

---

# Brillouin-LIDAR: Erprobung und Erweiterung

---

**Brillouin-LIDAR: Testing and extension**

Dissertation von David Rupp  
Juni 2018



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT

Fachbereich Physik  
Institut für Angewandte Physik  
Laser und Quantenoptik

Brillouin-LIDAR: Erprobung und Erweiterung  
Brillouin-LIDAR: Testing and extension

Genehmigte Dissertation von M. Sc. David Rupp aus Worms

Referent: Prof. Dr. Thomas Walther  
Korreferent: Prof. Dr. Wolfgang Elsäßer

Tag der Einreichung: 26.06.2018  
Tag der Prüfung: 16.07.2018

Darmstadt – D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: [urn:nbn:de:tuda-tuprints-76973](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:tuda-tuprints-76973)  
URL: [tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/7697](https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/7697)

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,  
E-Publishing-Service der TU Darmstadt

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



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:  
Creative Commons – Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 4.0  
International

[creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/legalcode](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/legalcode)

Institut für Angewandte Physik  
Technische Universität Darmstadt



# Brillouin-LIDAR

## Erprobung und Erweiterung

Vom Fachbereich Physik  
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades  
eines Doktors der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation  
von  
M. Sc. David Rupp  
aus Worms

Referent: Prof. Dr. Thomas Walther  
Korreferent: Prof. Dr. Wolfgang Elsäßer

Darmstadt 2018



# Kurzzusammenfassung

Die Temperaturverteilung innerhalb der obersten Wasserschicht in den Ozeanen hat maßgeblichen Einfluss auf Wetterphänomene und das Klima im Allgemeinen. Die Messung von tiefenaufgelösten Temperaturprofilen in dieser sogenannten Durchmischungszone ist deshalb für die Verbesserung von Klima- und Ozeanmodellen sowie Wettervorhersagen von großer Bedeutung. Sie erfolgt bisher ausschließlich mit berührungsbasierten Messsystemen, die entweder langsam und unflexibel oder kostenintensiv sind. Als zusätzliches Werkzeug für die tiefenaufgelöste Temperaturprofilbestimmung wird deshalb das Brillouin-LIDAR-System entwickelt, welches die Messung berührungslos mithilfe von Laserpulsen ermöglicht. In seiner finalen Ausbaustufe, soll es so kompakt, leicht und vibrationsunanfällig sein, sodass es von einer mobilen Plattform aus betrieben werden kann, zum Beispiel an Bord eines Helikopters.

Als Strahlquelle wird ein frequenzverdoppeltes Faserverstärkersystem verwendet, das Laserpulse bei einer Wellenlänge von 543,3 nm bereitstellt. Werden die Pulse ins Wasser eingestrahlt, kommt es dort unter anderem zur Brillouin-Streuung. Dabei handelt es sich um eine inelastische Streuung des Lichtes an Dichtefluktuationen, die sich mit der Schallgeschwindigkeit ausbreiten. Bei der Streuung erfährt das Licht eine Frequenzverschiebung, die über den Brechungsindex und die Schallgeschwindigkeit mit der Temperatur und dem Salzgehalt des Wassers verknüpft ist. Das gestreute Licht wird aufgefangen und mit Hilfe eines atomaren Kantenfilters (ESFADOF) analysiert. Der Filter übersetzt die Frequenzverschiebung in eine einfache Transmissionsänderung, sodass die Temperaturinformation über eine einfache normierte Leistungsmessung erhalten werden kann.

Die vorliegende Arbeit beschreibt unter anderem den ersten Feldtest, der mit dem System durchgeführt wurde. Dieser fand an der italienischen Mittelmeerküste in La Spezia statt. Nach dem Feldtest wurden dort gemachte Erfahrungen genutzt, um das System für zukünftige Feldtests zu optimieren.

Außerdem wurden im Labor Messungen durchgeführt mit dem Ziel eine empirische Relation zwischen der spektralen Breite des Brillouin-gestreuten Lichtes, der Temperatur und dem Salzgehalt zu erhalten. Dazu wurde das in einem mit Wasser verschiedener Temperaturen und Salzgehalten gefüllten Probenrohr gestreute Licht mithilfe eines Fabry-Pérot-Interferometers spektral untersucht.

Die erhaltene empirische Relation wurde schließlich genutzt, um zu simulieren, ob man die Temperatur und den Salzgehalt unter Verwendung von zwei Kantenfiltern, deren Kanten leicht gegeneinander verschoben sind, gleichzeitig bestimmen kann. Die dabei gewonnenen Ergebnisse sprechen dafür, dass dies möglich und die dabei erreichbare Temperaturgenauigkeit ausreichend ist.



# Abstract

The ocean temperature distribution within the mixed layer has a strong impact on weather phenomena and the climate in general. Therefore, measurements of depth resolved temperature profiles in the ocean are of great interest in order to improve climate and ocean modeling as well as weather forecasting. So far, there exist only contact based measurement techniques, which are slow or expensive. Hence, the development of the Brillouin LIDAR system capable of measuring the depth resolved temperature profile remotely via the use of laser pulses. In its final state, the system should be compact, light and insensitive to vibrations for operation on a mobile platform, such as a helicopter.

The laser source consists of a frequency doubled fiber amplifier system generating 543.3 nm laser pulses. These laser pulses are scattered via Brillouin scattering throughout the water column. Brillouin scattering is an inelastic scattering process involving density fluctuations of the water traveling at the speed of sound. The scattered light undergoes a frequency shift dependent on the speed of sound and the index of refraction, which are in turn dependent on temperature and salinity. The back-scattered light is collected and analyzed with an atomic edge filter (ESFADOF), which converts the frequency shift into a transmission change. Thus, this change in transmission is water temperature dependent and is easily measured by detecting the power of the scattered light before and after passing through the edge filter. The present thesis describes the first field test of the system, which took place in La Spezia, Italy. Back in the laboratory, the system was optimized in order to improve its reliability and robustness for future field tests.

Furthermore, measurements were performed in the laboratory with the prime goal of finding an empirical relation between the spectral width of the Brillouin scattered light, the temperature and the salinity. For this purpose, light was sent into a water tube with adjustable temperature and salinity. The back-scattered light was analyzed with a Fabry-Pérot-interferometer.

The obtained empirical relation was used to simulate whether it is possible to measure temperature and salinity simultaneously with the system by introducing a second edge filter. The results indicate that it is in fact possible with a satisfactory accuracy.



# Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	LIDAR	5
2.2	Brillouin Streuung	7
2.3	Faserverstärker	10
2.3.1	Lichtleitung in Glasfasern	10
2.3.2	Verstärkungsmedium Ytterbium	13
2.3.3	Praxis	14
2.4	ESFADOF	15
3	Aufbau des gepulsten Systems und Messmethode	19
3.1	Aufbau während des Feldtests	21
3.1.1	Seed-Laser	21
3.1.2	CW-Faserverstärker	24
3.1.3	Pulserzeugung	28
3.1.4	Gepulste Faserverstärkerstufen	29
3.1.5	Wasser	41
3.1.6	Empfangsoptik	43
3.1.7	Absorptionsfilter	43
3.1.8	ESFADOF	51
3.2	Datenaufnahme	60
4	Feldtest	63
4.1	Pulsantwort aus dem Hafenbecken	66
4.2	Temperatur-Messungen	69
4.2.1	Diskussion	73
4.3	Probleme während des Feldtests	74
4.4	Fazit	80
5	Optimierung des Aufbaus für weitere Feldeinsätze	81
5.1	Akusto-optischer Modulator	81
5.2	Neue erste Faserverstärkerstufe - Komplett verspleißt	87
5.3	Auswirkungen auf die zweite Faserverstärkerstufe	95
5.4	Auswirkungen auf die dritte Faserverstärkerstufe	98
5.5	Auswirkungen auf die vierte Faserverstärkerstufe	100

## Inhaltsverzeichnis

---

5.6	Auswirkungen auf die Frequenzverdopplung . . . . .	104
5.7	Neue Pulsformen . . . . .	110
6	Spektrale Breite des Brillouin-gestreuten Lichtes	119
6.1	Aufbau zur Messung der spektralen Breite des Brillouin-gestreuten Lichtes . .	120
6.2	Auswertung der Messungen . . . . .	124
7	Gleichzeitige Bestimmung von Temperatur und Salzgehalt	131
7.1	Simulation . . . . .	133
7.2	Eindeutigkeit . . . . .	134
7.3	Genauigkeit . . . . .	135
8	Zusammenfassung & Ausblick	141
A	Empirische Relationen zwischen der spektralen Eigenschaften der Brillouin-Streuung in Wasser, der Temperatur und dem Salzgehalt	145
	Literaturverzeichnis	147
	Tagungsbeiträge	155
	Betreute Arbeiten	157
	Lebenslauf	159
	Danksagung	161





# Kapitel 1

## Einleitung

Mit einer Gesamtfläche von 362 Millionen Quadratkilometern bedecken die Ozeane über 70 % der Erdoberfläche. Sie umfassen mehr als 1,3 Milliarden Kubikkilometer Wasser und haben zusammengenommen eine ca. 270 mal so große Masse wie die gesamte Atmosphäre [1, 2]. Die Wärmekapazität der Meere übersteigt die der Atmosphäre damit fast um das Tausendfache. Allein durch diese kurze Betrachtung wird klar, dass der Einfluss der Ozeane auf das Weltklima von herausragender Bedeutung ist.

In Bezug auf das Klima und das Wetter ist insbesondere die Dynamik der ersten 10–200 m Wassertiefe von Interesse. Diese oberste Schicht wird Durchmischungszone genannt und ihre Tiefe hängt von vielen verschiedenen Faktoren ab. Sie steht in ständiger Wechselwirkung mit der Atmosphäre und prägt so das Wetter [3, 4]. Damit trägt sie auch zu Unwetterkatastrophen bei, wie zum Beispiel Wirbelstürmen, die je nach geographischem Ort Hurrikane, Zyklone oder Taifune genannt werden [5, 6]. Deren Entstehung, Stärke und Route hängt unmittelbar mit der Wärmeverteilung in der Durchmischungszone zusammen. Gelingt es, diese Wärmeverteilung zu bestimmen, können zum Beispiel Aussagen über den möglichen Auftreffort des Sturms auf Land gemacht und eine unter Umständen notwendige Evakuierung des Gebiets veranlasst werden.

Bedingt durch die Eigenschaften solcher Stürme sollte eine Messung der Wärmeverteilung zügig von statten gehen, ohne jemanden in Gefahr zu bringen. Dies ist mit heute verfügbaren Messmethoden nicht vereinbar. Sie haben alle den Nachteil, dass die Temperatur mit Sensoren gemessen wird, die in direktem Kontakt mit dem Wasser stehen müssen. Zwar gibt es auch satellitenbasierte Messungen, diese messen allerdings nur die Oberflächentemperatur bis zu einer maximalen Tiefe von einigen Millimetern, je nach Messvariante [7]. Die vielfältigen Messmethoden mit kontaktbasierten Sensoren sind in Hinblick auf die erreichbare Tiefe naturgemäß wesentlich weniger beschränkt. Es gibt beispielsweise Einwegsensoren „expandable Bathythermographs“ (XBT), die über einen Draht, während des freien Falls nach unten, die gemessene Temperatur an eine Messstation schickt, welche sich an der Wasseroberfläche befindet (Schiff, oder vom Flugzeug abgeworfene Funkstation [8]). Außerdem gibt es autonome Drifter und Gleiter, die selbstständig Temperaturprofile aufnehmen und von der Wasseroberfläche per Funk versenden sowie natürlich schlicht Schiffe, die Sensoren an langen Kabeln ins Wasser herablassen.

Alle diese „in situ“ Methoden sind vergleichsweise langsam bzw. unflexibel, weshalb sie zur Erkundung in der Nähe eines Sturmes ungeeignet sind. Deshalb wird daran gearbeitet ein flexibel einsetzbares, schnelles und kontaktloses Messverfahren zu entwickeln. Beim in dieser

Arbeit vorgestellten Brillouin-LIDAR-System handelt es sich um eine Messmethode, die genau diese Eigenschaften erfüllt. Es basiert auf dem „light detection and ranging“-Prinzip (LIDAR). Mit ihm soll es in Zukunft möglich sein mithilfe von Laserpulsen instantan tiefenaufgelöste Temperaturprofile bis zu ca. 100 m Tiefe zu messen [9]. Als Temperaturindikator soll der Effekt der Brillouin-Streuung dienen. Dabei kommt es zu einer inelastischen Streuung des eingestrahnten Lichtes an Dichtefluktuationen im Wasser, was eine Frequenzverschiebung zur Folge hat. Die Größe der Frequenzverschiebung hängt mit der Schallgeschwindigkeit im Wasser zusammen, welche wiederum, unter anderem, direkt von der Temperatur und dem Salzgehalt abhängt.

Die erzeugten Laserpulse haben eine Wellenlänge von 543,3 nm, was zum einen spektral in einem Bereich liegt, bei dem der Absorptionskoeffizient von Wasser niedrig ist, also eine hohe Eindringtiefe erreicht werden kann [10], zum anderen ist sie auf den verwendeten Detektor abgestimmt. Dieser nutzt einen Übergang zwischen zwei angeregten Rubidiumzuständen um mithilfe von optisch gepumpten Rubidiumgaszellen zunächst das elastisch gestreute Licht aus dem zurück gestreuten Licht zu eliminieren. Eine weitere Rubidiumgaszelle innerhalb eines starken Magnetfeldes bildet einen „excited state Faraday anomalous dispersion optical filter“ (ESFADOF). Dieser produziert steile Transmissionskanten im spektralen Bereich des Brillouin-gestreuten Lichtes und übersetzt die Frequenzverschiebung somit in eine Transmissionsänderung, die einfach zu messen ist.

Da das System von einem Helikopter oder Flugzeug aus betrieben werden soll, um schnell und flexibel einsatzfähig zu sein, muss es klein, leicht, robust und sparsam im Energieverbrauch sein. Insbesondere müssen die verwendeten Laser und der gesamte Aufbau unempfindlich gegen Vibrationen und Schall sein.

Am Brillouin-LIDAR-Projekt wurden vor der vorliegenden Arbeit drei Dissertationen verfasst [11–13]. Die erstgenannte von K. Schorstein befasste sich mit der Entwicklung der Strahlquelle. Gleichzeitig beschäftigte sich A. Popescu mit dem Aufbau des Detektors, insbesondere des ESFADOFs. A. Rudolf kombinierte anschließend die beiden Aufbauten und entwickelte sie weiter. Am Ende seiner Arbeit gelang eine Labordemonstration des Funktionsprinzips. In der vorliegenden Arbeit sollte dann als nächster logischer Schritt ein erster Feldtest durchgeführt werden, um die Funktionsfähigkeit des Systems unter Bedingungen außerhalb des Labors zu prüfen und die dabei neu gewonnenen Erkenntnisse in die Optimierung des Systems einfließen lassen zu können. Gleichzeitig sollte untersucht werden wie sich die spektrale Breite des Brillouin-gestreuten Lichtes unter verschiedenen Temperaturen und Salzgehalten verhält, um die Machbarkeit einer gleichzeitigen Bestimmung der Temperatur und des Salzgehaltes mit dem Brillouin-LIDAR-System zu evaluieren.

Diese Arbeit gliedert sich in acht Kapitel. Nach der Einleitung werden die theoretischen Grundlagen der wichtigsten physikalischen Prinzipien, die zum Verständnis des Brillouin-LIDAR-Systems von Nöten sind, erläutert. Dazu zählt das allgemeine LIDAR-Prinzip, also die Fernerkundungsmethode unter Zuhilfenahme von aktiv ausgesendetem Licht. Es wird allgemein und im Speziellen für das Brillouin-LIDAR-System dargestellt, wie ein Signal aussieht, das man durch Streuung von einem Laserpuls erhält. Anschließend folgt eine detaillierte Beschreibung der Brillouin-Streuung und deren Zusammenhang mit der Temperatur und

---

dem Salzgehalt in Wasser. Die Strahlquelle des Brillouin-LIDAR-Systems besteht im Wesentlichen aus einer Faserverstärkerkette, die von einer kontinuierlichen und vier gepulsten Faserverstärkerstufen gebildet wird und in welche Licht von einem „distributed feedback laser“ (DFB) zur Verstärkung injiziert wird. Deshalb wird das Prinzip des Faserverstärkers beschrieben, insbesondere wird dabei auf Ytterbium-dotierte Faserverstärker eingegangen, da alle verwendeten Faserverstärker ebensolche sind. Den Abschluss des Kapitels bildet die theoretische Beschreibung des Detektorprinzips ESFADOF. Es wird grundlegend erläutert wie es zu dem charakteristischen Transmissionsspektrum mit den zwei steilen Kanten kommt, die dem Detektor auch den Namen „Kantenfilter“ verleihen.

Im dritten Kapitel wird der gesamte Aufbau des gepulsten Brillouin-LIDAR-Systems dargestellt und die Funktionsweise der einzelnen Komponenten beschrieben. Zunächst wird die Messmethode grob vorgestellt, bevor in den Unterabschnitten auf die einzelnen Systemteile wie Seedlaser, Faserverstärkerstufen, Pulserzeugungseinheit, Frequenzverdopplung und Detektorkomponenten eingegangen wird. Dabei wird der Stand des Systems zur Zeit des Feldtests beschrieben. Zu den einzelnen Teilsystemen wird jeweils meist auch eine oder mehrere charakteristische Messung gezeigt, wie zum Beispiel die Leistungskennlinie einer Faserverstärkerstufe oder ein gemessenes Transmissionsspektrum des ESFADOFs.

Das nächste Kapitel konzentriert sich auf den durchgeführten Feldtest im Centre for Maritime Research and Experimentation (CMRE), das sich in La Spezia an der italienischen Mittelmeerküste befindet. Dorthin wurde das System, nach dem Umbau auf einen kleineren optischen Tisch, transportiert, um im dortigen Hafenbecken Testmessungen unter realen Umweltbedingungen durchzuführen. Es werden einige dort angestellte Messungen vorgestellt und auch die Probleme erläutert, die am System unter diesen Bedingungen festgestellt wurden.

Auf Basis dieser Probleme wurden optimierbare Teilsysteme des Brillouin-LIDARs identifiziert und weiterentwickelt. Diese Verbesserungen und ihre Auswirkungen auf das Gesamtsystem sind Thema des fünften Kapitels. So wurde das Pulserzeugungssystem, das zuvor auf einem elektro-optischen Modulator und einem Mach-Zehnder-Modulator basierte, durch einen fasergekoppelten akusto-optischen Modulator ausgetauscht. Außerdem wurde die erste gepulste Faserverstärkerstufe durch eine Variante, welche aus ausschließlich fasergekoppelten Komponenten aufgebaut ist, ersetzt. Beide Austauschvorgänge sind ein Schritt Richtung einer Strahlquelle, die komplett aus einem zusammenhängenden Fasernetzwerk ohne dazwischenliegende Freistrahlstrecken besteht. Dies ist erstrebenswert, um die Vibrationsanfälligkeit des Systems weiter zu senken. Durch den Austausch der Pulserzeugungseinheit sind mit dem System ganz neue Repetitionsratenbereiche zugänglich. Zuvor betrug die maximal einstellbare Repetitionsrate 5 kHz, jetzt ist erst im einstelligen Megahertzbereich eine Grenze erreicht. Die Untersuchung der nun erreichbaren Leistungen bzw. Pulsenergien der einzelnen Stufen und die erzeugte Pulsform bilden den Rest des Kapitels.

Kapitel 6 umfasst die Beschreibung des Messaufbaus zur Bestimmung der spektralen Breite des Brillouin-gestreuten Lichtes bei verschiedenen Temperaturen und Salzgehalten sowie die Darstellung der Messergebnisse. Hierbei wird das Spektrum des gestreuten Lichtes mithilfe eines Fabry-Perot-Interferometers aufgezeichnet und anschließend analysiert. Es konnte eine empirische Relation aus den Daten extrahiert werden, die es ermöglichte zu prüfen, ob

eine gleichzeitige Bestimmung der Temperatur und des Salzgehaltes aus dem Spektrum des Brillouin-gestreuten Lichtes möglich ist.

Diese theoretische Überprüfung findet im siebten Kapitel statt. Dazu wurde das Brillouin-Spektrum anhand der empirischen Relationen der Frequenzverschiebung und der spektralen Breite simuliert. Mit diesen Spektren und mit ebenso simulierten ESFADOF-Transmissionspektren wurden Berechnungen angestellt, die zeigen sollen, ob unter Verwendung zweier Kantenfilter, deren Kanten an leicht verschiedenen spektralen Stellen liegen, eine eindeutige Zuordnung der zwei erhaltenen Signale zu dem vorliegenden Temperatur- und Salzgehalt-Paar existiert.

Die Arbeit schließt mit einem zusammenfassenden Kapitel, in dem die Ergebnisse noch einmal eingeordnet werden und auch ein Ausblick auf anstehende Arbeiten gegeben wird.

# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Grundlagen zum Verständnis der vorliegenden Arbeit erläutert. Zunächst wird der Begriff LIDAR und dessen generelle Funktionsweise als Fernerkundungsmethode erläutert, bevor der beim Brillouin-LIDAR-System genutzte Effekt der Brillouin-Streuung beschrieben wird. Im Anschluss werden die beiden wichtigsten Prinzipien, auf denen die Strahlquelle des Systems und der Detektor fußen, beschrieben. Dies ist einerseits für die Strahlquelle das Prinzip der Verstärkung von Licht mithilfe eines Ytterbium-dotierten Faserverstärkers, andererseits für den Detektor die Wirkungsweise eines „excited state Faraday anomalous dispersion optical filter“ (ESFADOF). Teilweise erfolgen Erläuterungen zu einzelnen physikalischen Prozessen auch erst in späteren Abschnitten der Arbeit, in welchen sie gerade relevant sind.

### 2.1 LIDAR

„Light detection and ranging“ (LIDAR) ist eine Fernerkundungsmethode, bei der, mithilfe von Licht, physikalische Eigenschaften eines entfernten Objektes berührungslos gemessen werden. Objekt ist hier ein weit gefasster Begriff. So gibt es LIDAR-Systeme, welche zur Untersuchung der Atmosphäre auf z.B. Windgeschwindigkeiten [14], oder Temperaturprofile [15] oder viele Eigenschaften mehr hin untersuchen. Sie werden auch zur automatischen Abstands- und Geschwindigkeitskontrolle, beispielsweise bei selbst-fahrenden Autos eingesetzt [16]. Im Ozean werden sie z.B. zur Bestimmung der Chlorophyll-Konzentration [17] oder zur topographischen Kartographie des Meeresbodens in niedrigen Wassertiefen [18] genutzt. Bei all diesen verschiedenen Einsatzgebieten ist das grundlegende Prinzip immer gleich. Licht wird ausgesendet und nach Interaktion mit dem zu vermessenden Objekt wird dieses Licht, das durch die Interaktion auf verschiedene Weisen seine Ausbreitungsrichtung gedreht hat (zum Beispiel Reflexion oder Streuung), mithilfe einer Auffangoptik eingesammelt und mit einem Detektor aufgenommen und untersucht. Da sich Detektor und Strahlquelle meist am gleichen Ort befinden, wird typischerweise das Licht aufgesammelt, dass seine Richtung um  $180^\circ$  geändert hat. Nutzt man eine gepulste Strahlquelle, dann kann über die Laufzeit des Lichtes auf die Entfernung der Wechselwirkungszone, in der das Licht umgekehrt ist, geschlossen werden:

$$z = \frac{ct}{2n} \quad (2.1)$$

$z$  ist der Abstand des Wechselwirkungsortes zur Strahlquelle und Detektor,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $t$  die seit dem Aussenden des Pulses vergangene Zeit und  $n$  der Brechungsindex des Mediums, in dem sich das Licht ausbreitet.

Das Brillouin-LIDAR-System soll eingesetzt werden, um tiefenaufgelöst Temperaturprofile im Ozeanwasser zu bestimmen. Folglich werden Laserpulse ins Wasser eingestrahlt und die zeitliche Signalantwort des zurück gestreuten Lichtes detektiert. Durch den speziellen Detektor erfolgt dabei auch eine vereinfachte spektrale Analyse, die in Abschnitt 2.4 erläutert wird. Die zeitliche Form der Antwortfunktion besteht dabei aus der Faltung der zeitlichen Pulsform der eingestrahelten Laserpulse mit der Antwortfunktion des Ozeans auf einen hypothetischen, unendlich kurzen Laserpuls. Diese LIDAR-Gleichung sieht für einen Puls der zeitlichen Form  $P(t, t_0)$  folgendermaßen aus:

$$P_S(t) = \int_0^{\frac{ct}{2n}} P\left(t - \frac{2nz}{c}, t_0\right) \eta \frac{AO(z)}{4\pi(z+z_0)^2} \beta(z) e^{-2\alpha(z)z} dz \quad (2.2)$$

Diese Gleichung basiert mit einigen Modifikationen auf der LIDAR-Gleichung aus [19]. Insbesondere wurde aus dem Ortsraum durch Faltung mit dem zeitlichen Pulssignal in den Zeitraum gewechselt.  $P_S(t)$  ist die Leistung, die am Detektor ankommt, also das Signal erzeugt.  $P(t, t_0)$  ist die zeitliche Pulsform des ins Wasser gesendeten Pulses, mit dem zeitlichen Offset  $t_0$ .  $\eta$  beschreibt die Effizienz des Detektors, also zum Beispiel Verluste, die in der Auffangoptik oder danach auftreten.  $A$  ist die Fläche der Auffangapertur des Detektors,  $z_0$  der Abstand von dieser Apertur zum Beginn des betrachteten Mediums, also im Falle des Brillouin-LIDARs der Abstand zur Wasseroberfläche.  $O(z)$  beschreibt die tiefenabhängige Überlappung aus dem Sichtfeld des Detektors und dem Strahl des Lichtes.  $\beta(z)$  gibt die Stärke des Prozesses an, der zur Rückstreuung führt, und ist bei inhomogenen Medien unter Umständen auch abhängig von der Eindringtiefe. Der Abschwächungskoeffizient  $\alpha(z)$  setzt sich aus der Addition des Absorptions- und des Streu-Koeffizienten zusammen und ist ein Maß für die Verluste die das Licht im Wasser durch Absorption und Streuung aus dem Sichtfeld des Detektors erfährt. Der Abschwächungskoeffizient kann auch tiefenabhängig sein. Da das Licht die Strecke  $z$ , welche es bis zum Wechselwirkungsort zurückgelegt hat, auf dem Rückweg ein zweites Mal durchqueren muss, kommt der Faktor 2 im Exponent des Terms  $e^{-2\alpha(z)z}$  zustande. Der Term beschreibt dabei das exponentielle Abnehmen der transmittierten Leistung nach dem Beer-Lambert'schen-Gesetz [20, 21].

Die Reichweite eines LIDAR-Systems wird also vor allem durch die beiden Terme  $(z+z_0)^{-2}$  und  $e^{-2\alpha(z)z}$  begrenzt. Wie sich in späteren Abschnitten der Arbeit zeigen wird, war während des Feldtest vor allem letzterer ein Problem, da das Wasser einen sehr hohen Abschwächungskoeffizienten  $\alpha$  aufwies. In klarem Ozeanwasser ist der typische Abschwächungskoeffizient ca.  $0,1-0,2 \text{ m}^{-1}$ , in Küstennähe steigt er auf über  $0,4 \text{ m}^{-1}$  an und in Hafenbecken kann über  $2 \text{ m}^{-1}$  erreicht werden (in [22] gemessen bei einer Wellenlänge von 530 nm, also nahe an der Brillouin-LIDAR-Wellenlänge von 543,3 nm), so wie es auch während des Feldtests im Hafenbecken der Fall war. Die Eindringtiefe war dadurch bedingt sehr niedrig, sodass eine tiefenaufgelöste Messung nicht möglich war. Genauere Erläuterungen zu dem Problem befinden sich im Kapitel 4.

Im Fall des Brillouin-LIDAR-Systems setzt sich die zeitliche Signalantwort  $P_S(t)$  aus mehreren Anteilen zusammen, die durch verschiedene Streuprozesse erzeugt werden. Zum einen kommt es zu elastischer Streuung an Schwebeteilchen im Wasser, zum anderen kommt es zu den beiden inelastischen Streuprozessen: Raman-Streuung und Brillouin-Streuung. Bei der Raman-Streuung werden Rotations- und Vibrations-Zustände der Wassermoleküle angeregt, wobei die beteiligten Photonen Energie verlieren. Das gestreute Licht erfährt so eine Wellenlängenverschiebung, die bei Anregung im grünen Wellenlängenbereich bis in den roten Wellenlängenbereich reicht. Dort ist zum einen die Absorption im Wasser viel höher, sodass hier eine deutliche Abschwächung auf dem Rückweg Richtung Detektor entsteht, zum anderen ist der Detektor mit Bandpassfiltern ausgestattet, welche das restliche Raman-gestreuete Licht unterdrücken. Zum Signal  $P_S(t)$  trägt es folglich nicht bei. Die Brillouin-Streuung, welche im nächsten Abschnitt genauer beleuchtet wird, erfährt nur eine geringe Frequenzverschiebung, sodass sich das Signal aus den Anteilen der elastischen Streuung und der Brillouin-Streuung zusammensetzt. Der Unterschied in Gleichung (2.2) besteht im Wesentlichen in unterschiedlichen Werten für  $\beta(z)$  für die beiden Streuarten. In reinem Wasser gilt als Intensitätsverhältnis zwischen der elastischen Rayleigh-Streuung und der inelastischen Brillouin-Streuung:

$$\frac{I_R}{2I_B} = \gamma - 1 \quad (2.3)$$

Dabei sind  $I_R$  und  $I_B$  die Intensitäten der Rayleigh- und der Brillouin-Streuung und  $\gamma$  ist der Isentropenexponent. Das Verhältnis ist nach den Entdeckern Landau-Placzek-Verhältnis benannt [23, 24]. Es ist temperaturabhängig und bei Temperaturen unterhalb von 40 °C liegt das Verhältnis unter 0,04 [25]. Die Brillouin-Streuung ist also der dominierende Faktor im gestreuten Licht. Durch Verunreinigungen des Wassers mit Schwebeteilchen wird dieses Verhältnis jedoch schnell umgekehrt und die elastische Streuung nimmt den größten Anteil am gestreuten Licht ein.

Das elastisch gestreute Licht stellt für das Brillouin-LIDAR-System einen Störfaktor dar, deswegen wird es über einen geeigneten Filtermechanismus aus dem gestreuten Licht herausgefiltert. In Abschnitt 3.1.7 wird der genaue Grund für die Anfälligkeit der Messmethode und der Wirkmechanismus des Filters näher beschrieben.

## 2.2 Brillouin Streuung

Bei der Brillouin-Streuung, die zuerst von Mandel'stham [26] und Brillouin [27] beschrieben wurde, kommt es zu einer inelastischen Streuung von Licht an Dichtefluktuationen in einem Medium. Am einfachsten lassen sich die charakteristischen Eigenschaften des Effektes über ein Photon-Phonon-Wechselwirkungsbild herleiten:

Bei der Brillouin-Streuung kommt es zur Erzeugung oder der Vernichtung von akustischen Phononen (Schallquanten). Die Phononen beschreiben dabei die Dichtefluktuationen des Wassers, die sich mit der Schallgeschwindigkeit ausbreiten. Bei der Erzeugung und auch bei

der Vernichtung muss dabei Energie- und Impulserhaltung gelten, sodass dem beteiligten Photon Energie entzogen bzw. hinzugefügt wird:

$$\nu_{\text{aus}} = \nu_{\text{ein}} \pm \nu_{\text{Schall}} \quad (2.4)$$

$$\vec{k}_{\text{aus}} = \vec{k}_{\text{ein}} \pm \vec{k}_{\text{Schall}} \quad (2.5)$$

$\nu_{\text{ein}}$ ,  $\nu_{\text{aus}}$  und  $\nu_{\text{Schall}}$  stehen hier für die Frequenzen des einfallenden, ausfallenden Photons und des Phonons in dieser Reihenfolge. Die auf die gleiche Weise indizierten Vektoren  $\vec{k}$  sind die zugehörigen Wellenvektoren. Der erste Teil der Gleichung beschreibt die Energieerhaltung, der zweite die Impulserhaltung. Das Pluszeichen kommt bei Schallquanten-Vernichtung zum Tragen, bei Erzeugung eines Phonons das Minuszeichen.

Aus der Impulserhaltung folgt mit  $k_i = |\vec{k}_i|$ :

$$k_{\text{Schall}}^2 = (\vec{k}_{\text{aus}} - \vec{k}_{\text{ein}})^2 = k_{\text{aus}}^2 + k_{\text{ein}}^2 - 2\vec{k}_{\text{aus}} \cdot \vec{k}_{\text{ein}} = k_{\text{aus}}^2 + k_{\text{ein}}^2 - 2k_{\text{aus}}k_{\text{ein}} \cos \theta \quad (2.6)$$

Der Winkel zwischen eingestrahlttem Licht und gestreutem Licht ist hier als  $\theta$  bezeichnet. Die Energie der Phononen ist viel geringer als die der Photonen, weshalb approximierend  $k_{\text{aus}} \approx k_{\text{ein}}$  angenommen werden kann. Daraus folgt:

$$k_{\text{Schall}}^2 = 2k_{\text{ein}}^2 (1 - \cos \theta) = 4k_{\text{ein}}^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (2.7)$$

$$k_{\text{Schall}} = \pm 2k_{\text{ein}} \sin \frac{\theta}{2} \quad (2.8)$$

Dies entspricht der Bragg-Bedingung bei Streuung an Ebenen, die gerade den Abstand der Wellenlänge der Phononen  $\lambda_{\text{Schall}}$  haben [28].

Die Schallwellenfrequenz  $\nu_{\text{Schall}}$  ist wegen der Energieerhaltung betragsmäßig gleichzusetzen mit der Frequenzverschiebung, die das Licht erfährt  $\nu_{\text{Schall}} = |\nu_B| = |\nu_{\text{aus}} - \nu_{\text{ein}}|$ . Für sie gilt wegen  $k_{\text{Schall}} = 2\pi \frac{\nu_B}{v_{\text{Schall}}}$  und  $k_{\text{ein}} = 2\pi \frac{n}{\lambda_{\text{ein}}}$ :

$$\nu_B = \pm 2 \frac{nv_{\text{Schall}}}{\lambda_{\text{ein}}} \sin \frac{\theta}{2} \quad (2.9)$$

Es erfolgt eine Frequenzverschiebung in beide Richtungen. Es gibt einen rotverschobenen Anteil, der bei der Erzeugung eines Phonons entsteht und einen blauverschobenen Anteil, der bei der Auslöschung eines Phonons entsteht. Wie in Abschnitt 2.1 bereits erwähnt, wird beim Brillouin-LIDAR-System nur das unter einem Winkel von  $180^\circ$  zurückgestreute Licht aufgesammelt. Der Sinus-Term hat in diesem Fall gerade den Wert eins.

Die Frequenzverschiebung hängt linear vom Brechungsindex und der Schallgeschwindigkeit ab und ist antiproportional zur eingestrahltten Wellenlänge des Lichtes. Die Temperaturabhängigkeit der Frequenzverschiebung, die ausgenutzt werden soll, um Temperaturprofile mit dem LIDAR-System aufzunehmen, hat ihren Ursprung in der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex und der Schallgeschwindigkeit. Beide Größen haben außerdem eine

Salzgehaltabhängigkeit und  $n$  ist zudem wellenlängenabhängig. Es existieren empirische Polynome, welche die Abhängigkeiten beschreiben [29, 30]:

$$n(T, S, \lambda) = n_0 + S(n_1 + n_2 T + n_3 T^2) + n_4 T^2 + \frac{n_5 + n_6 S + n_7 T}{\lambda} + \frac{n_8}{\lambda^2} + \frac{n_9}{\lambda^3} \quad (2.10)$$

$$v_{\text{Schall}}(T, S) = c_0 + c_1 T + c_2 T^2 + c_3 T^3 + c_4 S + c_5 S^2 + c_6 S T + c_7 S T^2 \quad (2.11)$$

Die einzelnen Werte der Koeffizienten sind im Anhang aufgelistet, T und S steht für Temperatur (in °C) und Salzgehalt (in ‰). Eine Abhängigkeit vom herrschenden Druck besteht auch, wird aber in den folgenden Betrachtungen vernachlässigt, da sie als additiver Term jederzeit beigefügt werden kann und somit nachträglich integrierbar ist. Die relative Änderung der Schallgeschwindigkeit  $\frac{\partial v_{\text{Schall}}(T, S)}{\partial T} / v_{\text{Schall}}(T, S)$  mit der Temperatur ist über den gesamten interessanten Temperatur- und Salzgehalt-Bereich 1–2 Größenordnungen größer als  $\frac{\partial n(T, S, \lambda)}{\partial T} / n(T, S, \lambda)$ . Auch die relative Salzgehaltabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit ist noch um einen Faktor 5 größer als die des Brechungsindex. Die Schallgeschwindigkeit dominiert folglich den Verlauf der Temperatur- und Salzgehalt-Abhängigkeit der Brillouin-Frequenzverschiebung.

Das System aus den fünf Variablen  $T$ ,  $S$ ,  $\nu_B$ ,  $v_{\text{Schall}}$ ,  $n$  und den drei Gleichungen (2.9), (2.10) und (2.11) ist unterbestimmt und bleibt dies auch wenn man eine Größe, wie zum Beispiel mit dem Brillouin-LIDAR die Brillouin-Frequenzverschiebung misst. Bisher ist es deswegen notwendig den Salzgehalt zu kennen, um die Temperatur bestimmen zu können. In der Praxis wird dies bisher durch eine Kalibrierung mit dem jeweiligen zu vermessenden Wasser erreicht, die im Verlauf der Arbeit noch erläutert wird.

Ein Ziel dieser Arbeit ist es herauszufinden, ob durch die gleichzeitige Messung der Linienbreite  $\Delta \nu_B$  des Brillouin-gestreuten Lichtes parallel zur Temperatur auch der Salzgehalt bestimmt werden kann. Die Linienbreite ist in der bisherigen Betrachtung noch nicht diskutiert worden, was an dieser Stelle jetzt nachgeholt wird. Das Spektrum des Brillouin-gestreuten Lichtes hat die Form zweier addierter Lorentzfunktionen, deren Peakspitzen bei  $\pm \nu_B$  liegen, also:

$$S_B(\nu, \nu_B, \Delta \nu_B) = \frac{1}{\pi} \left( \frac{\frac{\Delta \nu_B}{2}}{(\nu - \nu_B)^2 + \left(\frac{\Delta \nu_B}{2}\right)^2} + \frac{\frac{\Delta \nu_B}{2}}{(\nu + \nu_B)^2 + \left(\frac{\Delta \nu_B}{2}\right)^2} \right) \quad (2.12)$$

Es handelt sich hierbei um ein normiertes Spektrum, dessen Fläche 2 ergibt, also jede Lorentzfunktion einzeln auf 1 normiert ist. Der theoretische Zusammenhang zwischen der spektralen Breite der Brillouin-Peaks und Wasser-spezifischen Parametern ist dabei bekannt [31, 32]:

$$\Delta \nu_B = \frac{\Gamma}{2} \left( \frac{4\pi n}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \right)^2 \quad (2.13)$$

$$\Gamma = \frac{1}{\rho} \left( \frac{4}{3} \eta_s + \eta_v + \frac{\kappa}{C_p} (\gamma - 1) \right) \quad (2.14)$$

Mit den folgenden einzelnen Parametern des Wassers: Die Scherviskosität  $\eta_s$ , die Volumenviskosität  $\eta_v$ , die Wärmeleitfähigkeit  $\kappa$ , die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck  $C_p$  und der Isentropenexponent  $\gamma$ . Insbesondere für die Volumenviskosität liegen keine verlässlichen Daten vor, um die theoretische Abhängigkeit der spektralen Breite des Brillouin-gestreuten Lichtes von der Temperatur und dem Salzgehalt anzugeben. Ein weiteres Ziel dieser Arbeit war es deshalb, eine empirische Relation zwischen der spektralen Breite der Brillouin-Streuung und der Temperatur sowie dem Salzgehalt herzustellen. Eine genauere Beschreibung erfolgt in Kapitel 6.

In der bisherigen Betrachtung der Brillouin-Streuung wurde von Streuung an zufälligen, statistisch verteilten Dichtefluktuationen, die zu jeder Zeit in einem Medium vorhanden sind, ausgegangen. Dieser Effekt der spontanen Brillouin-Streuung muss von dem Effekt der stimulierten Brillouin-Streuung abgegrenzt werden. Der Wirkmechanismus basiert auf dem selben Phänomen, der Streuung an Dichtefluktuationen, allerdings werden diese bei der stimulierten Brillouin-Streuung zunächst durch das Licht selbst induziert. Es handelt sich also um einen nichtlinearen Effekt. In dieser Arbeit tritt er vor allem als störender Effekt innerhalb der Verstärker-Fasern auf und wird deshalb im nächsten Abschnitt erläutert.

## 2.3 Faserverstärker

Der größte Teil der am Brillouin-LIDAR-Projekt verwendeten Strahlerzeugungssysteme wird von Faserverstärkern gebildet. Dabei handelt es sich um speziell gefertigte Glasfasern mit deren Hilfe Licht unter Beibehaltung der spektralen Eigenschaften verstärkt werden kann. Erstmals experimentell durchgeführt wurde dies 1964 von C. J. Koester [33], nachdem es 1961 von E. Snitzer [34] vorgeschlagen wurde. Die Glasfasern bestehen aus Faserkern und Fasermantel, wobei der Kern meist mit Ionen eines oder mehrerer Metalle der Seltenen Erden dotiert ist. Am Brillouin-LIDAR-Projekt kommen ausschließlich Ytterbium-dotierte Fasern zum Einsatz. Bedingt durch die Fasergeometrie kann Licht in die Faser so eingekoppelt werden, dass es entlang der Faser geführt wird. Mithilfe der dotierten Ionen kann nun Energie bzw. Leistung von einem eingekoppelten Pump Laser auf die zu verstärkende und ebenfalls eingekoppelte Seedlaserstrahlung übertragen werden. Diese beiden wesentlichen Eigenschaften, also das Führen von Licht und der Verstärkungsmechanismus werden in den folgenden beiden Sektionen näher erläutert.

### 2.3.1 Lichtleitung in Glasfasern

Glasfasern können so gefertigt werden, dass sie Licht, welches unter bestimmten Voraussetzungen in die Faser eingestrahlt wird, entlang der Faser leiten können. In Abbildung 2.1 sind einige Beispiele an Glasfaserquerschnitten von Fasern, die in diesem Aufbau verwendet werden, schematisch dargestellt.

Der einfachste Fall ist der oben links dargestellte. Ein Glasfaserkern umgeben von einem

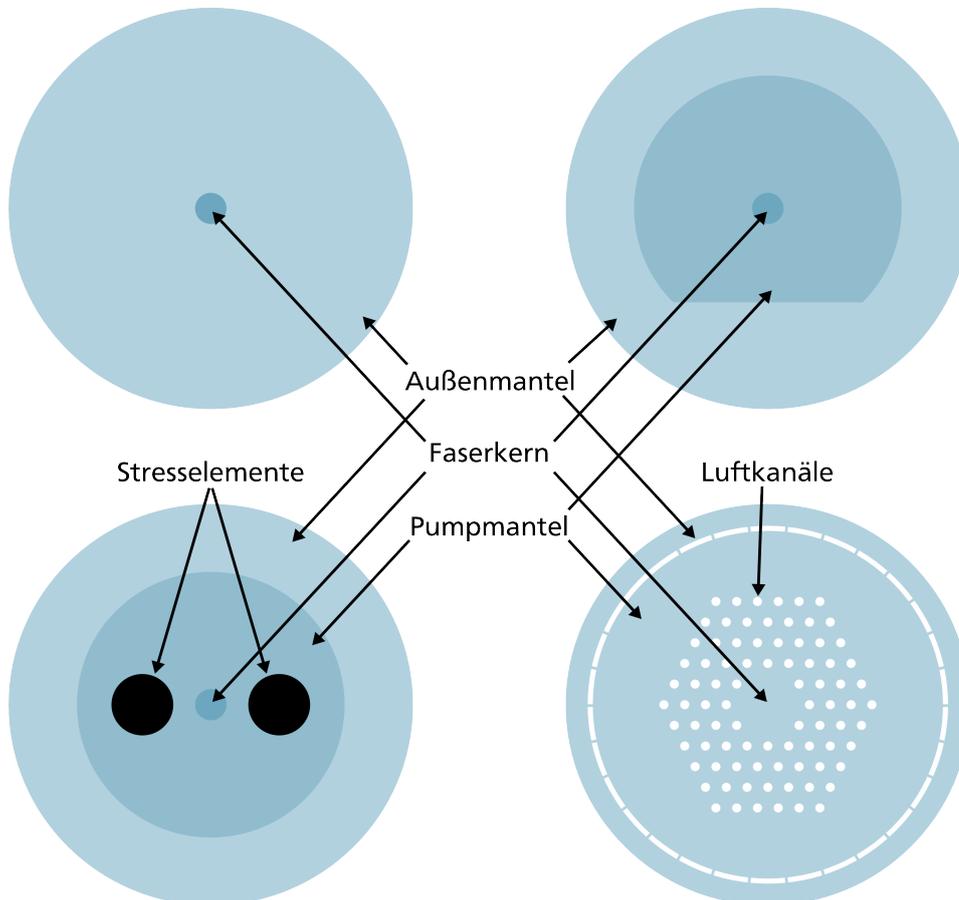


Abbildung 2.1: Verschiedene Fasergeometrien von am Brillouin-LIDAR-Projekt eingesetzten Fasertypen. Oben links: Faser die nur aus einem Faserkern und einem Fasermantel besteht. Oben Rechts: Doppelmantel-Faser, die einen zusätzlichen Pumpmantel enthält, dessen Symmetrie gebrochen ist, um eine bessere Modendurchmischung im Pumplicht zu generieren. Unten links: Doppelmantel-Faser mit für den Zweck der Polarisationserhaltung integrierten Stresselementen. Unten rechts: Photonische Kristallfaser mit Luftkanälen. Der Brechungsindex ist umso größer, je dunkler ein Objekt gezeichnet ist. Die Durchmesser der Komponenten sind nicht im richtigen Maßstab zueinander dargestellt.

Glasmantel mit geringerem Brechungsindex. Dieser Aufbau beschreibt eine sogenannte Stufenindexfaser. Licht, das unter einem Winkel gegenüber der Faserachse der kleiner ist als:

$$n \sin \theta = NA = \sqrt{n_{\text{Kern}}^2 - n_{\text{Mantel}}^2} \quad (2.15)$$

eingestrahlt wird, verbleibt aufgrund von Totalreflexion in der Faser und wird von dieser geführt [35].  $n$  ist dabei der Brechungsindex des die Faser umgebenden Mediums. Eine weitere wichtige Kennzahl einer Faser neben der numerischen Apertur (NA) ist die sogenannte  $V$ -Zahl:

$$V = \frac{2\pi r}{\lambda} NA \quad (2.16)$$

$r$  steht hier für den Kernradius. Mithilfe der  $V$ -Zahl kann berechnet werden, wie viele LP-Moden von der vorliegenden Faser geführt werden. Für  $V < 2,4048$  wird nur die  $LP_{01}$ -Mode geführt[35], es handelt sich dann um eine „single-mode Faser“ in einem bestimmten Wellenlängenbereich. Die im Brillouin-LIDAR-System eingesetzten Stufenindex-Fasern sind alle single-mode Fasern.

Allerdings haben manche der Verstärkerfasern eine kompliziertere Aufbaustruktur. So ist zum Beispiel die in Abschnitt 3.1.2 beschriebene Verstärkerfaser aufgebaut, wie die schematische Zeichnung oben rechts in Abbildung 2.1 darstellt. Zwischen Faserkern und äußerem Mantel existiert hier noch ein weiterer Mantel, der das Pumplicht führt und dessen Brechungsindex zwischen dem des Kerns und dem des äußeren Mantels liegt. Da der Pumpmantel einen größeren Durchmesser und auch eine größere NA hat, kann Pumplicht mit großer Leistung und geringerer Strahlqualität, da es sich meistens um mehrere Transversalmoden handelt, in ihn eingekoppelt werden. Um eine gute Überlappung des Pumplichtes mit dem dotierten Kern, in dem das zu verstärkende Licht geführt wird, zu erreichen, kann die Symmetrie des Pumpmantels gebrochen werden, sodass eine Transversalmoden-Durchmischung stattfindet, bzw. sich keine ungünstige LP-Mode ausbildet, die wenig Intensität in der Mitte bedeuten würde. Im Bild ist beispielsweise ein D-förmiger Pumpmantel zu sehen, so wie er auch beim verwendeten CW-Faserverstärker zum Einsatz kommt. Es gibt aber noch zahlreiche andere Geometrievarianten [36–38].

Die bisher betrachteten Faservarianten haben keinen intrinsischen Unterschied für die beiden möglichen orthogonalen linearen Polarisationsrichtungen, so kann leicht Energie von der einen Polarisationsrichtung in die andere transferiert werden. Um eine polarisationserhaltende Faser zu fertigen, werden deshalb Stresselemente mit eingebaut, die eine gewollte Doppelbrechung hervorrufen, sodass die beiden Polarisationsrichtungen unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten in der Faser haben. Dies macht einen Energietransport in die jeweils andere Polarisationsrichtung deutlich schwieriger [39]. Koppelt man Licht in eine der beiden ausgezeichneten Achsen ein, wird die Polarisation erhalten. Unten links in Abbildung 2.1 ist eine solche Faservariante dargestellt. Die Stresselemente sind hier kreisförmig so wie bei den im Brillouin-Lidar-Projekt verwendeten polarisationserhaltenden Fasern, es gibt aber auch hier wieder viele verschiedenen Varianten [39, 40].

Der letzte verwendete Fasertyp (in Abbildung 2.1 unten rechts) sind die sogenannten photonischen Kristall-Fasern (PCF). Diese sind nicht aus verschiedenen Gläsern mit unterschiedlichen

Brechungsindizes aufgebaut, sondern aus einem Glas mit eingelassenen Luftkanälen, die eine dreieckige Kristallstruktur bilden und angeordnet in einem Sechseck den luftkanalfreien Kernbereich umschließen. Durch sie wird im Wesentlichen der „effektive Brechungsindex“ im Bereich der Luftkanäle herabgesetzt, sodass es auch hier zum lichtleitenden Effekt kommt. Einen guten Überblick über verschiedene Arten von PCFs gibt es in [41]. Mithilfe des effektiven Brechungsindex kann wieder die  $V$ -Zahl nach Gleichung (2.16) bestimmt werden. Der Vorteil der PCFs ist, dass über die Größe und den Abstand der Luftkanäle der effektive Brechungsindex des Mantels sehr präzise gefertigt werden kann. So kann trotz steigendem Kerndurchmesser, der benötigt wird um höhere Leistungen transportieren zu können, trotzdem ein single-mode Betrieb aufrecht erhalten werden, da die NA entsprechend verkleinert werden kann. Bei Stufenindex-Fasern ist dies nicht ohne weiteres möglich. Die NA des Pumpmantels kann bei PCFs gleichzeitig sehr groß sein, da hier die Technologie des „air cladding“ angewendet wird. Die Pumpmantelbegrenzung wird wiederum durch Luftkanäle gebildet. Der große Brechungsindexunterschied zwischen Luft und dem Glas der Faser führt zu der hohen NA (bei den von uns verwendeten PCFs beispielsweise 0,55 und 0,6), was wiederum die Pumpeinkopplung erleichtert. Auch PCFs können durch Einfügen von Stresselementen polarisationserhaltend gefertigt werden (in der Abbildung nicht eingezeichnet). Alle diese Fasertypen haben gemein, dass man mit ihnen Licht über weite Strecken transportieren kann, ohne dass die Umgebung großen Einfluss darauf hat. Dies macht sie ideal geeignet für den Einsatz unter widrigen Umweltbedingungen wie z.B. an Bord eines Helikopters. Die vorgestellten Fasertypen kommen teilweise als Transportfasern am Brillouin-LIDAR-System zum Einsatz. Vor allem aber deren Verwendung als Faserverstärker mit Ytterbium-dotiertem Kern ist beim Brillouin-LIDAR-Projekt von großer Bedeutung. Im nächsten Abschnitt wird deshalb das Verstärkermedium Ytterbium beschrieben.

### 2.3.2 Verstärkungsmedium Ytterbium

In Ytterbium-dotiertem Quarzglas liegt das Ytterbium als  $\text{Yb}^{3+}$ -Ion vor. Das relevante Term-schemata sieht folgendermaßen aus: Der Grundzustand  $^2F_{7/2}$  ist aufgespalten in vier Stark-Niveaus, der angeregte Zustand  $^2F_{5/2}$  in drei und dessen Lebensdauer ist ca. 1,5 ms [42, 43]. Durch diese relativ hohe Lebensdauer kann viel Energie im angeregten Zustand durch Pumpen gespeichert werden, was dadurch verstärkt wird, dass kein weiterer Zustand durch Übergänge im betrachteten Wellenlängenbereich erreicht werden kann und somit keine Energie durch Pumpen in einen noch höheren Zustand oder andere Prozesse dem System entnommen wird. Abbildung 2.2 zeigt das Absorptions- und Emissionsspektrum, das sich ergibt. Es wurde aus der Arbeit von Kai Schorstein entnommen [11], welcher es auf Basis der Füchtbauer-Ladenburg-Relation und der McCumber-Relation berechnete [44, 45]. Die Übergänge zwischen den einzelnen Stark-Niveaus sind so verbreitert, dass keine einzelnen Linien im Spektrum zu sehen sind. Das Emissions- und auch das Absorptionsspektrum haben jeweils zwei Maxima, wovon eins der beiden bei 976 nm zusammenfällt. Das Ziel eines Faserverstärkers ist es, möglichst viel Leistung von einem Pump-laser auf einen Seed-laser bei höherer Wellenlänge zu transferieren. Dazu muss möglichst viel Pumplicht absorbiert werden. Die natürlich Wahl fällt bei Betrachtung des Spektrums deshalb auf den 910 nm oder den

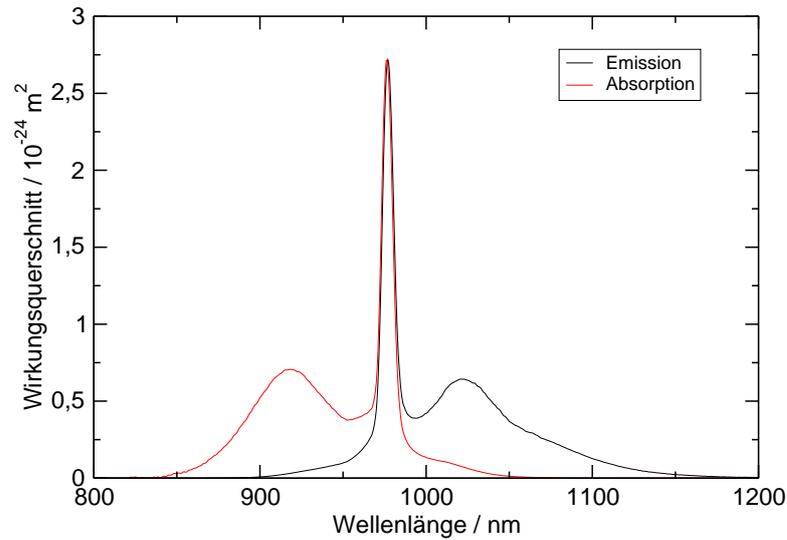


Abbildung 2.2: Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt von Ytterbium-dotiertem Quarzglas, entnommen aus [11]

976 nm Bereich, da hier die beiden Absorptionsmaxima liegen. Da bei 976 nm der Wirkungsquerschnitt von Emission und Absorption gleich groß ist, kann die Besetzungsinversion durch Pumplichteinstrahlung maximal 50 % erreichen. Beim anderen Absorptionsmaximum ist der Emissionsquerschnitt viel geringer, sodass hier trotz geringerem Absorptionsquerschnitt eine fast vollständige Besetzungsinversion erreicht werden kann [42]. Das Pumpen bei 910 nm bietet allerdings den Nachteil, dass eine hohe Verstärkung bei 976 nm verursacht wird, sodass es, wenn das zu verstärkende Seedlicht eine höhere Wellenlänge besitzt, zu einer starken ASE-Licht Bildung bei 976 nm führt, was die Effizienz wiederum senkt. ASE steht dabei für „amplified-spontaneous-emission“ und beschreibt Folgendes: Durch Spontanemission in der Faser erzeugtes Licht wird auf dem Weg durch die Faser weiter verstärkt und senkt dadurch die Effizienz der Leistungsübertragung von Pumplicht zu Seedlicht. Deshalb wird zur Verstärkung von Seedlicht oberhalb von 1000 nm meist bei 976 nm gepumpt, wie auch bei allen Faserverstärkern in dieser Arbeit. Insbesondere, wenn Seedlicht mit deutlich höherer Wellenlänge als das Emissionsmaximum des Spektrums bei 1030 nm verstärkt werden soll, muss eine ausreichend hohe Seedleistung in die Faser eingekoppelt werden, so wie das beim Brillouin-LIDAR mit der genutzten Wellenlänge von 1086,6 nm der Fall ist. Zusätzlich wird nach den meisten Faserverstärkerstufen das erzeugte ASE-Licht herausgefiltert, sodass es nicht zu einer weiteren Verstärkung in der nächsten Stufe kommt.

### 2.3.3 Praxis

In der Praxis sind neben der richtigen Pumpwellenlänge noch viele Eigenschaften bei der Planung eines Faserverstärkers zu beachten. Zu nennen sind: Seedleistung, Pumpleistung, Fasergeometrie, Kerndurchmesser, Manteldurchmesser, Kern-NA, Mantel-NA, Faserlänge und

Dotierungsgrad. Je nach vorhandener Seed- und Pumpleistung und angestrebter Ausgangsleistung müssen die genannten Parameter aufeinander abgestimmt werden, da man sonst in irgendeiner Form an eine Grenze stößt. Diese Grenze kann durch verschiedene Mechanismen gegeben sein:

- Die Faserdurchmesser müssen so groß gewählt werden, dass die maximale Intensität in der Faser die Zerstörschwelle nicht überschreitet. Dabei muss die Leistung von möglicherweise entstehendem ASE-Licht und Pumplicht miteinbezogen werden.
- Die Länge und der Dotierungsgrad sollten so auf die Pump- und Seed-Wellenlänge abgestimmt werden, dass möglichst das gesamte Pumplicht entlang der Faser absorbiert wird, um die Effizienz zu optimieren.
- Länge und Durchmesser müssen auf die Leistungen des verstärkten Seedlichtes in soweit abgestimmt sein, sodass nichtlineare Effekte wie stimulierte Brillouin-Streuung (SBS), stimulierte Raman-Streuung (SRS) nicht überhandnehmen. Die nichtlinearen Effekte werden dabei durch lange Faserlängen und kleine Faserdurchmesser (entspricht hoher Intensität) gefördert.

Insbesondere der Effekt der stimulierten Brillouin-Streuung ist für diese Arbeit relevant, da sie bei dem hier zur Anwendung kommenden Repetitionsraten-, Pulsdauer- und spektrale Breiten-Bereich der dominierende nichtlineare Effekt ist [46, 47]. Brillouin-Streuung wurde bereits im Abschnitt 2.2 erläutert. Bei stimulierter Brillouin-Streuung kommt hinzu, dass die akustischen Dichtefluktuationen an denen das Licht gestreut wird, vom Licht selbst induziert werden. Der Effekt führt ab einer gewissen Schwellleistung dazu, dass zusätzlich eingebrachte Pumpleistung nur noch in das rückwärts gestreute Licht übergeht, sodass keine weitere Steigerung der Ausgangsleistung mehr möglich ist. Die Erklärung für das Auftreten des Effekts ist wie folgt: In der Faser spontan in Rückwärtsrichtung gestreutes Licht interferiert mit dem eingehenden Licht. Es entsteht eine Schwebung des elektromagnetischen Feldes, die mit der Frequenz der ursprünglichen für die Streuung verantwortlichen Dichtefluktuation, schwingt. Durch Elektrostriktion wird nun wiederum mit dieser Frequenz eine Dichtefluktuation in der Faser induziert, an der abermals Licht gestreut werden kann und sich der Effekt so immer weiter verstärkt [48]. Da der Effekt durch lange Faserlängen und hohe Intensitäten befördert wird, wurde bei dieser Arbeit ein kaskadierendes Faserverstärkersystem mit steigenden Kerndurchmessern aufgebaut, sodass auch die Länge der einzelnen Fasern klein gehalten wird. Dies ist insbesondere bei gepulstem Betrieb notwendig, da SBS hier zur Zerstörung der Faser führen kann. Die zeitliche Pulsform der SBS-gestreuten Pulse in der Faser kann so deformiert werden, dass sie eine äußerst hohe Spitzenleistung erreichen, die höher als die Zerstörschwelle der Faser ist [49].

## 2.4 ESFADOF

Das Herzstück des Detektors, der beim Brillouin-LIDAR-Projekt verwendet wird, bildet ein atomarer Kantenfilter, genannt „excited state Faraday anomalous dispersion optical filter“

(ESFADOF), auf Rubidiumbasis. Dieser nutzt in einem Magnetfeld aufgespaltene Absorptionslinien, um symmetrisch zu einer zentralen Wellenlänge, im Abstand von einigen GHz, zwei steile Transmissionskanten zu erzeugen. Der Zusatz „excited state“ bedeutet, dass die genutzten Absorptionslinien von einem angeregten Zustand ausgehen. Die Funktionsweise und der Aufbau wurden in der Arbeit von A. Rudolf [13] sehr ausführlich beschrieben. Hier werden deshalb nur die grundlegenden Aspekte der Funktionsweise erläutert.

Im Wesentlichen wird der ESFADOF durch eine Rubidiumgaszelle, die sich zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren in einem starken Magnetfeld befindet, gebildet. Zwei Lichtstrahlen, das zu untersuchende Streulicht und ein Pumplaser, werden in der Zelle überlagert. Der Pumplaser dient der Anregung des im Folgenden sogenannten „unteren Arbeitsniveaus“  $5P_{3/2}$  des Rubidiums. Von dort aus existiert ein Übergang zum  $8D_{5/2}$ -Zustand des Rubidiums, dem „oberen Arbeitsniveau“. Mit Licht der Wellenlänge 543,3 nm kann dieser Übergang angeregt werden, weshalb die Wellenlänge der Strahlquelle darauf ausgerichtet wurde. Das Brillouin-gestreute Licht, welches von der Auffangoptik des Detektorsystems aufgefangen wurde, wird zum ESFADOF geleitet, wo es nach dem Passieren des ersten Polarisators linear polarisiert ist. Linear polarisiertes Licht kann in der Basis von zirkular polarisiertem Licht als Überlagerung von linkszirkularem  $\sigma^-$  und rechtszirkularem  $\sigma^+$  Licht mit gleicher Amplitude beschrieben werden. Durch das in Strahlrichtung angelegte Magnetfeld wird die Absorptionslinie des Rubidiums aufgespalten, wobei eine der beiden dabei entstehenden Linien aufgrund des Righi-Effekts [50] nur linkszirkuläres Licht absorbieren kann und die andere Linie nur rechtszirkuläres aufgrund dieses zirkulären Dichroismus. Der Brechungsindex und die Absorption haben bei den beiden Linien für die beiden zirkulären Polarisationsrichtungen stark verschiedene Werte. Durch den unterschiedlichen Brechungsindex liegt für die beiden Polarisationsrichtungen eine unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeit vor. Dies führt zu einem wachsenden Phasenunterschied zwischen links- und rechtszirkulärem Licht beim Passieren der Rubidiumzelle. Wechselt man die Betrachtungsbasis wieder in linear polarisiertes Licht, bedeutet das eine Drehung der Polarisationsrichtung. Es handelt sich bei diesem Effekt um den sogenannten Macaluso-Corbino-Effekt [51] (zirkulare Doppelbrechung). Der nachfolgende Polarisator entfernt anschließend je nach Polarisationsdrehung mehr oder weniger Licht aus dem Strahl, somit entsteht eine wellenlängenabhängige Transmission durch den ESFADOF. Diese kann mathematisch auf Grundlage dieser Arbeiten [52–55] ausgedrückt werden: Es wird eine Rotationsbasis eingeführt, die mit dem kartesischen Koordinatensystem wie folgt zusammenhängt:

$$\vec{e}_+ = \frac{1}{2}(\vec{e}_x + i\vec{e}_y) \quad (2.17)$$

$$\vec{e}_- = \frac{1}{2}(\vec{e}_x - i\vec{e}_y) \quad (2.18)$$

$$\vec{e}_0 = \vec{e}_z \quad (2.19)$$

Geht man nun von nach dem ersten Polarisator in x-Richtung linear polarisiertem Licht aus, das sich in z-Richtung ausbreitet, dann folgt für das elektrische Feld an dieser Stelle ( $z = 0$ ):

$$\vec{E}_{\text{ein}}(z = 0) = E_{\text{ein}} \vec{e}_x = \vec{E}_+(0) + \vec{E}_-(0) \quad (2.20)$$

$$\vec{E}_{\pm}(0) = \frac{E_{\text{ein}}}{2} (\vec{e}_x \pm i \vec{e}_y) \quad (2.21)$$

Dabei ist  $\vec{E}_{\text{ein}}$  das elektrische Feld nach dem ersten Polarisator und  $\vec{E}_{\pm}(0)$  das elektrische Feld nach Aufteilung in rechtszirkulares (+) und linkszirkulares (-) Licht. Um das elektrische Feld nach dem Durchlaufen des Lichtes durch die Rubidiumzelle zu beschreiben, wird auf den komplexen Brechungsindex  $\vec{n}^*$  zurückgegriffen. Dieser ist aufgrund des vom Magnetfeld induzierten zirkularen Dichroismus nicht für alle Polarisationsarten gleich. Für die drei Eigenvektoren der Rotationsbasis gilt:  $\vec{n}^* = (n_+, n_-, n_0^*)$ . Die komplexen Brechungsindizes bestehen aus einem Realteil, der die Dispersion beschreibt und einem Imaginärteil, der die Absorption beschreibt. Für die links- und die rechtsdrehende Polarisation gilt:

$$n_{\pm}^* = \Re[n_{\pm}^*] + i \Im[n_{\pm}^*] = n_{\pm}(\omega) + i \frac{c}{2\omega} k_{\pm}(\omega) \quad (2.22)$$

Dabei ist  $n_{\pm}(\omega)$  der Realteil des komplexen Brechungsindex und  $k_{\pm}(\omega)$  der Imaginärteil. Sie sind beide wellenlängenabhängig. Der Verlauf des elektrischen Feldes entlang der Zelle ergibt sich bei Vernachlässigung der Zeitabhängigkeit folglich zu:

$$\vec{E}_{\pm}(z) = \vec{E}_{\pm}(0) \exp\left(in_{\pm}^*(\omega) \frac{\omega}{c} z\right) = \vec{E}_{\pm}(0) \exp\left(-\frac{1}{2} k_{\pm}(\omega) z + in_{\pm}(\omega) \frac{\omega}{c} z\right) \quad (2.23)$$

Der Polarisator am Ende der Zelle führt eine Projektion auf die y-Achse durch, da er senkrecht zum ersten Polarisator eingestellt ist. Der Betrag des danach vorhandenen elektrischen Feldes sieht somit so aus:

$$E_{\text{aus}} = (\vec{E}_+(L) + \vec{E}_-(L)) \vec{e}_y \quad (2.24)$$

$$= i \frac{E_{\text{ein}}}{2} \left[ \exp\left(-\frac{1}{2} k_+(\omega) L + in_+(\omega) \frac{\omega}{c} L\right) + \exp\left(-\frac{1}{2} k_-(\omega) L + in_-(\omega) \frac{\omega}{c} L\right) \right] \quad (2.25)$$

Zwischen dem rechts- und linkszirkularen Licht besteht also ein Phasenunterschied von:

$$\phi(\omega) = \frac{\omega L}{2c} (n_+(\omega) - n_-(\omega)) \quad (2.26)$$

Die wellenlängenabhängige normierte Transmission des ESFADOF ergibt sich also zu:

$$\begin{aligned}
 T(\omega) &= \left| \frac{E_{\text{aus}}}{E_{\text{ein}}} \right|^2 \\
 &= \frac{1}{4} (\exp(-k_+(\omega)L) + \exp(-k_-(\omega)L)) \\
 &\quad - \frac{1}{2} \cos(2\phi(\omega)) \exp\left(-\frac{1}{2}(k_+(\omega) + k_-(\omega))L\right)
 \end{aligned} \tag{2.27}$$

Weit entfernt von den Absorptionslinien ist die Transmission folglich gleich Null, da hier die Absorption und der Phasenunterschied gleich Null sind. Bei vollständiger Absorption jeweils einer zirkularen Polarisationsrichtung auf der zugehörigen Absorptionslinie sättigt die Transmission bei dieser Wellenlänge bzw. dieser Frequenz bei 25 %. Dies wird später zur Skalierung gemessener Spektren ausgenutzt. An den Flanken der Absorptionslinien kommt es zur Ausbildung steiler Kanten des Transmissionsspektrums.

Die genaue Form des Transmissionsspektrums des ESFADOF hängt also vom wellenlängenabhängigen komplexen Brechungsindex  $\vec{n}^*(\omega)$  ab. Dieser kann theoretisch modelliert werden, um ein Transmissionsspektrum des betrachteten FADOFs oder ESFADOFs zu berechnen. An dieser Stelle wird darauf verzichtet dieses Modell weiter zu beschreiben und stattdessen auf [12] verwiesen. Typischerweise sind die damit erhaltenen Ergebnisse, zumindest für den Fall des FADOFs, da sich hier die Besetzung des unteren Niveaus einfacher berechnen lässt, sehr gut mit experimentell gemessenen Spektren übereinstimmend [56–58].

Das beim Brillouin-LIDAR-System für den ESFADOF verwendete Rubidium liegt im natürlichen Isotopenverhältnis vor (72,17 %  $^{85}\text{Rb}$  und 27,83 %  $^{87}\text{Rb}$  [59]). Für beide Isotope ist das Magnetfeld mit ca. 600 mT so stark, dass bei der Aufspaltung der beiden Arbeitsniveaus  $5P_{3/2}$  und  $8P_{5/2}$ , das Paschen-Back-Regime erreicht ist, was zu einer Aufspaltung der beiden Zustände in 4 bzw. 6 Zustände führt, mit einem von der magnetischen Quantenzahl  $m_J$  des Gesamtdrehimpulses abhängigen relativen Energieunterschied. Durch die bestehenden Auswahlregeln  $\Delta m_S = 0$  und  $\Delta m_L = \pm 1$  für zirkular polarisiertes Licht [60], folgt, dass es je vier Übergangslinien für links- und rechts-zirkulares Licht gibt. Der spektrale Abstand zwischen den  $\sigma^+$ - und den  $\sigma^-$ -Übergängen wächst dabei quasi linear mit dem Magnetfeld, sodass der spektrale Ort der Kanten des Transmissionsspektrums des ESFADOFs über die Stärke des Magnetfeldes eingestellt werden kann. Für eine detailliertere Betrachtung des ESFADOFs auf Rubidiumbasis sei hier nochmal auf [13], aber auch auf [61] verwiesen. Der in dieser Arbeit verwendete ESFADOF ist der gleiche wie dort beschrieben.

## Kapitel 3

# Aufbau des gepulsten Systems und Messmethode

In dieser Arbeit werden Daten und Ergebnisse präsentiert, die mit verschiedenen Aufbauten generiert wurden. In diesem Kapitel wird das gepulste System vorgestellt, welches das eigentliche Brillouin-LIDAR-System darstellt. Das gepulste System in seiner jetzigen Ausbaustufe dient dazu, die Wassertemperatur einer anvisierten Wassersäule tiefenaufgelöst zu bestimmen, unter Voraussetzung der Bekanntheit der Salinität des Wassers. Während der Messungen im Labor befindet sich diese Wassersäule innerhalb von Metallrohren, während des Feldtests innerhalb eines Hafenbeckens. Der Ablauf des Feldtests und die Ergebnisse werden in Kapitel 4 dargestellt.

Vor der Durchführung des Feldtests wurden diverse Änderungen am Lasersystem des Brillouin-LIDARs im Vergleich zur erfolgreichen Labordemonstration von A. Rudolf [13] vorgenommen. Diese dienten in erster Linie der Leistungssteigerung der Strahlquelle sowie der Steigerung der Robustheit des Systems gegenüber äußeren Einflüssen in einer Umgebung außerhalb des Labors.

Das Grundprinzip des Aufbaus und der Messmethode ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Nach der nun folgenden groben Erläuterung der Zusammenhänge der dort abgebildeten Komponenten werden diese in den Folgesektionen im Detail vorgestellt.

