

Low Cost Swept Source Laser

Bachelorthesis - Optik

Studiengang: Mikro- & Medizintechnik
Abteilung: HuCE - OptoLab
Autor: D. Tschupp
Betreuer: Prof. Ch. Meier & D. Inniger
Experten: Dr. J. Herzberg
Datum: 03.07.18

Abstract

Um das menschliche Auge zu untersuchen, etablierte sich ein dreidimensional bildgebendes Verfahren, die Optical Coherence Tomography (OCT). In der Swept-Source-OCT-Technologie ist die Lichtquelle das Kernelement. Dieser sogenannte Swept-Source Laser definiert die Messtiefe, die Auflösung und beeinflusst die Sensitivität des gesamten Systems. Ein External-Cavity-Aufbau soll für eine Low-Cost-Variante eines solchen Lasers entwickelt werden.

Aktuelle, kommerzielle Swept-Source Laser kosten heutzutage 20'000 bis 50'000CHF. Diese Laser haben Sweep-Frequenzen im Bereich 50k-1000k Sweeps pro Sekunde. Solche Sweep-Geschwindigkeiten sind für einige Anwendung allerdings gar nicht erforderlich. Bei diesen wäre im Gegenzug eine Low-Cost-Variante wünschenswert.

Es gilt zu zeigen, dass ein Low-Cost-Swept-Source-Laser mittels eines External-Cavity-Designs realisierbar ist. Durch die Charakterisierung des Lasers mittels eines OCTs soll gezeigt werden, dass die gewünschten Spezifikationen erreicht werden können. Diese wären eine Kohärenzlänge von über 25mm, eine Axial Sampling Unit von weniger als 5 μ m und eine Ausgangsleistung grösser 20 mW. Zusätzlich muss das Setup sowohl stabil, als auch leicht einzustellen sein. Denn diese Einstellungen müssen schnell und ohne grosses Equipment getätigt werden können.

Nach der Einarbeitung in die Swept-Source Laser Thematik wurde eine Matlab Simulation der Kavität erstellt. Diese soll die verschiedenen Einflüsse der Bauenteile, sowie deren Anordnungen zeigen. Aufgrund dieser Simulationen wurden dann die benötigten Teile bestellt. Anschliessend wurden mehrere Prototypen aufgebaut. Diese dienten der Identifikation der wichtigen Freiheitsgrade sowie der Verifikation der Simulation.

Der letzte Prototyp wurde mittels des Steropes 1060nm OCT Systems des HuCE-OptoLabs vollständig charakterisiert.

Er erreichte eine Kohärenzlänge von 24mm, bei einer ASU von 6.13 μ m. Die Sensitivität des OCT-Systems betrug 82dB mit einer A-Scan-Rate von 330Hz. Die Dimensionen (lxbxh) betragen 350x200x130mm.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	I
1 Einleitung	2
1.1 Kontext dieser Arbeit	2
1.2 Aufgabenstellung	2
1.3 Vorgehen	3
1.4 Verfügbare Mittel	3
2 Grundlagen / Theorie	4
2.1 Swept Source Laser	4
2.1.1 Laser Allgemein	4
2.1.2 Swept Source	8
2.1.3 External Cavity Swept Source Laser	8
2.1.4 SAF-Chip	9
2.1.5 Optischer Isolator	10
2.2 Charakterisierung SS-OCT	11
2.2.1 Auflösung entlang der Lichtachse	11
2.2.2 Fall Off	13
2.2.3 Messbereich	14
2.2.4 Axial Sampling Unit	15
2.2.5 SNR	16
2.2.6 Sensitivität	18
3 Entwicklung	19
3.1 External Cavity Konzept	19
3.2 Prototyp 1	21
3.2.1 Gain-Chip Kollimation	22
3.2.2 Objektiv	24
3.2.3 Off-Axis-Spiegel	25
3.2.4 Simulation der Kavität	26
3.2.5 Erkenntnisse aus dem ersten Prototypen	26
3.3 Prototyp 2	27
3.3.1 Hohe instantane Peakbreite	27
3.3.2 Unwucht des Rotationsspiegels	28
3.3.3 Faserkopplung	28
3.3.4 Erkenntnisse aus dem zweiten Prototyp	28
3.4 Prototyp 3	29
3.4.1 Positionierung Gitter	30
3.4.2 Erkenntnisse aus dem dritten Prototypen	31
3.5 Prototyp 4	32
3.5.1 Verwendete optische Komponenten	33
3.5.2 Kostenzusammenstellung	35
3.5.3 Verluste Kavität	35
3.5.4 Erkenntnisse aus dem vierten Prototyp	35
4 Zusammenbau und Justierung	36
4.1 Zusammenbau	36
4.1.1 Gittermodul	37
4.1.2 Rotationsspiegelmodul	37
4.1.3 Gain-Module	38

4.2 Justieranleitung	39
5 Charakterisierung Prototyp	42
5.1 Fall Off Simulation	42
5.2 Fall Off Messung	43
5.3 Simulation des Power Spectrums	44
5.4 Power Spektrum Bestimmung über Duty-Cycle	45
5.5 Power Spektrum Bestimmung über ASU Kalibration des SS-OCT Systems	47
5.6 A-Scan-Rate	48
5.7 Output Power	48
5.8 Sensitivität	49
6 Schlussfolgerungen	52
6.1 Zusammenfassung der Resultate	52
6.2 Messungen am Glasauge	52
6.3 Diskussion	54
6.4 Weitere Schritte	54
Selbstständigkeitserklärung	55
Glossar	56
Literaturverzeichnis	57
Abbildungsverzeichnis	58
Anhang	60

1 Einleitung

1.1 Kontext dieser Arbeit

Die Entwicklung eines Swept-Source Laser Prototyps ist der Inhalt dieser Arbeit. Swept-Source Laser besitzen ein Wellenlängenspektrum, in dem sie arbeiten. Dieses wird allerdings nicht konstant angeregt. Ein steuerbares wellenlängenselektives Element sorgt dafür, dass von diesem Spektrum nur ein paar Wellenlängen angeregt werden. So kann ein Sweep durch das Spektrum realisiert werden.

Anwendung finden solche Laser bei der Optical Coherence Tomography (OCT). Dies ist ein bildgebende Messprinzip, das im Jahre 1991 entwickelt wurde. Die OCT-Technologie erlaubt dreidimensionale Bilder von streuenden Materialien aufzunehmen. Ein grosser Vorteil ist, dass es ein kontaktloses Messverfahren ist. Deshalb wird diese Technologie vor allem für die Diagnose von Augenkrankheiten benutzt. Allerdings können auch nicht biologische Materialien und Strukturen untersucht werden, wie zum Beispiel alte Gemälde. Die ersten OCT-Systeme waren sogenannte Time-Domain OCT Systeme. Diese benutzten ein bewegender Spiegel um eine Messung entlang der optischen Achse (A-Scan) durchzuführen. Sie wurden jedoch fast komplett von den Frequency Domain (FD)-OCT Systemen abgelöst, da diese in Sensitivität und Geschwindigkeit überlegen sind. FD-OCT Systeme nutzen verschiedene Wellenlängen, um einen A-Scan durchzuführen. Sie werden in Spektrometer und Swept-Source basierte OCT eingeteilt.

