswertung der Spektren und Leistungsmessungen

Für die Aufnahmen der Leistungen wurde nach beiden Faserkopplern ein Photometer (PH100-Si-HA, Gentec-EO) angebracht. Durch einen simultanen Betrieb der Photometer werden zusammengehörige Datenpunkte zwischen Eingang und Ausgang erzeugt. Da die an den Photometern gemessene Leistung nur einem Bruchteil der Leistung innerhalb der Faser entspricht und sich die Messgeräte nicht direkt vor bzw. nach der ersten aktiven Faser befinden, wurden die erhaltenen Daten auf die tatsächlichen Leistungswerte am Anfang und Ende der Faser umgerechnet. Dazu wurden nur die Verluste der dazwischen liegenden Komponenten, gemäß deren Testberichte, betrachtet. In Abbildung 4.2.1 sind die Daten einer Messung der Signalleistung vor der Verstärkung (links) und nach der Verstärkung (rechts) über den Zeitpunkt der Aufnahme bei einer Pumpleistung von  $(62 \pm 3)$  mW aufgetragen. Die Variation der eingehenden Signalleistung wurde über eine manuelle Drehung einer  $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte erzielt.



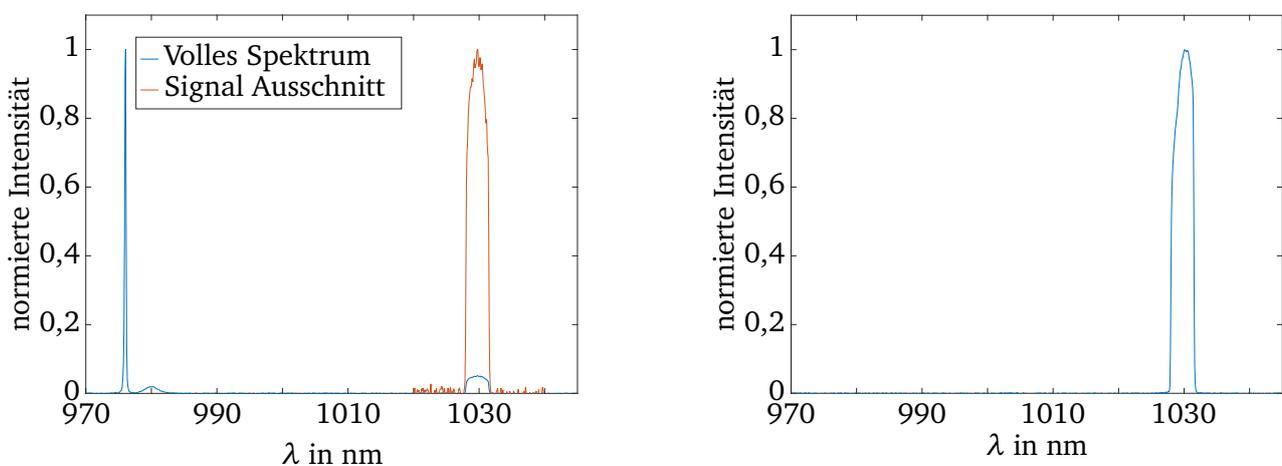
**Abbildung 4.2.1:** Links ist die Messung des Eingangs- und rechts die Messung des Ausgangssignals bei einer Pumpleistung von  $(62 \pm 3)$  mW abgebildet. In blau sind alle Punkte der jeweiligen Messung aufgetragen, in rot die Daten, welche zur Auswertung genutzt wurden.

Die Messpunkte zeigen eine direkte Korrelation zwischen Eingangs- und Ausgangssignalleistung. Bei Verringerung oder Erhöhung der eingekoppelten Leistung fällt oder steigt auch die gemessene Ausgangsleistung. Ab einer gewissen Pumpleistung bei einer geringen Eingangsleistung korreliert die Änderung der gemessenen Ausgangsleistung jedoch nicht mehr mit der Änderung der eingekoppelten Signalleistung. Dieser Fall ist in Abbildung 4.2.2 mit einer Pumpleistung von  $(403 \pm 20)$  mW gezeigt.



**Abbildung 4.2.2:** Links ist die Messung des Eingangs- und rechts die Messung des Ausgangssignals bei einer Pumpleistung von  $(403 \pm 20)$  mW abgebildet. In blau sind alle Punkte der jeweiligen Messung aufgetragen, in rot die Daten, welche zur Auswertung genutzt wurden.

In der Abbildung ist zu sehen, dass die Ausgangsleistung am Ort der Messung trotz fallender Eingangssignalleistung zu steigen beginnt. Der Ursprung dieses Effekts liegt in der gesättigten Absorption der Pumpleistung. Bei zu hoher Pumpleistung befinden sich alle verfügbaren Elektronen im angeregten Niveau des aktiven Mediums und es kann keine weitere Pumpleistung absorbiert werden. Ist ein ausreichend starkes Signal vorhanden, werden Elektronen im angeregten Niveau über stimulierte Emission zurück in den Grundzustand versetzt und es kann wieder Pumpleistung absorbiert werden. Um die Anteile der Signalleistung an der gemessenen totalen Leistung bestimmen zu können, muss das Spektrum bei dieser Pumpleistung und eingehenden Signalleistung analysiert werden. In der Abbildung 4.2.3 sind die Spektren am Ort der Leistungsmessung für ein starkes und schwaches Signal bei einer Pumpleistung von  $(403 \pm 20)$  mW zu sehen.

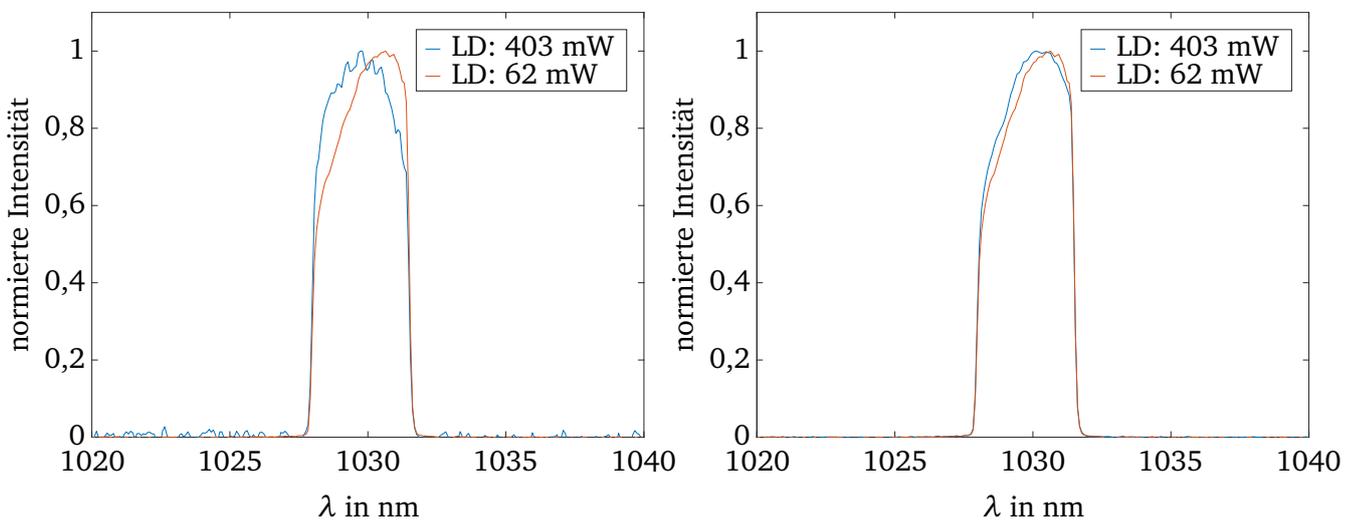


**Abbildung 4.2.3:** Signalspektren nach der Verstärkung bei einer Pumpleistung von  $(403 \pm 20)$  mW. Links ist das verstärkte Spektrum eines Signals mit initialer Leistung von  $(43 \pm 3)$   $\mu$ W und rechts eines Signals mit initialer Leistung von  $(8,4 \pm 0,5)$  mW zu sehen.

Die Spektren in Abbildung 4.2.3 bestätigen die Aussage, dass der Anstieg in der Ausgangsleistung bei sinkender Eingangssignalleistung mit einer unvollständigen Absorption des Pumpstrahls zusammenhängt. Während ein Signal mit initialer Leistung von  $(8,4 \pm 0,5)$  mW die Besetzung im angeregten Niveau des aktiven Mediums ausreichend verringert, sodass die Pumpleistung vollständig aufgebraucht werden kann, ist dies für ein Signal mit einer Eingangsleistung von  $(43 \pm 3)$   $\mu$ W nicht der Fall. Dementsprechend wird die verbliebene Pumpleistung ebenfalls im Photometer gemessen.

Weiterhin ist im Spektrum links in Abbildung 4.2.3 das Auftreten von ASE um 980 nm zu sehen. In nachfolgenden Verstärkerstufen kann dies zu ineffizienter Verstärkung führen, da in Abhängigkeit der Signalstärke ein Anteil der Pumpleistung zur Verstärkung der ASE genutzt wird und nicht für das Signal nutzbar ist.

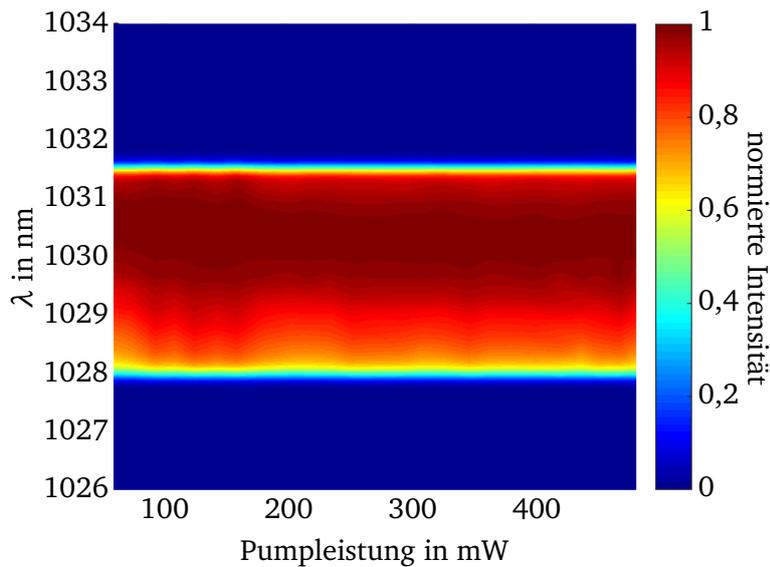
Ein weiterer Aspekt, der Abbildung 4.2.3 zu entnehmen ist, ist die Form des Spektrums nach der Verstärkung. Diese scheint im Bezug auf die Grundform im Wesentlichen gleich zu bleiben, unabhängig von der Eingangsleistung des Signals oder der Pumpleistung. Bei genauerer Betrachtung (vgl. Abbildung 4.2.4) kommen allerdings Unterschiede in Abhängigkeit von Eingangs- und Pumpleistung zum Vorschein.



**Abbildung 4.2.4:** Der Vergleich der normierten Signalspektren nach der Verstärkung in der ersten Verstärkerstufe zeigt eine Verschiebung des Peaks in den langwelligen Bereich des Pulsspektrums in Abhängigkeit von der Pumpleistung. Links bei einer Eingangsleistung des Signals von  $(42 \pm 3)$   $\mu$ W und rechts bei einer Leistung von  $(8,3 \pm 0,5)$  mW. LD steht für Laserdiode.

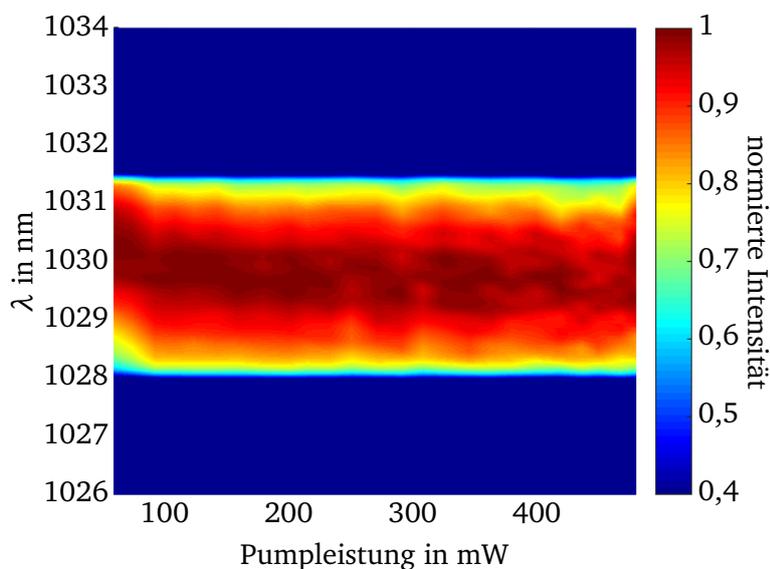
Wie Abbildung 4.2.4 zeigt, ist die Bandbreite (FWHM) nach der ersten Stufe unabhängig von Eingangs- und Pumpleistung. Die exakte Form des Spektrums ist es, insbesondere im Bereich höherer Intensitäten, jedoch nicht. Im Vergleich zur initialen Form des Spektrums (vgl. Abbildung 4.1.3) weisen die Spektren eine Verschiebung der Spitzenintensität auf zu langwelligeren Bereichen des Pulses auf. Nur das Spektrum mit hoher Pump- und sehr geringer Eingangsleistung des Signals zeigt dies nicht.

In Abbildung 4.2.5 und 4.2.6 ist der genaue Verlauf der einzelnen normierten Spektren über die Wellenlänge und die Pumpleistung aufgetragen. Eine Erklärung für die Verschiebung des Peaks in den roten Bereich des Spektrums bietet die Streckung des Pulses. Durch die Streckung passieren die langwelligeren Anteile des Spektrums als erster Teil des Pulses Bereiche hoher Besetzungsinversion. Im Fall von gesättigter Verstärkung propagieren die nachfolgenden spektralen Anteile des Pulses durch weniger stark besetzte Laserniveaus und werden entsprechend weniger verstärkt.



**Abbildung 4.2.5:** Normierte Signalspektren aufgetragen über die Pumpleistung bei einer Eingangssignalleistung von  $(8,3 \pm 0,5)$  mW

Dieser Effekt ist zudem abhängig von der Stärke der Pumpleistung. Bei höheren Pumpleistungen kann ein Teil der Besetzungsinversion wiederhergestellt werden, wodurch die gesättigte Verstärkung nachfolgender Pulsanteile reduziert wird. In Abbildung 4.2.5 ist zu erkennen, dass bei einer Eingangsleistung des Signals von  $(8,3 \pm 0,5)$  mW für alle verwendeten Pumpleistungen der Peak des Spektrums in den langwelligen Bereich des Pulsspektrums verschoben ist. Die Änderung der Verschiebung in Abhängigkeit der Pumpleistung ist für diese eingehende Signalleistung allerdings vernachlässigbar gering. Eine andere Erklärung für die beobachtete Verschiebung des spektralen Peaks innerhalb des Pulsspektrums liegt in dem vollständigen Aufbrauchen der Pumpleistung bevor das Ende der aktiven Faser erreicht ist. Dieses Phänomen wird bei einer Eingangssignalleistung von  $(42 \pm 2)$   $\mu$ W in Abbildungen 4.2.6 und 4.2.7 sichtbar.

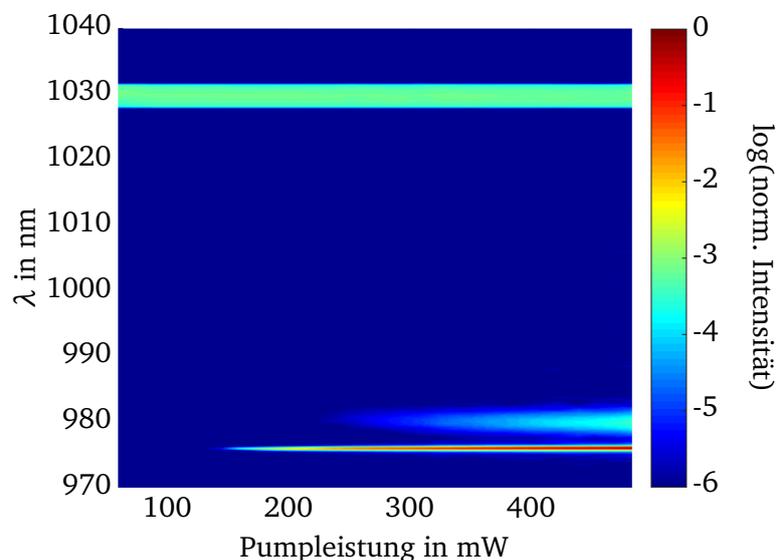


**Abbildung 4.2.6:** Normierte Spektren, aufgetragen über die Pumpleistung bei einer eingehenden Signalleistung von  $(42 \pm 2)$   $\mu$ W. Unterhalb von 140 mW Pumpleistung findet eine vollständige Absorption der Pumpleistung innerhalb des Mediums statt. Es folgt eine Reabsorption der kurzwelligen Anteil des Signals, wodurch sich der Schwerpunkt des Pulsspektrums verlagert.

Bei Pumpleistungen oberhalb von 140 mW ist die Signalleistung nicht hoch genug, um die Besetzungsinversion ausreichend abzubauen und die Pumpleistung wird aufgrund der gesättigten Absorption bis zum Ende der aktiven Faser nicht vollständig absorbiert. Unterhalb von 140 mW Pumpleistung findet jedoch eine vollkommene Absorption der Pumpleistung statt. Für das Signal bedeutet das eine Propagation durch Teile der aktiven Faser, in denen keine Besetzungsinversion vorherrscht.

Ein Rückblick auf die Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitte in Abbildung 2.1.8 zeigt, dass der von dem Signal abgedeckte spektrale Bereich entsprechend reabsorbiert wird. Zudem ist die Absorption im kurzwelligen Bereich des Pulses stärker und führt zu höheren Verlusten, als im langwelligen Bereich des Pulsspektrums. Bei fehlender Pumpleistung und damit fehlender Besetzungsinversion wirkt sich die Absorption auf die Form des Spektrums aus. In Abbildung 4.2.6 liegt bei höheren Pumpleistungen von 200 mW bis 400 mW das Intensitätsmaximum zentral im Pulsspektrum. Für niedrigere Pumpleistung ist, wie in Abbildung 4.2.5, eine geringe Verschiebung des Maximums in den langwelligen Bereich sichtbar. Unterhalb von 140 mW Pumpleistung nimmt die Verschiebung zu und das Maximum befindet sich bei minimaler Pumpleistung von 62 mW fast am langwelligen Rand des Pulsspektrums. Die Betrachtung von Abbildung 4.2.7 zeigt, dass sich unterhalb dieser Pumpleistung auch keine Anteile des Pumpstrahls im Spektrum finden lassen.

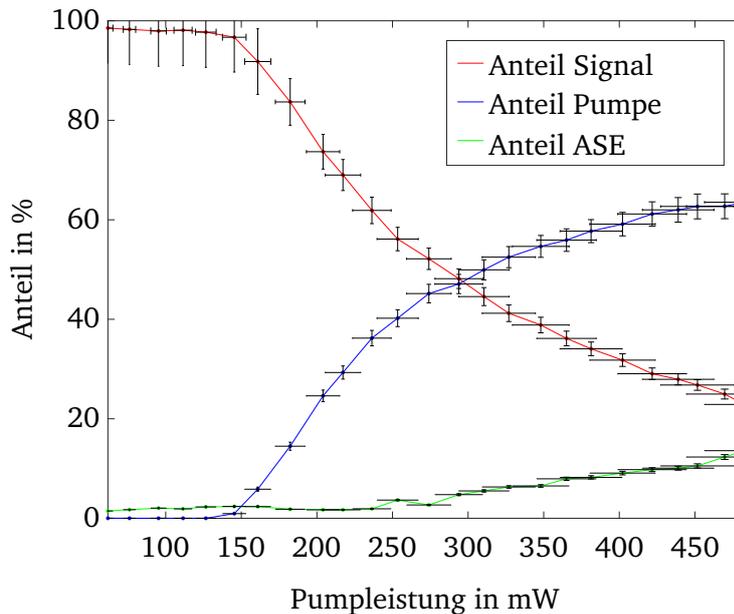
Die gemessene Verlagerung des spektralen Schwerpunkts in den langwelligen Bereich resultiert demnach aus beiden zuvor genannten Effekten, wobei nach Abbildung 4.2.6 die vollständige Absorption der Pumpleistung der dominierende Effekt ist. Zur Vermeidung dieses Effekts müsste entweder die Pumpleistung drastisch erhöht oder die Faser gekürzt werden. Beide Maßnahmen haben jedoch Vor- und Nachteile. Im Fall großer Eingangssignalleistungen ergäben sich bei einer Kürzung der Faser ähnliche Ausgangssignalleistungen und ein ähnliches Spektrum. Für sehr geringe Eingangssignalleistungen hätte es allerdings einen Rückgang in der Ausgangsleistung zur Folge, da die Pumpleistung noch weniger genutzt werden könnte.