Zu Beginn steht ein Seedlaser, der kontinuierliches Laserlicht bei 1086,6 nm emittiert. In der Labordemonstration von A. Rudolf [13] handelte es sich dabei um einen External Cavity Diode Laser (ECDL). Dieser wurde für den Feldtest durch einen Distributed Feedback (DFB) Laser ersetzt, da dieser weniger anfällig auf Vibrationen und sonstige Hürden des Betriebs außerhalb einer Laborumgebung reagiert. Über eine Glasfaser wird das Licht zum ersten Faserverstärker des Systems geleitet. Die verwendete Faser ist wie bei allen anderen verwendeten Verstärker-Fasern mit Ytterbium dotiert. Hier wird die Leistung des Seedstrahles erstmals durch zusätzliches Einstrahlen von Pumplaserlicht bei 976 nm verstärkt. Anschließend folgt die Pulserzeugung mithilfe eines elektro-optischen Modulators (EOM) und eines Mach-Zehnder-Modulators (MZM). Es werden Pulse mit einer Pulsdauer von etwa 14 ns und einer Repetitionsrate von 1 kHz aus dem vorverstärkten kontinuierlichen Seedlicht „ausgeschnitten“. Die Pulsenergie wird dann in mehreren aufeinanderfolgenden Faserverstärkern weiter erhöht. Während der Labordemonstration des Systems waren es drei Stufen. Diese wurden im Rahmen der dieser Doktorarbeit vorausgehenden Masterarbeit um eine weitere Stufe erweitert, sodass während des Feldtests vier direkt aufeinanderfolgende gepulste

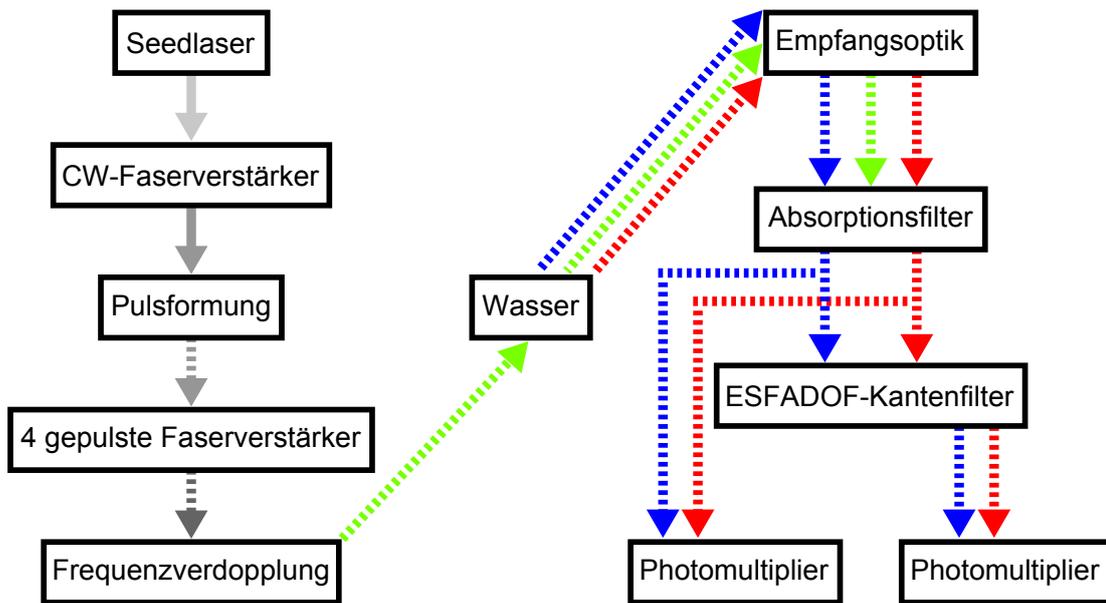


Abbildung 3.1: Schema des gesamten Aufbaus. Die Pfeile geben Hinweise auf die Beschaffenheit des Lichtes zwischen den jeweiligen Komponenten. Details werden im Text erläutert.

Faserverstärker in Betrieb waren und aktuell noch in Betrieb sind. Die so verstärkten Pulse werden anschließend in einem Kaliumtitanylphosphat (KTP) Kristall frequenzverdoppelt und haben somit bevor sie Richtung Wasser geleitet werden eine Wellenlänge von 543,3 nm. Im Wasser kommt es schließlich zu elastischer Streuung (in Abbildung 3.1 durch den grünen Pfeil dargestellt) und inelastischer Streuung von der für das hier beschriebene Brillouin-LIDAR-System das Brillouin-gestreuete Licht von Interesse ist (rot- und blau-verschobener Anteil durch roten und blauen Pfeil dargestellt).

Alle drei Komponenten, also elastische Streuung und beide Komponenten der Brillouin-Streuung, werden von einer an die Situation (Labor oder Feldtest) angepasste Empfangsoptik unter einem Winkel von etwa 180° aufgesammelt und weiter Richtung Detektorsystem geleitet. Dieses besteht im Wesentlichen aus einem atomaren Absorptionsfilter, einem atomaren Kantenfilter (ESFADOF) und zwei Photomultipliern. Der Absorptionsfilter absorbiert das elastisch gestreute Licht, während das Brillouin-gestreuete Licht transmittiert. Zur Normierung wird das verbleibende Licht aufgeteilt. Ein Teil trifft direkt auf einen Photomultiplier, der Rest wird durch den Kantenfilter geleitet, der je nach Größe der Frequenzverschiebung des Brillouin-gestreuerten Lichtes mehr oder weniger Licht transmittiert. Dieses transmittierte Licht trifft wiederum auf einen Photomultiplier.

Teilt man nun die Signale, welche mit den beiden Photomultipliern gemessen wurde, durcheinander erhält man ein Maß für die Transmission des ESFADOFs und somit auch für die Größe der Frequenzverschiebung des Brillouin-gestreuerten Lichtes, welche wiederum über die Gleichung (2.9) mit der Schallgeschwindigkeit und damit mit der Temperatur in Verbindung

gebracht werden kann.

In den folgenden Sektionen werden die einzelnen Stationen des Aufbaus und des Messprozesses im Detail vorgestellt und ihre genaue Funktionsweise erläutert.

## 3.1 Aufbau während des Feldtests

Der Aufbau des Brillouin-LIDAR-Systems wurde während meiner Zeit am Projekt mehrfach umgebaut. An dieser Stelle wird der Stand des Aufbaus zur Zeit des Feldtests in Italien, der in Kapitel 4 im Mittelpunkt steht, beschrieben. Die Unterschiede zum System, welches bei der Labordemonstration [13] zum Einsatz kam, werden hervorgehoben. Außerdem werden schon Hinweise gegeben, welche Komponenten nach dem Feldtest ausgetauscht oder verändert wurden, um das System zu verbessern. Wenn nicht explizit darauf hingewiesen wird, wurden die in diesem Kapitel vorgestellten Messungen noch auf einem großen optischen Tisch mit Druckluftdämpfung durchgeführt. Direkt vor dem Feldtest wurde das System dann auf einen kleineren transportablen optischen Tisch umgebaut wie in Kapitel 4 näher beschrieben wird.

### 3.1.1 Seed-Laser

Als Seed-Laser während des Feldtests diente ein kommerziell erworbener DFB-Laser bestehend aus einer DFB-Diode<sup>1</sup> mit einer Emissionswellenlänge von 1086,6 nm und der dazugehörigen Temperatur<sup>2</sup>- und Stromsteuerung<sup>3</sup>. In dem Gehäuse, in welchem die Laserdioden sitzen, sind zwei Faraday-Isolatoren verbaut und am Ausgang des Gehäuses ist eine Fasereinkopplung<sup>4</sup> fixiert. Die daran angeschlossene polarisationserhaltende Faser transportiert das Licht zum CW-Faserverstärker.

Am Ende der Faser steht je nach Stromstärke und Temperatur der Diode maximal ungefähr 12 mW Leistung zur Verfügung. Eine Strom-Leistung-Kennlinie, die mithilfe des Fieldmaster<sup>5</sup> Leistungsmesskopfs aufgenommen wurde, ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

Die Laserfrequenz kann über die Temperatur und die Stromstärke manipuliert werden. So kann man den Laser in seiner Frequenz stabilisieren oder über einen Frequenzbereich scannen. Abbildung 3.3 zeigt die Abhängigkeit der Laserfrequenz (gemessen mithilfe eines Wavelength Meters (WLM)<sup>6</sup>) von Temperatur und Stromstärke.

Die gestrichelte Linie in Abbildung 3.3 zeigt an, auf welche Frequenz der Laser bei den tatsächlichen Wassertemperaturmessungen stabilisiert werden muss.

Stabilisiert wird dabei wie folgt:

Ein Teil des im CW-Faserverstärker (siehe Abschnitt 3.1.2) verstärkten Seed-Lichtes wird in eine mit dem WLM verbundene Faser eingekoppelt. Zwischen Faser und WLM ist zudem ein Mehrkanalschalter<sup>7</sup> eingebaut, der es erlaubt, die Wellenlänge mehrerer Kanäle, also mehrerer in Fasern eingekoppelte Lichtquellen, quasi gleichzeitig zu vermessen. Der Mehrkanalschalter schaltet die aktiven Kanäle nacheinander immer wieder einzeln in Richtung WLM.

---

<sup>1</sup>Toptica: LD-1086-0030-DFB-1 - 1086.6 nm -

<sup>2</sup>Toptica: DTC 110/30 W

<sup>3</sup>Toptica: DCC 110/500 mA

<sup>4</sup>Toptica: Fiberdock

<sup>5</sup>Coherent Fieldmaster LM-2 VIS

<sup>6</sup>High Finesse WS-7 Super Precision

<sup>7</sup>HighFinesse WS-7 Multi Channel Option

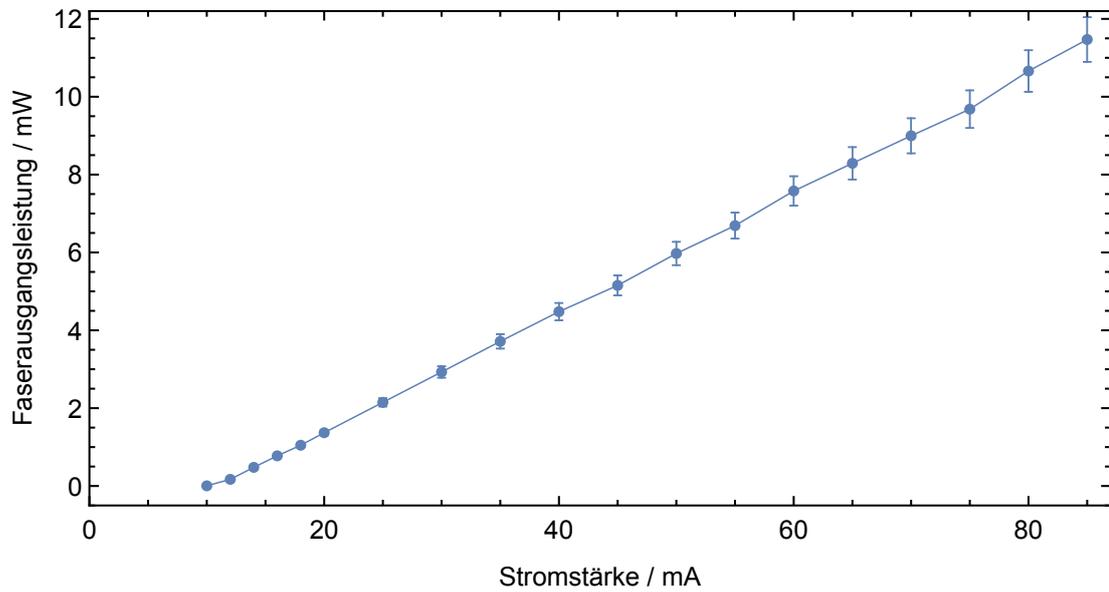


Abbildung 3.2: Strom-Leistungs-Kennlinie des 1086,6 nm DFB-Lasers. Die Leistung wurde mit dem Fieldmaster Leistungsmesskopf am Faserausgang gemessen. Die Temperatur der Diode betrug dabei 17,5 °C.

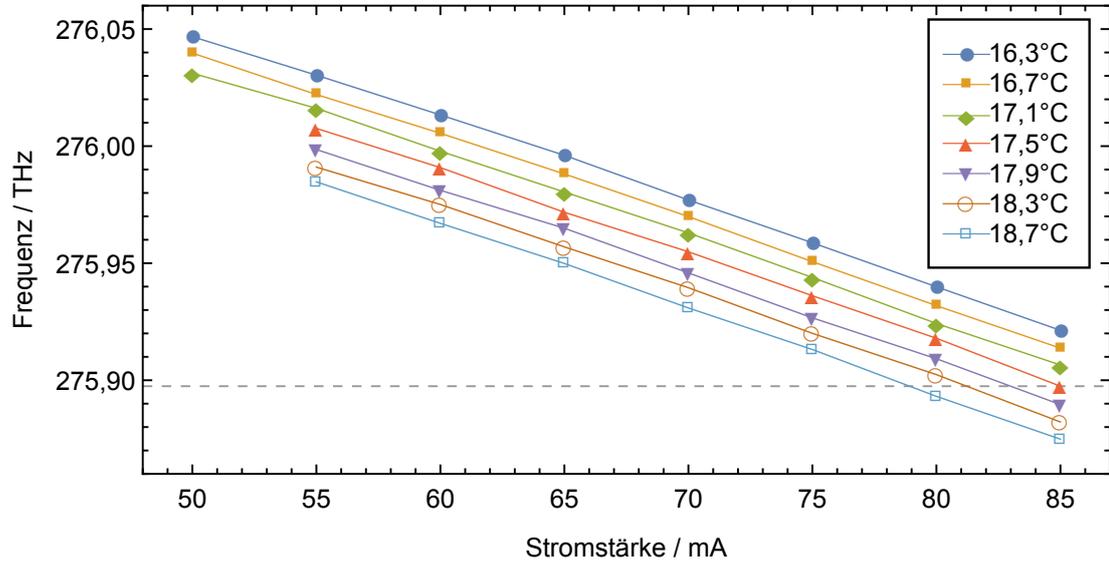


Abbildung 3.3: Frequenz des 1086,6 nm DFB-Lasers in Abhängigkeit der Temperatur der Diode und der Stromstärke. Die horizontale, gestrichelte Linie markiert die Frequenz, auf die der Laser für den korrekten Betrieb des Brillouin-LIDARs stabilisiert werden muss.

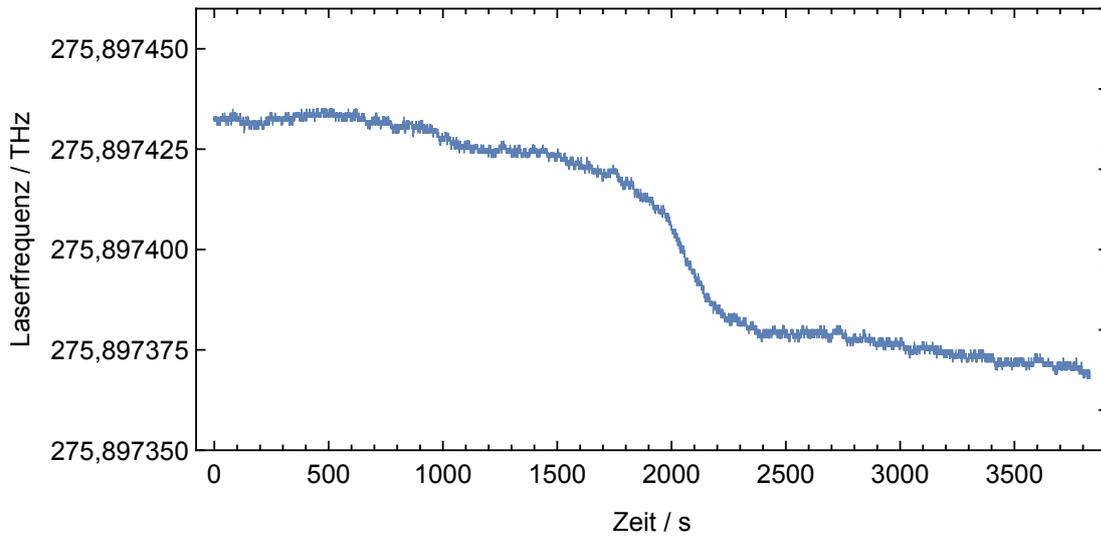


Abbildung 3.4: Mit dem Wavemeter über eine Stunde aufgenommener Frequenzverlauf des DFB-Lasers ohne äußere Regelung. Die Stabilität der Frequenz hängt dabei maßgeblich von den Umgebungsbedingungen ab.

Jedem Kanal wird dafür eine Belichtungszeit vorgegeben, die ausreicht um die Wellenlänge bzw. die Laserfrequenz zu bestimmen.

Abbildung 3.4 zeigt die so aufgenommene Laserfrequenz über einen Zeitraum von etwas mehr als einer Stunde bei frei laufendem Laser, also ohne Veränderungen an Stromstärke oder Temperatur vorzunehmen. Der DFB-Laser ist sehr stabil und driftet in dieser Zeit nur um etwa 60 MHz. Um den Laser aber vor allem auch außerhalb des Labors, unter weniger kontrollierten Umgebungsbedingungen stabil auf der Resonanz des Rubidium-Übergangs halten zu können, wird die bestimmte Wellenlänge via Labview<sup>8</sup> mit dem Sollwert abgeglichen und über einen in Labview integrierten PID-Regler in ein Regelsignal für den Laser umgewandelt. Dieses Signal kann über eine DAQ-Karte<sup>9</sup> mithilfe eines BNC-Kabels an die Steuerung des DFB-Lasers übergeben werden. Das Signal lässt sich dabei zur Manipulation der Diodentemperatur oder des Diodenstroms einsetzen, was wiederum beides die Frequenz des Lasers, wie in Abbildung 3.3 dargestellt, beeinflusst.

Die Stabilisierung über die Temperatur hat den Nachteil, dass sie im Vergleich zur Stabilisierung über den Strom träger reagiert. Deswegen wurde sich für die Stabilisierung über den Strom entschieden. Da die hierfür verwendeten DAQ-Karten ein nicht vernachlässigbares elektronisches Rauschsignal über die BNC-Kabel mit übertragen und die Übersetzung des Steuermoduls des DFB-Lasers von angelegter Regelspannung am externen Modulationseingang in Stromstärke mit  $10 \text{ mA V}^{-1}$  recht steil ist, wurde ein RC-Tiefpass mit einer Grenzfrequenz von 20 Hz vor den externen Modulationseingang der Stromsteuerung einge-

<sup>8</sup>National Instruments

<sup>9</sup>National Instruments myDAQ

	ohne externe Modulation	mit externer Modulation	mit externer Modulation und Filter
350 m Faser	$(2,612 \pm 0,026)$ MHz	$(3,057 \pm 0,025)$ MHz	$(2,636 \pm 0,026)$ MHz
10 km Faser	$(4,167 \pm 0,026)$ MHz	$(12,566 \pm 0,045)$ MHz	$(4,175 \pm 0,028)$ MHz

Tabelle 3.1: Spektrale Breite des 1086,6 nm DFB-Lasers, bestimmt mithilfe der Beating-Messung. Aufgetragen ist jeweils die Breite bei Benutzung der 350 m und der 10 km Faser.

baut. In Tabelle 3.1 ist das Ergebnis von drei Selbst-heterodynen Messungen der spektralen Breite des DFB-Lasers dargestellt.

Deutlich wird, dass die spektrale Breite des Lasers nach Anschluss des BNC-Kabels an den externen Modulationseingang größer ist als ohne externe Modulation. Durch die Verwendung des RC-Tiefpasses ist die spektrale Breite trotz externer Modulation nicht erhöht. Die Messungen wurden mit einer in der Arbeitsgruppe vorhandenen Messstation durchgeführt. Für die Messungen wird ein Teil des Laserlichts in eine lange Faser (in diesem Fall 350 m bzw. 10 km) eingekoppelt. Der andere Teil wird durch einen AOM geleitet, der die Frequenz des Lichtes um 80 MHz verschiebt. Anschließend werden die beiden Teilstrahlen in einer X-Faser wieder überlagert und mit einer schnellen Photodiode detektiert. Die Form der entstehenden Schwebung enthält dann die Information über die spektrale Breite des vermessenen Lasers. Für Details siehe die Examensarbeit von Simon Bürkle [62] oder die Dissertation von Benjamin Rein [63].

### 3.1.2 CW-Faserverstärker

Das Seedlicht wird über eine Transportfaser zum kontinuierlichen Faserverstärker (in Zukunft abgekürzt mit CW-Faserverstärker) geführt und dort zunächst aus der Faser ausgekoppelt. Der weitere Verlauf ist schematisch in Abbildung 3.5 dargestellt.

An Punkt A kommt das Licht bereits aus der Faser ausgekoppelt an und wird dann durch einen Langpassfilter geleitet, bevor es in die Verstärkerfaser eingekoppelt wird. Der Langpass dient dazu das übrigbleibende Pumplicht, welches rückwärts in die Verstärkerfaser eingekoppelt wurde, dort aber nicht ganz absorbiert wurde, herauszufiltern und in einen Strahlblocker zu leiten. Dies erfolgt, sodass das restliche Pumplicht nicht auf das Transportfaserende des Seedlasers trifft, da dieses sonst Schaden nehmen könnte. Die verwendete Verstärkerfaser (im Bild mit Yb 0 bezeichnet) ist eine Ytterbium-dotierte Faser<sup>10</sup> mit einem Kerndurchmesser von 10  $\mu\text{m}$  und einem Pumpmanteldurchmesser von 400  $\mu\text{m}$ . Sie ist nicht polarisationserhaltend und relativ schwach dotiert, sodass sie für eine suffiziente Verstärkungsfunktion im Vergleich zu den anderen am Projekt verwendeten Verstärkerfasern mit 9,3 m recht lang sein muss.

Als Pumplaser dient eine fasergekoppelte Pumpdiode<sup>11</sup>, die eine maximale Ausgangsleistung von 55 W, bei einer Wellenlänge von  $(976.0 \pm 0.5)$  nm hat. Die Strom- und Temperatur-

<sup>10</sup>IPHT - DCL311-02

<sup>11</sup>Photontec M976 $\pm$ 0.5-55-F105/22-C1

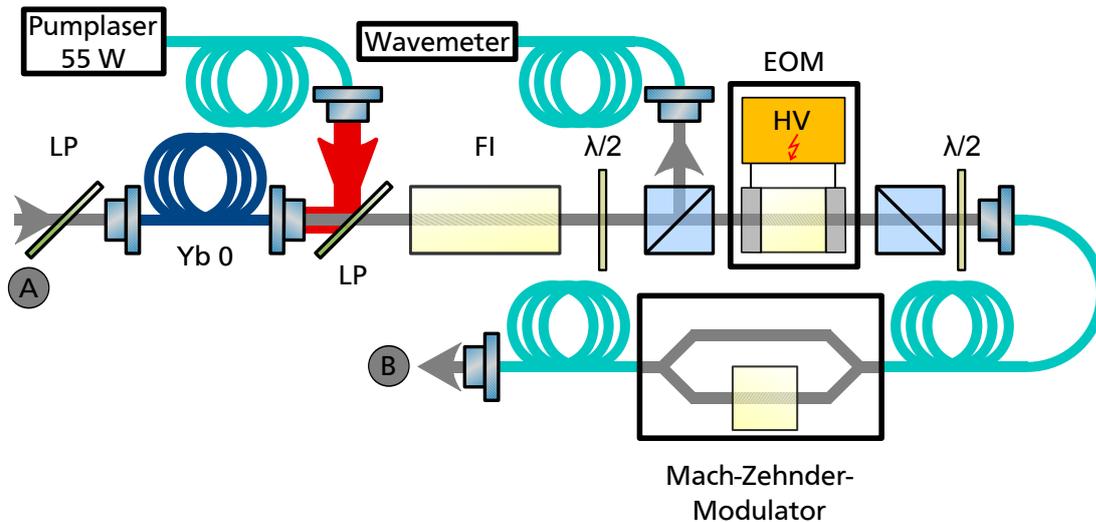


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau des kontinuierlichen Faserverstärkers und der anschließenden Pulserzeugungseinheit. Die dunkelblaue Faser stellt die Verstärkerfaser dar. Die verwendeten Abkürzungen sind: Langpass-Filter (LP), Faraday-Isolator (FI), Verzögerungsplatte mit Verzögerung um halbe Wellenlänge ( $\lambda/2$ ), elektro-optischer Modulator (EOM), Hochspannungsversorgung (HV).

Steuerung ist selbstgebaut aus Komponenten<sup>12</sup> der Firma: „Wavelength Electronics Inc.“. Das Pumplicht wird zunächst aus der Pumpfaser ausgekoppelt und dann freistrahlig über einen dichroitischen Spiegel, welcher bei der Pumpwellenlänge reflektierend und bei der Seedwellenlänge transmittierend ist, in die Verstärkerfaser eingekoppelt.

Die Faser ist zwar keine von polarisationserhaltendem Typ, man kann allerdings durch die Faserwicklung auf die Polarisation des austretenden Lichtes Einfluss nehmen und erhält eine ausreichend lineare Polarisation des verstärkten Seedlichtes.

Abbildung 3.6 zeigt eine im Labor gemessene Leistungskennlinie des verstärkten Seedlichtes über der Pumpleistung.

In Blau sind dabei die Messpunkte eingetragen, die rote gestrichelte Linie stellt einen linearen Fit an die Daten dar. Es wird eine maximale Ausgangsleistung von  $(2090 \pm 50)$  mW erreicht. Die Steigungseffizienz ist dabei  $(6,55 \pm 0,03)$  %. Zu berücksichtigen gilt jedoch, dass sich der Messkopf bei dieser Messung hinter dem elektro-optischen Modulator befand, der zu diesem Zweck mithilfe einer Halbwellenplatte auf maximale Transmission eingestellt war und somit eine Abschwächung des verstärkten Seedlichtes vor dem Auftreffen auf den Messkopf stattfand. Später durchgeführte Messungen zeigten, dass die Transmission des EOMs bei etwa 85 % liegt. Somit sind die Steigungseffizienz und die maximale Leistung eigentlich mit  $(7,71 \pm 0,04)$  % und  $(2460 \pm 60)$  mW anzugeben. Die Steigungseffizienz ist relativ niedrig, allerdings bei der Seedwellenlänge von 1086,6 nm, die schon weit vom

<sup>12</sup>PLD10000, PTC10000

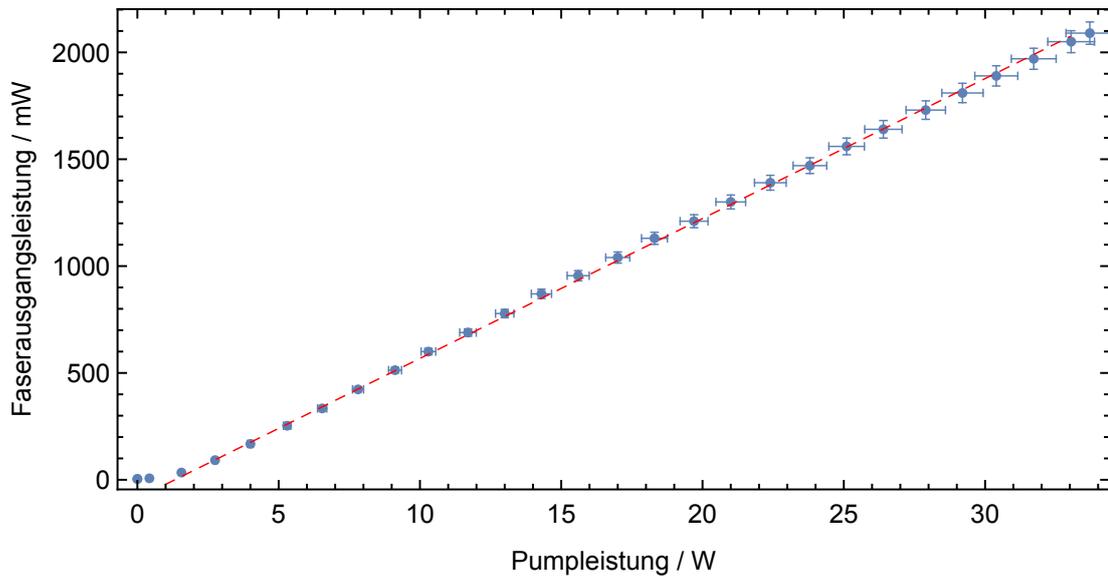


Abbildung 3.6: Leistungskennlinie des CW-Faserverstärkers. Neben den Messpunkten ist noch ein Fit an die Daten als rot gestrichelte Linie dargestellt. Der Fit ergibt eine Steigungseffizienz von  $(6,55 \pm 0,03) \%$ .

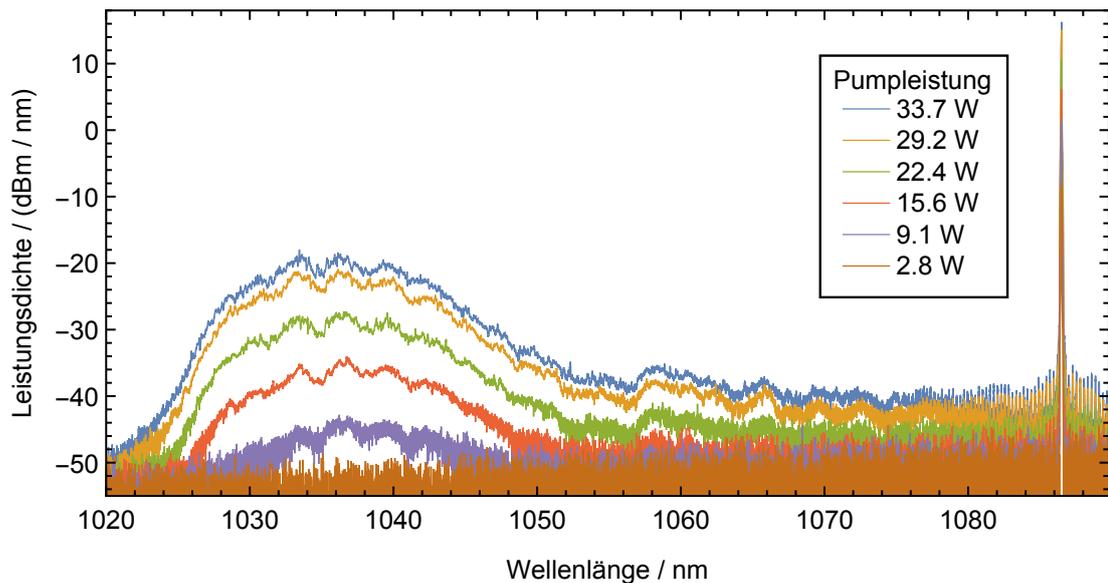


Abbildung 3.7: Spektrale Leistungsdichte des verstärkten Seedlichtes nach dem CW-Faserverstärker. Die Spektren sind bei verschiedenen Pumpleistungen aufgenommen worden und logarithmisch aufgetragen. Neben der eigentlich zu verstärkenden Seedstrahlung bei 1086,6 nm, ist auch das ASE-Licht in seiner typischen Form als breiter Hügel in der Nähe des Maximums des Emissionsspektrums von Ytterbium zu sehen.

Maximum des Emissionsspektrums von Ytterbium ist. Dennoch sind selbst bei höheren Wellenlängen schon deutlich bessere Steigungseffizienzen erreicht worden. Zum Beispiel wurde hier [64] bei einer Wellenlänge von 1091 nm eine Steigungseffizienz von 42 % erreicht. Die bessere Steigungseffizienz kommt im zitierten Experiment durch eine ca. 10 mal so große Seedleistung und eine ca. dreimal so lange Faser zustande. Die erreichbare Ausgangsleistung liegt mit 3 W trotzdem nicht weit über der in dieser Arbeit erreichten Leistung, da ASE-Lasing einsetzt. Um also in Zukunft den Gesamtleistungsverbrauch des Brillouin-LIDAR-Systems weiter zu senken, könnte die Optimierung der Steigungseffizienz, durch die Verwendung einer längeren Faser, in Erwägung gezogen werden.

Der Pumplaser wird am Punkt der maximal erreichten Leistung nicht ausgeschöpft und der Verlauf der Kennlinie deutet darauf hin, dass auch noch höhere Ausgangsleistungen bei höheren Pumpleistungen zu erwarten wären. Allerdings erwärmt sich der Stecker der selbst konfektionierten Verstärkerfaser auf der Seite der Pumpeinkopplung, da die Einkopplung des Pumplichtes nicht vollkommen verlustfrei vonstatten geht. Zur Kühlung bläst ein kleiner Lüfter von hinten Luft auf den Stecker und den Koppler, in den er eingeschraubt ist. Am obersten Punkt der Kennlinie wird er dennoch merklich warm, sodass von einer weiteren Erhöhung der Pumpleistung abgesehen wurde.

Abbildung 3.7 zeigt die spektrale Leistungsdichte der verstärkten Seedstrahlung nach dem CW-Faserverstärker bei verschiedenen Pumpleistungen. Sie wurde mithilfe eines optischen Spektrumanalysators<sup>13</sup> gemessen. Der schmale, hohe Peak bei 1086,6 nm zeigt dabei die verstärkte Seedstrahlung, während die breiten Erhebungen links im Spektrum mit einem jeweiligen Maximum zwischen 1030 nm und 1040 nm das ASE-Licht beschreibt.

Es sind keine höheren, schmalen Peaks im Bereich der ASE zu sehen, also kommt es nicht zu einem ungewollten ASE-Lasing. Mit ASE-Lasing wird hier ein Prozess bezeichnet, der in der Literatur auch als „self-pulsing“ bezeichnet wird [65]. Dabei entstehen schmalbandige Laserpulse aus ASE-Licht, die sich im Spektrum als schmale Peaks auf dem breiten ASE-Hügel bemerkbar machen. Potentiell kann die Spitzenleistung dieser Pulse die Zerstörschwelle der Faser überschreiten, ein Betrieb in diesem Pumpleistungsregime ist also zu vermeiden. Die ASE-Unterdrückung, also das Verhältnis von maximaler spektraler Leistungsdichte der verstärkten Seedstrahlung zu maximaler spektraler Leistungsdichte der ASE, beträgt bei maximal verwendeter Pumpleistung von 33,7 W noch etwa 34 dB, sodass ein sicherer Betrieb des Faserverstärkers bei dieser Pumpleistung gegeben ist und eine Selbsterstörung durch ASE-Lasing unwahrscheinlich ist.

Das verstärkte Seedlicht wird nun durch einen Faraday-Isolator, eine Halbwellenplatte und einen polarisierenden Strahlteilerwürfel zum elektro-optischen Modulator (EOM) geleitet. Mithilfe der Halbwellenplatte und des Strahlteilerwürfels kann ein beliebiger Anteil des Lichtes zum Wavemeter geführt werden, wie bereits in Abschnitt 3.1.1 beschrieben. Typischerweise wird hier bis höchstens 100 mW abgezweigt, der Rest steht der Pulserzeugung zur Verfügung.

---

<sup>13</sup>Ando AQ6373

### 3.1.3 Pulserzeugung

Die Pulserzeugung geschieht zweistufig mithilfe eines elektro-optischen Modulators<sup>14</sup> und eines Mach-Zehnder-Modulators<sup>15</sup> und ist schematisch zusammen mit dem CW-Faserverstärker in Abbildung 3.5 dargestellt.

Mit dem EOM, der aus einer Pockelszelle zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren besteht, werden mit einer Repetitionsrate von 1 kHz Pulse mit einer Dauer von etwa 14 ns aus dem CW-Licht „ausgeschnitten“. Durch die später stattfindende Frequenzverdopplung wird sich die Pulsdauer dann im grünen Spektralbereich bei 543,3 nm auf etwa 10 ns verkürzen. Dies kommt durch die nichtlineare Abhängigkeit der Konversionseffizienz von der eingehenden Leistung zustande und wird in Abschnitt 5.7 genauer erläutert. Die Dauer von 10 ns ist hinreichend kurz, um eine Ortsauflösung des LIDARs von 1 m zu gewährleisten.

Der EOM zeigt den Effekt des piezoelektrischen Ringings. Es kommt, verursacht durch das sehr schnelle An- und Abschalten von 10 kV innerhalb von weniger Nanosekunden, zu einer Schallwelle, die durch den KDP-Kristall mehrfach hin und her propagiert. Sie ruft über den inversen piezoelektrischen Effekt wiederum eine Spannung hervor, wodurch der EOM für kurze Zeiten wieder eine gewisse Transmission zeigt [66, 67]. Das Licht, welches bedingt durch diesen Effekt durch den EOM transmittiert, ist zwar etwa um ein tausendstel intensitätsschwächer, dafür aber zeitlich deutlich länger (einige 10  $\mu$ s) [13]. Dieses ungewollte „Lecklicht“ würde in den folgenden Faserverstärkern die Effizienz der Verstärkung der eigentlichen Pulse deutlich herabsetzen, sodass es unterdrückt werden muss. Dafür ist der Mach-Zehnder-Modulator (MZM) hinter den EOM geschaltet.

Der MZM ist fasergekoppelt und hat beidseitig polarisationserhaltende single-mode Fasern verbaut. Intern wird das Licht in zwei Teile aufgespalten, wovon der eine Teil eine LiNbO<sub>3</sub>-Pockelszelle durchquert, in der durch Anlegen einer Spannung die Phase des Lichtes moduliert werden kann. Beim Wiederzusammenführen der beiden Anteile kommt es je nach Phasenunterschied zu destruktiver oder konstruktiver Interferenz. Die benötigte Spannung, um von Strahlblockung auf vollständige Transmission zu schalten, beträgt für den verwendeten MZM nur etwa 5 V, sodass es hier nicht zum Ringing-Effekt kommt. Allerdings hat der MZM eine Zerstörschwelle von 100 mW Durchschnittsleistung, sodass eine alleinige Verwendung des MZM nur bei deutlich schwächer betriebenem CW-Faserverstärker möglich wäre, was aber auch deutlich geringere Pulsspitzenleistungen nach dem MZM zur Folge hätte. Deswegen wird der EOM zum Vorschneiden der 14 ns langen Pulse verwendet, was die Durchschnittsleistung weit genug absenkt, um den MZM nicht zu zerstören. Dieser wird für ein etwa 50 ns langes Zeitfenster, welches den Puls des EOMs einschließt auf Transmission gestellt. Die restliche Zeit blockt der MZM etwaiges in ihn eingekoppeltes Licht, also auch das durch den Ringing-Effekt erzeugte Lecklicht. Die Unterdrückung wird dabei mit mindestens 30 dB angegeben.

Die elektrische Ansteuerung und Synchronisation von EOM und MZM erfolgt dabei folgendermaßen: Ein digitaler Funktionsgenerator<sup>16</sup> gibt ein Rechtecksignal mit 1 kHz Repetitionsrate aus. Dieses wird zur Triggerung der EOM Steuereinheit verwendet, welche die Hochspannung

---

<sup>14</sup>Lasermetrics 5046ER

<sup>16</sup>Agilent 33120A

<sup>15</sup>Photline NIR-MX-LN-10-PD-P-P-FA-FA

in der Pockelszelle schaltet. Über ein Potentiometer kann dazu die Pulsdauer eingestellt werden. Gleichzeitig wird das Triggersignal des Funktionsgenerators auch zur Triggerung eines analogen Pulsgenerators<sup>17</sup> genutzt. Mit diesem wird der elektrische Rechteckpuls geformt, der an den MZM übergeben wird. Er hat eine Dauer von etwa 50 ns und eine Amplitude von ca. 5 V. Über ein Potentiometer kann wiederum der Zeitpunkt der Pulsausgabe nach dem Triggereingang festgelegt werden und somit die Synchronisation zwischen EOM und MZM sichergestellt werden. Am MZM liegt zudem noch eine einstellbare Gleichspannung an, die sich in einer konstanten Phasenverschiebung zwischen den beiden Ästen im MZM äußert. Somit kann über Verstellen dieser Spannung der MZM auch dauerhaft auf Transmission eingestellt werden.

Nach dem Feldtest wurde die Pulserzeugung komplett umgebaut. Statt EOM und MZM wird seither ein fasergekoppelter akusto-optischer Modulator verwendet. Die Gründe des Austauschs werden in den entsprechenden Kapiteln erläutert.

#### 3.1.4 Gepulste Faserverstärkerstufen

Nach der Pulserzeugung folgen vier in Reihe geschaltete Faserverstärker, die hier im einzelnen charakterisiert werden. Die vier Faserverstärker sind nötig, da mit einem alleine die nötige Skalierung von den nach der Pulserzeugung vorhandenen einstelligen Nanojoule-Pulsen zu den benötigten mehrere hundert Mikrojoule-Pulsen nicht möglich ist. Der Kerndurchmesser der verwendeten Faserverstärker wird von Stufe zu Stufe immer größer, sodass bei steigender Leistung die Intensität nicht größer als die Zerstörschwelle der Fasern wird. Eine einfache sehr lange Faser mit großem Kerndurchmesser kann nicht genutzt werden, da dann zu Beginn die Seedleistung nicht ausreichen würde, um eine gute Effizienz zu erreichen (hohe ASE-Leistung), bzw. da in einer einzelnen sehr langen Faserverstärker-Stufe nichtlineare Effekte wie z.B. stimulierte Brillouin-Streuung sehr früh eine weitere Verstärkung unterbinden würden.

Im Folgenden wird also der Aufbau der vier Faserverstärkerstufen sowie deren Betriebseigenschaften zum Zeitpunkt des Feldtests beschrieben.

##### 1. Stufe

Für die erste Stufe (siehe Abbildung 3.8) wurde die single-mode Verstärkerfaser DF1100 von der Firma Fibercore verwendet. Ihre Eigenschaften sind in Tabelle 3.2 zusammen mit den Eigenschaften des verwendeten Pumpasers aufgelistet. Sie wurde von Andreas Rudolf mit SMA-Fasersteckern konfektioniert und unter einem kleinen Winkel im einstelligen Grad-Bereich hochglanzpoliert zur Minimierung von möglichen Reflexen an den Faseroberflächen.

Die erste Stufe ist in Doppelpass-Konfiguration aufgebaut. Das bedeutet, die Verstärkerfaser wird von dem zu verstärkenden Seedlicht zweimal durchquert. Nachdem das Licht zunächst einen Faraday Isolator und einen polarisierenden Strahlteilerwürfel passiert, wird es zum ersten mal in die Verstärkerfaser eingekoppelt. Am Ende der Faser wird es wieder ausgekoppelt

---

<sup>17</sup>Philips PM5712

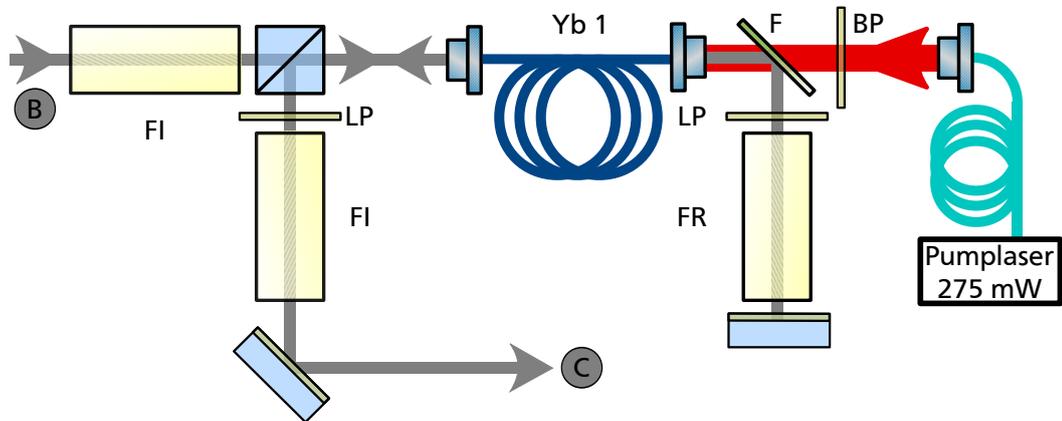


Abbildung 3.8: Schematischer Aufbau der ersten gepulsten Faserverstärkerstufe zum Zeitpunkt des Feldtests. Yb 1 steht für die Verstärkerfaser. Die verwendeten Abkürzungen sind: Faraday Isolator (FI), Langpassfilter (LP), Faraday Rotator (FR), Dichroitischer Filter (F), Bandpassfilter (BP).

Stufe 1

Faser Hersteller	Fibercore	Modell	DF1100
Fasertyp	Stufenindex	Länge	1 m
Kern Ø	3,8 $\mu\text{m}$	Kern-NA	0,15
Pumpmantel Ø	-	Pumpmantel NA	-
Pumpabsorption	1500 $\text{dB m}^{-1}$	Polarisationserhaltung	-
Pumplaser Hersteller	Lumics	Modell	LU975M300
Pumpfaserkern Ø	5,3 $\mu\text{m}$	Pumpleistung	275 mW

Tabelle 3.2: Eigenschaften der Verstärkerfaser von der ersten gepulsten Faserverstärkerstufe und des dazugehörigen Pumplasers.

und von einem dichroitischen Filter, durch den das Pumplicht transmittieren kann, reflektiert. Beim Durchgang durch einen Langpass-Filter wird entstandenes ASE-Licht herausgefiltert. Anschließend wird das einmal verstärkte Seedlicht mithilfe eines Faraday Rotators um ca.  $45^\circ$  in seiner Polarisation gedreht, bevor es in sich selbst reflektiert und beim zweiten Durchgang durch den Faraday Rotator um weitere ca.  $45^\circ$  in seiner Polarisation gedreht wird. Die Polarisation wird also um insgesamt ca.  $90^\circ$  gedreht. Anschließend wird das Licht wieder über den dichroitischen Filter in die Faser eingekoppelt, wo es ein weiteres mal verstärkt wird. Die Polarisationsdrehung mithilfe des Faraday Rotators in Kombination mit dem zweiten Durchgang durch die Faser in umgekehrter Richtung bewirkt, dass die Verstärkerstufe in ihrer Gesamtheit polarisationserhaltende Eigenschaft hat (lineare Polarisation bleibt bestehen, allerdings um  $90^\circ$  gedreht), obwohl die verwendete Faser kein polarisationserhaltender Typ ist. Vereinfacht gesagt werden alle Transformationen, welche die Faser beim einfachen Durchgang an der Polarisation vornimmt, durch den zweiten Durchgang in umgekehrter Richtung mit genau gedrehter Polarisation rückgängig gemacht. Dies funktioniert unter der Voraussetzung, dass Änderungen an den Polarisationstransformationseigenschaften der Faser nur langsam im Vergleich zur Zeit, die das Licht zwischen erstem Austritt aus der Faser und Wiedereintritt benötigt, von statten gehen. Dies ist gegeben. Eine detailliertere Betrachtung findet in Abschnitt 5.2 statt.

Ein weiterer Vorteil des doppelten Durchgangs durch die Verstärkerfaser ist die im Pulsbetrieb insgesamt höhere Verstärkungseffizienz. Während beim CW-Betrieb der ersten Stufe der einfache Durchgang noch effizienter ist als der doppelte, da hier die Verluste durch das Aus- und wieder Einkoppeln höher sind als der Zugewinn an Leistung beim zweiten Durchgang, ist dies im Pulsbetrieb nicht mehr der Fall, sodass hier der doppelte Durchgang effizienter ist.

Das doppelt verstärkte Licht wird nun, da die Polarisationsrichtung um  $90^\circ$  gedreht wurde am schon einmal durchlaufenen polarisierenden Strahlteilerwürfel reflektiert. Ein weiterer Langpassfilter unterdrückt das in dieser Richtung die Faser verlassende ASE-Licht, sodass quasi nur das doppelt verstärkte Seedlicht durch einen weiteren Faraday Isolator in Richtung zweite gepulste Stufe geleitet wird.

Für die erste Stufe wurden vor dem Feldtest keine Kennlinien mehr aufgenommen. Für das charakteristische Verhalten dieser Stufe bei unterschiedlichen Pumpleistungen sei hier auf die Arbeit von A. Rudolf verwiesen [13], sowie auf Abschnitt 5.2 dieser Arbeit. Dort sind die Kennlinien für die nach dem Feldtest neu entworfene erste Stufe beschrieben. Diese hat zwar ein anderes Design, sie ist insbesondere komplett mit fasergekoppelten Komponenten aufgebaut, benutzt aber immer noch den gleichen Fasertyp in ähnlicher Länge.

Typischerweise wurde die erste Stufe immer mit maximal möglicher Pumpleistung von 275 mW betrieben. Da die Faser keinen Pumpmantel hat, wird dazu ein single-mode Pump-laser verwendet der auch in den Kern der Verstärkerfaser eingekoppelt wird und dessen Eigenschaften in Tabelle 3.2 zu finden sind. Bedingt durch den geringen Kerndurchmesser der Verstärkerfaser kommt es mit steigender Leistung schnell zu nichtlinearen Effekten wie stimulierter Brillouin-Streuung. Deswegen wurde bei der Konzeption dieser ersten Faser-verstärkerstufe darauf geachtet, eine Faser mit sehr hohem Ytterbium-Dotierungsgrad zu

verwenden, da so die Faserlänge kurz gehalten werden kann bei gleichzeitig dennoch hoher Verstärkungseffizienz. Der hohe Dotierungsgrad bewirkt allerdings den nachteiligen Effekt von verstärkt auftretendem Photodarkening, was vor allem bei der Inbetriebnahme der neuen ersten Stufe in Erscheinung trat, siehe Abschnitt 5.2.

Die maximale Ausgangspulsenergie der ersten Stufe ist bei einer Repetitionsrate von 1 kHz ca.  $0,35 \mu\text{J}$ .

## 2. Stufe

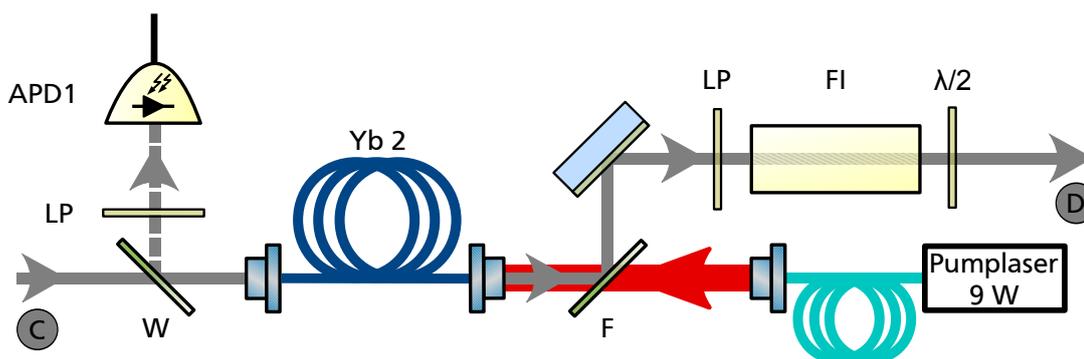


Abbildung 3.9: Schematischer Aufbau der zweiten gepulsten Faserverstärkerstufe zum Zeitpunkt des Feldtests. Yb 2 steht für die Verstärkerfaser. Die verwendeten Abkürzungen sind: Avalanche-Photodiode (APD), Langpassfilter (LP), antireflexbeschichtetes Fenster (W), dichroitischer Filter (F), Faraday Isolator (FI), Verzögerungsplatte mit einer Verzögerung von einer halben Wellenlänge ( $\lambda/2$ ).

Die Verstärkerfaser der zweiten gepulsten Faserverstärkerstufe (siehe Abbildung 3.9) ist eine Yb1200- 10/125DC-PM des Herstellers Liekki. Ihre Eigenschaften sind in Tabelle 3.3 aufgeführt. Sie wurde wieder eigenhändig mit SMA-Fasersteckern konfektioniert und unter einem kleinen Winkel im einstelligen Grad-Bereich hochglanzpoliert.

### Stufe 2

Faser Hersteller	Liekki	Modell	Yb1200-10/125DC-PM
Fasertyp	Stufenindex	Länge	2,1 m
Kern $\varnothing$	$10 \mu\text{m}$	Kern-NA	0,08
Pumpmantel $\varnothing$	$125 \mu\text{m}$	Pumpmantel NA	0,48
Pumpabsorption	$7,4 \text{ dB m}^{-1}$	Polarisationserhaltung	ja
Pumplaser Hersteller	PhotonTec	Modell	M976±0.5-9-F105/22
Pumpfaserkern $\varnothing$	$100 \mu\text{m}$	Pumpleistung	9 W

Tabelle 3.3: Eigenschaften der Verstärkerfaser von der zweiten gepulsten Faserverstärkerstufe und des dazugehörigen Pumplasers.

Bevor das weiter zu verstärkende Licht in die Verstärkerfaser der zweiten Stufe eingekoppelt wird, durchquert es noch ein doppelseitig antireflexbeschichtetes Fenster. Dieses wird zum Beobachten von stimulierter Brillouin-Streuung verwendet, die rückwärts aus der Verstärkerfaser austritt und dann ein kleiner Teil davon vom Fenster auf die Lawinen-Photodiode (avalanche photo diode, APD)<sup>18</sup> reflektiert wird. Die maximale Ausgangsleistung, die bei der zweiten Stufe erreicht werden kann, ist durch das Auftreten von SBS limitiert. Die Verstärkerfaser wird mithilfe einer fasergekoppelten Pumpdiode von PhotonTec Berlin rückwärts gepumpt. Sie kann bis maximal 9 W Ausgangsleistung bei  $(976.0 \pm 0.5)$  nm liefern. Tatsächlich wird allerdings nie eine Leistung von 2,5 W überschritten, da es vorher verstärkt zu SBS-Effekten kommt. Das verstärkte Licht wird nach dem Durchgang durch die Faser über einen dichroitischen Filter, der die Pumpeinkopplung ermöglicht, durch einen Langpassfilter geführt. Dieser dient wieder der Auslöschung bzw. Unterdrückung des in der Verstärkerfaser entstehenden ASE-Lichtes, sodass dieses nicht in der nächsten Faserverstärkerstufe weiter verstärkt wird und somit die Effizienz der Seedlichtverstärkung nicht herabsetzt. Anschließend wird das verstärkte Seedlicht durch einen Faraday Isolator zur Unterdrückung von Reflexen und anderweitig entstehendem rückwärtsgewandten Lichtes aus der nächsten Stufe geleitet, bevor es mithilfe einer Halbwellenplatte in seiner Polarisation auf die nächste Stufe angepasst wird.

In Abbildung 3.10 ist die charakteristische Leistungskennlinie bzw. Pulsenergiekennlinie der zweiten Stufe aufgetragen.

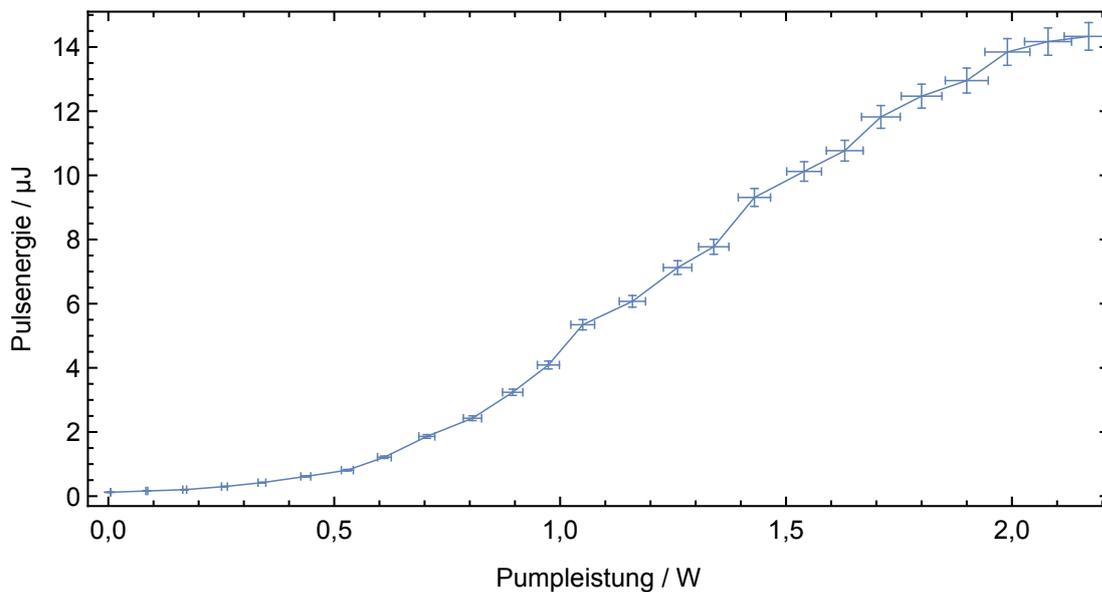


Abbildung 3.10: Pulsenergiekennlinie der zweiten Faserverstärkerstufe. Die maximal gemessene Pulsenergie ist  $(14,33 \pm 0,43)$   $\mu$ J. Allerdings wurde die Kennlinie mit einem unkalibrierten Pyrodetektor gemessen und die Pulsenergien sind in Realität niedriger.

<sup>18</sup>Laser Components SAR500S3 mit ABC550-04

Die Pulsenergien dieser und der beiden nächsten Faserverstärkerstufen wurden mit einem Pyrodetektor<sup>19</sup> aufgenommen. Bei weiteren Messungen, die erst nach dem Feldtest und mit der modifizierten Strahlquelle aufgenommen wurden, ist aufgefallen, dass der verwendete Pyrodetektor nicht korrekt kalibriert ist. Vergleiche Abschnitt 5.3 bis 5.6 dieser Arbeit. Die in den folgenden Abschnitten gezeigten Kennlinien der Faserverstärkerstufen zwei bis vier sind deshalb nur qualitativ korrekt, aber für einen Vergleich mit den Pulsenergien, welche in der Vorarbeit [13] zu dieser Arbeit gemessen wurden, von Nöten. Um eine Vergleichbarkeit mit den Messungen nach der Optimierung der Strahlquelle nach dem Feldtest herzustellen wurden die Messungen in den Abschnitten 5.3 bis 5.6 jeweils mit dem Pyrodetektor und einem korrekt kalibrierten Leistungsmesskopf<sup>20</sup> durchgeführt.

Die Pulsenergie steigt mit zunehmender Pumpleistung zunächst immer steiler an, bevor sie nach einem Wendepunkt immer schwächer wächst und ein Plateau erreicht wird. Bei weiterer Steigerung der Pumpleistung wird nahezu die gesamte zusätzliche Pumpleistung in rückwärtiges SBS-Licht gewandelt. Dies lässt sich über die installierte APD gut beobachten. Die zweite Stufe erreicht maximal eine Verstärkung von 16,1 dB. Diese Faserverstärkerstufe ist seit der Labordemonstration [13] des Systems neu hinzugekommen. Davor ging es nach der beschriebenen ersten Faserverstärkerstufe direkt mit der jetzigen dritten Stufe weiter. Diese zeigte aber durch die geringe ihr zur Verfügung stehende Seedleistung, chaotisches Verhalten. So war beispielsweise die Verstärkungseffizienz sehr stark von der Faserlage abhängig und kleinste Veränderungen der Lage konnten dramatische Einbrüche der Leistung zur Folge haben. Dieser Zustand wäre für einen Einsatz außerhalb des Labors nicht geeignet gewesen. Die Einführung der jetzigen zweiten Faserverstärkerstufe, war deshalb nicht nur durch die erzielte Pulsenergiesteigerung erfolgreich, sondern war auch eine notwendige Voraussetzung um den Feldtest durchführen zu können.

### 3. Stufe

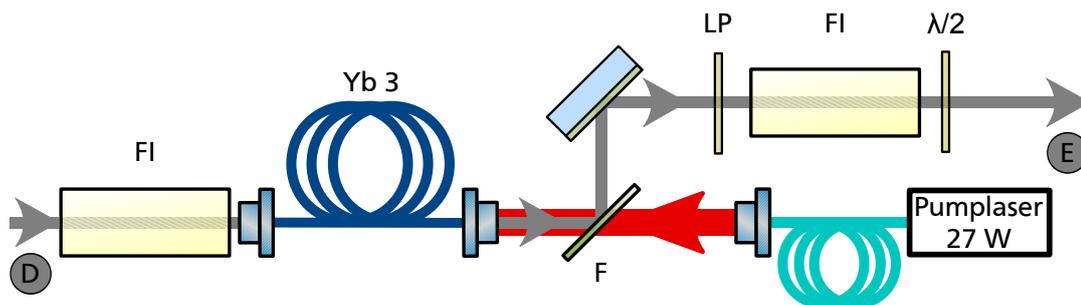


Abbildung 3.11: Schematischer Aufbau der dritten gepulsten Faserverstärkerstufe zum Zeitpunkt des Feldtests. Yb 3 steht für die Verstärkerfaser. Die verwendeten Abkürzungen sind: Faraday Isolator (FI), dichroitischer Filter (F), Langpassfilter (LP), Verzögerungsplatte mit einer Verzögerung von einer halben Wellenlänge ( $\lambda/2$ ).

<sup>19</sup>Gentec QE12SP-H-MT

<sup>20</sup>Gentec UP19K-30H-H5

Die Verstärkerfaser der dritten gepulsten Faserverstärkerstufe (siehe Abbildung 3.11) ist eine DC-200/40-PZ-Yb des Herstellers NKT Photonics. Ihre Eigenschaften sind in Tabelle 3.4 aufgeführt. Die Faserenden sind diesmal herstellenseitig wieder unter einem kleinen Winkel im einstelligen Grad-Bereich poliert und mit SMA-Hochleistungssteckern versehen. Die Faser ist eine photonische Kristallfaser und besitzt eine sehr geringe NA. Deshalb sind auch die Verluste, die durch Biegung der Faser bei kleiner werdendem Biegeradius entstehen, schnell sehr hoch. Sie darf deswegen nicht mit einem geringeren Biegeradius als 12,5 cm betrieben werden.

## Stufe 3

Faser Hersteller	NKT Photonics	Modell	DC-200/40-PZ-Yb
Fasertyp	PCF	Länge	1,5 m
Kern $\varnothing$	40 $\mu\text{m}$	Kern-NA	0,03
Pumpmantel $\varnothing$	200 $\mu\text{m}$	Pumpmantel NA	0,55
Pumpabsorption	$\sim 10 \text{ dB m}^{-1}$	Polarisationserhaltung	ja
Pumplaser Hersteller	LIMO	Modell	30-F200-DL980
Pumpfaserkern $\varnothing$	200 $\mu\text{m}$	Pumpleistung	30 W

Tabelle 3.4: Eigenschaften der Verstärkerfaser von der dritten gepulsten Faserverstärkerstufe und des dazugehörigen Pumplasers.

Von Stufe zwei kommend, passiert das Licht zunächst noch einen weiteren Faraday Isolator, sodass zwischen der zweiten und der dritten Stufe zwei Faraday Isolatoren in Reihe verbaut sind. Dies ist nötig, da die Reflexunterdrückung mit nur einem FI nicht ausreichend ist. Bei nur einem eingebauten FI konnte bei maximalem Betrieb der dritten und zweiten Stufe, an der APD, welche das rückwärts aus der zweiten Stufe austretende Licht beobachtet, Lichtpulse beobachtet werden, deren Auslöser ein Reflex nach der dritten Verstärkerfaser sein musste. Dieser Reflex wurden auf dem Weg rückwärts durch die dritte Verstärkerfaser soweit verstärkt, dass die Unterdrückung des einen FI nicht ausreichend war.

Nach den Faraday Isolatoren wird das Licht nun also in die dritte Verstärkerfaser eingekoppelt. Diese wird wieder rückwärts gepumpt, diesmal mit einem fasergekoppelten Pumpdiodenbaren des Herstellers LIMO. Dieser Pumplaser liefert maximal eine Pumpleistung von 30 W bei  $(976 \pm 3) \text{ nm}$ , allerdings wird ein Plateau der Ausgangsleistung der dritten Verstärkerstufe schon bei einer Pumpleistung von etwa 9 W erreicht. Nach dem Durchgang durch die Verstärkerfaser wird das Seedlicht wieder über einen dichroitischen Filter, der das Einkoppeln des Pumplichts ermöglicht, durch einen Langpassfilter geführt. Dort wird erneut das in der Verstärkerfaser entstehende ASE-Licht herausgefiltert. Anschließend geht es durch einen Faraday Isolator und eine Halbwellenplatte zur Polarisationsanpassung zur vierten und letzten gepulsten Faserverstärkerstufe.

Abbildung 3.12 zeigt die charakteristische Pulsenergiekennlinie der dritten gepulsten Faserverstärkerstufe.

Die Pulsenergie des verstärkten Seedlichts steigt zunächst mit zunehmender Pumpleistung immer steiler an, bevor es abrupt zu einem Plateau der Kennlinie kommt. In diesem Fall

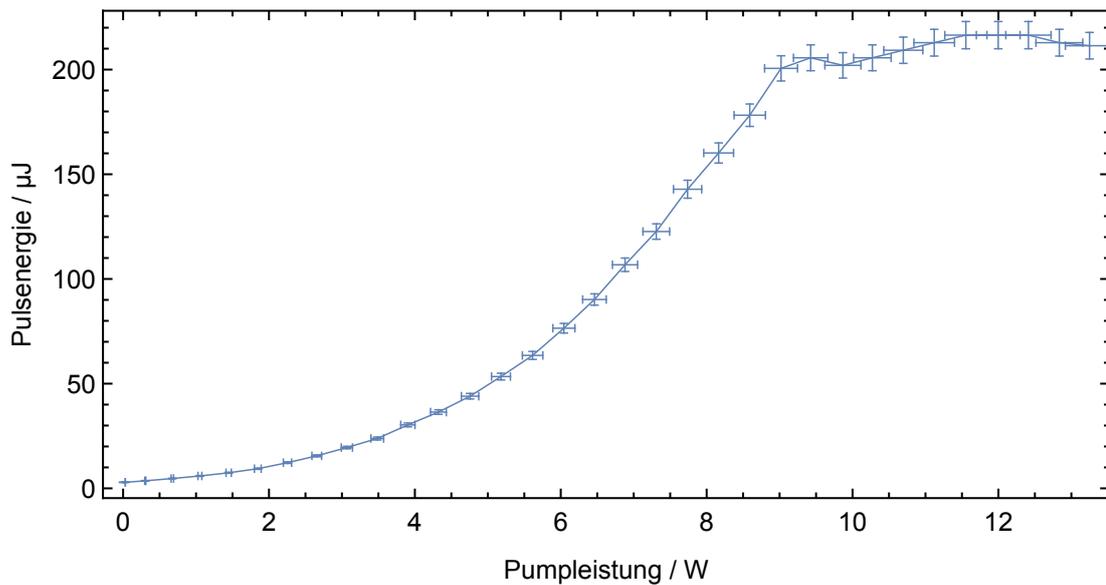


Abbildung 3.12: Pulsenergiekennlinie der dritten Faserverstärkerstufe. Aufgenommen wurde die Kennlinie wieder mit dem falsch kalibrierten Pyrodetektor. Die maximal gemessene Pulsenergie ist  $(216,5 \pm 6,5) \mu\text{J}$

handelt es sich nicht um einen SBS Effekt der zu diesem Plateau führt, sondern um einen Sättigungseffekt der Verstärkerfaser. Mit steigender Pumpleistung steigt auch die Besetzungsinversion die im Ytterbium zwischen den Seedpuls aufgebaut wird. Bei Beginn des Plateaus ist die maximale Besetzungsinversion von 50 % entlang der ganzen Faser erreicht, sodass keine weiteren Pump Laserphotonen absorbiert werden können. Die zusätzlich eingebrachte Pumpleistung verlässt die Verstärkungsfaser ungenutzt am anderen Ende.

Als maximale Verstärkung wird 11,8 dB erreicht. Die maximal erreichte Pulsenergie von  $(216,5 \pm 6,5) \mu\text{J}$  ist um mehr als Faktor 4 größer, als sie nach dieser Faserverstärkerstufe war bevor die jetzige zweite Stufe neu eingebaut wurde. Die Pulsenergie ist sogar mehr als doppelt so hoch wie bei der Labordemonstration nach allen Stufen insgesamt [13].

#### 4. Stufe und Frequenzverdopplung

Bei der vierten gepulsten Faserverstärkerstufe (siehe Abbildung 3.13) kommt eine weitere photonische Kristallfaser von NKT Photonics zum Einsatz: Das Modell DC-200/70-PM-Yb-ROD. Ihre Eigenschaften sind in Tabelle 3.4 aufgeführt. Da sie eine noch kleinere NA hat als die Faser der dritten Stufe, wären ihre Biegeverluste noch größer, sodass sie als nicht flexibler Stab ausgeführt ist. An der Ausgangsseite ist eine 8 mm lange antireflexbeschichtete Quarzglaskappe herstellerseitig angeschmolzen worden. In dieser Kappe wird das aus der Faser austretende Licht nicht mehr geführt, sodass sich der Strahldurchmesser erhöht und dadurch die Intensität am Übergang von Glas zu Luft geringer ist als bei direktem Übergang von Faserkern zu Luft. Somit wird die Zerstörschwelle der Faser erhöht.

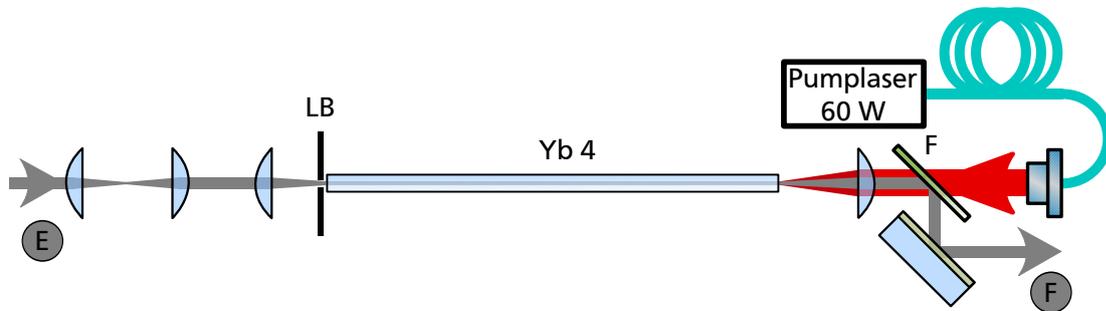


Abbildung 3.13: Schematischer Aufbau der vierten gepulsten Faserverstärkerstufe zum Zeitpunkt des Feldtests. Yb 4 steht für die Verstärkerfaser. Die verwendeten Abkürzungen sind: Lochblende (LB) und dichroitische Filter (F).

#### Stufe 4

Faser Hersteller	NKT Photonics	Modell	DC-200/70-PM-Yb-ROD
Fasertyp	PCF	Länge	0,55 m
Kern $\varnothing$	70 $\mu\text{m}$	Kern-NA	0,02
Pumpmantel $\varnothing$	200 $\mu\text{m}$	Pumpmantel NA	0,6
Pumpabsorption	$\sim 30 \text{ dB m}^{-1}$	Polarisationserhaltung	ja
Pumplaser Hersteller	LIMO	Modell	HLU60F400-976
Pumpfaserkern $\varnothing$	400 $\mu\text{m}$	Pumpleistung	60 W

Tabelle 3.5: Eigenschaften der Verstärkerfaser von der vierten gepulsten Faserverstärkerstufe und des dazugehörigen Pumplasers.

Nach der dritten Faserverstärkerstufe muss zunächst mithilfe eines Teleskops der Strahldurchmesser verkleinert werden. Dazu werden konvexe Linsen mit den Brennweiten 125 mm und 60 mm verwendet. Infolgedessen wird das zu verstärkende Seedlicht in den Stab eingekoppelt. Eine Lochblende hält übrigbleibendes Pumplicht, das den Pumpmantel rückwärts verlässt auf, um ein Bestrahlen der vorhergehenden Komponenten zu verhindern. Die Lochblende wird dabei erwärmt und muss mit einem Lüfter gekühlt werden. Nach der Verstärkung wird das Seedlicht wieder über einen dichroitischen Filter, der die Pumpeinkopplung ermöglicht, zur Frequenzverdopplungseinheit geleitet. Der Pumplaser ist ein fasergekoppelter Pumpdiodenbarren von LIMO und hat eine maximale Ausgangsleistung von 60 W. Es wird aber zum Erreichen der maximalen Ausgangspulsenergie nur eine Pumpleistung von ca. 33 W benötigt. Das verstärkte Licht wird nach der vierten Faserverstärkerstufe nicht mehr durch einen Langpassfilter von ASE-Licht befreit, da dieses im Frequenzverdopplungskristall so gut wie nicht konvertiert wird und von den nachfolgenden Filtern herausgefiltert wird. Der Aufbau der Frequenzverdopplung ist in Abbildung 3.14 dargestellt.

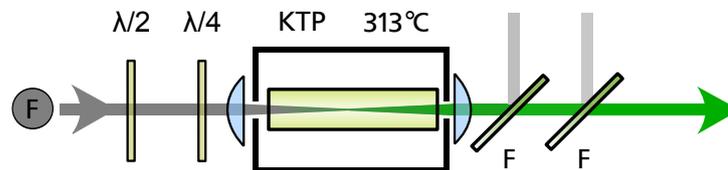


Abbildung 3.14: Schematischer Aufbau der Frequenzverdopplungseinheit. Die verwendeten Abkürzungen sind: Verzögerungsplatte mit einer Verzögerung von einer halben Wellenlänge ( $\lambda/2$ ), Verzögerungsplatte mit einer Verzögerung von einer viertel Wellenlänge ( $\lambda/4$ ), Kurzpassfilter der eine hohe Transmission im grünen Spektralbereich und eine hohe Reflexivität im infraroten Spektralbereich hat (F).

Als nichtlineares Medium zur Frequenzverdopplung wird ein Kaliumtitanylphosphat-Kristall<sup>21</sup> (KTP) verwendet. Er hat eine Länge von 10 mm und ein quadratisches Profil mit 3 mm Kantenlänge. Beidseitige Antireflexbeschichtung für das fundamentale Licht bei 1086,6 nm und das frequenzverdoppelte Licht bei 543,3 nm minimiert die Reflexionsverluste. Geschnitten ist der Kristall für  $\theta = 90$  und  $\phi = 0$ . Es wird nicht kritische Typ-II-Phasen Anpassung genutzt. Folglich wird die Kristalltemperatur so angepasst, dass die Brechungsindizes für die Fundamentale und die zweite Harmonische unter der korrekten Polarisation gleich sind. Die experimentell bestimmte optimale Temperatur hierfür ist 313 °C. Der Kristall befindet sich zur Temperaturstabilisierung in einem Ofen, der aus einer PEEK-Kunststoffhaushung besteht, in der sich eine Edelstahlhalterung für den Kristall befindet, die komplett von einer Heizwendel umschlossen wird. In die Kristallhalterung ist ein PT100 Temperaturfühler eingelassen, der den Temperaturwert an den Temperaturregler<sup>22</sup> übergibt, welcher wiederum den Strom durch die Heizwendel steuert und somit die Temperatur auf den Sollwert regelt.