Die auf dem Markt erhältliche Swept-Source Laser von Herstellern wie Axsun Inc, Exalos AG, Santec Co., etc. kosten 20'000 - 50'000 CHF. Ein typischer Aufbau eines solchen Lasers realisiert die Sweeps mittels Micro-Electro-Mechanical-System (MEMS)-Technologie auf Chipebene. So können Sweep-Rates > 100kHz erreicht werden. Dies ist notwendig um Aufnahmen in Echtzeit machen zu können. Die Nachteile diese Laser sind allerdings nichtlineare Sweeps, Temperaturdrifts & -instabilitäten, sowie tiefe Kohärenzlängen. Anpassungen an den Lasern zu machen ist nur den Herstellern möglich. Man ist also komplett vom Angebot der Hersteller abhängig.

Weitere Prinzipien für den Aufbau eines Swept-Source Lasers mit höherer Kohärenzlänge sind akinetische Distributed Bragg Reflector (DBR) Laser, MEMS basierte Vertical-Cavity Surface-Emitting-Lasers (VCSEL) oder External-Cavity Laser (ECL). Letzteres bringt den Vorteil, dass es einfach aufgebaut werden kann, sehr flexible ist und hauptsächlich aus günstigen Komponenten besteht. Aus diesen Gründen wurde es als grundlegendes Prinzip für den in dieser Arbeit entwickelten Prototyp verwendet.

1.2 Aufgabenstellung

Das Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung eines kompakten Swept-Source Laser Prototypen mit einer zentrale Wellenlänge um 1060nm. Das grundlegende Funktionsprinzip ist ein External-Cavity Aufbau. Dieser Laser muss mittels eines OCT-Systems charakterisiert werden und soll eine Kohärenzlänge von 25-30mm erreichen, sowie eine ASU von 5-10 μ m. Die Leistung, SNR und Sweep-Rate soll möglichst hoch sein, allerdings stehen sie nicht im Fokus.

Auflistung der Punkte aus dem Pflichtenheft (Anhang A):

1. Einarbeitung in die Swept-Source-OCT/Swept-Source Thematik.
2. Praktische Umsetzung einer Swept-Source, ev. diverse Laboraufbauten.
3. Testmessungen mit bestehendem OCT-System, Charakterisierung der Swept-Source.
4. Entwicklung/Konstruktion einer kompakten, miniaturisierten Low-Cost-Swept-Source.
5. Inbetriebnahme des Endproduktes.

1.3 Vorgehen

Der im Vorfeld aufgebaute Laboraufbau bei 840nm wurde als erstes untersucht und ausgemessen. Dies diente zusammen mit dem Erarbeiten der Theorie, der Einarbeitung in die Swept-Source Laser Thematik.

Anschliessend wurde eine Matlab Simulation der Kavität erstellt. Diese soll die verschiedenen Einflüsse der Bauteile, sowie deren Anordnungen zeigen. Aufgrund dieser Simulationen wurden dann die benötigten Teile bestellt. Anschliessend wurden mehrere Prototypen aufgebaut. Diese dienten der Identifikation der wichtigen Freiheitsgrade sowie der Verifikation der Simulation.

Beim letzten Prototyp wurden auch noch auf die Kompaktheit sowie Stabilität des Lasers geachtet. Dieser wurde dann vollständig charakterisiert mittels Steropes 1060nm OCT System des HuCe-OptoLabs.

1.4 Verfügbare Mittel

Das HuCe-OptoLab besitzt mehrere OCT-Systeme. Das Steropes 1060nm ist ein SS-OCT System das bei einer Wellenlänge von 1060nm funktioniert. Dieses wurde für die Charakterisierung des Swept-Source Laser Prototypen verwendet.

Ein bewilligter Investitionsantrag stellt für dieses Projekt 12'000CHF zur Verfügung.

Der zeitliche Aufwand beträgt ca. 400h verteilt auf 100h während der Vorstudie sowie 300h während der Bachelorthesis.

2 Grundlagen / Theorie

In diesem Kapitel werden die nötigen Grundlagen erläutert, um die Thematik dieser Arbeit zu verstehen. Dazu werden hier Laser, sowie Swept-Source Laser im Speziellen behandelt. Ausserdem wird auf die Charakterisierung eines Swept-Source Lasers mittels Swept Source Optical Coherence Tomography (SS-OCT) näher eingegangen. OCT und SS-OCT im Allgemeinen werden nicht genauer erklärt. Allerdings befindet sich eine detaillierte Beschreibung davon im Anhang.

2.1 Swept Source Laser

2.1.1 Laser Allgemein

Aufbau:

Ein Light amplification by stimulated emissions of radiation (Laser) ist ein Gerät das Licht optisch verstärkt. Dazu wird ein spezielles Gain-Medium (Laser-Medium) verwendet. Dieses wird mit Energie gepumpt. Das Laser-Medium wandelt diese Energie in Licht um. Zwei Spiegel (Einer ist 100% reflektierend, der Andere 80%) reflektieren dieses Licht immer wieder durch das Gain-Medium. Dies erzeugt die Verstärkung des Lichts.

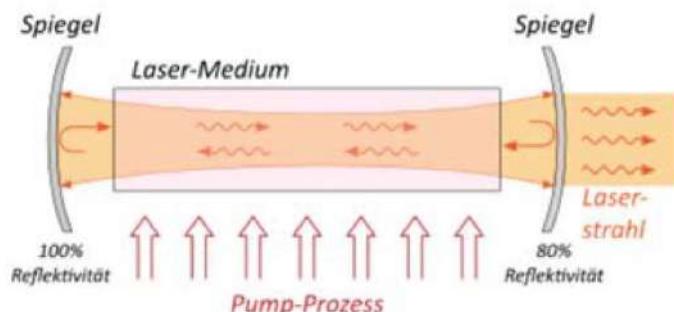


Abbildung 2.1: Rudimentärer Aufbau eines Lasers. [1, Seite 6]

Albert Einstein befasste sich mit der Wechselwirkung zwischen Licht und Materie. Er entdeckte die drei Arten wie Licht und Materie miteinander interagieren können.

- **Stimulierte Absorption:** Atomare Energie erhöht sich, indem ein Photon absorbiert wird.
- **Spontane Emission:** Atomare Energie verringert sich, da nach einer charakteristischen Lebensdauer die Energie wieder in den Grundzustand übergeht und dabei ein Photon emittiert wird.
- **Stimulierte Emission:** Durch Auftreffen eines Photons auf ein Atom in angeregtem Zustand wird sofort ein weiteres Photon mit derselben Wellenlänge und Phase (kohärent) emittiert, wodurch sich die atomare Energie wieder verringert.[4]

Laser-Medium:

Was im Laser-Medium vorgeht, kann anhand der folgenden 3 Systeme erklärt werden.

2 Niveau System:

Bei einem 2 Niveau System gibt es 2 Energieniveaus. Der Ruhezustand und der stimulierte Zustand. Um zu emittieren muss der Laser in die Besetzungsinvolution gepumpt werden. Dies bedeutet es müssen im gesamten Gain-Medium mehr Atome im stimulierten Zustand vorhanden sein als im Ruhezustand, da sonst die Dämpfung grösser ist als die Verstärkung. Dies ist bei einem 2 Niveau System aber theoretisch nicht möglich.