**Abbildung 4.2.7:** Logarithmische Darstellung des Signalspektrums, aufgetragen über die Pumpleistung und die Wellenlänge bei einer Eingangssignalleistung von  $(42 \pm 2) \mu\text{W}$ . Es ist erkennbar, dass die Pumpleistung ab 140 mW nicht vollständig absorbiert wird. Zudem ist ein Auftreten von ASE ab einer Pumpleistung von 250 mW sichtbar. Die einzelnen Spektren wurden auf den Signalpeak im Bereich um 1030 nm normiert. Die Gesamtheit der Spektren wurde im Anschluss auf ihr globales Maximum normiert.

Eine Erhöhung der Pumpleistung ist zum einen durch die Pumpdiode begrenzt, zum anderen folgt dieser Erhöhung bei niedriger Eingangssignalleistung eine erhöhte ASE-Leistung. So ist z.B. in Abbildung 4.2.7 ab einer Pumpleistung von 250 mW ein verstärktes Auftreten von ASE um 980 nm sichtbar. Die

Anteile des Signals, der Pumpleistung und der ASE an der Gesamtleistung lassen sich mittels Integration der Spektren bestimmen. In Abbildung 4.2.8 ist die Verteilung der gemessenen Gesamtleistung zu sehen.



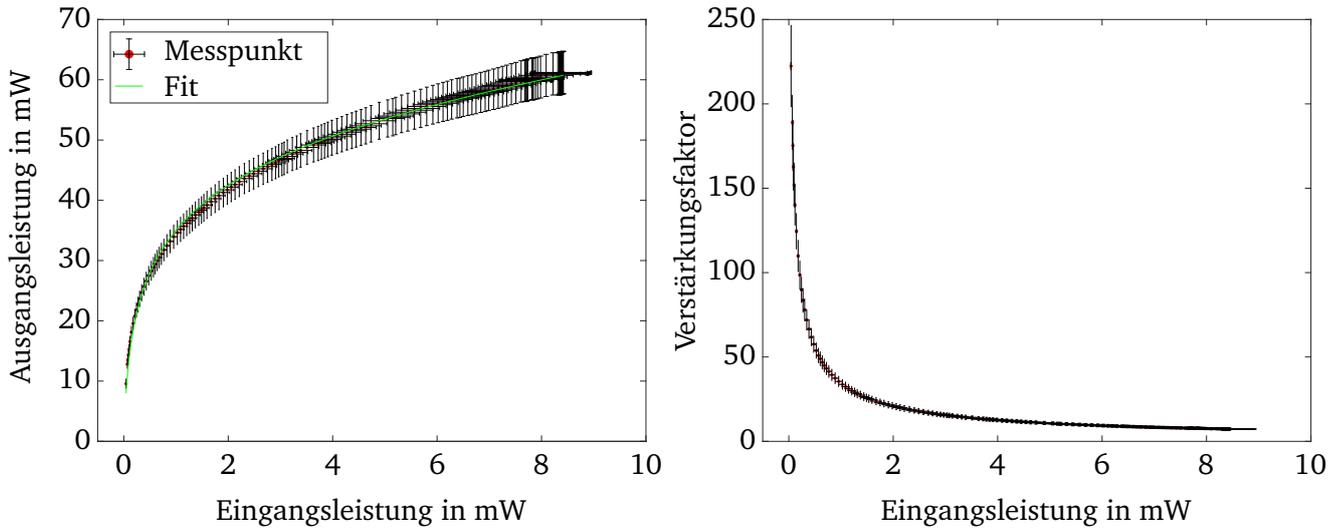
**Abbildung 4.2.8:** Anteile von Signal-, Pump- und ASE-Leistung an der Gesamtleistung, aufgetragen über die eingekoppelte Pumpleistung. Die Eingangsleistung des Signals beträgt  $(42 \pm 2) \mu\text{W}$ .

Für Pumpleistungen unterhalb von 140 mW dominiert das Signal die gemessene Gesamtleistung, wobei ein Anteil von wenigen Prozent der ASE zugeordnet werden kann. Oberhalb von 140 mW verlässt auch ein Teil der Pumpleistung die Faser und trägt zur gemessenen Gesamtleistung bei. Mit steigender Pumpleistung steigt ebenfalls der Anteil der ASE während der Anteil des Signals stets abnimmt. Bei der maximalen Pumpleistung von  $(482 \pm 26) \text{ mW}$  liegt der Anteil der Pumpleistung am Ausgang bei  $(64 \pm 3) \%$ , der des Signals bei  $(23 \pm 1) \%$  und der der ASE bei  $(13 \pm 1) \%$ . Durch die geringe Eingangssignalleistung wird die stimulierte Emission nicht von Beginn an durch das Signal dominiert, sondern ebenfalls von der spontanen Emission beeinflusst. Höhere Pumpleistungen erhöhen unter diesen Bedingungen nicht nur die Leistung des Signals, sondern auch die der ASE.

Die aus dem Spektrum bestimmten Anteile des Signals an der Gesamtleistung ermöglichen die Punkte minimaler Eingangsleistung des Signals auszuwerten, um das System in Hinblick auf Eingangs- und Ausgangssignalleistung und entsprechend dem Verstärkungsfaktor zu untersuchen. Im weiteren Verlauf soll das Verhalten der ersten Verstärkerstufe bezüglich deren Verstärkung in Abhängigkeit der eingehenden Signal- und Pumpleistung betrachtet werden. Die Abhängigkeit der Ausgangssignalleistung der ersten Verstärkerstufe von der eingehenden Signalleistung wird im Folgenden für Pumpleistungen von  $(112 \pm 6) \text{ mW}$  und  $(381 \pm 20) \text{ mW}$  analysiert.

In Abbildung 4.2.9 ist links die Ausgangsleistung des Signals über die eingekoppelte Signalleistung bei einer Pumpleistung von  $(112 \pm 6) \text{ mW}$  aufgetragen. Im Bereich kleiner Eingangssignalleistungen ist ein rapider Anstieg der verstärkten Signalleistungen zu beobachten. Bis zu einer eingehenden Signalleistung von 5 mW wird die Krümmung stets reduziert bis der Verlauf nahezu einer Geraden gleicht. Nahe einer Eingangssignalleistung von 0 mW erfährt das Signal eine Verstärkung entsprechend der Kleinsignalverstärkung. In diesem Bereich der Verstärkung werden nur vernachlässigbar wenige Elektronen aus dem angeregten Niveau durch stimulierte Emission zurück in den Grundzustand verlagert, sodass sich die Besetzungsinversion nicht merklich ändert. Für ein doppelt so starkes Eingangssignal würde dies zu einer doppelten Ausgangsleistung führen. Aus Gründen der Energieerhaltung kann diese Art der Verstärkung nicht für beliebig große eingehende Signalleistungen erhalten bleiben. Stattdessen tritt der Effekt der

gesättigten Verstärkung auf, der schließlich zu dem linearen Verhalten, wie in Abbildung 4.2.9 ab 5 mW Eingangsleistung des Signals zu sehen ist, führt.



**Abbildung 4.2.9:** Im linken Bild ist die Ausgangs- über die Eingangssignalleistung mit einem Fit der Frantz-Nodvik Gleichung an die gemessenen Daten aufgetragen. Rechts sind die resultierten Verstärkungsfaktoren in Abhängigkeit von der eingekoppelten Signalleistung abgebildet. Die Leistung der Pumpdiode beträgt  $(112 \pm 6)$  mW.

Bei maximaler Sättigung entspricht die resultierende Energie gerade der im Medium gespeicherten Energie plus der ursprünglichen Energie des Pulses. Beschrieben werden kann dieses Verhalten durch die sogenannte Frantz-Nodvik Gleichung

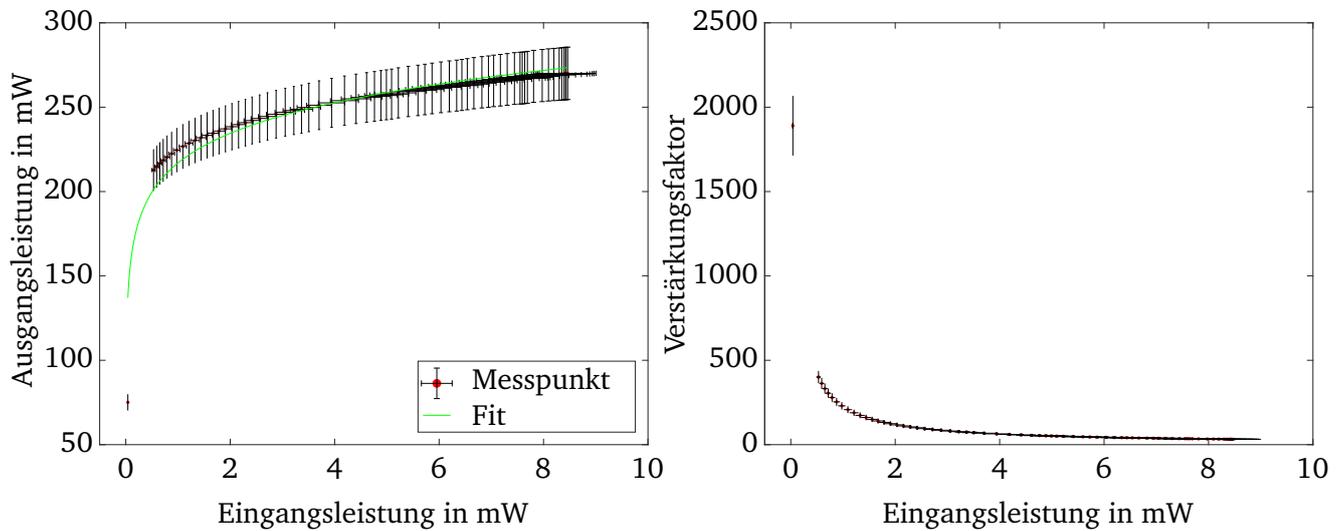
$$P_{Aus} = P_{Sat} \ln(1 + G_0(e^{P_{Ein}/P_{Sat}} - 1)), \quad \text{mit} \quad G_0 = e^{P_{Gesp.}/P_{Sat}}. \quad (4.2.1)$$

Dabei ist  $P_{Aus}$  die Ausgangsleistung,  $P_{Sat}$  die Sättigungsleistung,  $G_0$  die Kleinsignalverstärkung,  $P_{Gesp.}$  die im Medium deponierte Energie pro Zeitintervall und  $P_{Ein}$  die Eingangsleistung. Im linken Teil der Abbildung 4.2.9 ist der Fit der Frantz-Nodvik-Gleichung an die gemessenen Daten in grün dargestellt. Der Fit weist mit einer Wurzel der mittleren Fehlerquadratsumme (RMSE, kurz für *root mean square error*) von 0,05 mW und einem Bestimmtheitsmaß von 0,998 eine hohe Anpassungsgüte auf und beschreibt die gemessenen Daten entsprechend gut. Aus dem Fit ergibt sich eine Kleinsignalverstärkung von 280 und eine effektiv im Medium deponierte Pumpleistung von 58 mW. Das wiederum entspricht einer gespeicherten Energie von 0,77 nJ pro einlaufendem Puls.

Bei höheren eingekoppelten Signalleistungen befindet sich die Pulsenergie in der gleichen Größenordnung, wie die zur Verfügung stehende Energie pro Puls im Medium. Entsprechend niedriger fallen die Verstärkungsfaktoren im Vergleich zu geringeren eingehenden Signalleistungen aus, wie in Abbildung 4.2.9 rechts zu sehen ist. Bei der verwendeten Pumpleistung wird für die minimale Eingangssignalleistung von  $(43 \pm 3)$   $\mu$ W ein Verstärkungsfaktor von  $222 \pm 24$  erreicht. Für die maximale eingekoppelte Signalleistung von  $(8,4 \pm 0,5)$  mW ergibt sich hingegen nur ein Verstärkungsfaktor von  $7,3 \pm 0,6$ .

Im Fall von höheren Pumpleistungen, wie z.B. für  $(381 \pm 20)$  mW in Abbildung 4.2.10 links, ist zu beobachten, dass die Übereinstimmung der Daten mit der Frantz-Nodvik Gleichung nicht mehr gegeben ist. Die Lücke in den Daten zwischen dem ersten und zweiten Messpunkt existiert, da zur Auswertung der Leistung mit Pump- und ASE-Anteilen nur ein Spektrum bei minimaler Eingangssignalleistung aufgenommen wurde. Rechts der Lücke befinden sich Messpunkte, an denen keine restliche Pumpleistung gemessen wurde. Links davon befindet sich der Messpunkt mit minimal gemessener eingekoppelter Signalleistung. Der in der Abbildung 4.2.10 links gezeigte Fit liegt zwar für alle Daten rechts der Lücke

im Bereich der Messgenauigkeiten, für den Messpunkt minimaler Eingangsleistung des Signals ist die Abweichung des Fits jedoch deutlich außerhalb der Ungenauigkeit des Messwerts.

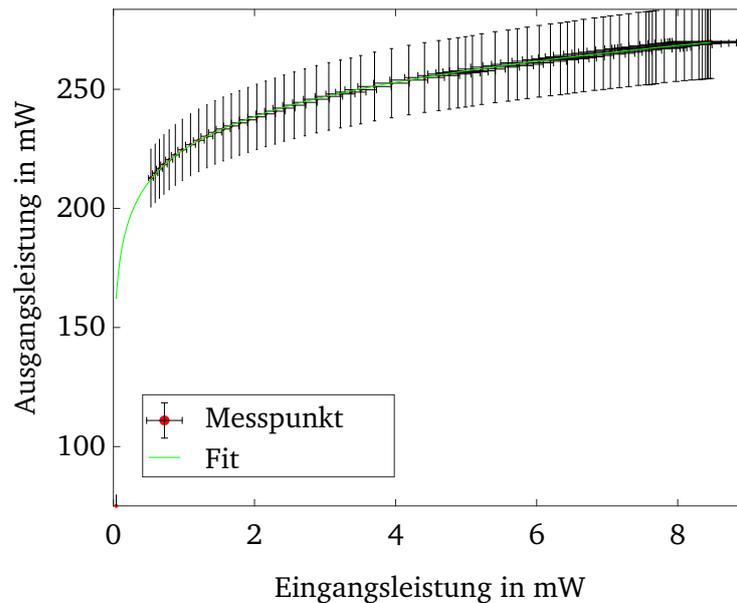


**Abbildung 4.2.10:** Im linken Abschnitt ist die Ausgangs- über die Eingangssignalleistung mit einem Fit der Frantz-Nodvik Gleichung an die gemessenen Daten aufgetragen. Rechts sind die resultierten Verstärkungsfaktoren in Abhängigkeit von der eingekoppelten Signalleistung abgebildet. Die eingekoppelte Leistung der Pumpdiode beträgt  $(381 \pm 20)$  mW.

Die Vorhersage des Fits für die verstärkte Signalleistung an diesem Punkt übersteigt mit 137 mW die gemessene Signalleistung von  $(75 \pm 5)$  mW im Rahmen der Messgenauigkeit um 57 mW bzw. 71 %. Entsprechend wird der Verstärkungsfaktor mit 3450 im Vergleich zum gemessenen Wert von  $1890 \pm 180$  ebenfalls drastisch überschätzt. Generell fällt die Güte des Fits mit einem RMSE von 1 mW und einem Bestimmtheitsmaß von 0,9 signifikant geringer aus, als in der vorherigen Messung in Abbildung 4.2.9.

Die Ursache für die erhöhten Abweichungen zwischen Messdaten und dem Fit ist die nicht vollständige Absorption der Pumpleistung. Eine sinnvolle Beschreibung der Daten mit der Frantz-Nodvik Gleichung fordert jedoch, dass für verschiedene Eingangsleistungen des Signals bei einer festen Pumpleistung stets die gleiche Energie im Medium deponiert wird. Dieser Fall ist für die obige Messung nicht gegeben. Durch die gesättigte Absorption der Pumpleistung innerhalb der Faser ist die Menge an Energie, die im Medium effektiv gespeichert werden kann, abhängig von der Menge an stimulierter Emission. Bei ausreichend eingekoppelter Signalleistung werden genügend Elektronen zurück in den Grundzustand versetzt, wodurch ein weiterer Teil der Pumpleistung absorbiert werden kann und diese bis zum Ende der Faser vollends aufgebraucht wird. Bei unzureichender Eingangssignalleistung wird der Grundzustand kaum wiederbesetzt, sodass am Faserende Anteile der Pumpleistung verbleiben. Effektiv bedeutet das, dass die deponierte Energie im Medium abhängig von der eingekoppelten Signalleistung ist, wodurch die Grundlage zur Beschreibung durch die Frantz-Nodvik Gleichung nicht mehr gegeben ist.

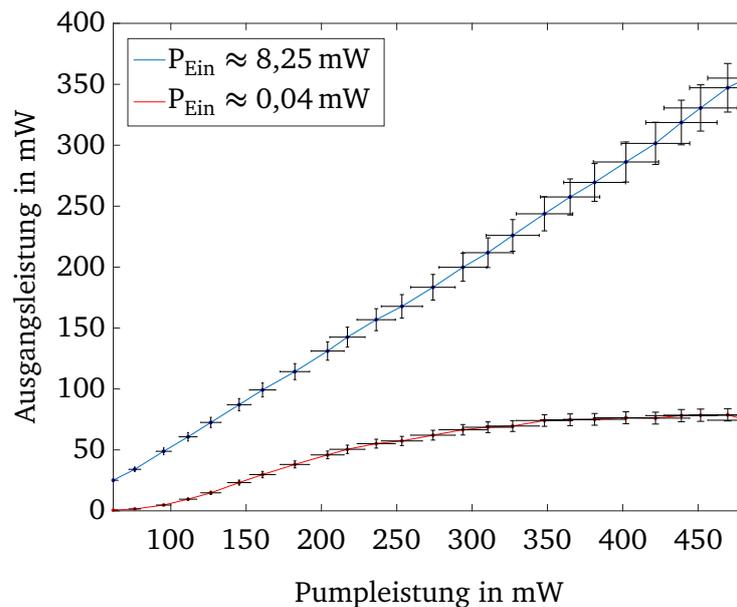
Ein weiterer Grund für das Scheitern der Beschreibung der Daten mit der Frantz-Nodvik Gleichung ist das Auftreten von ASE, wie es in den Abbildungen 4.2.8 und 4.2.3 unten links zu sehen ist. Dennoch heißt das, dass für alle ausgehenden Signalleistungen, bei denen keine residuale Pumpleistung gemessen wird, ein Fit mit der Frantz-Nodvik-Gleichung an die Messpunkte gerechtfertigt ist. In Abbildung 4.2.11 ist dieser Fit für alle Punkte rechts der Lücke zu sehen.



**Abbildung 4.2.11:** Vergleich der Messdaten mit einem Fit der Frantz-Nodvik Gleichung für alle Messdaten mit vollständiger Absorption der initialen Pumpleistung von  $(381 \pm 20)$  mW

Unter Ausschluss der minimalen Eingangssignalleistung liegt der RMSE des Fits bei  $0,04$  mW und das Bestimmtheitsmaß bei  $0,9997$ . Aus diesem Fit resultiert eine Kleinsignalverstärkung von  $2,17 \cdot 10^6$  und eine effektiv deponierte Pumpleistung von  $281$  mW. Damit ergibt sich für die maximal eingekoppelte Signalleistung von  $(8,46 \pm 0,54)$  mW eine verstärkte Signalleistung von  $(270 \pm 15)$  mW. Durch die erhöhte Pumpleistung und die gesättigte Verstärkung innerhalb der ersten Stufe ist es möglich, den initialen Unterschied zwischen maximaler und minimaler Eingangssignalleistung, der einem Faktor von  $213$  entspricht, nahezu auszugleichen. Nach der Verstärkung unterscheiden sich die resultierenden Signalleistungen nur noch um einen Faktor  $3,6$ .