Bevor das Licht in den Kristall fokussiert wird, erfolgt eine Anpassung der Polarisation mit den beiden Verzögerungsplatten. Nach dem Durchgang durch den Kristall besteht das Licht

<sup>21</sup>MolTech GmbH

<sup>22</sup>Horst HT MC1

aus einem konvertierten Anteil bei 543,3 nm und einem restlichen Infrarotanteil, da nicht 100 % konvertiert wird. Dieses restliche Infrarotlicht wird über zwei Filter herausgefiltert, sodass nur das grüne Licht für die Messung im Wasser bereit steht.

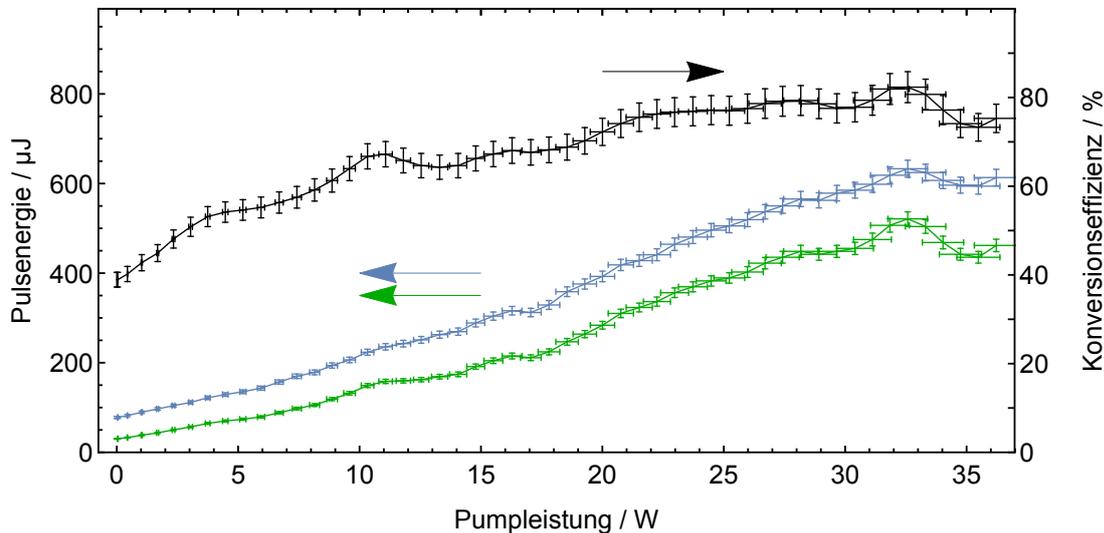


Abbildung 3.15: Pulsenergiekennlinie der vierten Faserverstärkerstufe in Blau, sowie Pulsenergie bei 543,3 nm nach der Frequenzverdopplung in Grün und die daraus resultierende Konversionseffizienz in schwarz. Aufgenommen wurde die Kennlinie wieder mit falsch kalibrierten Pyrodetektoren. Die maximal gemessene Pulsenergien sind  $(633 \pm 19) \mu\text{J}$  im infraroten Spektralbereich und  $(521 \pm 16) \mu\text{J}$  bei 543,3 nm. Die maximal erreichte Konversionseffizienz betrug  $(82,3 \pm 3,5) \%$

Abbildung 3.15 zeigt die Pulsenergiekennlinie der vierten Faserverstärkerstufe im infraroten Spektralbereich, die nach der Frequenzverdopplung vorhandene Pulsenergie bei 543,3 nm und die daraus resultierende Konversionseffizienz. Gemessen wurde dabei die Pulsenergie im grünen Spektralbereich mittels eines Pyrodetektors<sup>23</sup> und gleichzeitig die Pulsenergie der am ersten Filter nach dem KTP-Kristall herausgefilterten Restinfrarotpulse mit dem zuvor schon genutzten Pyrodetektor<sup>24</sup>. Für die dargestellte Infrarotpulsenergie wurde die gemessene Pulsenergie im Grünen und die gemessene Restinfrarot-Energie addiert. Es muss erwähnt werden, dass auch der QE4-SP-S-MT Pyrodetektor einer nach dem Feldtest durchgeführten Kalibrierungsüberprüfung nicht standhielt, sodass auch hier die angegebene Pulsenergien wieder nur zu Vergleichen mit früheren Messungen von Nutzen sind.

Die Pulsenergien im Infraroten steigen zunächst mit wachsender Pumpleistung an, bevor es wieder zu einem Plateau kommt. Die Pulsenergie im Grünen folgt diesem Verlauf im Wesentlichen, bricht aber zu Ende hin stärker ein. Die Bildung des Plateaus kommt in diesem Fall wieder durch die Sättigung der Faser zustande. Die Besetzungsinversion ist am Maximum angekommen und zusätzliche Pumpleistung verlässt die Faser ungenutzt am anderen Ende.

<sup>23</sup>Gentec QE4-SP-S-MT

<sup>24</sup>Gentec QE12SP-H-MT

Die Konversionseffizienz steigt von zu Beginn bestehenden 39% auf über 82% an. Es sind kleine wellenförmige Unregelmäßigkeiten im Verlauf zu sehen. Diese kommen durch temperaturabhängige Polarisationsdrehungen der Fundamentalen zustande. Durch die steigende Pumpleistung erwärmt sich die Faser und dehnt sich aus. Bei einer nicht perfekten Überlagerung der Polarisation des Lichtes mit der schnellen oder langsamen Achse der doppelbrechenden Faser wirkt diese wie eine sehr lange Verzögerungsplatte, die abhängig von der Faserlänge eine Polarisationsänderung hervorruft. Stimmt die Polarisation nicht mehr perfekt mit der für den Konversionsprozess benötigten überein, kommt es zu Einbrüchen in der Konversionseffizienz. Dies scheint insbesondere am Ende der Kennlinie eine größere Rolle zu spielen.

Die in der vierten Faserverstärkerstufe erreichte Verstärkung liegt bei 4,66 dB und ist damit deutlich geringer als bei den anderen Stufen. Dies ist auf die kurze Länge dieser Verstärkerfaser zurückzuführen, die sich für den hier vorliegenden Fall ungünstig auswirkt, da die Wellenlänge des zu verstärkenden Lichtes mit 1086,6 nm schon recht weit vom Maximum des Ytterbium-Emissionsspektrums entfernt ist. Der Stab ist für den Betrieb bei niedrigeren Wellenlängen (1030 nm-1040 nm) optimiert. Durch die kurze Länge wird aber immerhin die SBS-Schwelle hoch gehalten, sodass dies kein limitierender Faktor für diese Stufe ist. Mittlerweile wird die Faser in der Form nicht mehr von NKT angeboten. Es gibt jetzt zwei modifizierte Versionen<sup>25</sup> die mit 80 cm etwas länger sind, eine mit einem etwas kleinerem Kerndurchmesser (55  $\mu\text{m}$ ) und die andere mit einem etwas größeren (85  $\mu\text{m}$ ). Beide Versionen sind zudem in einer wassergekühlten Version vorhanden, was die thermische Stabilität und damit die Polarisationserhaltung verbessern soll. Beispielsweise eingesetzt wird die 85  $\mu\text{m}$ -Version hier [68]. Ein Austausch der vierten Stufe durch eine der beiden neueren Versionen könnte zu einer weiteren Steigerung der Pulsenergie führen.

Als Fazit der Faserverstärkerbetrachtung lässt sich festhalten, dass das kaskadierte Verstärken in den nacheinander kommenden Faserverstärkerstufen mit wachendem Kerndurchmesser eine Skalierung der Pulsenergie von ca. 10 nJ direkt nach der Pulserzeugung hin zu über 600  $\mu\text{J}$  ermöglicht. Dies entspricht einer Verstärkung von ca. 48 dB und ist bei der vorliegenden Wellenlänge und Schmalbandigkeit des Lichtes beachtlich, allerdings sind die angegebenen Absolutwerte nicht korrekt, da die Pyrodetektoren falsch kalibriert sind. Die Angabe der Verstärkung ist dennoch korrekt, da sie eine relative Angabe ist.

Will man die Pulsenergie in Zukunft noch weiter steigern, sollte die vierte Faserverstärkerstufe modifiziert werden. Hier ist der erzielte Zuwachs am geringsten und auch in der sonstigen Handhabung gibt es hier am ehesten Probleme. Für einen Einsatz außerhalb des Labors ist die jetzige Halterung des Verstärkerfaserstabes nicht gut geeignet, vor allem wenn von einem bewegten Gefährt aus gemessen werden soll, da der Stab nur durch sein Eigengewicht in einer Kerbe eines Aluminium-Quaders der selben Länge wie der Stab gehalten wird. Außerdem sollte eine aktive Kühlung des Stabes erwogen werden, da durch die hohe Pumpleistung eine vergleichsweise starke Erhitzung der Faser stattfindet, was wie bereits erwähnt zu Polarisationsdrehungen führt. Die thermisch bedingte Ausdehnung der Faser

---

<sup>25</sup>aeroGAIN-ROD-PM55 & 85

führt ebenso zu Änderungen des Strahlverlaufes nach dem Auskoppeln und zu Änderungen der Einkoppeleffizienz. Eine weitere Faserverstärkerstufe wird an keiner weiteren Stelle als sinnvoll erachtet, da der Aufbau dadurch größer werden würde, statt kleiner, was er für einen serienmäßigen Einsatz im Feld werden sollte.

Statt die Pulsenergie zu erhöhen kann auch die Durchschnittsleistung erhöht werden, indem die Faserverstärker bei einer höheren Pulsrepetitionsrate betrieben werden. Dadurch verbessert sich auch die Genauigkeit der Temperaturmessung durch Mittlung über eine größere Anzahl von Pulsen und größere Wassertiefen sind so genauso erreichbar wie mit höheren Pulsenergien. Für diesen Ansatz wurde nach dem Feldtest die Grundlage geschaffen. Diese ist in Kapitel 5 beschrieben.

#### 3.1.5 Wasser

Die bereitgestellten grünen Laserpulse werden über Spiegel ins Wasser geleitet. Das Wasserreservoir ist dabei entweder ein spezielles, mit Wasser gefülltes Rohr, in dem die Temperatur des Wassers gesteuert werden kann, oder während des Feldtests das Hafenbecken des Centre for Maritime Research and Experimentation (CMRE) in La Spezia, Italien.

Das Wasserrohr wurde in vorangehender Arbeit [13] zur Bestätigung des Funktionsprinzips des Brillouin-LIDAR-Systems verwendet und wurde auch während des Feldtests zur Kalibrierung des Detektors auf das vorhandene Wasser benötigt.

Das verwendete Edelstahlrohr ist in Abbildung 3.16 schematisch dargestellt. Durch seinen Aufbau gibt es zwei getrennte Kammern. Im inneren Volumen befindet sich das Probenwasser, dessen Temperatur mittels des Brillouin-LIDARs bestimmt werden soll. Durch die äußere Kammer wird mithilfe einer Umwälzpumpe Wasser geleitet, dessen Temperatur durch einen Aquariumskühler und einen Durchlauferhitzer gesteuert werden kann. Um eine homogene Temperatur im Probenwasser zu gewährleisten, wird auch dieses durch eine kleine Kreiselpumpe umgewälzt. Die Temperatur des Probenwassers wird mit einem PT100-Temperaturfühler ermittelt. In beiden Enden des Rohres sind optische Zugangsfenster<sup>26</sup> eingelassen um den Laserstrahl hindurchführen zu können. Sie sind keilförmig mit einem Innenwinkel von  $1^{\circ}56'$  und unter einem Winkel von  $3^{\circ}$  eingebaut. Somit kommt es nicht zu Etalonneffekten im Glas und auch nicht zwischen den Gläsern. Sie sind gegensätzlich orientiert, sodass der Laserstrahl beim Durchgang durch das Wasserrohr nur einen Strahlversatz erfährt und keine Winkeländerung.

Bevor eine Temperatur von einer Wasserprobe mit dem Brillouin-LIDAR bestimmt werden kann, wird der Detektor kalibriert. Dazu wird der Laserstrahl durch das Kalibrierungs-Wasserrohr geschickt und das zurück gestreute Licht dem Detektor zugeführt. Anschließend wird die Temperatur des Probenwassers im Rohr über den gesamten möglichen Temperaturbereich variiert (in der damaligen Ausbaustufe etwa  $4^{\circ}\text{C}$  bis  $34^{\circ}\text{C}$ ) oder zumindest über den Temperaturbereich, der bei der anschließenden, tatsächlichen Messung von Interesse ist. Das Signalverhältnis der Photomultiplier vor und nach dem ESFADOF werden synchron zur gemessenen Temperatur aufgezeichnet und aus den Daten eine Kennlinie erstellt, die jedem

---

<sup>26</sup>Edmund Optics NT49-439

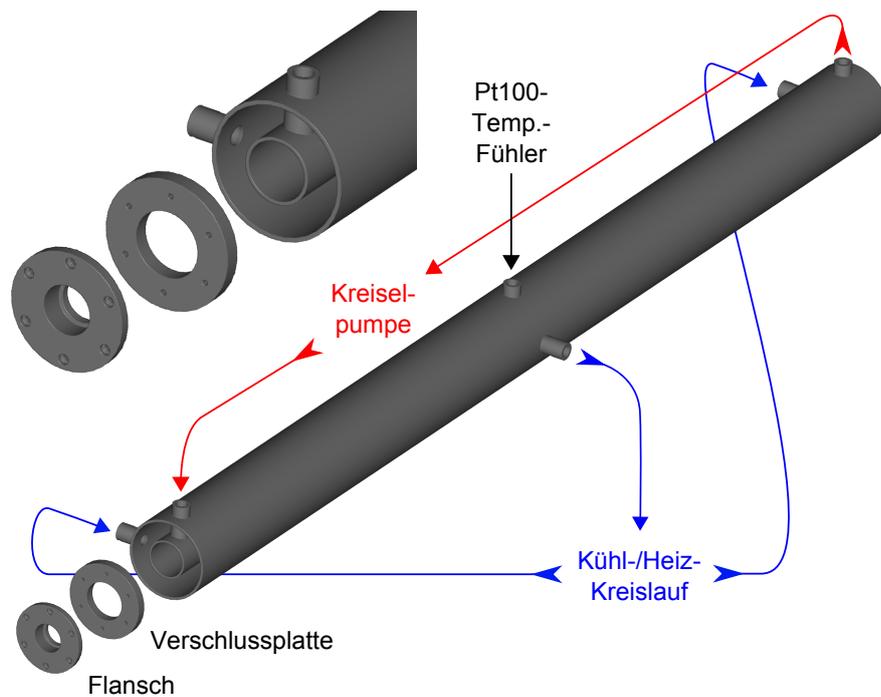


Abbildung 3.16: CAD-Zeichnung des zur Kalibrierung des Detektors verwendeten Wasserrohrs, entnommen aus [13] mit freundlicher Genehmigung von Andreas Rudolf. Es besteht aus einem Innen- und einem Außenrohr, die jeweils aus Edelstahl gefertigt sind und an beiden Enden über Verschlussplatten miteinander verschweißt sind. An beiden Enden wird jeweils eine, mit einer Dichtung versehene Zusatzplatte aufgeschraubt, in die ein optisches Zugangsfenster eingeklebt ist. Über mehrere Stutzen sind Zugänge zum Außen- und zum Innenrohr geschaffen, an die über Schläuche Umwälzpumpen und im Fall des Außenrohrs eine Heiz- und Kühleinrichtung angebracht ist. Über den mittleren Stutzen zum Innenrohr wird ein Temperaturfühler zur Kontrolle der tatsächlichen Wassertemperatur eingebracht.

Signalverhältnis eine eindeutige Temperatur zuweist. Bei einer anschließenden Messung kann dann beispielsweise das Signalverhältnis, welches bei einer Messung im Hafenbecken erhalten wird über die Kalibrationskennlinie in eine Temperatur umgerechnet werden.

Damit die Kalibrierung gelingt, muss das Wasser im Kalibrierungs-Wasserrohr den selben Salzgehalt haben wie das anschließende Probenwasser, da auch der Salzgehalt einen Einfluss auf die spektralen Eigenschaften des Brillouin-gestreuten Lichtes hat. In den Kapiteln 6 und 7 wird darauf eingegangen, wie durch eine Modifikation des Detektors die simultane Bestimmung der Temperatur und des Salzgehaltes funktionieren könnte.

#### 3.1.6 Empfangsoptik

Um möglichst das um  $180^\circ$  zurück gestreute Licht aufzufangen, wird das Laserlicht sehr knapp an der ersten Linse der Empfangsoptik vorbei und nahezu parallel zu deren Blickrichtung in das Probenwasser eingestrahlt. Die Empfangsoptik besteht aus einem Raumfilter, das heißt aus zwei konvexen Linsen mit einer Lochblende dazwischen. Die erste Linse<sup>27</sup> ist eine plan-konvexe Linse mit einem Durchmesser von 2 Zoll, um möglichst viel des gestreuten Lichtes auffangen zu können, und einer Brennweite von 75 mm. Die eingesetzte Lochblende hat je nach Messung einen Durchmesser von  $25\ \mu\text{m}$  bis  $75\ \mu\text{m}$ . Die anschließende Linse ist ebenfalls von plan-konvexer Art, hat eine Brennweite von 50 mm und misst nur 1 Zoll im Durchmesser. Durch die eingefügte Lochblende wird das von den beiden Linsen gebildete Teleskop sehr selektiv, was den Raum betrifft aus dem Licht durch das Teleskop transmittieren kann, sowohl was den Blickwinkel betrifft, als auch den Abstand des Streuvolumens zur Empfangsoptik. So kann über den Abstand der ersten Linse zur Lochblende eingestellt werden, dass beispielsweise das Licht aus dem Kalibrierungsrohr optimal aufgesammelt wird und gleichzeitig Streulicht, welches von einem Strahlblocker hinter dem Rohr ausgeht, unterdrückt wird. Die zweite Linse dient der Kollimation des aufgesammelten Lichtes, um es anschließend dem Absorptionsfilter und dem ESFADOF zuzuführen.

#### 3.1.7 Absorptionsfilter

Das zurück gestreute Licht aus dem Wasser besteht nicht nur aus Brillouin-gestreutem Licht. Es kommt auch zu elastischer Streuung. Deren Anteil am gestreuten Licht ist insbesondere in Wasser mit vielen Schwebeteilchen deutlich größer als der des Brillouin-gestreuten Lichtes, was die Messung ohne eine Filterung erheblich stören würde. Das Messprinzip mit dem ESFADOF beruht darauf, dass spektrale Eigenschaften des untersuchten Lichtes mit einfachen Intensitätsmessungen bestimmt werden können, da der ESFADOF eine lichtfrequenzabhängige Transmission hat. Sei nun  $I$  die Intensität des zurück gestreuten Lichtes mit:

$$I = B + E \tag{3.1}$$

---

<sup>27</sup>Thorlabs LA1145-A

wobei B und E die Intensitäten des Brillouin-gestreuten Lichtes und des elastisch gestreuten Lichtes sind dann gilt für das Signalverhältnis, dass bei Division der Signale entsteht, die mit den Photomultipliern (PMT) hinter ( $S_2$ ) und vor ( $S_1$ ) dem ESFADOF gemessen werden:

$$S = \frac{S_2}{S_1} = \frac{\frac{1}{2} \left( \frac{B}{2} \cdot T(\nu_B, \Delta\nu_B) + \frac{B}{2} \cdot T(-\nu_B, \Delta\nu_B) + E \cdot T(0, \Delta\nu_E) \right)}{\frac{1}{2} (B + E)} \quad (3.2)$$

Dabei ist  $T(\nu, \Delta\nu)$  die Transmission des ESFADOFs bei Bestrahlung mit um  $\nu$  zur ursprünglichen Laserfrequenz frequenzverschobenem Licht, das eine spektrale Breite von  $\Delta\nu$  hat.  $\nu_B$  ist die Frequenzverschiebung, die das Brillouin-gestreuete Licht B erfährt und  $\Delta\nu_B$  ist dessen spektrale Breite. Die Frequenzverschiebung des elastisch gestreuten Lichtes ist gerade gleich 0 und dessen spektrale Breite ist  $\Delta\nu_E$ . Bei Gleichung (3.2) wird davon ausgegangen, dass das Licht in gleichen Anteilen zum Referenz PMT1 und durch den ESFADOF geleitet wird. Außerdem impliziert die Gleichung, dass sich das Brillouin-gestreuete Licht gleichwertig in einen rotverschobenen und einen blauverschobenen Anteil aufspaltet. Unter der Annahme, dass die Transmission des ESFADOF symmetrisch zur Frequenzverschiebung 0 ist vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$S = \frac{B \cdot T(\nu_B, \Delta\nu_B) + E \cdot T(0, \Delta\nu_E)}{B + E} \quad (3.3)$$

Jetzt kann man eine Gleichung aufstellen, welche die relative Änderung des Divisionssignals S bei einer spektralen Änderung des Brillouin-gestreuten Lichtes beschreibt:

$$\frac{\Delta S}{\bar{S}} = \frac{\frac{B}{B+E} (T_2 - T_1) + \frac{E}{B+E} \overbrace{(T(0, \Delta\nu_E) - T(0, \Delta\nu_E))}^0}{\frac{B}{B+E} \bar{T} + \frac{E}{B+E} T(0, \Delta\nu_E)} \quad (3.4)$$

$T_2$  ist eine Abkürzung für  $T(\nu_{B2}, \Delta\nu_{B2})$  und  $T_1$  steht analog für  $T(\nu_{B1}, \Delta\nu_{B1})$ . Dies ist die Transmission, welche der ESFADOF für Licht mit den Frequenzverschiebungen  $\nu_{B2}$  und  $\nu_{B1}$  sowie den spektralen Breiten  $\Delta\nu_{B2}$  und  $\Delta\nu_{B1}$  hat.  $\bar{T}$  wiederum ist der mittlere Transmissionswert den  $T(\nu_B, \Delta\nu_B)$  für den Bereich zwischen diesen beiden Zuständen annimmt.  $\Delta S$  ist der Signalunterschied, welcher bei Messung der beiden Zustände auftritt und  $\bar{S}$  ist das Signal, welches im mittleren Zustand gemessen wird. Nach Streichung des Terms, welcher 0 ergibt, ein paar Kürzungen und der Zusammenfassungen  $T_2 - T_1 = \Delta T$  gilt:

$$\frac{\Delta S}{\bar{S}} = \frac{\Delta T}{\bar{T} + \frac{E}{B} T(0, \Delta\nu_E)} \quad (3.5)$$

Gleichung (3.5) gibt so etwas wie die relative Auflösung der Messung an. Da  $T(0, \Delta\nu_E) \neq 0$  gilt, wird  $\frac{\Delta S}{\bar{S}}$  mit steigendem elastischen Streuteil E immer kleiner. Das bedeutet, dass zum Beispiel der Unterschied zwischen zwei Signalen, die von Wasser unterschiedlicher Temperatur erzeugt werden, mit steigendem Anteil E immer geringer wird, sodass bei einem gegebenen Signal-Rausch-Verhältnis die Messgenauigkeit immer schlechter wird. Außerdem ist das Divisionssignal S aus Gleichung (3.3) nur dann zur Bestimmung der

spektralen Eigenschaften des Brillouin-gestreuten Lichtes geeignet, wenn das Verhältnis  $E/B$  konstant gehalten wird. Beispielsweise würde ein Wechsel von sauberem zu schmutzigerem Wasser eine Erhöhung von  $E$  bewirken, was wiederum den Messwert  $S$  ändern würde, auch ohne eine Änderung der Temperatur oder des Salzgehaltes. Eine zuverlässige Messung der letztgenannten Größen wäre somit nicht möglich. Nur unter der Bedingung  $E = 0$  ist:

$$S = T(\nu_B, \Delta\nu_B) \quad (3.6)$$

und damit gänzlich unabhängig von der Intensität. Weiter gilt dann:

$$\frac{\Delta S}{\bar{S}} = \frac{\Delta T}{\bar{T}} \quad (3.7)$$

Dies entspricht der bestmöglichen Auflösung mit diesem Messverfahren.

Eine weitere Möglichkeit den ungünstigen Einfluss von  $E$  zu sehen, besteht in der Ableitung des Divisionssignals  $S$  nach der Frequenzverschiebung (gilt für spektrale Breite analog):

$$\frac{\partial S}{\partial \nu_B} = \frac{1}{1 + \frac{E}{B}} \frac{\partial T(\nu_B, \Delta\nu_B)}{\partial \nu_B} \quad (3.8)$$

Die Signaländerung mit der Frequenzverschiebung hängt also von der Kantensteilheit des ESFADOF ( $\frac{\partial T(\nu_B, \Delta\nu_B)}{\partial \nu_B}$ ) und dem Faktor  $\frac{1}{1 + \frac{E}{B}}$  ab. Dieser ist maximal für  $E = 0$ , was wiederum die beste Auflösung für diesen Fall anzeigt.

Die Konsequenz dieser gesamten Ausführung ist es, dass für eine hohe Genauigkeit und Zuverlässigkeit des angestrebten Messverfahrens, die Unterdrückung der elastischen Streuung essentiell wichtig ist. Nur mit guter, am besten vollständiger Auslöschung von  $E$  funktioniert das Verfahren überhaupt. Deswegen befindet sich im Strahlengang des Detektors noch vor dem ESFADOF ein Absorptionsfilter, der die Aufgabe hat, das elastische Licht zu entfernen.

Beim verwendeten Absorptionsfilter handelt es sich um einen atomaren Linienfilter auf Basis von Rubidiumgas im natürlichen Isotopenverhältnis unter Ausnutzung eines Übergangs zwischen den beiden angeregten Zuständen  $5P_{3/2}$  und  $8D_{5/2}$ . Der Energieunterschied zwischen den beiden Zuständen entspricht gerade der Energie eines Photons der Wellenlänge 543,3 nm, also der von der Strahlquelle des Brillouin-LIDAR-Systems bereitgestellten Wellenlänge. Ein elastisch gestreutes Photon kann also von einem Rubidiumatom im  $5P_{3/2}$  Zustand absorbiert werden und kurze Zeit später (Lebensdauer ist ca. 400–550 ns [69, 70]) wieder in eine beliebige Richtung emittiert werden. Geschieht dies häufig, wird der gerichtete Strahl des elastisch gestreuten Lichtes deutlich abgeschwächt. Um eine stark abschwächende Wirkung zu erzielen, sollten entsprechend viele Rubidiumatome im Zustand  $5P_{3/2}$  vorhanden sein. Durch optisches Pumpen wird der Zustand besetzt. Dazu wird Laserlicht der Wellenlänge 780,24 nm in die Gaszelle eingestrahlt. Die Photonenenergie entspricht hierbei wiederum der Energiedifferenz zwischen dem Grundzustand  $5S_{1/2}$  und dem unteren Arbeitsniveau  $5P_{3/2}$ . Um die Absorptionswirkung weiter zu erhöhen, werden zwei Rubidiumgaszellen hintereinander verwendet. Der Aufbau im Detail ist in Abbildung

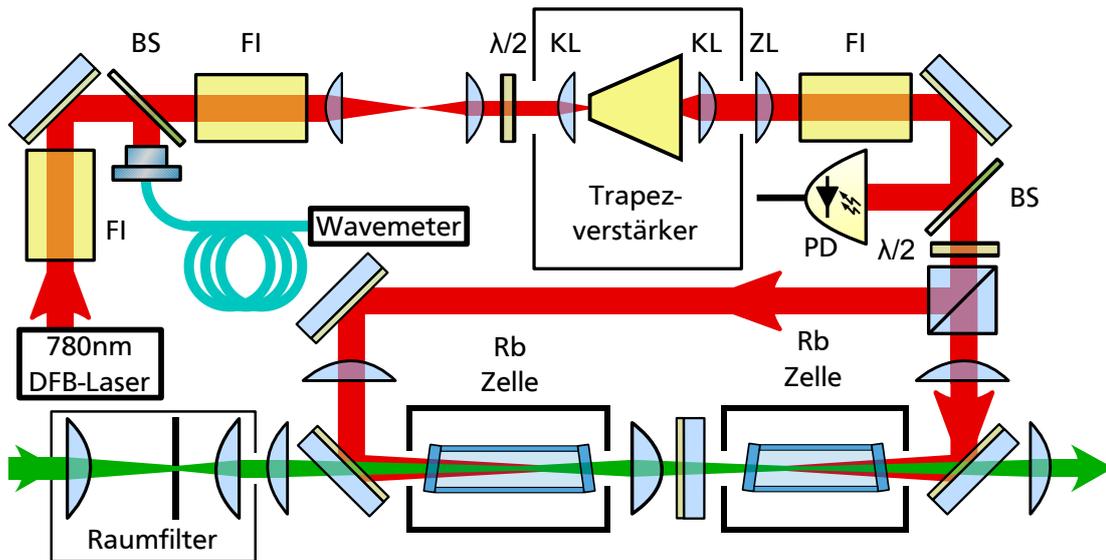


Abbildung 3.17: Schematische Darstellung des Absorptionsfilters. Einzelne Elemente der Zeichnung mit freundlicher Genehmigung überlassen von Andreas Rudolf. Nicht alle Umlenkspiegel sind eingezeichnet, insbesondere zwischen Raumfilter und restlichem Aufbau besteht ein deutlich größerer Abstand mit mehreren Umlenkungen. Die verwendeten Abkürzungen sind: Faraday Isolator (FI), Beamsampler (BS), Verzögerungsplatte mit einer Verzögerung von einer halben Wellenlänge ( $\lambda/2$ ), Kollimationslinse (KL), Zylinderlinse(ZL), Rubidium (Rb).

3.17 schematisch dargestellt.

Auch zum Pumpen der Rubidiumzellen kommt von einer DFB-Diode<sup>28</sup> erzeugtes und anschließend verstärktes Laserlicht zum Einsatz. Im Unterschied zur infraroten und später frequenzverdoppelten Strahlquelle des LIDARs, wird zur Verstärkung aber ein Trapezverstärker<sup>29</sup> eingesetzt. Das Seedlicht des DFB-Lasers wird zunächst durch einen Faraday Isolator zu einem Beamsampler geleitet, der einen Bruchteil der Leistung reflektiert, sodass es über eine Faser zum Wavemeter geleitet wird. So kann die Wellenlänge des Lasers gemessen werden und über ein Labview-Programm mithilfe einer DAQ-Karte<sup>30</sup> der Strom der Laserdiode so angepasst werden, dass die Wellenlänge auf einen Sollwert geregelt wird. Die DAQ-Karte ist hierfür per BNC-Kabel mit dem externen Modulationseingang der Stromsteuerung des Lasers verbunden. Eine Regelung über die Temperatur der Diode ist theoretisch auch möglich, allerdings bedeutend träger als die Regelung über die Stromstärke. Da der Absorptionsfilter stark gesättigt betrieben wird, sind kleine Leistungsschwankungen, welche durch die Regelung über den Strom entstehen, nicht von Bedeutung.

Der nicht vom Beamsampler reflektierte Anteil des Lichtes wird durch einen weiteren Faraday

<sup>28</sup>Toptica LD-0780-0080-DFB-2

<sup>29</sup>m2k m2k-TA-0785-2000-DHP

<sup>30</sup>National Instruments MyDAQ

Isolator und ein Teleskop zur Strahldurchmesseranpassung geleitet. Mittels einer Halbwellenplatte kann anschließend die Polarisation passend für den Trapezverstärker ausgerichtet werden. Um nach dem Trapezverstärker ein rundes, Gauß-förmiges Strahlprofil zu erhalten ist eine Kombination einer asphärischen Linse und einer Zylinderlinse verbaut. Nach dem Trapezverstärker ist noch ein weiterer Faraday Isolator zum Schutz des Trapezverstärkers vor Rückreflexen eingebaut. Ein kleiner Teil des verstärkten Lichtes wird über einen weiteren Beamsampler auf eine Photodiode geleitet. Deren leistungsproportionales Signal wird über ein BNC Kabel an die DAQ-Karte und damit an den Rechner geleitet, wo über ein weiteres Labviewprogramm die Leistung stabilisiert werden kann. Dazu wird wiederum von der DAQ-Karte ein Signal ausgegeben, das mit dem externen Modulationseingang der Trapezverstärker-Stromsteuerung über ein weiteres BNC Kabel verbunden ist.

Das verstärkte Licht wird anschließend auf zwei Äste aufgeteilt, indem die Polarisation mit einer Halbwellenplatte gedreht wird und ein polarisierender Strahlteilerwürfel entsprechend einen Teil reflektiert und den anderen Teil transmittieren lässt. Normalerweise erfolgt die Aufteilung zu gleichen Teilen. Somit trifft je 50 % der Leistung über je eine konvexe Linse fokussiert und von einem dichroitischen Spiegel reflektiert, in eine der beiden Rubidiumgaszellen<sup>31</sup>. Diese sind hintereinander angeordnet und durch einen weiteren dichroitischen Spiegel sowie eine konvexe Linse voneinander getrennt. Das gestreute Licht aus dem Wasser, welches der Raumfilter auffängt, wird über mehrere Spiegel, die in Abbildung 3.17 nicht dargestellt sind, ebenfalls zu den Rubidiumgaszellen geführt. Auch dieses Licht wird in die Zellen fokussiert und zwar zunächst mit einer Linse durch den ersten dichroitischen Spiegel, der durchlässig für das grüne Licht ist. Nach dem Passieren der ersten Zelle wird der Strahl erneut fokussiert und durch einen weiteren dichroitischen Spiegel in die zweite Zelle geführt. Der dichroitische Spiegel zwischen den Zellen verhindert ein Eindringen der Pumpstrahlung, das für die linke Zelle gedacht ist, in die rechte Zelle und umgekehrt. Das grüne Licht wird anschließend wieder kollimiert und zum ESFADOF geleitet.

Die erste vom grünen Licht erreichte Rubidiumgaszelle des Absorptionsfilters hatte ursprünglich eine Innenlänge von 39 mm, während die zweite nur 25 mm misst. Die längere Zelle musste während des Feldtests jedoch durch eine kürzere (ebenfalls 25 mm) Zelle ersetzt werden. Die längere Zelle wurde als Ersatz für die Rubidiumgaszelle benötigt, die im ESFADOF verbaut ist, da diese während des Feldtests zerstört wurde. Mehr zu diesem Tausch ist in den Abschnitten 3.1.8 und 4.3 zu finden.

Zur Vermeidung von Rückreflexen sind die Fenster der Zellen keilförmig und in einem Winkel zueinander angebracht. Dies verhindert auch Etaloneffekte, die sonst in den Fenstern oder der ganzen Zelle auftreten könnten. Die Zellen sind in getrennten Öfen verbaut, sodass die Temperatur separat eingestellt werden kann. Dafür wird je ein Regler<sup>32</sup> verwendet, der den Strom durch eine Heizwendel steuert, welche um die Gaszelle gewickelt ist. Zwischen Heizwendel und Glas befindet sich noch ein passgenaues Metallblättchen zur besseren Wärmeverteilung. Das ganze wird von einer hitzebeständigen Kunststoffkiste umgeben. Als ideale Temperatur hat sich experimentell ca. 140 °C ergeben, wobei die optimale einzustellende

---

<sup>31</sup>Triad Technology

<sup>32</sup>Horst HT30

Temperatur für die beiden Zellen unterschiedlich sein kann, bedingt unter anderem durch unterschiedlichen thermischen Kontakt der Temperatursensoren mit den Gaszellen. Die optimale Pumpwellenlänge wurde bereits von A. Rudolf in [13] bestimmt und konnte während der Messungen zu dieser Arbeit bestätigt werden. Sie beträgt  $780,239\,63\text{ nm}$ . Dies ist etwa  $780\text{ MHz}$  zur Literaturangabe des Übergangs verschoben [71, 72].

Der für den Absorptionsfilter genutzte Seedlaser ist erst seit der Umrüstung für den Feldtest ein DFB-Laser. Zuvor wurde auch hier ein ECDL genutzt, der aber für Einsätze außerhalb des Labors nicht robust genug ist. Der robustere DFB-Laser veränderte die anderen Eigenschaften des Absorptionsfilters nicht negativ. So sind in Abbildung 3.18 beispielsweise, die Leistungskennlinien des Trapezverstärkers bei Zuführung des Seedlichts durch den ECDL und durch den DFB-Laser dargestellt.

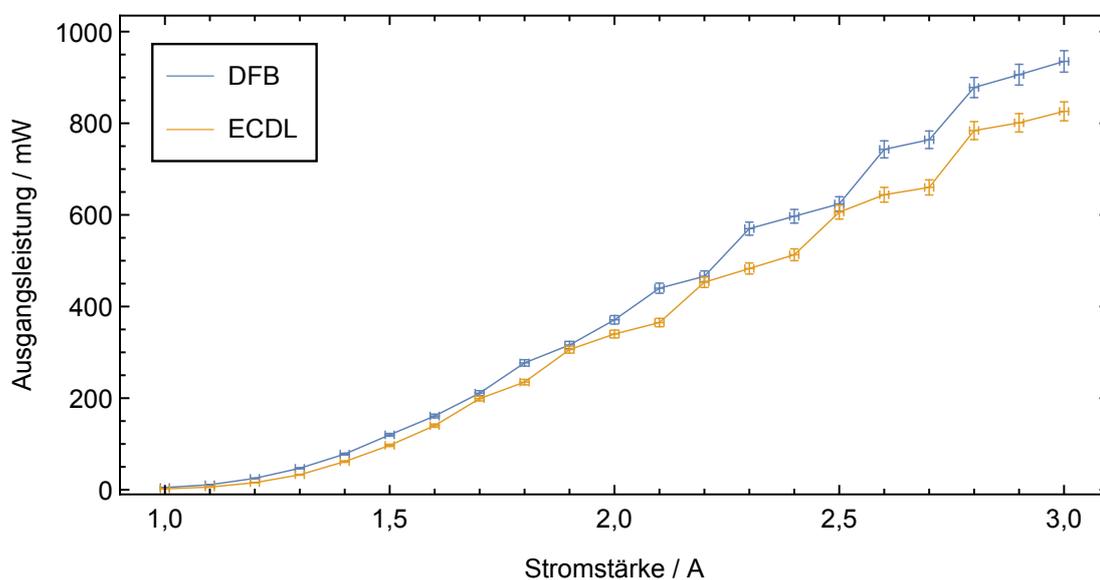


Abbildung 3.18: Leistungskennlinien des Trapezverstärkers der zum Pumpen des Absorptionsfilters verwendet wird. In Blau ist die neuere Kurve mit dem DFB-Laser als Seedlaser aufgetragen und in Orange die ältere mit dem ECDL als Seedlaser.

Beide Kennlinien zeigen im Wesentlichen den gleichen monoton steigenden Verlauf. Die Ausgangsleistung, welche mit dem DFB-Laser erzielt wird, ist sogar etwas höher als die zuvor erreichte Leistung.

#### Spektroskopie

Zur Untersuchung des Transmissionsspektrums des Absorptionsfilters kann der  $1086,6\text{ nm}$  DFB-Laser durch Steuerung der Stromstärke modensprungfrei über den interessanten Spektralbereich gescannt werden. Dazu wird ein Labview-Programm verwendet, welches ein

Dreiecksspannungssignal über die DAQ-Karte ausgibt, die mit dem externen Modulations-  
eingang der Stromsteuerung des 1086,6 nm DFB-Lasers verbunden ist. Die Pulserzeugungseinheit der Strahlquelle ist für diesen Zweck nicht aktiv. Sie wird durch das Einfügen einer Halbwellenplatte zwischen die beiden gekreuzten Polarisatoren des EOMs und das Anlegen der Durchlassspannung am MZM auf konstante maximale Transmission eingestellt. Dabei ist zu beachten, dass die Leistung nach dem CW-Faserverstärker die Zerstörschwelle des MZM von 100 mW nicht überschreitet. Die nachfolgenden Faserverstärkerstufen werden nun individuell eingestellt, bis eine finale Infrarotleistung von etwa 4 W nach der vierten Stufe erreicht wird.

Die Konversionseffizienz im KTP-Kristall ist im Vergleich zum gepulsten Betrieb deutlich geringer, da die Spitzenleistung im gepulsten Fall etwa um den Faktor 10000 höher ist als im CW-Fall. Die erreichte Ausgangsleistung bei 543,3 nm liegt im einstelligen mW-Bereich. Die Frequenzverdopplung hat die Verdoppelung der spektralen Breite des Scanbereichs zur Folge.

Durch Einbringen eines klappbaren Spiegels wird das Licht ohne den Umweg über das Wasser direkt durch den Raumfilter und weiter zum Absorptionsfilter geleitet. Das Führen durch den Raumfilter sorgt für eine Angleichung des Strahlprofils zu dem des Streulichtes. Um die Ausgangsleistung während des Scanvorgangs konstant zu halten, befindet sich ein Beamsampler vor dem Absorptionsfilter (in Abbildung 3.17 nicht eingezeichnet), der einen Bruchteil des Lichtes auf eine Photodiode schickt. Dessen Signal wird über einen PID-Regler in ein Regelsignal umgewandelt mit dem wiederum die Pumpleistung der vierten Faserverstärkerstufe zur Leistungsstabilisierung geregelt wird. Die Wahl des Faserverstärkers, der zur Regelung benutzt wird, fällt dabei auf die letzte Stufe, sodass bei fehlerhaftem Setzen der Pumpleistung auf einen zu niedrigen oder zu hohen Wert keine nachfolgenden Faserverstärker betroffen sind, die folglich durch zu niedrige oder zu hohe Seedleistung zerstört werden könnten.

Das stabilisierte Seedlicht wird nun durch die Rubidiumgaszellen geführt und mit einem Beamsampler aufgeteilt. Anschließend trifft ein Teil auf eine weitere Photodiode, die wieder mit dem Labor-Computer verbunden ist. Das Signal wird mit dem selben Labview-Programm aufgenommen, das die Scannrampe an den 1086,6 nm DFB-Laser übergibt. Der andere Teil des aufgeteilten Lichtes wird in ein fasergekoppeltes konfokales Fabry-Perot-Interferometer<sup>33</sup> (FPI) eingekoppelt. Dieses besitzt einen freien Spektralbereich von 1 GHz, sodass beim Scannen des Spektroskopielichtes im Spektrum des FPIs, welches mit einem Photomultiplier aufgezeichnet wird, Peaks mit einem Abstand von 1 GHz entstehen. Das FPI-Signal wird ebenfalls über die DAQ-Karte und den Computer im selben Labview-Programm aufgenommen, sodass das Absorptions-Signal und das FPI-Signal synchronisiert sind. Durch die 1 GHz Markierungen kann nun das Absorptionssignal mit einer linearisierten Frequenzachse versehen werden.

Abbildung 3.19 zeigt Spektren, die so aufgenommen wurden, für verschiedene Pumpleistungen. Es ist klar zu erkennen, dass die Transmission am Arbeitsübergang  $5P_{3/2} \rightarrow 8D_{5/2}$  mit zunehmender Pumpleistung sinkt. Schon bei 78 mW wird das Signal bei 0 GHz bis auf

---

<sup>33</sup>Toptica FPI 100

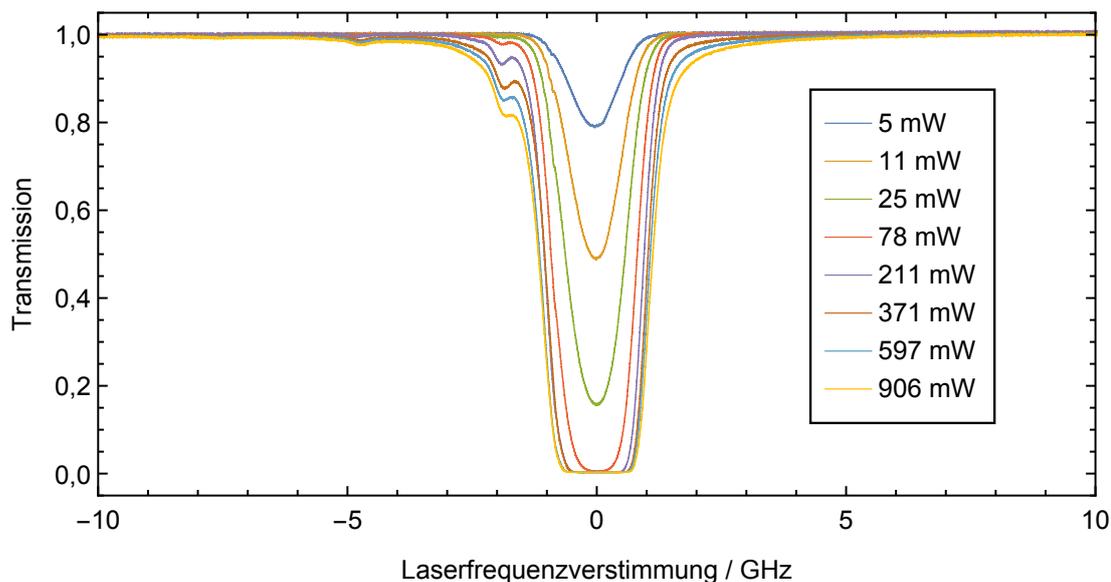


Abbildung 3.19: Transmission des Absorptionsfilters, bestehend aus den beiden beschriebenen Rubidiumzellen, bei unterschiedlicher Pumpleistung. Für jedes angezeigte Spektrum wurde über 10 aufeinanderfolgende Scanrampen gemittelt. Die angegebene Pumpleistung verteilt sich dabei zu etwa gleichen Teilen auf die beiden Rubidiumzellen. 0 GHz markiert den  $5P_{3/2} \rightarrow 8D_{5/2}$  Übergang bei 543,3 nm.

0 abgesenkt. Eine weitere Erhöhung der Pumpleistung führt im Wesentlichen nur noch zu einer Verbreiterung des Absorptionsdips. Neben dem tiefen Einbruch der Transmission bei der zentralen Laserfrequenz sind noch zwei deutlich kleinere Dips im Spektrum zu erkennen. Diese liegen etwa bei  $-2$  GHz und  $-5$  GHz und werden durch Zwei-Photonen-Übergänge in der hinteren, rückwärts gepumpten Rubidiumgaszelle hervorgerufen. Ein Pumplicht Photon regt zusammen mit einem Photon des 543,3 nm Lasers den direkten Übergang aus dem Grundzustand in den  $8D_{5/2}$ -Zustand. Diese Dips sind weit genug vom spektralen Bereich des Brillouin-gestreuten Lichtes, um sie zu ignorieren. Sie haben keinen Einfluss auf die durchzuführenden Temperaturmessungen.

Zumindest für den Spektroskopiestrahl mit dessen Leistung im einstelligen mW-Bereich, ist eine quasi totale Unterdrückung des Lichtes mit keiner Frequenzverschiebung gegeben und der Absorptionsfilter damit voll wirksam. Ob die Unterdrückung für das im Wasser elastisch gestreute Licht ebenfalls ausreicht, ist nicht so leicht zu beantworten, da die zurück gestreute Leistung sehr von der Beschaffenheit des Wassers abhängt. Die Spitzenleistungen der Laserpulse liegen im 10 kW-Bereich, das heißt die Leistung von Rückreflexen (z.B. an der Wasseroberfläche) dürfte definitiv zu hoch sein, um vom Absorptionsfilter unterdrückt zu werden. Und in der Tat war dies auch während des Feldtests zu beobachten.

Für das elastisch gestreute Licht genügte die Unterdrückung zumindest während der Labordemonstration mit destilliertem Wasser. Die Probleme mit der ESFADOF-Zelle und der

daraus resultierende Rubidiumgaszellen-Tausch, welcher in diesem Abschnitt schon kurz erwähnt wurde, führte in Kombination mit sehr dreckigem Wasser aber definitiv zu einer unzureichenden Unterdrückung des elastischen Streulichtes während des Feldtests. Dies wird in Kapitel 4 noch mal im Detail ausgeführt.

#### 3.1.8 ESFADOF

Nach der Filterung durch den Absorptionsfilter wird das gestreute Licht aus dem Wasser Richtung ESFADOF geleitet. Abbildung 3.20 zeigt schematisch den Aufbau des ESFADOF und den weiteren Strahlverlauf.

In Sektion 2.4 wurde die generelle Funktionsweise des ESFADOF bereits erläutert. Verwendet wird wieder der Arbeitsübergang  $5P_{3/2} \rightarrow 8D_{5/2}$  in Rubidium. Das Rubidiumgas befindet sich wie beim Absorptionsfilter in einer Glaszelle. Diese ist identisch zu der längeren Zelle des Absorptionsfilters aufgebaut. Zur Temperaturstabilisierung wird hier ein genauere Regler<sup>34</sup> als für die Rubidiumzellen des Absorptionsfilters verwendet. Die Regelgenauigkeit beträgt  $0,01\text{ }^\circ\text{C}$ . Die optimale Temperatur für den ESFADOF Betrieb ergab sich experimentell zu  $235\text{ }^\circ\text{C}$  [13].

Das Magnetfeld, in dem sich die Rubidiumzelle befinden muss, dass es zur Ausbildung der symmetrischen Transmissionskanten kommt, wird von speziell angeordneten Neodym-Eisen-Bor-Permanentmagneten erzeugt. Insgesamt sind zehn solcher Magnete verbaut, welche jeweils die Ausmaße  $6\text{ cm} \times 6\text{ cm} \times 3\text{ cm}$  haben. Ihre Remanenz ist mit  $1,35\text{ T}$  angegeben. Dieser Wert beschreibt die Flussdichte innerhalb des Magneten. Die Magnetisierungsrichtung der einzelnen Permanentmagneten ist in Abbildung 3.20 mit dargestellt. Die Orientierung der Magnete zueinander approximiert einen Halbach-Zylinder zweiter Ordnung (Dipol). Klaus Halbach beschreibt die später nach ihm benannten Magnetfeldgeometrien zuerst in [73]. Es handelt sich dabei um Magnetanordnungen mit denen im Inneren eines idealerweise unendlich langen Zylinders beliebige magnetische Multipolfelder erzeugt werden können. Da für den ESFADOF ein möglichst homogenes Magnetfeld erzeugt werden muss, bietet sich dieser Aufbau an. Andreas Rudolf hat mit Hilfe von Simulationen die jetzige Form für die Magnetanordnung ersonnen und in [13] ausgiebig diskutiert und vermessen. An dieser Stelle soll deshalb nur die wichtigsten Kenngrößen zusammengefasst werden. Es entsteht ein sehr homogenes Feld im inneren der Magnetanordnung kollinear zur Strahlrichtung des gestreuten Lichtes. Der Mittelwert der magnetischen Flussdichte im Bereich der Rubidiumzelle beträgt bei einem Abstand der beiden Halbzylinder von  $14,2\text{ mm}$ , wie es während den Messungen des Feldtests eingestellt war,  $575,5\text{ mT}$  mit einer Standardabweichung von  $3,8\text{ mT}$  über die gesamte Zellenlänge betrachtet. Durch Verstellen des Abstandes kann das Magnetfeld feinjustiert werden. Für einen Bereich des Mittelwertes von  $550\text{ mT}$  bis  $635\text{ mT}$  bleibt die Standardabweichung dabei kleiner als  $1\%$  des Mittelwertes.

Vom Absorptionsfilter kommend wird das Licht zunächst mit einer Halbwellenplatte und einem polarisierenden Strahlteilerwürfel aufgeteilt (siehe Abbildung 3.20). Ein Teil wird

---

<sup>34</sup>Horst FA00181

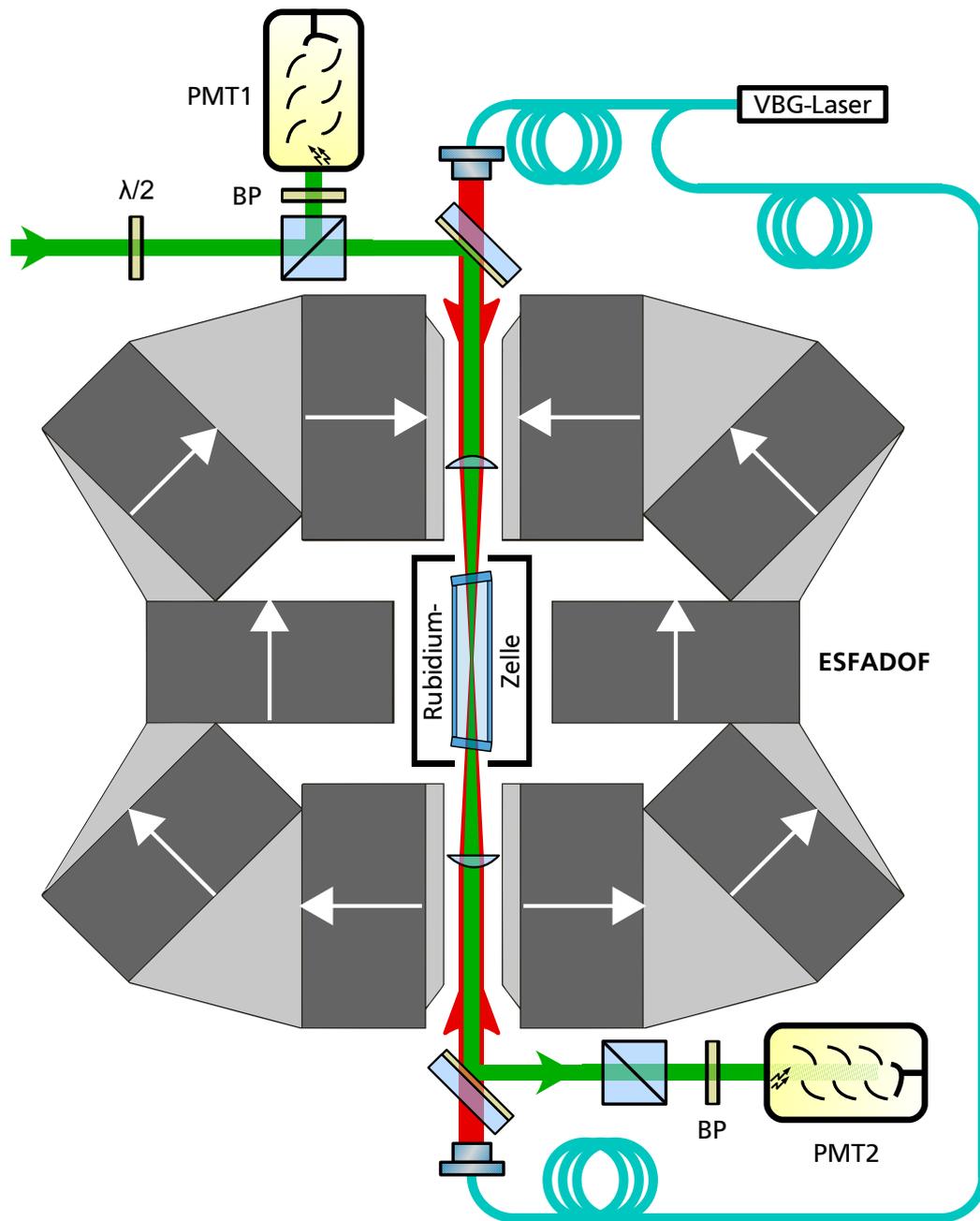


Abbildung 3.20: Schematischer-Aufbau des ESFADOF-Kantenfilters. Einzelne Komponenten des Bildes sind aus [13] mit freundlicher Genehmigung von Andreas Rudolf entnommen. Die Magnetfeldrichtung der einzelnen Permanentmagnete sind mit Pfeilen dargestellt. Die verwendeten Abkürzungen sind: Halbwellenplatte ( $\lambda/2$ ), Bandpassfilter (BP), Photomultiplier (PMT), Volume-Bragg-Grating (VBG).

direkt über einen Bandpassfilter<sup>35</sup> dem ersten Photomultiplier<sup>36</sup> zugeführt. Der Bandpass hat eine Transmission von 96 % bei 543,3 nm, blockiert aber das Umgebungslicht und beispielsweise auch Raman-gestreutes Licht aus dem Wasser. Der Photomultiplier erhält die benötigte Hochspannung aus einer präzisen Hochspannungsquelle<sup>37</sup>, die drei Ausgangskanäle bereitstellt. Die Hochspannung ist frei zwischen 0 V und 1200 V (maximal zulässige Spannung des Photomultipliers) einstellbar. Die Hochspannung wird je nach Messung angepasst um der Lichtstärke entsprechend ein möglichst rauscharmes und nicht gesättigtes Signal zu erhalten.

Die Aufteilung des Lichtes am polarisierenden Strahlteilerwürfels wird so gewählt, dass die Signalhöhe an PMT1 und dem baugleichen PMT2 hinter dem ESFADOF nahezu gleich ist. PMT2 wird von der selben Hochspannungsquelle versorgt. Der Anteil des Lichtes, welcher durch den polarisierenden Strahlteilerwürfel transmittiert wird, wird von einem dichroitischen Spiegel reflektiert und in die Magnetanordnung eingestrahlt. Dort fokussiert eine achromatische Linse mit einer Brennweite von 50 mm den Strahl in die Rubidiumgaszelle. Eine weitere identische achromatische Linse sorgt anschließend für die erneute Kollimation. Am Ausgang der Magnetanordnung befindet sich erneut ein dichroitischer Spiegel über den das Licht zu einem polarisierenden Strahlteilerwürfel reflektiert wird, der um 90° zu dem Strahlteilerwürfel vor dem ESFADOF verdreht ist. Nur Licht, dessen Polarisation im ESFADOF aufgrund der in den Grundlagen erläuterten Effekten gedreht wird, kann folglich durch diesen polarisierenden Strahlteilerwürfel transmittieren. Es trifft schließlich auf den zweiten Photomultiplier, vor dem sich wieder ein Bandpass befindet.

Da der genutzte Übergang wieder vom bereits angeregten Zustand  $5P_{3/2}$  ausgeht, muss auch hier ein Pumplaser in das Rubidium eingestrahlt werden. Um eine möglichst hohe Transmission zu erreichen, ist eine Verstimmung der Pumplaserfrequenz von  $\Delta \nu_{pump} > 45$  GHz gegenüber der  $D_2$  Linie, also des  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ , notwendig [13]. Dies liegt daran, dass es sonst zum Zünden eines laserinduzierten Plasmas im Rubidium kommt. Beim Zünden des Plasmas bricht die Transmission des ESFADOFs stark ein. Für Details über die Hintergründe der Plasmazündung und für die Bestimmung der optimalen Pumpfrequenzverstimmung sei an dieser Stelle auf die Vorgängerarbeiten [12, 13] verwiesen. Für die in dieser Arbeit gezeigten Messungen betrug die Verstimmung, wenn nicht gesondert darauf hingewiesen wird, stets ca. 70 GHz. Die benötigte Pumpleistung, um bei dieser Frequenzverstimmung die maximale Transmission zu erreichen, beträgt etwa 100 mW

Vor der Durchführung des Feldtests wurde auch hier der Pumplaser ausgetauscht. Zuvor wurde ein weiterer Trapezverstärker, der von einem ECDL mit Seedlicht versorgt wurde, genutzt. Um die Robustheit der Pumplaserbereitstellung gegenüber Umwelteinflüssen, die außerhalb des Labors auf den Laser einwirken, zu verbessern wird nun stattdessen ein fasergekoppelter Volume-Bragg-Grating-Laser<sup>38</sup> genutzt. Im Gegensatz zum ECDL kommt der Laser ohne bewegliche Teile aus und ist dennoch durch Änderung der Temperatur modensprungfrei

---

<sup>35</sup>Chroma Technology ET546/10x

<sup>36</sup>Hamamatsu R6358

<sup>37</sup>hivolt T3DP015805EPU

<sup>38</sup>Sacher VBG-0780-300-TO39

über einen Bereich von 6 GHz verstimmbar. Im Laserkopf<sup>39</sup>, der die Laserdiode umschließt, ist ein doppelter Faraday Isolator verbaut. Der größte Teil der Leistung wird in eine Faser eingekoppelt, die direkt am Laserkopf befestigt ist. Etwa 4 % der Leistung werden durch einen seitlichen Ausgang freistrahlig aus dem Laserkopf ausgekoppelt und dient der Überwachung der Wellenlänge und der Leistung. Dazu wird das Licht aus dem Seitenausgang mit einem Beamsampler aufgeteilt. Ein Teil wird in eine Faser zum Wavemeter eingekoppelt, der andere Teil trifft auf einen Leistungsmesskopf<sup>40</sup>, der mit dem Labor Computer verbunden ist. Mithilfe eines Labview-Programms, in dem die Information über die Wellenlänge und die Leistung gebündelt wird, kann über die ebenfalls mit dem Computer verbundene Strom- und Temperatursteuerung<sup>41</sup> die Leistung und die Wellenlänge stabilisiert werden.

Die Ausgangsleistung am Hauptausgang des VBG-Lasers genügt den Anforderungen an den Pump Laser des ESFADOFs ohne weitere Verstärkung durch einen Trapezverstärker. Die maximale Linienbreite des Lasers ist mit 100 kHz angegeben. Mit dem Laserkopf, in dem sich die VBG-Diode befindet, ist eine Y-Faser verbunden, also eine Faser die einen Eingang und zwei Ausgänge hat. Das Aufteilungsverhältnis beträgt 51,3:48,7, sodass fast die gleiche Leistung an den beiden Faserausgängen gemessen wird. Die beiden Faserenden sind jeweils kurz hinter den dichroitischen Spiegeln vor und nach dem ESFADOF platziert. Durch eine in jedem Faserkoppler befindliche Kollimationslinse wird das Pumplicht von beiden Seiten zunächst kollimiert in die Magnetfeldanordnung eingestrahlt. Dabei muss darauf geachtet werden, dass sich das Pumplicht und das zu untersuchende Streulicht überlagern. Durch die beiden achromatischen Linsen, zwischen denen sich die Rubidiumzelle befindet, wird auch das Pumplicht in die Zelle fokussiert.

Damit die Diode bei der richtigen Wellenlänge emittiert, muss sie auf ungefähr 6,5 °C heruntergekühlt werden. Um Kondensation auf der Diode zu vermeiden muss beim Einschaltvorgang darauf geachtet werden, zunächst die Stromstärke auf über 150 mW einzustellen und erst anschließend zu kühlen. Abbildung 3.21 zeigt die Leistungskennlinie des VBG-Lasers während eines solchen Einschaltvorgangs. Zu beachten ist, dass nur die Ausgangsleistung eines Faserendes aufgetragen ist. Um die Gesamtleistung zu erhalten, muss die angegebene Leistung fast verdoppelt werden. Die Leistung wurde für alle getätigten 0,1 mA Schritte aufgenommen. Dies ist die kleinste Schrittweite, welche mit der digitalen Strom- und Temperatursteuerung einstellbar ist. Zur besseren Übersichtlichkeit sind die Fehlerbalken nicht bei jedem Messpunkt eingezeichnet. Die Kennlinie steigt nicht monoton mit dem Strom an. Es kommt immer wieder zu kleinen Sprüngen zu niedrigerer Leistung, auf welche ein erneuter Anstieg beginnt. Die maximal gemessene Leistung ist  $(72,2 \pm 3,6)$  mW. Die Sprünge in der Leistung werden durch Modensprünge des Lasers bewirkt. Dies äußert sich auch in der Wellenlänge des Lichtes bzw. in der Laserfrequenz. Diese wurde parallel zu der Kennlinie bei 6,5 °C aufgenommen und ist in Abbildung 3.22 abgebildet.

Die Laserfrequenz nimmt zunächst mit steigender Stromstärke ab. Bei einem Modensprung springt die Frequenz knapp oberhalb des Startpunktes der vorherigen Mode und auch der Endpunkt liegt jeweils höher als bei der vorherigen Mode. So entsteht ein langsamer Drift hin

---

<sup>39</sup>Sacher TEC-055 500MHz Version Laser Head

<sup>41</sup>Sacher PilotPC 0500 Diode Laser Controller

<sup>40</sup>Coherent Fieldmaster mit LM-2 Messkopf

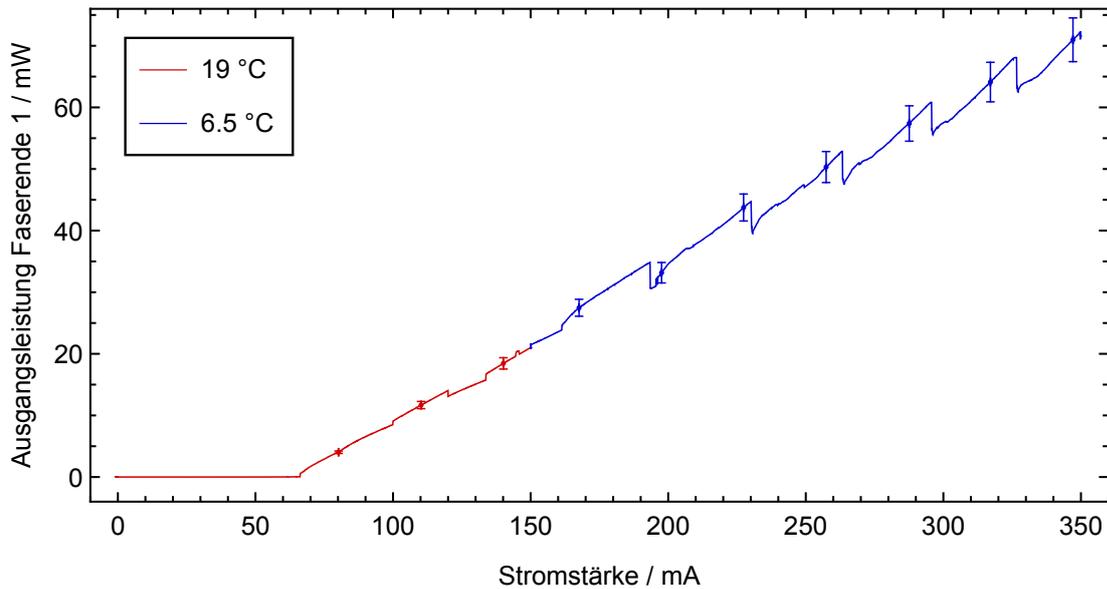


Abbildung 3.21: Leistungskennlinie des VBG-Lasers, gemessen an Faserende 1. Bis knapp über 150 mA betrug die Laserdiodontemperatur 19 °C, dann wurde die Diode langsam auf 6,5 °C herunter geregelt, bevor die Stromstärke weiter erhöht wurde. Es wurde alle 0,1 mA die Leistung aufgezeichnet. Zur besseren Übersichtlichkeit sind nur im Abstand von 30 mA Fehlerbalken eingezeichnet.

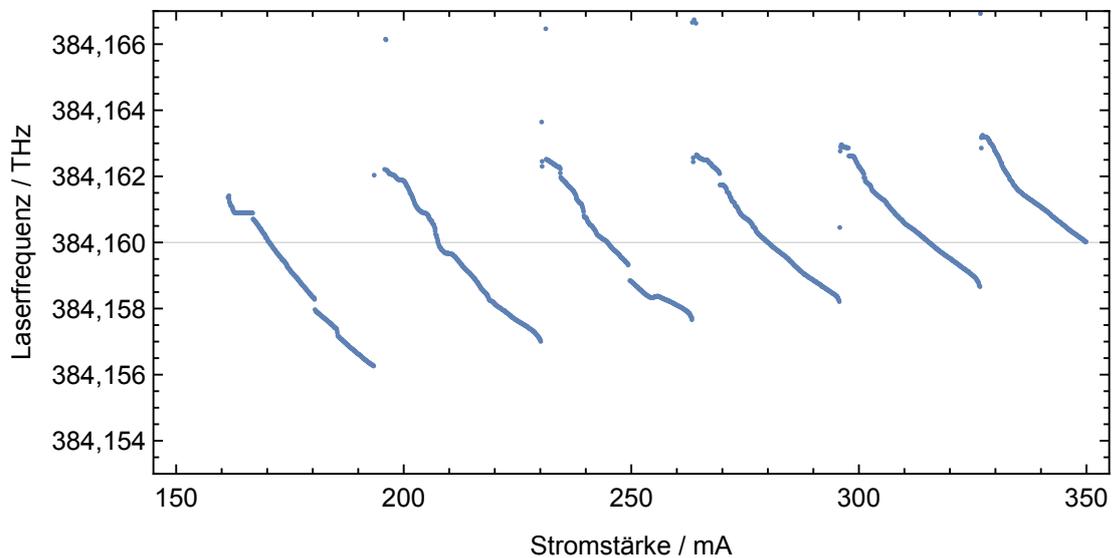


Abbildung 3.22: Laserfrequenz des VBG Lasers in Abhängigkeit der Stromstärke bei einer Temperatur der Diode von 6,5 °C. Mit einem dünnen Strick markiert ist die gewünschte Laserfrequenz für die Messungen.

zu höheren Laserfrequenzen. Im interessanten Leistungsbereich, also bei höheren Stromstärken, kann die Laserfrequenz über den Strom modensprungfrei ca. 3 GHz gescannt werden. Abbildungen 3.21 und 3.22 machen deutlich, dass die Stromstärke sowohl auf die Leistung, als auch auf die Laserfrequenz einen Einfluss hat. Gleiches gilt für die Temperatur der Diode. Dies erschwert die gleichzeitige Stabilisierung der Leistung und der Wellenlänge, da die beiden Werte nicht isoliert voneinander geregelt werden können.

Wie bereits erwähnt, werden die gemessene Wellenlänge und die gemessene Leistung des Seitenausgangs an ein Labview-Programm übermittelt. Die beiden einfachsten Möglichkeiten eine gleichzeitige Stabilisierung der beiden Messgrößen zu versuchen sind:

1. Stabilisierung der **Leistung** über einen in Labview integrierten PID-Regler, welcher die **Stromstärke** anpasst, bei gleichzeitiger Stabilisierung der **Laserfrequenz** über einen in Labview integrierten PID-Regler, welcher die **Temperatur** anpasst.
2. Stabilisierung der **Leistung** über einen in Labview integrierten PID-Regler, welcher die **Temperatur** anpasst, bei gleichzeitiger Stabilisierung der **Laserfrequenz** über einen in Labview integrierten PID-Regler, welcher die **Stromstärke** anpasst.

Die erste Variante der Aufzählung funktioniert sehr gut, wie in Abbildung 3.23 zu sehen ist. Dort sind alle interessanten Messwerte während einer über viereinhalb Stunden langen Stabilisierung der Laserfrequenz und Leistung aufgetragen. Vor dem Start der Stabilisierung hatte der Laser schon etwas weniger als eine Stunde Zeit, um ungelockt warmzulaufen. Dargestellt sind die Stromstärke, die Temperatur, die Leistung am Seitenausgang, die Abweichung der Laserfrequenz zur Sollfrequenz und die Leistung aus einem der Faserenden. Die Samplerate der Messung und damit auch der Regelung betrug 6,25 Hz.

In Abbildung 3.23 ist aber nur jeder 35te Messpunkt dargestellt. Dies ändert das generelle Erscheinungsbild der Abbildung nicht, verringert aber die sonst sehr große Dateigröße. Gut zu sehen sind die diskreten Schritte, welche die Stromstärke (0,1 mA) und die Temperatur (0,001 °C) annehmen. In der zweiten Reihe sind die beiden am Seitenausgang des Laserkopfes aufgenommenen Werte der Leistung (absolut) und der Frequenz (Abweichung zur Sollfrequenz) dargestellt. Die Leistungsachse im linken der beiden Bilder ist zum Mittelwert der Leistung zentriert und die Ausdehnung entspricht dem  $\pm 1\%$ -Intervall. Die Standardabweichung der Messwerte dividiert durch den Mittelwert beträgt 0,03 %. Die Standardabweichung der Laserfrequenz beträgt 9,9 MHz. Dies ist für den Einsatz als Pumplaser des ESFADOFs ausreichend, da sich die spektrale Struktur der ESFADOF-Transmission in dem Bereich der Frequenzverstimmung, in welchem wir uns befinden, nur noch sehr schwach mit der Laserfrequenz ändert.