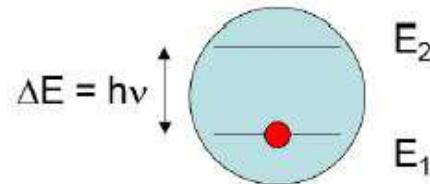


Abbildung 2.2: 2-Niveau-System. [1, Seite 4]

3 Niveau System:

Das 3 Niveau System führt ein zusätzliches Energieniveau ein. Die Pumpenergie stimuliert also ein Atom auf sein höchstes Energieniveau. Durch spontane Emission verringert sich die Energie dieser Atome auf das mittlere. Von dort aus kann das Licht durch gestimulierte Emission verstärkt werden. In diesem System hat man also die meisten Atome im höchsten Energieniveau (E_3), sodass weniger Atome im niedrigsten E_1 sind und eine Besetzungsinvolution $n_{E_2} > n_{E_1}$ erreicht werden kann. Es ist jedoch eine hohe Pumpleistung erforderlich, um dies zu erreichen.

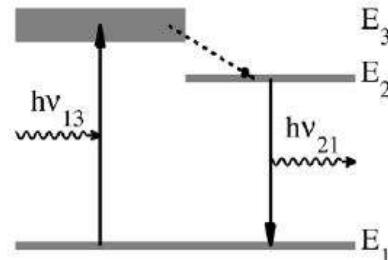


Abbildung 2.3: 3-Niveau-System. [1, Seite 6]

4 Niveau System:

Im 4 Niveau System wird noch ein weiteres Energieniveau eingeführt um auch schon bei kleiner Pumpenergie eine Verstärkung zu erreichen. Dies ist möglich, indem die Atome im zweit höchsten Energieniveau durch gestimulierte Emission nur so viel emittieren, dass sie auf einem Energieniveau leicht über dem Ruhezustand landen. Dadurch ist die Besetzungsinvolution $n_{E_2} > n_{E_1}$ schon von Anfang an gegeben. Der Übergang von E_1 zu E_0 muss dann natürlich sehr schnell passieren. Das heißt die Lebensdauer des E_1 Zustandes muss sehr kurz sein. Auch die des E_3 Zustandes muss sehr kurz sein. Die des E_2 Zustandes sollte hingegen lang sein, sodass dort nur ein Zustandswechsel durch gestimulierte Emission entstehen kann. [1, Seite 6-8]

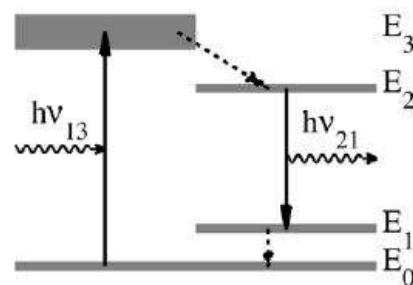


Abbildung 2.4: 4-Niveau-System. [1, Seite 8]

Resonator:

Licht kann zwar mit einem Gain-Medium und einer Pumpquelle verstärkt werden, dass es als Laser zählt, benötigt das System jedoch eine Rückkopplung, die Resonator genannt wird. In diesem Resonator (Abbildung: 2.5) entstehen dann stehende Wellen. Die Frequenzen (ν_m) / Wellenlängen (λ) dieser stehenden Wellen werden Mode (m) genannt. Es sind die Wellenlängen, die theoretisch im Laser anschwingen können. Auch der Abstand ($\Delta\nu$) zwischen zwei benachbarten Moden kann berechnet werden.

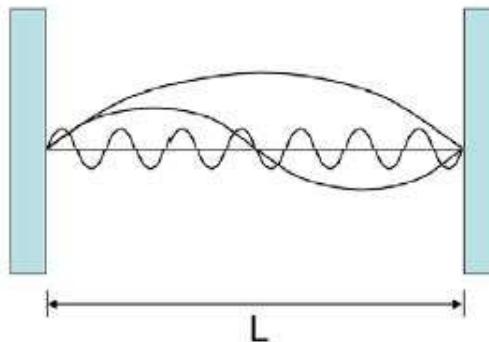


Abbildung 2.5: Resonator und Beispiele für dessen Mode. [1, Seite 10]

Sind die Spezifikationen des Resonators bekannt, können die möglichen Mode, sowie die maximale Kohärenzlänge berechnet werden. Dies kann den folgenden Formeln entnommen werden:

$$L = \frac{m\lambda}{2n} \quad (2.1)$$

$$\nu_m = \frac{c}{2nL} \quad (2.2)$$

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nL} \quad (2.3)$$

$$\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0} \quad (2.4)$$

$$\Delta\lambda = \frac{c}{\nu_0^2} \Delta\nu \quad (2.5)$$

$$R = \frac{R_1 + R_2}{2} \quad (2.6)$$

$$F = \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}} \quad (2.7)$$

$$B_\lambda = \frac{FSR}{F} = \Delta\lambda \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (2.8)$$

$$I_{csm} = \frac{2\ln(2)}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{B_\lambda} \quad (2.9)$$

$$I_{csm} = \frac{2\ln(2)}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{B_\lambda} \quad (2.10)$$

$$I_{csm} = \frac{2\ln(2)}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{B_\lambda} \quad (2.11)$$

L Distanz zwischen den Resonatorspiegel

m Mode

λ_0 Zentrale Wellenlänge des Gainmediums

R Reflektivität der Spiegel

c Lichtgeschwindigkeit $\approx 300km/s$

n Brechungsindex im Resonator

λ Wellenlänge

$\Delta\lambda$ Abstand zweier benachbarter Wellen (free spectral range (FSR)) in m

ν_m Frequenzen der stehenden Wellen

$\Delta\nu$ Abstand zweier benachbarter stehenden Wellen (FSR) in Hz.

ν_0 Zentrale stehende Welle

B_λ Bandbreite einer stehenden Welle in m

F Finesse

I_{csm} Coherence length in Single Mode Betrieb in m

Als Beispiel die Spezifikationen des Lasers dieser Arbeit:

$$\begin{aligned}
 L &:= 0.5m \\
 \lambda_0 &:= 1064nm \\
 n &:= 1 \\
 R_1, R_2 &:= 0.99, 0.1 \\
 \Delta\nu &= \frac{3 \cdot 10^8 m/s}{2 \cdot 1 \cdot 0.5m} \approx 85.7MHz \\
 \nu_0 &\approx \frac{3 \cdot 10^8 m/s}{1064 \cdot 10^{-9}m} \approx 282THz \\
 \Delta\lambda &\approx \frac{3 \cdot 10^8 m/s}{(282 \cdot 10^{12}Hz)^2} \cdot 300 \cdot 10^6 Hz \approx 1.132pm \\
 R &\approx \frac{0.99 + 0.1}{2} = 0.54 \\
 B_\lambda &= 1.132 \cdot 10^{-12} \frac{\pi \sqrt{0.54}}{1 - 0.54} \approx 5.77pm \\
 l_{c_{max}} &\approx \frac{2\ln(2)}{\pi} \frac{(1064 \cdot 10^{-9})^2}{5.77 \cdot 10^{-12}} \approx 87mm
 \end{aligned}$$

Eine maximale Kohärenzlänge von 87mm kann also erreicht werden.

Es gibt allerdings noch ein zweites Kriterium, das bestimmt, welche Wellenlängen anschwingen werden. Dieses ist das Gain-Medium selbst. Es besitzt eine wellenlängenabhängige Verstärkung und nur bei den Wellenlängen bei der diese grösser als die Verluste im Resonator sind, kann überhaupt eine Wellenlänge anschwingen.