Ein weiterer Aspekt der ersten Verstärkerstufe zeigt sich bei der Betrachtung der ausgehenden Signalleistung über die eingekoppelten Pumpleistungen, wie in Abbildung 4.2.12 gezeigt. Die Eingangsleistung des Signals beträgt für die blaue Kurve  $(8,3 \pm 0,5)$  mW und für die rote Kurve  $(42 \pm 3)$   $\mu$ W.



**Abbildung 4.2.12:** Vergleich der ausgehenden Signalleistungen in Abhängigkeit von eingekoppelter Pumpleistung und initialer Signalleistung

---

Für eine eingehenden Signalleistung von  $(8,3 \pm 0,5)$  mW steigt die Signal-Ausgangsleistung linear mit der eingekoppelten Pumpleistung. Im Fall sehr geringer eingehender Signalleistungen gibt es allerdings zwei Faktoren, die diese Linearität unterbinden. Zum einen wird bei zu geringen initialen Signalleistungen und hohen Pumpleistungen, wie in Abbildung 4.2.7 gezeigt, ASE erzeugt, die einen Teil der im aktiven Medium gespeicherten Energie verwendet. Dadurch steht dem Signal weniger Energie zur Verfügung und die Verstärkung wird reduziert.

Zum anderen steht dem Signal aufgrund der gesättigten Absorption der Pumpleistung generell weniger Energie zur Verfügung, da die Pumpleistung nicht vollständig absorbiert werden kann. Unterstützt wird diese Aussage durch die in Abbildung 4.2.8 gezeigte spektrale Leistungsverteilung. Darin ist zu erkennen, dass ab 140 mW die Pumpleistung nicht mehr vollständig absorbiert wird. Bei der gleichen Pumpleistung ist in Abbildung 4.2.12 eine Abnahme der Steigung auf der roten Kurve zu sehen, die eine mangelnde Verstärkung des Signals impliziert. Trotz nicht idealer Verstärkung werden bei einer Einkopplung von  $(42 \pm 3)$   $\mu$ W innerhalb dieser Verstärkerstufe  $(79 \pm 5)$  mW Ausgangssignalleistung erzeugt. Das entspricht einer Pulsenergie von  $(1,04 \pm 0,07)$  nJ am Ende der aktiven Faser.

---

#### 4.2.2 Zweite Verstärkerstufe

---

Bevor das Signal nach der ersten aktiven Faser in die zweite Stufe des Verstärkersystems geleitet wird, passiert es einen AOM und einen Faraday-Isolator. Der AOM selektiert jeden 72. Puls mit einer Effizienz von 50 %. Bei der Propagation durch den Faraday-Isolator treten erneut Verluste von 8,8 % auf, sodass noch 45,7 % der Pulsenergie und 0,6 % der mittleren Signalleistung nach der ersten Stufe in die zweite Stufe gekoppelt werden.

Zur Charakterisierung der zweiten Verstärkerstufe wurden sowohl die Pumpleistung der zweiten Laserdiode variiert, als auch die Pumpleistung der ersten Laserdiode, welche effektiv die eingehende Signalleistung in die zweite Stufe reguliert. Zudem wurden diese Daten sowohl für minimale und maximale initiale Signalleistung in die erste Stufe aufgenommen. Dazu wurde die  $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte vor dem Verstärker so gedreht, dass entweder maximale Transmission für maximale Signalleistung oder maximale Reflexion an den Dünnschichtpolarisatoren für minimale Signalleistung auftrat.

Die optische Leistung der Laserdiode innerhalb der ersten Verstärkerstufe variierte zwischen 60 mW und 480 mW mit einer Schrittweite von 35 mW. Die Leistung der zweiten Stufe wurde für die maximale Eingangssignalleistung zwischen 0,5 W und 2,8 W und für die minimale Eingangssignalleistung zwischen 1,1 und 3,6 W variiert.

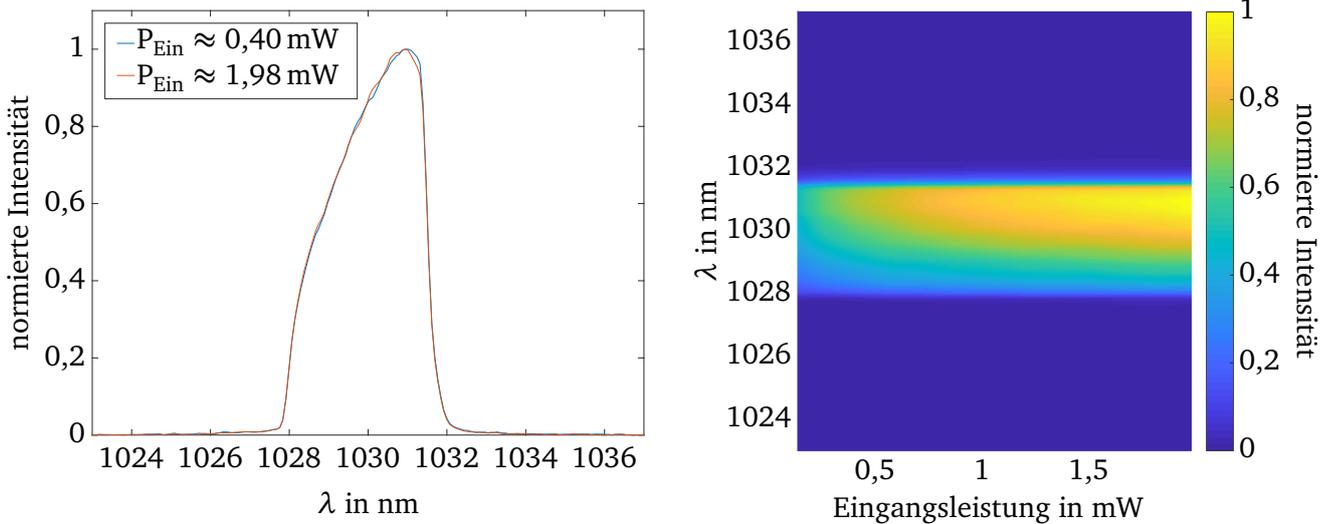
Zur Aufnahme der Daten wurden die beiden gleichen Photometer (PH100-Si-HA, *Gentec-EO*) wie zuvor genutzt. Dabei befand sich eines am zweiten Faserkoppler nach dem AOM und das zweite nach dem dichroitischen Spiegel direkt nach der Auskopplung. Für das zweite Photometer wurde außerdem ein Neutralsichtfilter (ND-Filter) verwendet, welcher eine Transmission von 2,96 % aufweist. Gleichzeitig wurde die Reflexion des Signals am ND-Filter auf eine Ulbricht-Kugel gelenkt, die über eine Faser mit einem Spektrometer (HR2000+, *Ocean Optics*) verbunden war. Im Folgenden werden die erhaltenen Daten vorgestellt.

---

#### Pulsspektrum und ASE

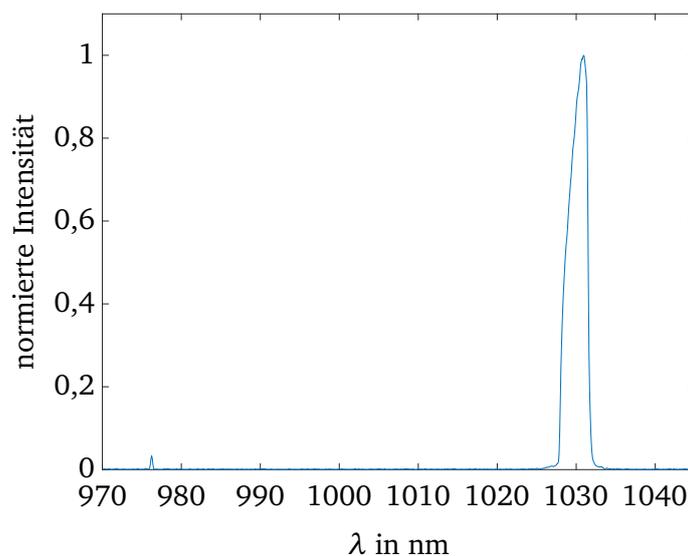
---

Wie schon in der ersten Verstärkerstufe verändert sich auch in der zweiten Stufe das Spektrum durch die Verstärkung. Dabei verschiebt sich das spektrale Maximum weiter in Richtung des langwelligeren Bereichs des Pulsspektrums. Für eine Pumpleistung von  $(1,5 \pm 0,15)$  W sind in Abbildung 4.2.13 links zwei normierte Spektren bei eingehenden Signalleistungen von  $(0,40 \pm 0,02)$  mW (blau) und  $(2,0 \pm 0,12)$  mW (orange) zu sehen. Rechts ist der Verlauf der Spektren über die Eingangssignalleistung, normiert auf die maximal vorkommende Intensität, aufgetragen.



**Abbildung 4.2.13:** In der Abbildung links sind die normierten Spektren bei einer eingehenden Signalleistung von  $(0,40 \pm 0,02)$  mW (blau) bzw.  $(2,0 \pm 0,12)$  mW (orange) abgebildet. Rechts ist Änderung des Spektrums über die Eingangssignalleistung dargestellt. Die Pumpleistung der Laserdiode beträgt  $(1,5 \pm 0,15)$  W.

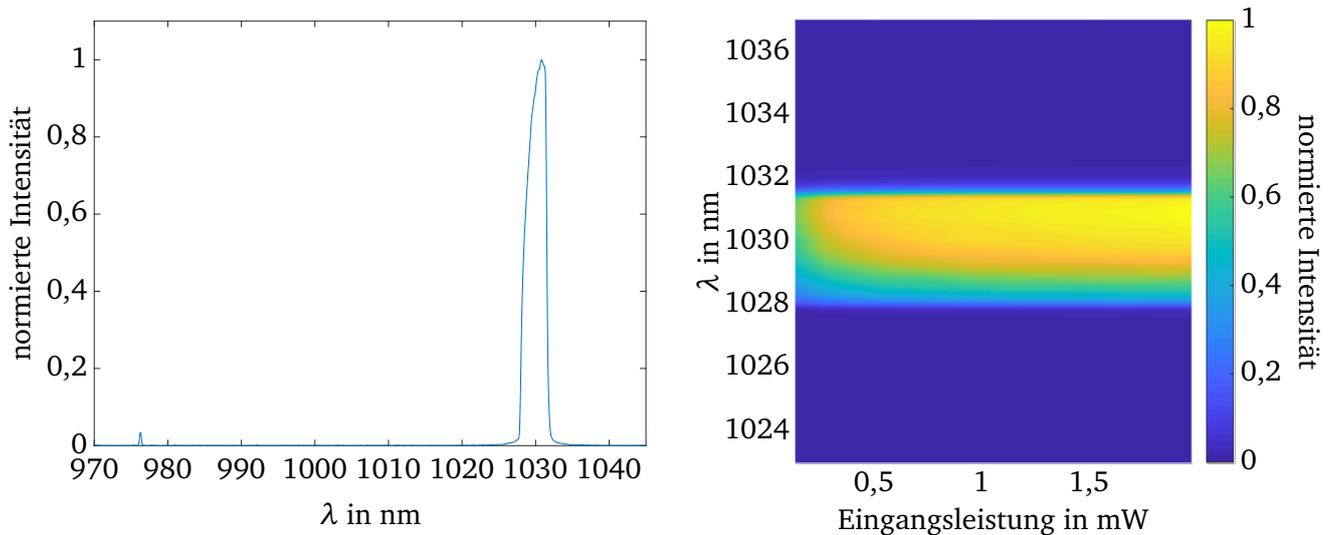
In der Abbildung 4.2.13 ist zu erkennen, dass die Eingangssignalleistung keine wesentlichen Auswirkungen auf die spektrale Form des Pulses hat. Für beide Eingangssignalleistungen zeichnet sich eine nahezu senkrechte Anstiegsflanke auf der langwelligen Seite des Pulsspektrums ab. Die kurzwellige Seite zeigt hingegen eine Abnahme der Intensitätssteigung oberhalb der Hälfte der maximalen Intensität. Diese Verteilung spiegelt sich auch deutlich in Abbildung 4.2.13 rechts wider. Es zeigt sich außerdem, dass keine nennenswerte Leistung in Form von ASE im Bereich um das Pulsspektrum verloren geht. Demnach genügt die eingekoppelte Signalleistung, um ein erhöhtes Aufkommen von ASE zu unterbinden. In Abbildung 4.2.14 zeigt sich außerdem, dass auch in anderen Abschnitten des gemessenen Spektrums keine ASE vorzufinden ist.



**Abbildung 4.2.14:** Gesamtes Spektrum bei einer Eingangssignalleistung von  $(2,0 \pm 0,12)$  mW und einer Pumpleistung von  $(1,5 \pm 0,15)$  W

Auffällig ist jedoch der Peak bei 976 nm. Ungleich zu der ersten Stufe entspricht dieser Teil des Spektrums nicht einem wieder aus der Faser ausgetretenen Residuum der Pumpleistung, da in diesem Fall kontrapropagierend gepumpt wird. Vielmehr resultiert dieser Peak aus der Reflexion der Pumpleistung am Ende der Faser, der Einkoppellinse und des dichroitischen Spiegels.

Weiterhin ist in Abbildung 4.2.15 auch bei höheren Pumpleistungen von  $(2,7 \pm 0,3)$  W und einer eingehenden Signalleistung von  $(0,55 \pm 0,03)$  mW keine ASE zu beobachten.

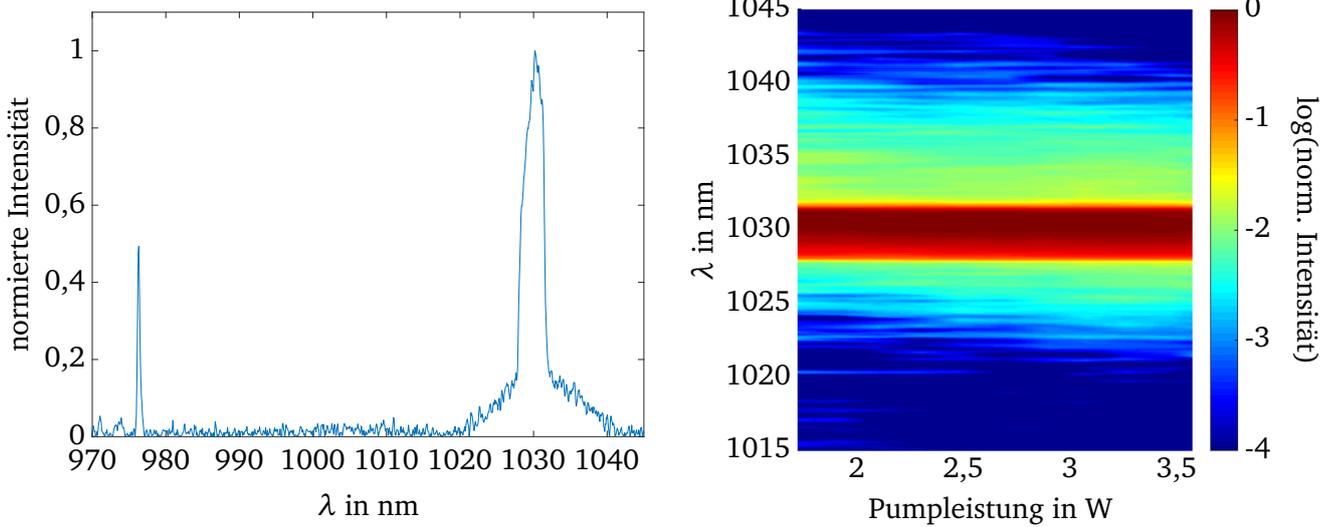


**Abbildung 4.2.15:** Im linken Abschnitt der Abbildung ist das normierte Spektrum für eine Eingangssignalleistung von  $(0,55 \pm 0,03)$  mW über eine Breite von 970 nm bis 1045 nm aufgetragen. Rechts ist die Abhängigkeit des Spektrums von der eingehenden Signalleistung bei einer Pumpleistung von  $(2,7 \pm 0,3)$  W abgebildet.

Ein besonderer Aspekt des Spektrums in Abbildung 4.2.15 links ist das Fehlen der ASE um 980 nm, die nach der ersten Verstärkerstufe noch im Spektrum (vgl. Abbildung 4.2.7) gemessen wurde. Eine Erklärung für das Fehlen der ASE in diesem Bereich sind erhöhte Verluste bei der Durchquerung des Faraday-Isolators. Dieser ist für eine Bandbreite von 20 nm mit zentraler Wellenlänge von 1030 nm ausgelegt. Für Wellenlängen mit deutlich größerem Abstand zur zentralen Wellenlänge kommt es dabei zu erhöhten Verlusten.

Weitere Verluste können für diesen spektralen Bereich innerhalb der zweiten aktiven Faser auftreten. Zum einen kann es innerhalb der Faser zur Reabsorption der Wellenlänge kommen, da die Pumpintensität im Faserkern geringer ist als in der ersten Verstärkerstufe. Grund dafür ist der geringe Überlapp des Pumpstrahls, welcher im Pumpmantel propagiert, mit dem Faserkern. Zum anderen liegt die ASE in einem spektralen Bereich unterhalb der Grenzwellenlänge für den Einzelmodenbetrieb des Faserkerns der zweiten Stufe [54]. Für höhere Moden sind aufgrund der Wicklung der Faser größere Propagationsverluste als für die Grundmode zu erwarten [57].

Wie in Abbildung 4.2.16 zeigt, treten bei ausreichend schwachem eingehenden Signal dennoch signifikante ASE-Leistungen auf. Aufgrund der resultierenden geringen Ausgangssignalleistung ist ein erhöhtes Rauschniveau im Spektrum sichtbar.



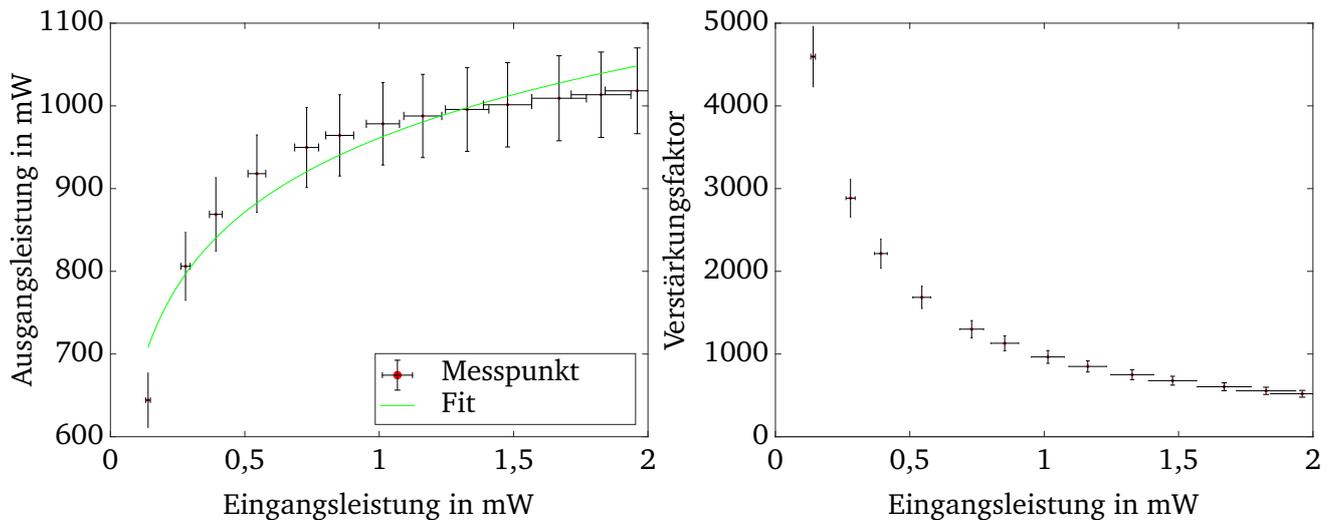
**Abbildung 4.2.16:** Die Abbildung zeigt das Auftreten von ASE bei einer Signaleingangsleistung von  $(30 \pm 1) \mu\text{W}$ . Links ist ein Ausschnitt des Spektrums bei einer Pumpleistung von  $(3,6 \pm 0,4) \text{ W}$  zu sehen. Rechts ist das Auftreten der ASE über einen Pumpleistungsbe- reich von  $(1,7 \pm 0,2) \text{ W}$  bis  $(3,6 \pm 0,4) \text{ W}$  in logarithmischer Darstellung der normierten Intensität dargestellt. Jedes einzelne Spektrum wurde auf sein Maximum im Bereich um 1030 nm normiert.