Der unterste Teil von Abbildung 3.23 zeigt die Messung der tatsächlichen Ausgangsleistung an einem der Faserenden. Der Bildausschnitt ist wieder so gewählt, dass die Leistungsachse beim Mittelwert der Messung zentriert ist und den  $\pm 1\%$ -Bereich abdeckt. Man kann auf den ersten Blick erkennen, dass die prozentuale Standardabweichung hier größer ist, als bei der Leistung vom Seitenausgang. Allerdings ist sie mit 0,29 % über die 4,5 h immer noch sehr gering. Betrachtet man z.B. nur die erste Stunde der Stabilisierung, beträgt die prozentuale

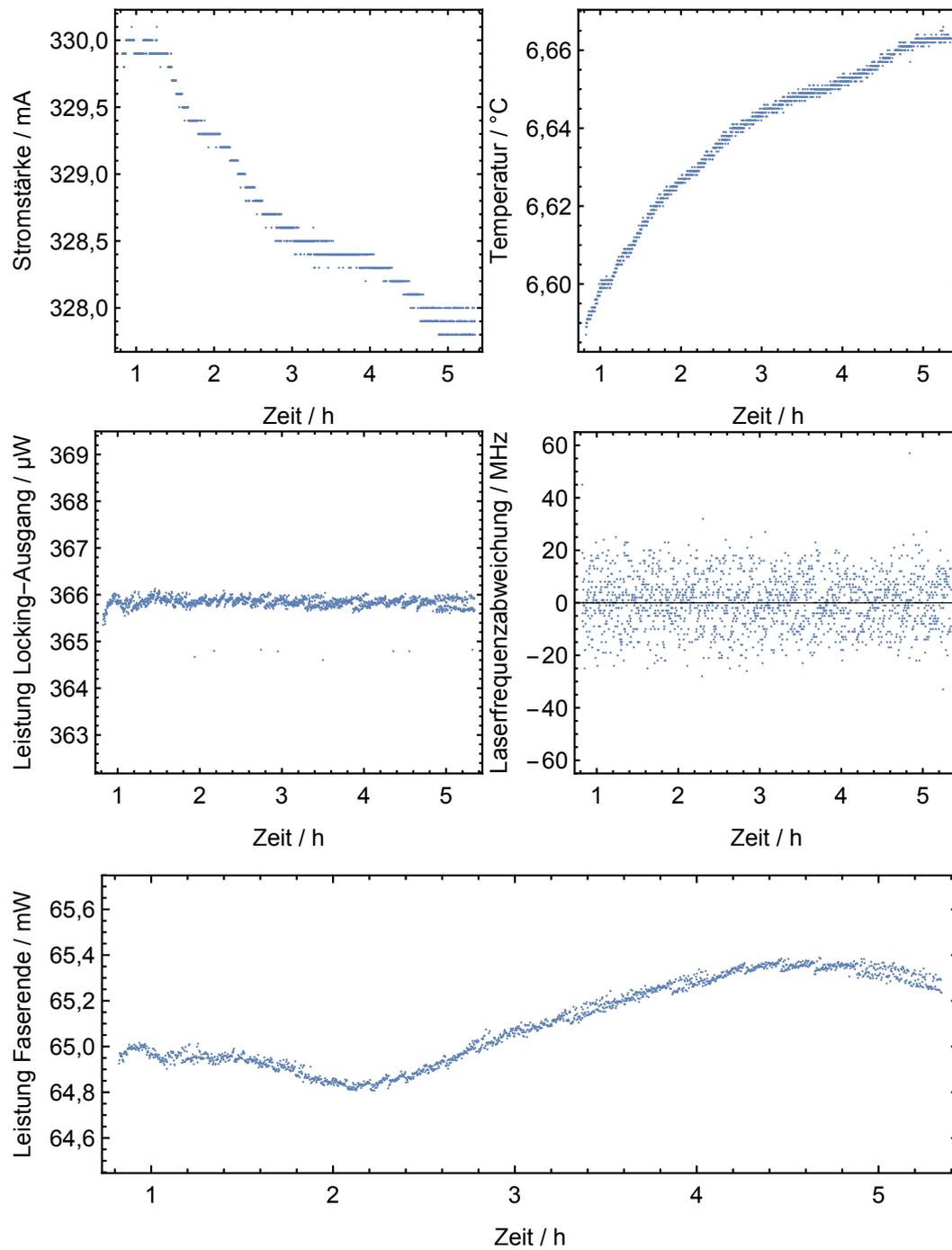


Abbildung 3.23: Darstellung der wichtigen Regel- und Messgrößen bei der simultanen Stabilisierung der Leistung und der Laserfrequenz des VBG-Lasers, der zum Pumpen des ESFADOF eingesetzt wird. Gemessen wurde während die Leistung über die Stromstärke und die Frequenz über die Temperatur auf ihrem jeweiligen Sollwert stabilisiert wurde. Die Messdauer betrug mehr als 4,5 h bei einer Vorlaufzeit von knapp 1 h.

Standardabweichung nur noch 0,08 %. Der langsame Drift, welcher in der Faserausgangsleistung zu sehen ist, kommt vermutlich von sich minimal verändernden Einkoppelverlusten in die Faser im Laserkopf des VBG-Lasers. Dadurch entsteht ein veränderliches Verhältnis zwischen Leistung am Seitenausgang und Leistung am Faserausgang, sodass es bei Stabilisierung auf den Seitenausgang zu diesen Drifts in der Faserausgangsleistung kommen kann. Die Stabilität ist aber dennoch exzellent und ausreichend für die Verwendung als ESFADOF-Pumplaser.

Eine weitere Feststellung ist, dass die Stromstärke und die Temperatur jeweils einen langsamen monotonen Drift ausführen. Dies kann aus der Kopplung der beiden Messgrößen (Leistung und Laserfrequenz) mit jeweils beiden Regelgrößen (Temperatur und Stromstärke) resultieren, wenn der Regelpunkt ein instabiles Gleichgewicht der Regelung darstellt, kann aber auch durch äußere Einflüsse bedingt sein. Der entstehende Drift ist aber so langsam, dass der Lock der beiden Messgrößen für die Zeit einer Messreihe mit dem ESFADOF ausreicht. Beim Versuch die Regelung andersherum durchzuführen, also wie im zweiten Punkt der Aufzählung erläutert, kam keine stabile Regelung zustande. Die Einflüsse der Regelgrößen auf die beiden Messgrößen war so ungünstig verteilt, dass die Regelgrößen (Stromstärke und Temperatur) sehr schnell gegen Grenzen (z.B. maximal zulässige Stromstärke) liefen. Zusammenfassend funktioniert die zuerst beschriebene Version für den Betrieb des ESFADOF so gut, dass auf den Versuch die Stabilisierung durch eine Kombination der Regelkreise verzichtet werden konnte.

#### Spektroskopie

Ähnlich wie dies im Spektroskopie-Abschnitt des Absorptionsfilters erläutert wurde, kann auch für den ESFADOF die von der Laserfrequenz abhängige Transmission gemessen werden. Dazu wird die Strahlquelle wieder im kontinuierlichen Modus betrieben, die Pulserzeugung also überbrückt, und die Frequenz des Lasers gescannt. Das frequenzverdoppelte Licht wird durch den Raumfilter und den Absorptionsfilter zum ESFADOF geleitet. Der polarisierende Strahlteilerwürfel hinter der Magnetanordnung (siehe Abbildung 3.20) wird durch ein Wollaston-Prisma<sup>42</sup> ersetzt. Dieses trennt die beiden Polarisationsrichtungen nicht im 90°-Winkel, sondern separiert das S- und das P-polarisierte Licht unter einem Winkel von 20°. Zwei Photodioden fangen das Licht je einer Polarisation auf. Die Photodioden sind wieder mit dem Labor-Computer über die DAQ-Karte verbunden, wo die Signale zusammen in dem Labview-Programm, welches schon das Scannen der Strahlquelle steuert, verarbeitet werden. Synchron dazu wird wieder ein Anteil des Lichtes in das FPI mit dem FSR von 1 GHz eingekoppelt und dessen Signal ebenfalls im gleichen Labview-Programm verarbeitet. Somit können die Peaks des FPIs wieder zur Umrechnung der Zeitachse in eine linearisierte Frequenzachse genutzt werden. Um einen absoluten Referenzpunkt zu erzeugen, wird der Absorptionsfilter mit schwacher Pumpleistung betrieben (nur die vorwärts gepumpte Zelle). So wird ein Dip im Spektrum sichtbar dessen Minimum die Frequenzverstimmung 0 GHz gegenüber des  $5P_{3/2} \rightarrow 8D_{5/2}$  Übergangs markiert. In Abbildung 3.24 ist ein auf diese

---

<sup>42</sup>Thorlabs WP10-A

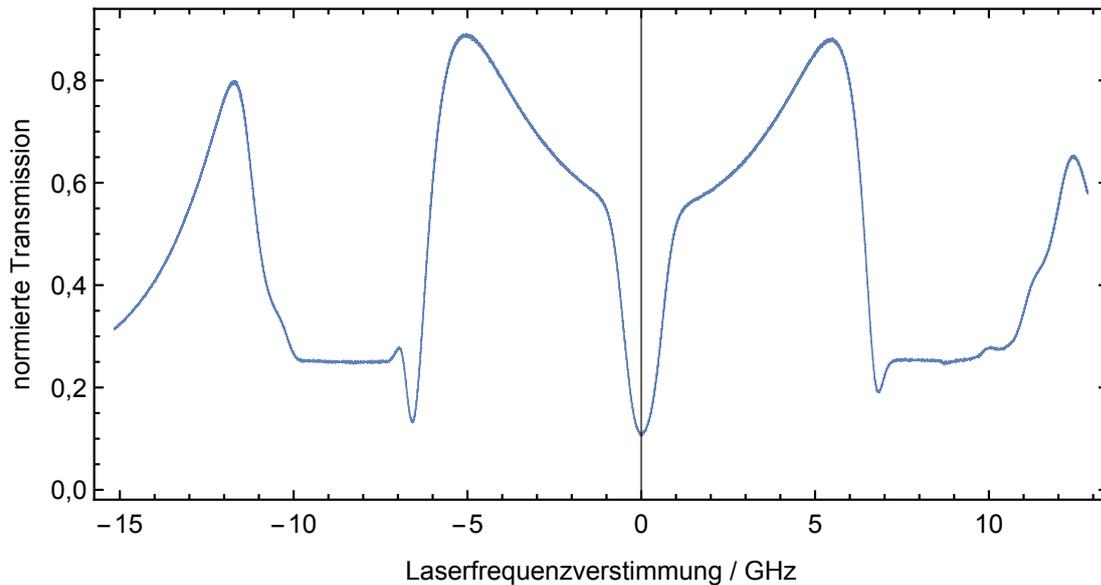


Abbildung 3.24: Transmissionsspektrum des ESFADOF, aufgenommen während des Feldtests in Italien. Stromstärke und Temperatur der Diode betragen während der Stabilisierung etwa 259,7 mA und 7,99 °C, resultierend in einer kombinierten Ausgangsleistung der beiden Faserenden von 89,3 mW und einer Laserfrequenz von 384,16 THz. Die steilen Kanten der Transmission bei etwa  $\pm 7$  GHz sind die zur Temperaturbestimmung genutzten Transmissionskanten.

Weise aufgenommenes Spektrum der zum Polarisator vor der Magnetanordnung gekreuzten Polarisation zu sehen.

Um das Spannungssignal der Photodiode in eine normierte Transmission umzurechnen, wurde genutzt, dass das Plateau welches sich im Bereich zwischen  $-10$  GHz und  $-7,5$  GHz ausbildet, einer Transmission von 25 % entsprechen muss (analog auch im Bereich 7,5 GHz bis 10 GHz). Dies folgt daraus, dass hier gerade die durch das Magnetfeld aufgespaltenen Absorptionslinien für jeweils eine zirkuläre Polarisationsrichtung liegen (siehe Abschnitt 2.4). So wird an diesen Stellen die Hälfte des Lichtes absorbiert. Das übrige zirkular polarisierte Licht wird am Polarisator Wollaston-Prisma zu gleichen Teilen aufgeteilt, sodass an der betrachteten Photodiode noch 25 % des am ESFADOF ankommene Lichtes vorhanden ist (Righi-Effekt). Bei dieser Betrachtung werden andere Verluste, wie Reflexionen an den Zellenfenstern ignoriert, was durch deren Antireflexbeschichtung aber auch gerechtfertigt ist.

Das hier gezeigte Transmissionsspektrum des ESFADOFs wurde bereits in Italien am Ort des Feldtests gemessen. Die Frequenz des Pumplasers war dabei auf 384,16 THz gelockt und die Leistung auf 89,3 mW stabilisiert, dies war knapp unterhalb der Plasmazündung, also bei maximal erreichbarer Transmission. Als Kantenfilter bezeichnet wird der ESFADOF wegen der beiden bei  $\pm 7$  GHz sitzenden, steilen Transmissionskanten. In diesem spektralen

Bereich befindet sich auch das Brillouin-gestreute Licht. Mit der Temperatur und dem Salzgehalt des Wassers variiert die Frequenzverschiebung und die spektrale Breite der Brillouin-Streuung, sodass sich der Gesamttransmissionswert für das gestreute Licht durch den ESFADOF ebenfalls ändert. Wenn dabei zum Beispiel die Zuordnung von Temperatur zu Transmission (bei bekanntem Salzgehalt) eindeutig ist, kann die Temperatur durch Messung der Transmission bestimmt werden.

## 3.2 Datenaufnahme

Die Datenaufnahme und Verarbeitung während einer Temperaturmessung mit dem Brillouin-LIDAR-System erfolgt folgendermaßen:

1. Die im Wasser gestreuten Laserpulse werden vom Raumfilter aufgefangen, durch den Absorptionsfilter zum ESFADOF geleitet, dort zur Normierung aufgeteilt und treffen dann auf die beiden Photomultiplier vor und hinter dem ESFADOF.
2. Die PMTs sind mit einem Oszilloskop<sup>43</sup> verbunden, wo deren zur Lichtleistung proportionale Stromsignale über den oszilloskopinternen Widerstand von  $50\ \Omega$  in Spannungssignale umgewandelt werden.
3. Das Oszilloskop wird im „Fastframe Modus“ betrieben, sodass intern pro PMT 1000 Signale direkt hintereinander im internen Speicher gespeichert werden. Dies dauert bei der Repetitionsrate von 1 kHz genau 1 s.
4. Der interne Speicher wird über ein Netzkabel vom Labor-Computer ausgelesen und die Signale einem Labview-Programm zugeführt. Mit diesem Programm kann der Fortschritt der Messung beobachtet werden und live Berechnungen mit den Daten vorgenommen werden.
5. Die Signale werden in Rohform, also tatsächlich alle aufgenommenen Pulse, und als gemittelte Pakete von typischerweise 1000 Pulsen gespeichert.
6. Zur Kalibrierung des Systems wird bei einer Messung mit dem Kalibrierungs-Wasserrohr die tatsächliche Temperatur des Wassers im Rohr synchron mit aufgenommen.
7. Durch Division der Signale von beiden Photomultipliern und anschließender Integration dieses Divisionssignals über einen festzulegenden Zeitbereich (welcher über die Flugzeit mit einem Ortsbereich verknüpft ist), erhält man quasi die normierte Transmission des ESFADOFs für das betrachtete Licht (multipliziert mit einem Faktor je nach Signalaufteilungsverhältnis zwischen PMT1 und PMT2).
8. Das normierte Transmissionssignal wird im Falle einer Kalibrierungsmessung mit dem tatsächlich gemessenen Temperaturwert (in  $0,1\ ^\circ\text{C}$  Schritten) verknüpft. Werden bei einer Temperatur mehrere Divisionssignale aufgenommen, wird der Mittelwert

---

<sup>43</sup>Tektronix TDS5034B

der Messungen gebildet. Durch die entstehende Kurve von Transmissionen über der Temperatur wird ein Polynom dritten Grades angefitet. Diese Kurve wird als Temperaturkennlinie bezeichnet und sie wird ebenfalls gespeichert.

9. Bei einer anschließenden Messung im Meer oder irgendeiner anderen Wasserprobe werden die erhaltenen Transmissionswerte über die Temperaturkennlinie in Temperaturen umgerechnet, angezeigt und gespeichert.

Das verwendete Oszilloskop hat eine Bandbreite von 350 MHz bei einer maximalen Samplerate von 5 Giga-Samples pro Sekunde. Die Samplerate wird aber auf die zwei genutzten Kanäle aufgeteilt, sodass pro Kanal eine Samplerate von 2,5 GS/s bleibt. Dies entspricht 0,4 ns pro Sample. Beim Übertragen der Daten von jeweils 1000 gesammelten Signalen entsteht eine Totzeit von ca. 0,6 s. In dieser Zeit werden keine Pulse aufgezeichnet. Bei der Aufnahme der Signale ist darauf zu achten, dass der Unterschied in den Ankunftszeiten der Signale von PMT1 und PMT2 durch die „deskew“-Funktion des Oszilloskops kompensiert wird.

Die Wahl des richtigen Zeitbereichs der Signale zur Temperaturkennlinienbestimmung ist extrem wichtig und in manchen Fällen auch nicht trivial, wie in Kapitel 4 noch genauer ausgeführt wird. Für den Fall der Labordemonstration des Systems ist die Wahl nicht so schwer, da das Probenwasser bei der Kalibrierung und bei der anschließenden Messung identisch ist. Der Ort bzw. Abstand des Wassers, die Beschaffenheit der Oberflächen, die Länge der Wassersäule und die Zusammensetzung des Wassers sind exakt gleich. Deshalb wählt man zur Temperaturbestimmung einfach den gleichen Zeitbereich wie zur Kalibrierung. Im Fall des Feldtests sind keine der genannten Eigenschaften bei Kalibrierung und der tatsächlichen Messung gleich. Dies erschwert die korrekte Wahl der Zeitbereiche erheblich wie im nächsten Kapitel ausführlich dargelegt wird.



# Kapitel 4

## Feldtest

Im November 2015 fand der erste Feldtest des Systems statt. Dazu wurde das gesamte System in einem Kleinlaster nach La Spezia an der italienischen Mittelmeerküste transportiert und dort im Centre for Maritime Research and Experimentation (CMRE) in einem Container aufgebaut und getestet. Zuvor musste es für diesen Zweck vom großen optischen Tisch des Labors komplett abgebaut werden und wurde anschließend auf einem transportablen, mit Rollen versehenen, optischen Tisch mit zwei Arbeitsebenen und dem Grundflächenmaß von 150 cm × 90 cm wieder aufgebaut. Der zur Verfügung stehende Platz musste dabei sehr effizient ausgenutzt werden, um alle Komponenten im korrekten Abstand zueinander unterzubringen. Die rollbare Konstruktion ist auch mit einem Dach aus Holz ausgestattet auf dem vor Ort einige der elektronischen Steuereinheiten untergebracht werden konnten. Weiterer Stauraum ist unterhalb des optischen Tisches auf einem weiteren Holzbrett. Im CMRE wurde der Aufbau in einem Schiffscontainer platziert, der sich sehr dicht an der Kante eines kleinen Hafenbeckens befand. Der Container wurde mit einer kleinen Klimaanlage ausgestattet, welche es schaffte die Temperatur auf  $(20 \pm 3)^\circ\text{C}$  zu stabilisieren. Als optischer Zugang zum Wasser diente ein Loch in der Containerwand von etwa 10 cm Durchmesser. Durch dieses wurden die Laserpulse aus dem Container geleitet.

Direkt vor dem Loch wurde eine Vorrichtung im Boden verankert, mit deren Hilfe ein 3,6 m langer Ausleger über das Wasser im Hafenbecken geschwenkt werden konnte und an dessen Ende ein elliptisch geformter, silberbeschichteter Spiegel<sup>1</sup> befestigt und justiert werden kann. Die Form des Spiegels ist so gewählt, dass er unter einem  $45^\circ$ -Winkel betrachtet eine kreisförmige Projektionsfläche von 3 Zoll misst. Über diesen Spiegel wird das horizontal aus dem Container austretende Licht nach unten ins Hafenbecken abgelenkt sowie das zurück gestreute Licht über diesen Spiegel zurück in den Container geleitet, wo es vom Raumfilter-Teleskop aufgefangen wird. Zu Laserschutz Zwecken wurde das Licht außerhalb des Containers innerhalb von PVC-Röhren geführt. Eine der Röhren war horizontal ausgerichtet und reichte bis zum Umlenkspiegel, von wo aus sich ein vertikales, breiteres Rohr bis unter die Wasseroberfläche erstreckte. Dies hatte den Nebeneffekt, dass im Bereich des Lasereinfalls ins Wasser, kleine Oberflächenwellen unterdrückt wurden und quasi nur ein gleichmäßiges Heben und Senken der gesamten Wasseroberfläche im Rohr stattfand.

Für Kalibrierungsmessungen wurde das in Abschnitt 3.1.5 beschriebene Wasserrohr mitsamt den Umwälzpumpen, Durchlauferhitzern und Aquariumskühlern mitgenommen. Für eine

---

<sup>1</sup>Edmund Optics elliptical silver protected mirror

Kalibrierungsmessung wurde das Rohr am Ausleger außerhalb des Containers befestigt und das Licht über den großen Umlenkspiegel eingestrahlt. So wurde der Abstand des Wasserrohrs dem Abstand der Wasseroberfläche des Hafenbeckens angeglichen, sodass der Raumfilter zwischen zwei Messungen nicht verstellt werden musste.

Die Zeit für den Feldtest umfasste einen Monat. Die ersten beiden Wochen wurden im Wesentlichen zur neuen Verkabelung, teilweise nötig gewordener Neujustage und zum Testen der einzelnen Komponenten benötigt. Eine weitere Woche musste zur Bewältigung diverser Probleme genutzt werden. Diese werden in Abschnitt 4.3 beschrieben. Für den Abbau waren auch noch zwei bis drei Tage einzuplanen, sodass für tatsächliche Messungen etwa eine Woche Zeit blieb.

Abbildung 4.1 zeigt einige Fotos des Aufbaus vor Ort. Oben links ist der transportable Aufbau an seinem Platz innerhalb des Containers zu sehen. Man sieht die beiden Ebenen des optischen Tisches. Die Verbindung der beiden Ebenen erfolgt jeweils über Fasern. So befindet sich zum Beispiel die Einkopplenseite der zweiten Faserverstärkerstufe auf der oberen Ebene und die Auskopplung erfolgt auf der unteren Ebene. Auf dem Dach der Konstruktion sind diverse Steuereinheiten der Komponenten zu sehen und rechts im Bild das zur Datenaufnahme verwendete Oszilloskop. Der Bodenbelag des Containers war etwas nachgiebig, sodass sich die Justage des Aufbaus verstellen konnte, wenn man sich durch den Container bewegte. Zum Beispiel verringerte sich die Ausgangsleistung der Faserverstärker, wenn sich eine Person vom hinteren in den vorderen Bereich des Containers bewegte. Durch Verspleißen der verschiedenen Faserverstärkerstufen miteinander können solche Probleme in Zukunft vermieden werden. Während des Feldtests haben deshalb bei den wichtigen Messungen nach deren Start alle Personen den Container verlassen. Über ein kleines Fenster in der Tür konnte der Verlauf beobachtet werden.

Das Bild oben rechts zeigt den Ausleger mit den beiden PVC-Röhren. Knapp außerhalb des rechten Bildrandes befindet sich der Container. Der Umlenkspiegel wird von einem Plastiksack zwischen den beiden Röhren abgedeckt. Dieser Sack diente dabei der Augensicherheit und als Schutz des Spiegels vor Regen. Der andere Sack, der sich unten am größeren Rohr befindet, wurde später bei den eigentlichen Messungen durch eine feste Rohrverlängerung ersetzt. Unterhalb dieses Sackes ist das grüne Laserlicht zu sehen. Der Umlenkspiegel wurde dabei immer so eingestellt, dass ein kleiner Winkel zwischen dem Lot auf das Wasser und dem Strahl bestand, sodass die Rückreflexe an der Oberfläche des Wassers gegen die Rohrwand geleitet wurden und nicht über den Spiegel zurück in den Container. Dort wäre der sich schnell bewegende Reflex ein Sicherheitsrisiko für die anwesenden Personen und da im Reflex eine deutlich größere Leistung vorhanden ist als im gestreuten Licht, könnte dies auch zur Zerstörung der Photomultiplier führen.

Das Bild unten zeigt den Aufbau bei einer Kalibrierungsmessung. Das Wasserrohr befindet sich schräg unterhalb des aus dem Container ausgehenden Strahles. Das Licht wird über den Umlenkspiegel, der zu diesem Zweck im Vergleich zu Messungen im Hafenbecken rotiert wird, in das Wasserrohr geleitet. Dieses ist gleichzeitig mit der Umwälzpumpe und den Heiz- und Kühlvorrichtungen verbunden. Das Licht wird nach dem Durchgang durch das Rohr über einen weiteren Spiegel abgelenkt und auf ein schwarz eloxiertes Blech in einem Abstand von ca. einem Meter gelenkt. Der Abstand zwischen dem Blech und dem Wasserrohr ist wichtig,

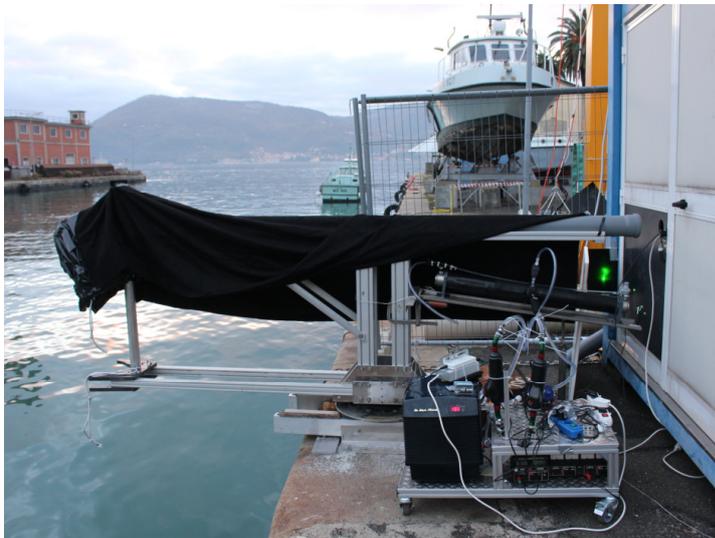
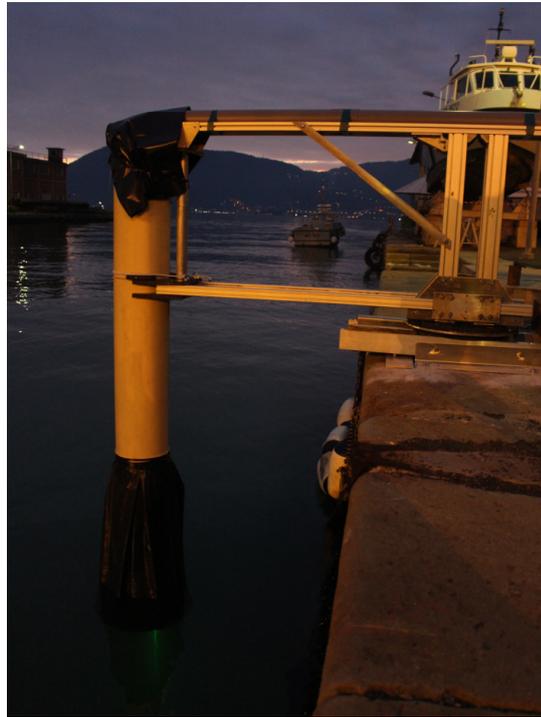
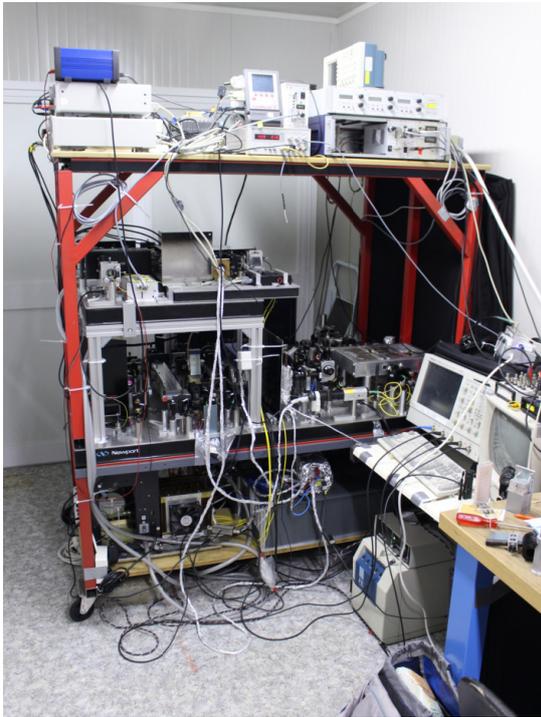


Abbildung 4.1: Fotos vom Ort des Feldtests am Hafenbecken des CMRE in La Spezia. Oben links ist der optische Tisch und die Steuereinheiten innerhalb des Containers zu sehen, oben rechts eine Außenansicht des weiteren Strahlengangs bei Messungen im Hafenbecken. Das untere Bild zeigt den Aufbau bei einer Kalibrierungsmessung. Eine detaillierte Beschreibung der Bilder befindet sich im Fließtext.

damit das am Blech entstehende Streulicht zeitlich nicht mit dem im Wasser gestreuten Licht überlappt. Normalerweise sollte der Absorptionsfilter dafür sorgen, dass dieses Licht sowieso nicht zum ESFADOF durch kommt. Durch in Sektion 4.3 beschriebene Probleme war dies aber doch der Fall. Zur Augensicherheit wurde ein schwarzer Vorhang über den Ausleger und den Strahlengang zum Kalibrierungsrohr gelegt. Das Wasser im Kalibrierungsrohr wurde zuvor aus dem Hafenbecken geschöpft, sodass das Wasser bei der Kalibrierung möglichst identisch zu der Messung im Hafenbecken ist. Ebenso wurde versucht den Abstand vom Wasserrohr zum Detektor möglichst dem Abstand zwischen Wasseroberfläche des Hafenbeckens und dem Detektor anzugleichen. Durch Platzbeschränkungen war das Rohr mit 5,9 m Abstand allerdings etwa 60–70 cm zu nahe am Detektor.

Direkt nach oder vor einer Kalibrierungsmessung, bei der die Temperatur des Wasserrohrs über den später interessanten Bereich verfahren und gleichzeitig die Temperaturkennlinie bestimmt wurde, musste der große Umlenkspiegel in die dann jeweils neue, richtige Position verdreht werden, wozu der Ausleger „eingeholt“ und anschließend wieder über das Hafenbecken geschwenkt werden musste. Die Temperatur des Wasserrohrs konnte nicht über den gesamten zugänglichen Bereich hinweg verändert werden, da je nach Wetterlage beim Abkühlen ab einer bestimmten Temperatur Wasser am Wasserrohr und auch auf den Zugangsfenstern kondensierte. Im Labor wird dies durch permanente Umspülung der Fenster mit trockener Druckluft verhindert. Diese Möglichkeit stand während des Feldtests nicht zur Verfügung, weshalb bei den Temperaturkennlinaufnahmen keine vergleichbar tiefen Temperaturen erreicht wurden.

### 4.1 Pulsantwort aus dem Hafenbecken

Nach der Wiederinbetriebnahme des Systems an seinem Platz im Container konnten am 19.11.2015 die ersten Signale am Photomultiplier von im Hafenbeckenwasser gestreuten Pulsen nach dem Absorptionsfilter empfangen werden. Diese sind in Abbildung 4.2 dargestellt.

Das linke Bild zeigt die Pulsantworten bei inaktivem Absorptionsfilter während die rechte Seite zeigt, welche Form sie bei aktiviertem Absorptionsfilter besitzen. Jedes Bild stellt farbig die Signale von 50 einzelnen Pulsen und in Schwarz das daraus erhaltene mittlere Signal dar. Zur Aufnahme wurde beide Male der Photomultiplier vor dem ESFADOF verwendet. Die Hochspannung des PMTs betrug 540 V. Die Pulse waren 10 ns lang und hatten laut Pyrodetektor eine Energie von  $89 \mu\text{J}$ . Die geringe Pulsenergie ist darauf zurückzuführen, dass zu diesem Zeitpunkt gerade der CW-Faserverstärker zur Reparatur in Darmstadt war (siehe Abschnitt 4.3) und der verwendete Ersatzfaserverstärker die erreichbare Leistung limitierte. Das Brillouin-gestreuete Licht (rechts im Bild) macht nur etwa ein Zehntel des insgesamt gestreuten Lichtes (links im Bild) aus.

Man kann die Asymmetrie der Pulsantwort erkennen. Die fallende Flanke ist länger als die steigende Flanke des Pulses. Allerdings fällt die Asymmetrie deutlich geringer aus als dies für Wasser im offenen Ozean zu erwarten wäre. Die Eindringtiefe der Laserpulse in das Wasser war nicht besonders tief oder die Auffangoptik war nicht gut auf die zu

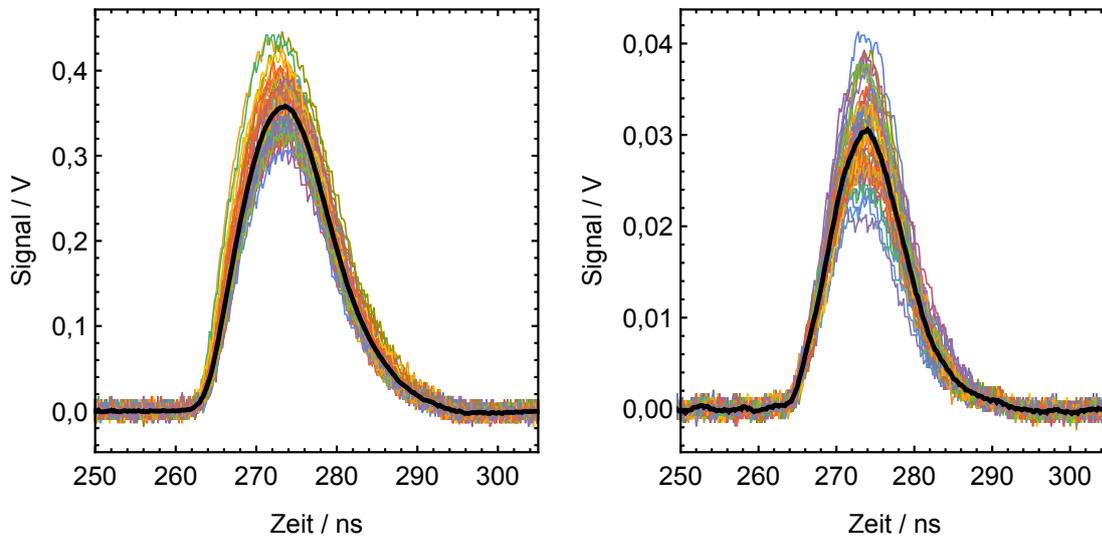


Abbildung 4.2: Einzelne und gemittelte Signale aus dem Hafenbecken, der Absorptionsfilter war bei der Aufnahme der linken Signale deaktiviert und bei den rechten Signalen aktiviert. Bunt sind Signalantworten von je 50 einzelnen Laserpulsen und jeweils in schwarz ist das daraus gemittelte Signal dargestellt.

betrachtende Wassertiefe eingestellt. Zur Abschätzung des Abschwächungskoeffizienten kann die vereinfachte LIDAR-Funktion:

$$S(t) = A \int_0^{\frac{ct}{2n}} e^{-\ln(2) \left( 2^{\frac{t-t_0-\frac{2nz}{c}}{FWHM}} \right)^2} \frac{e^{-2\alpha z}}{(z+z_0)^2} dz \quad (4.1)$$

an den gemittelten Signalverlauf der Messung ohne Absorptionsfilter angepasst werden.  $S$  ist das zeitabhängige Signal,  $A$  die Amplitude,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $n$  der Brechungsindex,  $t_0$  der zeitliche Offset,  $z$  die Tiefe im Wasser gemessen ab der Wasseroberfläche,  $z_0$  der Abstand der Wasseroberfläche zur Auffangoptik,  $FWHM$  die zeitliche Halbwertsbreite der ursprünglichen Laserpulse und  $\alpha$  der Abschwächungskoeffizient.

Für den Fit an die Daten wurden als variable Parameter nur die Amplitude ( $A$ ), der zeitliche Offset ( $t_0$ ) und der Abschwächungskoeffizient  $\alpha$  zum Anpassen verwendet. Die anderen Parameter wurden fest gesetzt, da sie bekannt sind. Der Fit wurde mithilfe des Programms Mathematica<sup>2</sup> durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.3 und in Tabelle 4.1 dargestellt.

Der Fit weicht an einigen Stellen von der Form der Daten ab. Dies kann verschiedene Gründe haben. Zum Beispiel kann die Annahme von perfekten Gauß-Pulsen eine zu grobe Vereinfachung der tatsächlichen Pulsform sein, der PMT könnte sich in dem Bereich der

<sup>2</sup>Wolfram Mathematica 10.4

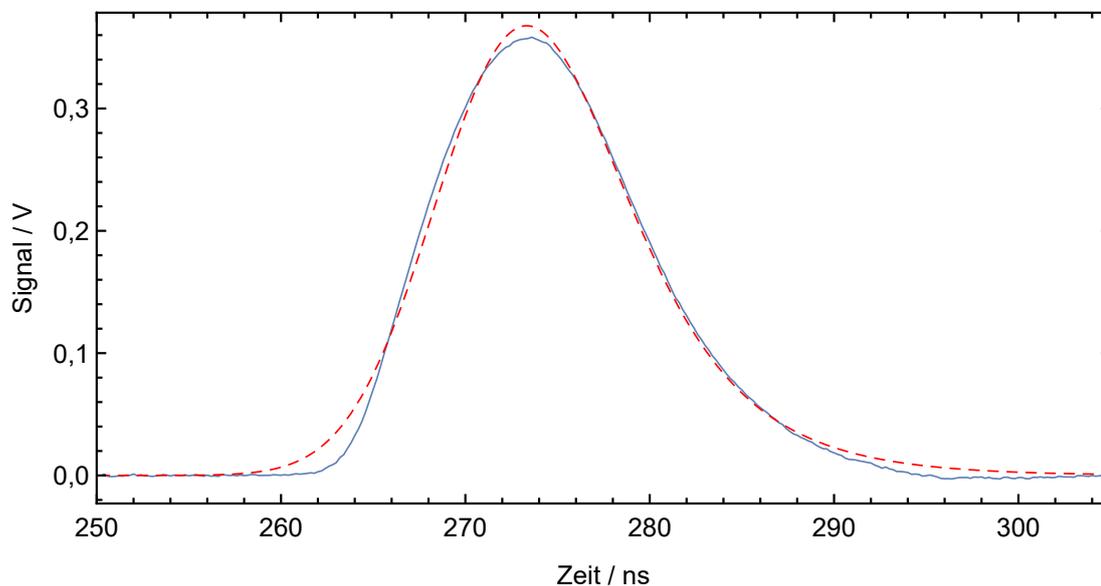


Abbildung 4.3: Nochmal das gemittelte Signal aus dem linken Teil der Abbildung 4.2, hier dargestellt in blau. Rot gestrichelt ist das Ergebnis eines „Nonlinear-Model-Fit“ der Gleichung (4.1) an die Daten. Die Fitparameter sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Festgelegte Parameter		Durch Fit bestimmte Parameter	
Brechungsindex $n$	1,33	Amplitude $A$	$(39,80 \pm 0,42) \text{ V m}^2$
Pulsdauer $FWHM$	10 ns	zeitlicher Offset $t_0$	$(270,25 \pm 0,04) \text{ ns}$
Abstand $Z_0$	6,5 m	Abschwächungskoeffizient $\alpha$	$(0,84 \pm 0,01) \text{ m}^{-1}$

Tabelle 4.1: Festgelegte und Fit-Parameter der rot gestrichelten Kurve in Abbildung 4.3.

relativ hohen Signale nicht mehr im linearen Verstärkungsbereich befinden oder es wurde beim Fit kein globales Optimum der Parameter gefunden. Die fallende Flanke der Daten wird dennoch gut vom Fit wiedergegeben. In der fallenden Flanke befindet sich die Information über den Abschwächungskoeffizienten des Wassers. Dieser wurde durch den Fit zu  $\alpha = (0,84 \pm 0,01) \text{ m}^{-1}$  bestimmt. Laut z.B. [22] ist dies ein typischer Wert für ein Hafenbecken, in welchem es auch noch deutlich schmutziger werden kann, und liegt etwa doppelt so hoch wie in küstennahen Gewässern und ca. acht mal so hoch wie im klaren Ozean. Dieser Wert bedeutet, dass das Licht alle  $\frac{\ln 2}{\alpha} = 0,825 \text{ m}$  um die Hälfte abgeschwächt wird. Da das Licht, um ein Signal zu erzeugen, die Strecke, welche es bis zum Streueignis zurückgelegt hat, auf dem Rückweg erneut überwinden muss, gilt: Die Signalhöhe, welche Streulicht aus einer bestimmten Wassertiefe erzeugt, halbiert sich für jede zusätzlichen  $\frac{\ln 2}{2\alpha} = 0,413 \text{ m}$  Tiefe. Das schmutzige Wasser und die damit verbundene geringe Eindringtiefe sind ein Problem und erschweren die Temperaturbestimmung. Insbesondere die Erstellung eines tiefenaufgelösten Temperaturprofils erwies sich als nicht durchführbar, vor allem bedingt durch einen Sturm der während der Zeit des Feldtests stattfand. Alle versuchten LIDAR-Temperaturmessungen fanden nach diesem Sturm statt, der die Wasserqualität im Vergleich zu den in diesem Abschnitt gezeigten Messungen noch erheblich verschlechtert hatte (siehe Abschnitt 4.3).

## 4.2 Temperatur-Messungen

In diesem Abschnitt wird eine der oben beschriebenen, Temperaturmessungen vorgestellt. Die Pulsdauer wurde für diese Messung auf 8 ns verkürzt. Die Hoffnung war, dass durch die somit höhere Ortsauflösung eine tiefenaufgelöste Messung trotz der geringen Eindringtiefe möglich würde. Die Pulsenergie betrug im grünen Spektralbereich laut Pyrodetektor  $172 \mu\text{J}$ . Die Photomultiplier-Spannung war für beide PMT auf 950 V eingestellt. In Abbildung 4.4 sind die Signale der beiden Photomultiplier, vor und hinter dem ESFADOF, abgebildet, die bei der Messung im Hafenbecken entstanden. Dazu wurde über jeweils 100 000 Pulse gemittelt. Auffällig ist, dass das Signal von beiden PMTs jeweils zwei zeitlich separierte Peaks zeigt. Der zeitlich frühere ist dabei Streulicht von Komponenten der Strahlerzeugung, wie beispielsweise Spiegel, über die das grüne Licht geführt wird. Dieses gelangt über Reflexionen am optischen Tisch und den Containerwänden in die Photomultiplier und wird dort registriert. Die Abschirmung der PMTs gegen die Strahlquelle ist also suboptimal. Die zeitlich späteren Peaks sind dann die tatsächliche Antwort aus dem Wasser. Sie sind zeitlich weit genug von den ersten getrennt, sodass keine Einflussnahme stattfindet.

Außerdem ist eine periodische Modulation des Signales, vor allen beim zweiten PMT, zu beobachten. Sie ist auf die EOM-Steuerung zurückzuführen. Durch das schnelle Schalten der Hochspannung kommt es zu einer Aussendung von elektromagnetischer Störstrahlung, die in die Signalkabel übergeht und dort das Signal überlagert. Mehr dazu in Abschnitt 4.3. Für die weitere Auswertung wird nur der Zeitbereich des Signals betrachtet, welcher die Information aus dem Wasser enthält. Zunächst muss das Brillouin-LIDAR-System, wie zuvor bereits beschrieben, kalibriert werden. Das Wasserrohr wird mit Wasser aus dem Hafenbecken gefüllt und die Laserpulse werden durch das Rohr geführt. Die Signale der beiden

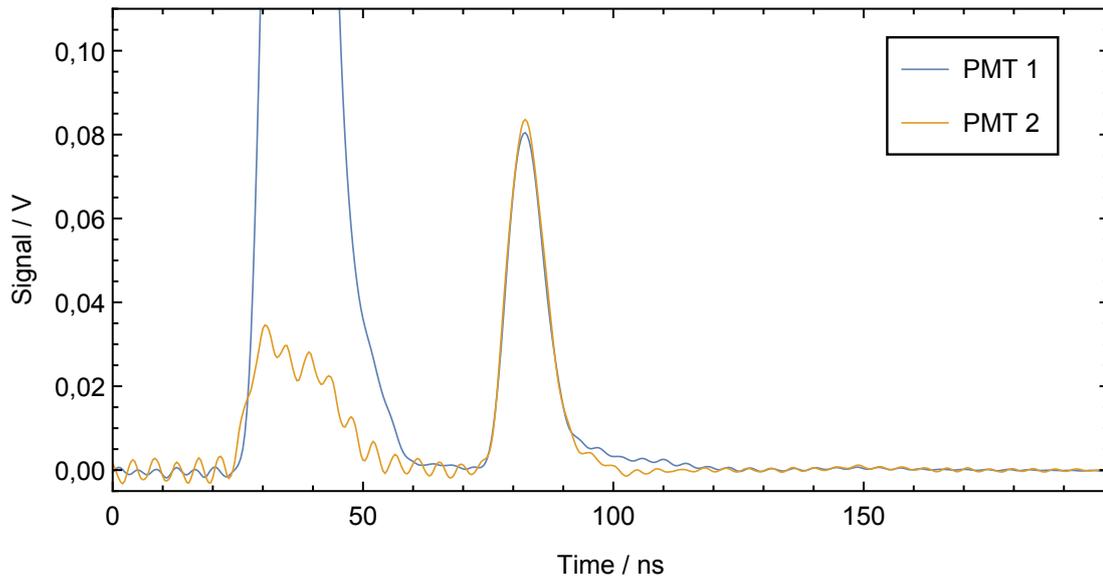


Abbildung 4.4: Signale beider PMT, die vom Oszilloskop bei Messung im Hafenbecken aufgezeichnet werden. Die linken Peaks stammen von Streulicht an Komponenten der Strahlerzeugung, die Rechten von aufgefangenem Streulicht aus dem Wasser.

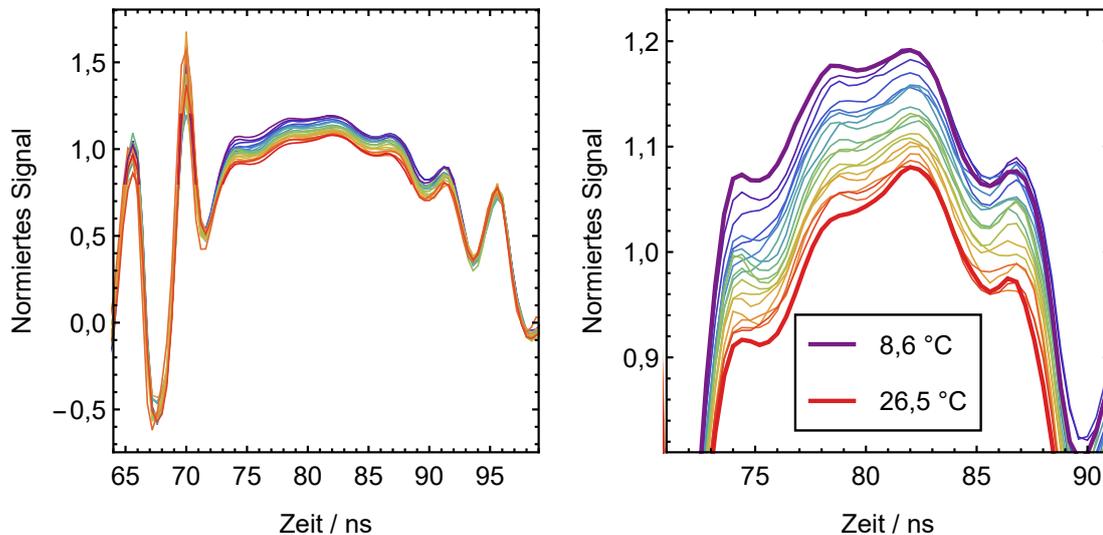


Abbildung 4.5: Normierte Signale aus dem Kalibrierungs-Wasserrohr bei verschiedenen Temperaturen. Beide Bilder zeigen das Gleiche, nur der Zeitbereich ist ein anderer. Beginn und Ende des aufgezeichneten Temperaturbereichs sind im rechten Teilbild dick gezeichnet und die jeweilige Temperatur steht in der Legende. Die dazwischenliegenden Kurven sind jeweils bei den dazwischenliegenden 1 °C Schritten aufgenommen.

PMTs werden je über so viele Pulse gemittelt, wie zu einem 0,1 °C Schritt der tatsächlichen Rohrtemperatur aufgezeichnet wurden und anschließend durcheinander geteilt. Diese normierten Signale sind in Abbildung 4.5 aufgetragen.

Es handelt sich im linken und im rechten Bild um die selben Daten. Im rechten Bild ist der gewählte Zeitbereich kürzer. Zur besseren Übersichtlichkeit ist nicht jeder 0,1 °C-Schritt als Kurve repräsentiert, sondern nur 1 °C-Schritte. Die Farbe der Kurven korreliert dabei mit der Temperatur des Wassers. Im linken Bild hebt sich ein Bereich des Divisions-Signals vom restlichen Kurvenverlauf ab, da sich dort ein Plateau ausbildet. Dieser Bereich entspricht gerade dem Bereich in dem das Licht aus dem Wasserrohr zurück gestreut wurde. In diesem Bereich steckt die Temperaturinformation. Das rechte Bild zeigt diesen Ausschnitt im Detail. In der Tat ist festzustellen, dass das normierte Signal in diesem Bereich eine temperaturabhängige Höhe hat. Bei idealen, störungsfreien PMT-Signalen, sollte das normierte Signal in diesem Bereich tatsächlich eine waagrechte Linie zeigen, da die Temperatur im Wasserrohr über die ganze Strecke annähernd konstant ist. Durch die vom EOM hervorgerufene Modulation und weitere in Abschnitt 4.3 aufgeführte Probleme ist dies jedoch nicht der Fall. Die Variation in diesem Zeitbereich ist aber auf jeden Fall deutlich geringer als außerhalb dessen.

Um von diesen normierten Signalen zu einer Temperaturkennlinie zu kommen, muss das Signal bei jeder Temperatur über einen bestimmten Bereich gemittelt werden und das im Folgenden sogenannte normierte und gemittelte Signal der mit dem PT100 Messfühler gemessenen Temperatur zugeordnet werden. Anschließend wird das normierte und gemittelte Signal einer Messung aus dem Hafenbecken über die erhaltene Temperaturkennlinie in eine Temperatur umgerechnet. Dieses Prozedere ist in Abbildung 4.6 mit Hilfe dreier Teilbilder dargestellt. Links oben sind die Signale der beiden PMT bei der Messung der Temperaturkennlinie für die kälteste (hellblau: PMT1, dunkelblau: PMT2) und die wärmste (hellrot: PMT1, dunkelrot: PMT2) Temperatur dargestellt. Außerdem ist in Grün das Signal aus dem Hafenbecken (hellgrün: PMT1, dunkelgrün: PMT2) aufgetragen. Im oberen, rechten Teilbild von Abbildung 4.6 sind die normierten Signale dazu abgebildet, also in Blau der Quotient der beiden PMT-Signale bei der kältesten gemessenen Temperatur während der Kalibrierung (Division des dunkelblauen Signals im linken Bild durch das Hellblaue), und in Rot das gleiche für die wärmste Temperatur (Division des dunkelroten Signals durch das Hellrote). Das Signalverhältnis der beiden grünen Signale aus dem linken Bild ist die grüne Kurve im Bild der normierten Signale. In den beiden oberen Bildern sind verschiedenfarbige vertikale Linien eingezeichnet. Diese zeigen an, über welche Zeitbereiche zur Bestimmung des normierten und gemittelten Signals gemittelt wurde, mit dessen Hilfe im Fall der Kalibrierung die Temperaturkennlinie bestimmt und im Fall der Messung im Hafenbecken daraus die gemessene Temperatur abgeleitet wird.

Der von den orangen Linien eingegrenzte Bereich führt bei Mittelung über die Signale der Kalibrierungsmessung innerhalb dieser Grenzen zu der im unteren Bild ebenfalls in Orange eingezeichneten Temperaturkennlinie. Die Punkte repräsentieren hierbei die gemittelten Messdaten und die Linie ist ein Polynom dritter Ordnung, das an die Daten angepasst wurde. Analog führt der in dunklem Orange markierte Bereich zu der gleichfarbigen Temperaturkennlinie im unteren Bild.

Für die Signale aus dem Hafenbecken ergibt die Mittelung des normierten Signals über die in

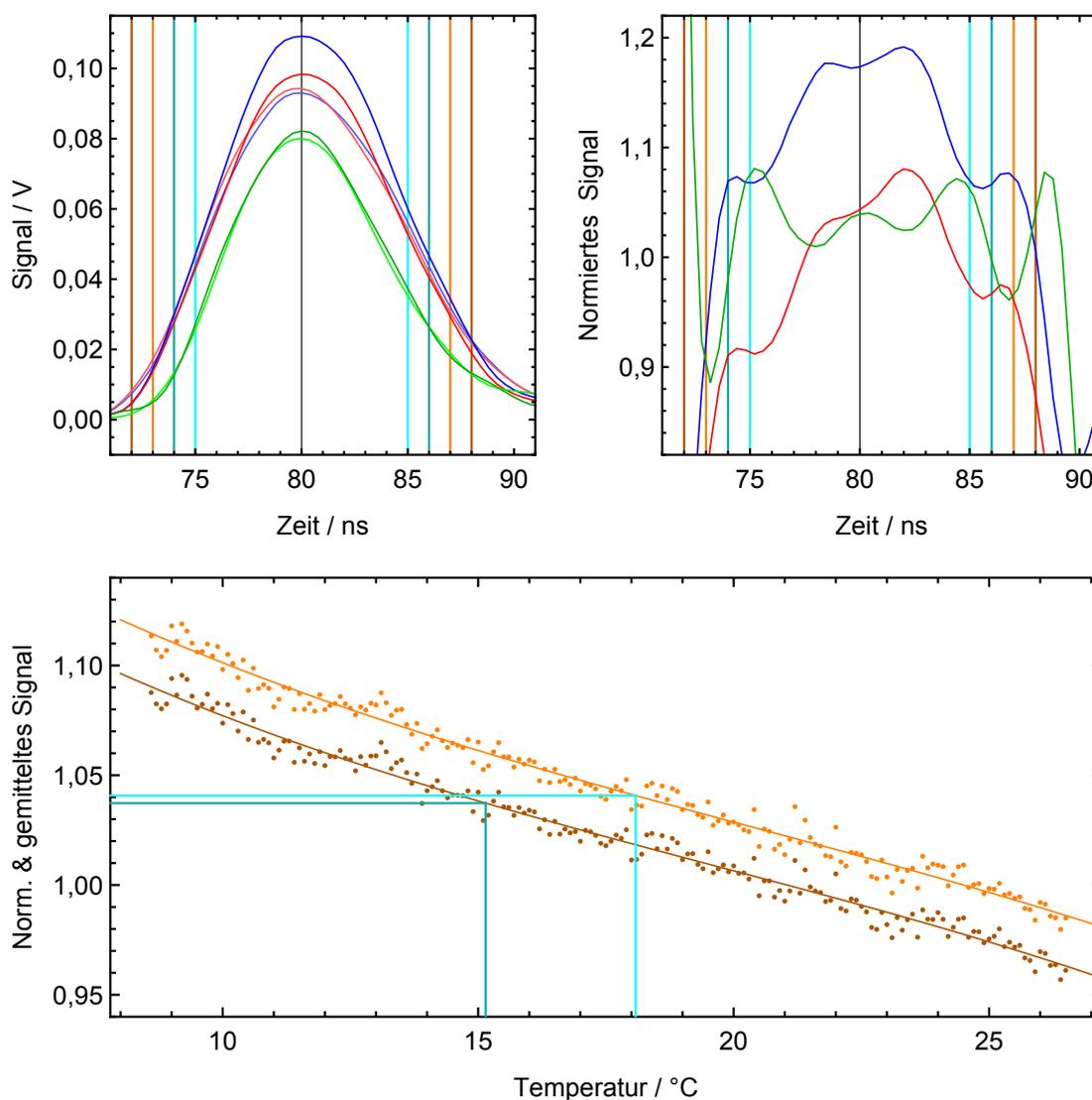


Abbildung 4.6: Temperaturbestimmungsprozess mit dem Brillouin-LIDAR für den Feldtest. Oben links sind in Blau die Signale von PMT1 und PMT2 der Kalibrierungsmessung bei 8,6 °C und in Rot die gleichen Signale bei 26,5 °C aufgetragen, außerdem in Grün das Signal aus dem Hafenbecken bei der anschließenden Messung. Die helleren Kurven gehören immer zu PMT1 und die dunkleren zu PMT2. Im rechten oberen Bild sind die daraus entstehenden normierten Signale (PMT2 geteilt durch PMT1) in der jeweils gleichen Farbe dargestellt. Im unteren Bild sind die aus den Daten extrahierten Temperaturkennlinien (Polynom dritter Ordnung) der Kalibrierungsmessung und bestimmten Temperaturen der Messung im Hafenbecken gezeigt. Die Farbe der Kennlinien und der bestimmten Temperaturen geben über die in gleicher Farbe gezeichneten vertikalen Linien in den oberen beiden Bildern die Mittelungsbereiche an, welche zu ihrer Erstellung genutzt wurden.

hellem und dunklen Cyan markierten Bereiche die beiden im unteren Bild mit horizontalen Linien in der jeweiligen Farbe markierten Werte. Mit den jeweiligen Temperaturkennlinien ergeben sie die mit vertikalen Linien in der gleichen Farbe markierten Temperaturen als Ergebnis der Temperaturmessung mit dem Brillouin-LIDAR-System.

Die für diese Demonstration genutzten Mittelungsbereiche wurden wie folgt bestimmt: Es wurden nur Bereiche betrachtet die symmetrisch um die jeweilige Peakspitze der ursprünglichen PMT-Signale lagen. Anschließend wurde die beste Kombination der beiden Bereiche (bei Kalibrierungsmessung und bei der Messung im Hafenbecken) herausgesucht, also die Kombination, für welche die bestimmte Temperatur am nächsten mit der tatsächlichen Temperatur des Hafenbeckens übereinstimmte. Die dabei gefundene Kombination ist die des in dunklem Orange markierten Bereichs für die Temperaturkennlinienbestimmung und der in dunklen Cyan markierte Bereich für die Messung im Hafenbecken. Die vom Brillouin-LIDAR-System gemessene Temperatur ist  $15,15\text{ °C}$ , während eine Temperaturmessung im Hafenbecken mit dem sonst zur Kalibrierung genutzten Sensor  $15,17\text{ °C}$  ergab.

Vershmälert man den Bereich für die Temperaturkennlinienbestimmung um  $2\text{ ns}$  ergibt das die Kennlinie in hellem Orange im unteren Teilbild. Geht man für die Hafenbecken-Messung genauso vor ergibt sich der hellcyan-farbene Bereich und die damit bestimmte Temperatur von  $18,08\text{ °C}$ .

### 4.2.1 Diskussion

Die vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass die Wahl des Mittelungsbereichs innerhalb des Signals kritisch für die dadurch bestimmte Temperatur ist. Bedingt durch verschiedene Probleme ist kein Signalbereich des normierten Kalibrierungssignals auszumachen, in dem das normierte Signal völlig konstant ist, bzw. die Variation ist über den gesamten Bereich zu groß. Es gibt deshalb keine natürliche Wahl für den Bereich. So hängt aber die Temperatur, die man am Ende erhält, sehr stark von den gewählten Bereichen ab. Man kann zwar, wie demonstriert wurde, Bereiche finden, für welche die bestimmte Temperatur sehr nah an die tatsächliche herankommt, im vorliegenden Fall sogar bis auf  $0,02\text{ °C}$ , aber es fällt schwer eine Begründung für die gewählten Bereiche zu geben. Wie stark die bestimmte Temperatur von den gewählten Bereichen abhängt, sieht man daran, dass bei einer Änderung der Bereiche um nur  $2\text{ ns}$  schon eine Änderung der bestimmten Temperatur um  $3\text{ °C}$  stattfindet.

Ein tiefenaufgelöstes Temperaturprofil war nicht aus den Daten zu extrahieren, da einerseits die Eindringtiefe durch das stark dreckige Wasser sehr gering war und andererseits eine Messung mithilfe einer CTD-Sonde (conductivity, temperature, depth) zeigte, dass die Temperatur über die gesamte Wassersäule im Hafenbecken sehr konstant war. Diese Messung ergab eine Temperatur von  $14,660\text{ °C}$  mit einer Standardabweichung von gerade einmal  $0,012\text{ °C}$  über die ersten drei Meter Wassertiefe. Dies weicht um  $0,51\text{ °C}$  von der Messung mit unserem zur Kalibrierung eingesetzten PT100-Fühler ab. Die mit dem CTD-Sensor über die Leitfähigkeit bestimmte Salinität betrug  $(36,662 \pm 0,017)\text{ ‰}$ .

Das generelle Funktionsprinzip des Brillouin-LIDAR-Systems konnte also während des Feldtests bestätigt werden. Insbesondere konnte gezeigt werden, dass auch mit echtem Meerwasser eine Kalibrierung im Wasserrohr durchgeführt werden kann bei der eine Tempe-

raturabhängigkeit des normierten und gemittelten Signals nachgewiesen wird. Damit die Kalibrierung in Kombination mit einer Messung im Meer die korrekte Messung der Temperatur ermöglicht, ohne das Problem der unklaren Mittelungsbereichswahl, müssen für zukünftige Feldtests einige Probleme, die im nächsten Abschnitt behandelt werden behoben werden.

### 4.3 Probleme während des Feldtests

In den vorherigen Abschnitten wurde einige Male darauf hingewiesen, dass es während des Feldtests einige Probleme gab, infolge derer die Temperaturmessungen nicht so gut wie im Labor funktionierten. Die Probleme sollen in diesem Abschnitt im einzelnen diskutiert sowie Verbesserungsmöglichkeiten aufgezeigt werden.

Noch während der Erstinbetriebnahme des Systems vor Ort wurde der CW-Faserverstärker beschädigt. Vermutlich verursacht durch Schmutz, der sich während dem Transport auf der Linse, die zur Einkopplung des Seedlichtes in die Faser genutzt wird, abgesetzt hat. Hierdurch wurde der Faserverstärker gepumpt ohne mit ausreichend Seedlicht versorgt zu sein, sodass es zu ASE-Lasing kam und beide Endfacetten der Faser zerstört wurden. Da keine adäquate Ersatzfaser mit in Italien war, musste die Faser zur Reparatur nach Darmstadt geschickt werden. Dieses „Schmutz-Problem“ kann vermieden werden, indem der gesamte Faserverstärker-Aufbau mit allen Stufen komplett mit verspleißten faserbasierten Komponenten aufgebaut wird. So gäbe es bei der Strahlquelle keine schmutzanfälligen Ein- und Auskopplungsvorgänge mehr.

Auch nach der Reparatur des CW-Faserverstärkers, erreichte die Pulsenergie nach allen Faserverstärkerstufen maximal nur noch etwa die Hälfte dessen, was im Labor üblich ist. Dies wird auf Verschlechterung der Justage zwischen den Faserverstärkerstufen zurückgeführt. Eine Verbesserung war über diesen Punkt hinaus in der Kürze der Zeit nicht möglich. Auch dieses Problem kann in Zukunft durch einen vollkommen verspleißten Aufbau vermieden werden. Im Zuge der Optimierung der Strahlquelle nach dem Feldtest, wurde damit bereits begonnen und die erste gepulste Faserverstärkerstufe komplett mit fasergekoppelten Komponenten aufgebaut (siehe Abschnitt 5.2).

Eine weitere Komponente des Aufbaus, die noch vor der ersten Temperaturmessung mit dem Brillouin-LIDAR kaputt ging, war die Rubidiumzelle des ESFADOFs. Es kann es vorkommen, dass das Rubidium vollständig ins Glas der es umgebenden Zelle diffundiert [74]. Dies ist innerhalb der hiesigen Arbeitsgruppe im Zeitraum von 10 Jahren zwei mal vorgekommen, einmal davon während des Feldtests. Abbildung 4.7 zeigt ein Foto der kaputten Rubidiumgaszelle zusammen mit der Ersatzzelle, die sich vorher im Absorptionsfilter befand.

Der Effekt zeigt sich relativ unvermittelt. Zunächst war eine verringerte Transmission durch die ESFADOF-Zelle aufgefallen, bis dann plötzlich am gleichen Tag kein ESFADOF Signal mehr sichtbar war. Beim Ausbau fiel die bräunliche Verfärbung der Zelle auf. Die Ersatzzelle aus dem Absorptionsfilter ist hingegen noch komplett transparent. Als Ersatz für die dann im Absorptionsfilter fehlende Rubidiumgaszelle wurde eine Zelle aus Darmstadt geschickt.



Abbildung 4.7: Defekte ESFADOF-Rubidiumgaszelle (oben) und Ersatzzelle aus dem Absorptionsfilter (unten). Man sieht deutlich die bräunliche Verfärbung der defekten Zelle.

Diese hatte allerdings nur eine Innenlänge von 25 mm statt den 39 mm Innenlänge der zuvor verbauten. Deswegen war ab diesem Zeitpunkt die Absorptionswirkung des Absorptionsfilters geringer als zuvor. Dies hat wahrscheinlich mit dazu beigetragen, dass die normierten Signale bei der Kalibrierungsmessung weniger konstant über den Bereich des Wasserrohres waren als zuvor. Dies kommt daher, dass elastisches Streulicht von den Glasfenstern am Ein- und Ausgang des Wasserrohres sowie der Strahlblockung nach dem Durchgang durch das Wasserrohr nun mit detektiert wird und so das Signalverhältnis von PMT2 zu PMT1 verfälscht. Auch das elastisch gestreute Licht aus dem Wasser hat durch das gelöste Salz und die Hydrossole einen wesentlich höheren Anteil am gesamten, gestreuten Licht als z.B. bei der Labordemonstration, da damals reines destilliertes Wasser zum Einsatz kam. Für zukünftige Feldtests muss daher die Wirkung des Absorptionsfilters, durch die Nutzung zweier längerer Rubidiumgaszellen oder bei Bedarf auch von mehr als zwei Zellen, wieder erhöht werden.

Durch das schmutzige Wasser wurde nicht nur der Anteil des elastisch gestreuten Lichtes drastisch erhöht, sondern auch die Eindringtiefe verringert. In besonderem Maße war dies nach einem Sturm während der Zeit des Feldtests der Fall. Bei diesem Sturm kam es zu erhöhtem Wellengang und zum Aufwirbeln am Boden des Hafenbeckens abgelagerter Partikel. Ungünstigerweise fanden alle Versuche die Temperatur des Wassers im Hafenbecken zu bestimmen nach diesem Sturm statt, sodass die angesprochenen Probleme, des sowieso nicht gerade sauberen Wassers noch verstärkt wurden. Die Abbildungen 4.8 und 4.9 zeigen Signale des PMT1 von je zwei separaten Messungen, wovon eine vor dem Sturm und eine nach dem Sturm aufgezeichnet wurden. In Abbildung 4.8 war dabei der Absorptionsfilter deaktiviert. Man sieht also das elastisch gestreute Licht und das Brillouin-gestreuete. In Abbildung 4.9 war der Absorptionsfilter dann aktiviert, sodass man im Idealfall nur das Brillouin-gestreuete Licht sehen sollte. Da in der Zwischenzeit die Zelle des Absorptionsfilters

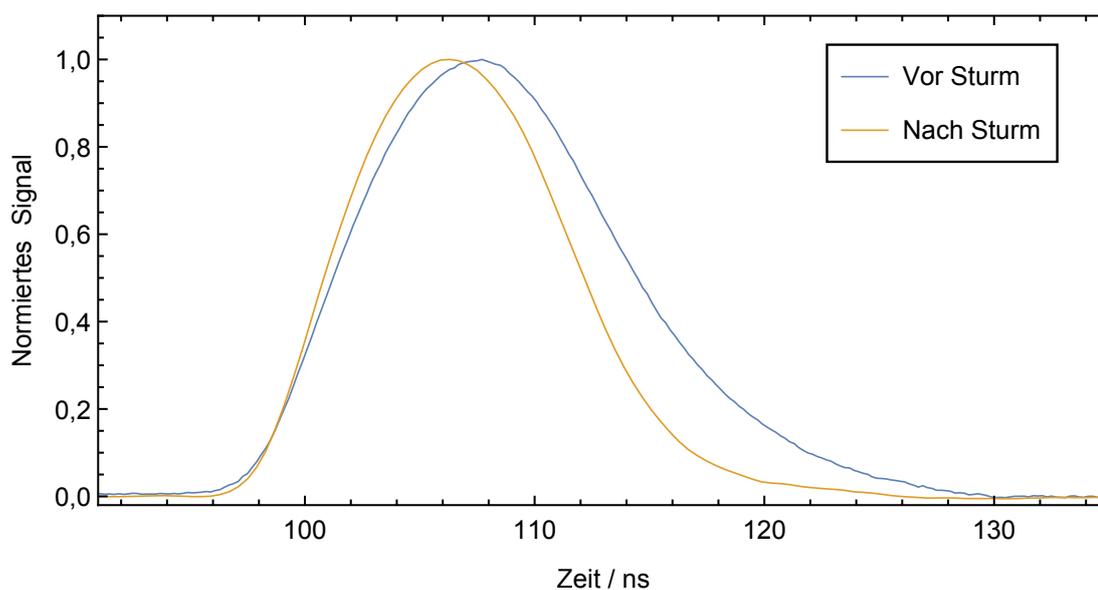


Abbildung 4.8: Vergleich der Signale bei deaktiviertem Absorptionsfilter, die von PMT1 aufgenommen wurden bei Messungen vor und nach dem Sturm. Die Signale wurden zu diesem Zweck auf eine relative Signalhöhe von 1 normiert.

durch die kürzere Zelle ausgetauscht wurde, kann beim Signal „nach dem Sturm“ aber auch noch elastisch gestreutes Licht beigemischt sein.

Die Signale wurden für Abbildung 4.8 auf eine maximale Höhe von 1 normiert und der Beginn der steigenden Flanke zeitlich aufeinander geschoben, um die Signalformen besser vergleichen zu können. Dies ist nötig, da bei der Aufnahme der beiden Signale unterschiedliche Pulsenergien und leicht unterschiedliche PMT-Spannungen eingestellt waren. Für die Pulsenergie gilt vor dem Sturm  $E_{vorSturm} = 89 \mu\text{J}$  und danach  $E_{nachSturm} = 200 \mu\text{J}$ . Die PMT-Spannung betrug 540 V bei der Messung vor dem Sturm und 572 V danach. Die Signale der Messungen mit dem aktivierten Absorptionsfilter aus Abbildung 4.9 wurden mit dem gleichen Faktor multipliziert wie das jeweilige Signal aus der Messung mit deaktiviertem Absorptionsfilter, um das Verhältnis der Signale mit und ohne Absorptionsfilter unangetastet zu lassen.

Man kann vor allem in Abbildung 4.8 sehr gut sehen, wie die ohnehin schon geringe Eindringtiefe nach dem Sturm weiter abnahm. Die fallende Flanke des Signals läuft sichtbar schneller aus als beim Signal vor dem Sturm. Zudem hat sich das Maximum des Signals hin zu früheren Zeiten verschoben. Beim Vergleich mit Abbildung 4.9 zeigt sich zudem, dass das Verhältnis von Brillouin-gestreutem Licht zum insgesamt zurück gestreuten Licht nach dem Sturm deutlich geringer ist, obwohl hier der Absorptionsfilter nach dem Zellentausch nicht in dem Maße seine Wirkung entfalten kann wie vor dem Sturm, sodass das Signal hier immer noch Anteile von elastisch gestreutem Licht beinhalten kann. Dies lässt den Schluss zu, dass es durch das nach dem Sturm sehr stark verschmutzte Wasser innerhalb weniger

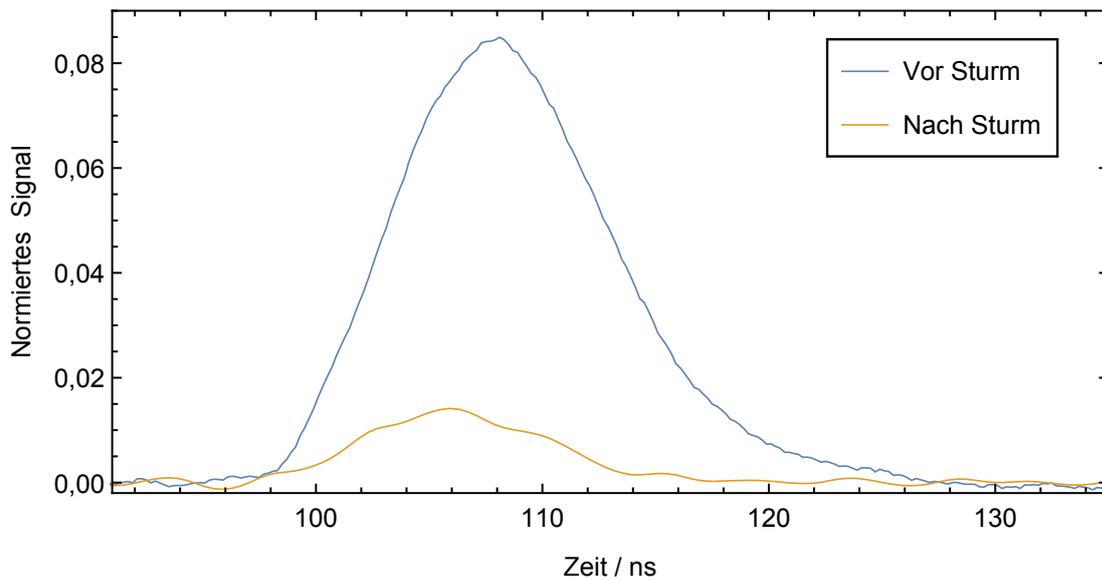


Abbildung 4.9: Vergleich der Signale bei aktiviertem Absorptionsfilter, die von PMT1 aufgenommen wurden bei Messungen vor und nach dem Sturm. Die Signale wurden zu diesem Zweck mit dem selben Faktor multipliziert wie die jeweilig zugehörige Kurve in Abbildung 4.8.

10 Zentimeter Wassersäule so stark zu elastischer Streuung (nicht nur Rückwärtsrichtung) kommt, dass die Eindringtiefe äußerst gering ist und darunter auch die Signalhöhe des Brillouin-gestreuten Lichtes leidet. Zusammengenommen stellt dies eine große Hürde zur Nutzung des Brillouin-gestreuten Lichtes für Temperaturmessungen dar.