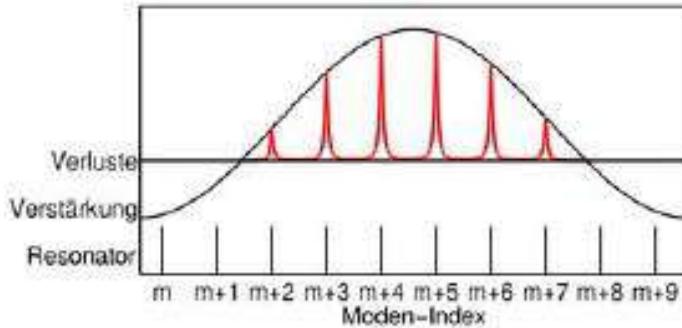


Abbildung 2.6: Wellenlängen die bei einem gegebenen Resonator und Gain-Medium anschwingen können. [1, Seite 11]

Die Grafik zeigt, dass trotzdem noch mehrere Mode anschwingen können. Dies führt zu einer nicht konstanten Ausgangsleistung. Um den Laser im Single Mode zu betreiben, benötigt man also noch ein zusätzliches Element, welches nur eine Wellenlänge aus den verschiedenen Moden selektiert. Um dies zu erreichen gibt es verschiedene Möglichkeiten, auf welche an dieser Stelle nicht weiter eingegangen wird. Im Kapitel (2.1.3) zum aktuellen External-Cavity Swept-Source Laser wird eine beschrieben.

2.1.2 Swept Source

Eine Swept Source Laserquelle hat ein schmalbandiges Spektrum. Dieses wird jedoch über einen grösseren Wellenlängenbereich durchgeswept. Somit verändert sich das Spektrum eines Swept-Source Lasers kontinuierlich und zyklisch.

Solche Quellen können in verschiedenen Anwendungen interessant sein, zum Beispiel für SS-OCT. Da es in dieser Arbeit um die Entwicklung eines Prototypen einer solchen Quelle geht und diese auf dem External-Cavity Prinzip (Abbildung: 2.7) basiert, wird hier näher darauf eingegangen.

2.1.3 External Cavity Swept Source Laser

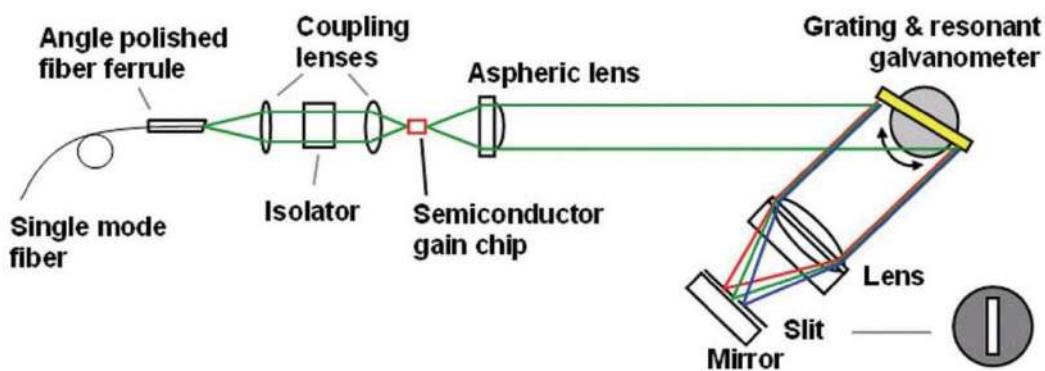


Abbildung 2.7: External Cavity Laser Aufbau in Littrow Konfiguration. [5, Seite 21]

Zwei typische External Cavity Aufbauten können in Abbildung ?? gesehen werden. Bei der Littrow Konfiguration (a) wird ein das Gain-Medium eines Single Angle Facet (SAF)-Gain-Chip durch elektrischen Strom gepumpt. Dieses Licht wird kollimiert und auf ein drehendes Gitter geleitet. Die 1. Ordnung wird dann von einem Spiegel wieder in den SAF-Gain-Chip zurück reflektiert. So entsteht ein Resonator mit λ -Filter. Die 0. Ordung wird als Laserausgang verwendet. Dieser Ausgang geht normalerweise noch durch einen optischen Isolator, sodass keine Rückkopplungen in den Laser eintreten und diesen instabil machen können. Außerdem wird meist in eine Faser eingekoppelt.

Neben der Littrow (a) gibt es auch noch die Littman-Metcalf (a) Konfiguration. Diese ist sehr ähnlich, allerdings wird das Gitter nicht mehr bewegt, sondern bleibt fixiert. Das hat den Vorteil, dass der Ausgangsstrahl auch statisch am gleichen Ort bleibt. Ein Spiegel der bewegen kann reflektiert dann eine der Wellenlänge der 1. Ordung zurück in den SAF-Gain-Chip und bildet so den Laserstrahl. Die Kernelemente dieses Aufbaus werden in den nächsten paar Kapitel genauer beschrieben.

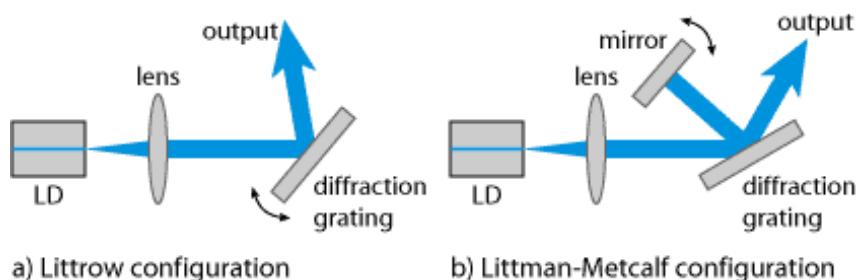


Abbildung 2.8: Littrow Konfiguration links und Littman-Metcalf Konfiguration rechts. [11]

2.1.4 SAF-Chip

Ein SAF-Gain Chip ist eine spezielle Sorte von Diodenlasern. Der Unterschied zu normalen Diodenlasern ist, dass sie eine abgeschrägte Ausgangsfacette besitzen und alleine noch keinen Resonator bilden. Dazu wird eine External Cavity benötigt.

Im folgenden Bild werden die verschiedenen Varianten gezeigt. Die Version "Straight" ist ein Beispiel für eine normale Laserdiode. "Angled" und "Curved" wären Varianten für SAF-Chips.

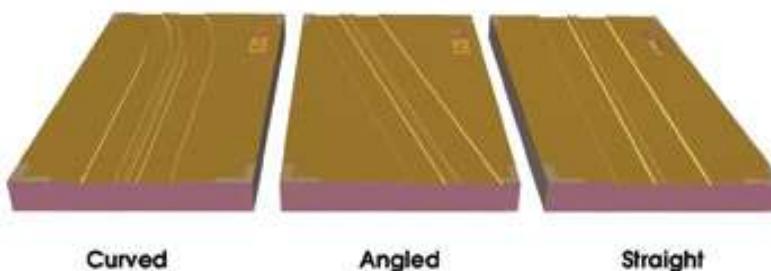


Abbildung 2.9: Diverse Halbleiterstrukturen für Diodenlasers. [10]

Ein Halbleiterlaser funktioniert folgendermassen. Wie eine Diode enthält er einen pn-Übergang. Zwischen der p-Schicht und der n-Schicht liegt jedoch noch ein optisch aktives Material (Gain-Material). Wird die Diode nun bestromt, so bildet sich eine Sperrschiicht. Diese bewirkt im aktiven Gain-Medium eine Änderung der Energieniveaus in den Atomen wie im Kapitel Laser beschrieben und führt zu einer stimulierten Emission.