Bei Pumpleistungen von  $(3,6 \pm 0,4) \text{ W}$  und eingehenden Signalleistungen von  $(30 \pm 1) \mu\text{W}$  zeigt sich, dass innerhalb der zweiten Verstärkerstufe ASE im Bereich von 1020 nm bis 1040 nm erzeugt wird. Diese ist aber trotz vergleichsweise hoher Pumpleistungen und geringer Eingangssignalleistung nicht der dominante Anteil im Spektrum.

## Ausgangsleistung der zweiten Verstärkerstufe

Der vorherige Abschnitt zeigt, dass der gebaute Faserverstärker auch bei eingekoppelten Signalleistungen von  $(30 \pm 1) \mu\text{W}$  das Signal im Vergleich zur auftretenden ASE dominierend verstärkt. Die am Ausgang gemessenen Leistungen nach dem Verstärker wurden anhand ihres Spektrums auf die tatsächliche Leistung des Signals umgerechnet. Ziel des Verstärkers war die potentielle Verstärkung des Signals auf eine mittlere Leistung von 1 W. Die folgenden Ergebnisse zeigen, dass dieses Ziel mit dem aufgebauten System erreicht wird.

In Abbildung 4.2.17 ist die resultierende Signalleistung (links) mit einem Fit der Frantz-Nodvik Gleichung in grün und der Verstärkungsfaktor (rechts) über die eingehende Signalleistung der zweiten Verstärkerstufe bei einer Pumpleistung von  $(2,7 \pm 0,3) \text{ W}$  aufgetragen.



**Abbildung 4.2.17:** Im linken Abschnitt ist die verstärkte Signalleistung über die Eingangsleistung des Signals mit einem Fit der Frantz-Nodvik Gleichung an die gemessenen Daten aufgetragen. Rechts sind die resultierenden Verstärkungsfaktoren in Abhängigkeit von der eingekoppelten Signalleistung abgebildet. Die Pumpleistung in dieser Messung beträgt  $(2,7 \pm 0,3) \text{ W}$ .

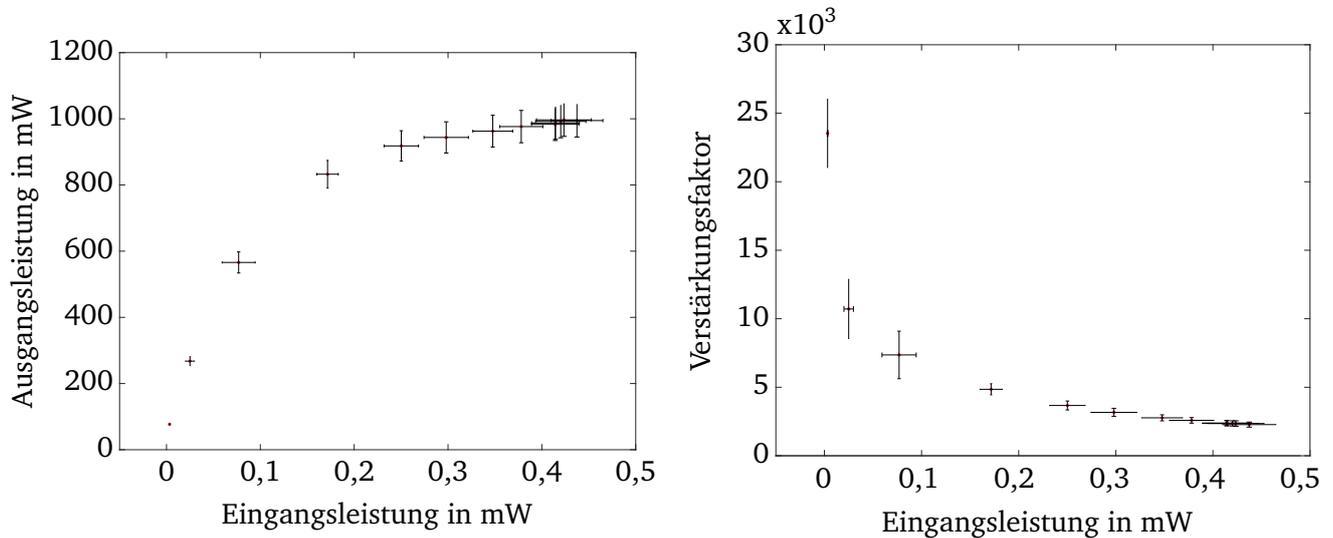
Die Daten zeigen, dass das gesetzte Ziel von 1 W Signalleistung bei einer Pumpleistung von  $(2,7 \pm 0,3) \text{ W}$  und Eingangssignalleistungen oberhalb von  $(1,5 \pm 0,1) \text{ mW}$  erreicht wird. Für Eingangsleistungen des Signals oberhalb von  $0,7 \text{ mW}$  ist für diese Pumpleistung eine stark gesättigte Verstärkung zu beobachten. Im Allgemeinen zeigt diese Stufe für die gewählte Pump- und die eingehende Signalleistung gesättigtes Verhalten. So wird der Unterschied zwischen der maximalen und minimalen Eingangssignalleistung von einem Faktor von  $14 \pm 1$  vor der Verstärkung auf  $1,6 \pm 1$  nach der Verstärkung reduziert. Die gesättigte Verstärkung ermöglicht damit, Schwankungen des eingekoppelten Signals auszugleichen. Entsprechend decken die Verstärkungsfaktoren aufgrund der gesättigten Verstärkung innerhalb der zweiten Stufe einen deutlich breiteren Bereich ab. Das schwächste eingekoppelte Signal wird um einen Faktor  $4600 \pm 370$ , das stärkste Eingangssignal um einen Faktor von  $520 \pm 41$  verstärkt.

Der Fit an die Daten zeigt allerdings, dass im Fall der zweiten Faser die Beschreibung der Daten mittels Frantz-Nodvik Gleichung nicht mehr möglich ist. Auch in diesem Fall liegt es an der gesättigten Absorption der Pumpleistung, die bei verschiedenen Eingangssignalleistungen zu unterschiedlichen Mengen an effektiv deponierter Energie im Medium führt.

Darüber hinaus wird dieser Effekt durch die Nutzung eines Pumpmantels verstärkt. Aufgrund des Pumpmantels überlappt stets nur ein Bruchteil der tatsächlichen Pumpleistung mit dem aktiven Medium. Das bedeutet im Umkehrschluss, dass eine vollständige Absorption der Pumpleistung unwahrschein-

lich ist, wodurch die im Medium deponierte Energie stets von der eingekoppelten Signalleistung abhängt.

Für den Fall von einer initialen Signalleistung von  $(46 \pm 3) \mu\text{W}$  am Eingang der ersten Verstärkerstufe zeigt Abbildung 4.2.18, dass dennoch eine Verstärkung bis auf eine mittlere Leistung des Signals von 1 W möglich ist.



**Abbildung 4.2.18:** In der Abbildung ist die Abhängigkeit der Signalausgangsleistung (links) und des Verstärkungsfaktors (rechts) von der eingehenden Signalleistung bei einer Pumpleistung von  $(3,6 \pm 0,4) \text{ W}$  aufgetragen.

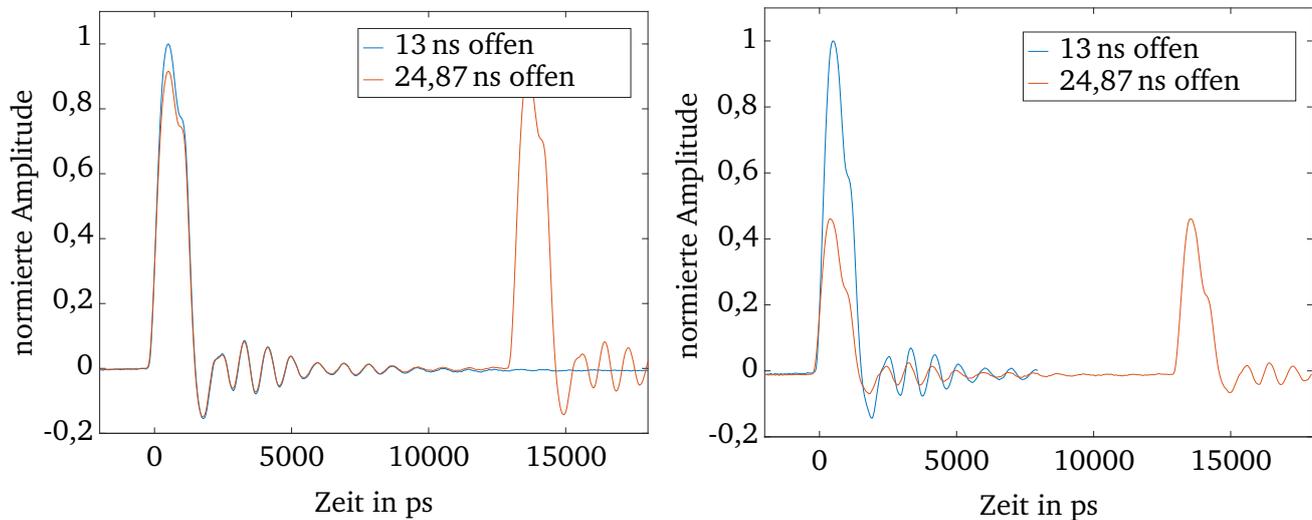
Um eine verstärkte Signalleistung von 1 W, bei einer initialen Signalleistung von  $(46 \pm 3) \mu\text{W}$  vor der ersten Verstärkerstufe, zu erreichen, muss die Leistung beider Pumpdioden erhöht werden. Während im in Abbildung 4.2.17 gezeigten Fall eine Pumpleistung von  $(383 \pm 18) \text{ mW}$  von der ersten und  $(2,7 \pm 0,3) \text{ W}$  von der zweiten Laserdiode benötigt wird, sind in diesem Fall  $(486 \pm 23) \text{ mW}$  von der ersten und  $(3,6 \pm 0,4) \text{ W}$  von der zweiten Pumpdiode notwendig. Bei gleichen Pumpleistungsparametern ergäbe sich mit  $(46 \pm 3) \mu\text{W}$  Eingangssignalleistung lediglich eine Ausgangsleistung des Signals von  $(704 \pm 36) \text{ mW}$ . Dennoch wird dabei der initiale Faktor zwischen den Signalleistungen vor der Verstärkung von 198 auf einen Faktor von 1,4 nach der Verstärkung reduziert.

Durch das Erreichen einer mittleren Leistung von 1 W werden innerhalb der zweiten Verstärkerstufe, bei einem effektiven Modendurchmesser von  $15 \mu\text{m}$  und einer Pulsdauer von 300 ps, Intensitäten im Bereich von über  $1,7 \text{ GW}/\text{cm}^2$  erreicht. Dennoch ist in den Abbildungen 4.2.15 und 4.2.13 im Spektrum keine Modulation oder Verbreiterung durch SPM sichtbar, wodurch keine starke Verzerrung des zeitlichen Pulsprofils nach der Rekompensation des Pulses zu erwarten ist.

### Auswirkungen des AOMs auf die Pulsenergie

Der vorherige Abschnitt zeigt, dass das System für verschiedene Ausgangssituationen in der Lage ist, das eingekoppelte Signal über Anpassung der Pumpleistungen auf 1 W mittlere Signalleistung zu verstärken. Für die nachfolgenden Verstärker ist allerdings nicht die mittlere Signalleistung, sondern die Energie eines einzelnen Pulses von Bedeutung. Aus diesem Grund befindet sich, wie in Kapitel 3 erläutert, ein AOM zwischen beiden Verstärkerstufen, um die Anzahl der Pulse zu reduzieren. Dadurch wird die mittlere Signalleistung um den selben Faktor reduziert, durch den die Repetitionsrate der Pulse dividiert wird. Zusätzlich dazu treten Verluste von 50 % auf, die auch die Energie der Pulse betreffen. Wie im Abschnitt 4.2.2 gezeigt wurde, ist die verstärkte Signalleistung davon allerdings nicht in selbem Maße betroffen, sondern schafft beinahe einen Ausgleich der initialen Leistungsdifferenz.

Für die resultierende Pulsenergie bedeutet das, dass die Stabilität der Pulsselektion durch den AOM und die Anstiegszeit des AOM von großer Bedeutung ist. In Abbildung 4.2.19 wird diese Notwendigkeit verdeutlicht.



**Abbildung 4.2.19:** Zeitliche Aufnahme der Ausgangspulse mit einer fasergekoppelten Photodiode und einem Oszilloskop. In der Abbildung links wurden die Pulse am zweiten Faserkoppler direkt nach dem AOM gemessen, rechts nach dem Ausgang aus dem Faserverstärker. In blau bei einer Öffnungszeit des AOM von 13 ns und in orange bei einer Öffnungszeit des AOM von 24,87 ns.

In Abbildung 4.2.19 ist die zeitliche Aufnahme des Ausgangssignals nach dem Verstärker mittels einer fasergekoppelten Photodiode (D400FC, Thorlabs), welche an ein Oszilloskop (DPO70804, Tektronix) angeschlossen ist, dargestellt. Mittels der hier gemessenen Pulse kann nur eine Aussage über die Pulsenergie, aber nicht über die mittlere Signalleistung nach der Verstärkung getroffen werden. Zudem kann über die zeitliche Länge der Pulse keine Aussage getroffen werden, da die Pulse nach dem Strecker eine Länge von 300 ps haben sollten, die Anstiegs- und Fallzeit der Diode jedoch 100 ps lang ist. Weiterhin sind am Ende der Pulse Reflexionen sichtbar, welche aus einer nicht exakten Impedanzanpassung am Anschluss der Photodiode resultieren.

Für diese Messungen wurden sowohl die Pumpleistung der ersten, als auch der zweiten Laserdiode konstant gehalten und nur die Öffnungszeit des AOM verändert. In blau ist der resultierende Ausgangspuls bei einer Öffnungszeit von 13 ns zu sehen. Bei dieser Einstellung wird jeder 72. Puls mit maximaler Effizienz ausgeschnitten. In orange sind zwei Pulse zu sehen, die mit einer Öffnungszeit des AOM von 24,87 ns ausgeschnitten wurden. Der linke Teil der Abbildung zeigt eine Messung direkt nach dem AOM am zweiten Faserkoppler. Aufgrund der Beschränkung der maximalen Öffnungszeit des AOM auf 24,87 ns, ist es nicht möglich zwei Pulse mit maximaler Effizienz auszuschneiden. Die Amplitude ist aus diesem Grund geringfügig niedriger, als die des Einzelpulses in blau.

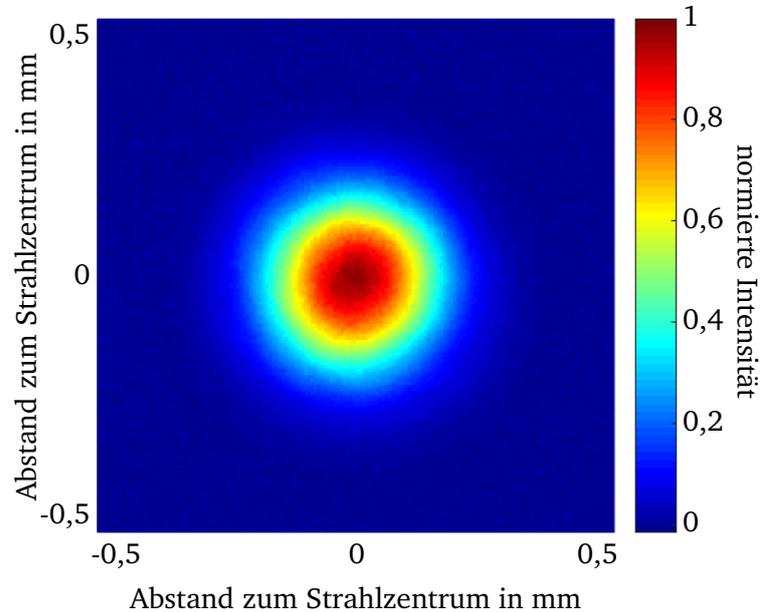
Im rechten Abschnitt der Abbildung ist eine Aufnahme nach der zweiten Verstärkerstufe zu sehen. Aufgrund der gesättigten Verstärkung in der zweiten Stufe liegt die mittlere Signalleistung für beide Szenarien bei 930 mW. Das wiederum bedeutet für die orangenen Pulse in Abbildung 4.2.19 rechts eine Verringerung der Pulsenergie um einen Faktor zwei im Vergleich zu dem einzeln ausgeschnittenen Puls in blau. Eine weitere Steigerung der Pulsenergie ist demnach mit einer weiteren Reduzierung der Repetitionsrate möglich. Dabei muss allerdings darauf geachtet werden, dass die mittlere Leistung des Pulszugs vor der zweiten Stufe nicht zu gering wird, um aufkommende ASE weitestgehend zu unterdrücken.

---

## Strahlprofil nach der Verstärkung

---

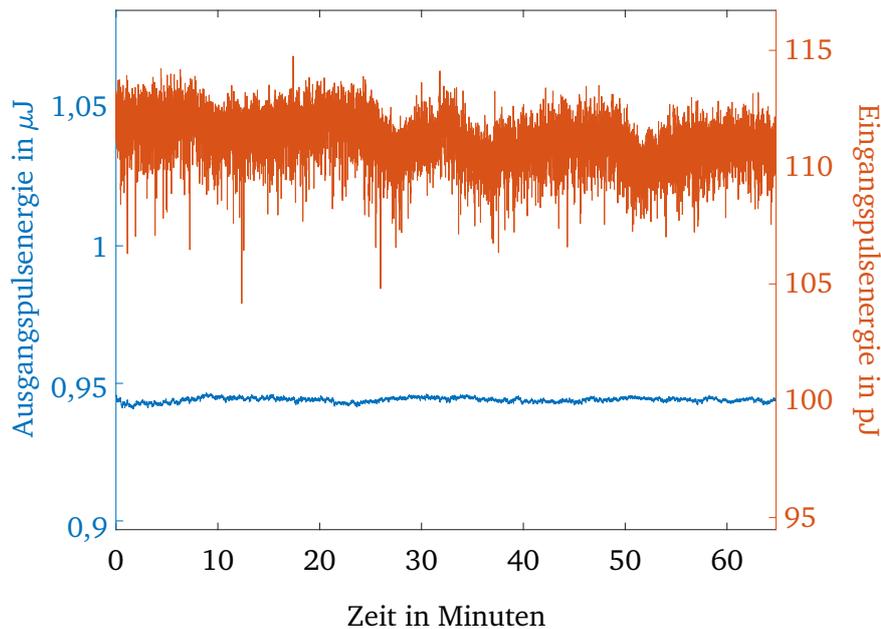
Für die weitere Verstärkung der Pulse in einem regenerativen Verstärker ist es von Nutzen, dass das ausgekoppelte Strahlprofil der zu verstärkenden Mode dieses Verstärkers, der Gaußmode, ähnelt. In Abbildung 4.2.20 ist die Aufnahme des Strahlprofils im Nahfeld nach dem Ausgang durch einen Faserkollimator und nach der Verstärkung im Faserverstärker zu sehen.



**Abbildung 4.2.20:** Aufnahme des räumlichen Strahlprofils der Pulschette nach der Verstärkung. Die Daten wurden mit einer Kamera (A622f, Basler) aufgezeichnet.

Das Intensitätsprofil wurde im Abstand von ungefähr 10 cm zum Ausgang des Faserverstärkers mittels einer Kamera (A622f, Basler) aufgenommen. Diese zeigt ein rundes, symmetrisches, gaußähnliches Strahlprofil mit einem Strahldurchmesser von  $507 \mu\text{m}$  in x- und  $505 \mu\text{m}$  in y-Richtung. Um eine genauere Aussage über die Ähnlichkeit zu einer Gaußmode zu treffen wird ein Fit einer zweidimensionalen Gaußfunktion an die Daten berechnet. Die Ähnlichkeit der resultierenden Gaußfunktion mit den tatsächlichen Daten wird durch ein Überlapp-Integral gemäß Gleichung 2.1.2 ausgewertet. Dabei ergibt sich ein Wert von 99,6%, der einer starken Ähnlichkeit zwischen den Daten und einer tatsächlichen Gaußmode entspricht. Dieser Wert zeigt, dass mit einer Anpassung der Modengröße an die Mode des nachfolgenden regenerativen Verstärkers eine effiziente Einkopplung möglich ist. Weiterhin ist damit gezeigt, dass der aufgebaute Faserverstärker tatsächlich nur eine einzelne Mode verstärkt bzw. Moden aus dem Pumpmantel keine bedeutenden Auswirkungen auf das resultierende Strahlprofil haben.