Um einen quantitativen Vergleich der Wasserqualität vor und nach dem Sturm durchführen zu können, wurde analog zu dem Vorgehen für Abbildung 4.3 und Tabelle 4.1 in Abschnitt 4.1 auch an das Signal aus Abbildung 4.8 nach dem Sturm die vereinfachte LIDAR-Gleichung (4.1) angefitet. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.10 und Tabelle 4.2 dargestellt.

Festgelegte Parameter		Durch Fit bestimmte Parameter	
Brechungsindex $n$	1,33	Amplitude $A$	$(89,1 \pm 4,9) \text{ V m}^2$
Pulsdauer $FWHM$	10 ns	zeitlicher Offset $t_0$	$(100,9 \pm 0,1) \text{ ns}$
Abstand $Z_0$	6,5 m	Abschwächungskoeffizient $\alpha$	$(2,12 \pm 0,13) \text{ m}^{-1}$

Tabelle 4.2: Festgelegte und Fit-Parameter der rot gestrichelten Kurve in Abbildung 4.10.

Zur Erzeugung des Fits wurden wieder bekannte Parameter festgesetzt und nur die Amplitude, der zeitliche Offset und der Abschwächungskoeffizient als Fit-Parameter eingesetzt. Die fallende Flanke wird wieder sehr gut wiedergegeben, sodass das Ergebnis für den Abschwächungskoeffizienten von  $\alpha = (2,12 \pm 0,13) \text{ m}^{-1}$  aussagekräftig ist. Vor dem Sturm betrug der Wert noch  $(0,84 \pm 0,01) \text{ m}^{-1}$ , somit hat sich der Abschwächungskoeffizient mehr als

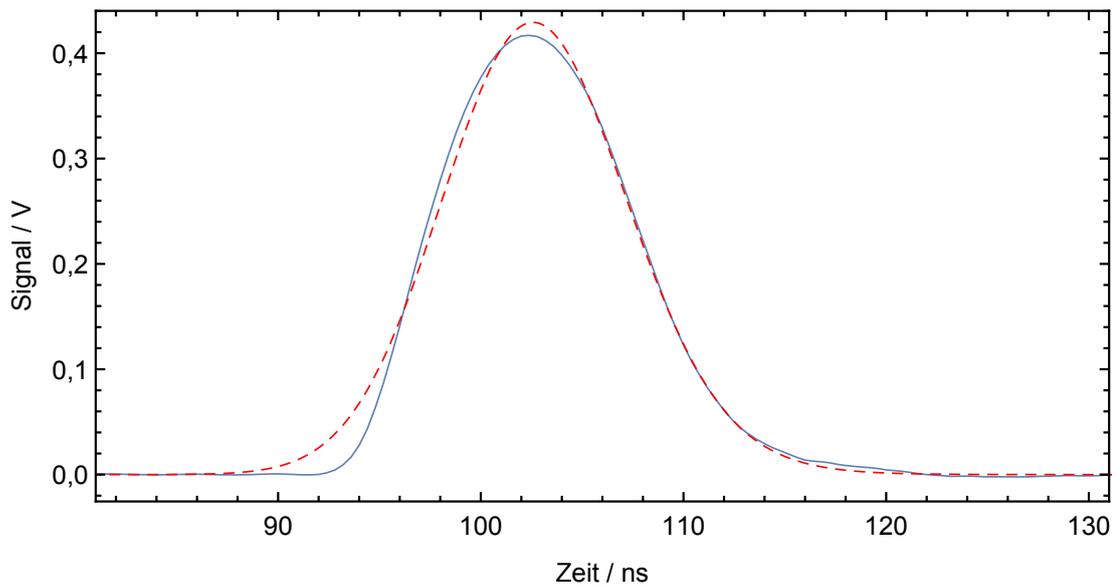


Abbildung 4.10: Nochmal das Signal „nach dem Sturm“ aus der Abbildung 4.8, dieses mal nicht normiert und hier dargestellt in blau. Rot gestrichelt ist das Ergebnis eines „Nonlinear-Model-Fit“ der Gleichung (4.1) an die Daten. Die Fitparameter sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

verdoppelt. Die Fehlerangabe des Wertes nach dem Sturm ist relativ gesehen größer als davor, was durch das kürzere Signal bedingt durch den hohen Wert von  $\alpha$  verursacht wird. Der hohe Wert des Abschwächungskoeffizienten bedeutet, dass die Leistung des Lichtes alle 0,327 m um 50 % reduziert wird, sodass die vom gestreuten Licht erzeugte Signalhöhe bereits alle 0,163 m halbiert wird. Innerhalb eines Meters würde die Signalhöhe auf  $e^{-2 \cdot (1 \text{ m}) \cdot \alpha} = 1,5\%$  reduziert. Eine Messung des Abschwächungskoeffizienten mithilfe der CTD-Sonde des CMRE ergab einen Tag später  $\alpha_{CTD} = (2,395 \pm 0,084) \text{ m}^{-1}$ , sodass die mit den Fits erhaltenen Werte plausibel sind. Eine tiefenaufgelöste Messung der Temperatur ist mit diesem Verschmutzungsgrad des Wassers nahezu unmöglich. Für den nächsten Feldtest sollte deshalb auf saubereres Wasser, wie es für die Ozeane außerhalb von Hafengebieten typisch ist, geachtet werden.

Ein weiteres Problem während des Feldtests war die bereits angesprochene Verzerrung, bzw. Modulation der Signale an den PMTs durch die elektromagnetische Störstrahlung, welche vom EOM und dessen Steuerung ausgesendet wurden. Vor allem das Signal von PMT2 war stark davon beeinflusst. Abbildung 4.11 zeigt noch einmal ein Signal das von PMT2 aufgenommen wurde und ein durch diskrete Fourier-Transformation aus dem Signal gewonnenes Frequenzspektrum.

Die Modulation der Nulllinie durch den EOM ist links im Bild vor allem im Zeitbereich zwischen 0 und 90 Nanosekunden zu erkennen. Es ist aber in abgeschwächter Form das

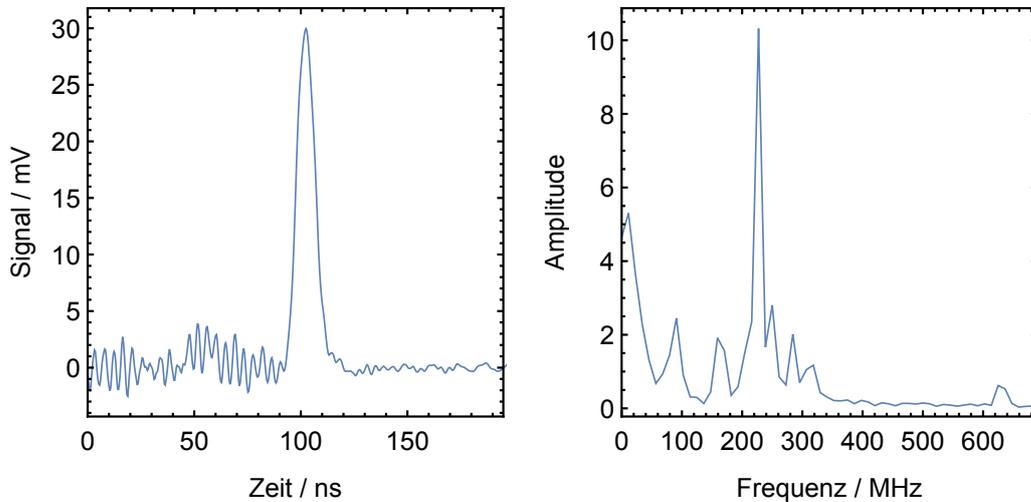


Abbildung 4.11: Das linke Teilbild zeigt das über 10000 Schuss gemittelte zeitliche Signal von PMT2 bei einer Messung mit aktiviertem Absorptionsfilter nach dem Sturm. Im rechten Teilbild ist die relative Amplitude der Frequenzkomponenten dieses Signals (im Bereich 0–90 ns) aufgetragen. Die Daten dazu wurden durch eine diskrete Fourier-Transformation der Originaldaten erhalten.

gesamte Signal betroffen. Die diskrete Fourier-Transformation des genannten Zeitbereichs liefert das rechte Teilbild. Die größte Frequenzkomponente liegt bei 227,27 MHz was einer Periode der Modulation von 4,4 ns entspricht. Problematisch bei dieser Modulation ist, dass sie zeitlich so stabil ist, sodass sie durch Mittelung nicht eliminierbar ist. Gleichzeitig ist sie aber nicht stabil genug, dass man eine Messung bei geblocktem Licht als Untergrundmessung durchführen könnte, die man anschließend von allen Messdaten abzieht. Dieses sich langsam verändernde Signal, dass quasi zusätzlich zum eigentlichen Signal des gestreuten Lichtes registriert wird, erschwert die Festlegung der Mittelungsbereiche für das Erstellen der Temperaturkennlinie. Außerdem stört sie den Vergleich der Kalibrierungssignale mit den Signalen aus dem Hafenbecken, da diese in einem anderen Zeitbereich aufgenommen werden, in welchem auch das Modulationssignal anders aussieht.

Das Problem mit der elektromagnetischen Strahlung des EOMs trat während der Labordeemonstration auch schon auf, war dort aber weniger gravierend, da der Abstand des EOM zu den beiden PMT und den Signalkabeln viel größer war und der Zeitbereich der Kalibrierungsmessungen und der anschließenden Temperatur-Bestimmungsmessungen gleich gewählt war.

Der Versuch eine genügend gute Abschirmung der elektromagnetischen Strahlung des EOM gegenüber den Signalkabeln zu gewährleisten, wurde während des Feldtests und auch danach unternommen, ist aber gescheitert. Deswegen wurde nach alternativen Möglichkeiten

für die Pulserzeugung gesucht und eine Lösung in Form eines akusto-optischen Modulators gefunden. Dieser ersetzt nun die Kombination aus EOM und MZM (siehe Abschnitt 5.1).

### 4.4 Fazit

Insgesamt kann der Feldtest als Erfolg gewertet werden, auch wenn eine Temperaturprofilbestimmung im Hafenbecken durch die genannten Probleme verhindert wurde. So konnte gezeigt werden, dass die verwendeten Lasersysteme auch außerhalb der kontrollierten Laborbedingungen für die Messungen ausreichend stabil sind, sowohl was die Ausgangsleistung als auch die Laserfrequenz betrifft. Somit konnte erstmals eine Kalibrierungsmessung mit echtem Meerwasser durchgeführt werden, bei der es gelungen ist, eine eindeutige Abhängigkeit des normierten Signals von der Wassertemperatur nachzuweisen. Neben den in dieser Arbeit gezeigten beim Feldtest durchgeführten Experimente wurden noch weitere Messungen, auch mit anderen Zielen als die Temperaturbestimmung, durchgeführt. Es wurde zum Beispiel untersucht, ob es möglich ist, den Ort eines sich im Strahlengang unter Wasser befindlichen Targets zu bestimmen. Für weitere Details zu diesen Messungen sei hier auf die Masterarbeit von Sonja Friman verwiesen [75].

# Kapitel 5

## Optimierung des Aufbaus für weitere Feldeinsätze

Wenn auch die Extraktion eines tiefenaufgelösten Temperaturprofils während des Feldtests nicht in dem Maße funktioniert hat wie bei der Labordemonstration, brachte der Feldtest viele Anregungen, was am Aufbau geändert werden sollte, um das Brillouin-LIDAR-System in Zukunft besser auf die Situation außerhalb des Labors auszurichten. Mit diesen Modifikationen des Aufbaus wurde nach dem Feldtest begonnen. So wurde die Pulserzeugungseinheit durch einen akusto-optischen Modulator (AOM) ersetzt. Dadurch besteht das Problem der elektromagnetischen Strahlung, welche die Signale der PMTs überlagert, nicht mehr. Außerdem wurde mit der Verspleißung der Faserverstärkerstufen begonnen. Die erste gepulste Stufe wurde dazu komplett mit fasergekoppelten Komponenten neu aufgebaut. Die Ergebnisse dieser Änderungen und deren Auswirkungen auf die restliche Strahlquelle werden in den folgenden Abschnitten diskutiert.

### 5.1 Akusto-optischer Modulator

Die bisherige Pulserzeugungseinheit bestehend aus EOM und MZM hatte drei Nachteile: Die elektromagnetische Strahlung, welche beim schnellen Schalten der Hochspannung im EOM entsteht und sich durch den Raum ausbreitet, sodass sie in allen verwendeten Signalkabeln zu ungewollten, die eigentliche Messung überlagernden, Signalen führt. Weiterhin bietet der verwendete EOM keine Möglichkeit für einen fasergekoppelten Aufbau, sodass zumindest diese Teilstrecke der Strahlerzeugung über eine Freistrahlstrecke überbrückt werden muss, was eine Anfälligkeit der Justage gegenüber ungünstigen Umweltbedingungen außerhalb des Labors darstellt. Zudem ist der EOM samt Steuerung recht groß und schwer und muss außerdem wassergekühlt werden, was die Transportabilität des gesamten Aufbaus einschränkt und den dritten Nachteil darstellt.

All diese Nachteile können durch den neu verbauten fasergekoppelten AOM<sup>1</sup> und dessen Treiber<sup>2</sup> eliminiert werden. Der AOM kann bis zu einer optischen Durchschnittsleistung von 5 W betrieben werden und hat eine spezifizierte Anstiegs-/Fallzeit von 6 ns bei einem maximalen Tastgrad von 20 %. Die von ihm induzierte Verschiebung der Laserfrequenz beträgt laut Spezifikation 300 MHz. Mit dem Treiber ist eine Modulation bis 50 MHz bei einer

---

<sup>1</sup>Gooch & Housego Customized T-M300-0.1C2G-3-F2P

<sup>2</sup>Gooch & Housego A35300-S-1/50-P4K7U

Anstiegs-/Fallzeit von  $< 8$  ns möglich. Mit der Kombination aus Treiber und AOM können Pulse mit der angestrebten Pulsdauer von 12–14 ns über einen Repetitionsratenbereich von Einzelpulsen bis hin zu 10 MHz erzeugt werden. Dies ist ein weiterer Vorteil des AOMs gegenüber des EOMs, der nur Repetitionsraten für kurze Zeiten von bis zu 5 kHz zulässt (im Dauerbetrieb sicherheitshalber nur 1 kHz). Außerdem ist die Pulsspitzenleistung die nach dem AOM erreicht wird höher als dies mit der Kombination aus EOM und MZM der Fall war. Bei allen im Folgenden gezeigten Messungen wurde das Licht aus dem CW-Faserverstärker über eine Freistrahlstrecke in die Faser des AOMs eingekoppelt. Im Zuge der weiteren Verpleißung des Aufbaus, kann hier ein direkter Faser-auf-Faser-Übergang geschaffen werden. Abbildung 5.1 zeigt die direkt nach dem AOM gemessene Pulsform bei einer Repetitionsrate von 1 MHz.

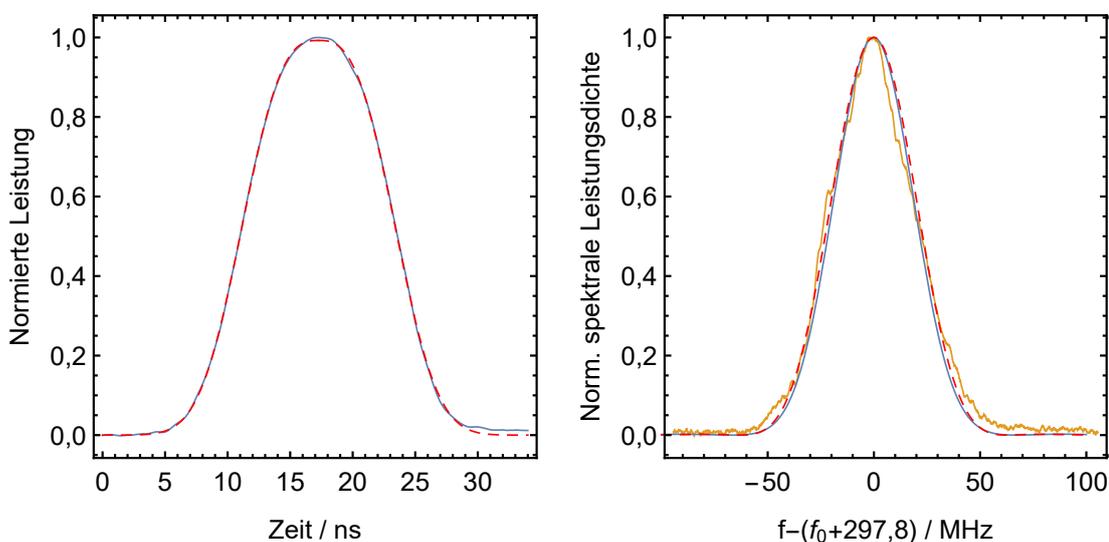


Abbildung 5.1: Zeitliche und spektrale Pulsform eines mit dem AOM erzeugten Pulses bei einer Repetitionsrate von 1 MHz. Im linken Teilbild sind in Blau die normierten Messdaten und in Rot ein Fit einer Super-Gauß-Funktion, welche die Pulsform exzellent beschreibt, dargestellt. Im rechten Teilbild sind in Orange die Messdaten einer spektralen Untersuchung mithilfe eines konfokalen FPIs aufgetragen. Zusätzlich sind in Blau und Rot Kurven eingezeichnet, die bei der Fouriertransformation der Daten (blau) und des Fits an die Daten (rot) entstehen.

Die Messung der zeitlichen Pulsform, die im linken Teilbild dargestellt ist, erfolgte dabei mit einer schnellen Photodiode<sup>3</sup> direkt am Ausgang des AOM. Sie ist auf die Höhe von 1 normiert. Rot gestrichelt ist ein Fit an die Daten dargestellt von der Form:

$$P(t) = Ae^{-\ln(2)\left(2\frac{|t-t_0|}{FWHM}\right)^p} \quad (5.1)$$

<sup>3</sup>New Focus 1454

Diese Funktion ist eine sogenannte „Super-Gauß-Funktion“, die sich von der normalen Gauß-Funktion darin unterscheidet, dass der Exponent  $p$  nicht 2 ist. Für  $p > 2$  sind die Pulsflanken steiler als bei einem Gauß-förmigen Puls und die Spitze ist abgeflachter. Sie werden häufig verwendet um das räumliche Strahlprofil eines „flat-top beams“ zu beschreiben [76, 77], aber auch für die Beschreibung des zeitlichen Verlaufs werden sie in der Literatur verwendet [47, 78]. Der Fit ergab für die Parameter die folgenden Werte:  $A = 0,992 \pm 0,001$ ,  $t_0 = (17,274 \pm 0,006)$  ns,  $FWHM = (12,61 \pm 0,02)$  ns,  $p = 2,82 \pm 0,01$ .

Im rechten Teilbild von Abbildung 5.1 ist die spektrale Leistungsdichte der gepulsten Laserstrahlung nach dem AOM zu sehen. Die orange Kurve stellt dabei die Daten einer Messung dar, die mithilfe eines konfokalen Fabry-Perot-Interferometers<sup>4</sup> und einer X-Faser durchgeführt wurde. Dazu wurde in die X-Faser an einem Eingang ein Teil des im CW-Faserverstärker verstärkten Lichtes, am anderen Eingang gepulstes Licht direkt nach dem AOM eingekoppelt. Die X-Faser liefert an beiden Ausgängen eine 50:50 Mischung der beiden Eingänge. Einer dieser Ausgänge wurde mit dem scanning FPI verbunden und dabei das durch das FPI transmittierte Licht aufgenommen. Das Signal besteht dann aus schmalen, hohen Peaks im Abstand des FSR des FPIs (1 GHz), die durch das kontinuierliche Licht hervorgerufen werden. In gewissem Abstand zu jedem hohen, schmalen Peak erscheint je ein kleinerer, breiterer Peak der vom gepulsten Licht erzeugt wird. Die orange Kurve im rechten Teilbild entspricht gerade solch einem Peak. Das aufgezeichnete Spektrum kann linearisiert und die Zeitachse in eine Frequenzachse umgerechnet werden, indem der Abstand der „CW-Peaks“ zueinander auf 1 GHz festgesetzt wird. Der Abstand der „Puls-Peaks“ zu den „CW-Peaks“ entspricht gerade der Frequenzverschiebung, die durch den AOM verursacht wird. Sie wurde mit dieser Methode zu  $(297,8 \pm 1,7)$  MHz bestimmt.

Zusätzlich zum gemessenen Spektrum des gepulsten Lichtes, ist im rechten Teilbild noch die Fourier-Transformierte des gemessenen Pulses in Blau und die Fourier-Transformierte des Super-Gauß-Funktion-Fits in Rot aufgetragen.

Die Fouriertransformationen des Pulses und des Fits daran überlagern sich gut mit den Messdaten. Die gemessene spektrale Breite des gepulsten Lichtes beträgt 46,98 MHz. Dies ergibt mit der gemessenen Pulsdauer von 12,59 ns ein Zeit-Bandbreiten-Produkt von 0,59. Die spektrale Breite der Fourier-Transformierten des zeitlichen Pulses ist mit 43,15 MHz etwas schmaler als die Messung mithilfe des FPIs ergab. Das Zeit-Bandbreiten-Produkt ergibt hier 0,54. Für den Fit an die zeitliche Pulsform und dessen Fourier-Transformierte ergibt sich eine Pulsdauer von 12,61 ns und eine spektrale Breite von 45,90 MHz. Das Zeit-Bandbreiten-Produkt des Fits ist also 0,58.

Unter der Annahme, dass durch das FPI selbst noch eine gewisse Breite auf das gemessene Spektrum aufgebracht wird (die Auflösung des FPI beträgt 2–3 MHz), sind die Pulse folglich als quasi Fourier-limitiert zu betrachten. Die spektrale Breite ist bei der gegebenen Pulsform nahezu minimal.

Bei der gezeigten Messung der zeitlichen und spektralen Pulsform war die Repetitionsrate auf 1 MHz eingestellt. Wie im späteren Abschnitt 5.7 zu sehen ist, bleibt die Pulsform direkt nach dem AOM aber für alle im Rahmen dieser Arbeit getesteten Repetitionsraten nahezu

<sup>4</sup>Toptica FPI 100

identisch.

Um die gezeigte symmetrische Pulsform erzeugen zu können, musste der Pulsgenerator mit dem die elektrischen Pulssignale an den AOM-Treiber übergeben werden, ersetzt werden. Der AOM hat die Eigenart, dass bei Ansteuerung mit einem Rechteckpuls, die Abfallzeit ca. 1 ns länger als die Anstiegszeit ist. Um dies zu kompensieren, muss ein Pulsgenerator verwendet werden, der das Einstellen der beiden Flanken unabhängig voneinander ermöglicht. Der neue Pulsgenerator<sup>5</sup> hat diese Ausstattung. Außerdem verbessert er die Langzeitstabilität der Pulsform. Die Messungen in Abbildung 5.2 zeigen, wie stabil die Pulserzeugung über einen Zeitraum von etwas mehr als 1 h ist.

Für diese Messung wurde die Pulsform der den AOM verlassenden Pulse mit der schnellen Photodiode und dem Oszilloskop über eine Stunde hinweg immer wieder aufgezeichnet. Jeder Messpunkt zeigt die Mittelung über 1000 direkt nacheinander aufgenommener Pulse, wozu sich das Oszilloskop im „Fast-Frame-Modus“ befand. Mithilfe eines Labview-Programms wurden anschließend die Pulsformen analysiert und die Messgrößen extrahiert. Die Fehlerbalken an den Messpunkten geben die Standardabweichung unter den 1000 für einen Messpunkt verwendeten Pulsen wieder.

Bei dieser Langzeitmessung war die Pulsdauer etwas kürzer eingestellt, als bei der zuvor gezeigten Messung. Die Messung wurde direkt nach dem Einschaltvorgang des AOMs gestartet, sodass man zu Beginn einen Aufwärmprozess sehen kann (insbesondere bei der zeitlichen Position und der Pulsdauer), der nach 10–15 min abgeschlossen ist und danach eine sehr gute Stabilität erreicht wird. Anstiegs- und Abfallzeit liegen nur ca. 0,2 ns auseinander, was gerade einmal der Zeit für ein Sample bei der Aufnahme entspricht. Dies zeigt, dass die Pulsform auch bei der Langzeitmessung sehr symmetrisch war (strenggenommen ist es nur ein Indiz, die Betrachtung der Pulsformen, die hier nicht gezeigt werden bestätigt dies aber). Für die Werte ab Minute 30 gilt Tabelle 5.1.

x	$\bar{x} = \frac{\sum x_i}{N}$	$\sigma = \sqrt{\frac{\sum (\bar{x} - x_i)^2}{N-1}}$	$\bar{\sigma} = \frac{\sum \sigma_i}{N}$
Signalamplitude	37,83 mV	0,19 mV	0,21 mV
zeitliche Position	155,33 ns	0,01 ns	0,17 ns
Pulsdauer	12,00 ns	0,01 ns	0,11 ns
Anstiegszeit	6,19 ns	0,01 ns	0,18 ns
Abfallzeit	6,41 ns	0,01 ns	0,16 ns

Tabelle 5.1: Mittelwerte der Messergebnisse aus Abbildung 5.2 ab Minute 30, sowie deren Abweichungen.  $\bar{x}$  ist der Mittelwert der Mittelwerte  $x_i$  der einzelnen 1000 Schuss Messungen.  $\sigma$  ist die Standardabweichung dieses mittleren Mittelwertes und  $\bar{\sigma}$  ist der Mittelwert der Standardabweichungen der einzelnen Messungen.

Neben der Pulsform und Langzeitstabilität wurde auch noch die Pulsenergie der erzeugten Pulse untersucht. Dazu wurde bei maximaler Ausgangsleistung des CW-Faserverstärkers die Repetitionsrate der Pulserzeugung geändert, während die Durchschnittsleistung des Lichtes

<sup>5</sup>Philips PM 5786B

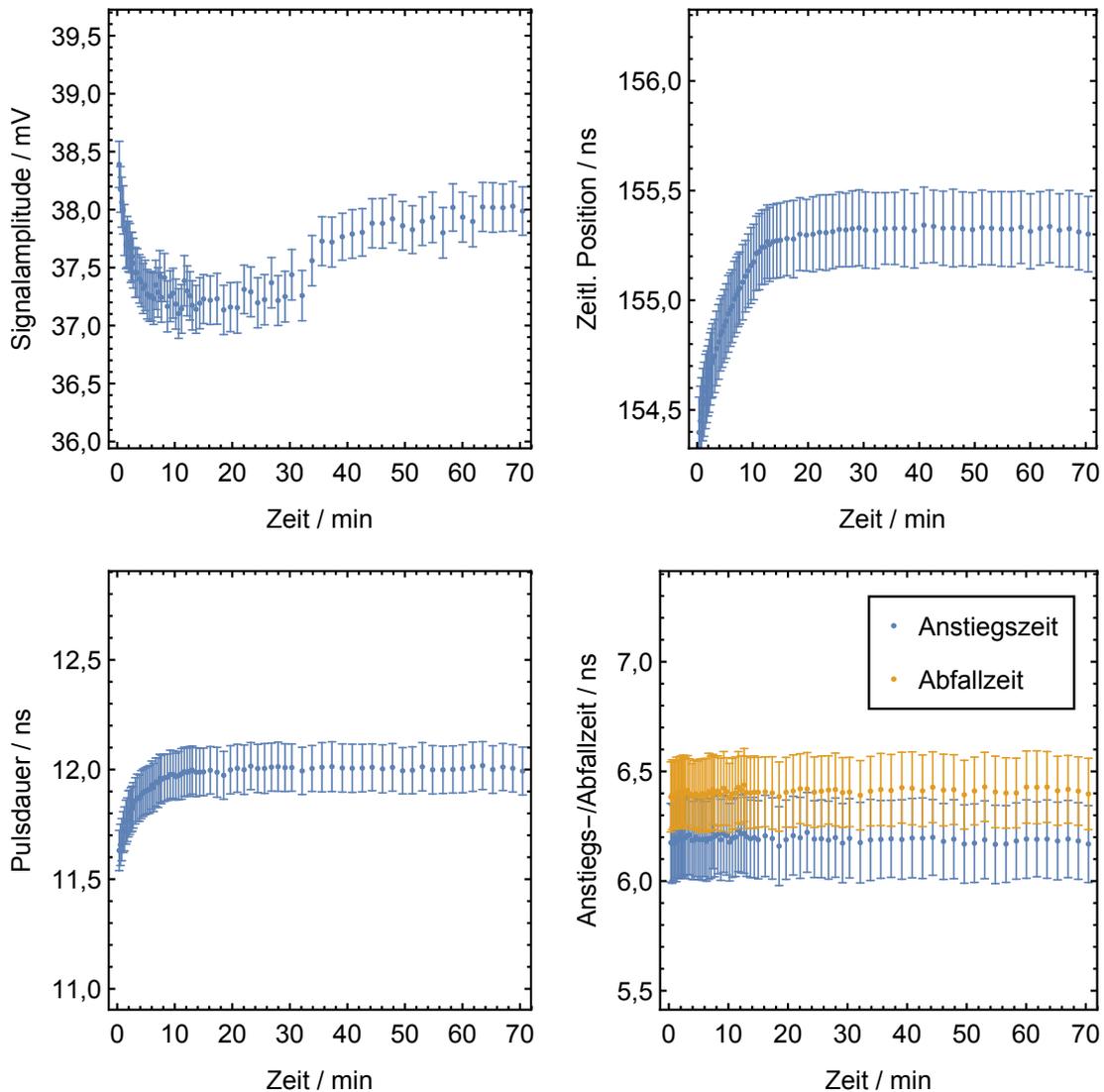


Abbildung 5.2: Langzeitmessung verschiedener Attribute der Pulsform nach dem AOM. Die betrachteten Eigenschaften sind: Die Signalamplitude, also quasi die Pulsspitzenleistung (oben links), die zeitliche Position des Pulses, also das Delay zum Triggersignal (oben rechts), Die Halbwertsbreite, also die Pulsdauer (unten links) und die Anstiegs- und Abfallzeit der Pulsform (unten rechts). Jeder Messpunkt wurde über die Mittelung von 1000 direkt aufeinander folgenden Pulsen ermittelt. Die Repetitionsrate betrug dabei 1 kHz. Die Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung des Messwerts bei Betrachtung der 1000 Pulse.

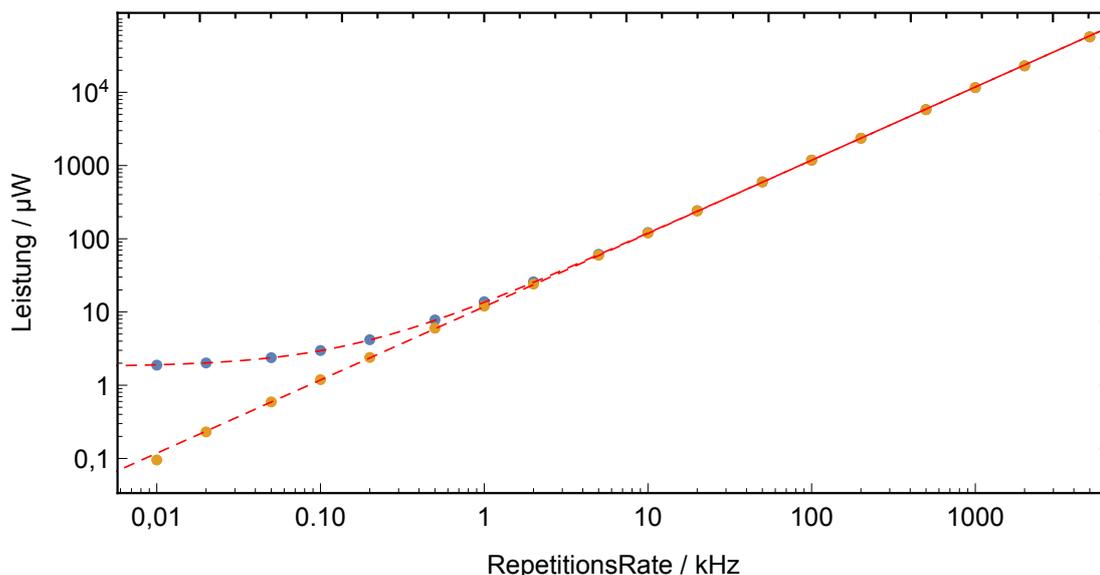


Abbildung 5.3: Durchschnittsleistung des gepulsten Lichtes nach dem AOM gegenüber der Repetitionsrate. In Blau sind die Messwerte markiert. In Orange sind die Daten nach dem Abzug des CW-Lecklichtes durch den AOM dargestellt. Rot gestrichelt ist ein Fit an die in Blau gezeichneten Originalmesswerte einmal mit und einmal ohne Offset aufgetragen.

am Faserausgang mithilfe eines Leistungsmesskopfes<sup>6</sup> gemessen wurde. Diese Messung ist in Abbildung 5.3 doppelt logarithmisch dargestellt. Die eigentlichen Messdaten sind mit blauen Punkten eingetragen. Die Messungenauigkeit des Leistungsmesskopfes beträgt 5 % des jeweils angezeigten Leistungswertes. Die Steigung der entstehenden Kurve entspricht gerade der Pulsenergie  $E_{Puls} = \frac{d\bar{P}}{df_{Rep}}$ . Mit den Abkürzungen:  $E_{Puls}$  für die Pulsenergie,  $\bar{P}$  die Durchschnittsleistung und  $f_{Rep}$  die Repetitionsrate. Da festgestellt wurde, dass die Pulsform bei Änderung der Repetitionsrate im Wesentlichen unverändert bleibt, sollte die Messkurve durch eine Gerade beschrieben werden können mit der Form:

$$\bar{P}(f_{Rep}) = Offset + E_{Puls} \cdot f_{Rep} \quad (5.2)$$

Ein Offset entsteht, wenn ein gewisser Teil des in den AOM eingekoppelten CW-Lichtes kontinuierlich durch den AOM hindurch leckt. Der Fit (die obere, rot gestrichelte Linie) an die Daten ergibt einen Offset von  $(1,78 \pm 0,05) \mu W$  und eine Messung, bei der die Pulserzeugung des AOM kurz deaktiviert wird, aber dennoch das Licht aus dem CW-Faserverstärker eingekoppelt wird, ergab in guter Übereinstimmung  $(1,77 \pm 0,09) \mu W$ . Zieht man diesen Offset von den gesamten Daten ab, erhält man die orangenen Punkte in Abbildung 5.3. Die untere, rot gestrichelte Linie zeigt die Darstellung des Fits ohne Offset. Als der Pulsenergie

<sup>6</sup>Thorlabs PM 160

entsprechende Steigung der Geraden ergibt sich  $E_{Puls} = (11,79 \pm 0,17) \text{ nJ}$ .

Zusammen mit der aufgenommenen Pulsform kann daraus die Pulsspitzenleistung berechnet werden. Sie beträgt  $P_{Spitze} = (925 \pm 13) \text{ mW}$ . Dies ist um den Faktor 2,03 höher als die Pulsspitzenleistung, welche mit der Kombination aus EOM und MZM erreicht wurde (455 mW), auf die gleiche Weise bestimmt wie die Werte für den AOM). Die Leistung des verstärkten Seedlichtes des CW-Faserverstärkers betrug in beiden Fällen 2,5 W. Das bedeutet, dass die Verluste der Pulserzeugung bei voll geöffnetem AOM 4,34 dB betragen. Die Kombination aus EOM und MZM verursachte noch einen Verlust von 7,40 dB. Dies ist ein weiterer Vorteil des AOMs gegenüber der alten Pulserzeugungseinheit.

Die Lecklichtunterdrückung liegt mit 57,18 dB in dem Bereich, der auch mit EOM und MZM zu erreichen war. Nach [13] liegt die Lecklichtunterdrückung des EOMs bei 32,1 dB und die des MZM bei 24,1 dB, was in der Kombination einem Wert von 56,2 dB entspricht. Ein weiterer Vorteil des AOMs ist folglich zudem seine Lecklichtunterdrückung.

## 5.2 Neue erste Faserverstärkerstufe - Komplett verspleißt

Der Feldtest zeigte, dass die vielen Freistrahlstrecken zwischen den Faserverstärkerstufen ein Problem darstellen. Die im Labor erreichten Pulsenergien konnten während des Feldtests nicht reproduziert werden. Zudem wurde die Faser des CW-Faserverstärkers noch während der ersten Inbetriebnahme vor Ort zerstört, vermutlich durch Dreckablagerungen auf der Einkoppellinse. Um diese Probleme in Zukunft ausschließen zu können, ist geplant die gesamte Strahlquelle komplett auf Faserbasis aufzubauen. Dazu sollen alle bisher verwendeten Freistrahlskomponenten, wie zum Beispiel Faraday-Isolatoren und ASE-Filter durch fasergekoppelte Versionen ausgetauscht werden und alle Komponenten miteinander verspleißt werden, sodass die Strahlquelle durch ein zusammenhängendes Fasernetzwerk gebildet wird, welches quasi nicht mehr dejustierbar ist. Als Test wurde dazu zunächst die erste gepulste Faserverstärkerstufe entsprechend umgebaut. Abbildung 5.4 zeigt den schematischen Aufbau der neuen komplett verspleißten ersten Stufe. Sie wurde wie der Freistrahlaufbau in Doppelpass-Konfiguration aufgebaut, im Rahmen der betreuten Bachelorarbeit von M. J. Tippmann [79].

In der Abbildung ist zunächst auch noch die Pulserzeugung mit dem AOM angedeutet. Das Licht, welches vom CW-Faserverstärker kommt, wird in dessen polarisationserhaltende Faser eingekoppelt. Das mit einem FC/APC Stecker konfektionierte Faserende der Ausgangsseite wird mithilfe einer dafür vorgesehenen Schraubverbindung mit dem ebenso besteckerten Eingangsfaserende des Tap-Couplers<sup>7</sup> verbunden. Die Fasern sind dabei so ausgerichtet, dass Polarisationserhaltung gegeben ist. Im Tap-Coupler wird das Licht im Verhältnis 99:1 aufgeteilt. Das 1 % der Leistung wird zur Kontrolle der Pulsform auf eine APD oder eine schnelle Photodiode geschickt. Die verbleibenden 99 % werden über eine Spleißstelle zum Zirkulator<sup>8</sup> geschickt. Alle Verspleißungen wurden hier mit dem arbeitsgruppeneigenen Fusion Splicer<sup>9</sup> durchgeführt. Mit diesem können auch polarisationserhaltende Fasern rich-

---

<sup>7</sup>DPM Photonics HPMFC-06-1-01-F

<sup>9</sup>Fujikura ArcMaster FSM100P+

<sup>8</sup>DPM Photonics PMCIR-08-1

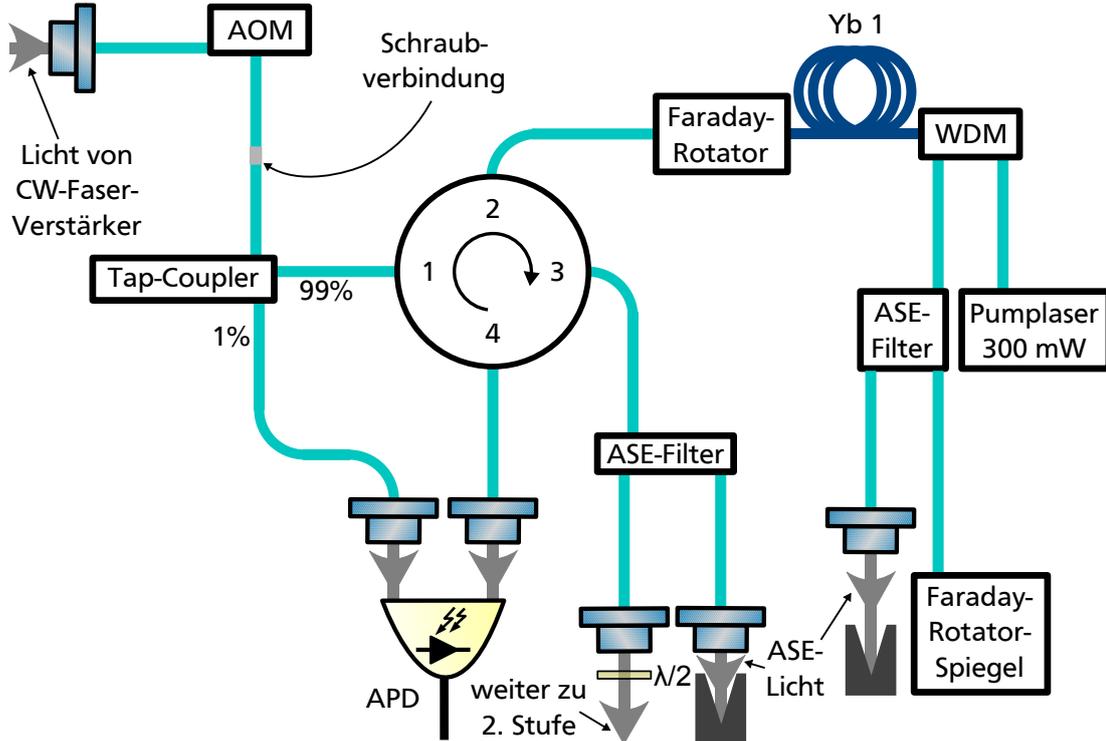


Abbildung 5.4: Schematischer Aufbau der neuen ersten gepulsten Faserverstärkerstufe mit ausschließlich fasergekoppelten Komponenten. Die türkisfarbenen Verbindungen stellen undotierte Transportfasern dar. Yb 1 markiert die verwendete Verstärkerfaser. Weitere verwendete Abkürzungen und erklärungswürdige Begriffe: Akusto-optischer Modulator (AOM), avalanche photodiode (APD), amplified spontaneous emission (ASE), Halbwellenplatte ( $\lambda/2$ ), wavelength division multiplexer (WDM), Strahlaufteilung im Verhältnis 1:99 (Tap-Coupler). Der große Kreis in der Mitte des Bildes stellt einen polarisationserhaltenden Zirkulator dar. Dessen Ein- und Ausgänge sind durchnummeriert.

tig zueinander orientiert verspleißt werden. Licht, das den Zirkulator über Faser 1 betritt, verlässt es über Faser 2. Analog gilt:  $2 \rightarrow 3$ ,  $3 \rightarrow 4$ ,  $4 \rightarrow 1$ . Das gepulste Licht wird nun über eine weitere Spleißstelle zu einem Faraday-Rotator<sup>10</sup> geschickt. Dort wird die Polarisation um ca.  $45^\circ$  gedreht. Der Rotator besitzt am Ausgang eine nicht polarisationserhaltende Faser und ist über eine Spleißstelle mit der Verstärkerfaser verbunden. Die Verstärkerfaser ist das gleiche Modell wie beim Freistrahlaufbau der ersten gepulsten Faserverstärkerstufe verwendet wird und somit auch nicht polarisationserhaltend. Über einen von der anderen Seite an die Verstärkerfaser angespleißten wavelength division multiplexer<sup>11</sup> (WDM) wird das Pumplicht rückwärts eingestrahlt. Es wird ein single-mode Pumplaser<sup>12</sup> mit einer maximalen Pumpleistung von 300 mW bei einer Wellenlänge von 976 nm genutzt. Über den anderen Ausgang des WDM wird das verstärkte Licht wieder über eine Spleißstelle zu einem ASE-Bandpassfilter<sup>13</sup> geleitet. Dort wird im Faserverstärker entstandenes ASE-Licht herausgefiltert, ausgekoppelt und auf einen Strahlblocker geführt. Am anderen Ausgang wird das, vom ASE-Licht größtenteils befreite, verstärkte Seed-Licht über eine weitere Spleißstelle zum Faraday-Rotator-Spiegel<sup>14</sup> transportiert. Dort wird die Polarisation erst um ca.  $-45^\circ$  gedreht, das Licht anschließend in sich reflektiert und die Polarisation erneut um weitere  $-45^\circ$  gedreht. Das Licht nimmt dann den gleichen Weg zurück bis zur Verstärkerfaser (mit um  $90^\circ$  im Vergleich zum Hinweg verdrehten Polarisation), wo es erneut verstärkt wird. Durch die anschließend im Rotator stattfindende Rotation der Polarisation um ca.  $-45^\circ$  wird die Polarisation wieder an die richtige Achse, der ab dort wieder polarisationserhaltenden Faser angepasst. Durch die Polarisationsdrehung mithilfe des Faraday-Rotator-Spiegels ist der Teil, welcher mit nicht polarisationserhaltenden Fasern aufgebaut ist zusammengenommen beim doppelten Durchlauf doch polarisationserhaltend. Dies wurde bereits im Abschnitt 3.1.4 beim Freistrahlaufbau erläutert. Die Rotatoren drehen die Polarisation bei der genutzten Wellenlänge von 1086,6 nm nicht ganz um  $45^\circ$ , sondern eher um  $42^\circ$ . Dies führt dazu, dass ein gewisser Teil des Lichtes in die falsche Polarisationsrichtung überführt werden kann. Um diesen Effekt abschätzen zu können, wurde unter Zuhilfenahme vom Jones-Matrix-Formalismus [80] und [81] eine Berechnung durchgeführt, wie viel im ungünstigsten Fall in die falsche Polarisationsrichtung gebracht wird. Das Ergebnis der Berechnung ist:

$$P_{falsch} = \sin^2(4\beta) \quad (5.3)$$

Dabei ist  $P_{falsch}$  der Anteil der falschen Polarisationsrichtung und  $\beta$  die Abweichung zu  $45^\circ$ . Für den vorliegenden Fall bedeutet das, dass im schlimmsten Fall 4,3 % des Lichtes in der falschen Polarisationsrichtung vorliegen. Dieser niedrige Anteil stellt kein Problem dar, insbesondere da er im Schnitt noch geringer ausfällt.

Der Anteil des Lichtes, der in der richtigen Ebene polarisiert ist, dringt wieder über Faser 2 in den Zirkulator ein und wird dort zum Ausgang 3 geleitet. Über eine Spleißstelle tritt das Licht in den zweiten ASE-Filter ein, der das ASE-Licht, welches die Verstärkerfaser in dieser Richtung verlässt, herausfiltert. Das doppelt verstärkte Seedlicht wird aus der Faser

<sup>10</sup>DPM Photonics ILF-08

<sup>11</sup>DPM Photonics HPFWDM-0698

<sup>12</sup>Thorlabs BL976-SAG300

<sup>13</sup>DPM Photonics HFWDM-0698

<sup>14</sup>DPM Photonics ILF-08-M

ausgekoppelt und über eine Halbwellenplatte zur Polarisationsanpassung in die zweite gepulste Faserverstärkerstufe geschickt.

Zur Kontrolle von stimulierter Brillouin-Streuung, die in der zweiten Faserverstärkerstufe auftreten kann, und zum Schutz des AOM vor rückwärtigem Licht jedweder Art aus der zweiten Stufe, ist der Zirkulator mit vier Ein- und Ausgängen bestückt. Am vierten Ausgang des Zirkulators wird das ganze Licht, das rückwärts zurück in Eingang 3 gelangt, ausgekoppelt und ebenfalls auf die APD zur Überwachung geleitet. Der Zirkulator übernimmt also auch die Rolle des Faraday-Isolators des Freistrahlaufbaus.

Während der Errichtung der komplett verschweißten ersten gepulsten Faserverstärkerstufe bestand die Pulserzeugungseinheit noch aus EOM und MZM. Es wurde, nachdem die optimale Konfiguration für die Komponenten gefunden worden war, festgestellt, dass mit der neuen ersten gepulsten Stufe deutlich höhere (Faktor 3) Pulsenergien erreicht werden konnten als mit dem Freistrahlaufbau. Dies blieb aber nur kurze Zeit so, da es massiv zum sogenannten Photodarkening Effekt kam. Dieser Effekt tritt insbesondere bei Ytterbium dotierten Faserverstärkern auf, wenn eine hohe Besetzungsinversion der Ytterbium-Atome, wie sie bei kerngepumpten single-mode Ytterbium-dotierten Fasern auftritt, vorliegt [82–84]. Der Prozess, der hinter dem Photodarkening steckt, ist noch nicht endgültig geklärt, es wird jedoch vermutet, dass es zu einer Cluster-Bildung des Ytterbiums kommt, der dann Licht im UV-Bereich abstrahlen kann [85]. Die UV-Photonen können zur Bildung von Farbzentren im Quarzglas der Faser führen, die eine zusätzliche Absorption des Lichtes bewirken. Typischerweise wird das spektrale und zeitliche Verhalten des Photodarkening-Effekts in kurzen, sehr stark gepumpten Ytterbium-dotierten Fasern getestet, wobei sich zeigt, dass durch den Effekt die Absorption vor allem im sichtbaren Teil des Spektrums zunimmt, aber Ausläufer dieser Kurve auch die Pump- und Seedwellenlänge erreichen [86]. Dazu wird meist mit einer Weißlichtquelle das Absorptionsverhalten der Faser vor und nach dem Pumpprozess untersucht. Zur zeitlichen Untersuchung wird typischerweise Laserstrahlung eines HeNe-Lasers durch die Faser geführt, während sie gepumpt wird und am Ausgang die durch die steigende Absorption sinkende Leistung über der Zeit aufgenommen. Durch das starke Pumpen und die so entstehende Sättigung der Besetzungsinversion, selbst bei zunehmender Absorption durch den einsetzenden Photodarkening-Effekt, wird der zeitliche Verlauf nicht durch Pumpabschwächung verfälscht. Für den Fall einer solchen Messung kann ein gestreckter exponentieller Abfall an die Daten des induzierten Verlustes angepasst werden [87]:

$$\alpha(t) = \alpha_{eq} \left( 1 - e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^\beta} \right) \quad (5.4)$$

$\alpha(t)$  ist dabei der zeitabhängige Verlust,  $\alpha_{eq}$  ist der maximale Verlust der nach unendlicher Zeit erreicht wird,  $\tau$  ist ein Zeitparameter für den gilt  $\tau^{-1} \propto I_{Yb}^n$ , wobei  $I_{Yb}$  die Besetzungsinversion der Ytterbium-Atome beschreibt und  $n$  zwischen 3 und 7 liegt.  $n$  gibt dabei einen Hinweis darauf, wie viele Ytterbiumatome an der Cluster Bildung beteiligt sind.  $\beta$  nimmt Werte zwischen 0 und 1 an, dessen physikalischer Hintergrund ist allerdings noch nicht ganz klar und wird aktuell weiter erforscht [88].

In jedem Fall lässt sich festhalten, dass durch die zusätzliche Absorption des Seedlichtes und des Pumplichtes die Effizienz des betroffenen Faserverstärkers sinkt. Bei der erläuterten Messart des Photodarkening kommt es zwar zu einer Sättigung des Effekts, sodass irgendwann die Absorption nicht weiter zunimmt und ein Gleichgewicht erreicht wird, die Situation stellt sich aber bei der vorliegenden Arbeit anders dar. Da hier die Faser länger und die Pumpleistung geringer ist, ergibt sich in diesem Fall keine homogene Besetzungsinversion über die gesamte Faserlänge. Außerdem wird gleichzeitig Seedlicht eingestrahlt, was wiederum Auswirkungen auf die Besetzungsinversion hat. Im Fall der Experimente mit dem EOM und dem MZM als Pulserzeugung nahm die erreichte Pulsenergie des verstärkten Seedlichtes mit zunehmender Messdauer, zwar langsamer werdend, aber ohne erkennbare Grenzen, ab. Die Hoffnung bestand nun darin, dass durch den Umbau auf den AOM und die damit erreichte höhere Seedleistung, die Besetzungsinversion insgesamt niedriger ausfällt und sich ein Gleichgewicht ergibt, bei dem die erreichte Pulsenergie nach der verspleißten ersten Faserverstärkerstufe höher ist, als mit dem Freistrahlaufbau. Abbildung 5.5 zeigt den zeitlichen Verlauf der Durchschnittsausgangsleistung aus der ersten gepulsten und verspleißten Faserverstärkerstufe bei einer Repetitionsrate der mit dem AOM erzeugten Pulse von 1 MHz und einer Pumpleistung von 82,55 mW. Die Leistung nimmt mit der Zeit ab. Zwischen den verschiedenfarbigen Messungen war das Lasersystem ausgeschaltet. Dennoch

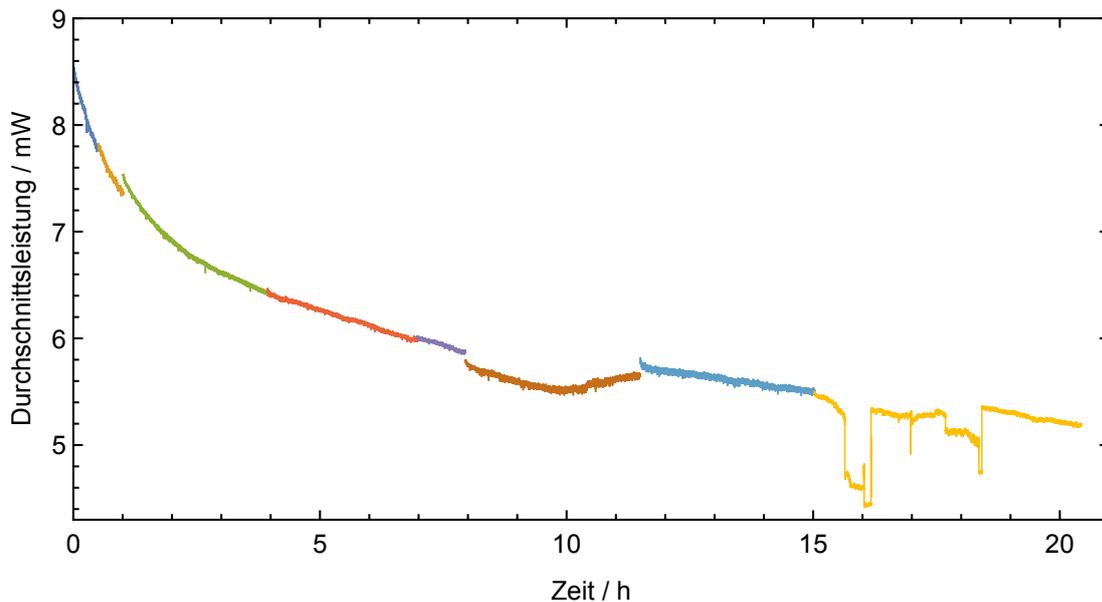


Abbildung 5.5: Messungen der Ausgangsleistung aus der neuen ersten Faserverstärkerstufe bei einer Repetitionsrate von 1 MHz und einer Pumpleistung von 82,55 mW. Die verschiedenen Farben markieren verschiedene nacheinander aufgenommene Messungen zwischen denen das Lasersystem ausgeschaltet wurde und teilweise mehrere Tage vergingen. Die Zeitachse gibt also die Zeit im Betrieb an.

ist eine einigermaßen kontinuierliche Kurve entstanden, die zeigt, dass der Effekt der Leistungsabnahme durch Abwarten nicht reversibel ist. Es tritt keine selbstständige Erholung ein. Bei der bräunlichen Messung um Stunde 10 herum und bei der letzten Messung in Gelb, die beide etwas aus der Reihe fallen, kam es zu Schwankungen in der Pulsdauer, bedingt durch einen mittlerweile behobenen Fehler des Pulsgenerators. Nach 20 h verringerte sich die Rate der Leistungsabnahme deutlich, es wurde aber kein Leistungsplateau erreicht. Im Folgenden wurde bei einer Repetitionsrate von 1 kHz die Messreihe weiter fortgesetzt. Die einzustrahlende Pumpleistung war dabei durch einsetzende stimulierte Brillouin-Streuung begrenzt. Mit zunehmender Absorption durch Photodarkening verschob sich diese Grenze für die Pumpleistung immer weiter nach oben, bis schließlich die maximale Leistung der Pumpdiode erreicht wurde. Gleichzeitig flachte der Verlauf der verstärkten Leistung immer weiter ab bis am Ende ein Plateau erreicht wurde. Abbildung 5.6 zeigt den Beginn dieser durchgeführten Messungen bei einer Pumpleistung von 205 mW in blau und das Ende der Messreihe in Orange (310 mW Pumpleistung).

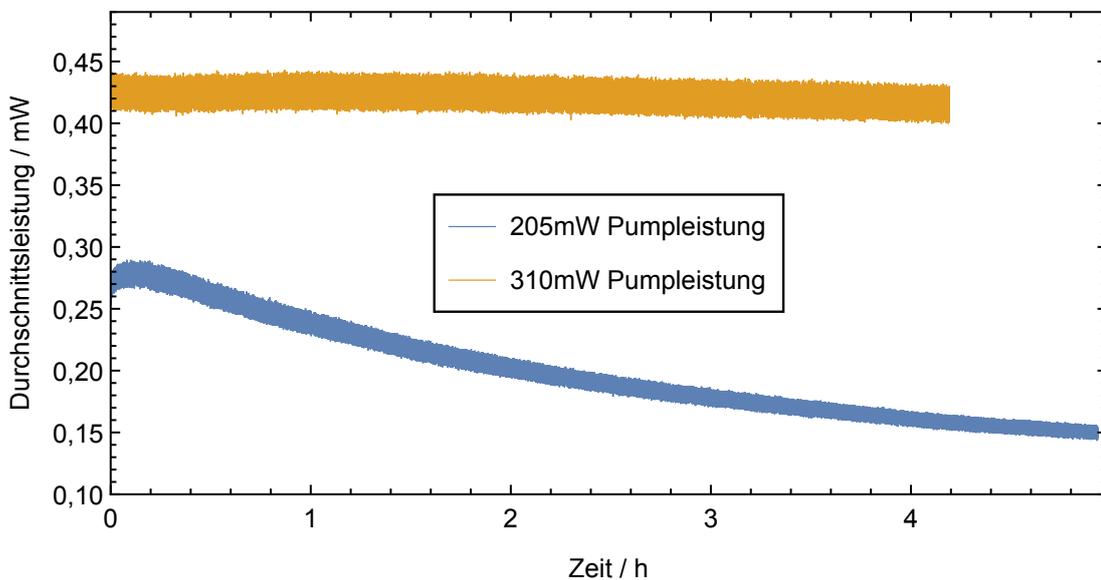


Abbildung 5.6: Messungen der Ausgangsleistung aus der neuen ersten Faserverstärkerstufe bei einer Repetitionsrate von 1 kHz und einer Pumpleistung von 205 mW und 310 mW. Die blaue Messung fand zuerst statt und zwischen dieser und der orangenen Messung wurden noch weitere Messungen mit sukzessiv steigender Pumpleistung durchgeführt.

Zu Beginn der Messreihe ist immer noch ein starker Abfall der Leistung (blaue Kurve) zu sehen. Die in Orange dargestellte Messung zeigt das Ende der Messreihe bei maximaler Pumpleistung. Die Leistung des verstärkten Lichtes ist stabil. Es hat sich ein Gleichgewicht in der Faser eingestellt und es kommt zu keiner weiteren Absorption durch Photodarkening. Der Mittelwert der Durchschnittsleistung beträgt für die in Orange gezeichnete Messung

422  $\mu\text{W}$  bei einer Standardabweichung von  $9 \mu\text{W} \hat{=} 2,2\%$  über die mehr als 4 h Messzeit. Die zeitliche Stabilität der verstärkten Pulse ist nach der neuen ersten Stufe folglich exzellent. Die erreichte Pulsenergie ist mit 422 nJ ca. 20 % größer als die erreichte Energie bei dem Aufbau mit EOM, MZM und Freistrahlerversion der ersten Stufe.

Zur Untersuchung der Performance des verspleißten Faserverstärkers bei verschiedenen Repetitionsraten und Pumpleistungen wurden diverse Kennlinien aufgezeichnet. Dabei stellte sich heraus, dass es bei manchen Repetitionsraten immer noch zu Photodarkening kommen kann, wenn nicht mit voller Leistung gepumpt wird. Dies erscheint im ersten Moment widersprüchlich, da die Höhe der Besetzungsinversion, zu der die Stärke des Photodarkeningeffektes proportional ist, bei geringerer Pumpleistung auch niedriger sein sollte. Der Zusammenhang ist im vorliegenden Fall aber nicht so trivial, da sich, durch das gleichzeitig eingestrahlte Seedlicht in Doppelpasskonfiguration, die Verteilung der Besetzungsinversion entlang der Faser bei verringerter Pumpleistung und dadurch ebenfalls verringerter Seedleistung deutlich ändern kann. Aus diesem Grund wurden bei der neuen ersten Faserverstärkerstufe die Kennlinien bei weniger Repetitionsraten vermessen als bei den folgenden Stufen, in denen Photodarkening keine Rolle spielt. In Abbildung 5.7 sind die aufgenommenen Kennlinien dargestellt. Mit einem Leistungsmesskopf<sup>15</sup> wurden die Durchschnittsleistungen gemessen. Sie sind im linken Teilbild aufgetragen. Das rechte Teilbild zeigt die Pulsenergie, welche über eine einfache Division der gemessenen Leistung durch die Repetitionsrate gewonnen wurde. Dies kann geringfügig fehlerbehaftet sein, da ein Offset der z.B. durch ASE-Licht, welches trotz der ASE-Filter am Detektor ankommt oder einen CW-Untergrund verursacht werden könnte, nicht berücksichtigt wird. Durch die hohe Lecklichtunterdrückung des AOMs und starke Unterdrückung des ASE-Lichtes durch die Filter, ist dieser Fehler aber sehr gering und die Methode zur Pulsenergiebestimmung somit legitim.

Wie erwartet steigt die erreichte Durchschnittsleistung mit der Pumpleistung und der Repetitionsrate an. Dies liegt daran, dass bei einer höheren Repetitionsrate mehr durchschnittliche Seedleistung in den Faserverstärker eingebracht wird, was auch zu einer steigenden Ausgangsleistung führt. Die Pulsenergien im rechten Teilbild steigen selbstverständlich ebenfalls mit wachsender Pumpleistung an. Allerdings ist hier eine Abnahme der Pulsenergie bei steigender Repetitionsrate zu verzeichnen. Je geringer die Repetitionsrate, umso größer ist die Zeit zwischen zwei Pulsen. In dieser längeren Zeitspanne, in welcher der Faserverstärker ohne Seedlicht betrieben wird, steigert sich durch das Pumpen mit dem Pumplaser die Besetzungsinversion. Der mögliche Energietransport zum Seedpuls wird damit erhöht. Bei gegebener Pulsleistung muss es immer eine Grenzrepetitionsrate geben, bei welcher ein weiteres Senken der Repetitionsrate zu keiner weiteren Steigerung der Pulsenergie führt. Denn wenn die maximal mögliche Besetzungsinversion zwischen zwei Pulsen erreicht wird, führt längeres Warten zwischen den Pulsen zu keinem Zuwachs der erreichbaren Pulsenergie mehr. Dieser Punkt ist bei der am niedrigsten getesteten Repetitionsrate von 1 kHz noch nicht erreicht. Niedrigere Repetitionsraten sollten noch eine gewisse Steigerung der Pulsenergie ermöglichen.

---

<sup>15</sup>Thorlabs S130C

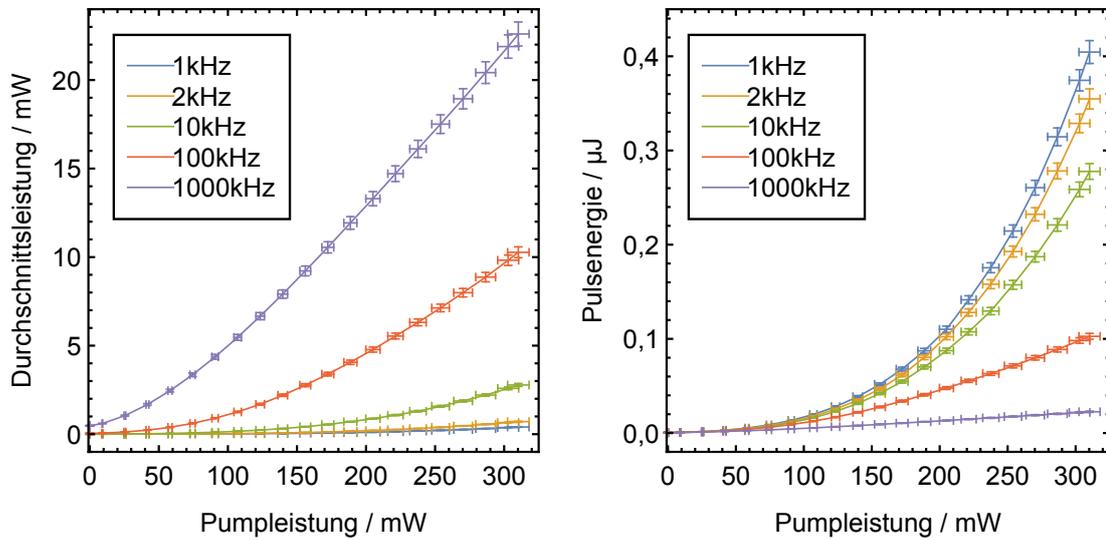


Abbildung 5.7: Kennlinien der neuen ersten gepulsten Faserverstärkerstufe bei verschiedenen Repetitionsraten. Gemessen wurde die Durchschnittsleistung im linken Teilbild mit einem Leistungsmesskopf, die Pulsenergie im rechten Teilbild ist daraus berechnet.

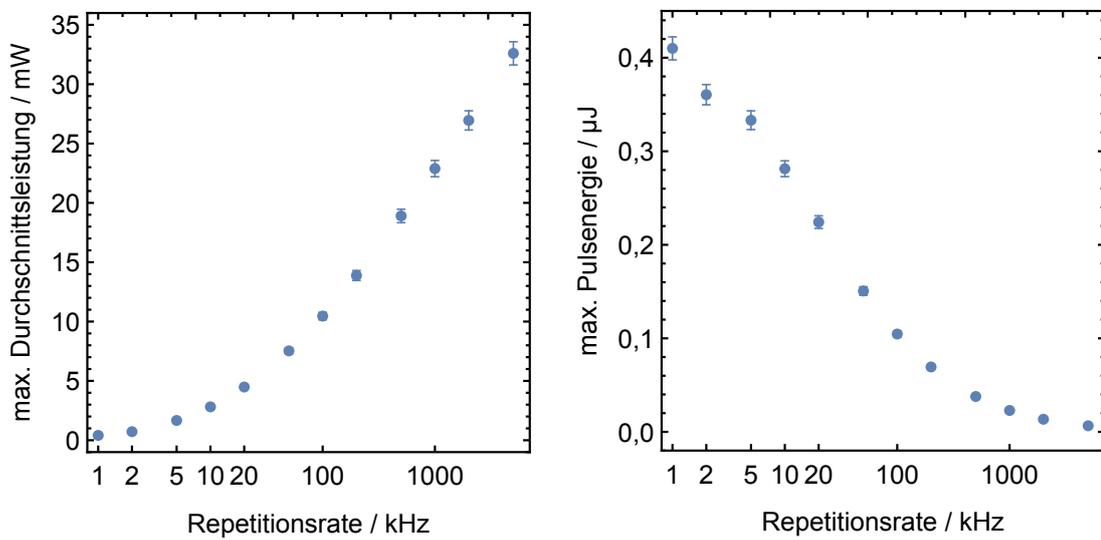


Abbildung 5.8: Maximale Durchschnittsleistung und maximale Pulsenergie nach der neuen ersten Faserverstärkerstufe bei verschiedenen Repetitionsraten zwischen 1 kHz und 5 MHz.

Es fällt auf, dass sich die Kennlinien mit steigender Repetitionsrate immer mehr einer Geraden annähern. Dieses Phänomen kommt daher, dass bei steigender Repetitionsrate die gepulste Strahlung immer ähnlicher zu einer kontinuierlichen Strahlung wird. Und für einen CW-Faserverstärker gilt im Normalfall, dass die Ausgangsleistung (solange noch keine Sättigungseffekte auftreten) linear mit der Pumpleistung ansteigt.

In Abbildung 5.8 sind die bei verschiedenen Repetitionsraten maximal erreichten Durchschnittsleistungen und Pulsenergien aufgetragen. Diese Maximalwerte wurden bei mehr Repetitionsraten als die Kennlinien bestimmt. Die Achse der Repetitionsrate ist logarithmisch skaliert. In diesem Bild ist nochmal zu erkennen, dass mit steigender Repetitionsrate zwar die Durchschnittsleistung steigt, die Pulsenergie aber gleichzeitig abnimmt. In den folgenden Abschnitten werden die Auswirkungen der Verwendung des AOMs als Pulserzeugungseinheit und der neuen komplett verspleißten, ersten gepulsten Faserverstärkerstufe auf die nachfolgenden Faserverstärkerstufen dargestellt und diskutiert. Am Aufbau dieser Stufen hat sich im Vergleich zu Kapitel 3 nichts geändert.

### 5.3 Auswirkungen auf die zweite Faserverstärkerstufe

Bei den in diesem Abschnitt vorgestellten Messungen fiel auf, dass die zuvor stets verwendeten Pyrodetektoren zur Pulsenergiebestimmung vermutlich unkalibriert sind oder nicht mehr einwandfrei funktionieren. Dies zeigt sich in Abbildung 5.9. Es wurden die Pulsenergiekennlinien der zweiten Stufe bei den Repetitionsraten, die mit dem Pyrodetektor<sup>16</sup> zugänglich sind (spezifizierte maximale Repetitionsrate = 6 kHz), sowohl mit diesem Detektor als auch mit einem Leistungsmesskopf<sup>17</sup> gemessen. Zur Pulsenergiebestimmung aus den Leistungsmessungen wurde die Durchschnittsleistung durch die Repetitionsrate geteilt.

Die Abbildung zeigt auf der linken Seite die so erhaltenen Kennlinien und offenbart, dass eine Diskrepanz zwischen den Messungen mit dem Pyrodetektor (Puls-MK) und dem Leistungsmesskopf (CW-MK) besteht. Im rechten Teilbild ist das Verhältnis der beiden Messarten bei den jeweiligen Repetitionsraten aufgetragen. Dieses Verhältnis ist sowohl leistungs-, als auch repetitionsratenabhängig, sodass nicht einfach ein Faktor an alte Messungen multipliziert werden kann um die korrekten Pulsenergien zu erhalten. Es wird hier dem Leistungsmesskopf mehr vertraut, da die Messung mit verschiedenen Leistungsmessköpfen im Rahmen der Kalibrierungsungenauigkeiten, die gleichen Ergebnisse liefern. Für die Messungen bei den nächsten beiden Faserverstärkerstufen ergab sich, dass die Verhältnisse eher nur Repetitionsratenabhängig sind, aber von der Leistung unabhängig. Daher wird vermutet, dass bei der Messung der zweiten Stufe trotz Einsatz eines ASE-Filters eventuell ein pumpleistungsabhängiger CW-Untergrund dafür sorgt, dass sich das Verhältnis der Messung mit Pyrodetektor und Leistungsmesskopf mit der gemessenen Leistung ändert, da der Pyrodetektor einen solchen ignoriert. Die bestimmten Umrechnungsfaktoren der Pyrodetektoren werden in den nächsten Abschnitten dann an entsprechenden Stellen angegeben. Um die Vergleichbarkeit mit den Pulsenergien, die vor und während dem Feldtest gemessen wurden, zu wahren, sind auch in

---

<sup>16</sup>Gentec QE12SP-H-MT

<sup>17</sup>Thorlabs S130C

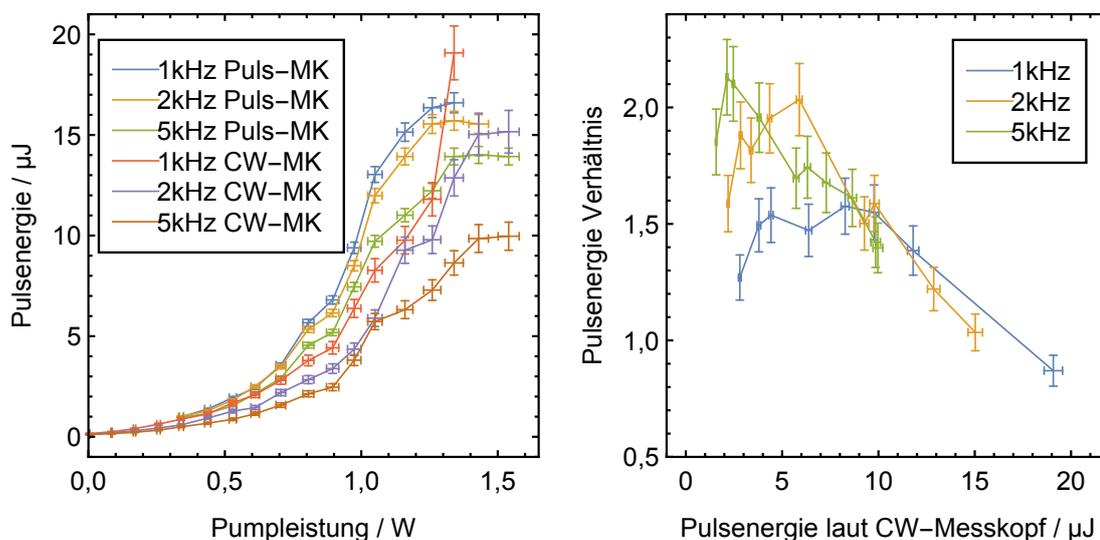


Abbildung 5.9: Im linken Teilbild sind die bei der zweiten Faserverstärkerstufe mit dem Pyrodetektor und mit dem Leistungsmesskopf bestimmten Pulsenergien bei drei verschiedenen Repetitionsraten aufgetragen (siehe Legende). Rechts ist das Pulsenergieverhältnis (Messung mit Pyrodetektor geteilt durch Messung mit Leistungsmesskopf) über der Pulsenergie die sich aus der Leistungsmesskopf-Messung ergibt aufgetragen.

den folgenden Abschnitten, in welchen die weiteren Faserverstärkerstufen beschrieben sind, die Messungen mit den unkalibrierten Pyrodetektoren zusätzlich zu den korrekt ermittelten Werten dargestellt.