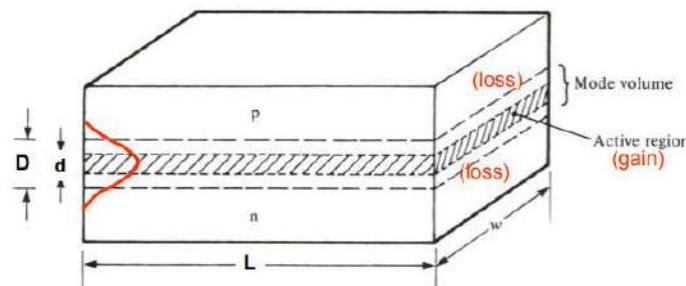


Abbildung 2.10: Aufbau der Halbleiterstruktur eines Diodenlasers. [7]

Im Folgenden wird kurz auf die wichtigen Eigenschaften von SAF-Chips eingegangen.

Gain und Power:

Um eine möglichst hohe Ausgangsleistung erzielen zu können, ist es wichtig das der SAF-Chip eine hohe opt. Leistung hat.

Ausserdem ist neben der Einkopplung und den Kavitätsverlusten die Verstärkung des Gain-Mediums sehr wichtig. Diese Verstärkung ist abhängig von der Bauart des Chips sowie von dessen Länge.

Design:

Wie oben schon beschrieben ist das Design für die Verstärkung im SAF-Chip massgebend. Je mehr Gain-Medium vorhanden ist, desto höher ist die optische Verstärkung. Allerdings werden dann auch die Austrittswinkel (NA) grösser und unter Umständen kann der Laser dann Multi-Mode werden, anstatt Single-Mode zu bleiben. Deshalb muss hier ein Kompromiss gefunden werden.

Ein weiteren Einfluss kann das Design auf die Reflexion am Chip Ausgang haben. Diese Reflexion kann sogenanntes "self-lasing" bewirken. Das bedeutet, dass durch diese Reflexion alleine schon ein unerwünschter

Laserstrahl entstehen kann. Um diese Reflexion zu minimieren, kann das Design mit einem Curved/Angled-Facet gemacht werden.

Spektrum und spektrale Auflösung:

Für eine Swept-Source Laser möchte man natürlich eine möglichst hohe Bandbreite. Ein sehr schmaler instantaner Peak ist außerdem wichtig, sodass der Fall-Off des OCTs minimiert werden kann.

2.1.5 Optischer Isolator

Ein optischer Isolator kann mit einer Diode verglichen werden. Er lässt Licht in einer Richtung durch, aber blockiert es in die Andere. Dies wird durch richtiges Polarisieren erreicht. Der Faraday-Effekt macht es möglich. Er besagt, dass die Polarisation des Lichts das durch ein homogenes Magnetfeld geht anhand der Gleichung 2.12 gedreht werden kann. Ein Bauteil, das dies kann nennt sich Farady-Rotator. Im Unterschied zu anderen optischen Elementen dreht dieser Faraday-Rotator die Polarisation immer in die Gleiche Richtung, egal von welcher Seite das Licht kommt.

$$\beta = V \cdot d \cdot B \quad (2.12)$$

β : Drehwinkel

V: Verdet-Konstante (Materialeigenschaft)

B: magnetische Flussdichte

d: Distanz

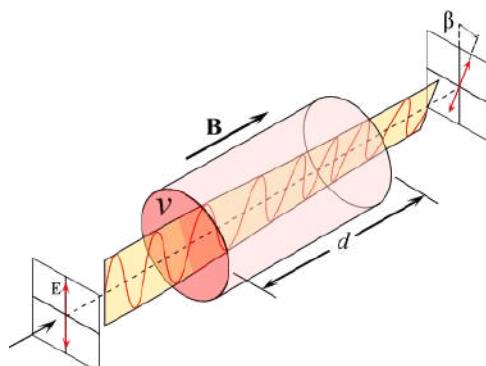


Abbildung 2.11: Graphik zur Verdeutlichung des Faraday-Efektes. [14]

In dem dieser Rotator so eingestellt wird, dass sich die Polarisation um 45° dreht und auf beiden Seiten ein linearer Polarisationsfilter befestigt werden, die ebenfalls um 45° verdreht sind, kann man einen optischen Isolator herstellen. Diese Anordnung von Polarisationsfilter und Faraday Rotator zeigt Abbildung 2.12. [14]

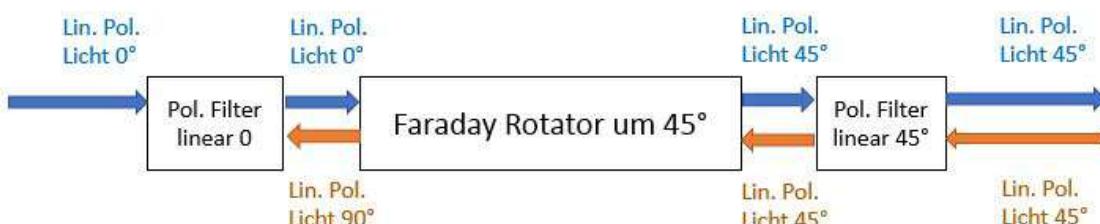


Abbildung 2.12: Aufbau eines optischen Isolators.

2.2 Charakterisierung SS-OCT

Eine Swept Source Laserquelle besitzt mehrere Eigenschaften, die die Qualität des Swept Source Lasers bestimmen. Diese wären:

- Kohärenzlänge
- Power Spektrum
- Ausgangsleistung
- Sweepfrequenz

Mittels eines OCTs können die ersten beiden gemessen werden. Die Theorie bezüglich OCT kann im Anhang C nachgelesen werden. Dieses Kapitel zeigt welche Kenngrößen eines OCT-Systems durch die Swept-Source bestimmt werden und wie deshalb das OCT genutzt werden kann um diese Laser-Charakteristika zu eruieren.

2.2.1 Auflösung entlang der Lichtachse

Die Auflösung sagt aus, wie weit 2 Punkte auseinanderliegen müssen, sodass sie noch als separate Punkte wahrgenommen werden können. Sie ist ausschliesslich von dem Power Spektrum des Lasers abhängig.

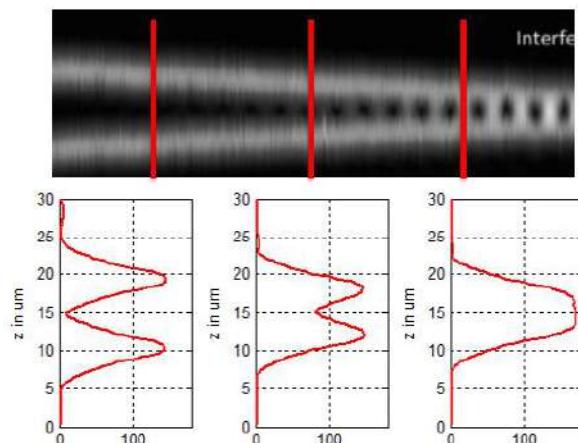


Abbildung 2.13: Zwei Schichten die immer näher zusammen rücken. [9, Seite 9]

Wie im Anhang C gezeigt wurde, ergibt sich dieser Punkt aus der spectral Power Function ($S(k)$) und wird Point Spread Function (PSF) genannt.

$$\mathfrak{F}^{-1}[S(k)] = S_0 g(z) \quad (2.13)$$

Eine Gausskurve kann mit folgender Gleichung beschrieben werden:

$$S(k) = S_0 e^{-2\left(\frac{(k-k_0)^2}{w^2}\right)} \quad (2.14)$$

$$(2.15)$$

Per Definition ist diese Gleichung $\frac{S_0}{2}$ bei Full Width Half Maximum (FWHM) und w ist die halbe Breite des Spektrums bei $\frac{1}{e^2}$.