Im Verlauf des vorherigen Abschnitts wird gezeigt, dass das aufgebaute System es ermöglicht das eingekoppelte Signal auf 1 W verstärken. Die Ausgangssignalleistung ist dabei aber nur von Belang, sofern sie über einen längeren Zeitraum stabil gehalten werden kann. Im Idealfall ist die Schwankung der ausgekoppelten mittleren Leistung bzw. Pulsenergie des Signals deutlich geringer als die des eingekoppelten Signals. Zur Überprüfung der Stabilität des Systems wurden für ca. 65 Minuten sowohl die Eingangsleistung des Signals am ersten Faserkoppler, als auch die Ausgangssignalleistung nach der Verstärkerstufe gemessen.

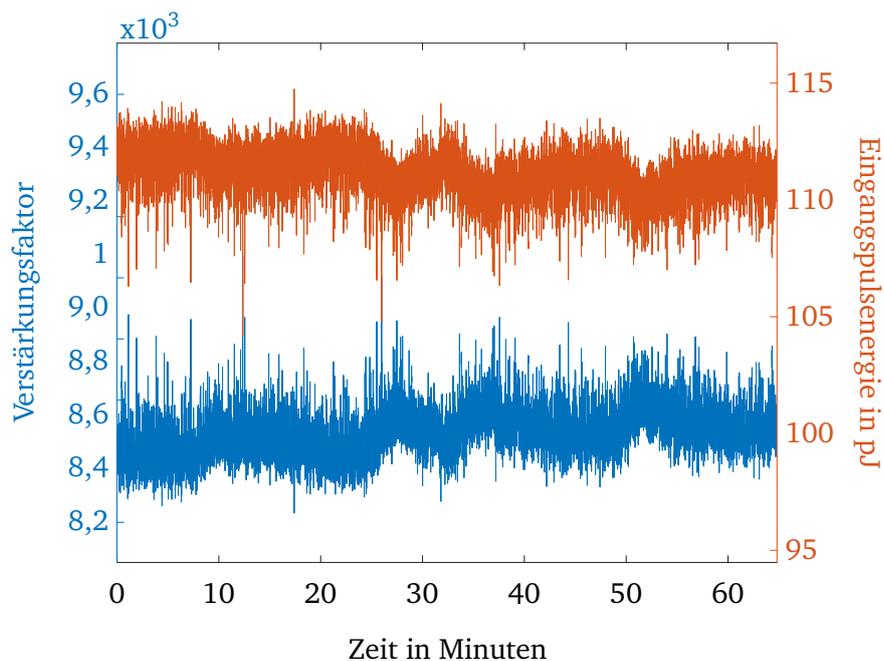


**Abbildung 4.2.21:** Langzeitmessung der Eingangsenergie am ersten Faserkoppler (orange) und der Ausgangsenergie des Signals nach der Auskopplung aus dem System (blau) über eine Dauer von ca. 65 Minuten

In Abbildung 4.2.21 ist eine Messung der Eingangspulsenergie in orange und der Ausgangspulsenergie in blau über eine Aufnahmezeit von ca. 65 Minuten zu sehen. Die jeweiligen Pulsenergien wurden aus der gemessenen Signalleistung, dividiert durch die Repetitionsrate des Pulszugs, bestimmt.

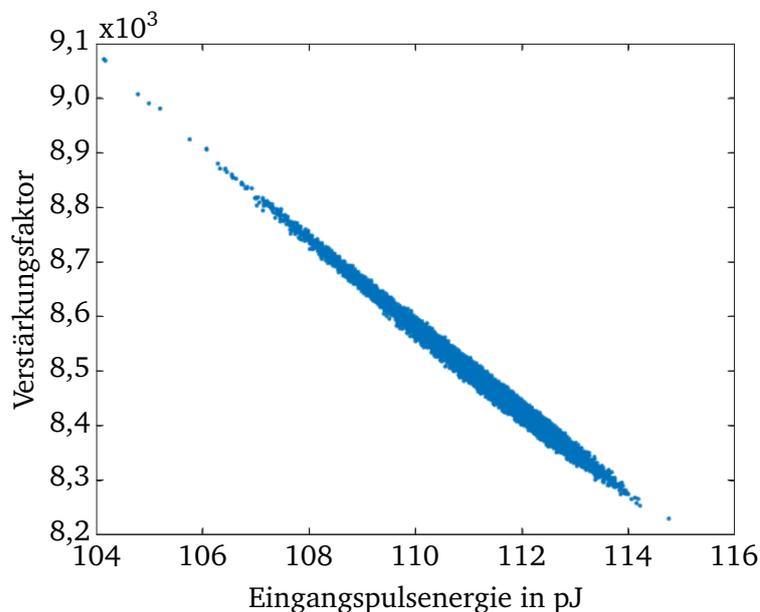
Die Pulsenergie am Eingang der ersten aktiven Faser beträgt im Mittel ( $111 \pm 6$ ) pJ und zeigt eine Standardabweichung von 1 pJ. Das entspricht einer relativen Abweichung von 0,9%. Die Ungenauigkeit der Messung resultiert dabei aus dem Messgerät, welches eine Ungenauigkeit von 5% aufweist und aus der Umrechnung der anteiligen Pulsenergie vom Ort der Messung auf die in der Faser verbliebene tatsächliche Pulsenergie. Aus der eingekoppelten Pulsenergie ergibt sich nach der Verstärkung ein zeitlich stabiles Ausgangssignal. Der Mittelwert der Pulsenergie beläuft sich auf ( $0,94 \pm 0,05$ )  $\mu\text{J}$  und die Standardabweichung des gemessenen Signals auf 0,8 nJ, entsprechend einer relativen Abweichung von 0,09% vom Mittelwert. Auch in diesem Fall resultiert der angegebene Fehler aus der Ungenauigkeit des Messgeräts. Die Verringerung der Schwankungen ist dabei erneut auf die gesättigte Verstärkung in den jeweiligen Verstärkerstufen zurückzuführen.

Deutlich wird das bei der Betrachtung des Verstärkungsfaktors im Vergleich zur Eingangspulsenergie in Abbildung 4.2.22.



**Abbildung 4.2.22:** Vergleich des Verhaltens von Eingangssignal und Verstärkungsfaktor bei konstanter Pumpleistung in beiden Verstärkerstufen

Der Gesamtverstärkungsfaktor des Systems verhält sich reziprok zur der Eingangspulsenergie. Eine niedrigere Eingangsenergie führt zu einem höheren Verstärkungsfaktor. Für die gemessenen Eingangsenergien ergibt sich so ein mittlerer Verstärkungsfaktor von  $8490 \pm 430$ . Eine Auftragung des Verstärkungsfaktors über die Eingangsenergie zeigt aber, dass sich für einen einzelnen Wert der Eingangsenergie durchaus verschiedene Verstärkungsfaktoren ergeben. Diese Darstellung der Messergebnisse ist in Abbildung 4.2.23 zu sehen.



**Abbildung 4.2.23:** Auftragung der gemessenen Verstärkungsfaktoren des Faserverstärkers über die Eingangssignalpulsenergie

Durch das gering fluktuierende Eingangssignal ergibt sich ein scheinbar linear mit der Eingangsenergie korrelierender Verstärkungsfaktor. Dabei werden für die häufiger aufgetretenen Eingangsenergien eine Vielzahl verschiedener Verstärkungsfaktoren registriert. Diese Fluktuation kann ihren Ursprung nur

---

in aktiven Komponenten des Aufbaus haben. Dazu zählt der AOM und beide Pumpdioden. Da der AOM eine längere Öffnungszeit hat, als die Summe seiner Anstiegs- und Abstiegszeiten und der zeitlichen Schwankung der einlaufenden Pulse, trägt dieser nicht zu den Fluktuationen der Verstärkung bei. Eine plausible Erklärung für den Ursprung dieser Schwankungen bieten die eingebauten Laserdioden. Änderungen in der Temperatur der Laserdiode können zu einer Verschiebung des Diodenspektrums und einer Erhöhung oder Reduzierung der Dioden-Ausgangsleistung führen. Dadurch ergeben sich trotz gleicher Eingangsleistung des Signals unterschiedliche Ausgangssignalleistungen.

---

### 4.3 Einsetzbarkeit im PHELIX-Lasersystem

---

In den vorherigen Abschnitten wird die generelle Funktionalität des Faserverstärkers und das Erreichen des gesetzten Ziels von 1 W mittlerer Ausgangsleistung des Signals beschrieben. Die Ausgangspunkte für diese resultierende Signalleistung sind eine zentrale Wellenlänge von 1030 nm und eine eingekoppelte mittlere Signalleistung im Bereich von 0,04 mW bis zu 9 mW.

Ein gesetztes Ziel für den Aufbau ist der potentielle Einsatz als Ersatz für den schon existierenden Faserverstärker im uOPA des PHELIX-Lasersystems. Die Parameter des Eingangssignals dieses Faserverstärkers weichen jedoch von den Signalparametern aus den vorherigen Abschnitten ab. Der wesentliche Unterschied liegt hierbei in der Position und Form des Spektrums. Dieses liegt in einem Bereich von 1036 bis 1042 nm und weist eine asymmetrische spektrale Intensitätsverteilung auf. Die Wahl des spektralen Bereichs ist auf den nachfolgenden regenerativen Verstärker zurückzuführen, der nur sehr schmalbandig um 1038 nm verstärkt. Ausgeschnitten wird dieser spektrale Anteil mittels eines CVBG, dessen Reflektivität auf diesen Bereich eingeschränkt ist. Aufgrund der Anpassung der zentralen Wellenlänge des Laseroszillators (Mira 900, *Coherent*) an die nachfolgenden Neodym-Phosphatglas Verstärker im PHELIX-Lasersystem, liegt diese bei 1053 nm und somit außerhalb des verwendeten spektralen Bereichs in der uOPA-Pumpstufe. Der genutzte Anteil liegt damit auf der kurzwelligen Anstiegsflanke des Oszillatorspektrums und hat das Maximum am äußeren langwelligen Rand bei 1042 nm.

Um zu zeigen, dass der Aufbau als Ersatz in der uOPA-Pumpstufe am PHELIX-Lasersystem geeignet ist wurde das Eingangssignal im Rahmen der Möglichkeiten auf die Parameter am PHELIX-Lasersystem angepasst. Aufgrund der geringeren Ausgangsleistung für den Betrieb des Laseroszillators bei größeren zentralen Wellenlängen, welcher eine komplett neue Justage des Oszillators gefordert hätte, wurde der Oszillator bei der ursprünglichen zentralen Wellenlänge von 1030 nm betrieben.

Die Umstellung des Spektrums erfolgte über eine Rotation des Beugungsgitters im Strecker. Durch die Rotation des Gitters werden andere Anteile des Spektrums am Gitter in Richtung der Achse des Streckerteleskops gebeugt und zur Einkoppelstufe des Faserverstärkers geleitet. Mit dieser Gitterrotation ist die Verschiebung des Spektrums auf 1040 nm möglich. Dennoch ergibt sich ein Spektrum, welches sein Maximum im kurzwelligen Bereich des Spektrums hat und zum langwelligen Bereich hin stark abflacht. Durch die Verschiebung des eingekoppelten Spektrums in den Randbereich des Oszillatorspektrums sinkt zudem die maximale mittlere Signalleistung auf  $(0,43 \pm 0,09)$  mW zu Beginn der ersten aktiven Faser. Damit deckt das Signal im Rahmen der Ungenauigkeit einen Bereich ab, in dem die bei PHELIX eingekoppelte Signalleistung von 0,37 mW liegt. Ein weiterer Unterschied, im Vergleich zu dem Eingangssignal am Faserverstärker bei PHELIX, ist die Bandbreite und die damit zusammenhängende zeitliche Pulslänge. Im System von PHELIX hat das Eingangssignal nach der Streckung durch den CVBG eine Länge von 480 ps und eine Bandbreite von 6 nm. Im hier beschriebenen Aufbau weist das Signal eine Bandbreite von  $(3 \pm 0,2)$  nm auf. Dadurch, dass der aufgebaute Strecker einen Streckfaktor von 80 ps/nm hat, ist auch die Länge des Pulses entsprechend reduziert.

Im Folgenden sollen die Messergebnisse vorgestellt und abgeschätzt werden, ob der Aufbau auch als Ersatz am PHELIX-Lasersystem geeignet ist.

---

### 4.3.1 Validierung des Aufbaus in Bezug auf die Einsetzbarkeit bei PHELIX

---

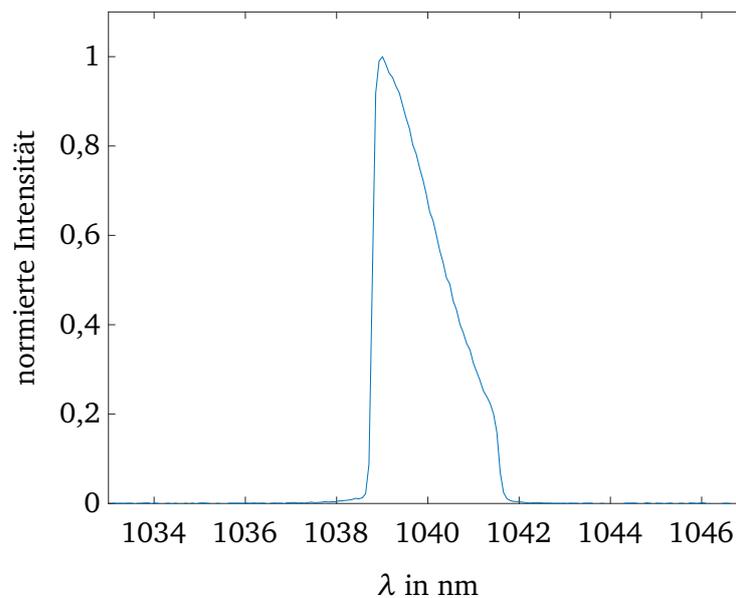
Zur Validierung des Verstärkers bei PHELIX-ähnlichen Eingangsparametern wurden Daten bei verschiedenen Pumpleistungen der ersten und zweiten Laserdiode aufgenommen. Diese variieren zwischen 60 mW und 480 mW in Schritten von 15 mW bis 20 mW bzw. von 1 W bis 3,4 W in Schritten von 0,2 W. Aufgrund der erhöhten Leistungsschwankungen des Laseroszillators und der ohnehin schon geringen Eingangssignalleistung von  $(0,43 \pm 0,09)$  mW wurde das Signal nicht in der Leistung variiert.

---

#### Leistung und Vergleich der Spektren vor und nach der ersten Verstärkerstufe

---

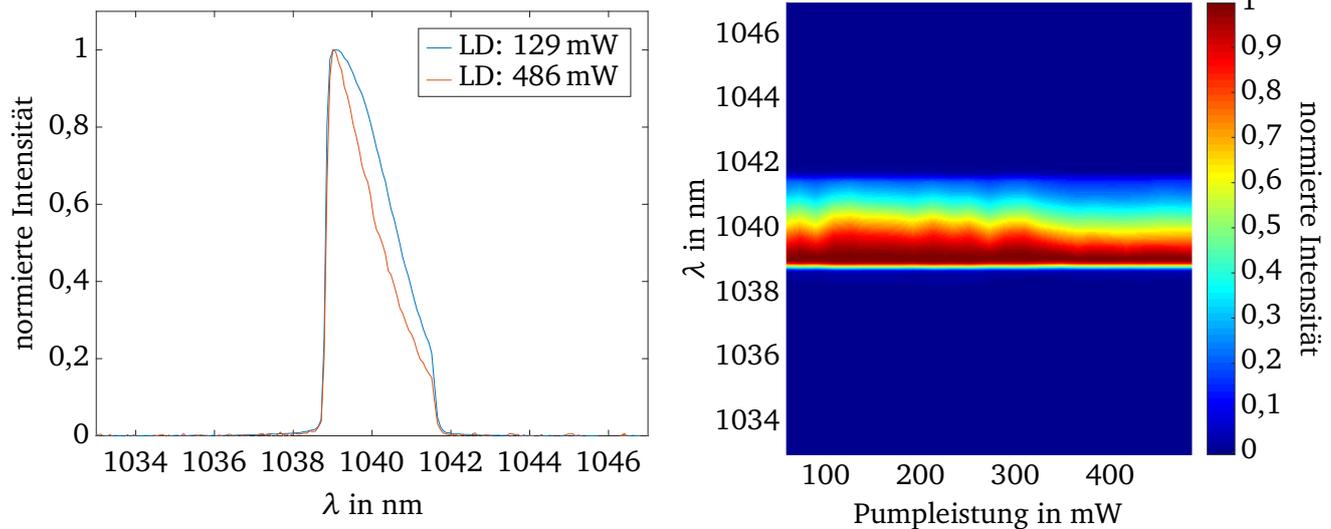
Durch die Rotation des Beugungsgitters zur Verschiebung des Spektrums wird die Bandbreite des Spektrums weiter reduziert. Nach der Streckung bleibt ein  $(3 \pm 0,2)$  nm breiter Anteil mit zentraler Wellenlänge bei 1040 nm erhalten. Das resultierende Spektrum nach der Einkopplung in den Faserverstärker, gemessen am ersten Faserkoppler, ist in Abbildung 4.3.1 zu sehen.



**Abbildung 4.3.1:** Abgebildet ist das Spektrum nach der Rotation des Beugungsgitters und der Einkopplung in den Faserverstärker. Nur noch eine Bandbreite von  $(3 \pm 0,2)$  nm, zentriert um 1040 nm, des ursprünglichen Spektrums wird in den Faserverstärker eingekoppelt.

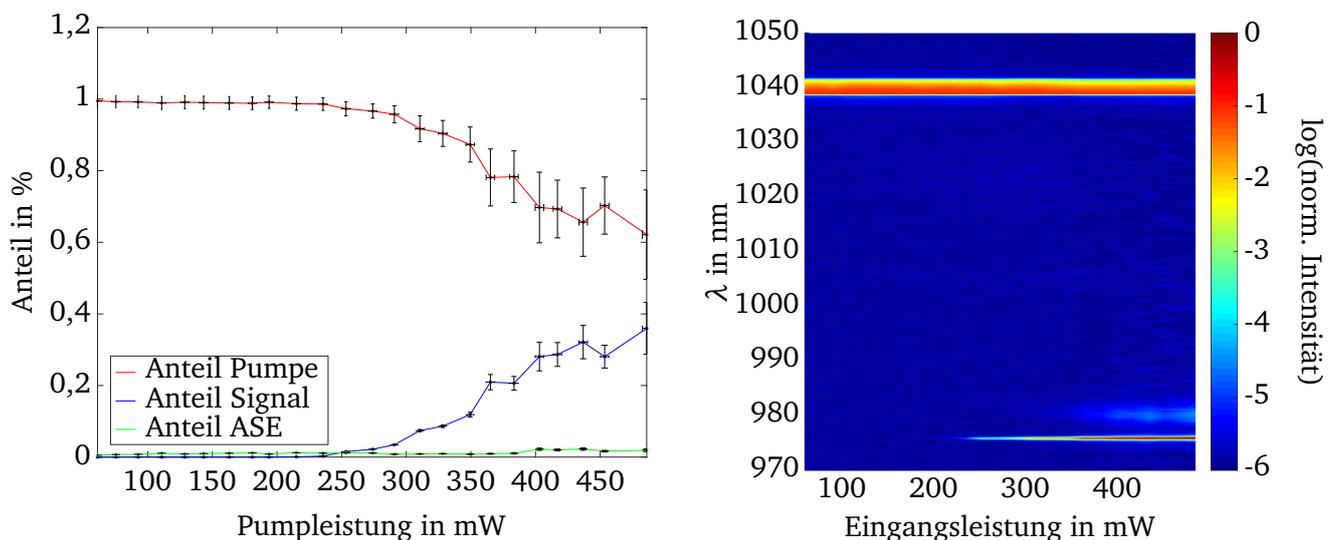
Das eingekoppelte Spektrum hat eine scharfe Kante im Bereich von 1038,6 nm und fällt nach dem Erreichen des Maximums bei 1039 nm steil ab. Nach 2,5 nm weist das Spektrum noch 20 % seiner ursprünglichen Intensität auf und fällt anschließend ab.