Mit dem Leistungsmesskopf kann auch die Leistung bei höheren Repetitionsraten gemessen und daraus die Pulsenergie bestimmt werden. Siehe Abbildung 5.10. Links sind die Verläufe der Durchschnittsleistung des verstärkten Seedlichtes bei den verschiedenen Repetitionsraten aufgetragen. Diese nimmt natürlich mit steigender Pumpleistung und mit steigender Repetitionsrate zu. Die Pumpleistung wurde bei jeder individuellen Kennlinie so weit erhöht, bis es sichtbar zu stimulierter Brillouin-Streuung (SBS) in der Verstärkerfaser kam. Im rechten Teilbild wird deutlich, warum diese Grenze bei niedrigeren Repetitionsraten früher erreicht wurde. Dort ist die aus der Durchschnittsleistung und der Repetitionsrate bestimmte Pulsenergie über der Pumpleistung aufgetragen. Die Pulsenergie ist bei niedrigeren Repetitionsraten größer als bei höheren Repetitionsraten. Die Erklärung hierfür wurde bereits im vorherigen Abschnitt gegeben. Dies hat höhere Pulsspitzenleistungen zur Folge, weshalb die SBS-Schwelleleistung früher erreicht wird. In Abbildung 5.11 sind die maximal erreichten Durchschnittsleistungen und Pulsenergien über der Repetitionsrate dargestellt.

So kann man noch einmal sehen, dass die erreichbare Durchschnittsleistung mit der Repetitionsrate steigt, aber die maximale Pulsenergie sinkt und dass trotz der, im Falle der höheren Repetitionsrate, größeren Pumpleistung.

Die verstärkten Pulse werden zur dritten Stufe weitergeleitet, die im nächsten Abschnitt

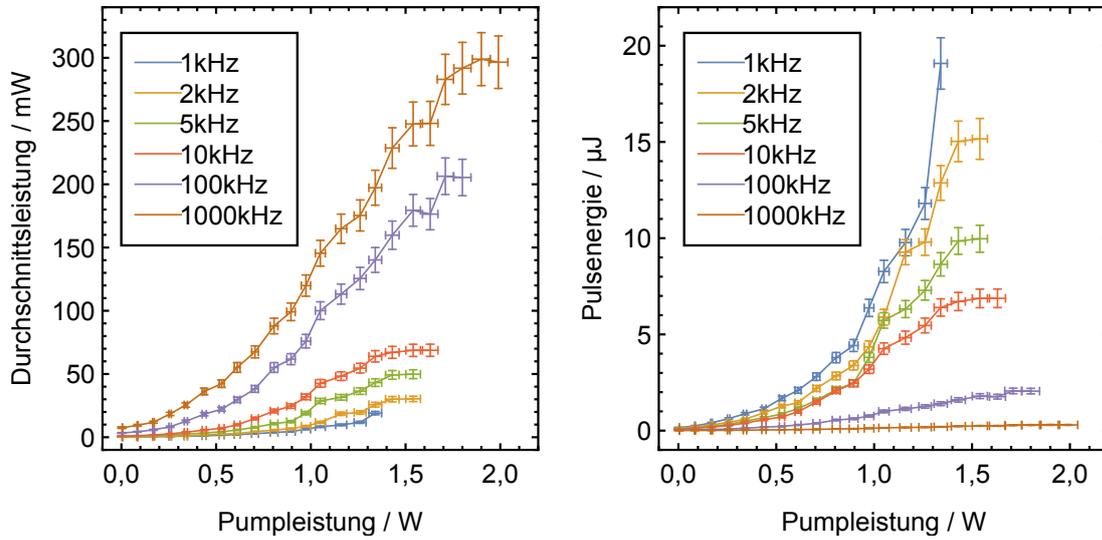


Abbildung 5.10: Leistungs- und Pulsenergiekennlinie der zweiten Faserverstärkerstufe, nach Umbau der Pulserzeugung und der ersten Stufe, aufgenommen bei mehreren Repetitionsraten.

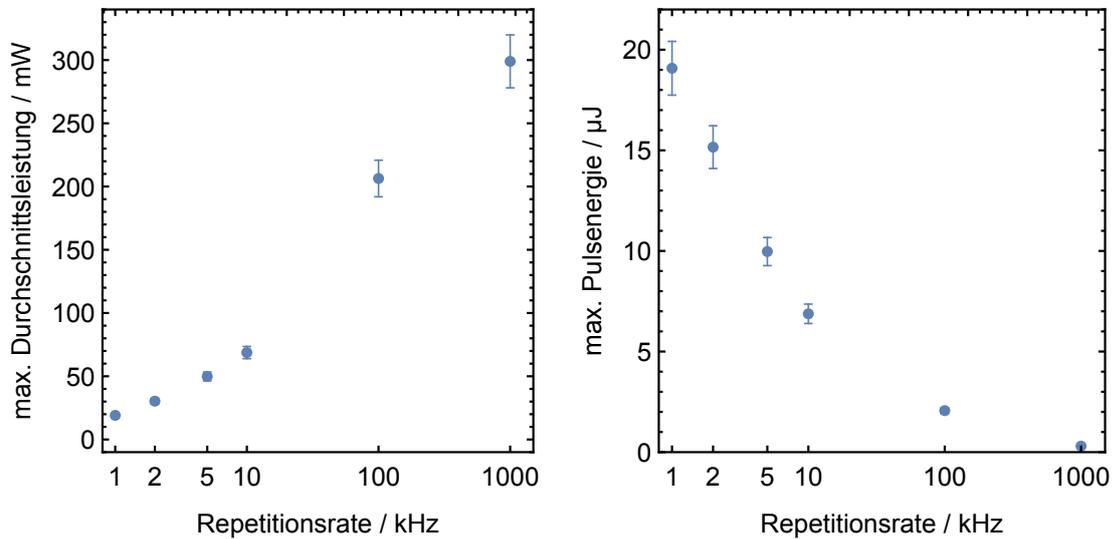


Abbildung 5.11: Maximale Durchschnittsleistung und Pulsenergie der zweiten Faserverstärkerstufe über der Repetitionsrate.

behandelt wird. Die zweite Stufe wird bei den Messungen der dritten Stufe immer am jeweiligen Maximum betrieben.

## 5.4 Auswirkungen auf die dritte Faserverstärkerstufe

Zunächst wurde wieder eine Vergleichsmessung zwischen dem Pyrodetektor<sup>18</sup> und einem Leistungsmesskopf<sup>19</sup> vorgenommen, siehe Abbildung 5.12.

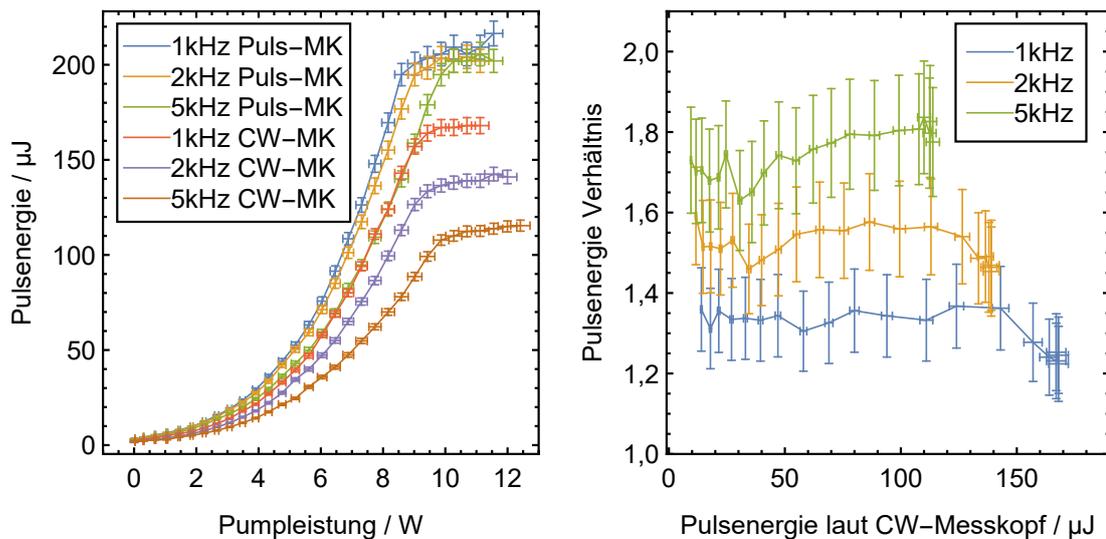


Abbildung 5.12: Im linken Teilbild sind die bei der dritten Faserverstärkerstufe mit dem Pyrodetektor und mit dem Leistungsmesskopf bestimmten Pulsenergien bei drei verschiedenen Repetitionsraten aufgetragen (siehe Legende). Rechts ist das Pulsenergieverhältnis (Messung mit Pyrodetektor geteilt durch Messung mit Leistungsmesskopf) über der Pulsenergie, die sich aus der Leistungsmesskopf-Messung ergibt, aufgetragen.

Der Vergleich zeigt dieses Mal, dass die Pulsenergieverhältnisse zwar von der Repetitionsrate, aber nicht mehr so sehr von der Pulsenergie abhängen. Eine Rekalibrierung alter Messwerte scheint möglich zu sein.

In Abbildung 5.13 sind die mit dem Leistungsmesskopf gemessenen Leistungs- und Pulsenergiekennlinien aufgetragen.

Hier wurde die Pumpleistung jeweils so weit erhöht bis im gleichzeitig kontrollierten Spektrum des aus der Faser ausgehenden Lichtes ASE-Lasing zu beobachten war. Dies setzt bei den höheren Repetitionsraten später ein, da die durchschnittliche Seedleistung hierbei höher ist und somit weniger Gain für das ASE-Licht bleibt. Das Abknicken der Kennlinien bei höheren Pumpleistungen geht mit einer Sättigung der Verstärkerfaser einher. Zusätzlich eingebrachte Pumpleistung verlässt die Faser am anderen Ende ungenutzt. Zusammenfassend

<sup>18</sup>Gentec QE12SP-H-MT

<sup>19</sup>Gentec UP19K-30H-H5

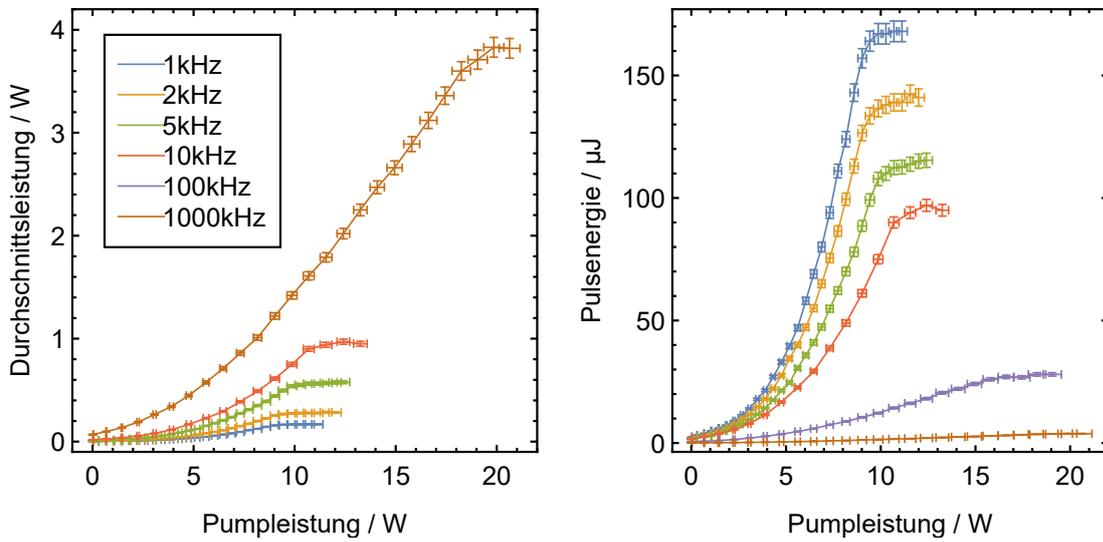


Abbildung 5.13: Leistungs- und Pulsenergiekennlinie der dritten Faserverstärkerstufe, nach Umbau der Pulserzeugung und der ersten Stufe, aufgenommen bei mehreren Repetitionsraten.

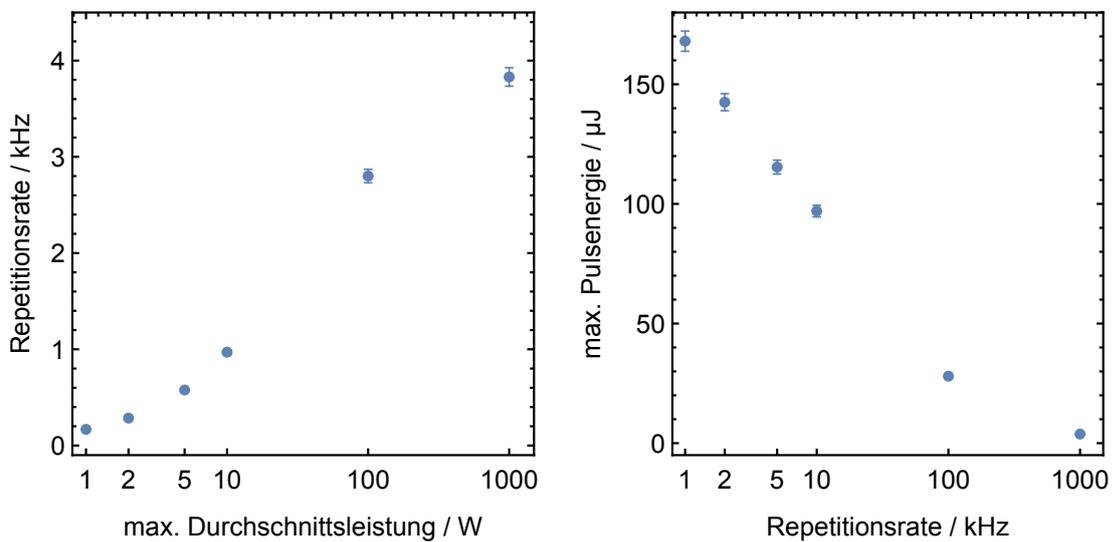


Abbildung 5.14: Maximale Durchschnittsleistung und Pulsenergie der dritten Faserverstärkerstufe über der Repetitionsrate.

zeigt Abbildung 5.14 die maximal erreichbaren Durchschnittsleistungen und Pulsenergien bei den verschiedenen Repetitionsraten.

## 5.5 Auswirkungen auf die vierte Faserverstärkerstufe

Auch hier wurde wieder eine Vergleichsmessung zwischen Pyrodetektoren<sup>20</sup> und dem Leistungsmesskopf<sup>21</sup> durchgeführt. Dabei ist zu beachten, dass die Pulsenergie, welche mit den Pyrodetektoren gemessen wurde, aus der Addition des nach der Frequenzverdopplung gemessenen Pulsenergie bei 543,3 nm (gemessen mit QE4) und der ebenfalls nach der Frequenzverdopplung gemessenen restlichen Infrarotleistung (gemessen mit QE12) berechnet wurde. Die Messung mit dem Leistungsmesskopf fand dagegen direkt nach der vierten Verstärkerfaser und vor der Frequenzverdopplung statt.

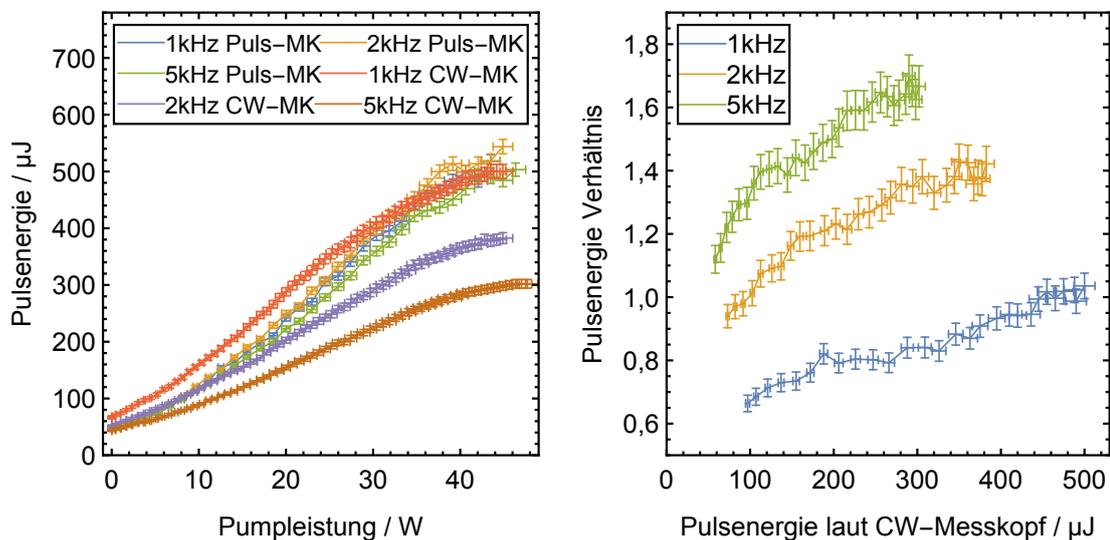


Abbildung 5.15: Im linken Teilbild sind die bei der vierten Faserverstärkerstufe mit den Pyrodetektoren und mit dem Leistungsmesskopf bestimmten Pulsenergien bei drei verschiedenen Repetitionsraten aufgetragen (siehe Legende). Rechts ist das Pulsenergieverhältnis (addierte Messungen der Pyrodetektoren geteilt durch Messung mit Leistungsmesskopf) über der Pulsenergie, die sich aus der Leistungsmesskopf-Messung ergibt aufgetragen.

Deshalb ist nicht zu erwarten, dass die gezeigten Pulsenergieverhältnisse leistungsunabhängig sind, da sich das Aufteilungsverhältnis des Lichtes auf die beiden Pyrodetektoren abhängig von der Konversionseffizienz und damit von der eingestrahelten Leistung ändert. In Abbildung 5.16 sind wieder die gesammelten, mit dem Leistungsmesskopf gemessenen Leistungskennlinien für die ganzen getesteten Repetitionsraten und die daraus bestimmten

<sup>20</sup>Gentec QE12SP-H-MT und QE4-SP-S-MT

<sup>21</sup>Gentec UP19K-30H-H5

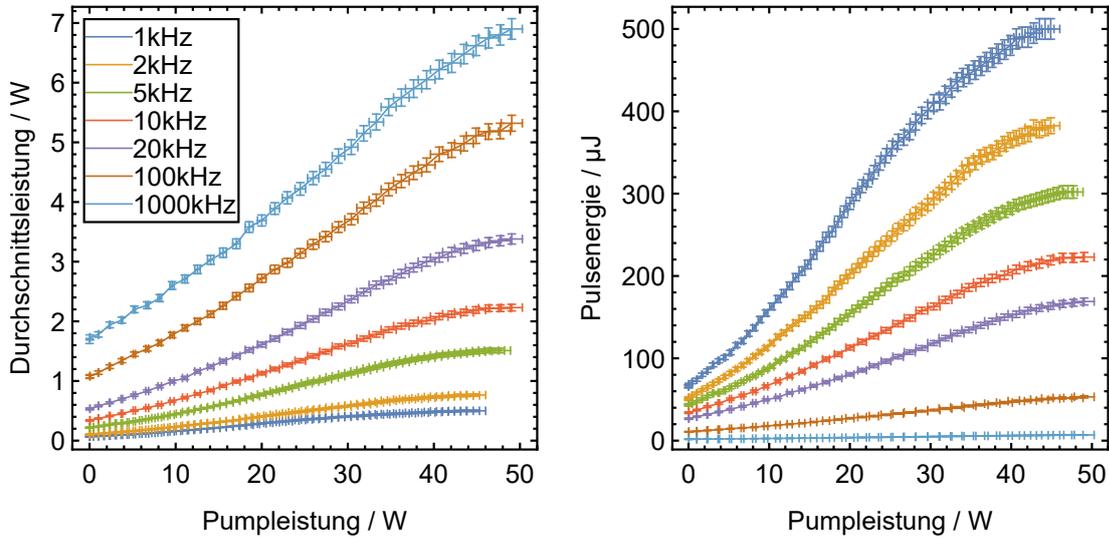


Abbildung 5.16: Leistungs- und Pulsenergiekennlinie der vierten Stufe, nach Umbau der Pulserzeugung und der ersten Stufe, aufgenommen bei mehreren Repetitionsraten.

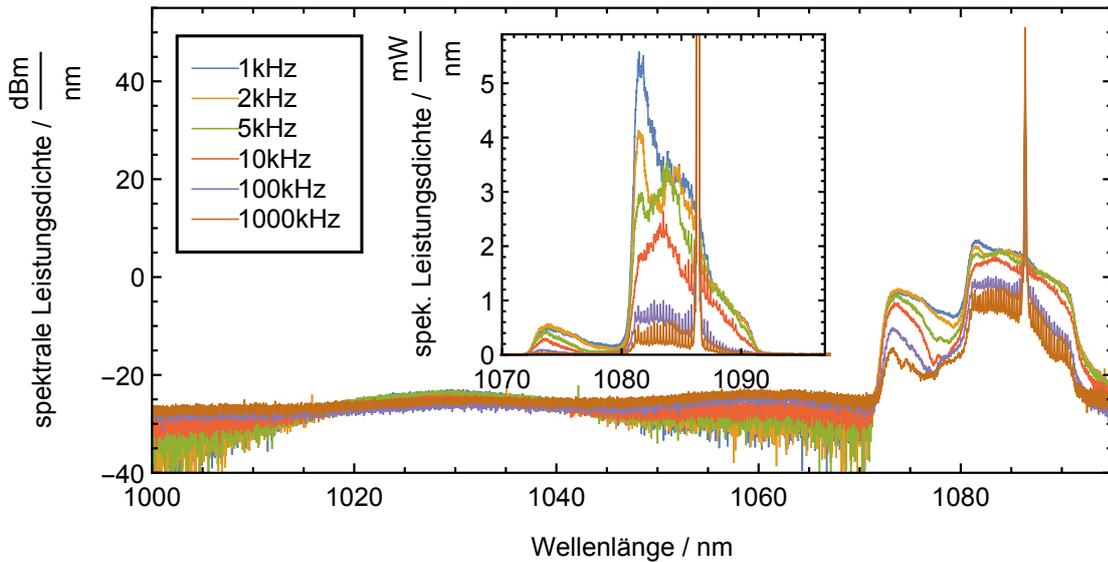


Abbildung 5.17: Spektrum des verstärkten Seedlichtes nach der vierten gepulsten Faserverstärkerstufe bei verschiedenen Repetitionsraten und jeweils maximaler Pump- sowie Ausgangsleistung. Das große Bild zeigt den gesamten für ASE relevanten Spektralbereich mit logarithmisch skalierte spektrale Leistungsdichte. Das innere Bild zeigt den Ausschnitt ab 1070 nm linear skaliert mit abgeschnittener Spitze der Peaks bei 1086,6 nm, sodass die Entwicklung des ASE-Lichtes besser zu sehen ist.

Pulsenergiekennlinien zu sehen. Die Pumpleistung wurde wieder soweit erhöht, bis es zu ASE-Lasing kam oder bis die maximal mögliche Leistung des Pumplasers erreicht war (ab 10 kHz). Die Durchschnittsleistung nimmt auch hier mit der Repetitionsrate zu. Die Leistungskennlinie bei 1 MHz ist schon sehr geradlinig und erinnert stark an die Kennlinie eines CW-Faserverstärkers.

Nach der vierten Faserverstärkerstufe ist kein ASE-Filter mehr verbaut, da dieses Licht bei der Frequenzverdopplung quasi nicht mitkonvertiert wird und danach sowieso herausgefiltert wird. Deshalb wurde eine spektrale Untersuchung des verstärkten Lichtes mithilfe eines optischen Spektrumanalysators<sup>22</sup> vorgenommen. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.17 zu sehen.

Im großen Bild, welches die spektrale Leistungsdichte im Spektralbereich von Interesse logarithmisch skaliert zeigt, sieht man, dass bei ca. 1030 nm, an welcher Stelle das Emissionsspektrum von Ytterbium ein Maximum besitzt [42] und normalerweise auch die ASE-Leistung am größten ist, nur ein sehr kleiner, breiter Hügel entsteht. Dies ist tatsächlich in der vierten Stufe entstehendes ASE-Licht. Dagegen ist das Licht, das im Bereich von 1070–1095 nm zu sehen ist, übriges ASE-Licht aus den vorherigen Stufen (ausgenommen der hohe schmale Peak bei 1086,6 nm, denn dieser wird durch das verstärkte Seedlicht erzeugt). Im Spektrum zu sehen sind drei scharfe Kanten bei 1072 nm, 1080,5 nm und 1091 nm. Die Kante bei 1072 nm wird durch die Langpass-Filter verursacht, die nach der zweiten und nach der dritten gepulsten Faserverstärkerstufe eingebaut sind. Oberhalb dieser Wellenlänge sind diese Filter transparent. Die beiden anderen Kanten begrenzen den Transmissionsbereich der Bandpassfilter, die in der ersten gepulsten Faserverstärkerstufe verbaut sind. Dieses Licht wird jeweils in den darauf folgenden Faserverstärkern weiter verstärkt.

Um aus den maximal erreichten Durchschnittsleistungen und den daraus berechneten Pulsenergien die ASE-Leistung rechnerisch zu entfernen, wurde die spektrale Leistungsdichte sowohl über den Seedlight-Peak, als auch über den gesamten Spektralbereich von 1000–1100 nm integriert und die beiden erhaltenen Werte durcheinander geteilt. So erhielt man den ASE-Anteil an der Gesamtleistung. Für den in dieser Beziehung ungünstigsten getesteten Fall bei einer Repetitionsrate von 1 kHz beträgt die ASE-Unterdrückung zwar an jeder Stelle mindestens 31,3 dB, dafür ist das ASE-Licht spektral wesentlich breitbandiger. Abbildung 5.18 zeigt den wie beschrieben berechneten ASE-Anteil über der Repetitionsrate.

In Blau sind die Werte der ausgewerteten Spektren aufgetragen. Es wurde eine weitere Leistungskennlinie bei 20 kHz Repetitionsrate aufgenommen, für die kein Spektrum vorliegt. Um den ASE-Anteil bei dieser Messung dennoch abschätzen zu können, wurde eine Fitfunktion der folgenden Form an die Daten angepasst:

$$ASE = 1 - \frac{a}{b} + \frac{a}{b + R} \quad (5.5)$$

ASE ist der ASE-Anteil,  $a$  und  $b$  sind die Fitparameter und  $R$  ist die Repetitionsrate. Dieses Modell ist nicht physikalisch begründet, da zu viele Faktoren eine Rolle bei der Ausbildung jeder der Messwerte spielen. So sind zum Beispiel die Seed- und Pumpleistungen aller

---

<sup>22</sup>Ando AQ6373

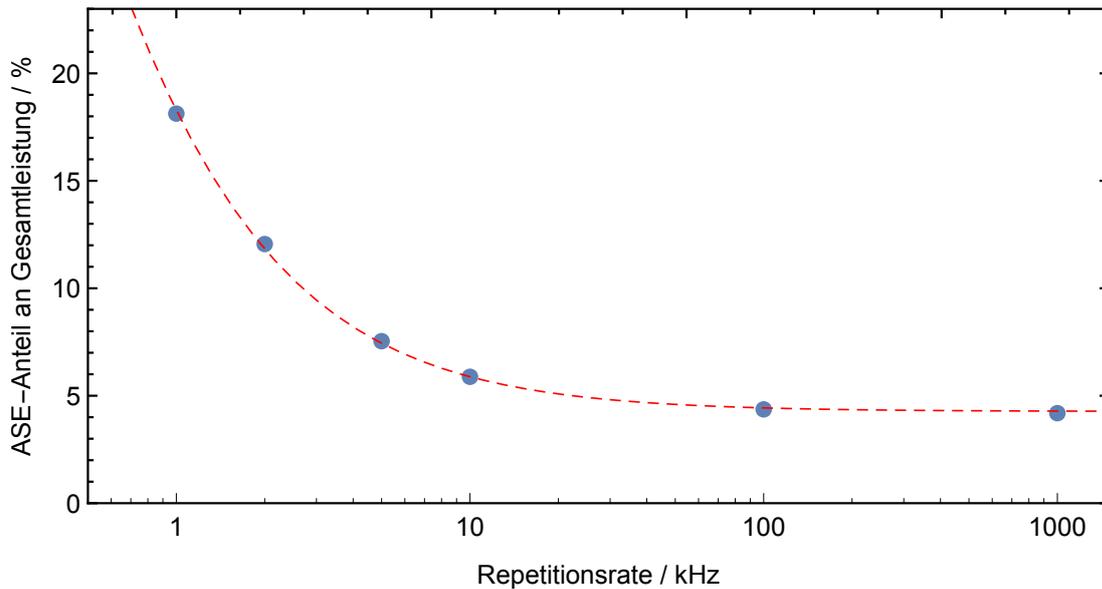


Abbildung 5.18: Anteil des ASE-Lichtes an der Gesamtleistung des aus der Verstärkerfaser kommenden Lichtes. In Blau sind die Werte eingetragen für die tatsächlich Spektren ausgewertet wurden. Rot gestrichelt ist ein Fit an diese Daten dargestellt.

gepulster Faserverstärker der Kette bei den verschiedenen Repetitionsraten teilweise stark unterschiedlich eingestellt. Immerhin ist das Modell so gewählt, dass bei einer Repetitionsrate von 0 Hz der ASE-Anteil automatisch 100% wird. Für immer größer werdende Repetitionsraten geht der ASE-Anteil mit dem Modell in ein Plateau über, dessen Höhe gerade  $1 - \frac{a}{b}$  entspricht. Es ist bemerkenswert, dass durch das hier verwendete einfache Modell eine so gute Anpassung an die Daten gelingt. Die Fitparameter für die gezeigte Kurve betragen:  $a = (164 \pm 2)$  Hz und  $b = (171 \pm 2)$  Hz.

Mithilfe der nun bekannten Anteile des ASE-Lichtes an der Gesamtleistung, bei jeweils maximaler Ausgangsleistung, wurde Abbildung 5.19 erzeugt. Dort sind wieder zusammenfassend die maximal erreichbaren Durchschnittsleistungen und Pulsenergien der vierten gepulsten Faserverstärkerstufe über der Repetitionsrate aufgetragen. In Blau sind die Originalmesswerte und in Orange die korrigierten Werte bei denen der jeweilige ASE-Anteil abgezogen wurde.

Das Faserverstärkersystem liefert Pulse an die Frequenzverdopplung, die bei Variation der Repetitionsrate über einen großen Energiebereich verteilt sind. Bei 1 kHz liegt sie bei  $(409 \pm 13) \mu\text{J}$ , während sie bei 1 MHz nur noch  $(6,61 \pm 0,17) \mu\text{J}$  beträgt. Gleichzeitig steigt dabei, aber die Durchschnittsleistung von  $(409 \pm 13) \text{ mW}$  auf  $(6,61 \pm 0,17) \text{ W}$  an. Die angegebenen Werte sind dabei alle schon um den ASE-Anteil korrigiert, es handelt sich also nur um das verstärkte Seedlicht. Im Folgenden wurde getestet wie sich die Frequenzverdopplung über diesen Repetitionsraten-Bereich verhält.

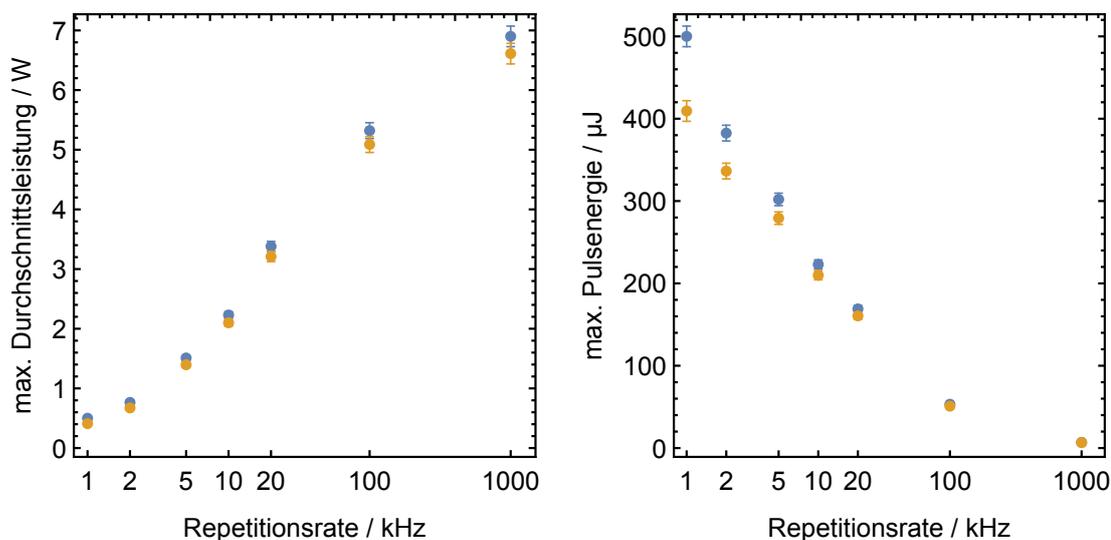


Abbildung 5.19: Maximale Durchschnittsleistung und Pulsenergie der vierten Faserverstärkerstufe über der Repetitionsrate. In Blau die Originalmesswerte und in Orange die Werte bei denen der ASE-Anteil abgezogen wurde.

## 5.6 Auswirkungen auf die Frequenzverdopplung

Zunächst wurde wieder eine Vergleichsmessung zwischen Pyrodetektor<sup>23</sup> und Leistungsmesskopf<sup>24</sup> durchgeführt. Dabei wurde die Pulsenergie nach der Frequenzverdopplung und nach dem Herausfiltern des restlichen infraroten Lichtes gemessen. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.20 aufgetragen.

Hier liegt wieder ein über einen großen Pulsenergiebereich gleichmäßiges Pulsenergieverhältnis vor. Allerdings wieder repetitionsratenabhängig. Eine nachträgliche Rekalibrierung alter Messdaten erscheint auch hier möglich. Abbildung 5.21 zeigt den auf die gleiche Weise durchgeführten Vergleich der Konversionseffizienz unter Verwendung der Pyrodetektoren und der Leistungsmessköpfe.

Da die Konversionseffizienzbestimmung wieder mithilfe beider Pyrodetektoren gleichzeitig bestimmt wurde und diese voneinander verschiedene Kalibrierungsfehler besitzen, ist das Konversionseffizienzverhältnis nicht unabhängig von der eigentlichen Konversion.

Die korrekten, mit dem Leistungsmesskopf aufgezeichneten, Leistungs- und Pulsenergiekennlinien sind in Abbildung 5.22 zu finden.

Auffallenderweise ist bei der Durchschnittsleistung keine monotone Steigung mit der Repetitionsrate mehr vorhanden. Die Kurven von 5–100 kHz haben alle eine höhere Steigung und auch eine höhere Maximalleistung als die 1 MHz Kurve. Bei der Pulsenergie ist die Monotonie über die Repetitionsrate noch gegeben. Siehe dazu auch Abbildung 5.23, in der die maximal erreichten Durchschnittsleistungen und Pulsenergien über der Repetitionsrate

<sup>23</sup>Gentec QE4-SP-S-MT

<sup>24</sup>Gentec UP19K-30H-H5

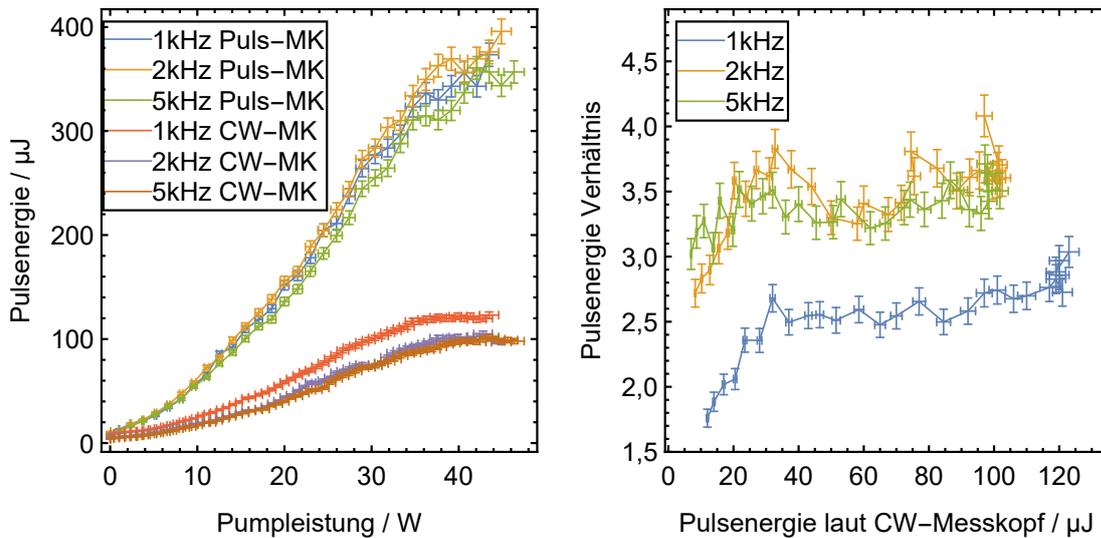


Abbildung 5.20: Im linken Teilbild sind die nach der Frequenzverdopplung mit dem Pyrodetektor und mit dem Leistungsmesskopf bestimmten Pulsenergien bei drei verschiedenen Repetitionsraten aufgetragen (siehe Legende). Rechts ist das Pulsenergieverhältnis (Messung mit Pyrodetektor geteilt durch Messung mit Leistungsmesskopf) über der Pulsenergie, die sich aus der Leistungsmesskopf-Messung ergibt, aufgetragen.

aufgetragen sind.

Dies macht Sinn, da die Konversionseffizienz in erster Linie von der Pulsenergie (bzw. eigentlich von der Leistungsentwicklung während des Pulses) abhängen sollte. So führt eine höhere Pulsenergie im infraroten Spektralbereich auch zu einer höheren Pulsenergie im grünen Spektralbereich. Die maximale Durchschnittsleistung wird im grünen Spektralbereich dem Verlauf links in Abbildung 5.23 zufolge zwischen 20 kHz und 100 kHz liegen. Danach übersteigt der Verlust, welcher durch die geringere Konversionseffizienz entsteht, den Zuwachs der fundamentalen Leistung bei Steigerung der Repetitionsrate, sodass die Durchschnittsleistung wieder sinkt.

In Abbildung 5.24 sind links die aus den Messungen vor und hinter der Frequenzverdopplung bestimmte, Konversionseffizienzverläufe abgebildet und rechts die jeweils maximale Konversionseffizienz bei der jeweiligen Repetitionsrate. Die orangen Werte stellen die korrekte, durch rechnerische Entfernung des ASE-Anteil entstandenen Werte dar, während in Blau die unkorrigierten Werte gezeigt sind.

Entgegen der gerade getroffenen Annahme wächst auch die Konversionseffizienz zunächst mit steigender Repetitionsrate bis hin zu 10 kHz. Danach fällt sie wieder ab. Dies ist bemerkenswert, da die maximale Pulsenergie (und auch die Pulsspitzenleistung) des fundamentalen Lichtes kontinuierlich mit der Repetitionsrate abnimmt. Eventuell kann die Zunahme der Konversionseffizienz durch eine thermisch induzierte Linsenwirkung im Kristall erklärt werden. Dabei käme es zu einem durch das Gauß-förmige Strahlprofil induzierten

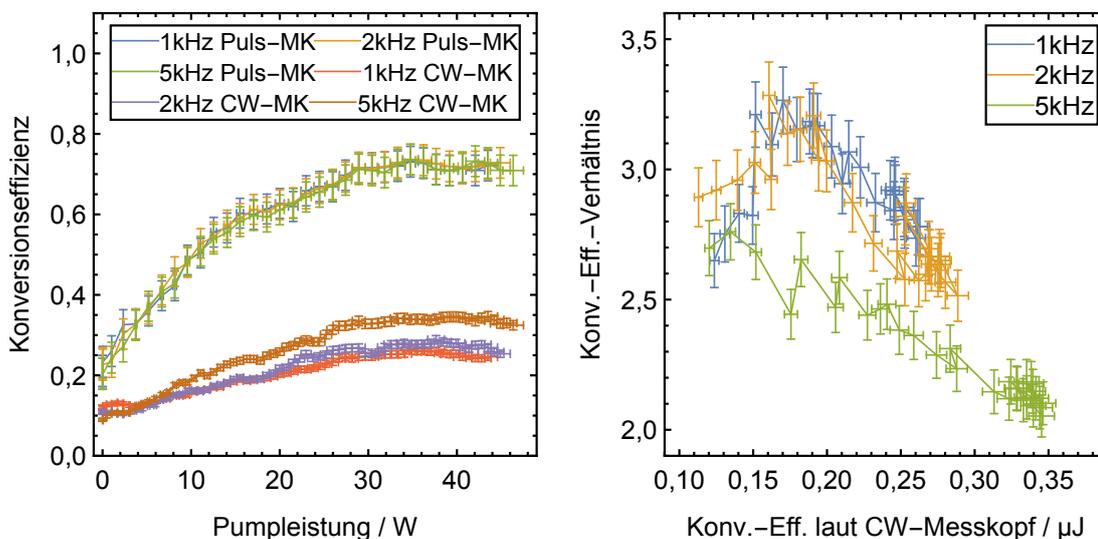


Abbildung 5.21: Im linken Teilbild sind die nach der Frequenzverdopplung mit den Pyrodetektoren und mit dem Leistungsmesskopf bestimmten Konversionseffizienzen bei drei verschiedenen Repetitionsraten aufgetragen (siehe Legende). Rechts ist das Konversionsverhältnis (Messung mit Pyrodetektor geteilt durch Messung mit Leistungsmesskopf) über der Konversionseffizienz, die sich aus der Leistungsmesskopf-Messung ergibt, aufgetragen.

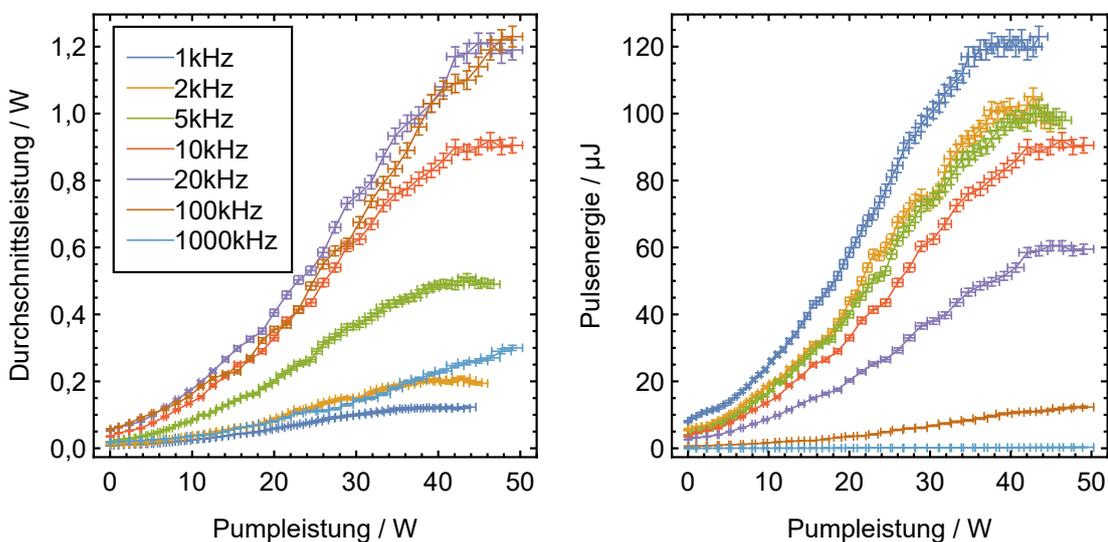


Abbildung 5.22: Leistungs- und Pulsenergiekennlinie hinter der Frequenzverdopplung, nach Umbau der Pulserzeugung und der ersten Stufe, aufgenommen bei mehreren Repetitionsraten.

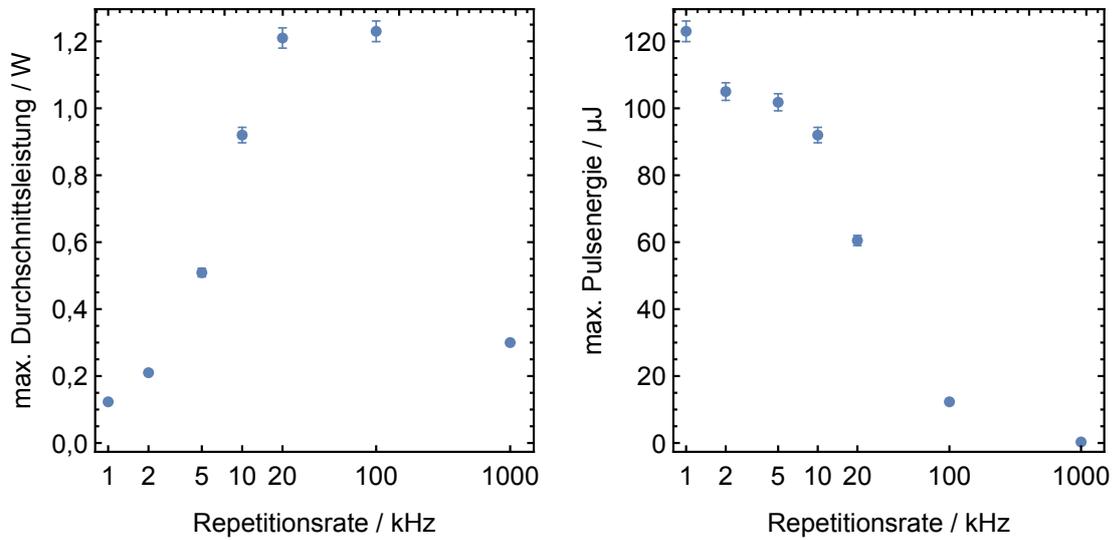


Abbildung 5.23: Maximale Durchschnittsleistung und Pulsenergie nach der Frequenzverdopplung über der Repetitionsrate.

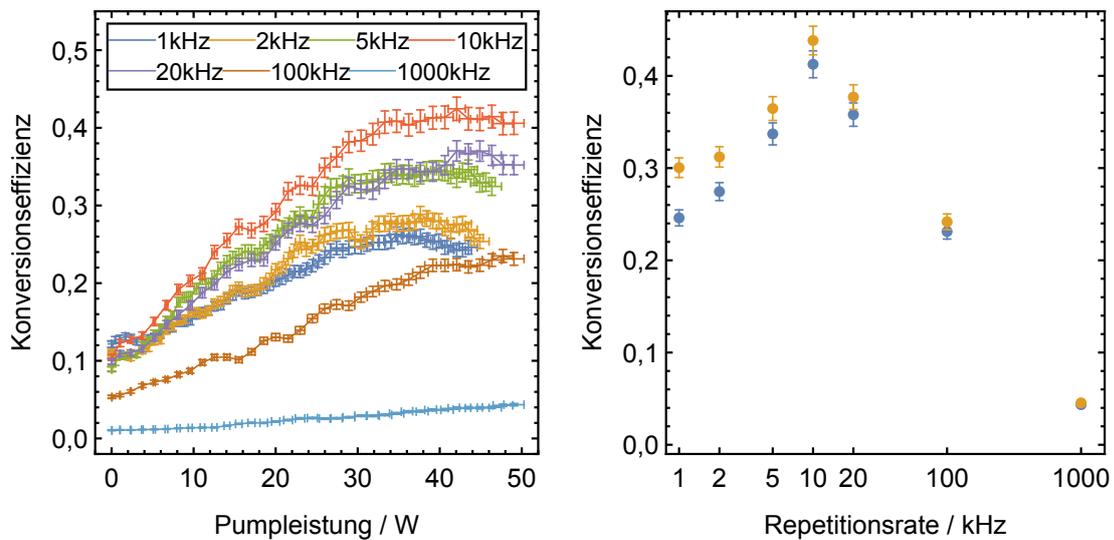


Abbildung 5.24: Linkes Teilbild: Konversionseffizienz bei der Frequenzverdopplung. Rechtes Teilbild: Bei jeder Repetitionsrate maximal erreichte Konversionseffizienz. Für die orange dargestellten Werte wurden die Originalmesswerte wieder über das beschriebene Verfahren vom ASE-Anteil des Lichtes befreit, sodass sie der tatsächlichen Konversionseffizienz des Seedlichtes bei 1086,6 nm entsprechen. In Blau sind die unkorrigierten Werte aufgetragen.

transversalen Temperaturgradienten im KTP-Kristall, der ebenso eine transversale Brechungsindexvariation bewirken würde [89, 90]. Dies würde zu einer Selbstfokussierung des Strahls führen, wodurch die Intensität zunimmt und somit die Konversionseffizienz steigt. Dieser Effekt nimmt mit steigender Durchschnittsleistung zu und hat somit auch bei steigender Repetitionsrate einen größeren Einfluss. Bis hin zu den 10 kHz könnte dieser Effekt die sinkende Pulsleistung durch Verkleinerung des Strahlradius in soweit kompensieren, dass die Intensität trotzdem steigt und dadurch ebenso die Konversionseffizienz. Ab diesem Punkt gewinnt die Leistungsabnahme die Überhand und die Konversionseffizienz sinkt wieder. Bevor nicht weitere Untersuchungen angestellt wurden, ist diese Erklärung aber spekulativ. In Abbildung 5.25 ist noch einmal jeweils die Durchschnittsleistung und die Pulsenergie im grünen Spektralbereich aufgetragen, dieses Mal aber über der fundamentalen Infrarotleistung bzw. Infrarotenergie.

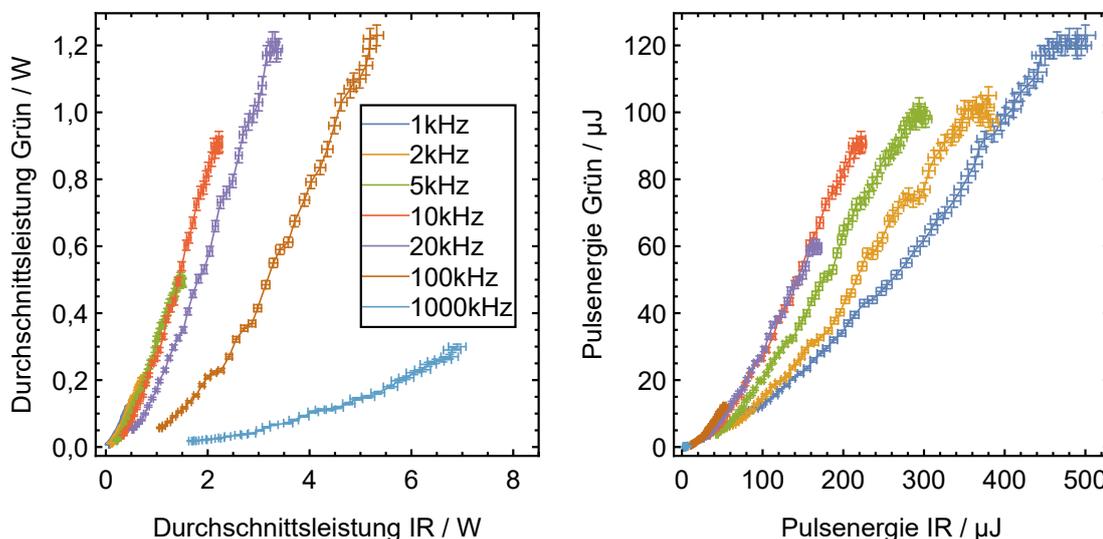


Abbildung 5.25: Leistungs- und Pulsenergiekennlinie des frequenzverdoppelten Lichtes aufgetragen über der Leistung bzw. der Pulsenergie des infraroten Lichtes nach der vierten Faserverstärkerstufe.

Im rechten Teilbild kann man nochmal gut erkennen, dass kein von der Repetitionsrate unabhängiger Zusammenhang zwischen der Pulsenergie vor und nach der Frequenzverdopplung besteht. Diese Feststellung wird von Abbildung 5.26 weiter untermauert. In den dort dargestellten Konversionseffizienzverläufen über der Pulsenergie des in den KTP eingestrahlt Lichtes, spiegelt sich erneut die Tatsache, dass die Konversionseffizienz nicht allein von der Pulsenergie abhängt, wie es eigentlich der Fall wäre, wenn sich weder die zeitliche Pulsform mit der Repetitionsrate änderte, noch der vermutete thermische Linseneffekt aufträte. Eine Untersuchung der zeitlichen Pulsform bei unterschiedlichen Repetitionsraten findet im nächsten Abschnitt (5.7) statt.

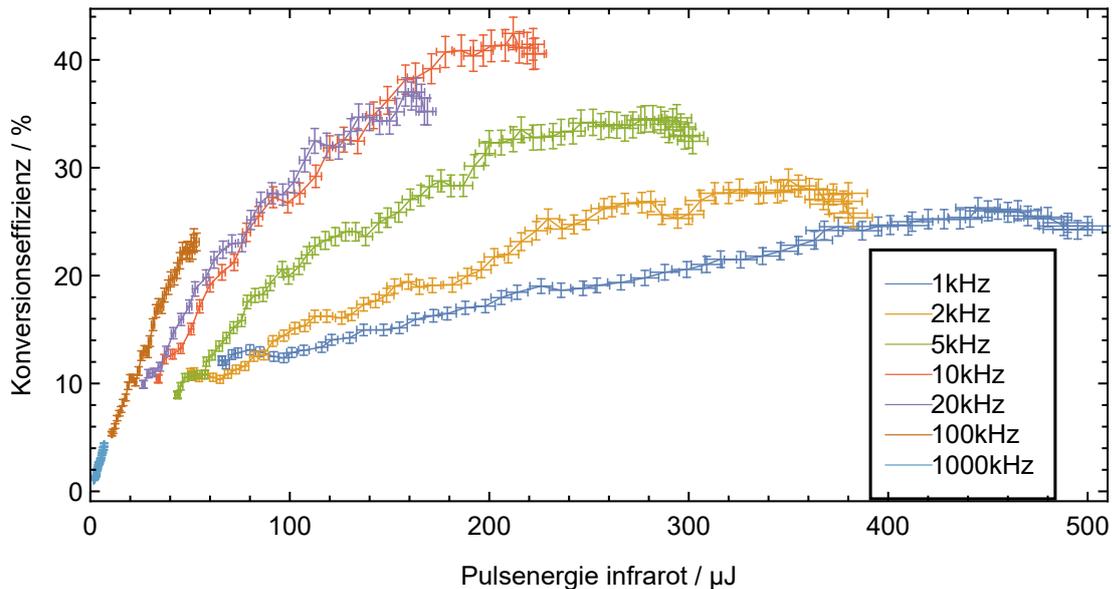


Abbildung 5.26: Konversionseffizienz aufgetragen über der Pulsenergie des infraroten Lichtes nach der vierten Faserverstärkerstufe.

Für das erzeugte 543,3 nm Licht ergibt sich zusammenfassend bei den betrachteten Repetitionsraten für 1 kHz die größte Pulsenergie mit  $(123 \pm 3) \mu\text{J}$ . Der Verlauf der Kennlinien deutet dabei darauf hin, dass bei weiterer Senkung der Repetitionsrate eine weitere Steigerung der Pulsenergie möglich ist. Die höchste Durchschnittsleistung wird mit  $(1.23 \pm 0.03) \text{W}$  bei einer Repetitionsrate von 100 kHz erreicht. Der Verlauf der Durchschnittsleistung über der Repetitionsrate suggeriert, dass die erreichbare Leistung irgendwo zwischen 20 kHz und 100 kHz ein absolutes Maximum erreicht. Die genaue zugehörige Repetitionsrate sollte in zukünftigen Messungen herausgefunden werden.

Die angegebene Pulsenergie bei 1 kHz ist deutlich kleiner als sie es noch vor dem Feldtest war. Dies liegt aber in erster Linie daran, dass damals nur mit den unkalibrierten Pyrodetektoren gemessen wurde. Aber auch bei der erneuten Messung mit dem Pyrodetektor war die Pulsenergie geringer als vor dem Feldtest. Dies liegt vermutlich zum einen an Schmutz, der sich während des Feldtests auf diversen Optiken platziert haben könnte und zum andern hauptsächlich an der Pulsdauer, die bei den hier vorgestellten Messungen mit 12 ns kürzeren Pulsdauer als bei den charakterisierenden Messungen vor dem Feldtest (14 ns). Die Performance des Faserverstärkersystems ist also vor und nach dem Umbau auf AOM und gespleißte erste gepulste Faserverstärkerstufe bei einer Repetitionsrate von 1 kHz ungefähr gleich gut. Der große Vorteil des AOMs für neue anstehende Wassermessungen wird sein, dass nun ein viel breiterer Repetitionsratenbereich zugänglich ist, mit zum Teil deutlich höheren Durchschnittsleistungen. Dies wird die Genauigkeit der Messungen durch Mittelung über mehr Signale in gleicher Zeit erhöhen.

Abbildung 5.27 fasst die Leistungs- und Pulsenergieentwicklung für die gesamten gepulsten

Faserverstärkerstufen und die Frequenzverdopplung noch einmal zusammen. Die in der Legende angegebene Zahlen entsprechen dabei der Nummerierung der einzelnen Stufen. Dargestellt ist die maximale Durchschnittsleistung beziehungsweise Pulsenergie, die bei den jeweiligen Repetitionsraten nach den farblich markierten Faserverstärkerstufen erreicht werden konnte.

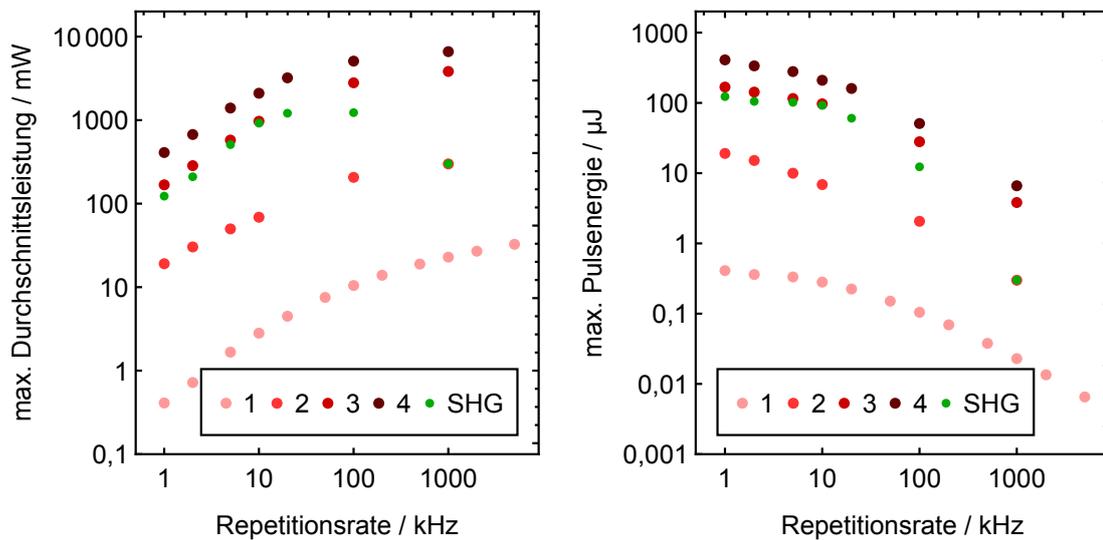


Abbildung 5.27: Maximale Durchschnittsleistung (links) bzw. Pulsenergie (rechts), die nach den in der Legende markierten Faserverstärkerstufen bzw. der Frequenzverdopplung (SHG) erreicht wurde.

## 5.7 Neue Pulsformen

In diesem Abschnitt werden die zeitlichen Pulsformen, welche die Pulse bei verschiedenen Repetitionsraten und an verschiedenen Stellen der Strahlquelle aufweisen, gezeigt und diskutiert. Die Pulsformen wurden dazu mit einer schnellen Photodiode<sup>25</sup> aufgezeichnet, deren Signalhöhe proportional zur eingestrahlt Leistung ist.

Zunächst wurde die Pulsform am Ausgang des Tap-Couplers der neuen ersten gepulsten Faserverstärkerstufe betrachtet. Dieser koppelt einen Teil des Seedlichtes aus, bevor es in der ersten Stufe weiter verstärkt wird. In Abbildung 5.28 sind die auf eine Höhe von 1 normierten Signale der Photodiode im linken Teilbild aufgetragen. Die Signale wurden auf der Zeitachse so platziert, dass die Signalhöhe bei 0 ns gerade 10 % der maximalen Signalhöhe erreicht. Es ist kaum eine Unterscheidung zwischen den Signalen bei den verschiedenen Repetitionsraten möglich. Der AOM erzeugt also im betrachteten Bereich eine von der Repetitionsrate

<sup>25</sup>New Focus 1454

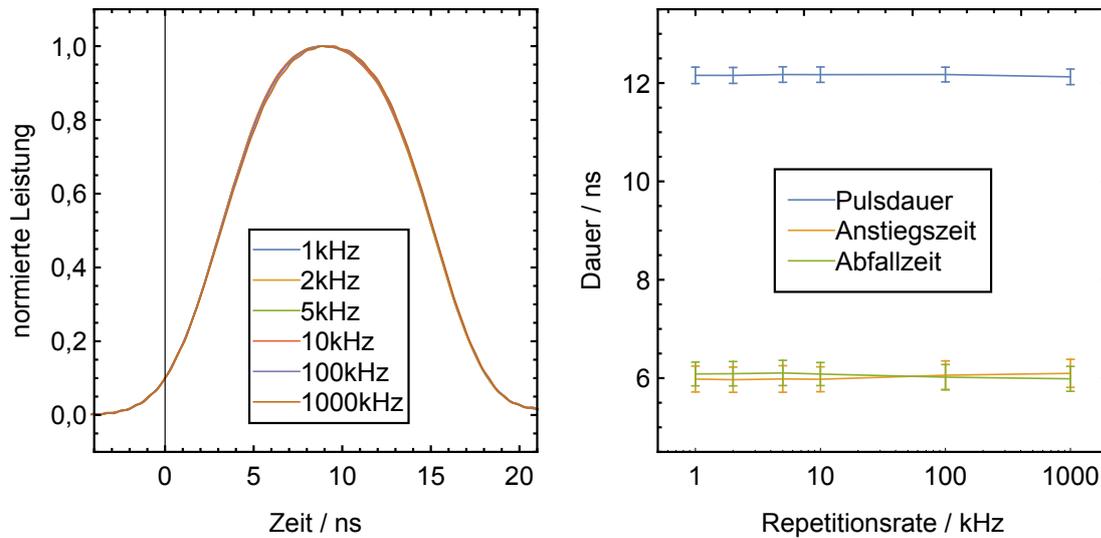


Abbildung 5.28: Linkes Teilbild: Normierte, über 1000 Laserpulse gemittelte, zeitliche Pulsformen direkt nach der Erzeugung, abgezweigt am Tap-Coupler der ersten Stufe. Rechtes Teilbild: Bei der jeweiligen Repetitionsrate bestimmte Pulsdauer sowie Anstiegszeit und Abfallzeit.

unabhängige zeitliche Pulsform. Dies wird noch einmal durch das rechte Teilbild bestätigt, in welchem die bestimmten Pulsdauern, Anstiegszeiten und Abfallzeiten eingetragen sind. Diese bleiben über den betrachteten Repetitionsratenbereich quasi konstant.

An die gepulsten Faserverstärker wird folglich bei allen betrachteten Repetitionsraten die gleiche Pulsform übergeben. Diese verändert sich aber bei der Transmission durch die weiteren Faserverstärker und die dabei erfahrene Verstärkung repetitionsratenabhängig. Dies kann man in Abbildung 5.29 sehen. Links oben sind dort wieder die normierten zeitlichen Pulsformen zu sehen, dieses Mal ganz am Ende der Faserverstärkerkette, also direkt vor der Frequenzverdopplung im KTP-Kristall. Rechts oben sind die gleichen Signale zu sehen, allerdings so skaliert, dass die Integration über das Signal der gemessenen Pulsenergie entspricht. Die y-Achse beschreibt folglich die instantane Leistung. Die größte Spitzenleistung wird mit 35,6 kW bei einer Repetitionsrate von 1 kHz gemessen.

In beiden beschriebenen Teilbildern ist zu erkennen, dass die Pulsform bei den geringeren Repetitionsraten deutlich asymmetrisch auf ihrem Weg durch die Faserverstärker geworden sind. Im unteren Teilbild sind wieder die bestimmten Pulsdauern, Anstiegszeiten und Abfallzeiten gezeigt. Bei den niedrigen getesteten Repetitionsraten sind die Pulsdauer und die Anstiegszeit im Vergleich zu vor der Verstärkung etwas gesunken, während die Abfallzeit deutlich zugenommen hat. Mit steigender Repetitionsrate nähert sich die Pulsdauer wieder dem Ausgangswert an und auch Anstiegs- und Abfallzeit gleichen sich wieder an.

Die Änderung der Pulsform bei den niedrigeren Repetitionsraten lässt sich über Verstärkungssättigung in einem oder mehreren der Faserverstärkerstufen erklären. Durch die ansteigende

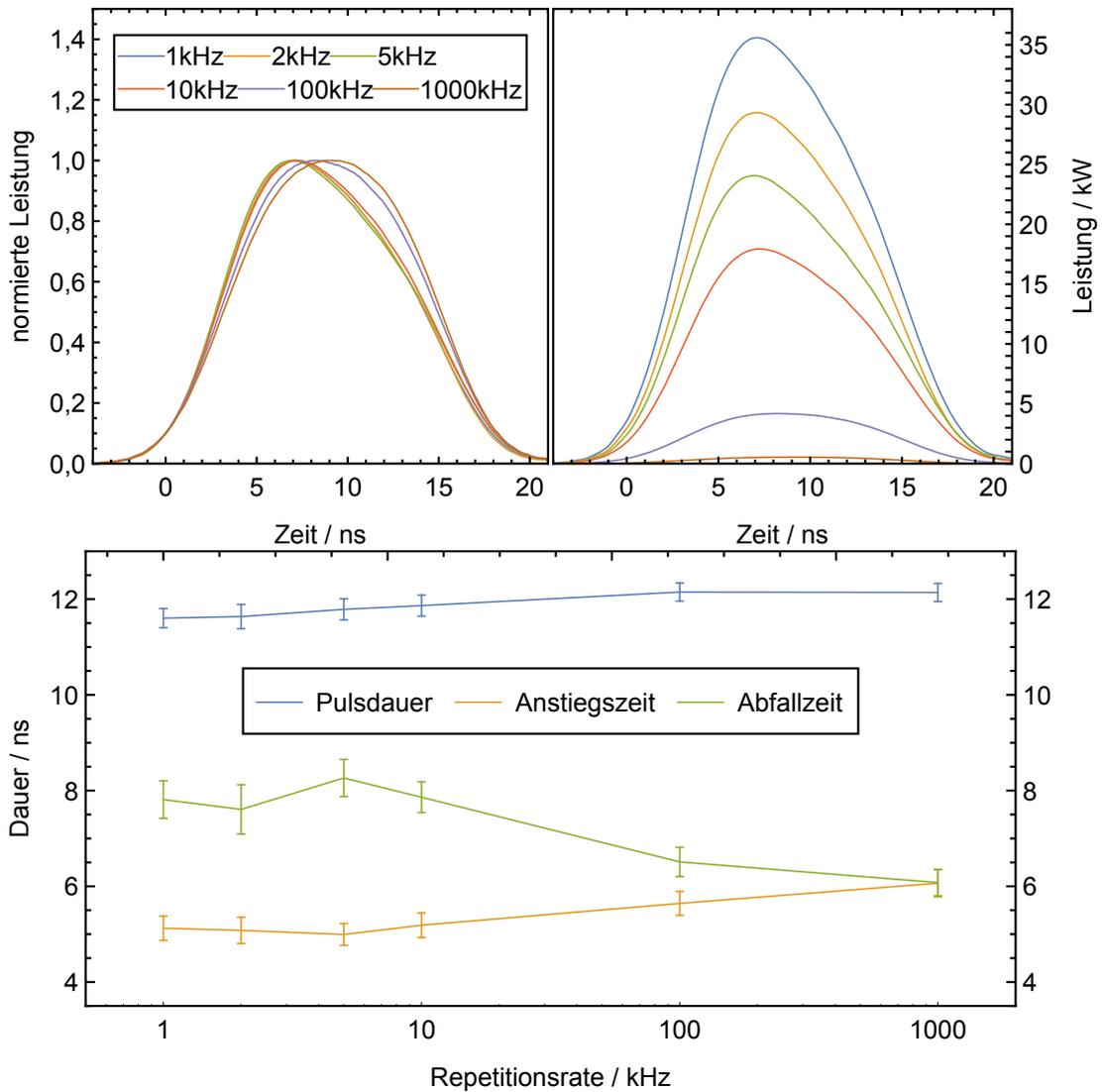


Abbildung 5.29: Links oben: Normierte, über 1000 Laserpulse gemittelte, zeitliche Pulsformen direkt nach der vierten gepulsten Faserverstärkerstufe. Rechts oben: Die selben Pulsformen, aber auf die korrekte Leistung normiert. Unten: Bei der jeweiligen Repetitionsrate bestimmte Pulsdauer sowie Anstiegszeit und Abfallzeit.

Flanke des Pulses wird die Besetzungsinversion in der Faser schon so weit erniedrigt, dass die Verstärkungswirkung für die später kommenden Pulsteile (noch während des Pulses) herabgesetzt wird [91]. Dies hat eine Deformation der Pulsform zufolge, wie sie hier bei den niedrigen Repetitionsraten zu beobachten ist. Bei den höheren Repetitionsraten tritt der Effekt nicht so stark in Erscheinung, da die Pulsleistung geringer ist. Dadurch findet keine so gravierende Besetzungsinversionsverringerung statt und die Verstärkung bleibt über die gesamte Pulsdauer ziemlich konstant. Um dem entgegenzuwirken kann in Zukunft untersucht werden, ob eine gegenläufige Deformation der Pulsform durch den AOM so eingestellt werden kann, dass die Pulse durch den beschriebenen Effekt nach der Verstärkung symmetrisch sind. Theoretisch ist dies möglich und es wurde auch schon erfolgreich experimentell bei anderen Faserverstärkersystemen getestet [92]. Allerdings sind mit dem bisher verwendeten Pulsgenerator der die elektrischen Pulse an den AOM-Treiber übergibt, sodass dieser die entsprechende Pulsform ausschneidet, die Einstellmöglichkeiten etwas begrenzt. Es können nur verschiedene Anstiegs- und Abfallzeiten eingestellt werden. Darüber hinaus ist keine Einflussnahme auf die Pulsform möglich. Inwieweit dies ausreicht um symmetrische Pulse nach der Faserverstärkerkette zu erhalten, muss in Zukunft überprüft werden.

Die Pulsformen wurden schließlich auch nach der Frequenzverdopplungseinheit aufgenommen. Durch die Frequenzverdopplung sollte sich die Pulsform erneut ändern, da die Konversionseffizienz von der instantanen Leistung abhängt. Abbildung 5.30 ist genauso aufgebaut wie Abbildung 5.29, zeigt aber die Pulsformen nach der Frequenzverdopplung, also bei 543,3 nm Wellenlänge.

Bei den niedrigeren Repetitionsraten ist die Asymmetrie, welche die Pulsform durch die Verstärkung erhalten hat auch nach der Frequenzverdopplung noch zu sehen. Die maximal erreichte Spitzenleistung beträgt hier 11,8 kW bei 1 kHz Repetitionsrate.

Es fällt auf, dass die Pulsdauer durch die Frequenzverdopplung verkürzt wird. Dies lässt sich durch Betrachtung der Leistungsabhängigkeit der Konversionseffizienz erklären. Bei geringer Konversionseffizienz gilt [93]:

$$P(2\omega) \propto (P(\omega))^2 \quad (5.6)$$

$P(2\omega)$  ist die Leistung des frequenzverdoppelten Lichtes und  $P(\omega)$  die des eingestrahnten fundamentalen Lichtes. Dieser Zusammenhang lässt sich mit den Pulsformen bei einer Repetitionsrate von 1 MHz sehr gut reproduzieren. Siehe dazu Abbildung 5.31. Dort ist erneut die gemessene Pulsform nach der Frequenzverdopplung bei einer Repetitionsrate von 1 MHz abgebildet, zusammen mit der quadrierten Pulsform der Messung vor der Frequenzverdopplung. Man muss schon sehr genau hinsehen um überhaupt einen Unterschied zwischen den Pulsformen ausmachen zu können.