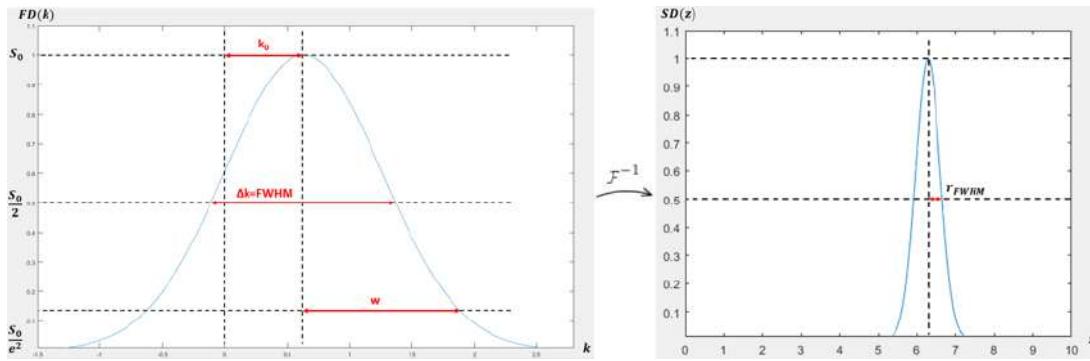


Abbildung 2.14: Gauss Funktion mit der zugehörigen PSF.

Ersetzt man S_0 mit 1, k_0 mit 0, $S(k)$ mit $\frac{1}{2}$ und k mit $\frac{FWHM}{2}$, so kann ein Ausdruck für w gefunden werden.

$$\frac{1}{2} = e^{-2\left(\frac{(FWHM)^2}{4w^2}\right)} \quad (2.16)$$

$$w = \frac{FWHM}{\sqrt{2\ln(2)}} \quad (2.17)$$

Mithilfe dieses Zusammenhangs kann die Gleichung der Gausskurve in bekannte Größen umgeschrieben werden:

$$S(k) = S_0 e^{-2\left(\frac{k\sqrt{2\ln(2)}}{\Delta k}\right)} \quad (2.18)$$

Um das Problem zu vereinfachen wird angenommen die Quelle sei normiert. $\Rightarrow S_0 = 1$. Die zu verwendende Fouriertransformation ist:

$$\mathfrak{F}[e^{-ak^2}] = \sqrt{\frac{\pi}{a}} e^{-\frac{z^2}{4a}} \quad (2.19)$$

Dies angewendet auf die Funktion des Gauss Spektrums ergibt:

$$\mathfrak{F}\left[e^{-2\left(\frac{k\sqrt{2\ln(2)}}{\Delta k}\right)}\right] = \sqrt{\frac{\pi\Delta k^2}{4\ln(2)}} e^{-\frac{z^2\Delta k^2}{16\ln(2)}} \quad (2.20)$$

Wenn man nun den Skalierungsfaktor wieder weglässt und beachtet, dass bei OCT das Licht den Weg 2-mal zurück legt (hin und wieder zurück) $\hat{z} = 2\Delta z$. Ergibt sich nachfolgende Gleichung.

$$\sqrt{\frac{\pi\Delta k^2}{4\ln(2)}} e^{-\frac{z^2\Delta k^2}{16\ln(2)}} \propto e^{-\frac{\Delta z^2\Delta k^2}{4\ln(2)}} \quad (2.21)$$

Die Auflösungsgrenze ist bei dem FWHM definiert. Dort ist die Amplitude um die Hälfte abgefallen.

$$\frac{1}{2} = e^{-\frac{r_{FWHM}^2\Delta k^2}{4\ln(2)}} \quad (2.22)$$

$$\Rightarrow r_{FWHM} = \frac{2\ln(2)}{\Delta k} \quad (2.23)$$

Diese kann über die Formel $\Delta k = 2\pi \frac{\Delta\lambda}{\lambda_c^2}$ auch im Wellenlängenbereich ausgedrückt werden.

$$\delta z = 2r_{FWHM} = \frac{4\ln(2)}{\Delta k} = \frac{2\ln(2)}{\pi} \frac{\lambda_c^2}{\Delta\lambda} \quad (2.24)$$

2.2.2 Fall Off

Der Fall Off eines OCT Systems ist neben der Nyquist Frequenz des Detektors auch von der Kohärenzlänge des Lasers abhängig. Das schmale, gaußförmige instantane Laserspektrum ist nach der Fouriertransformation für die gaußförmige Intensitätsabnahme der Peaks im z-Raum verantwortlich. Mathematisch gesehen ist dies dasselbe wie bereits im Kapitel 2.2 besprochen wurde. Die Formeln können daher wiederverwendet werden. Interessant ist der Ort, an welchem die Amplitude das 0.5 Fache der Ausgangsamplitude hat. Man nennt dies der z_{6dB} Punkt. In Abbildung 2.15 ist er mit einer roten horizontalen Linie gezeigt.

$$z_{6dB} = \frac{2\ln(2)}{\delta k_G} = \frac{\ln(2)}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\delta \lambda_G} \quad (2.25)$$

Ein Swept-Source Hersteller gibt oft die Kohärenzlänge l_c seines Lasers an. Diese entspricht der doppelten z_{6dm} Distanz.

$$l_c = 2z_{6dB} = \frac{4\ln(2)}{\delta k_G} = \frac{2\ln(2)}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\delta \lambda_G} \quad (2.26)$$

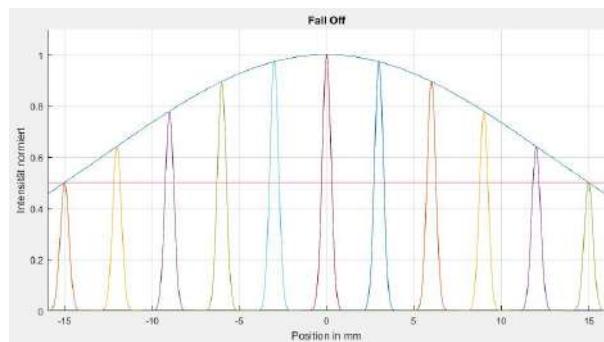


Abbildung 2.15: Beispiel für Fall Off

2.2.3 Messbereich

Der Messbereich kann von 2 Kriterien beschränkt werden. Einerseits kann durch den Fall Off das Signal so klein werden, dass man es vom Rauschen nicht mehr unterscheiden kann. Anderseits muss die Abtastrate des Detektors nach dem Shanon-Nyquist-Theorem mindestens doppelt so schnell sein wie die schnellste Cosinus Schwingung im FD-Signal. Da die Frequenz des Cosinus durch $\cos(2\pi k)$ gegeben ist, ergibt sich:

$$\frac{1}{2} f_{Sample} = f_{Sig_{max}} = \frac{\#Schwingungen_{max}}{Sweepzeit} = \frac{z_{max} \Delta k_{Sweep}}{\pi T_{Sweep}} \quad (2.27)$$