Im Verlauf der Verstärkung innerhalb der ersten Stufe bleibt diese grundlegende Form des Spektrums erhalten. In Abbildung 4.3.2 links ist die Veränderung des Spektrums am Beispiel einer Pumpleistung von  $(129 \pm 7)$  mW (blau) respektive  $(486 \pm 26)$  mW (orange) zu sehen. Die Grundformen sind für beide Pumpleistungen ähnlich, die Intensität verlagert sich bei ausreichend geringen Pumpleistungen jedoch zu größeren Wellenlängen. Dabei flacht die Spitze ab und die Abstiegsflanke im Bereich der größeren Wellenlängen geht von einem gekrümmten Verlauf in einen beinahe linearen Abstieg über.



**Abbildung 4.3.2:** Im linken Teil der Abbildung sind zwei Spektren bei Pumpleistungen von  $(129 \pm 7)$  mW (blau) bzw.  $(486 \pm 26)$  mW (orange) aufgetragen. Rechts ist die spektrale Intensitätsverteilung in Abhängigkeit von der Pumpleistung innerhalb der ersten Verstärkerstufe zu sehen.

In der Abbildung rechts ist zu sehen, dass dieser Wechsel der spektralen Intensitätsverteilung nicht linear mit der Pumpleistung skaliert, sondern erst bei 350 mW deutlich auftritt. Wie schon in der Messung aus Abschnitt 4.2.1, tritt diese plötzliche Verschiebung der Intensität in Richtung der größeren Wellenlängen dann auf, wenn die eingekoppelte Pumpleistung zu gering ist und deshalb vollends absorbiert wird. Die Verteilung der Leistung im Spektrum in Abbildung 4.3.3 bestätigt diese Hypothese. Ab einer Pumpleistung von 250 mW wird die Pumpleistung nicht mehr vollständig innerhalb der Faser absorbiert und verlässt diese mit dem Signal.

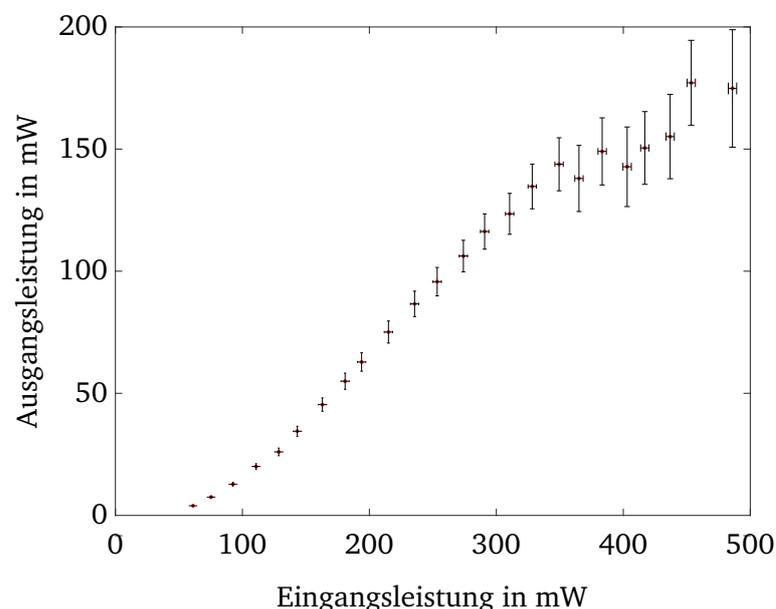


**Abbildung 4.3.3:** Links in der Abbildung sind die Anteile der Signal-, der Pump- und auftretender ASE-Leistung im Spektrum in Abhängigkeit von der Pumpleistung aufgetragen. Rechts ist eine logarithmische Darstellung des Signalspektrums über Pumpleistung bei einer Eingangsleistung des Signals von  $(0,43 \pm 0,09)$  mW zu sehen. Die einzelnen Spektren wurden das Maximum des Signalpeaks normiert. Die Gesamtheit der Spektren wurde im Anschluss auf ihr globales Maximum normiert.

Bei der maximalen Pumpleistung von  $(486 \pm 26)$  mW entspricht der Anteil der Pumpleistung  $(36 \pm 7)$  % der am Ausgang des Faserkopplers gemessenen Leistung. Bei Pumpleistungen oberhalb von 350 mW lässt sich in Abbildung 4.3.3 links weiterhin eine Zunahme des ASE-Anteils verzeichnen, wie auch in der Abbildung rechts zu sehen. Ein Auftreten von ASE ist jedoch nur im Bereich von 980 nm zu erkennen.

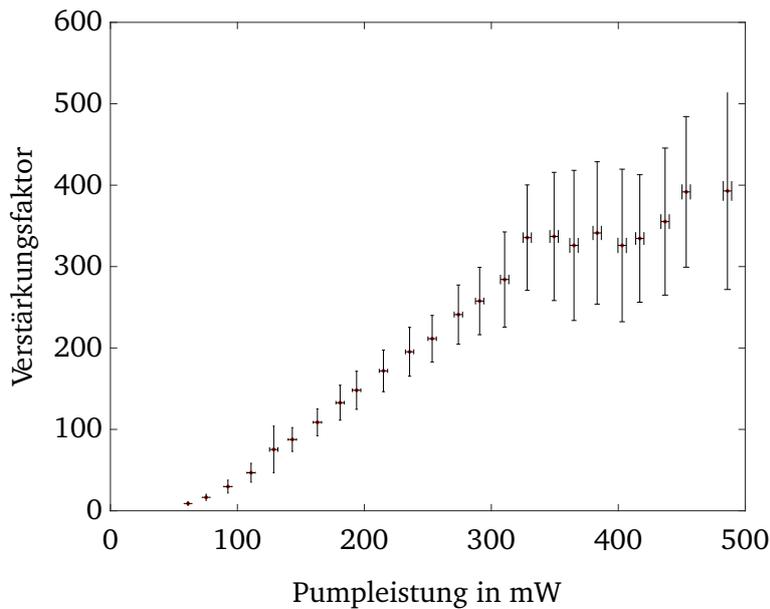
Es ist zwar ersichtlich, dass die ASE eine deutlich geringere Leistung aufweist, als das verstärkte Signal, dennoch lässt dies vermuten, dass ASE auch bei dem Einsatz am PHELIX-Lasersystem auftritt. Da das Spektrum am PHELIX-Lasersystem zudem eine Intensitätsverteilung aufweist, deren Maximum im Bereich geringer Emissionswirkungsquerschnitte liegt, ist möglicherweise eine höhere ASE Leistung zu erwarten. Insbesondere für geringere eingehende Signalleistungen sollten geringere Pumpleistungen genutzt werden, um eine erhöhte Verstärkung der ASE zu umgehen.

Bei der hier eingekoppelten Signalleistung und den verwendeten Pumpleistungen ergeben sich nach der ersten Verstärkerstufe Ausgangssignalleistungen im Bereich von  $(4 \pm 0,2)$  mW bis  $(177 \pm 17)$  mW, wie in Abbildung 4.3.4 gezeigt. Die hier eingetragenen Leistungen wurden am ersten und zweiten Faserkoppler aufgezeichnet. Aufgrund der erhöhten Fluktuation des Oszillators wurden, für jeden hier dargestellten Messpunkt, zwischen 150 und 250 Werte aufgezeichnet und gemittelt. Bis zu einer Pumpleistung von 130 mW ist ein nichtlinearer Anstieg der resultierenden Signalleistung zu erkennen. Ab 130 mW und bis 350 mW Pumpleistung ist ein linearer Zusammenhang zwischen Signal- und Pumpleistung erkennbar. Bei höheren Pumpleistungen ist keine genaue Aussage über das Verhalten der Ausgangssignalleistung in Abhängigkeit der Pumpleistung möglich, da die Schwankungen bei der Messung in diesem Bereich zu hoch sind.



**Abbildung 4.3.4:** Auftragung der Ausgangsleistung des Signals nach der ersten Verstärkerstufe über die Pumpleistung bei einer Eingangssignalleistung von  $(0,43 \pm 0,09)$  mW

Für den Verstärkungsfaktor in Abhängigkeit der Pumpleistung der ersten Stufe ergibt sich ein ähnliches Verhalten, welches in Abbildung 4.3.5 abgebildet ist. Es ist ein linearer Anstieg des Verstärkungsfaktors mit der Pumpleistung zu beobachten. Der Verstärkungsfaktor liegt dabei im Bereich zwischen  $9 \pm 2$  und  $393 \pm 121$ .



**Abbildung 4.3.5:** Verstärkungsfaktor innerhalb der ersten Verstärkerstufe in Abhängigkeit von der Pumpleistung bei einer eingehenden Signalleistung von  $(0,43 \pm 0,09)$  mW

Bei einer Pumpleistung von  $(310 \pm 17)$  mW wird ein Verstärkungsfaktor von  $284 \pm 58$  erreicht. Im vorherigen Fall mit einem Spektrum um 1030 nm und der gleichen Eingangssignalleistung ergibt sich hingegen ein Verstärkungsfaktor von  $362 \pm 31$ . Im Rahmen der Messungenauigkeit sind diese Werte vergleichbar. Für kleinere Pumpleistungen, entsprechend in Bereichen in denen die Pumpleistung komplett absorbiert wird, liegt die Differenz der Verstärkungsfaktoren jedoch außerhalb der Messungenauigkeiten. So wird bei einer Pumpleistung von  $(215 \pm 12)$  mW für ein Signal mit Spektrum um 1030 nm ein Verstärkungsfaktor von  $219 \pm 19$  und für ein Signal mit Spektrum um 1040 nm nur ein Verstärkungsfaktor von  $172 \pm 26$  erreicht.

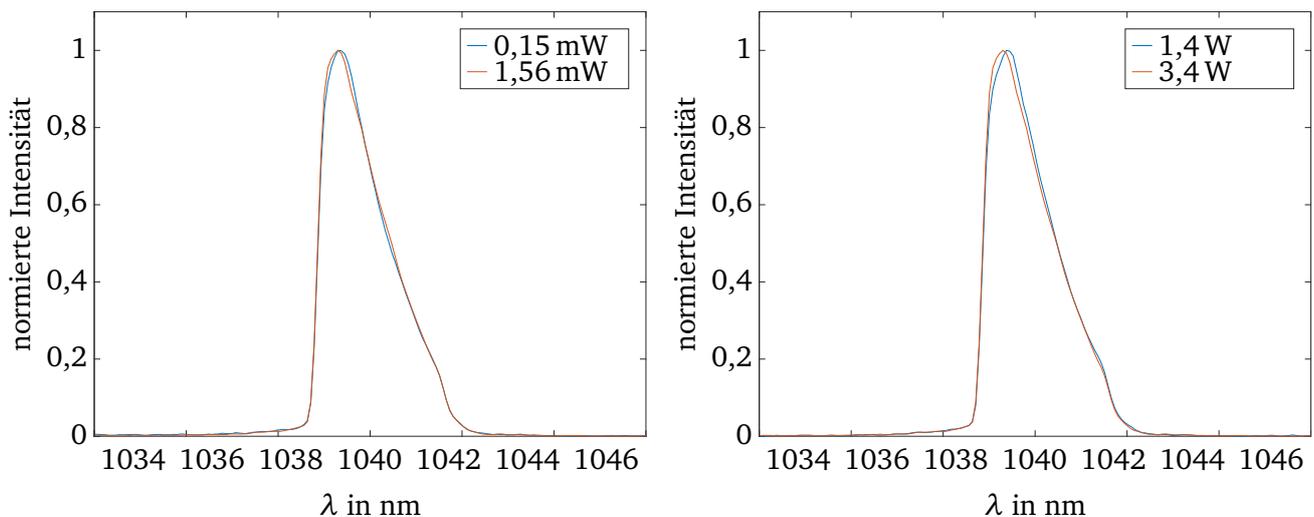
Diese Reduzierung der Verstärkung ist durch die Betrachtung der Emissionswirkungsquerschnitte in Abbildung 2.1.8 zu erklären. Für Wellenlängen größer als 1025 nm sinkt der Emissionswirkungsquerschnitt und womit die effektive Verstärkung des Signals ebenfalls reduziert wird. Die erhaltenen Messergebnisse unterstützen diese Hypothese.

Mit den hier verwendeten Eingangs- und Pumpleistungen ist die erste Verstärkerstufe in der Lage die initiale Signalleistung von  $(0,43 \pm 0,09)$  mW auf bis zu  $(175 \pm 24)$  mW zu verstärken. Das entspricht einer Pulsenergie von  $(1,70 \pm 0,09)$  nJ zu Beginn der zweiten Verstärkerstufe.

## Signal nach der zweiten Verstärkerstufe

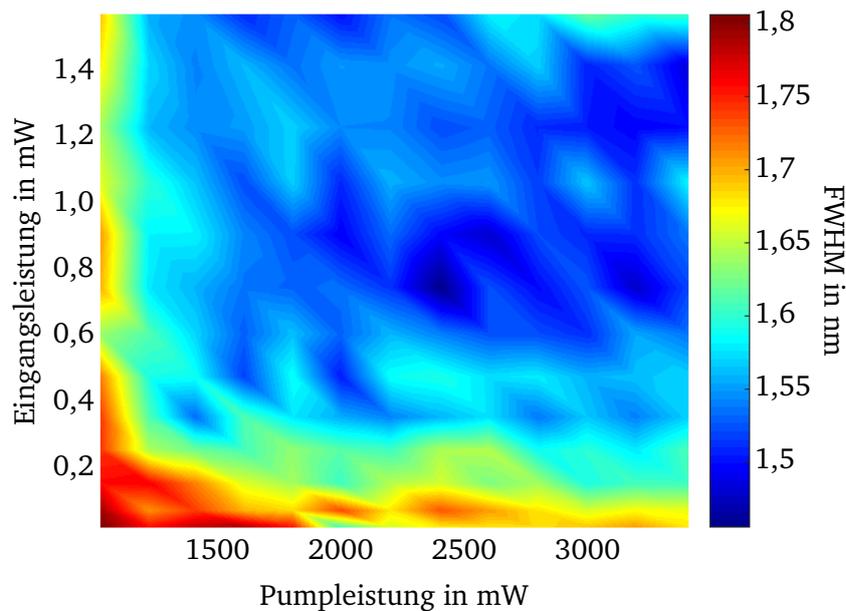
Für ein Signal mit PHELIX-ähnlichen Parametern ist die erste Verstärkerstufe in der Lage, dieses Signal derart zu verstärken, dass in die zweite Verstärkerstufe eine mittlere Signalleistung von über 1,5 mW eingespeist werden kann. In der vorherigen Messreihe bei einer zentralen Wellenlänge von 1030 nm genügte mit dieser Eingangsleistung des Signals eine Pumpleistung von  $(2,7 \pm 0,3)$  W, um ein Ausgangssignal mit einer mittleren Leistung von 1 W zu erzeugen. Die Ergebnisse für diese Messreihe aus der ersten Verstärkerstufe lassen jedoch vermuten, dass zum Erreichen dieser Signalleistung eine höhere Pumpleistung notwendig ist, die sich auch auf das Spektrum auswirken könnte.

In Abbildung 4.3.6 sind Spektren bei gleicher Pumpleistung und unterschiedlichen Eingangsleistungen des Signals (links) und Spektren bei gleicher Eingangssignalleistung und unterschiedlichen Pumpleistungen (rechts) gezeigt. In beiden Abbildungen ist keine starke Veränderung der Spektren in Abhängigkeit von der eingehenden Signal- oder Pumpleistung zu erkennen. Der offensichtlichste Unterschied zwischen den Spektren ist ein Versatz des Maximums in Richtung des Bereichs größerer Wellenlängen für schwächere eingehende Signal- und Pumpleistungen. Für den Versatz bei geringeren Pumpleistungen ab 50% der maximalen Intensität liegt die Ursache in der gesättigten Verstärkung in Verbindung mit der Streckung des Pulses. Aufgrund der geringeren spektralen Intensität an der Front des Pulses, wirkt sich die gesättigte Verstärkung erst unterhalb von 1040 nm merklich auf die Form des Pulsspektrums aus.



**Abbildung 4.3.6:** Im linken Teil der Abbildung sind zwei Spektren unterschiedlicher Eingangsleistungen des Signals nach der zweiten Verstärkerstufe bei einer Pumpleistung von  $(3,4 \pm 0,3)$  W zu sehen. In der Abbildung rechts sind zwei Spektren gleicher initialer Signalleistung von 1,57 mW bei unterschiedlichen Pumpleistungen abgebildet.

Der gleiche Effekt tritt auch bei konstanter Pumpleistung (siehe Abbildung 4.3.6, links) auf. In diesem Fall zeichnet sich die gesättigte Verstärkung erst ab 80% der maximalen Intensität im Puls mit geringerer Eingangssignalleistung ab. Abgesehen von dem Versatz des Maximums weist die Form des Spektrums keine signifikante Abhängigkeit von der Eingangsleistung des Signals oder der Pumpleistung auf. Eine Betrachtung der spektralen Bandbreite auf halber Höhe des Maximums in Abhängigkeit der Eingangssignalleistung und Pumpleistung zeigt jedoch klare Tendenzen. Diese sind in Abbildung 4.3.7 zu sehen.

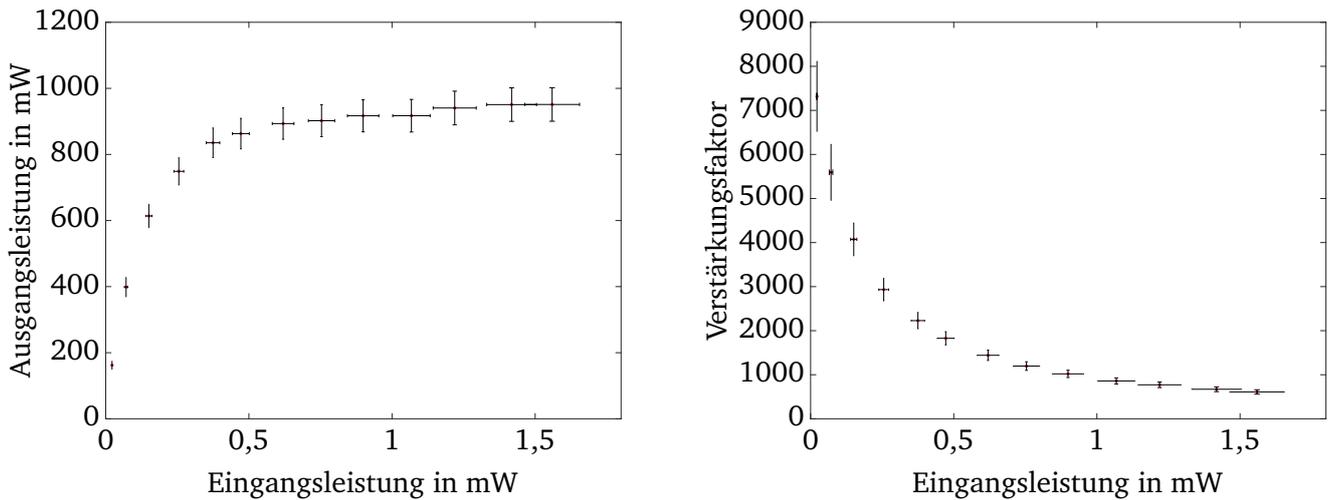


**Abbildung 4.3.7:** Darstellung der Abhängigkeit der spektralen Bandbreite nach der zweiten Verstärkerstufe (FWHM) von der eingekoppelten Leistung des Signals in die zweite Verstärkerstufe und der Pumpleistung bei einer initial eingekoppelten Signalleistung von  $(0,43 \pm 0,09)$  mW vor der ersten Verstärkerstufe.