Für hohe Pulsleistungen und damit verbundene hohe Konversionseffizienzen gilt Zusammenhang (5.6) nicht mehr. Deshalb entsprechen hier die Pulsformen nach der Frequenzverdopplung auch nicht mehr den quadrierten Pulsformen von vor der Frequenzverdopplung. Die beiden Abbildungen 5.32 und 5.33 stellen schon gezeigte Messwerte und Pulsformen noch einmal auf etwas andere Art und Weise zusammen. So kann die Entwicklung der

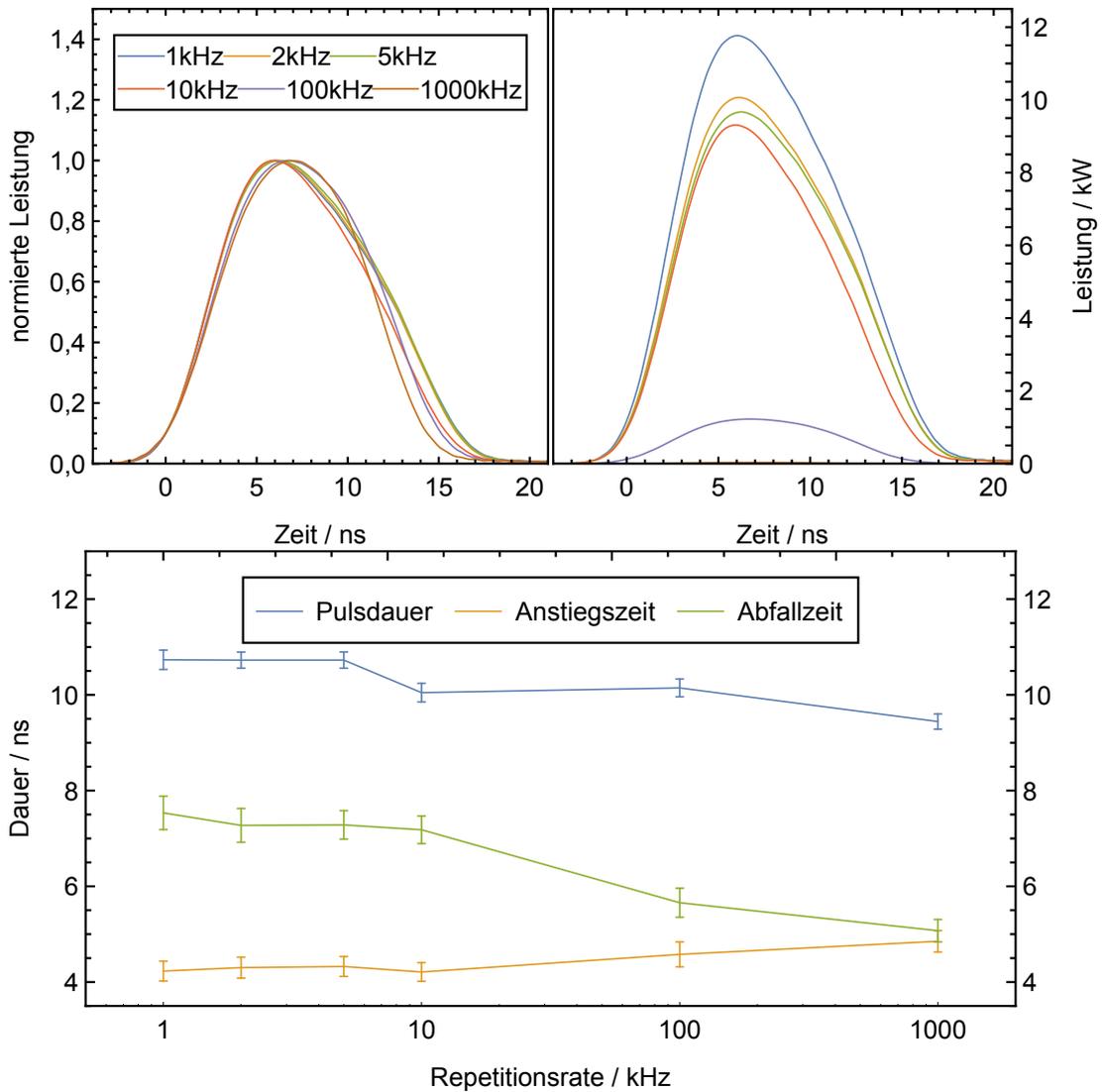


Abbildung 5.30: Links oben: Normierte, über 1000 Laserpulse gemittelte, zeitliche Pulsformen direkt nach der Frequenzverdopplung im KTP-Kristall. Rechts oben: Die selben Pulsformen, aber auf die korrekte Leistung normiert. Unten: Bei der jeweiligen Repetitionsrate bestimmte Pulsdauer sowie Anstiegszeit und Abfallzeit.

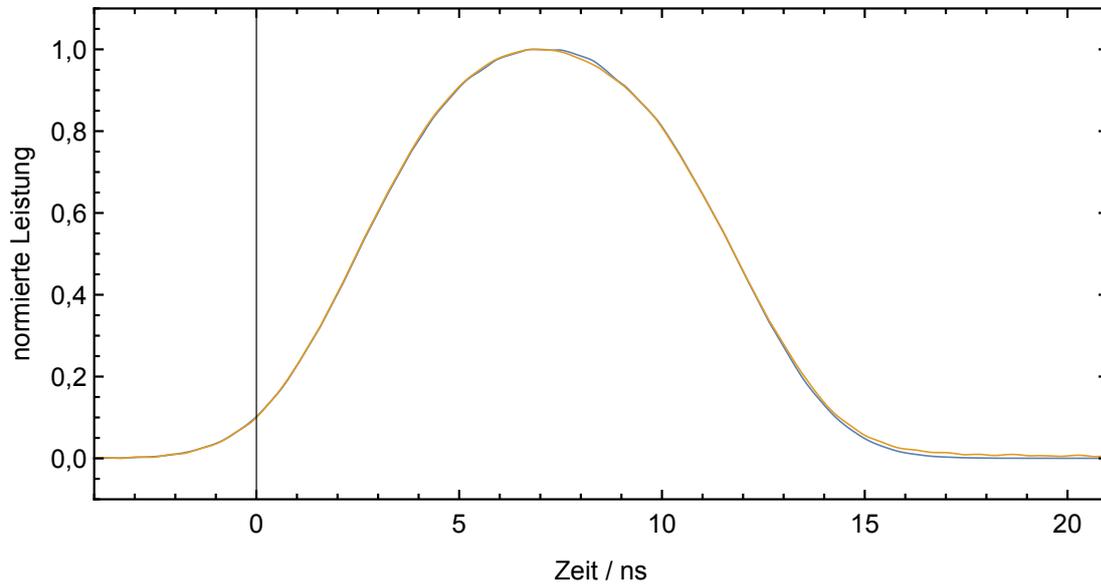


Abbildung 5.31: In Orange: Pulsform nach der Frequenzverdopplung bei einer Repetitionsrate von 1 MHz. In Blau:  $(P_{1\text{MHz}}(t))^2$ , also die punktweise quadrierte Pulsform der Messung vor der Frequenzverdopplung bei der selben Repetitionsrate.

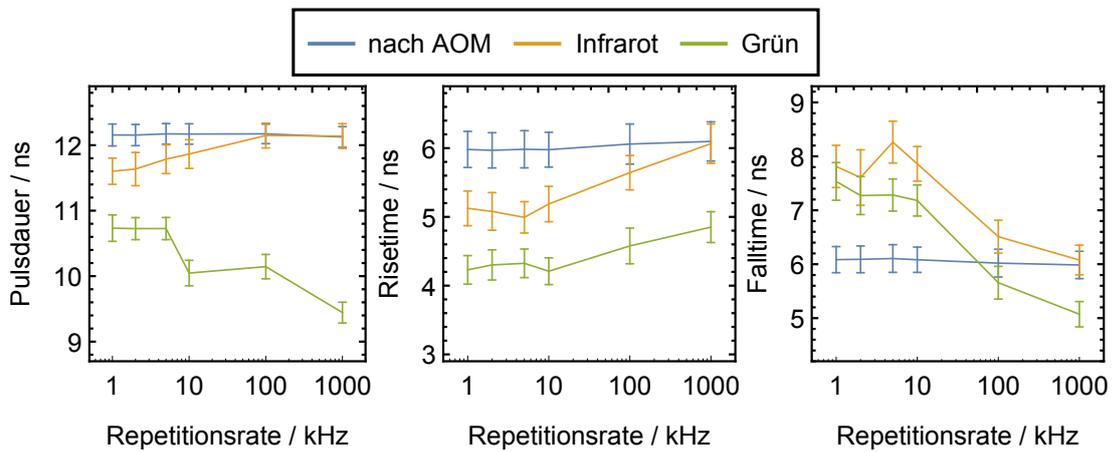


Abbildung 5.32: Pulsdauer, Anstiegszeit und Abfallzeit an den drei Messorten bei verschiedenen Repetitionsraten.

Pulsform entlang der Strahlquelle nachvollzogen werden.

Die asymmetrische Form, welche die Pulse auch nach der Frequenzverdopplung bei manchen Repetitionsraten noch haben, erschwert die Gewinnung von tiefenaufgelösten Temperaturprofilen nicht. Durch die langgezogene fallende Flanke des Pulses wird die Interpretation eines Antwortsignals aus dem Wasser zwar schwieriger, da dies aus einer Faltung der Pulsform mit der Wassersäule besteht, ist aber möglich. Durch vorherige Messung der Pulsform kann die Entfaltung trotzdem durchgeführt werden. Zur Bestimmung der Temperaturprofile wird dann sowieso durch die Aufteilung des Signals eine Leistungsunabhängigkeit erreicht. Dennoch sollte die Möglichkeit untersucht werden, ob es gelingt durch eine asymmetrische Pulserzeugung mit dem AOM, eine symmetrische Endpulsform bei 543,3 nm zu generieren. Die einzustellende Deformation wird voraussichtlich repetitionsratenabhängig sein.

Die Untersuchung der Pulsformen in diesem Abschnitt liefert keine Begründung für die festgestellte Steigerung der Konversionseffizienz von 1 kHz Repetitionsrate bis hin zu 10 kHz, wie sie in Abschnitt 5.6 festgestellt wurde. Damit bleibt der vermutete thermische Linseneffekt die bisher einzige mögliche Erklärung, die es in zukünftigen Arbeiten zu untersuchen gilt.

Zusammenfassend kann der Umbau der Strahlquelle durch Austausch der Pulserzeugung und der ersten gepulsten Faserverstärkerstufe als voller Erfolg gewertet werden. Durch den AOM wurde eine Lücke in der Verspleißbarkeit des Aufbaus geschlossen, das elektromagnetische Störsignal des EOMs eliminiert und ein viel breiterer Repetitionsratenbereich und damit Durchschnittsleistungsbereich der Strahlquelle zugänglich. Durch die vollkommen faserbasierte erste gepulste Stufe wurde ein weiterer Schritt in Richtung Nutzbarkeit des Systems unter widrigen Umweltbedingungen gemacht. Die maximale Durchschnittsleistung der Strahlquelle bei 543,3 nm wird irgendwo zwischen 20 kHz und 100 kHz bei über 1,2 W liegen und kann eventuell durch Optimierung der Strahlfokussierung in den Frequenzverdopplungskristall für diesen Repetitionsratenbereich noch weiter erhöht werden. Wenn in zukünftigen Arbeiten die Datenaufnahme so angepasst wird, dass die höheren Repetitionsraten auch in Echtzeit genutzt werden können, dürfte das zu einer erheblichen Verbesserung der erreichbaren Genauigkeit bei Temperaturmessungen mit dem System führen. Es sollte allerdings darauf geachtet werden, dass der Absorptionsfilter bei den höheren Leistungen das elastisch gestreute Licht immer noch genügend abschwächt und muss deswegen unter Umständen erweitert werden.

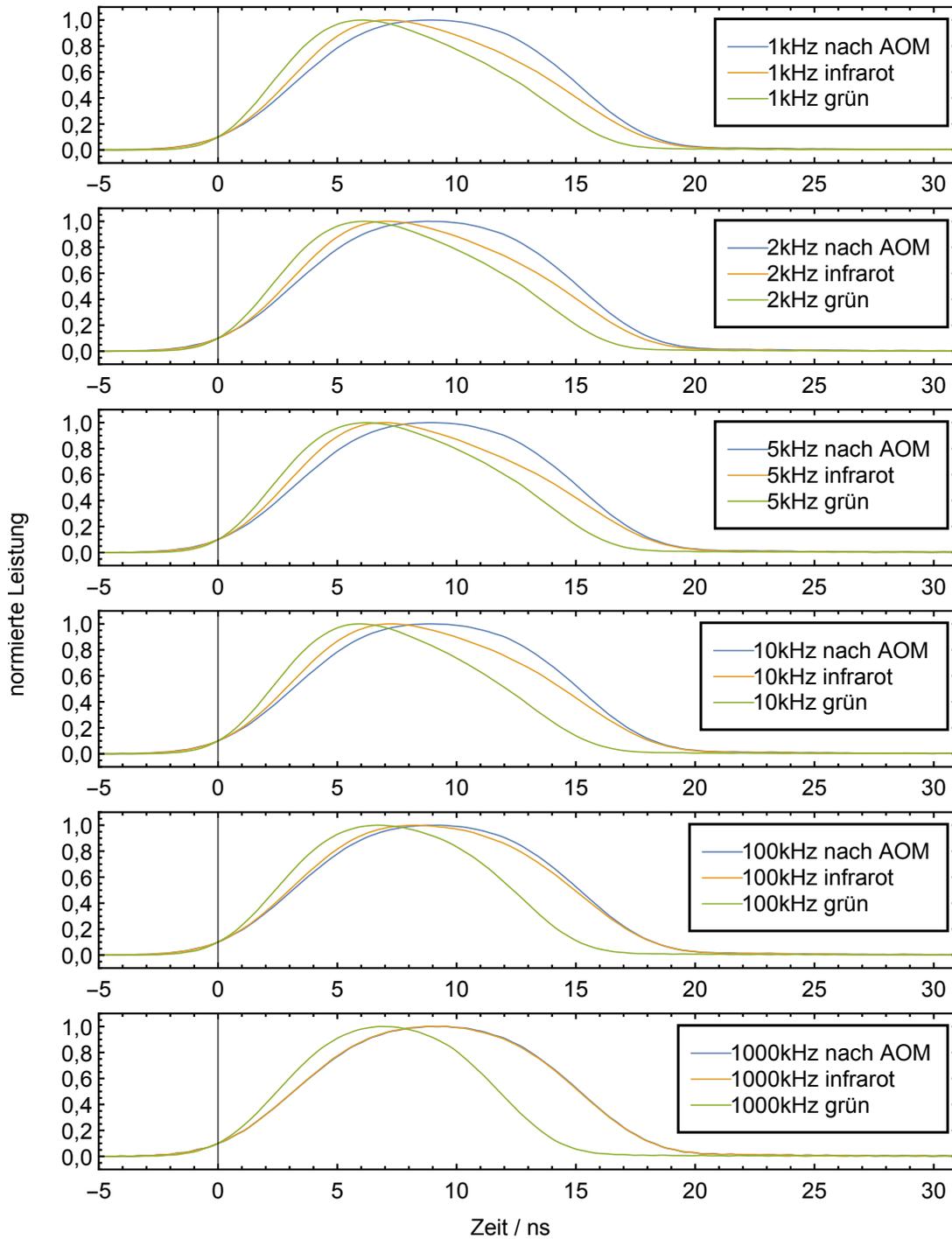


Abbildung 5.33: Normierte Pulsformen aufgenommen an unterschiedlichen Stellen bei verschiedenen Repetitionsraten. In den Legenden steht „nach AOM“ für direkt nach dem AOM gemessenen Pulsform, „infrarot“ steht für die Pulse am Ende aller Faserverstärker und „grün“ für die Pulsform nach der Frequenzverdopplung.



## Kapitel 6

# Spektrale Breite des Brillouin-gestreuten Lichtes

Der bisherige Aufbau des Brillouin-LIDAR-Systems hat den Nachteil, dass für Temperaturmessungen der Salzgehalt des Probenwassers bekannt sein oder auf historische Daten des Salzgehaltes zurückgegriffen werden muss, bzw. dass zunächst eine aufwändige Kalibrierungsmessung mit dem Probenwasser durchgeführt werden muss. Der Salzgehalt hat wie bereits erwähnt nämlich auch einen Einfluss auf die Frequenzverschiebung und die spektrale Breite des Brillouin-gestreuten Lichtes. Das Ziel einer Untersuchung während dieser Arbeit war es deshalb den Zusammenhang der spektralen Breite mit dem Salzgehalt zu evaluieren. Die Idee ist, dass durch Einführen eines zweiten ESFADOF-Kantenfilters, dessen Kanten an anderen Stellen im Spektrum stehen, quasi die gleichzeitige Messung der Frequenzverschiebung und der spektralen Breite des Brillouin-gestreuten Lichtes zu ermöglichen. Durch diese zusätzliche Messgröße wäre das Gleichungssystem bestehend aus den Gleichungen (2.9), (2.10), (2.11) und der neuen Relation nicht mehr unterbestimmt und eine gleichzeitige Bestimmung der Temperatur und des Salzgehaltes wäre möglich.

Es existieren, wie bereits in den Grundlagen erläutert wurde, zwei empirische Polynome mit der Temperatur und dem Salzgehalt als Variablen, die zusammengenommen eine Berechnung der Frequenzverschiebung ermöglichen. Für die spektrale Breite gibt es dagegen bisher keine empirische Berechnungsmethode. Es wurden zu diesem Zusammenhang zwar schon vor dieser Arbeit Untersuchungen angestellt [31], allerdings nur bei zwei verschiedenen Salinitäten (0 ‰ und 35 ‰) und in relativ groben Temperaturschritten. Das Ziel dieser Arbeit war deswegen eine höhere Datendichte in diesem Bereich zu erzeugen, um daraus eine empirische Relation zwischen der spektralen Breite der Brillouin-Streuung und der Temperatur und dem Salzgehalt ableiten zu können.

In den folgenden Abschnitten wird der Versuchsaufbau, der für diese Messungen verwendet wird, dargestellt und anschließend die damit gewonnenen Messergebnisse und die erhaltene empirische Relation gezeigt. Im nächsten Kapitel wird diese Relation schließlich genutzt, um die Idee des doppelten ESFADOFs zu simulieren.

## 6.1 Aufbau zur Messung der spektralen Breite des Brillouin-gestreuten Lichtes

Der Aufbau zur Bestimmung der spektralen Breite des Brillouin-gestreuten Lichtes in Abhängigkeit der Temperatur und des Salzgehaltes ist schematisch in Abbildung 6.1 dargestellt. Grob beschrieben funktioniert eine Messung folgendermaßen: Es wird ein CW-Faserverstärker

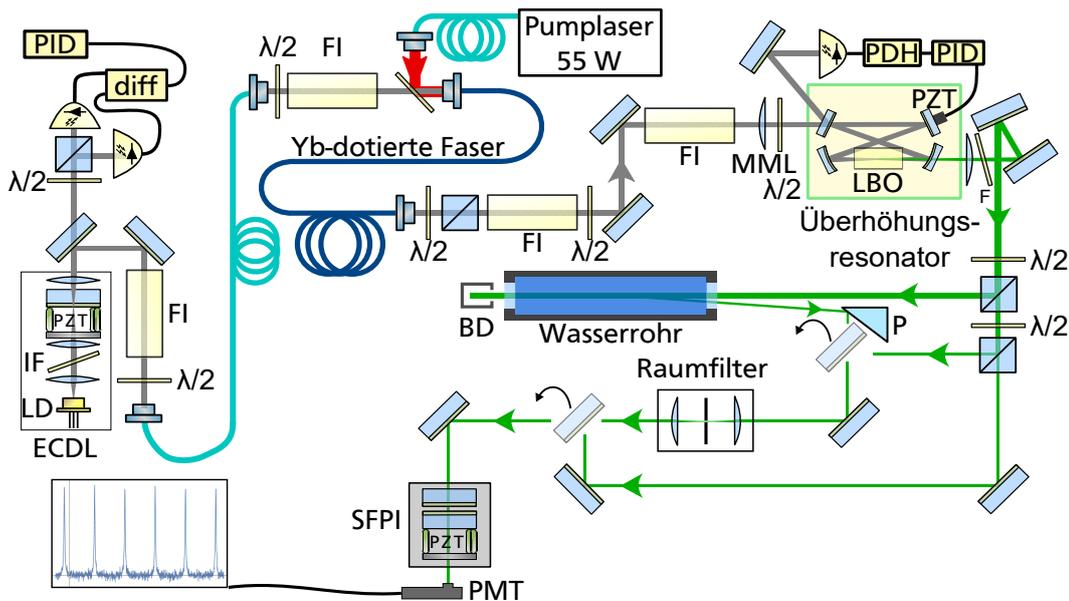


Abbildung 6.1: Aufbau des Experiments zur Bestimmung der spektralen Breite der Brillouin-Streuung in Wasser bei Variation der Temperatur und des Salzgehaltes. Verwendete Abkürzungen: External cavity diode laser (ECDL), Laserdiode (LD), Interferenzfilter (IF), Piezoaktor (PZT), amplified spontaneous emission Filter (ASE), Halbwellenplatte ( $\lambda/2$ ), proportional-integral-derivativ-Regler (PID), Differenzelektronik (diff), Faraday-Isolator (FI), Ytterbium (Yb), mode-matching-Linse (MML), Pound-Drever-Hall-Elektronik (PDH), Lithiumtriborat (LBO), beam-dump (BD), silberbeschichtetes Prisma (P), scanning Fabry-Perot-Interferometer (SFPI), photomultiplier tube (PMT).

verwendet, um von einem ECDL erzeugtes Seedlicht bei 1060 nm zu verstärken. Das verstärkte Licht wird in einem Überhöhungsresonator mithilfe eines Lithiumtriborat-Kristalls (LBO) frequenzverdoppelt und anschließend in ein Probenrohr, in dem sich das Testwasser befindet, eingestrahlt. Das zurück gestreute Licht wird aufgesammelt und zu einem scanning Fabry-Perot-Interferometer (SFPI) geleitet, hinter dem sich ein Photomultiplier befindet. Durch das Scannen des SFPI wird das Spektrum des zurück gestreuten Lichtes sozusagen abgetastet und mit dem Photomultiplier über ein Oszilloskop, welches wiederum mit dem Laborcomputer verbunden ist, aufgezeichnet. Die Temperatur im Probenrohr kann variiert werden und durch Austausch des Probenwassers kann die Messung der Spektren auch für

verschiedene Salzgehalte durchgeführt werden. Ein Labview-Programm, das die Spektren des Oszilloskops verarbeitet, steuert auch das SFPI und speichert die erhaltenen Spektren zusammen mit der gleichzeitig über einen PT100-Fühler bestimmten Temperatur. Nach den Messungen werden die Spektren mit separaten Programmen ausgewertet und die spektralen Breiten bestimmt.

Im Detail sieht der Aufbau wie folgt aus: Es wird ein Interferenzfilter-stabilisierter ECDL als Seedquelle genutzt, welcher im Rahmen einer Masterarbeit aufgebaut wurde [94]. Über die Verkippung des Interferenzfilters kann die Wellenlänge verstimmt werden. Der externe Resonator wird von einem auf Piezoaktoren gelagerten Spiegel geschlossen. Ein Teil des Lichtes transmittiert durch einen teildurchlässigen Spiegel und wird mithilfe einer Halbwellenplatte und einem polarisierenden Strahlteilerwürfel gleichmäßig aufgeteilt bevor es von zwei Photodioden detektiert wird. Es wird elektronisch das Differenzsignal der beiden Dioden berechnet und an einen PID-Regler weitergeleitet. Der Regler ist mit der Stromsteuerung des ECDLs verbunden. Das erhaltene Fehlersignal kann genutzt werden, um den internen Resonator der Laserdiode über die Stromstärke an den äußeren Resonator anzupassen. So kann beispielsweise erreicht werden, dass es zu keinem Modensprung beim Scannen der Laserfrequenz durch periodisches Verstellen der äußeren Resonatorlänge mithilfe der Piezoaktoren kommt. Mehr zu diesem in der Arbeitsgruppe entwickeltem Lockingverfahren ist in [95] beschrieben.

Der Teil des Lichtes, der nicht zur Locking-Einheit transmittiert, wird durch einen Faraday-Isolator und eine Halbwellenplatte in eine polarisationserhaltende Faser eingekoppelt. Anschließend geht es durch eine weitere Halbwellenplatte, einen Faraday Isolator und einen dichroitischen Spiegel in die Verstärkerfaser. Es handelt sich dabei um eine Liekki Yb1200-10/125 Doppelmantel-Faser von 7 m Länge. Sie wird in Vorwärtsrichtung von dem selben Laser gepumpt, der normalerweise am anderen Aufbau den CW-Faserverstärker pumpt. Diese hat eine nominelle maximale Ausgangsleistung von 55 W, wird aber im tatsächlichen Betrieb nur bis ca. 15 W genutzt. Die Effizienz des Verstärkers beträgt  $(55 \pm 2)\%$ , sodass Ausgangsleistungen von über 5,5 W bei 1060 nm erreicht werden. In Vorwärtsrichtung kommt durch die lange Faserlänge und das Pumpen in Vorwärtsrichtung so gut wie kein ASE-Licht aus der Faser. In Rückwärtsrichtung steigt es aber signifikant an, sodass dies den begrenzenden Faktor beim Betrieb des Faserverstärkers darstellt. Das Pumplicht wird quasi vollkommen absorbiert. Es ist kein Filter nach dem Faserverstärker nötig. Eine Messung über 10 min ergab eine prozentuale Standardabweichung der Ausgangsleistung von 0,11 % bei einer Pumpleistung von 13,17 W. Die peak-to-peak Abweichung betrug gerade einmal 2,1 %. Die Leistungsstabilität des Faserverstärkers ist also hervorragend. Für weitere Details sei hier auf die betreute Bachelor-Thesis von Julius Wessolek verwiesen [96].

Das verstärkte Licht wird über zwei weitere Faraday-Isolatoren zur Frequenzverdopplungseinheit geführt. Es handelt sich um einen Überhöhungsresonator in Bow-Tie-Anordnung, in dem ein Lithiumtriborat-Kristall als nichtlineares Medium sitzt. Der Überhöhungsresonator, welcher in dieser Bachelor-Arbeit [97] von Johanna Heck aufgebaut wurde, wird über das Pound-Drever-Hall-Verfahren [98] auf die Laserfrequenz stabilisiert. Die Phasen Anpassung im LBO-Kristall erfolgt nichtkritisch über die Temperatur (ca. 145 °C). Je nach Justagegüte wird eine Ausgangsleistung von 1–2 W bei einer Wellenlänge von 530 nm erreicht.

Dieses Licht wird anschließend über einen polarisierenden Strahlteilerwürfel ins Probenrohr geleitet, wo es zur Streuung des Lichtes im Wasser kommt. Das gestreute Licht wird mithilfe eines silberbeschichteten Prismas aufgefangen, welches sehr nahe am eingehenden Strahl platziert werden kann, sodass der Winkel unter dem das gestreute Licht aufgenommen wird nahezu  $180^\circ$  entspricht. Über einen weiteren Spiegel wird das gestreute Licht anschließend durch einen Raumfilter geleitet. Über diesen kann der Ort im Wasserrohr bestimmt werden von dem das gestreute Licht analysiert werden soll. Zu Justagezwecken kann über einen klappbaren Spiegel zunächst rückwärts Licht durch den Raumfilter und über das Prisma ins Wasserrohr geleitet werden und dort mit dem anderen Strahl an der gewollten Stelle (nahe am Temperaturfühler) überlagert werden. Anschließend kann über einen weiteren klappbaren Spiegel vorwärts ein Justagestrahl durch den nun korrekt eingestellten Raumfilter geschickt werden, der dann anschließend zur korrekten Justage des SFPIs genutzt wird. Bei einer tatsächlichen Messung sind beide Klappspiegel aus dem Aufbau heraus geklappt.

Das Wasserrohr ist ähnlich aufgebaut wie in Abschnitt 3.1.5 beschrieben, allerdings ist es mit 50 cm nur halb so lang. Außerdem wurde der Kühl- und Heizkreislauf modifiziert. Da etwa  $4^\circ\text{C}$  die niedrigst erreichbare Temperatur war, der Bereich darunter allerdings auch interessant ist, wenn z.B. Messungen in arktischen Gewässern durchgeführt werden sollen, wurde ein neues Kühlsystem<sup>1</sup> gekauft. Dessen Kühlmittel kann auch auf unter  $0^\circ\text{C}$  gekühlt werden. Über einen Plattenwärmetauscher<sup>2</sup> wurde dieser mit dem wasserführenden Kreislauf verbunden, der das Außenrohr mit der Umwälzpumpe und dem Durchlauferhitzer verbindet. So konnten während der Messungen auch Temperaturen unter  $4^\circ\text{C}$  im Probenwasser erreicht werden.

Nachdem das gestreute Licht den Raumfilter durchquert, wird es in das scanning Fabry-Perot-Interferometer geleitet. Dieses wurde im Rahmen der betreuten Bachelorarbeit von Manuel Kress entwickelt und aufgebaut [99]. Abbildung 6.2 zeigt zwei Fotos des SFPIs und eine schematische Explosions-Zeichnung dessen Aufbaus. Das SFPI ist seitlich am optischen Tisch befestigt, sodass der Strahl von oben nach unten hindurch geleitet wird. Der bewegliche Spiegel wird also senkrecht zur Erdoberfläche bewegt, um keine seitliche Verkippung durch die Erdanziehungskraft zu erfahren.

Es werden plan-parallele Spiegel verwendet und der Abstand ist so eingestellt, dass der freie Spektralbereich des FPIs ca. 23 GHz entspricht. So kann das gesamte Streuspektrum aus elastisch gestreutem Licht und den beiden Brillouin-Peaks aufgezeichnet werden. Die erreichbare Finesse liegt mit dem Justagestrahl bei über 200. Hinter dem SFPI steht ein Photomultiplier<sup>3</sup>, dessen Spannung über eine Hochspannungsversorgung<sup>4</sup> eingestellt werden kann. Dieser ist mit dem Oszilloskop<sup>5</sup> verbunden, welches wiederum über ein Netzkabel vom Computer ausgelesen wird.

Zur Aufzeichnung des Streulichtspektrums wird zunächst mit dem Justagestrahl das FPI korrekt eingestellt. Dazu wurde ein Labview-Programm geschrieben, welches über die DAQ-Karten<sup>6</sup> an einen Drei-Kanal-Piezoverstärker<sup>7</sup> drei verschieden einstellbare Spannungs-

---

<sup>1</sup>Fryka-DLK 402 DP

<sup>2</sup>Hrale Edelstahl Wärmetauscher – 10 Platten

<sup>3</sup>Hamamatsu R6358

<sup>4</sup>Stanford Research Systems PS350

<sup>5</sup>Tektronix TDS5034B

<sup>6</sup>National Instruments PCI-6031E

<sup>7</sup>Thorlabs MDT693A

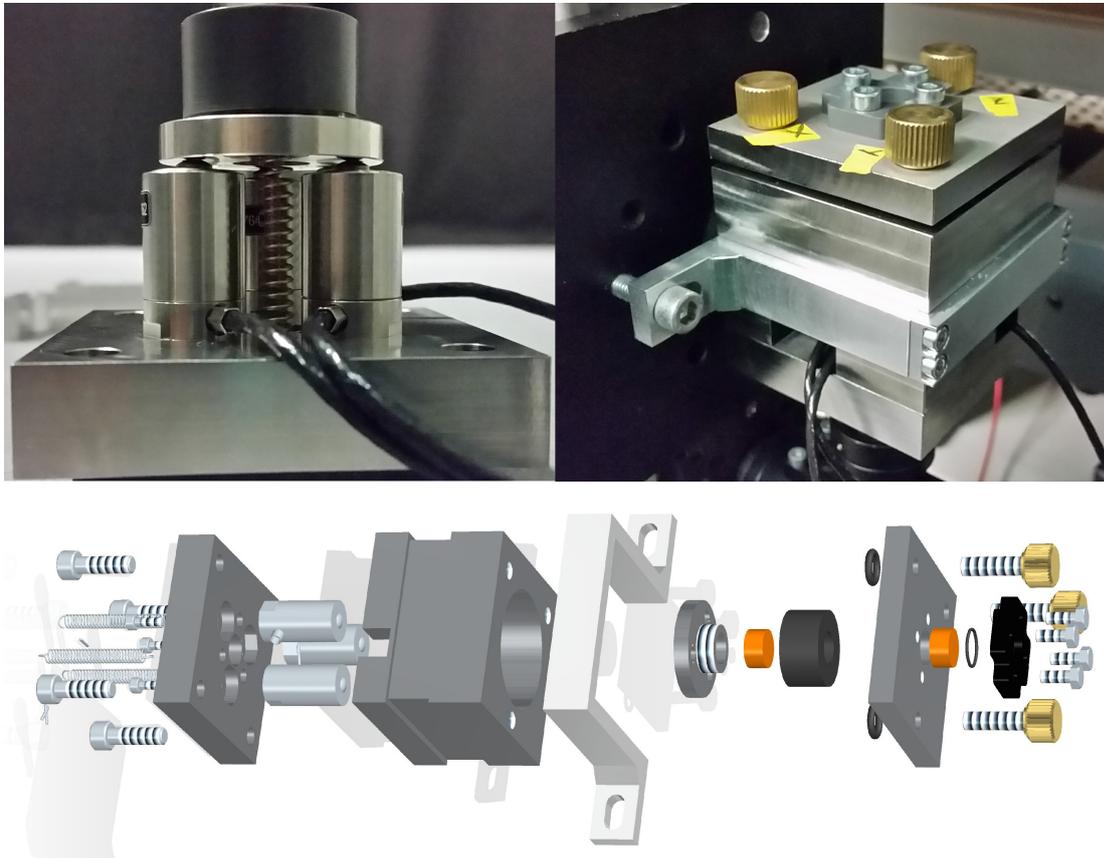


Abbildung 6.2: Bilder und schematischer Aufbau des verwendeten scanning Fabry-Perot-Interferometers. Die Bilder sind mit freundlicher Genehmigung aus [99] entnommen. Oben links ist die Halterung des unteren, beweglichen Spiegels zu sehen. Drei Piezoaktoren, die separat angesteuert werden können, arbeiten gegen drei Metallfedern, die die Halterung unter Spannung zurückhalten. Oben rechts ist das komplette SFPI in seiner Endposition, seitlich am Tisch zu sehen. In der oberen Metallplatte ist der zweite Spiegel fixiert. Zwischen der Platte und der restlichen Halterung befinden sich drei flexible Dichtungsringe die durch ihre Nachgiebigkeit eine grobe Vorjustage über die drei zu sehenden Schrauben ermöglichen. Die Feinjustage erfolgt über eine Offsetspannung an den drei Piezoaktoren. Im unteren Teil des Bildes ist eine CAD-Explosions-Zeichnung des Aufbaus zu sehen. Die Spiegel sind orange dargestellt.

rampen schickt, wodurch die Piezoaktoren zum Scannen angeregt werden. Gleichzeitig wird das Spektrum aufgezeichnet und die Finesse daraus berechnet. Durch einen Selbstoptimierungsalgorithmus werden nun die Spannungsrampen so angepasst, dass die Finesse maximal wird und eine möglichst lineare Bewegung der Piezoaktoren entsteht. Für Details zu diesem Vorgehen siehe die betreute Masterarbeit von Andreas Zipf [100].

Nach der Optimierung werden die Einstellungen beibehalten und auf Streulichtbetrieb umgebaut. Während die Temperatur im Wasserrohr über den zugänglichen Bereich variiert wird, misst ein PT100-Fühler diese und der gemessene Wert wird zusammen mit den aufgezeichneten Spektren gespeichert. Die Messung wird mit Wasser verschiedener Salzgehalte durchgeführt. Diese wird selbst hergestellt durch das Auflösen von einem Meersalzpräparat<sup>8</sup> für Aquarien in vollentsalztem Reinstwasser. Die Auswertung der Messungen erfolgt hinterher wie im folgenden Abschnitt erläutert wird.

### 6.2 Auswertung der Messungen

In Abbildung 6.3 werden die im Folgenden beschriebenen, zuerst durchgeführten Schritte bei der Datenauswertung dargestellt.

Bei jeder Rampe, die die Piezoaktoren durchfahren, wird das SFPI über mehrere freie Spektralbereiche gescannt. Ein beispielhaftes Spektrum, das bei einer solchen Rampenfahrt aufgenommen wird, ist im obersten Teil der Abbildung zu sehen. Die zugehörige Temperatur ist 15 °C und es wurde bei einer Salinität von 0 ‰ gemessen. Man kann die elastische Streuung als hohe Peaks erkennen, zwischen denen jeweils zwei niedrigere Peaks, die von Brillouin-gestreutem Licht erzeugt werden, liegen. Zu jedem Peak des elastischen Streulichtes gehören jeweils die am nächsten liegenden Peaks links und rechts davon. Etwa ab Sample Nummer 110 000 beginnt die schneller durchgefahrene Rückrampe der Piezoaktoren. Während die Temperatur im Wasserrohr variiert wird, werden bei jedem 0,1 °C Schritt mehrere solcher Spektren aufgezeichnet. Aus den zu einem Temperaturschritt gehörenden Spektren wird ein gemitteltes Spektrum erzeugt. Ein solches ist im mittleren Teil der genannten Abbildung zu sehen. Hierfür wurde die Rückrampe schon entfernt. Zuletzt muss die x-Achse des Spektrums noch in eine Frequenzachse umgerechnet und linearisiert werden. Zwar wurde durch die Steuerungssoftware der Piezorampen schon dafür gesorgt, dass die Ausdehnung der Piezoaktoren möglichst linear verläuft, eine weitere Anpassung ist dennoch nötig. Es werden die Peakpositionen der elastischen Streuung bestimmt und ein Polynom fünften Grades an diese Positionen angepasst und so die Achse linearisiert. Um eine Umrechnung in die Frequenzachse vorzunehmen, wird auch die Position der Brillouin-Peaks bestimmt. Für die Frequenzverschiebung der Brillouin-Peaks zur zentralen Laserfrequenz gibt es, wie bereits in vorherigen Abschnitten besprochen, empirische Polynome, welche sie in Abhängigkeit der Temperatur und des Salzgehaltes bestimmen lassen. Durch den Mittelwert der Verschiebung im gemessenen Spektrum und die mit den empirischen Polynomen bestimmte Verschiebung, kann ein Skalierungsfaktor berechnet werden, mit dessen Hilfe dann die linearisierte x-Achse in eine Frequenzachse umgerechnet werden kann. Das Ergebnis dieses Vorgehens ist im

---

<sup>8</sup>Tropic Marin Sea Salt Classic

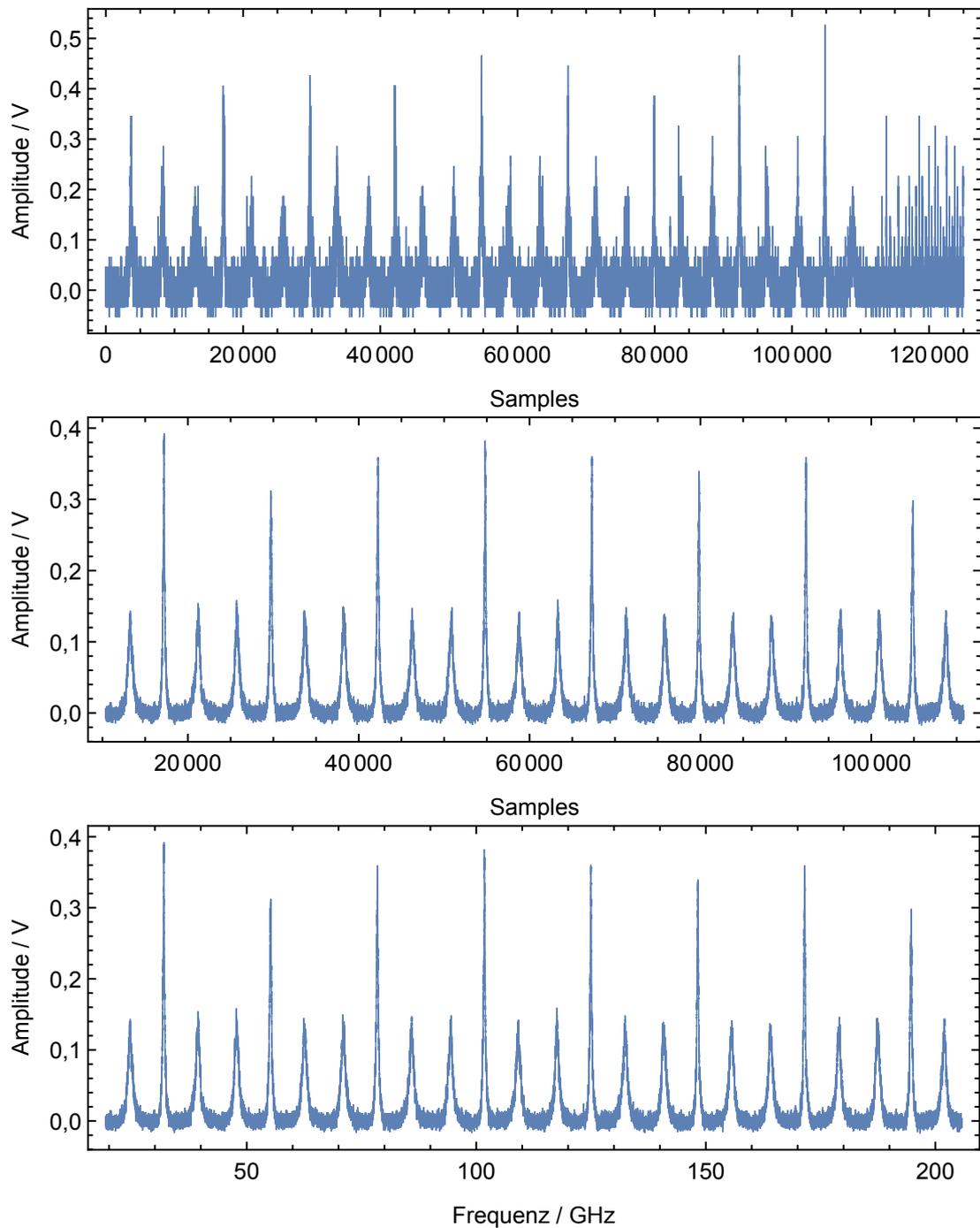


Abbildung 6.3: Aufgezeichnete SFPI-Spektren bei 0‰ Salzgehalt und 15 °C in unterschiedlichen Auswertungsstufen. Oben: Einzelnes aufgezeichnetes Spektrum mit Hin- und Rückrampe. Mitte: Gemitteltes Spektrum aller Messungen bei einem Temperaturschritt. Unten: Linearisiertes und in Frequenz umgerechnetes gemitteltes Spektrum. Siehe Fließtext für Details.

unteren Teil der Abbildung 6.3 zu sehen.

Um die Breite des Brillouin-gestreuten Lichtes zu bestimmen, wird nun wie folgt vorgegangen: Die erhaltenen Spektren stellen eine Faltung des eigentlichen Spektrums mit der Antwortfunktion des SFPIs auf eine spektral unendlich schmale Linie dar. Um an das tatsächliche Spektrum zu gelangen, müssen die Messdaten entfaltet werden. Die Antwortfunktion eines FPIs entspricht einer Airy-Funktion [101]. Bei Betrachtung einzelner Peaks und bei einer genügend hohen Finesse (so wie es hier vorliegt) ist eine Lorentzkurve eine sehr gute Näherung für die Airy-Funktion [102]. An die einzelnen Peaks des elastisch gestreuten Lichtes und auch an die einzelnen Peaks des Brillouin-gestreuten Lichtes wird nun je eine Lorentzfunktion angepasst. Die dabei erhaltene spektrale Breite des elastisch gestreuten Lichtes kann als SFPI interne Antwortfunktion interpretiert werden, da das elastisch gestreute Licht im Wesentlichen die gleiche spektrale Breite wie das eingestrahlte Laserlicht hat, dessen spektrale Breite im 100 kHz Bereich liegt, was unter Berücksichtigung des Auflösungsvermögens des FPIs in guter Näherung als unendlich schmal betrachtet werden kann. Um die tatsächliche spektrale Breite des Brillouin-gestreuten Lichtes zu bestimmen, muss nun einfach die Breite der Lorentzfunktion des elastisch gestreuten Lichtes von der Breite des Peaks des Brillouin-gestreuten Lichtes abgezogen werden. Dies ist möglich, da bei der Faltung von zwei Lorentzfunktionen wieder eine Lorentzfunktion entsteht, deren Breite gerade die addierte Breite der beiden ursprünglichen Lorentzfunktionen ist.

Durch Mittelung der so erhaltenen Werte erhält man eine gemessene spektrale Breite der Brillouin-Streuung bei der jeweiligen Temperatur und Salinität. Weitere Details zur Auswertungsroutine sind in [100] zu finden.

Abbildung 6.4 zeigt jeweils ein gemitteltes Triplet aus dem elastischen Streupeak und den beiden Brillouin-Peaks bei drei verschiedenen Salzgehalten.

Es wird deutlich, dass das Signalhöhenverhältnis von elastisch gestreutem Licht zu Brillouin-

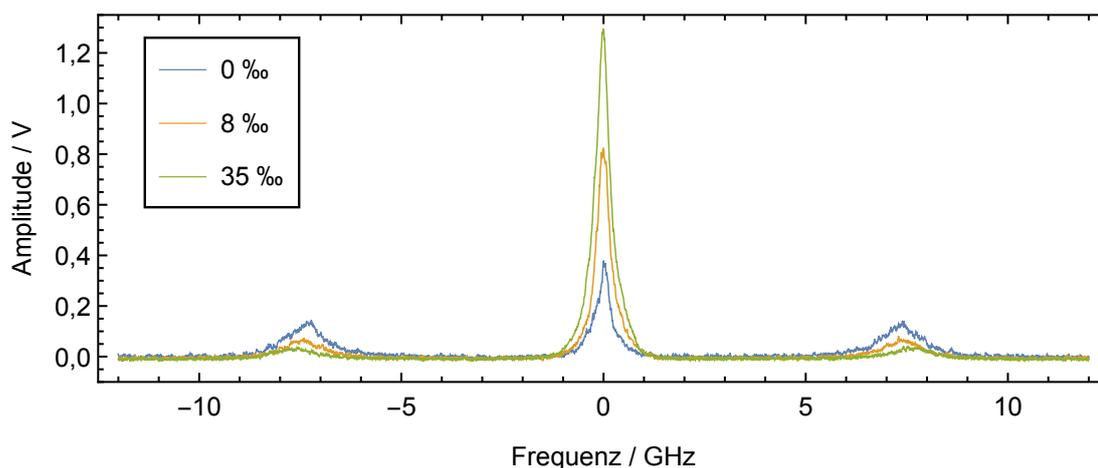


Abbildung 6.4: Einzelner Spektralbereich eines gemittelten SFPI-Spektrums bei drei verschiedenen Salzgehalten (siehe Legende) und jeweils 15 °C.

gestreutem Licht mit zunehmendem Salzgehalt immer größer wird. Dies erschwert die Messungen bei hohem Salzgehalt, da die Photomultiplierspannung nach unten geregelt werden muss, um keine Sättigung des Photomultipliers im elastischen Streu-Peak zu erreichen. Dadurch wird aber das Signal des Brillouin-gestreuten Lichtes geringer und schwieriger vom Rauschen zu unterscheiden.

Während der vielen Messungen, die mit dem vorgestellten System durchgeführt wurden, fiel auf, dass mehrere Temperaturkennlinien (Kurven, welche die spektrale Breite der Brillouin-Streuung über der Temperatur darstellen), die an verschiedenen Tagen, aber bei gleichem Salzgehalt durchgeführt wurden, einen Offset zueinander, sonst aber einen ziemlich konsistenten Verlauf hatten. Bei einer genaueren Untersuchung kam heraus, dass neben dem elastisch gestreuten Licht aus dem Wasser auch diffus und elastisch an der Frontscheibe des Probenrohrs gestreutes Licht durch den Raumfilter gelangen kann. Durch seine minimal andere Strahlrichtung bedingt, sitzt der von ihm erzeugte Peak ein Stück neben dem des Peaks, der vom im Wasser gestreuten Licht erzeugt wird. Sie liegen im Normalfall aber so nah aneinander, dass eine Auflösung zwischen den beiden nicht möglich ist. Je nach Güte der Justage des FPIs und des restlichen Aufbaus an den verschiedenen Messtagen, wird dann eine unterschiedliche spektrale Breite für den elastischen Streu-Peak erhalten, insbesondere wenn die Finesse des FPIs unterschiedlich war. Da diese von den gemessenen Brillouin-Breiten abgezogen wird, kommt dieser unterschiedliche Offset zu Stande. Um für die Messungen bei verschiedenen Salzgehalten dennoch eine, relativ zueinander, korrekte Temperaturkennliniendarstellung zu erhalten, wurde deshalb eine spezielle Messung innerhalb eines Tages durchgeführt: Es wurde Probenwasser für alle zu testenden Salzgehalte vorbereitet und die Messung der Breite wie sonst auch durchgeführt. Allerdings wurde jeweils nur bei Raumtemperatur gemessen und anschließend das Wasser gewechselt. Durch den in diesem Fall nur kurzen Zeitraum, der zwischen den Messungen verschiedener Salzgehalte bestand, konnte sichergestellt werden, dass sich am Aufbau außer des Wasserwechsels nichts änderte. Somit hatte man bei einer Referenztemperatur das Verhalten bei verschiedenen Salzgehalten relativ zueinander gemessen. Die an anderen Tagen gemessenen Temperaturkennlinien für die jeweiligen Salzgehalte konnten dann mit einem entsprechenden Offset versehen werden, sodass die neue Kennlinie bei Raumtemperatur durch den Punkt, der bei der Referenzmessung bestimmt wurde, verläuft. Abbildung 6.5 zeigt zu jedem Salzgehalt bei den Messungen durchgeführt wurden mit den farbigen Punkten jeweils eine, durch das eben beschriebene Verfahren korrigierte, Messung über den gesamten eingestellten Temperaturbereich an. Die jeweils gleichfarbigen Kurven sind Polynome dritten Grades, die aber nicht nur an die dargestellten Datenpunkte, sondern an alle vorliegenden und korrigierten Messdaten bei jeweils einem Salzgehalt angepasst wurden. Die Darstellung aller Messpunkte würde die Auftragung unübersichtlich machen.

Die Kurven zeigen alle eine steigende Brillouin-Breite mit sinkender Temperatur, wobei die Steigung mit sinkender Temperatur ebenfalls zunimmt, allerdings nicht so stark wie das in früheren Messungen beobachtet wurde [31]. Die Variation mit dem Salzgehalt ist sehr gering und nicht monoton. Außerdem ist die Zuordnung von spektraler Breite der Brillouin-Streuung zu Temperatur und Salzgehalt nicht eindeutig. So kann man z.B. aus

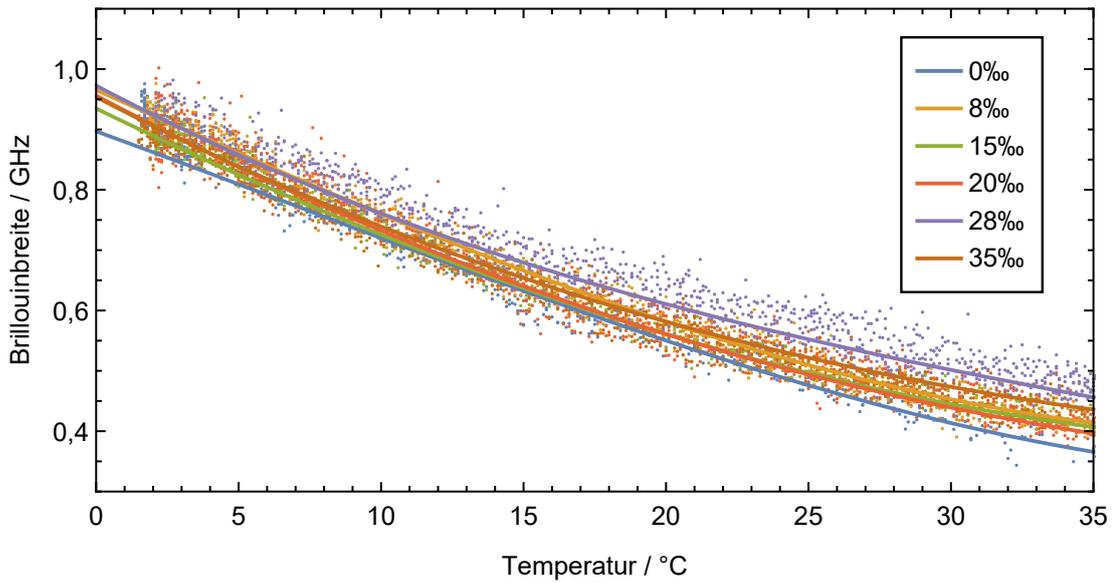


Abbildung 6.5: Spektrale Breite der Brillouin-Streuung über der Temperatur für verschiedene Salzgehalte. Die Punkte beschreiben dabei die Messwerte je eines Heiz- oder Kühlvorganges einer Messreihe. Die jeweils gleichfarbigen Kurven sind an alle Daten zum jeweiligen Salzgehalt angepasste Polynome dritter Ordnung. Sie sind also nicht nur an die im Bild gezeigten Messpunkte gefittet, sondern an alle brauchbaren bei einem Salzgehalt gesammelten Daten.

einer hypothetisch gemessenen Brillouin-Breite von 0,7 GHz für alle betrachteten Salzgehalte eine passende Temperatur finden.

Die Frage ist nun, ob mit einer gleichzeitigen Bestimmung von spektraler Breite und Frequenzverschiebung die Zuordnung:  $(\nu_B, \Delta \nu_B) \rightarrow (T, S)$  injektiv, also eindeutig und umkehrbar ist.  $(\nu_B, \Delta \nu_B)$  steht hier für Frequenzverschiebung und spektrale Breite des Brillouin-gestreuten Lichtes und  $(T, S)$  für Temperatur und Salzgehalt. Um dies überprüfen zu können, wurde an alle aufgenommenen Daten der spektralen Breite eine Fitfunktion angepasst. Da nicht bekannt ist, wie der korrekte Zusammenhang zwischen Temperatur, Salzgehalt und spektraler Breite ist, wurden dazu Fits für alle möglichen Polynome bis zum vierten Grad in  $S$  und  $T$  durchgeführt und das am besten passende gewählt. Gesucht wird also eine die Messdaten ausreichend gut beschreibende Funktion der Form:

$$\begin{aligned} \Delta \nu_B(T, S) = & o + a_1 T + a_2 T^2 + a_3 T^3 + a_4 T^4 + b_1 S + b_2 S^2 + b_3 S^3 + b_4 S^4 \\ & + d_1 TS + d_2 T^2 S + d_3 T^3 S + d_4 TS^2 + d_5 TS^3 + d_6 T^2 S^2 \end{aligned} \quad (6.1)$$

Um eine Überbestimmung zu vermeiden, werden alle möglichen Kombinationen dieser Funktion, bei denen ein oder mehrere der Koeffizienten  $a_1$ - $a_4$ ,  $b_1$ - $b_4$ ,  $d_1$ - $d_6$  gleich Null gewählt werden, automatisiert an die Daten angepasst. Die Fitergebnisse werden auf ihre

Residuen untersucht, um deren Güte zu bestimmen. Sind die Unsicherheiten für einen Parameter dabei sehr groß im Vergleich zum Parameter selbst oder ist der Beitrag den ein Term bestehend aus Koeffizient und Variablen (z.B.  $c_3 T^3 S$ ) über den gesamten betrachteten Bereich hat sehr klein, so wird diese Fitfunktion verworfen, auch wenn sie eventuell laut Residuen eine bessere Güte hat. Es zeigte sich dabei, dass ein Polynom dritten Grades ausreichend ist. Die Residuen sind hier nur ca. 0,5 % größer als bei den besten Polynomen vierten Grades, aber alle Koeffizienten haben geringere Unsicherheiten als ihr Wert und eine Signifikanz der einzelnen Terme ist gegeben. Das beste so bestimmte Polynom hat die folgenden Form:

$$\Delta \nu_B(T, S) = o + a_1 T + a_3 T^3 + b_2 S^2 + b_3 S^3 + d_4 T S^2 \quad (6.2)$$

Die dazugehörigen besten Parameter finden sich in Tabelle 6.1 wieder.  $T$  und  $S$  müssen

$o$	$(9,255 \pm 0,016) \cdot 10^{-1} \text{ GHz}$	$b_2$	$(1,664 \pm 0,087) \cdot 10^{-4} \text{ GHz}$
$a_1$	$(-2,031 \pm 0,020) \cdot 10^{-2} \text{ GHz } ^\circ\text{C}^{-1}$	$b_3$	$(-4,479 \pm 0,247) \cdot 10^{-6} \text{ GHz}$
$a_3$	$(3,536 \pm 0,089) \cdot 10^{-6} \text{ GHz } ^\circ\text{C}^{-3}$	$d_4$	$(1,971 \pm 0,159) \cdot 10^{-6} \text{ GHz } ^\circ\text{C}^{-1}$

Tabelle 6.1: Fitparameter des besten Fits an alle guten aufgenommen Messdaten der spektralen Breite der Brillouin-Streuung. Die Parameter entsprechen den Koeffizienten in Gleichung (6.2).

in  $^\circ\text{C}$  und  $\%$  eingegeben werden, damit das Polynom die korrekten Werte in GHz liefert. Dieses Polynom stellt die beste mit den bisherigen Messdaten erhaltene empirische Funktion der spektralen Breite des Brillouin-gestreuten Lichtes in Abhängigkeit der Temperatur und des Salzgehaltes dar. Es muss jedoch beachtet werden, dass die Messdatendichte für die Salzgehalte noch niedrig war. Es wurden nur bei den sechs verschiedenen Salzgehalten Messungen vorgenommen, die auch in Abbildung 6.5 zu sehen sind. Um die Genauigkeit des empirischen Polynoms zu steigern, bedarf es also vor allem weiterer Messungen bei noch nicht getesteten Salzgehalten. Die Temperatur ist mit den gemachten  $0,1^\circ\text{C}$ -Schritten fein genug abgerastert worden. Außerdem muss erwähnt werden, dass der Parameter  $o$  zwar bestimmt wurde, allerdings in seiner Aussagekraft eingeschränkt ist. Wie bereits erläutert, bestand schließlich gerade das Problem, dass bei größerem zeitlichen Abstand zwischen zwei Messungen ein Offset zwischen diesen beiden Messungen bestehen kann, weshalb die Referenzmessung bei Raumtemperatur durchgeführt wurde. Somit können zwar die Messungen alle relativ zueinander richtig verschoben werden, der korrekte Wert für den absoluten Offset aller Messungen bleibt aber verborgen, kann jedoch in Zukunft durch eine geeignete Messung bestimmt werden.

Abbildung 6.6 zeigt das bestimmte empirische Polynom (6.2) als Fläche zusammen mit den selben Messdaten wie in Abbildung 6.5.

Das empirische Polynom wird im nächsten Kapitel dazu genutzt, um zu simulieren, ob unter Zuhilfenahme eines zweiten ESFADOFs eine eindeutige Bestimmung der Temperatur und des Salzgehaltes gelingen kann. Die Polynome für die spektrale Breite und für die

Frequenzverschiebung haben einen zu hohen Grad, um analytisch zu überprüfen, ob die Zuordnung von Breite und Verschiebung zu Temperatur und Salzgehalt eindeutig ist.

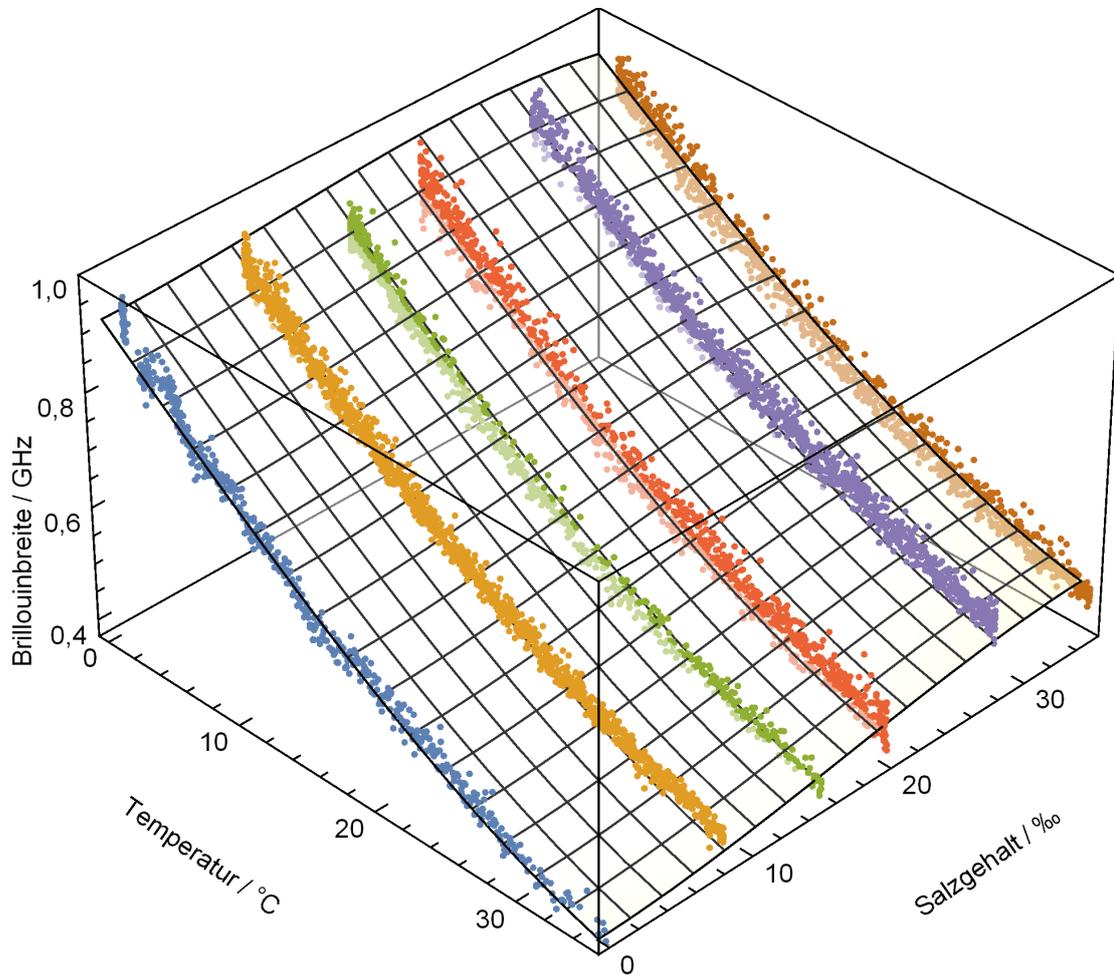


Abbildung 6.6: Gleiche Messpunkte wie in Abbildung 6.5, jetzt zusammen mit dem bestimmten empirischen Polynom aus Gleichung (6.2) dargestellt. Das Polynom entspricht der durch das Gitternetz angedeuteten Fläche.

## Kapitel 7

# Gleichzeitige Bestimmung von Temperatur und Salzgehalt

Bisher muss zur Bestimmung der Temperatur mit dem Brillouin-LIDAR-System der Salzgehalt bekannt sein. Um diese Einschränkung zu vermeiden, wird hier mithilfe der Daten der spektralen Breite der Brillouin-Streuung aus dem vorherigen Kapitel untersucht, ob man durch den Einsatz von zwei Kantenfiltern die Frequenzverschiebung und die spektrale Breite gleichzeitig bestimmen kann. Dazu wird das Brillouin-Spektrum in Abhängigkeit der Temperatur und des Salzgehaltes simuliert. Ein normiertes Brillouin-Spektrum hat die Form:

$$S_B(\nu, \nu_B, \Delta \nu_B) = \frac{1}{\pi} \left( \frac{\frac{\Delta \nu_B}{2}}{(\nu - \nu_B)^2 + \left(\frac{\Delta \nu_B}{2}\right)^2} + \frac{\frac{\Delta \nu_B}{2}}{(\nu + \nu_B)^2 + \left(\frac{\Delta \nu_B}{2}\right)^2} \right) \quad (7.1)$$

$S_B(\nu, \nu_B, \Delta \nu_B)$  ist die spektrale Leistungsdichte des Brillouin-gestreuten Lichtes in Abhängigkeit von der zur zentralen Laserfrequenz um  $\nu$  verschobenen Frequenz, der Frequenzverschiebung des Brillouin-gestreuten Lichtes  $\nu_B$  und der spektralen Breite (FWHM)  $\Delta \nu_B$  des selben. Für  $\nu_B$  gilt wie bereits beschrieben unter Rückwärtsstreuung:

$$\nu_B(T, S, \lambda) = 2 \frac{n(T, S, \lambda) v_{Schall}(T, S)}{\lambda} \quad (7.2)$$

$$n(T, S, \lambda) = n_0 + S(n_1 + n_2 T + n_3 T^2) + n_4 T^2 + \frac{n_5 + n_6 S + n_7 T}{\lambda} + \frac{n_8}{\lambda^2} + \frac{n_9}{\lambda^3} \quad (7.3)$$

$$v_{Schall}(T, S) = c_0 + c_1 T + c_2 T^2 + c_3 T^3 + c_4 S + c_5 S^2 + c_6 S T + c_7 S T^2 \quad (7.4)$$

$n(T, S, \lambda)$  ist der Brechungsindex, hier beschrieben durch das empirische Polynom und  $v_{Schall}(T, S)$  ist die Schallgeschwindigkeit, ebenfalls durch ein empirisches Polynom beschrieben. Für die spektrale Breite  $\Delta \nu_B$  wird das im vorherigen Abschnitt bestimmte Polynom herangezogen:

$$\Delta \nu_B(T, S) = o + a_1 T + a_3 T^3 + b_2 S^2 + b_3 S^3 + d_4 T S^2 \quad (7.5)$$

Da dieses Polynom aber für Messdaten gilt, die bei einer Wellenlänge von 530 nm aufgenommen wurde, die Messungen mit dem ESFADOF aber bei einer Wellenlänge von 543,3 nm

stattfinden, muss das Polynom noch angepasst werden. Betrachtet man den theoretischen Zusammenhang der Brillouin-Breite bei Rückwärtsstreuung:

$$\Delta \nu_B(T, S) = \frac{\Gamma}{2} \left( \frac{4\pi n(T, S, \lambda)}{\lambda} \right)^2 \quad (7.6)$$

kann man, wenn man davon ausgeht, dass Parameter  $\Gamma$  nur schwach wellenlängenabhängig ist, eine Korrektur des empirischen Polynoms hin zur korrekten Wellenlänge durchführen:

$$\Delta \nu_B(T, S, 543,3 \text{ nm}) = \Delta \nu_B(T, S, 530 \text{ nm}) \left( \frac{n(T, S, 543,3 \text{ nm})}{n(T, S, 530 \text{ nm})} \frac{530 \text{ nm}}{543,3 \text{ nm}} \right)^2 \quad (7.7)$$

In Abbildung 7.1 sind die so erhaltenen Spektren für verschiedene Temperaturen und Salzgehalte dargestellt. Es ist jeweils mit der Temperatur und dem Salzgehalt eine Änderung

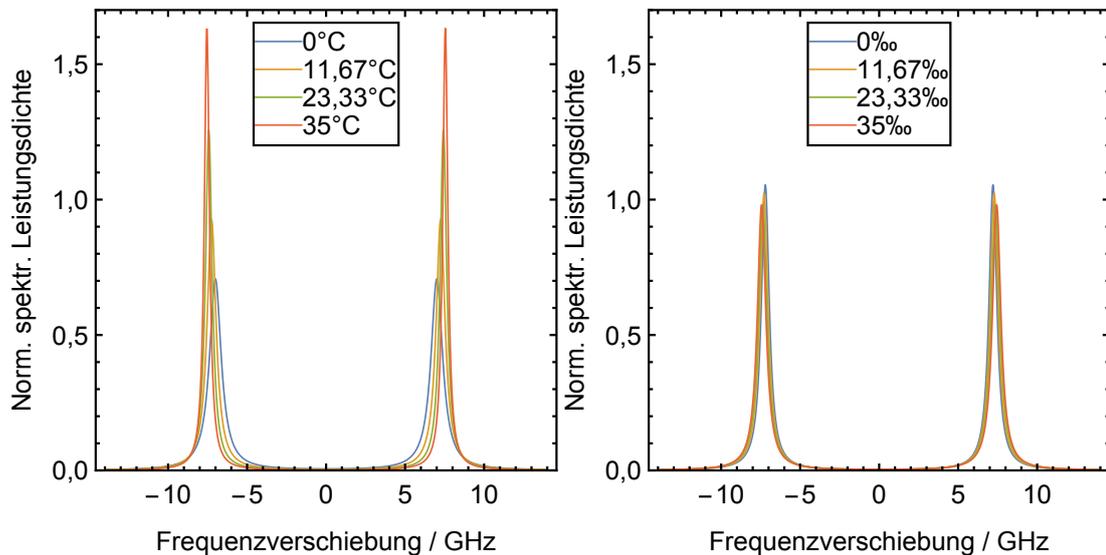


Abbildung 7.1: Simulierte Brillouin-Spektren bei 543,3 nm und verschiedenen Temperaturen und Salzgehalten. Im linken Bild ist die Salinität stets 15 ‰, im rechten Bild die Temperatur stets 15 °C. Die Legenden geben Aufschluss über den jeweils anderen Parameter.

des Spektrums zu erkennen, allerdings fällt die Änderung bei Salzgehaltsvariation deutlich geringer aus.

Im nächsten Abschnitt wird beschrieben, wie mithilfe dieser simulierten Brillouin-Spektren und ebenfalls simulierten ESFADOF-Transmissionsspektren überprüft wurde, ob eine gleichzeitige Detektion von Temperatur und Salzgehalt gelingen kann.

## 7.1 Simulation

Um eine Messung mit zwei verschiedenen ESFADOFs zu simulieren, muss zunächst das ESFADOF-Transmissions-Spektrum simuliert werden. Dies wurde wie folgt durchgeführt: Ein von Andreas Rudolf für [13] gemessenes Transmissionspektrum des ESFADOF wurde interpoliert und dann in der Mitte geteilt. Das verwendete Spektrum ist das, welches am idealen Arbeitspunkt aufgenommen wurde, also 235 °C Rubidiumzelltemperatur bei einer Frequenzverschiebung des Pumplasers von 70 GHz zur  $D_2$ -Linie des Rubidiums und der dort optimalen Pumpleistung. Der spektrale Ort der Transmissionskanten kann durch Variation der Magnetfeldstärke geändert werden. Im Aufbau ist dies durch Änderung des Abstands zwischen den beiden Halbach-Halbzyllindern realisierbar. In der Simulation wird das geteilte Spektrum einfach auseinander geschoben und der Zwischenraum mit einer Transmission von 0 versehen. In diesem mittleren spektralen Bereich ist sowieso kaum Leistung in der Brillouin-Streuung gebunden, sodass der Transmissionsverlauf hier quasi unerheblich ist. Abbildung 7.2 stellt das eben beschriebene dar.

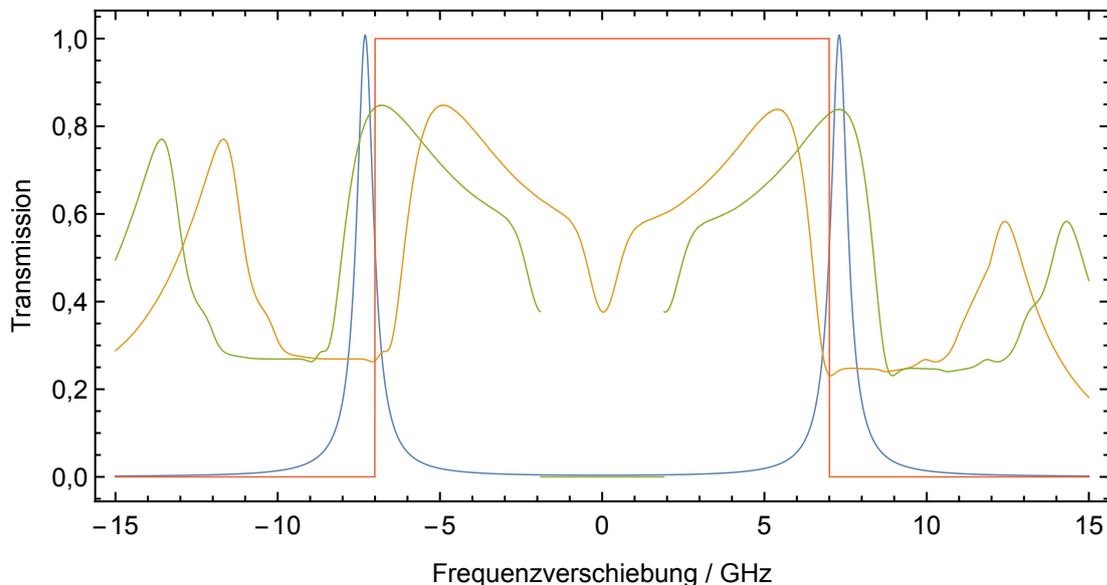


Abbildung 7.2: Blau: Simuliertes Brillouin-Spektrum bei einer Temperatur von 15 °C und einem Salzgehalt von 15 ‰. Orange: Aus [13] entnommenes Transmissionspektrum des ESFADOFs. Grün: Vereinfacht simuliertes Spektrum des ESFADOFs bei stärkerem Magnetfeld. Rot: Simulierter Kantenfilter mit unendlich steilen Kanten.

In Orange ist das gemessene Original-Transmissions-Spektrum eingezeichnet und in Grün ein daraus erstelltes hypothetisches Transmissionspektrum bei stärkerem Magnetfeld. Im folgenden wird diese Art von simuliertem ESFADOF-Transmissionspektrum „realistisches Transmissionspektrum“ genannt. Außerdem ist in Blau ein simuliertes Brillouin-Spektrum bei 15 °C und 15 ‰ Salzgehalt eingezeichnet. Neben dem realistischen Transmissionspek-

trum wurde auch simuliert, was für den Fall eines idealen, unendlich steilen Kantenfilters mit einer maximalen Transmission von 100 % passiert. Ein Transmissionsspektrum eines solchen Filters ist in Abbildung 7.2 rot abgebildet.