Daraus folgt:

$$z_{max} = \frac{\pi f_{Sample} T_{Sweep}}{2 \Delta k_{Sweep}} = \frac{f_{Sample} T_{Sweep}}{4} \frac{\lambda_c^2}{\Delta \lambda_{Sweep}} = \frac{\pi}{2 \delta k} \quad (2.28)$$

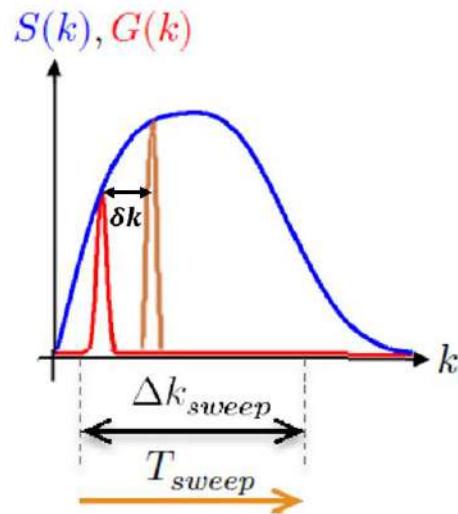


Abbildung 2.16: Sweepvorgang

$S(k)$	Power Spektrum des Swept-Source Lasers
$G(k)$	Instantanes Spektrum des Swept-Source Lasers
δk	Unterschied der Wellenzahl zwischen 2 Messpunkten
Δk_{Sweep}	Unterschied der Wellenzahl von Anfang bis Ende Sweep
T_{Sweep}	Zeit, die der Laser für ein Sweep benötigt

2.2.4 Axial Sampling Unit

Die Axial Sampling Unit (ASU) ist der Abstand zwischen 2 Messpunkten. Sie wird demzufolge aus dem Messbereich und der Anzahl aufgezeichneter Messpunkten berechnet. Diese berechnen sich aus der Samplingfrequenz und der Messdauer. Die Messdauer muss dabei der Sweepdauer des Swept-Source Lasers entsprechen.

$$asu = \frac{2z_{max}}{f_s T_{Sweep}} = \frac{2z_{max}}{N_{Sweep}} = \frac{\pi}{\Delta k} \quad (2.29)$$

z_{max} : Messtiefe limitiert durch Shannon-Nyquist Theorem.

f_s : Abtastrate

T_{Sweep} : Dauer eines Sweeps

N_{Sweep} : Anzahl Messpunkte während eines Sweeps

Δk : Wellenzahl

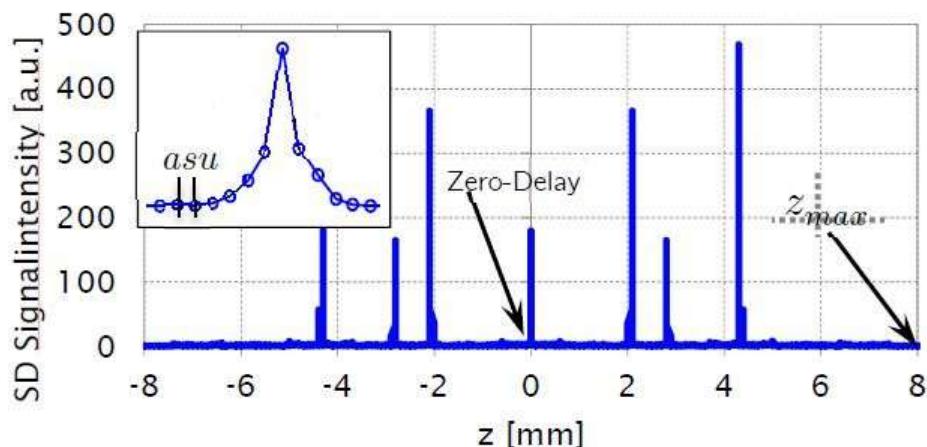


Abbildung 2.17: Beispiel für ASU[6, Seite 38]

Ersetzt man z_{max} mit der Gleichung aus dem Kapitel Messbereich so erhält man:

$$z_{max} = \frac{f_s T_{Sweep}}{4} \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda} \quad (2.30)$$

$$asu = \frac{2z_{max}}{N_{Sweep}} = \frac{2f_s T_{Sweep}}{4N_{Sweep}} \frac{\lambda_c^2}{\Delta \lambda} = \frac{\lambda_c^2}{2\Delta \lambda} \quad (2.31)$$

Die Formel zeigt, dass aus der ASU der spektrale Sweep-Bereich des Swept-Source Lasers berechnet werden kann:

$$\underline{\underline{\Delta \lambda = \frac{\lambda_0^2}{2 \cdot asu}}} \quad (2.32)$$

2.2.5 SNR

Der Signal to Noise Ratio (SNR) beschreibt das Verhältnis zwischen maximaler Signalstärke und Rauschstärke. Er ist logarithmisch definiert:

$$SNR_{dB} = 10 * \log \left(\frac{S_{peak}}{S_{Noise}} \right) \quad (2.33)$$

Diese Definition aus Gleichung 2.33 bezieht sich im Allgemeinen auf Leistungen, was bei Licht dem Photostrom gleich kommt.

$$I_D = S(k)r_Rr_S \quad (2.34)$$

$$SNR_{dB} = 10 * \log \left(\frac{I_D^2}{\sigma_N^2} \right) \quad (2.35)$$

$$= 20 * \log \left(\frac{I_D}{\sigma_N} \right) \quad (2.36)$$

σ : Varianz vom Rauschen im Signal

I_D : Photostrom

Somit ergibt sich folgende Gleichung für das Berechnen des SNRs für ein System:

$$SNR = 20 * \log \left(\frac{\hat{I}_D - RMS_{Noise}}{\sigma_N} \right) \quad (2.37)$$

Ein theoretischer Maximalwert, der Shot-Noise bedingt ist, kann ermittelt werden, indem die Formel für den Shot-Noise in Gleichung 2.35 eingesetzt und der RMS vernachlässigt wird.

$$\sigma_N^2 = 2eI_DB \quad (2.38)$$

$$SNR_{dBmax} = 10 * \log \left(\frac{I_D^2}{2eI_DB} \right) \quad (2.39)$$

$$= 10 * \log \left(\frac{I_D}{2eB} \right) \quad (2.40)$$

e: Ladung eines Elektrons $1.6022 * 10^{-19} C$

B: Bandbreite des Detektors

Wird das FD-OCT Signal (Gleichung 2.41) in die Überlegung miteinbezogen und in die Gleichung 2.35, so lässt sich die Formel für die Abschätzung des SNR noch verfeinern. Dies zeigt Gleichung 2.49. [8, S. 3]

$$FD(k) = \rho S(k) \eta_R \eta_S * 2r_R r_{Si} \cos(2kz_i) \quad (2.41)$$

$$\Rightarrow SD(z = z_i) = \rho e P_0 \eta_R \eta_S r_R r_{Si} \quad (2.42)$$

$$\sigma_{Sh}^2 = 2eB\rho P_0 \eta_r \eta_S R_R \quad (2.43)$$

$$SNR_{dB} = 10 * \log_{10} \left(\frac{\rho e \eta_R \eta_S P_0 R_{Si}}{2B} \right) \quad (2.44)$$

$$\rho = \frac{I}{P_0} \quad (2.45)$$

$$\eta = \frac{n_e}{n_{Ph}} = \rho \frac{E_{Ph}}{e} \quad (2.46)$$

$$E_{Ph} = \frac{hc}{\lambda} \quad (2.47)$$

$$T_{FD} = \frac{1}{2B} \quad (2.48)$$

$$\Rightarrow SNR_{dB} = 10 * \log_{10} \left(\frac{\eta \lambda T_{FD}}{hc} \eta_R \eta_S P_0 R_{Si} \right) \quad (2.49)$$

n_e : Anzahl Elektronen [1]

n_{Ph} : Anzahl Photonen [1]