Sowohl mit zunehmender eingehender Signal-, als auch Pumpleistung sinkt die spektrale Bandbreite (FWHM) der verstärkten Pulse. Diese Abhängigkeit des Spektrums von der Pump- und Eingangssignalleistung spricht dafür, dass die spektrale Verschiebung in den langwelligen Bereich durch die gesättigte Verstärkung nicht der dominante Effekt bei der Modulation des Spektrums ist. Vielmehr liegt die Ursache der spektralen Umformung in der Position des verstärkten Spektrums auf der abfallenden Flanke des Emissionswirkungsquerschnitts von Yb-Glas. Die kurzwelligen Anteile des Spektrums werden entsprechend mehr verstärkt, als die langwelligen Anteile, obwohl der Effekt der gesättigten Verstärkung gegen diesen Trend wirkt. Das führt in diesem Fall, trotz der großen Verstärkungsbandbreite von Yb-Glas, zu einer Verschmälerung des Spektrums. Innerhalb dieser Messreihe beläuft sich der maximale Unterschied in der Bandbreite nach der Verstärkung auf eine Differenz von 0,3 nm.

Das bedeutet für den Einsatz am PHELIX-Lasersystem potentiell eine Vergrößerung der Bandbreite. Da das Spektrum im Faserverstärker am PHELIX-Lasersystem das spektrale Maximum bei 1042 nm aufweist und zu kleineren Wellenlängen abflacht kann ein Ausgleich in der spektralen Intensitätsverteilung auftreten. Dafür wären die Voraussetzungen höhere Pumpleistungen innerhalb der ersten Verstärkerstufe, um ein vollständiges Aufbrauchen der Pumpleistung und der damit verbundenen spektralen Reabsorption des Signals im kurzwelligen Bereich zu unterbinden. Zudem ist eine möglichst hohe Pumpleistung innerhalb der zweiten Stufe notwendig, um die Effekte der gesättigten Verstärkung im Spektrum zu minimieren.

Aufgrund der spektralen Positionierung des Pulses auf der Abstiegsflanke des Emissionswirkungsquerschnitts ist zum Erreichen von 1 W Signalleistung nach der Verstärkung, den Erwartungen entsprechend, eine höhere Pumpleistung notwendig. Die gemessenen Ausgangsleistungen des Signals bei einer Pumpleistung von  $(3,4 \pm 0,3)$  W sind in Abbildung 4.3.8 zu sehen.



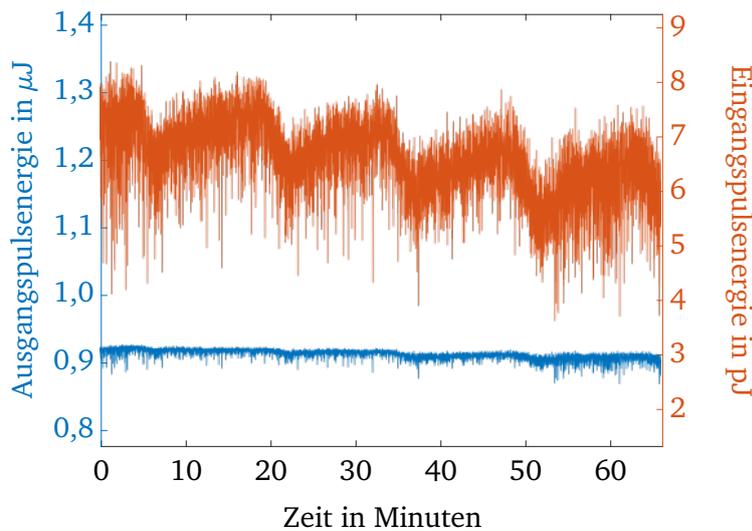
**Abbildung 4.3.8:** In der Abbildung ist die Abhängigkeit der Signalausgangsleistung (links) und des Verstärkungsfaktors (rechts) von der eingehenden Signalleistung bei einer Pumpleistung von  $(3,4 \pm 0,3)$  W und einem Signalspektrum um 1040 nm zu sehen.

Bei einem auf 1040 nm zentrierten Signal mit einer initialen Leistung von  $(1,42 \pm 0,09)$  mW wird mittels einer Pumpleistung von  $(3,4 \pm 0,3)$  W eine ausgehende Signalleistung von  $(951 \pm 51)$  mW erreicht. Das entspricht einer Verstärkung um den Faktor  $671 \pm 55$ . Im Vergleich dazu benötigt ein Signal mit zentraler Wellenlänge von 1030 nm und einer initialen Leistung von  $(1,49 \pm 0,09)$  mW eine Pumpleistung von  $(2,5 \pm 0,25)$  W, um eine Ausgangssignalleistung von  $(950 \pm 48)$  mW zu erreichen. Für die gleiche Ausgangsleistung des Signals ist entsprechend der Messungenauigkeit eine minimale Erhöhung der Pumpleistung um 350 mW notwendig. Dennoch zeigt die Messung, dass das gesetzte Ziel von 1 W Signalleistung auch mit ähnlichen Parametern zum PHELIX-Lasersystem erreichbar ist und dafür  $(49 \pm 4)$  % der verfügbaren Pumpleistung der zweiten Laserdiode notwendig sind.

Des Weiteren ist unter der Verwendung PHELIX-ähnlicher Parameter für das Signal, wie schon für ein Signal mit zentraler Wellenlänge um 1030 nm in Abschnitt 4.2.2, bei Pulsenergien im Bereich von  $1 \mu\text{J}$  anhand der Spektren in Abbildung 4.3.6 nach der Verstärkung keine Modulation durch Auswirkungen von SPM zu erkennen.

## Stabilität der Verstärkung bei PHELIX-ähnlichen Parametern des Signals

Innerhalb des vorherigen Abschnitts wird gezeigt, dass der aufgebaute Verstärker fähig ist, auch im Einsatz am PHELIX-Lasersystem die geforderte Verstärkung des Signals auf 1 W mittlere Leistung zu erreichen. Für den Einsatz am PHELIX-Lasersystem ist es jedoch auch von großer Bedeutung, dass der Verstärker mit den PHELIX-Parametern eine, auf die Eingangssignalleistung bezogene, stabile Ausgangssignalleistung generiert. Um diese Stabilität zu quantifizieren wurde für eine Dauer von ca. 66 Minuten die Eingangs- und Ausgangsleistung des Signals simultan vermessen. Das Resultat, umgerechnet in Energien pro Puls, ist in Abbildung 4.3.9 zu sehen.

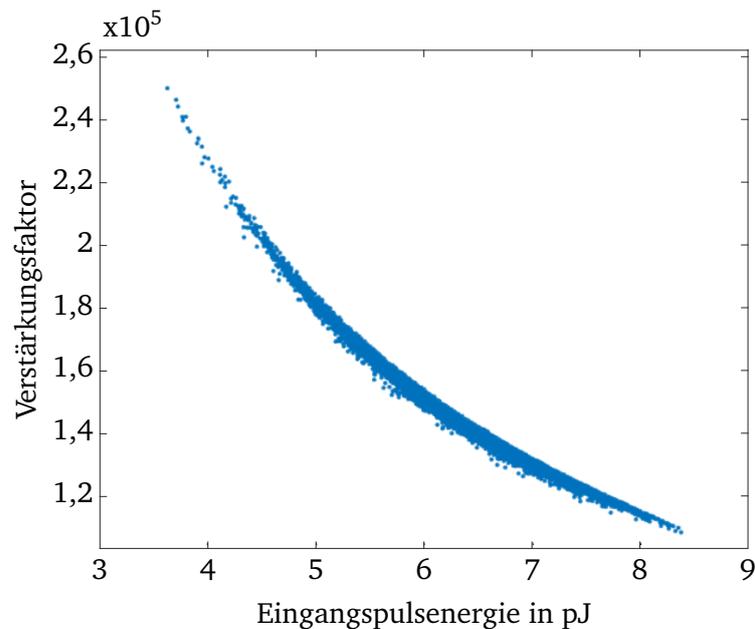


**Abbildung 4.3.9:** Aufnahme der Eingangspulsenergie (orange) und Ausgangspulsenergie (blau) über eine Zeitspanne von ca. 66 Minuten

Die Eingangsenergie der Pulse vor der ersten aktiven Faser beträgt im Mittel ( $6,6 \pm 0,9$ ) pJ, wobei die Messpunkte mit einer relativen Standardabweichung von 9,5 % um den Mittelwert fluktuieren. Zudem sind Oszillationen mit einer Periode im Bereich von 11 Minuten zu erkennen, in denen die Eingangsenergie um 12 bis 16 % steigt bzw. fällt. Zusätzlich zu diesen Oszillationen sinkt die Eingangsenergie außerdem um 1,04 pJ pro Stunde, entsprechend einer Absenkung um 14,5 % vom ursprünglichen Wert.

Nach der Verstärkung durch den Faserverstärker sind diese Schwankungen noch sichtbar, aber im Vergleich zur ursprünglichen Schwankung stark reduziert. Die mittlere Energie am Verstärkerausgang beträgt ( $913 \pm 52$ ) nJ und die relative Standardabweichung der Messwerte liegt bei 0,7 %. Die relative Standardabweichung der Signalenergie wird durch die Verstärkung um einen Faktor von 13,6 reduziert und die Messungenauigkeit des Mittelwerts wird somit durch der Ungenauigkeit des Messgeräts von 5 % dominiert. Die Oszillationen im Eingangssignal werden durch die gesättigte Verstärkung ebenfalls reduziert, sodass die Amplitude der Oszillation im Bereich von 0,5 % bis 0,6 % vom Anfangswert schwankt. In gleichem Maßstab wird der stetige Abfall des Eingangs von 14,5 % auf 1,5 % pro Stunde am Ausgang gesenkt. Weiterhin wird die relative Abweichung der minimalen bzw. maximalen Werte vom Mittelwert der Daten von 45,0 % bzw. 26,8 % am Eingang, auf 4,8 % bzw. 1,5 % am Ausgang reduziert.

Durch das, im Vergleich zum eingehenden Signal, nahezu konstante Ausgangssignal verhalten sich die Verstärkungsfaktoren des Faserverstärkers reziprok zur Eingangssignalleistung, wie in Abbildung 4.3.10 dargestellt.



**Abbildung 4.3.10:** Auftragung der gemessenen Verstärkungsfaktoren des Faserverstärkers über die Eingangssignalpulsenergie bei PHELIX-ähnlichen Signalparametern

Bei einer Eingangsenergie von  $(4,0 \pm 0,2)$  pJ ergibt sich ein Verstärkungsfaktor von  $227000 \pm 16000$  und bei einer Eingangsenergie von  $(8,0 \pm 0,4)$  pJ ein Verstärkungsfaktor von  $115000 \pm 8000$ . Aus der Verdopplung der Eingangsenergie resultiert entsprechend nahezu eine Halbierung des Verstärkungsfaktors. Aufgrund von Schwankungen der Pumpleistung ergeben sich, wie schon in der vorherigen Messreihe (vgl. Abschnitt 4.2.2), bei gleicher Eingangsenergie des Signals unterschiedliche Ausgangsenergien. Die maximale Abweichung des Verstärkungsfaktors bei gleicher Eingangsenergie liegt dabei maximal 4 % unter und 2 % über dem mittleren Verstärkungsfaktor.

---

## 5 Zusammenfassung

---

Die vorliegende Master-Thesis behandelt den Aufbau und die Charakterisierung eines doppelstufigen, Yb-dotierten Faserverstärkers, welcher für die Verwendung innerhalb eines uOPA-Systems am PHELIX-Lasersystem der GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt vorgesehen ist. Die Anforderungen an den Faserverstärker sind dementsprechend direkt an den Einsatz als erste Verstärkerstufe im uOPA-System geknüpft.

Darunter fällt die Verstärkung einer eingehenden Pulsstrecke mit Pulsenergien im Bereich von Piko- bis Nanojoule auf eine Ausgangspulsenergie im Bereich von  $1 \mu\text{J}$ . Dabei soll das verstärkte Signal eine höchstmögliche Stabilität und eine bestmögliche Strahlqualität aufweisen. Aufgrund des potentiellen Einsatzes des Verstärkers in zwei verschiedenen uOPA-Systemen, deren letzte Verstärkerstufen verschiedene aktive Medien mit schmaler Verstärkungsbandbreite um  $1030 \text{ nm}$  bzw.  $1040 \text{ nm}$  besitzen, soll der Verstärker zudem eine ausreichend breite Verstärkungsbandbreite aufweisen, um in beiden spektralen Bereichen die zuvor genannten Pulsenergien zu erreichen.

Unter diesen Anforderungen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein doppelstufiger Faserverstärker konzipiert, dessen Verstärkungsbandbreite, durch die Einbindung von Yb-Glas als aktives Medium, für den Einsatz in beiden uOPA-Systemen geeignet ist. Infolge des Prinzips eines reinen Faserverstärkers, durch die Faserkopplung aller Komponenten, resultiert eine justageunanfällige Konfiguration, deren Robustheit vorrangig durch die Einkopplung in das System begrenzt wird. Erhöhte Verluste durch Aus- und Wiedereinkopplung zwischen den Verstärkerstufen werden somit vermieden. Weiterhin wurde zur Verringerung des Auftretens nichtlinearer Effekte ein zeitlicher Pulsstrecke vor dem Faserverstärker aufgebaut.

Der gesamte Aufbau des Verstärkers basiert auf der Nutzung polarisationserhaltender Einzelmodenfasern und polarisationserhaltender Komponenten. Dazu zählen Faserkoppler, die eine Überwachung der Signalleistung im Verstärker ermöglichen, Faraday-Isolatoren zum Schutz des Systems vor Rückreflexen und ein Wellenlängendivisionsmultiplexer, dessen Eigenschaften die Einkopplung von Signal und Pumpstrahl in einen gemeinsamen Faserkern erlaubt. Des Weiteren erfolgt eine Reduzierung der Repetitionsrate über die Nutzung eines fasergekoppelten akustooptischen Modulators zwischen beiden Verstärkerstufen. Aufgrund der fixierten Bauweise dieses AOMs und eines geringen Strahldurchmessers in der Interaktionszone des Kristalls ist eine gezielte Selektion einzelner Pulse aus dem Pulszug möglich.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der konzipierte Verstärker aufgebaut und charakterisiert. Dabei wurden die aus den einzelnen Verstärkerstufen resultierenden Ausgangssignalleistungen und Signalspektren in Abhängigkeit von der eingehenden Signalleistung, den Pumpleistungen in der jeweiligen Verstärkerstufe und dem initialen Spektrum des Signals untersucht.

Anhand der aufgenommenen Daten konnte gezeigt werden, dass eine Einkoppeleffizienz von  $(69 \pm 5) \%$  erreicht wurde, wobei die volle Bandbreite des Pulsspektrums von  $(3,5 \pm 0,2) \text{ nm}$  bei einer zentralen Wellenlänge von  $1030 \text{ nm}$  vor dem Faserverstärker auch nach der Einkopplung erhalten blieb. Mittels eines Aufbaus aus einer  $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte und zwei Dünnschichtpolarisatoren wurde die eingekoppelte Signalleistung vor der ersten aktiven Faser zwischen  $(43 \pm 3) \mu\text{W}$  und  $(8,4 \pm 0,5) \text{ mW}$  variiert. Somit konnte die Abhängigkeit der Ausgangssignalleistung von der eingehenden Signalleistung innerhalb der ersten Verstärkerstufe bei Pumpleistungen im Bereich von  $60 \text{ mW}$  bis  $480 \text{ mW}$  analysiert werden.

Die gemessenen Daten zeigten, dass die aktive Faser bei einer eingehenden Signalleistung von  $(43 \pm 3) \mu\text{W}$  ab einer Pumpleistung von  $140 \text{ mW}$  keine vollständige Absorption des Pumpstrahls gewährleistet. Ab Pumpleistungen oberhalb von  $300 \text{ mW}$  war ein erhöhtes Auftreten von ASE im Bereich um  $980 \text{ nm}$  messbar und erreichte bei der maximalen Pumpleistung von  $480 \text{ mW}$   $(57 \pm 5) \%$  der Ausgangssignalleistung. Neben dem Auftreten von ASE bei kleinem Eingangssignal und unvollständig absorbiertes Pumpstrahl zeigte die Form des resultierenden Signalspektrums ebenfalls eine Abhängigkeit

---

von der Pumpleistung. Eine hohe, unvollständig absorbierte Pumpleistung führte zu einem, entsprechend des Emissionswirkungsquerschnitts von Yb-Glas, symmetrisch um 1030 nm verstärkten Spektrum. Die vollständige Absorption der Pumpleistungen verursachte hingegen eine Reabsorption der kurzwelligen Anteile des Signals, woraus eine Verlagerung des spektralen Schwerpunkts in den langwelligen Bereich des Pulsspektrums resultierte.

Weiter zeigte eine Auftragung der Ausgangssignalleistung über die eingehende Signalleistung gesättigtes Verhalten der Verstärkung, welches sich für geringe Pumpleistungen durch die Frantz-Nodvik-Gleichung beschreiben lässt. Bei einer Pumpleistung von  $(112 \pm 6)$  mW wurden Verstärkungsfaktoren von  $222 \pm 24$  für ein Eingangssignal mit  $(43 \pm 3)$   $\mu$ W Leistung und Verstärkungsfaktoren von  $7,3 \pm 0,6$  für ein Eingangssignal mit  $(8,4 \pm 0,5)$  mW Leistung gemessen. Bei einer Pumpleistung von  $(381 \pm 20)$  mW ergeben sich Ausgangssignalleistungen im Bereich von  $(75 \pm 5)$  mW bis  $(270 \pm 15)$  mW. Dabei zeigte sich, dass die Beschreibung der Daten durch die Frantz-Nodvik-Gleichung aufgrund von gesättigter Absorption und auftretender ASE nicht für Messpunkte beliebiger Eingangssignalleistung anzuwenden ist. Durch die gesättigte Verstärkung ergibt sich außerdem eine Angleichung der Signalleistung. Ein initialer Unterschied von einem Faktor 213 wird innerhalb der ersten Verstärkerstufe auf einen Faktor 3,6 reduziert.

Zur Charakterisierung der zweiten Verstärkerstufe wurde ebenfalls die Abhängigkeit des Ausgangssignals von der eingehenden Signal- und Pumpleistung untersucht. Dabei war das Ziel 1 W mittlere Ausgangsleistung bei einer Repetitionsrate von 1 MHz zu erreichen, entsprechend einer Pulsenergie im Bereich von 1  $\mu$ J. Es ergab sich, dass das Signalspektrum im Vergleich zu ersten Verstärkerstufe nahezu unabhängig von der eingehenden Signal- und Pumpleistung ist. Der Peak des Spektrums liegt nach der Verstärkung im langwelligen spektralen Anteil des Pulses.

Weiterhin ist das Auftreten von ASE auf geringe Eingangssignalleistungen im Bereich von wenigen 10  $\mu$ W begrenzt und liegt vorwiegend im Spektrum zwischen 1020 nm und 1040 nm. Die Auswertung der Ausgangssignalleistungen ergab außerdem, dass bei einer Pumpleistung von  $(2,7 \pm 0,3)$  W und einer in die zweite Stufe eingehenden Signalleistung von  $(1,5 \pm 0,1)$  mW eine Verstärkung des Signals auf eine mittlere Leistung von 1 W möglich ist. Auch bei einer initialen Signalleistung von  $(43 \pm 3)$   $\mu$ W ist die Schwelle von 1 W Ausgangsleistung, trotz geringerer eingehender Signalleistung in die zweite Stufe, bei einer Pumpleistung von  $(3,6 \pm 0,4)$  W, erreichbar. Zudem waren beim Erreichen von Pulsenergien im Bereich von 1  $\mu$ J anhand der Signalspektren keine Anzeichen von Modulationen durch nichtlineare Effekte wie SPM zu erkennen.

Eine Auswertung einer Aufnahme des Nahfelds nach der Verstärkung durch den gesamten Faserverstärker zeigte zudem eine Ähnlichkeit von 99,6 % zu einer Gauß-Mode, wodurch eine effiziente Einkopplung in den nachfolgenden regenerativen Verstärker möglich ist. Des Weiteren wurde im Rahmen dieser Ausarbeitung die Notwendigkeit einer präzisen Pulsselektion mittels AOM verdeutlicht. Es konnte gezeigt werden, dass eine ungenaue Selektion, z.B. der Ausschnitt zweier Pulsanteile, anstelle eines Pulses, zu einer Reduzierung der Pulsenergie um den Faktor zwei nach der Verstärkung führt.