Mit diesen simulierten ESFADOF- und Brillouin-Spektren wird eine Messung simuliert, bei der das Licht zu gleichen Teilen auf drei Photomultiplier geleitet wird. Einen vor beiden ESFADOFs, und je einen danach. Die ESFADOFs sind nicht in Reihe, sondern parallel aufgebaut, sodass das aufgeteilte Licht je nur einen ESFADOF durchquert. Es entstehen zwei Divisionssignale, indem die Signale der PMTs nach den ESFADOFs durch das Signal des PMTs davor geteilt wird. Jedes einzelne PMT-Signal wird dabei durch Integration über den gesamten interessanten Bereich der Multiplikation aus simuliertem Transmissionsspektrum des ESFADOFs und simuliertem Brillouin-Spektrum, erzeugt.

## 7.2 Eindeutigkeit

Die erste Frage, welche sich bei der Untersuchung stellt ist, ob man Kantenpositionen finden kann, für die eine eindeutige Zuordnung von den zwei Signalen auf die Temperatur und den Salzgehalt möglich ist. Es stellt sich heraus, dass dies in der Tat gelingt. Abbildung 7.3 zeigt die Flächen, welche von allen erzeugten Signalpaaren (Signal von ESFADOF 1 und 2) gebildet werden, die entstehen wenn man den Temperatur- und Salzgehalt-Bereich von 0–35 °C und 0–35 ‰ abrastert. Die grüne Fläche beschreibt den Fall idealer, also unendlich steiler ESFADOFs und die rote Fläche den Fall mit realistischen ESFADOFs. Die Kantenpositionen sind dabei so gewählt, dass die erreichbare Messgenauigkeit am besten wird (siehe Abschnitt 7.3). Die Tatsache, dass von allen möglichen Signalpaaren eine Fläche und keine Linie gebildet wird, ist bereits ein gutes Zeichen für die Eindeutigkeit. Und tatsächlich zeigt sich, dass jeder Signalpunkt  $(Sig_1, Sig_2)$  einem einzigen Temperatur- und Salzgehalt-Paar zugeordnet wird. Dies ist auch an den schwarzen und blauen Linien erkennbar, welche auf den beiden Flächen mit eingezeichnet wurden. Die schwarzen Linien sind Linien, die bei Festhalten der Temperatur und Variation des Salzgehaltes entstehen. Die blauen Linien zeigen analog Linien konstanten Salzgehaltes. Der Abstand der Linien beträgt immer 5 °C bzw. 5 ‰. Es gibt weder Schnittpunkte zwischen zwei schwarzen Linien noch zwischen zwei blauen. Ein solcher Schnittpunkt entspräche gerade einem Punkt bei dem ein Signalmesspunkt von zwei Temperatur-Salzgehalt-Paaren erzeugt wird, sodass vom Messpunkt nicht auf eine eindeutige Temperatur und Salzgehalt geschlossen werden kann. Positiv zu erwähnen ist auch der Fakt, dass die Linien konstanter Temperatur und konstanten Salzgehaltes nicht parallel zueinander verlaufen. Dies würde bedeuten, dass der Einfluss der beiden Größen auf die Brillouin-Spektren in gleicher Weise erfolgt und eine Unterscheidung zwischen Temperaturänderung und Salzgehaltsänderung wäre unmöglich.

Anhand des Bildes kann man erkennen, dass eine Messung mit idealen ESFADOF-Kanten genauer funktioniert, da die Signalfläche deutlich größer ist, als bei den realistischen ESFADOF-Kanten. Dies bedeutet, dass zwischen den Signalmesswerten bei einem Temperatur- und Salzgehalt-Unterschied ein größerer Abstand bei den idealen Filtern besteht als bei den realistischen. Somit können sie besser unterschieden werden. Dies wird sich auch im nächs-

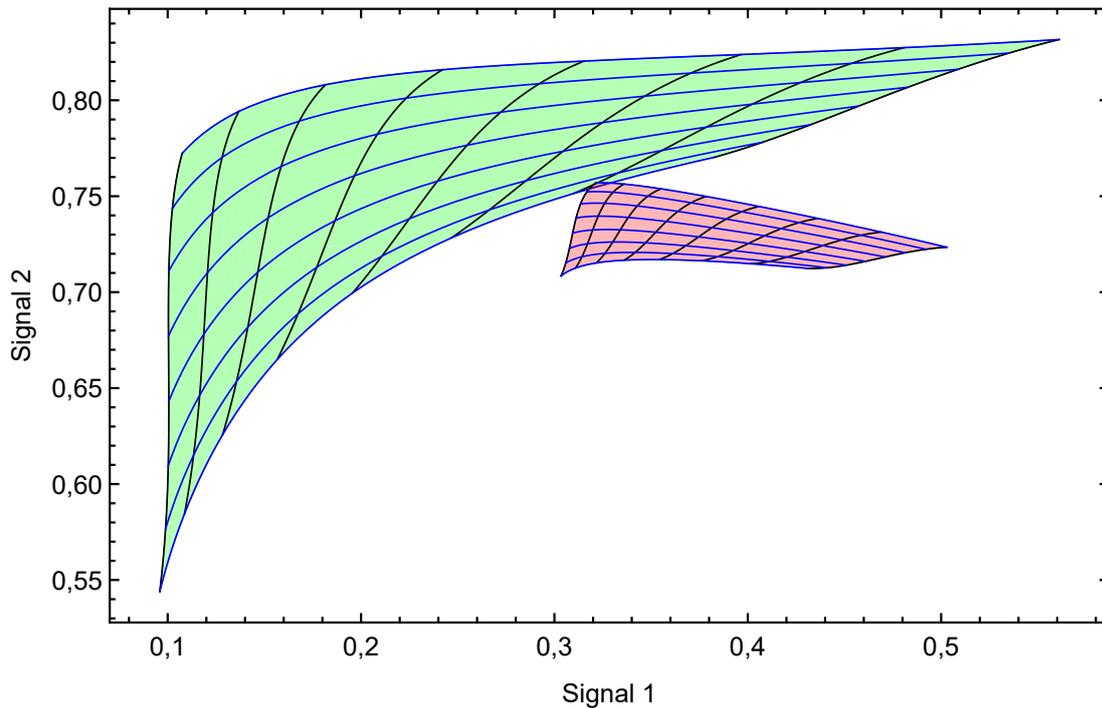


Abbildung 7.3: In Grün und Rot sind die Signalflächen, welche bei der Transformation des Temperatur- und Salzgehalt-Bereichs von  $0^{\circ}\text{C}$  bis  $35^{\circ}\text{C}$  und von  $0\text{‰}$  bis  $35\text{‰}$  unter Benutzung idealer (grün) bzw. realistischer (rot) ESFADOF-Transmissions-Spektren bei der beschriebenen Simulation entstehen. In Blau und Schwarz sind Linien konstanten Salzgehaltes (blau), bzw. konstanter Temperatur (schwarz) eingezeichnet. Die Kantenpositionen sind im Fall des idealen Kantenfilters  $7\text{ GHz}$  und  $7,7\text{ GHz}$  und für den realistischen Fall  $6,7\text{ GHz}$  und  $8,1\text{ GHz}$ . Diese Kantenpositionen entsprechen gerade den Positionen, bei denen im jeweiligen Fall die Temperaturgenauigkeit am besten ist (siehe Abschnitt 7.3).

ten Abschnitt zeigen, bei dem die theoretisch erreichbare Genauigkeit der Temperatur- und Salzgehalt-Bestimmung berechnet und dargestellt wird.

### 7.3 Genauigkeit

Es wurde bereits festgestellt, dass eine gleichzeitige Bestimmung der Temperatur und des Salzgehaltes unter Verwendung von zwei Kantenfiltern möglich ist. Das nächste Ziel war es festzustellen, wo die optimalen Kantenpositionen liegen, um eine möglichst genaue Bestimmung der Temperatur und des Salzgehaltes zu ermöglichen. Diese Untersuchung wurde wieder für die realistischen und die idealen ESFADOF-Transmissions-Spektren durchgeführt. Dazu wird wie folgt vorgegangen:

- Ausgehend von einem Temperatur- und Salzgehalts-Punkt  $(T_1, S_1)$  wird über den beschriebenen Weg der Signalpunkt  $(Sig_1(T_1, S_1), Sig_2(T_1, S_1))$  berechnet.
- Unter Berücksichtigung der Genauigkeit, die bei der Labordemonstration des Brillouin-LIDAR-Systems [13] erreicht wurde, wurden die typischen Genauigkeiten bestimmt, mit denen die Signale aufgezeichnet werden konnten, sodass man einen Bereich  $(Sig_1(T_1, S_1) \pm \Delta Sig, Sig_2(T_1, S_1) \pm \Delta Sig) = Signalbereich_1$  im Signalraum erhält.
- Dieser komplette Bereich  $(Sig_1(T_1, S_1) \pm \Delta Sig, Sig_2(T_1, S_1) \pm \Delta Sig)$  wird durch die rückwärts durchgeführte Berechnung in einen Temperatur- und Salzgehalt-Bereich transformiert:  
 $(T(Sig_1, Sig_2), S(Sig_1, Sig_2)) : (Sig_1, Sig_2) \in Signalbereich_1.$
- Der im folgenden Temperaturgenauigkeit genannte Wert entspricht dann:  
 $TempG = MAX[T(Sig_1, Sig_2)] - MIN[T(Sig_1, Sig_2)] : (Sig_1, Sig_2) \in Signalbereich_1,$   
 also der Differenz zwischen maximalen und minimalem im Temperaturbereich vorhandenen Temperaturwert.
- Analog gilt für die Salzgehaltgenauigkeit:  
 $SalzG = MAX[S(Sig_1, Sig_2)] - MIN[S(Sig_1, Sig_2)] : (Sig_1, Sig_2) \in Signalbereich_1$
- Diese Berechnungen werden für alle Temperatur- und Salzgehalt-Punkte von 0–35 °C und von 0–35 ‰ durchgeführt, wobei die Schrittweite für die Temperatur 1 °C und für den Salzgehalt 5 ‰ entspricht.
- Die jeweils über alle betrachteten Temperatur- und Salzgehalt-Punkte gemittelten Temperatur- und Salzgehalt-Genauigkeiten  $(\overline{TempG}, \overline{SalzG})$  sind ein Maß mit dem man verschiedene Kombinationen von Kantenpositionen der ESFADOF-Transmissions-Spektren miteinander vergleichen kann.

Abbildung 7.4 veranschaulicht die erhaltenen gemittelten Temperatur-Genauigkeiten für den Fall der realistische Kanten bei verschiedenen Kantenpositionen. In Abbildung 7.5 wird der gleiche Fall betrachtet, es sind allerdings die Salzgehalt-Genauigkeiten aufgetragen. Die Schrittweite der getesteten Kantenpositionen betrug in beiden Bildern 0,1 GHz.

Es stellt sich heraus, dass die Temperaturgenauigkeit bei einer anderen Kantenpositionskombination optimal wird als die Salzgehaltgenauigkeit. Die beste Temperaturgenauigkeit wird mit 0,98 °C bei den Kantenpositionen  $(K1;K2) = (6,7 \text{ GHz}; 8,1 \text{ GHz})$  erreicht. Die beste Salzgehaltgenauigkeit wird dagegen mit 1,98 ‰ bei den Kantenpositionen  $(K1;K2) = (7 \text{ GHz}; 8 \text{ GHz})$  erreicht. Die beiden Kantenpositionskombinationen liegen nicht weit auseinander, sodass in der Praxis ein guter Kompromiss an Kantenpositionen für die beiden Genauigkeiten gefunden werden kann.

Die beiden Abbildungen 7.6 und 7.7 sind gleich aufgebaut wie die beiden vorherigen Abbildungen, allerdings zeigen sie die Situation bei Verwendung der idealen, unendlich steilen Kanten. Die Farbskalierung ist für eine bessere Vergleichbarkeit gleich gewählt wie bei den Bildern der realistischen Kanten.

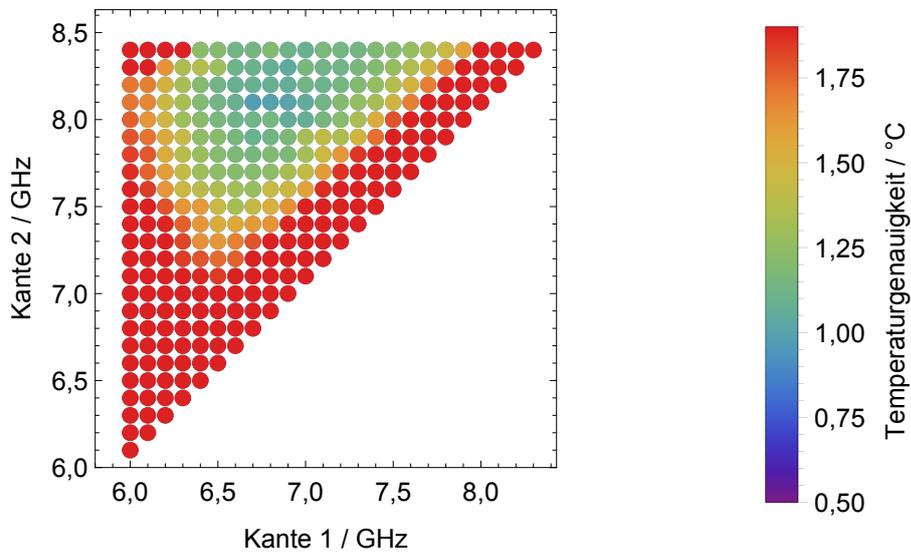


Abbildung 7.4: Gemittelte Temperaturgenauigkeit  $\overline{TempG}$  bei verschiedenen Kantenpositionen der realistischen Kanten. Die Farbe der Punkte skaliert mit der Temperaturgenauigkeit wie in der Legende rechts dargestellt.

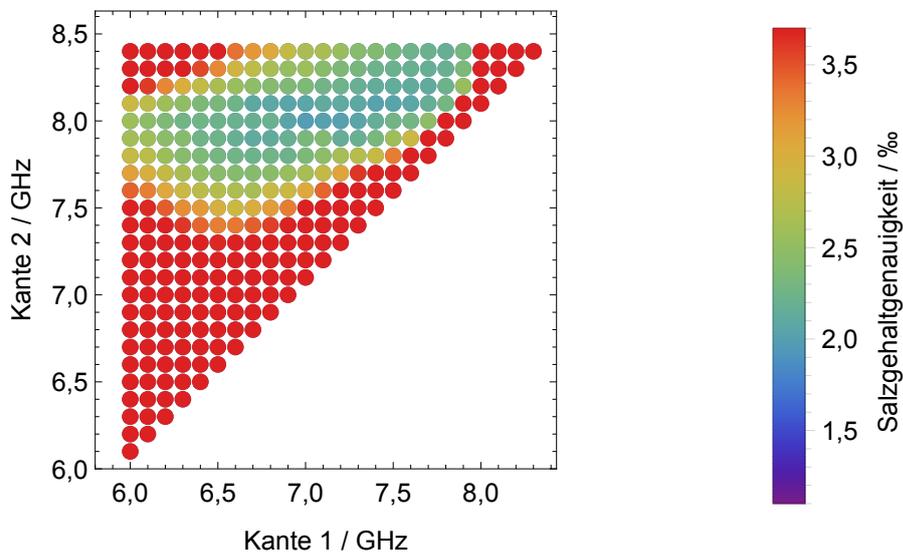


Abbildung 7.5: Gemittelte Salzgehaltgenauigkeit  $\overline{SalzG}$  bei verschiedenen Kantenpositionen der realistischen Kanten. Die Farbe der Punkte skaliert mit der Salzgehaltgenauigkeit wie in der Legende rechts dargestellt.

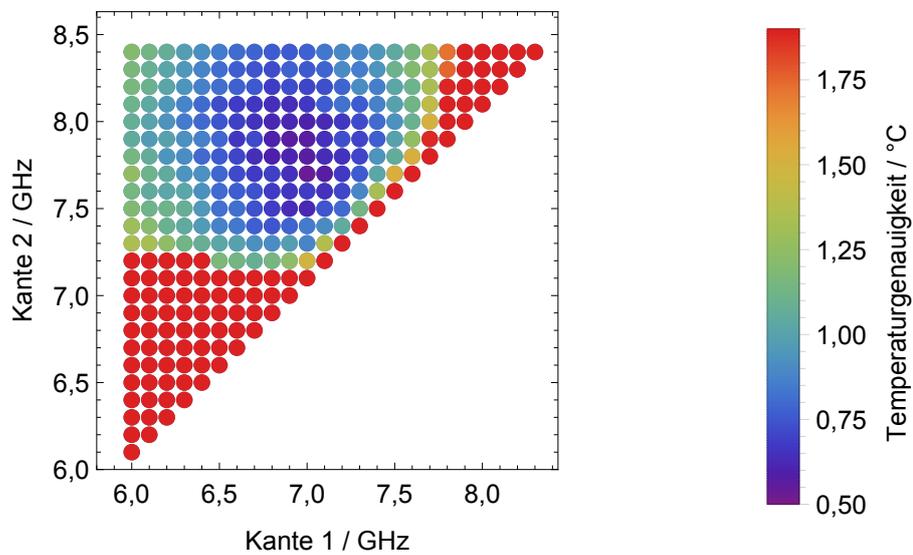


Abbildung 7.6: Gemittelte Temperaturgenauigkeit  $\overline{TempG}$  bei verschiedenen Kantenpositionen der idealen Kanten. Die Farbe der Punkte skaliert mit der Temperaturgenauigkeit wie in der Legende rechts dargestellt.

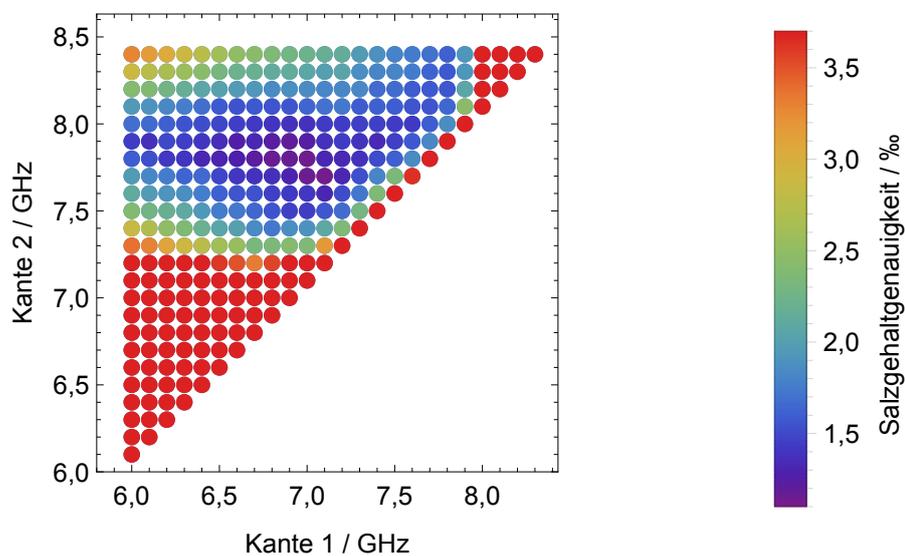


Abbildung 7.7: Gemittelte Salzgehaltgenauigkeit  $\overline{SalzG}$  bei verschiedenen Kantenpositionen der realistischen Kanten. Die Farbe der Punkte skaliert mit der Salzgehaltgenauigkeit wie in der Legende rechts dargestellt.

Hier liegt die beste Temperaturgenauigkeit bei  $0,53\text{ }^{\circ}\text{C}$  und sie wird für die Kantenpositionen  $(K1;K2) = (7\text{ GHz}; 7,7\text{ GHz})$  erreicht. Die beste Salzgehaltgenauigkeit ist  $1,12\text{ ‰}$  bei den Kantenpositionen  $(K1;K2) = (7,1\text{ GHz}; 7,7\text{ GHz})$ .

In den Abbildungen 7.8 und 7.9 ist für die optimalen Kantenpositionen der Temperaturgenauigkeit, für die beiden Fälle der realistischen und idealen Kantenfilter, die Hin- und Rück-Transformation aus dem Temperatur- und Salzgehalt-Raum in den Signal-Raum für einige Temperatur- und Salzgehalt-Kombinationen dargestellt. An der Farbe der eingezeichneten Punkte kann man die Temperatur- und Salzgehalt-Punkte jeweils einem Signal-Punkt zuordnen. Bei der Rücktransformation unter Berücksichtigung der Ungenauigkeit im Signal entstehen die blau gerahmten Bereiche um die Punkte im Temperatur- und Salzgehalt-Raum. Sie sind ein Maß für die an diesem Punkt herrschende Temperaturgenauigkeit, bzw. Salzgehaltgenauigkeit. Man sieht, dass unterschiedliche Temperatur- und Salzgehalt-Bereiche unterschiedliche Genauigkeiten haben. Diesen Effekt kann man sich zu nutze machen, da man auch die optimalen Kantenpositionen bestimmen kann, wenn man andere, zum Beispiel eingeschränktere Temperatur- und Salzgehalt-Bereiche betrachtet. So kann man dann beispielsweise die Kantenfilter auf einen Einsatz in arktischen Gewässern einstellen, in dem man die optimalen Kantenpositionen für eine bestmögliche Temperaturgenauigkeit bei kalten Temperaturen einstellt. Analog kann man verfahren, wenn man weiß, dass sich der Salzgehalt in einem eingeschränkten Bereich bewegen wird. So kann man die Temperatur und Salzgehalt-Genauigkeit für diese Bereiche weiter verbessern.

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass eine gleichzeitige Bestimmung der Temperatur und des Salzgehaltes möglich erscheint, obwohl der Einfluss des Salzgehaltes auf die spektrale Breite gering ist. Dies ist nämlich gar nicht als Nachteil anzusehen, da hierdurch die spektrale Breitenänderung im Wesentlichen nur durch Temperaturänderungen hervorgerufen wird. Dies ermöglicht bei der Messung eine bessere Unterscheidung, ob Änderungen im Spektrum durch Temperatur- oder Salzgehalt-Änderungen hervorgerufen werden.

Die berechneten erreichbaren Genauigkeiten liegen bei realistischen Kantenfiltern für die Temperatur in dem Bereich, welcher auch bei der Labordemonstration erreicht wurde. Für den Salzgehalt ist sie mit  $\overline{\text{SalzG}} = 1,98\text{ ‰}$  (dies entspricht etwa einem Fehler von  $\pm 0,99\text{ ‰}$  kann aber asymmetrisch um den Messwert verteilt sein) noch etwas grob. Mit idealen Kantenfiltern könnte man die Genauigkeit im Vergleich zu den realistischen ESFADOF-Transmissions-Spektren ungefähr verdoppeln. Die erreichbaren Genauigkeiten mit den realistischen Kanten sind dennoch in Ordnung, insbesondere wenn man bedenkt, dass sie auf angenommenen Genauigkeiten der Signalbestimmung während der Labordemonstration von 2013 basieren. In der Zwischenzeit wurde, wie in den vorangehenden Kapitel beschrieben, die Pulsenergie und die verfügbare Repetitionsrate deutlich gesteigert, sodass nun eine höhere Signalgenauigkeit vorliegen wird, was sich positiv auf die Temperatur- und Salzgehalt-Genauigkeit auswirkt.

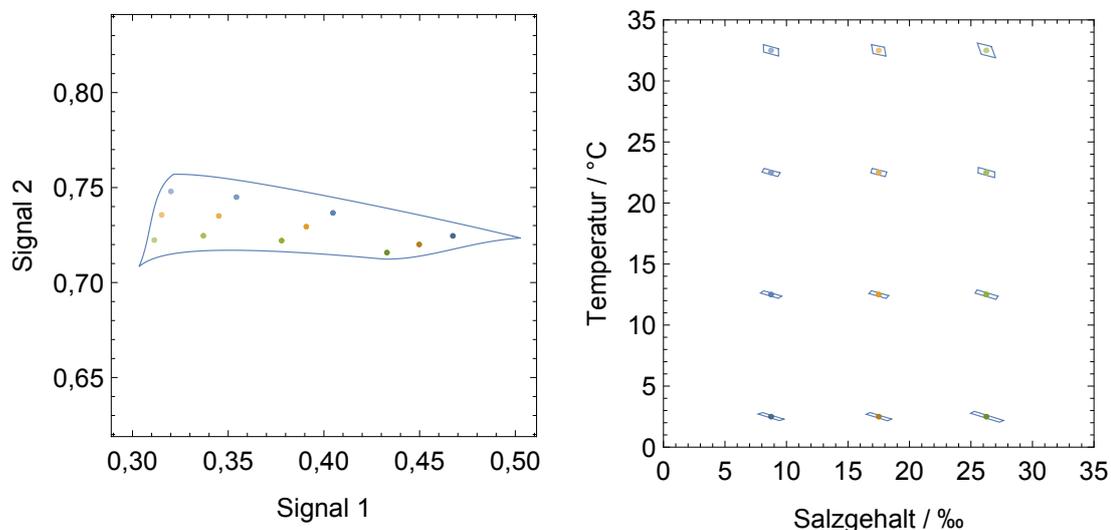


Abbildung 7.8: Die blau eingerahmte Signalfläche links entsteht bei Transformation des gesamten im rechten Bild gezeigten Temperatur- und Salzgehalt-Bereichs im Fall von für eine optimale Temperaturgenauigkeit gewählte realistische Kantenfilter. Die Transformation der farbig markierten Punkte rechts führt zu den gleichfarbigen Punkten links. Bei der Rücktransformation unter Berücksichtigung des Signalfehlers entstehen die blau gerahmten Fehlerbereiche um die Temperatur- und Salzgehalt-Punkte im rechten Bild.

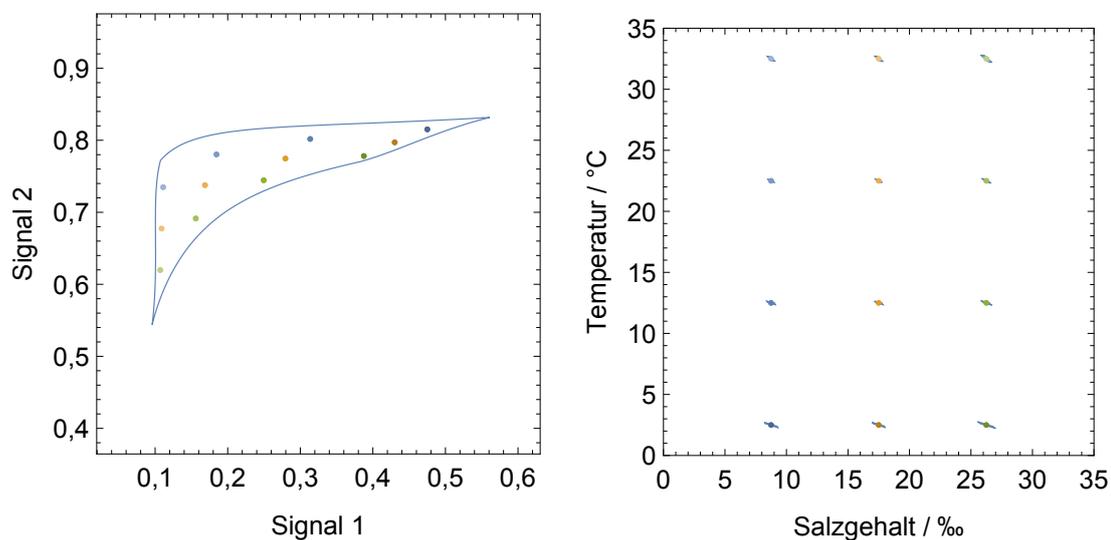


Abbildung 7.9: Siehe Beschreibung von Abbildung 7.8. Hier für den Fall von idealen Kantenfiltern dargestellt.

# Kapitel 8

## Zusammenfassung & Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde das Brillouin-LIDAR-System zum ersten Mal unter realen Umweltbedingungen getestet. Es besteht aus einer Strahlquelle, die als geseedete Faserverstärkerkette mit anschließender Frequenzverdopplung aufgebaut ist und einem Detektor, der im Wesentlichen von einem Absorptionsfilter und einem Kantenfilter gebildet wird. Zunächst wurde in vorbereitenden Arbeiten, das System für den Feldtest präpariert und charakterisiert. Im Vergleich zu früheren Arbeiten konnte dabei die Robustheit des Systems gegenüber Umwelteinflüssen durch Verwendung neuer Seedlaser gesteigert und die erreichte Pulsenergie nach der Frequenzverdopplung stark erhöht werden.

Während des Feldtests zeigte sich, dass das System in seinem damaligen Stadium durchaus schon geeignet für einen Transport war, ohne dass dies eine allzu lange Justagearbeit am Einsatzort zur Folge hatte. So konnten vor Ort Signale aus dem Hafenbecken aufgezeichnet und auch Temperaturmessungen durchgeführt werden. Allerdings wurden bestehende Probleme deutlich, die eine korrekte Temperaturbestimmung vor Ort verhinderten. Dazu zählte insbesondere die, nach einem wegen der Defekten ESFADOF-Rubidiumzelle notwendig gewordenen Umbau, verringerter Absorptionswirkung des Absorptionsfilters und die elektromagnetische Störstrahlung des elektro-optischen Modulators. Ebenso führte aber die generelle Dejustageanfälligkeit der noch vorhandenen Freistrahlstrecken zu Problemen, wie zum Beispiel einer, im Vergleich zum Laborbetrieb, verringerten Pulsenergie. Dennoch kann der Feldtest als Erfolg bezeichnet werden, da in dieser noch frühen Phase der Entwicklung überhaupt Messungen möglich waren und die dort erkannten Problemstellen nun nachgebessert werden können.

Damit wurde im Rahmen dieser Arbeit begonnen. Die Pulserzeugung wurde ausgetauscht, was zum einen dafür sorgt, dass keine störende elektromagnetische Strahlung mehr ausgesendet wird und zum anderen durch die vorhandene Faserkopplung eine Verringerung der Freistrahlstrecken bedeutet. Auch die neue erste gepulste Faserverstärkerstufe, die komplett faserbasiert ist, trägt dazu bei. Zudem ist durch die neu zugänglichen Repetitionsraten eine deutliche Steigerung der Durchschnittsleistung erreicht worden. Bei der Labordemonstration [13] war die maximale Durchschnittsleistung ca. 117 mW (angegeben ist eine Pulsenergie von  $81,7 \mu\text{J}$  bei einer Repetitionsrate von 5 kHz, allerdings wurde dieser Wert, mit dem falsch kalibrierten Pyrodetektor aufgenommen, sodass dies hier entsprechend des Pulsenergieverhältnisses aus Abbildung 5.20 korrigiert wurde). Mit dem neuen System ist eine maximale Durchschnittsleistung von über 1,2 W bei einer Repetitionsrate von 100 kHz erreicht worden. Sie wurde also mehr als verzehnfacht. Die Genauigkeit sollte deswegen deutlich verbessert

und die Eindringtiefe ins Wasser gesteigert worden sein. Eine experimentelle Überprüfung dieser Aussage sollte in zukünftigen Arbeiten stattfinden. Zudem kann durch die neue Pulserzeugung ein größerer Einfluss auf die Pulsform der Strahlquelle genommen werden. Die Anstiegs- und Abfallzeit ist individuell einstellbar. So kann in Zukunft die festgestellte Asymmetrie der Pulse nach der Frequenzverdopplung bei einigen Repetitionsraten ausgeglichen werden.

In dieser Arbeit wurde außerdem eine empirische Relation zwischen der spektralen Breite der Brillouin-Streuung in Wasser, dessen Temperatur und dessen Salzgehalt bestimmt. Mithilfe einer Simulation wurde bestätigt, dass theoretisch eine gleichzeitige Bestimmung der Temperatur und des Salzgehaltes mit einem modifizierten Brillouin-LIDAR-System möglich ist. Die Genauigkeiten, die dabei für die Temperaturmessung berechnet wurden, deckt sich mit der bei der Labordemonstration erreichten Genauigkeit. Da der Salzgehalt einen geringeren Einfluss auf die Form des Spektrums der Brillouin-Streuung hat, ist der zu erwartende Fehler hier größer. Allerdings sind in die Berechnungen noch nicht die nun höheren Leistungen der Strahlquelle eingegangen, sodass hier eine weitere Verbesserung zu erwarten ist.

Durch die Optimierungen, die während dieser Arbeit durchgeführt wurden ist das System auf den Weg gebracht worden als flugfähiges Brillouin-LIDAR-System einsatzfähig zu sein. Die beim Feldtest identifizierten Probleme wurden behoben oder im Fall der Verspleißung der Faserverstärkerkette ist damit begonnen worden. Dennoch gibt es für zukünftige Arbeiten diverse Ansatzmöglichkeiten das System weiter zu verbessern.

- Freistrahlstrecken müssen so weit wie möglich vermieden werden. Dazu sollte die begonnene Verspleißung der Faserverstärkerstufen fortgeführt werden. Auch eine Modifizierung der Auffangoptik, durch eine optische Faser ist denkbar. Statt der Lochblende im Raumfilter könnte das Licht dort in eine Faser eingekoppelt werden und so weiter zum Absorptionsfilter geleitet werden.
- Eine Untersuchung der erreichbaren Leistungen bei Repetitionsraten zwischen 20 kHz und 100 kHz erscheint sinnvoll, da der bisherige Verlauf darauf schließen lässt, dass in diesem Bereich eine noch höhere Ausgangsleistung zu erwarten ist.
- Eine weitere Faserverstärkerstufe zur Erhöhung der Ausgangsleistung scheint nicht sinnvoll, da hierdurch der Gesamtaufbau vergrößert wird und auch der elektrische Leistungsverbrauch des Systems steigt. Der Austausch einer Stufe gegen eine andere Verstärkerfaser kann aber durchaus sinnvoll sein. Für die vierte, in Stabform ausgeführte Stufe existieren Nachfolgemodelle, die wassergekühlt sind, was sich bei einem Tausch positiv auf die Stabilität des Lasersystems auswirken würde.
- Die Frequenzverdopplung im KTP-Kristall kann durch eine Optimierung der Fokussierung in den Kristall bei den neuen Repetitionsraten ebenfalls zu einer weiteren Steigerung der Leistung führen. Dabei sollte die in dieser Arbeit geäußerte Vermutung der thermischen Linsenbildung durch geeignete Messungen überprüft werden.

- 
- Aufgrund der höheren möglichen Repetitionsraten stößt die bisherige Datenaufnahme an ihre Grenzen. Hier sollte eine Möglichkeit entwickelt werden die größere Datenmenge dennoch in Echtzeit aufzuzeichnen und auszuwerten.
  - Wie sich während des Feldtests zeigte, ist die korrekte Wirkung des Absorptionsfilters essentiell wichtig für eine korrekte Temperaturbestimmung. Die beiden zur Zeit verbauten Rubidiumzellen sind für sehr dreckiges Wasser zu kurz um eine genügende Absorptionswirkung zu entfalten. Sie sollten durch bereits beschaffte, längere Zellen ausgetauscht werden.
  - Da die Simulation ergeben hat, dass eine gleichzeitige Messung der Temperatur und des Salzgehaltes unter Zuhilfenahme zweier ESFADOFs möglich ist, sollte dies experimentell überprüft werden. Zunächst kann man mit dem vorhandenen ESFADOF zwei Messungen nacheinander durchführen, zwischen denen das Magnetfeld geändert wird und sich somit die Kanten verschieben. Bei Bestätigung der Simulationsdaten könnte ein zweiter ESFADOF in identischer Bauweise in das System integriert werden, bei dem eine andere Magnetfeldstärke eingestellt wird.

Nach der Durchführung der vorgeschlagenen nächsten Schritte steht einem weiteren Feldtest nichts mehr im Wege. Um die volle Funktionsweise testen zu können sollte der nächste Test in saubererem Wasser stattfinden, sodass die Eindringtiefe entsprechend höher ist und auch die erreichbare Ortsauflösung untersucht werden kann. Der Test könnte also zum Beispiel an Bord eines Schiffes stattfinden. Für den Einsatz in einem Helikopter sind zunächst noch weitere Mineaturisierungen vorzunehmen.



## Anhang A

# Empirische Relationen zwischen der spektralen Eigenschaften der Brillouin-Streuung in Wasser, der Temperatur und dem Salzgehalt

Die in dieser Arbeit bestimmte empirische Relation zwischen der spektralen Breite der Brillouin-Streuung, der Temperatur und dem Salzgehalt lautet:

$$\Delta \nu_B(T, S) = o + a_1 T + a_3 T^3 + b_2 S^2 + b_3 S^3 + d_4 T S^2 \quad (\text{A.1})$$

Die dazugehörigen Koeffizienten befinden sich in Tabelle A.1.

$o$	$(9,255 \pm 0,016) \cdot 10^{-1} \text{ GHz}$	$b_2$	$(1,664 \pm 0,087) \cdot 10^{-4} \text{ GHz}$
$a_1$	$(-2,031 \pm 0,020) \cdot 10^{-2} \text{ GHz } ^\circ\text{C}^{-1}$	$b_3$	$(-4,479 \pm 0,247) \cdot 10^{-6} \text{ GHz}$
$a_3$	$(3,536 \pm 0,089) \cdot 10^{-6} \text{ GHz } ^\circ\text{C}^{-3}$	$d_4$	$(1,971 \pm 0,159) \cdot 10^{-6} \text{ GHz } ^\circ\text{C}^{-1}$

Tabelle A.1: Fitparameter des besten Fits an alle guten in dieser Arbeit aufgenommen Messdaten der spektralen Breite der Brillouin-Streuung. Die Parameter entsprechen den Koeffizienten in Gleichung (A.1).

Die empirischen Relationen für die Frequenzverschiebung lauten [29, 30]:

$$\nu_B = \pm 2 \frac{n v_{\text{Schall}}}{\lambda_{\text{ein}}} \sin \frac{\theta}{2} \quad (\text{A.2})$$

$$n(T, S, \lambda) = n_0 + S(n_1 + n_2 T + n_3 T^2) + n_4 T^2 + \frac{n_5 + n_6 S + n_7 T}{\lambda} + \frac{n_8}{\lambda^2} + \frac{n_9}{\lambda^3} \quad (\text{A.3})$$

$$v_{\text{Schall}}(T, S) = c_0 + c_1 T + c_2 T^2 + c_3 T^3 + c_4 S + c_5 S^2 + c_6 S T + c_7 S T^2 \quad (\text{A.4})$$

Der Salzgehalt muss in ‰ eingesetzt werden. Die dazugehörigen Koeffizienten befinden sich in Tabelle A.2.

Zur Durchführung aller Simulationen, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, wurden die

Anhang A Empirische Relationen zwischen den spektralen Eigenschaften der Brillouin-Streuung in Wasser, der Temperatur und dem Salzgehalt

$n_0$	1,31405	$c_0$	1402,392 $\text{m s}^{-1}$
$n_1$	$1,779 \cdot 10^{-4}$	$c_1$	$5,011\,093\,988\,73 \text{ m s}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$
$n_2$	$-1,05 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$	$c_2$	$-0,055\,094\,684\,317\,2 \text{ m s}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-2}$
$n_3$	$1,6 \cdot 10^{-8} \text{ }^\circ\text{C}^{-2}$	$c_3$	$0,000\,221\,535\,969\,24 \text{ m s}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-3}$
$n_4$	$-2,02 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-2}$	$c_4$	$1,329\,522\,907\,81 \text{ m s}^{-1}$
$n_5$	15,868 nm	$c_5$	$0,000\,128\,955\,756\,844 \text{ m s}^{-1}$
$n_6$	0,011 55 nm	$c_6$	$-0,012\,562\,783\,426 \text{ m s}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$
$n_7$	$-0,004\,23 \text{ nm }^\circ\text{C}^{-1}$	$c_7$	$0,000\,096\,840\,315\,641 \text{ m s}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-2}$
$n_8$	$-4382 \text{ nm}^2$		
$n_9$	$1,1455 \cdot 10^6 \text{ nm}^3$		

Tabelle A.2: Koeffizienten zu den empirischen Relationen (A.3) und (A.4).

oben genannten empirischen Relationen verwendet, um die Frequenzverschiebung und die spektrale Breite des normierten Brillouin-Spektrums zu berechnen:

$$S_B(\nu, \nu_B, \Delta \nu_B) = \frac{1}{\pi} \left( \frac{\frac{\Delta \nu_B}{2}}{(\nu - \nu_B)^2 + \left(\frac{\Delta \nu_B}{2}\right)^2} + \frac{\frac{\Delta \nu_B}{2}}{(\nu + \nu_B)^2 + \left(\frac{\Delta \nu_B}{2}\right)^2} \right) \quad (\text{A.5})$$

# Literaturverzeichnis

- [1] B. EAKINS und G. SHARMAN. Volumes of the World's Oceans from ETOPO1 (2010) (siehe S. 1).
- [2] F. VERNIANI. The total mass of the Earth's atmosphere. *Journal of Geophysical Research* **71** (1966), 385–391 (siehe S. 1).
- [3] G. R. BIGG, T. D. JICKELLS, P. S. LISS und T. J. OSBORN. The role of the oceans in climate. *International Journal of Climatology* **23** (2003), 1127–1159 (siehe S. 1).
- [4] R. H. STEWART. Introduction to physical oceanography. Texas A\&M University 2005 (siehe S. 1).
- [5] J. F. PRICE. Upper Ocean Response to a Hurricane. *Journal of Physical Oceanography* **11** (1981), 153–175 (siehe S. 1).
- [6] L. R. SCHADE und K. a. EMANUEL. The Ocean's Effect on the Intensity of Tropical Cyclones: Results from a Simple Coupled Atmosphere–Ocean Model. *Journal of the Atmospheric Sciences* **56** (1999), 642–651 (siehe S. 1).
- [7] A. G. OGCARROLL, R. W. SAUNDERS und J. G. WATTS. The measurement of the sea surface temperature by satellites from 1991 to 2005. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* **23** (2006), 1573–1582 (siehe S. 1).
- [8] M. H. SESSIONS, T. P. BARNETT und W. S. WILSON. The airborne expendable bathythermograph. *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts* **23** (1976), 779–782 (siehe S. 1).
- [9] G. D. HICKMAN, J. M. HARDING, M. CARNES, A. PRESSMAN, G. W. KATTAWAR und E. S. FRY. Aircraft laser sensing of sound velocity in water: Brillouin scattering. *Remote Sensing of Environment* **36** (1991), 165–178 (siehe S. 2).
- [10] R. M. POPE und E. S. FRY. Absorption spectrum (380–700 nm) of pure water II Integrating cavity measurements. *Applied Optics* **36** (1997), 8710 (siehe S. 2).
- [11] K.-M. SCHORSTEIN. Aufbau eines Brillouin-LIDARs zur Messung des Temperaturprofils in Wasser basierend auf einem gepulsten Faserverstärker. Dissertation. TU Darmstadt, 2009 (siehe S. 2, 13, 14).
- [12] A. L. POPESCU. Assessment of a Rubidium ESFADOF Edge-Filter as Receiver for a Brillouin-Lidar Capable of Remotely Measuring Oceanic Temperature Profiles. Dissertation. TU Darmstadt, 2010 (siehe S. 2, 18, 53).
- [13] A. RUDOLF. Labor-Demonstration eines Brillouin-LIDARs zur Messung des Temperaturprofils in Wasser. Dissertation. 2013 (siehe S. 2, 16, 18, 19, 21, 28, 31, 34, 36, 41, 42, 48, 51–53, 87, 133, 136, 141).

- [14] D. A. SMITH, M. HARRIS, A. S. COFFEY, T. MIKKELSEN, H. E. JØRGENSEN, J. MANN und R. DANIELIAN. Wind lidar evaluation at The danish wind test site in høvsøre. In: *Wind Energy*. Bd. 9. 2006, 87–93 (siehe S. 5).
- [15] M. ALPERS, R. EIXMANN, C. FRICKE-BEGEMANN, M. GERDING und J. HÖFFNER. Temperature lidar measurements from 1 to 105 km altitude using resonance, Rayleigh, and Rotational Raman scattering. *Atmos. Chem. Phys. Atmospheric Chemistry and Physics* **4** (2004), 793–800 (siehe S. 5).
- [16] B. LEE, Y. WEI und I. Y. GUO. Automatic parking of self-driving car based on LiDAR. In: *International Archives of the Photogrammetry, Remote Sensing and Spatial Information Sciences - ISPRS Archives*. Bd. 42. 2017, 241–246 (siehe S. 5).
- [17] J. H. CHURNSIDE, J. M. SULLIVAN und M. S. TWARDOWSKI. Lidar extinction-to-backscatter ratio of the ocean. *Optics Express* **22** (2014), 18698 (siehe S. 5).
- [18] G. C. GUENTHER, a. G. CUNNINGHAM, P. E. LAROCQUE, D. J. REID, N. O. SERVICE, E.-w. HIGHWAY und S. SPRING. Meeting the Accuracy Challenge in Airborne Lidar Bathymetry. *EARSeL eProceedings* **1** (2000), 1–27 (siehe S. 5).
- [19] C. WEITKAMP. Lidar : range-resolved optical remote sensing of the atmosphere. 2005 (siehe S. 6).
- [20] BEER. Bestimmung der Absorption des rothen Lichts in farbigen Flüssigkeiten. *Annalen der Physik* **162** (1852), 78–88 (siehe S. 6).
- [21] D. F. SWINEHART. The Beer-Lambert Law. *Journal of Chemical Education* **39** (1962), 333 (siehe S. 6).
- [22] T. PETZOLD. Volume Scattering Functions for Selected Ocean Waters. *Scripps Inst. Oceanogr.* (1972), SIO Ref. 72–78 (siehe S. 6, 69).
- [23] L. LANDAU und G. PLACZEK. No Title. *Z. Phys. Sowjetunion* **5** (1934) (siehe S. 7).
- [24] H. Z. CUMMINS und R. W. GAMMON. Rayleigh and brillouin scattering in liquids: The Landau-Placzek ratio. *The Journal of Chemical Physics* **44** (1966), 2785–2796 (siehe S. 7).
- [25] C. L. OCONNOR und J. P. SCHLUPF. Brillouin scattering in water: The Landau-Placzek ratio. In: *The Journal of Chemical Physics*. Bd. 47. 1967, 31–38 (siehe S. 7).
- [26] L. MANDELSHTAM. Light scattering by inhomogenous media. *Journal of the Russian physico-chemical society* **58** (1926), 381 (siehe S. 7).
- [27] L. BRILLOUIN. Diffusion de la lumière et des rayons par un corps transparent homogène. *Annales de Physique (Paris)* **17** (1922), 88–122 (siehe S. 7).
- [28] W. H. BRAGG. The Reflection of X-rays by Crystals. (II.) *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **89** (1913), 246–248 (siehe S. 8).
- [29] X. QUAN und E. S. FRY. Empirical equation for the index of refraction of seawater. *Applied Optics* **34** (1995), 3477 (siehe S. 9, 145).

- 
- [30] V. A. DEL GROSSO. New equation for the speed of sound in natural waters (with comparisons to other equations). *The Journal of the Acoustical Society of America* **56** (1974), 1084–1091 (siehe S. 9, 145).
- [31] E. S. FRY, J. KATZ, D. LIU und T. WALTHER. Temperature dependence of the Brillouin linewidth in water. *Journal of Modern Optics* **49** (2002), 411–418 (siehe S. 9, 119, 127).
- [32] J. XU, X. REN, W. GONG, R. DAI und D. LIU. Measurement of the Bulk Viscosity of Liquid by Brillouin Scattering. *Applied Optics* **42** (2003), 6704 (siehe S. 9).
- [33] C. J. KOESTER und E. SNITZER. Amplification in a Fiber Laser. *Applied Optics* **3** (1964), 1182 (siehe S. 10).
- [34] E. SNITZER. Proposed fiber cavities for optical masers. *Journal of Applied Physics* **32** (1961), 36–39 (siehe S. 10).
- [35] V. TER-MIKIRTYCHEV. *Fundamentals of fiber lasers and fiber amplifiers* (2014) (siehe S. 12).
- [36] ANPING LIU und KENICHI UEDA. The absorption characteristics of circular, offset, and rectangular double-clad fibers. *Optics Communications* **132** (1996), 511–518 (siehe S. 12).
- [37] A. MARTINEZ-RIOS, R. SELVAS-AGUILAR, I. TORRES-GÓMEZ, F. MENDOZA-SANTOYO, H. PO, A. N. STARODUMOV und Y. WANG. Double-clad Yb<sup>3+</sup>-doped fiber lasers with virtually non-circular cladding geometry. *Optics Communications* **246** (2005), 385–392 (siehe S. 12).
- [38] Z. VÁRALYAY, A. SZABÓ, A. ROSALES, E. GONZALES, H. TOBIOKA und C. HEADLEY. Accurate modeling of cladding pumped, star-shaped, Yb-doped fiber amplifiers. *Optical Fiber Technology* **21** (2015), 180–186 (siehe S. 12).
- [39] C. EMSLIE. Polarization Maintaining Fibers. In: *Specialty Optical Fibers Handbook*, 2007, 243–277 (siehe S. 12).
- [40] J. NODA, K. OKAMOTO und Y. SASAKI. Polarization-Maintaining Fibers and Their Applications. *Journal of Lightwave Technology* **4** (1986), 1071–1089 (siehe S. 12).
- [41] P. S. J. RUSSELL. Photonic-crystal fibers. *Journal of Lightwave Technology* **24** (2006), 4729–4749 (siehe S. 13).
- [42] R. PASCHOTTA, J. NILSSON, A. TROPPER und D. HANNA. Ytterbium-doped fiber amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33** (1997), 1049–1056 (siehe S. 13, 14, 102).
- [43] H. M. PASK, D. C. HANNA, A. C. TROPPER, C. J. MACKECHNIE, P. R. BARBER, J. M. DAWES und R. J. CARMAN. Ytterbium-Doped Silica Fiber Lasers: Versatile Sources for the 1–1.2  $\mu\text{m}$  Region. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **1** (1995), 2–13 (siehe S. 13).

- [44] W. B. FOWLER und D. L. DEXTER. Relation between absorption and emission probabilities in luminescent centers in ionic solids. *Physical Review* **128** (1962), 2154–2165 (siehe S. 13).
- [45] D. E. MCCUMBER. Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra. *Physical Review* **136** (1964) (siehe S. 13).
- [46] D. J. RICHARDSON, J. NILSSON und W. A. CLARKSON. High power fiber lasers: current status and future perspectives [Invited]. *Journal of the Optical Society of America B* **27** (2010), B63 (siehe S. 15).
- [47] G. AGRAWAL. *Nonlinear fiber optics*. 2013 (siehe S. 15, 83).
- [48] A. RUFFIN. Stimulated Brillouin scattering: an overview of measurements, system impairments, and applications. In: *Technical Digest: Symposium on Optical Fiber Measurements, 2004*. 2004, 23–28 (siehe S. 15).
- [49] C. YE, P. YAN, L. HUANG, Q. LIU und M. GONG. Stimulated Brillouin scattering phenomena in a nanosecond linearly polarized Yb-doped double-clad fiber amplifier. *Laser Physics Letters* **4** (2007), 376–381 (siehe S. 15).
- [50] A. RIGHI. Sur l'absorption de la lumière produite par un corps placé dans un champ magnétique. *Comptes Rendus* **127** (1898), 216 (siehe S. 16).
- [51] D. MACALUSO und O. M. CORBINO. Sur une nouvelle action subie par la lumière traversant certaines vapeurs métalliques dans un champ magnétique. *Comptes Rendus* **127** (1898), 548 (siehe S. 16).
- [52] G. J. ROBERTS, P. E. G. BAIRD, M. W. S. M. BRIMICOMBE, P. G. H. SANDARS, D. R. SELBY und D. N. STACEY. The Faraday effect and magnetic circular dichroism in atomic bismuth. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics* **13** (1980), 1389–1402 (siehe S. 16).
- [53] P. YEH. Dispersive magneto-optic filters. *Applied Optics* **21** (1982), 2069–75 (siehe S. 16).
- [54] B. YIN und T. M. SHAY. Theoretical model for a Faraday anomalous dispersion optical filter. *Optics Letters* **16** (1991), 1617 (siehe S. 16).
- [55] B. YIN und T. M. SHAY. A potassium Faraday anomalous dispersion optical filter. *Optics Communications* **94** (1992), 30–32 (siehe S. 16).
- [56] A. POPESCU und T. WALTHER. On the Potential of Faraday Anomalous Dispersion Optical Filters as High-Resolution Edge Filters. *Laser Physics* **15** (2005), 55–60 (siehe S. 18).
- [57] Y. YANG, X. CHENG, F. LI, X. HU, X. LIN und S. GONG. A flat spectral Faraday filter for sodium lidar. *Optics Letters* **36** (2011), 1302–4 (siehe S. 18).
- [58] J. A. ZIELINSKA, F. A. BEDUINI, N. GOUBOUT und M. W. MITCHELL. Ultranarrow Faraday rotation filter at the Rb D1 line. *Optics Letters* **37** (2012), 524 (siehe S. 18).

- 
- [59] J. R. de LAETER, J. K. BÖHLKE, P. DE BIÈVRE, H. HIDAKA, H. S. PEISER, K. J. R. ROSMAN und P. D. P. TAYLOR. Atomic weights of the elements. Review 2000 (IUPAC Technical Report). *Pure and Applied Chemistry* **75** (2003) (siehe S. 18).
- [60] H. HAKEN, H. C. WOLF und W. D. BREWER. *The Physics of Atoms and Quanta: Introduction to Experiments and Theory*. Advanced Texts in Physics. Springer 2005 (siehe S. 18).
- [61] A. RUDOLF und T. WALTHER. High-transmission excited-state Faraday anomalous dispersion optical filter edge filter based on a Halbach cylinder magnetic-field configuration. *Optics Letters* **37** (2012), 4477 (siehe S. 18).
- [62] S. BÜRKLE. Aufbau und Konzeption eines F-Praktikumsversuchs zur spektralen Charakterisierung von Laserstrahlung. Examensarbeit. TU Darmstadt, 2015 (siehe S. 24).
- [63] B. REIN. Drei-Photonen Kohärenzeffekte in Quecksilberdampf. Dissertation. TU Darmstadt, 2016 (siehe S. 24).
- [64] M. STAPPEL, R. STEINBORN, D. KOLBE und J. WALZ. A high power, continuous-wave, single-frequency fiber amplifier at 1091 nm and frequency doubling to 545.5 nm. *Laser Physics* **23** (2013) (siehe S. 27).
- [65] Y. PANBIHARWALA, C. SATHISH KUMAR, D. VENKITESH und B. SRINIVASAN. Investigation of self pulsing in Ytterbium-doped high power fiber amplifiers. 2012 International Conference on Fiber Optics and Photonics, PHOTONICS 2012 (2012), 2–4 (siehe S. 27).
- [66] I. P. KAMINOW und E. H. TURNER. Electrooptic Light Modulators. *Applied Optics* **5** (1966), 1612 (siehe S. 28).
- [67] M. ROTH, M. TSEITLIN und N. ANGERT. Oxide crystals for electro-optic Q-switching of lasers. *Glass Physics and Chemistry* **31** (2005), 86–95 (siehe S. 28).
- [68] T. ALKESKJOLD, M. LAURILA, J. WEIRICH, M. JOHANSEN, C. OLAUSSON, O. LUMHOLT, D. NOORDEGRAAF, M. MAACK und C. JAKOBSEN. Photonic crystal fiber amplifiers for high power ultrafast fiber lasers. *Nanophotonics* **2** (2013) (siehe S. 40).
- [69] H. LUNDBERG und S. SVANBERG. Determination of natural radiative lifetimes for S and D states in rubidium and cesium using a pulsed dye laser. *Physics Letters A* **56** (1976), 31–33 (siehe S. 45).
- [70] J. MAREK und P. MÜNSTER. Radiative lifetimes of excited states of rubidium up to quantum number  $n=12$ . *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics* **13** (1980), 1731–1741 (siehe S. 45).
- [71] D. A. STECK. Rubidium 85 D Line Data (Version 2.1.6, last revised 20 September 2013) (2013) (siehe S. 48).
- [72] D. A. STECK. Rubidium 87 D Line Data (Version 2.1.5, last revised 13 January 2015) (2015) (siehe S. 48).
- [73] K. HALBACH. Design of permanent multipole magnets with oriented rare earth cobalt material. *Nuclear Instruments and Methods* **169** (1980), 1–10 (siehe S. 51).

- [74] C. VOLK, R. FRUEHOLZ, T. ENGLISH, T. LYNCH und W. RILEY. Lifetime and Reliability of Rubidium Discharge Lamps for Use in Atomic Frequency Standards. In: 38th Annual Symposium on Frequency Control. IEEE 1984, 387–400 (siehe S. 74).
- [75] S. FRIMAN. Field Test of a Brillouin LIDAR for Temperature Profiles of the Ocean. Master-Thesis. TU Darmstadt, 2016 (siehe S. 80).
- [76] F. GORI. Flattened gaussian beams. *Optics Communications* **107** (1994), 335–341 (siehe S. 83).
- [77] M. SANTARSIERO und R. BORGHI. Correspondence between super-Gaussian and flattened Gaussian beams. *Journal of the Optical Society of America A* **16** (1999), 188–190 (siehe S. 83).
- [78] R. ALI und M. Y. HAMZA. Propagation behavior of super-Gaussian pulse in dispersive and nonlinear regimes of optical communication systems. In: ICET 2016 - 2016 International Conference on Emerging Technologies. 2017 (siehe S. 83).
- [79] M. J. TIPPMANN. Spleißen einer Verstärkerstufe für das Brillouin-LIDAR-Projekt. Bachelor-Thesis. TU Darmstadt, 2017 (siehe S. 87).
- [80] R. C. JONES. A New Calculus for the Treatment of Optical Systems I Description and Discussion of the Calculus. *Journal of the Optical Society of America* **31** (1941), 488 (siehe S. 89).
- [81] S. YAMASHITA, K. HOTATE und M. ITO. Polarization properties of a reflective fiber amplifier employing a circulator and a Faraday rotator mirror. *Journal of Lightwave Technology* **14** (1996), 385–389 (siehe S. 89).
- [82] J. J. KOPONEN, M. J. SÖDERLUND, S. K. T. TAMMELA und H. PO. Photodarkening in ytterbium-doped silica fibers. In: 2005, 599008 (siehe S. 90).
- [83] J. J. MONTIEL I PONSODA. Analysis of photodarkening effects in ytterbium-doped laser fibers. Dissertation. 2013 (siehe S. 90).
- [84] T. KITABAYASHI, M. IKEDA, M. NAKAI, T. SAKAI, K. HIMENO und K. OHASHI. Population Inversion Factor Dependence of Photodarkening of Yb-Doped Fibers and Its Suppression by Highly Aluminum Doping - Technical Digest (CD). In: Optical Fiber Communication Conference and Exposition and The National Fiber Optic Engineers Conference. 2006, OThC5 (siehe S. 90).
- [85] B. MORASSE, S. CHATIGNY, É. GAGNON, C. HOVINGTON, J.-p. MARTIN und D. SANDRO. Low photodarkening single cladding ytterbium fibre amplifier. *Proc. SPIE* **1** (2007) (siehe S. 90).
- [86] J. J. KOPONEN, M. J. SÖDERLUND und H. J. HOFFMAN. Measuring photodarkening from single-mode ytterbium doped silica fibers. *Optics Express* **14** (2006), 11539–11544 (siehe S. 90).
- [87] S. JETSCHKE und U. RÖPKE. Power-law dependence of the photodarkening rate constant on the inversion in Yb doped fibers. *Optics Letters* **34** (2009), 109–111 (siehe S. 90).

- 
- [88] S. JETSCHKE, S. UNGER, M. LEICH und J. KIRCHHOF. Photodarkening kinetics as a function of Yb concentration and the role of Al codoping. *Applied Optics* **51** (2012), 7758 (siehe S. 90).
- [89] J. P. GORDON, R. C. C. LEITE, R. S. MOORE, S. P. S. PORTO und J. R. WHINNERY. Long-transient effects in lasers with inserted liquid samples. *Journal of Applied Physics* **36** (1965), 3–8 (siehe S. 108).
- [90] T. KOJIMA, S. FUJIKAWA und K. YASUI. Stabilization of a High-Power Diode-Side-Pumped Intracavity-Frequency-Doubled CW Nd:YAG Laser by Compensating for Thermal Lensing of a KTP Crystal and Nd:YAG Rods. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **35** (1999), 377–380 (siehe S. 108).
- [91] L. M. FRANTZ und J. S. NODVIK. Theory of pulse propagation in a laser amplifier. *Journal of Applied Physics* **34** (1963), 2346–2349 (siehe S. 113).
- [92] D. N. SCHIMPF, C. RUCHERT, D. NODOP, J. LIMPET, F. SALIN und T. ANDREAS. Compensation of pulse-distortion in saturated laser amplifiers. *Optics Express* **16** (2008), 17637–17646 (siehe S. 113).
- [93] G. D. BOYD und D. A. KLEINMAN. Parametric interaction of focused Gaussian light beams. *Journal of Applied Physics* **39** (1968), 3597–3639 (siehe S. 113).
- [94] A. TRAUTMANN. Ein interferenzfilterstabilisierter Diodenlaser mit Referenzresonator. Masterarbeit. TU Darmstadt, 2013 (siehe S. 121).
- [95] T. FÜHRER, D. STANG und T. WALTHER. Actively controlled tuning of an external cavity diode laser by polarization spectroscopy. *Optics Express* **17** (2009), 4991–6 (siehe S. 121).
- [96] J. WESSOLEK. Optimierung einer Apparatur zur Messung der Linienbreiten bei der Brillouin-Streuung in Wasser. Bachelor-Thesis. TU Darmstadt, 2017 (siehe S. 121).
- [97] J. HECK. Eine Verdopplungseinheit für das Brillouin-Projekt. Bachelor-Thesis. TU Darmstadt, 2011 (siehe S. 121).
- [98] R. W. P. DREVER, J. L. HALL, F. V. KOWALSKI, J. HOUGH, G. M. FORD, A. J. MUNLEY und H. WARD. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Applied Physics B* **31** (1983), 97–105 (siehe S. 121).
- [99] M. KRESS. Konstruktion und Test eines Scanning Fabry-Pérot-Interferometers zur Bestimmung der Linienbreite von Brillouin-Peaks. Bachelor-Thesis. TU Darmstadt, 2016 (siehe S. 122, 123).
- [100] A. ZIPF. Die spektrale Breite von Brillouin-Streuung in Wasser. Master-Thesis. TU Darmstadt, 2017 (siehe S. 124, 126).
- [101] C. FABRY und A. PEROT. Theorie et applications d’une nouvelle methode de spectroscopie interferentielle. *Ann. Chim. Phys.* **16** (1899) (siehe S. 126).

- [102] N. ISMAIL, C. C. KORES, D. GESKUS und M. POLLNAU. Fabry-Pérot resonator: spectral line shapes, generic and related Airy distributions, linewidths, finesse, and performance at low or frequency-dependent reflectivity. *Optics Express* **24** (2016), 16366 (siehe S. 126).

# Tagungsbeiträge

- Andreas Rudolf, David Rupp, Thomas Walther  
Ein Brillouin-LIDAR zur Messung von Temperaturprofilen im Ozean: Labor-Demonstration des Gesamtsystems  
Verhandl. DPG (VI) 48,4/Q50.4, (2013) (Vortrag)
- David Rupp, Andreas Rudolf, Thomas Walther  
Ein Brillouin-LIDAR zur Messung von Temperaturprofilen im Ozean: Fortschritte am gepulsten Faserverstärker  
Verhandl. DPG (IV) 48,4/Q43.4, (2013) (Poster)
- Pascal Lautz, David Rupp, Andreas Rudolf, Thomas Walther  
Ein Brillouin-Lidar zur Messung von Temperaturprofilen im Ozean: Bestimmung der spektralen Breite von Brillouin-Streuung in Abhängigkeit von Temperatur und Salzgehalt  
Verhandl. DPG (VI) 49,2/Q30.51, (2014) (Poster)
- David Rupp, Andreas Rudolf, Thomas Walther  
Ein Brillouin-LIDAR zur Messung von Temperaturprofilen im Ozean: Fortschritte am gepulsten Faserverstärker  
Verhandl. DPG (VI) 49,2/Q30.37, (2014) (Poster)
- Kerstin Lux, Pascal Lautz, David Rupp, Thomas Walther  
Bestimmung der Frequenzverschiebung und spektralen Breite der Brillouin-Streuung in Abhängigkeit von Temperatur und Salzgehalt  
Verhandl. DPG (VI) 50,1/Q62.88, (2015) (Poster)
- David Rupp, Andreas Rudolf, David Jones, Thomas Walther  
Ein Brillouin-LIDAR zur Messung von Temperaturprofilen im Ozean  
Verhandl. DPG (VI) 50,1/Q62.89, (2015) (Poster)
- Thomas Walther, David Rupp, Charles Trees, Sonja Friman  
Advances of a Brillouin Scattering Lidar System for the Detection of Temperature Profiles in the Ocean: Laboratory Measurements and Field Test  
Ocean Sciences Meeting, New Orleans, USA, (2016) (Vortrag)
- David Rupp, Sonja Friman, Andreas Rudolf, Charles Trees and Thomas Walther  
Brillouin-LIDAR zur Messung von Temperaturprofilen im Ozean: Umbau für ersten Feldtest  
Verhandl. DPG (VI) 51,1/Q67.3, (2016) (Vortrag)

- Sonja Friman, David Rupp, Andreas Rudolf, Charles Trees and Thomas Walther  
Field test of a Brillouin-LIDAR for temperature profiles of the ocean  
Verhandl. DPG (VI) 51,1/Q58.49, (2016) (Poster)
- Thomas Walther, David Rupp, Sonja Friman, Charles Trees, George Fournier  
Field Test of a Brillouin LIDAR for the Temperature Profile Measurement of the Ocean  
Ocean Optics XXIII, Victoria, Kanada, (2016) (Vortrag)
- Andreas Zipf, David Rupp, Julius Wessolek, Thomas Walther  
Untersuchung spektraler Eigenschaften von Brillouin-Streuung in Abhängigkeit von  
Temperatur und Salzgehalt in Wasser  
Verhandl. DPG (VI) 52,1/Q31.81, (2017) (Poster)
- David Rupp, Sonja Friman, Andreas Zipf, Charles Trees, Thomas Walther  
Brillouin-LIDAR zur Messung von Temperaturprofilen im Ozean  
Verhandl. DPG (VI) 52,1/Q31.80, (2017) (Poster)
- Thomas Walther, David Rupp, Andreas Zipf, Manuel Kress, Kerstin Lux, Charles Trees  
A Brillouin Lidar for remote sensing of the temperature profile in the ocean - towards  
a simultaneous measurement of temperature and salinity  
OCEANS 17, Anchorage, USA, (2017) (Vortrag)
- Erik Fitzke, Andreas Zipf, David Rupp, Thomas Walther  
Brillouin and Raman Measurements of Water for Temperature and Salinity Prediction  
Verhandl. DPG (VI) 53,2/Q62.91 (2018) (Poster)
- Thomas Walther, David Rupp An ESFADOF for the Temperature Profile measurement  
in the Ocean  
Hot Atomic Vapor Workshop, Stuttgart, Germany (2018) (Vortrag)

Der erstgenannte Autor war der jeweils Vortragende.

# Betreute Arbeiten

## Bachelorarbeiten:

David Jones	- Inbetriebnahme und Optimierung eines Brillouin-LIDARs zur Temperaturmessung in Wasser	- 2014
Manuel Kress	- Konstruktion und Test eines Scanning Fabry-Pérot-Interferometers zur Bestimmung der Linienbreite von Brillouin-Peaks	- 2016
Andreas Heil	- Aufbau eines cw-Faserverstärkers für das Brillouin-LIDAR-Projekt	- 2016
Daniel Hofmann	- Planung und Vorbereitung einer vollständig fasergekoppelten Verstärkerstufe	- 2016
Julius Wessolek	- Optimierung einer Apparatur zur Messung der Linienbreiten bei der Brillouin-Streuung in Wasser	- 2017
Maximilian Jörg Tippmann	- Spleißen einer Verstärkerstufe für das Brillouin-LIDAR-Projekt	- 2017
Jakob Stenzel	- Umbau der Strahlerzeugung des Brillouin-LIDAR Projekts	- 2018
Jonas Kohl	- Wiederanschluss und Vermessung der ersten bis vierten Faserverstärkerstufe am Brillouin-LIDAR-Projekt	- 2018

---

## Masterarbeiten:

Pascal Lautz	- Die Spektrale Breite der Brillouin-Streuung in Wasser abhängig von Temperatur und Salinität	- 2014
Kerstin Lux	- Bestimmung der spektralen Breite von Brillouinstreuung in Wasser in Abhängigkeit von Temperatur und Salzgehalt	- 2016
Sonja Friman	- Field Test of a Brillouin LIDAR for Temperature Profiles of the Ocean	- 2016
Andreas Zipf	- Die spektrale Breite von Brillouin-Streuung in Wasser	- 2017
Erik Fitzke	- Raman-Spektroskopie zur Bestimmung der Temperatur und Salinität von Wasser durch PLSR und künstliche neuronale Netze	- 2017





# Lebenslauf

## Persönliche Daten

---

David Rupp  
geboren am 01.08.1988 in Worms

## Ausbildung

---

08/1994 - 07/1998	Grundschule Schillerschule Lampertheim
08/1998 - 06/2007	Lessing-Gymnasium Lampertheim Abschluss: Allgemeine Hochschulreife

## Zivildienst

---

09/2007 - 10/2008	Zivildienst und anschließende Aushilfstätigkeit, AWO Bürstadt
-------------------	---

## Hochschulausbildung

---

10/2008 - 09/2011	Bachelorstudium der Physik an der Technischen Universität Darmstadt Nebenfach: Physikalische Chemie Abschluss: Bachelor of Science (B.Sc.) Bachelor-Thesis: „Effizienz der Szintillationsfasern des Fokalebenendetektors des Photonentaggers NEPTUN“
10/2011 - 10/2013	Masterstudium an der Technischen Universität Darmstadt Nebenfächer: Optimierung, Umweltwissenschaften, Betriebswirtschaftslehre Abschluss: Master of Science (M.Sc.) Master-Thesis: „Charakterisierung und Leistungssteigerung eines gepulsten Faserverstärkers für das Brillouin-LIDAR-Projekt“
12/2013 - heute	Wissenschaftlicher Mitarbeiter, AG Laser und Quantenoptik, Institut für Angewandte Physik, Technische Universität Darmstadt

# Danksagung

Abschließend möchte ich Danke sagen:

Danke, Prof. Dr. Thomas Walther, dass ich in Ihrer Arbeitsgruppe zunächst meine Masterarbeit und dann meine Promotion durchführen durfte. Sie hatten immer ein offenes Ohr und haben mich mit Rat und, vor allem während des Feldtests, auch mit Tat unterstützt. Ich danke Ihnen für Ihr Vertrauen, dass ich den ersten Feldtest des Systems durchführen durfte, was schließlich mit dem Risiko des totalen Scheiterns verbunden war.

Danke, Dr. Charles C. Trees (Chuck), für die Ermöglichung des Feldtests, die Unterbringung in deiner Wohnung während dieser Zeit und die unzähligen Getränkeeinladungen. Ohne dich und deine motivierende Art wäre der Feldtest sicher schlechter verlaufen. Dein Tod 2017 traf mich sehr.

Danke, Prof. Dr. Wolfgang Elsässer, für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens.

Danke, Prof. Dr. Reinhold Walser und Prof. Dr. Joachim Enders, für die Komplettierung des Prüfungsausschusses.

Danke, Dr. Georges Fournier, für die Hilfe während des Feldtests und die Einladungen zu diversen Abendessen in Lerici.

Danke, liebe aktuelle und ehemalige Kollegen in der AG Laser- und Quantenoptik, für die spontanen Hilfeleistungen, die anregenden Gespräche und die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Danke, liebe Studierende, die am Brillouin-LIDAR-Projekt während meiner Zeit als Doktorand mitwirkten. Eure Ideen gestalteten das Projekt maßgeblich mit. Hervorheben möchte ich in diesem Zuge noch einmal Sonja Friman, die mit in Italien beim Feldtest dabei war und dort großen Einsatz zeigte.

Danke, Alexandru Popescu, Kai Schorstein und Andreas Rudolf, für die Bildung der Basis des Projekts auf der ich aufbauen konnte. Insbesondere meinem direkten Vorgänger und Betreuer während meiner Masterarbeit am Brillouin-Projekt, Andreas Rudolf, möchte ich noch einmal explizit Danke sagen. Danke für die Einführung in das Projekt und alles was du mir dazu beigebracht hast. Du warst auch nachdem du die Arbeitsgruppe verlassen hast

## Danksagung

---

stets erreichbar für Fragen und immer hilfsbereit.

Danke, Karen Böhling, für die Hilfe beim Kampf gegen die Bürokratie und das Faxgerät.

Danke an alle Mitarbeiter der Feinmechanikwerkstatt, für die Hilfe bei der Verwirklichung diverser Ideen und den unermüdlichen Einsatz diese auch schnellstmöglich umzusetzen.

Danke, liebe Familie und Freunde, für die Unterstützung während der gesamten Promotionszeit, insbesondere gegen Ende. Danke vor allem meiner Frau Larissa, die mir stets den Rücken freihielt und mir gut zuredete, wenn es mal nicht so lief wie geplant. Danke, dass du dich immer so liebevoll um unseren Sohn Cajus gekümmert hast, während ich mal wieder länger an der Uni geblieben bin.