Im Rahmen dieser Messreihe wurde die Verstärkung des Signals auf 1 W Ausgangsleistung weiterhin auf ihre Robustheit untersucht. Zu diesem Zweck wurde die Ausgangsleistung über eine Dauer von 65 Minuten aufgezeichnet. Dabei ergab sich eine mittlere Pulsenergie von  $(0,94 \pm 0,05)$   $\mu$ J mit einer relativen Standardabweichung der Messwerte von 0,09 %, wobei die Unsicherheit der Messung durch Ungenauigkeit des Messgeräts dominiert wird. Die Verstärkung reduziert dabei die Schwankung der eingehenden Pulsenergie von  $(111 \pm 6)$  pJ mit einer Standardabweichung von 0,9 % um den Faktor 10. Verbleibende Schwankungen in der Ausgangssignalleistung bei gleicher Eingangsenergie des Signals resultieren dabei aus Leistungsschwankungen der Pumpdioden.

Eine weitere Messreihe diente der Untersuchung der Eignung des Faserverstärkers für den Einsatz im PHELIX-Lasersystem. Dazu wurde geprüft, ob der Verstärker die Anforderungen an die Ausgangssignalleistung ebenfalls für PHELIX-ähnliche Signalparameter, bei einer spektralen Bandbreite von

---

$(3 \pm 0,2)$  nm um 1040 nm mit Peak im kurzwelligen Bereich und einer initialen eingekoppelten Leistung von  $(0,43 \pm 0,09)$  mW erfüllt.

Für diese Parameter wurde innerhalb der ersten Verstärkerstufe bei einer Pumpleistung von  $(486 \pm 26)$  mW ein Verstärkungsfaktor von  $393 \pm 121$ , entsprechend einer Verstärkung auf  $(175 \pm 24)$  mW gemessen. Die resultierende Signalleistung steigt dabei bis zu einer Pumpleistung von 350 mW linear mit dieser an. Oberhalb dieses Bereichs ist aufgrund der gesättigten Absorption kein linearer Zusammenhang zwischen Pump- und Ausgangssignalleistung mehr gegeben.

Ferner ist eine Abhängigkeit der spektralen Bandbreite (FWHM) des Signals von den Pumpleistungen der ersten und zweiten Verstärkerstufe zu beobachten. Dabei findet eine Verminderung der Bandbreite um wenige 0,1 nm für höhere Pumpleistungen statt. Auch in dieser Messreihe konnte gezeigt werden, dass nach der zweiten Verstärkerstufe eine Ausgangssignalleistung von  $(950 \pm 48)$  mW erreichbar ist und dabei keine Auswirkungen nichtlinearer Effekte anhand der Spektren ersichtlich waren. Hierbei war im Vergleich zu einem Signal um 1030 nm, bei einer vergleichbaren initialen Signalleistung, eine Erhöhung der Pumpleistung auf  $(3,4 \pm 0,3)$  W notwendig.

Ebenso konnte eine Reduktion der Fluktuationen des Eingangssignals durch die Verstärkung festgestellt werden. Dabei wurde in einer 66 minütigen Messung eine Verminderung der relativen Standardabweichung vom Mittelwert der Pulsenergie von  $(913 \pm 53)$  nJ um einen Faktor von 13,6 festgestellt. Weiterhin konnte die Amplitude von Oszillationen im Minutenbereich auf ein Zwanzigstel reduziert werden, wodurch ein stabiles Ausgangssignal erzielt wurde.

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Faserverstärker wurde inzwischen im uOPA des PHELIX-fs-Frontends eingebaut und hat sich dort bereits bewährt.

---

## Abkürzungsverzeichnis

---

<b>fs-Frontend</b>	Femtosekunden-Frontend
<b>SM-PM</b>	single mode polarization maintaining
<b>Laser</b>	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
<b>CPA</b>	Chirped Pulse Amplification
<b>ASE</b>	Amplified Spontaneous Emission
<b>PHELIX</b>	Petawatt Hoch-Energie Laser für schwerIoneneXperimente
<b>GSI</b>	GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH
<b>uOPA</b>	ultrafast Optical Parametric Amplifier
<b>XPW</b>	Cross Polarized Wave
<b>CVBG</b>	chirped volume bragg grating
<b>EM-Welle</b>	elektromagnetische Welle
<b>PANDA</b>	polarization maintaining and absorption reducing
<b>NA</b>	numerische Apertur
<b>LP-Mode</b>	linear polarisierte Mode
<b>FWHM</b>	full width at half maximum
<b>AOM</b>	akustooptischer Modulator
<b>SPM</b>	Selbstphasenmodulation
<b>WDM</b>	Wellenlängendivisionsmultiplexer
<b>GRIN-Linse</b>	Gradientenindexlinse
<b>PCF</b>	photonic crystal fiber
<b>Yb</b>	Ytterbium
<b>E-Feld</b>	elektrisches Feld
<b>ND-Filter</b>	Neutraldichtefilter
<b>RMSE</b>	root mean square error

---

## Literaturverzeichnis

---

- [1] A. Einstein, The Quantum Theory of Radiation, *Phys. Zeitschrift*, **18**(121), 1917, doi:10.1038/138483a0.
- [2] A. Kastler, Optical Methods of Atomic Orientation and of Magnetic Resonance, *J. Opt. Soc. Am.*, **47**(6):460–465, 1957.
- [3] T. H. Maiman, Stimulated Optical Radiation in Ruby, *Nature*, **187**(4736):493–494, 1960, doi:10.1038/187493a0.
- [4] R. W. Hellwarth and F. J. McClung, Giant Optical Pulsations from Ruby, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **33**(3):414, 1962.
- [5] L. E. Hargrove, R. L. Fork and M. A. Pollack, Locking of He-Ne Laser Modes Induced by Synchronous Intracavity Modulation, *Appl. Phys. Lett.*, **5**(1):4–5, 1964.
- [6] D. Strickland and G. Mourou, Compression of Amplified Chirped Optical Pulses, *Opt. Commun.*, **56**(3):219–221, 1985, doi:10.1016/0030-4018(85)90120-8.
- [7] V. Bagnoud, B. Aurand, A. Blazevic *et al.*, Commissioning and early experiments of the PHELIX facility, *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, **100**(1):137–150, 2010, doi:10.1007/s00340-009-3855-7.
- [8] V. Bagnoud and F. Wagner, Ultrahigh temporal contrast performance of the PHELIX petawatt facility, *High Power Laser Sci. Eng.*, **4**:1–8, 2016, doi:10.1017/hpl.2016.38.
- [9] V. V. Ivanov, A. Maksimchuk and G. Mourou, Amplified spontaneous emission in a Ti:sapphire regenerative amplifier, *Appl. Opt.*, **42**(36):7231, 2003, doi:10.1364/AO.42.007231, URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-42-36-7231>.
- [10] F. Wagner, C. P. João, J. Fils *et al.*, Temporal contrast control at the PHELIX petawatt laser facility by means of tunable sub-picosecond optical parametric amplification, *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, **116**(2):429–435, 2014, doi:10.1007/s00340-013-5714-9.
- [11] F. Wagner, Kontrolle des zeitlichen Kontrastes am Lasersystem PHELIX, PhD, TU Darmstadt, 2014.
- [12] R. S. Marjoribanks, F. W. Budnik, L. Zhao *et al.*, High-contrast terawatt chirped-pulse-amplification laser that uses a 1-ps Nd:glass oscillator, *Opt. Lett.*, **18**(5):361–363, 1993, doi:10.1364/OL.18.000361, URL <http://eutils.ncbi.nlm.nih.gov/entrez/eutils/elink.fcgi?dbfrom=pubmed&id=19802136&retmode=ref&cmd=prlinks>.
- [13] J. Itatani, J. Faure, M. Nantel *et al.*, Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection, *Opt. Commun.*, **148**(1-3):70–74, 1998, doi:10.1016/S0030-4018(97)00638-X.
- [14] J. Limpert, F. Röser, T. Schreiber *et al.*, High-Power Ultrafast Fiber Laser Systems, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **12**(2):233–244, 2006, doi:10.1109/JSTQE.2006.872729.
- [15] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki *et al.*, Fiber chirped-pulse amplification system emitting 38 GW peak power, *Opt. Express*, **19**(1):255, 2011, doi:10.1364/OE.19.000255, URL <https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-19-1-255>.

- 
- [16] M. Ueffing, R. Lange, T. Pleyer *et al.*, Direct regenerative amplification of femtosecond pulses to the multimillijoule level, *Opt. Lett.*, **41**(16):3840, 2016, doi:10.1364/OL.41.003840, URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-41-16-3840>.
- [17] M. Siebold, M. Hornung, J. Hein *et al.*, Diode-pumped chirped pulse amplification to the TW level using Yb:CaF<sub>2</sub>, *AIP Conf. Proc.*, **1209**:119–122, 2010, doi:10.1063/1.3326303.
- [18] M. Kienel, M. Müller, A. Klenke *et al.*, 12 mJ kW-class ultrafast fiber laser system using multidimensional coherent pulse addition, *Opt. Lett.*, **41**(14):3343, 2016, doi:10.1364/OL.41.003343.
- [19] C. P. João, F. Wagner, J. Körner *et al.*, A 10-mJ-level compact CPA system based on Yb:KGW for ultrafast optical parametric amplifier pumping, *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, **118**(3):401–407, 2015, doi:10.1007/s00340-015-6003-6.
- [20] H. M. Pask, R. J. Carman, D. C. Hanna *et al.*, Ytterbium-Doped Silica Fiber Lasers : Versatile Sources for the 1-1.2  $\mu\text{m}$  Region, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **1**(1):2–13, 1995, doi:10.1109/2944.468377.
- [21] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper *et al.*, Ytterbium-Doped Fibre Amplifiers, *IEEE J. Quantum Mech.*, **33**(7), 1997, doi:10.1109/3.594865.
- [22] C. Hönniger, R. Paschotta, M. Graf *et al.*, Ultrafast ytterbium-doped bulk lasers and laser amplifiers, *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, **69**(1):3–17, 1999, doi:10.1007/s003400050762.
- [23] H. Fattahi, A. Alismail, H. Wang *et al.*, High-power, 1-ps, all-Yb:YAG thin-disk regenerative amplifier, *Opt. Lett.*, **41**(6):1126, 2016, doi:10.1364/OL.41.001126, URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-41-6-1126>.
- [24] J. Limpert, F. Röser, S. Klingebiel *et al.*, The rising power of fiber lasers and amplifiers, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **13**(3):537–544, 2007, doi:10.1109/JSTQE.2007.897182.
- [25] I. P. Kaminow, Polarization in Optical Fibers, *Quantum*, **C**:15–22, 1981.
- [26] C. D. Poole, Statistical treatment of polarization dispersion in single-mode fiber, **13**(8):687–689, 1988.
- [27] G. P. Agrawal, Nonlinear fiber optics, Academic Press, 3. Edition, S. 4,7,17,32–35,39,45,52,75,78,299–300,451, 2001, doi:10.3367/UFNr.0160.199005k.0151.
- [28] J. C. Maxwell, A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field, *Philos. Trans. R. Soc. London*, **155**(1865):459–512, 1865.
- [29] N. Bloembergen, Nonlinear Optics, W. A. Benjamin, Inc., S. 2, 1965.
- [30] R. Engelbrecht, Nichtlineare Faseroptik - Grundlagen und Anwendungsbeispiele, Springer Vieweg, S. 70,145, 2014, doi:10.1007/978-3-642-40968-4ISBN.
- [31] T. Pertsch, Computational Photonics, 2010, doi:10.1002/9780470667064, URL [http://www.iap.uni-jena.de/iapmedia/de/Lecture/Computational+Photonics1335823200/CPho12\\_lectures\\_01\\_to\\_09\\_script.pdf](http://www.iap.uni-jena.de/iapmedia/de/Lecture/Computational+Photonics1335823200/CPho12_lectures_01_to_09_script.pdf).
- [32] V. Pasiskevicius, R. Lindberg, P. Zeil *et al.*, Accurate modeling of high-repetition rate ultrashort pulse amplification in optical fibers, *Sci. Rep.*, **6**(34742), 2016, doi:10.1038/srep34742.
- [33] B. Kibler, J. M. Dudley and S. Coen, Supercontinuum generation and nonlinear pulse propagation in photonic crystal fiber: influence of the frequency-dependent effective mode area, *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, **81**(2-3):337–342, 2005, doi:http://dx.doi.org/10.1007/s00340-005-1844-z.

- 
- [34] P. V. Mamyshev and S. V. Chernikov, Ultrashort-pulse propagation in optical fibers, *Opt. Lett.*, **15**(19):1076–1078, 1990, doi:10.1364/OL.15.001076.
- [35] D. Marcuse, *Theory of dielectric optical waveguides*, Academic Press, S. 167, 1974.
- [36] R. Joenk and R. Landauer, Laser Pulse Distortion in a Nonlinear Dielectric, *Phys. Lett. A*, **24**(4):228–229, 1967, doi:10.1016/0375-9601(67)90579-8.
- [37] T. Brabec and F. Krausz, Nonlinear Optical Pulse Propagation in the Single-Cycle Regime, *Phys. Rev. Lett.*, **78**(17):3282–3285, 1997, doi:10.1103/PhysRevLett.78.3282.
- [38] J. M. Dudley, G. Genty and S. Coen, Supercontinuum generation in photonic crystal fiber, *Rev. Mod. Phys.*, **78**(4):1135–1184, 2006, doi:10.1103/RevModPhys.78.1135.
- [39] R. Hellwarth, J. Cherlow and T. T. Yang, Origin and Frequency Dependence of Nonlinear Optical Susceptibilities of Glasses, *Phys. Rev. B*, **11**(2):964–967, 1975, doi:10.1103/PhysRevB.11.964.
- [40] V. V. Ter-Mikirtychev, *Fundamentals of Fiber Lasers and Fiber Amplifiers*, Springer, S. 67,174, 2014, doi:10.1007/978-3-319-02338-0.
- [41] J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte *et al.*, All fiber chirped-pulse amplification system based on compression in air-guiding photonic bandgap fiber, *Opt. Express*, **11**(24):3332, 2003, doi:10.1364/OE.11.003332.
- [42] S. Backus, C. G. Durfee, M. M. Murnane *et al.*, High power ultrafast lasers, *Rev. Sci. Instrum.*, **69**(3):1207–1223, 1998, doi:10.1063/1.1148795.
- [43] D. M. Pennington, M. D. Perry, B. C. Stuart *et al.*, Petawatt laser system, *Solid State Lasers Appl. to Inert. Confin. Fusion Second Annu. Int. Conf.*, **3047**:490–500, 1997, doi:3047.
- [44] B. Nikolaus and D. Grischkowsky, 12 × pulse compression using optical fibers, *Appl. Phys. Lett.*, **42**(1):2011–2013, 1983, doi:10.1063/1.93749.
- [45] E. B. Treacy, Optical Pulse Compression With Diffraction Gratings, *IEEE J. Quantum Electron.*, **5**(9):454–458, 1969, doi:10.1109/JQE.1969.1076303.
- [46] O. E. Martinez, Grating and prism compressors in the case of finite beam size, *J. Opt. Soc. Am. B*, **3**(7):929, 1986, doi:10.1364/JOSAB.3.000929, URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=josab-3-7-929>.
- [47] L. Glebov, L. Glebova and A. Glebov, Volume-chirped Bragg gratings : monolithic components for stretching and compression of ultrashort laser pulses, *Opt. Eng.*, **53**(5), 2014, doi:10.1117/1.OE.53.5.051514.
- [48] O. E. Martinez, 3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion: Application to fiber compensation in 1.3-1.6 μm region, *IEEE J. Quantum Electron.*, **23**(1):59–64, 1987, doi:10.1109/JQE.1987.1073201.
- [49] O. E. Martinez, Negative group-velocity dispersion using refraction, *J. Opt. Soc. Am. A*, **1**(10):1003–1006, 1984.
- [50] AAOptoelectronic, MT250-IR6-Fio-PM-Ic TECHNICAL DATA SHEET 2015, URL <http://www.pegasus-optik.de/PDF/MT200-250-IR6-IR10-Fio-Ic-2015.pdf>.
- [51] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell *et al.*, Properties of photonic crystal fiber and the effective index model, *J. Opt. Soc. Am. A*, **15**(3):748, 1998, doi:10.1364/JOSAA.15.000748.

- 
- [52] T. A. Birks, J. C. Knight and P. S. J. Russell, Endlessly single-mode photonic crystal fiber, *Opt. Lett.*, **22**(13):961–963, 1997, doi:10.1364/OL.22.000961.
- [53] K. Saitoh and M. Koshiba, Empirical relations for simple design of photonic crystal fibers, *Opt. Express*, **13**(1):267, 2005, doi:10.1364/OPEX.13.000267.
- [54] NKT Photonics A/S, DC-135/14-PM-Yb Datasheet, 2008, URL <http://www.nktphotonics.com/wp-content/uploads/sites/3/2015/03/dc-135-14-pm-yb.pdf?1512558871>.
- [55] C. Fiorini, C. Sauteret, C. Rouyer *et al.*, Temporal Aberrations Due to Misalignments of a Stretcher-Compressor System and Compensation, *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**(7):1662–1670, 1994, doi:10.1109/3.299499.
- [56] D. Javorkova, P. Neumayer, T. Kühl *et al.*, New PW stretcher-compressor design for PHELIX laser, **5945**:59451C–59451C–11, 2005, doi:10.1117/12.638979, URL <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?articleid=1331010>.
- [57] D. Marcuse, Field deformation and loss caused by curvature of optical fibers, *J. Opt. Soc. Am. A*, **66**(4), 1976.

---

## Danksagung

---

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Menschen bedanken, die zum Gelingen dieser Master-Thesis beigetragen haben.

**Markus**, dir möchte ich zuallererst danken. Du hast mich schon als Bachelorstudent in deine Arbeitsgruppe aufgenommen und dort mein Interesse an deinem Forschungszweig geweckt. Es hat viel Spaß gemacht sowohl die Zeit während der Bachelor-, als auch der Masterarbeit in deiner Gruppe an der GSI zu verbringen und ich habe seitdem einiges gelernt. Vielen Dank dafür!

Weiterhin möchte ich mich bei meinem Betreuer **Christian** bedanken. Mit dir kann man morgens um 7 Uhr wunderbar den stärksten Kaffee der Welt genießen und Abends um 7 aus dem Labor fallen, um im Anschluss den Arbeitstag mit einem Feierabendbier ausklingen zu lassen. Du hast mir stets geholfen, wenn ich mal nicht weiter wusste. Danke dafür! Ps. Muh.

**Vincent**, dir möchte ich dafür danken, dass man trotz deines vollgepackten Terminkalenders immer zu dir kommen konnte, wenn es mal Probleme oder Fragen gab und du dir immer die Zeit genommen hast dich mit meinen Problemen zu beschäftigen.

**Victor, Annika** und **Johannes** auch bekannt als die 9-Uhr-wichtigstes-Meeting-des-Tages-Truppe, bei euch möchte ich für den ganzen Schwachsinn bedanken über den wir reden oder fabrizieren. In dieser Runde nimmt keiner ein Blatt vor den Mund und ich hoffe das bleibt genau so.

**Jonas**, mein Dank an dich geht raus, weil man mit dir ernsthaft über Dinge philosophieren, komische Laute von sich geben, Zehn-Stunden-Youtube-Videos sehr laut und nervtötend im Büro abspielen oder einfach mal 5 Stunden an einem Abend investieren kann, um Victor einen Streich zu spielen. Vielen Dank dafür.

Weiterhin möchte ich mich bei all meinen Büro-, Container- und AG-Kollegen bedanken. Danke dafür, dass ihr mich in eure Runde aufgenommen habt und trotz meiner Pöbeleien auch noch nicht wieder rausgeworfen habt.

Vielen Dank auch an die PHELIX-Crew mit der ich auch einige Zeit verbracht habe und hoffentlich noch verbringen werde!

Danke auch nochmal an alle, die diese Arbeit beim Korrekturlesen zerpfückt haben: **Victor, Jonas, Katharina**.

Mein besonderer Dank gilt meinen Eltern **Manfred** und **Patricia Zobus**. Ohne eure Unterstützung wäre mein gesamtes Studium nicht möglich gewesen. Danke, dass ihr mich auf jegliche Art und Weise unterstützt habt und immer für mich da wart.

Zuletzt möchte ich mich bei meiner Freundin **Katharina** bedanken. Danke, dass du mich immer aufheiterst und für mich da bist, auch wenn ich mal wieder vollkommen aufgedreht bin. Danke für alles.

---

## Erklärung zur Master-Thesis

---

Hiermit versichere ich, die vorliegende Master-Thesis ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 29.11.2018

---

(Yannik Zobus)