E_{Ph} : Energie eines Photons [Ws]

ρ : Responsivität des Detektors [$\frac{A}{W}$]

η : Quanteneffizienz des Detektors [1]

η_R : Signalanteil Referenzarm [1]

η_S : Signalanteil Samplearm [1]

B : Bandbreite des Detektors [$\frac{1}{s}$]

λ : Wellenlänge [m]

h : Planksche Konstante: $6.626 * 10^{-34}$ [eVs = Ws²]

T_{FD} : Dauer des Signals, das Fourier transformiert wird. [s]

$S(k)$: Spektrum des Signals

r_R : Reflektivität des Referenzarms [1]

r_S : Reflektivität des Messarms [1]

P_0 : Amplitude des Signalpeaks im Spacial Domain (SD) Signal. [W]

z_i : Distanz des Signalpeaks zum Zero-Delay des SD Signals [m]

R_R : Reflexionsgrad des Referenzarms (r_R^2) [1]

R_{Si} : Reflexionsgrad des Samples (r_{Si}^2) [1]

SD: Spatial Domain Signal

FD: Frequency Domain Signal

k : Wellenzahl [$\frac{1}{m}$]

σ_{Sh}^2 : Shot-Noise

Diese Formel zeigt, um ein hohen SNR zu erreichen hat man verschiedene Möglichkeiten. Der Reflektionsgrad des Sample R_S ist meistens gegeben. Mit einem optimalen Beamsplitter ist auch das Teilungsverhältnis optimal $\eta_R = \eta_S = 0.5$.

Eine tiefe Bandbreite(B), hohe Leistung(P_0) und hohe Quanteneffizienz (η) und hohe Wellenlänge (λ) sind also wichtig um ein möglichst hoher SNR zu erreichen.

2.2.6 Sensitivität

Da ein OCT-System ein sehr sensitives System ist, kann der \hat{I}_D , der benötigt wird um den SNR zu berechnen, nicht direkt gemessen werden, da der Detektor übersteuert würde. Um dies zu umgehen, wird das Signal I_D um einen bekannten Faktor verringert. Eine mögliche Messvariante wird in Abbildung 2.18 gezeigt.

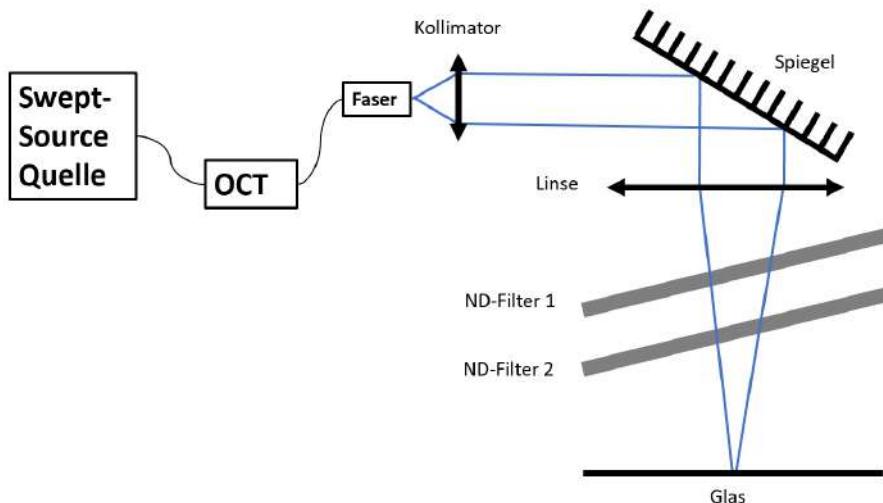


Abbildung 2.18: Möglicher Messaufbau für Sensitivitätsmessung

$$Sensitivity_{dB} = SNR_{dB} + 2 * V_{Filter_{dB}} + V_{Sample_{dB}} \quad (2.50)$$

$$SNR_{dB} = 20 * \log \left(\frac{I_D}{\sigma_N} \right) \quad (2.51)$$

$$V_{Filter_{dB}} = -10 * \log (T_{ND1} * T_{ND2}) \quad (2.52)$$

$$V_{Sample_{dB}} = -10 * \log (R_{Sample}) \quad (2.53)$$

$$(2.54)$$

Die Filter werden in Gleichung 2.50 doppelt gerechnet, da das Licht hin und wieder zurück durch die Filter geht. Die Verstärkung in dB für die Filter sowie das Sample, in Gleichungen 2.52 & 2.53, beziehen sich auf den Reflexionsgrad bzw. den Transmissionsgrad. Das heisst, sie beziehen sich bereits auf Leistungen. Deshalb werden sie mit $10 * \log$ und nicht mit $20 * \log$ berücksichtigt.

3 Entwicklung

Thema dieses Kapitels umfasst die Entwicklung der Prototypen. Ziel ist zu zeigen, welche Ideen hinter den Prototypen stecken. Es wird auch aufgezeigt aus welchen Gründen sie angepasst wurden bis der letzte Prototyp dieser Bachelorthesis erarbeitet war. Dieser letzte Prototyp wird dann im nächsten Kapitel durch Messungen charakterisiert.

3.1 External Cavity Konzept

In der Vorstudie wurde bereits entschieden, dass der Swept-Source Laser dieser Bachelorarbeit mit einem External-Cavity Konzept realisiert wird. Dazu gibt es zwei mögliche Verstärkungsmedien. Diese sollen miteinander verglichen werden. Die beiden Konzepte für diese Verstärkungsmedien werden in diesem Kapitel kurz vorgestellt.

Gain-Chip in TO-Gehäuse:



Abbildung 3.1: Gain-Chip mit TO9-Gehäuse

Das TO-Gehäuse ist das Standardgehäuse für Laserdioden. Es ist einfach anzuschliessen und benötigt lediglich eine Stromregelung. In Abbildung 3.2 ist das Konzept des Aufbaus mit dem Gain-Chip zu sehen. Der Gain-Chip besitzt auf der einen Seite eine nahezu 100% reflexive Beschichtung. Auf der Anderen ein die nicht reflektiert. Auf dieser Seite befindet sich die externe Kavität. Sie besteht aus einem dispersionsen Bauelement (optisches Gitter), das vier mal durchlaufen wird. Ein Polygon-Spiegel der rotiert wird führt die Sweeps aus indem er nur wenige Wellenlängen zurück reflektiert. Ein dielektrischer Off-Axis Spiegel bildet der zweite Spiegel des Resonators. Er befindet sich nahe der Kollimatorlinse, allerdings nicht auf der gleichen Ebene. Deshalb wurde er in der Abbildung 3.2 nicht eingefügt.

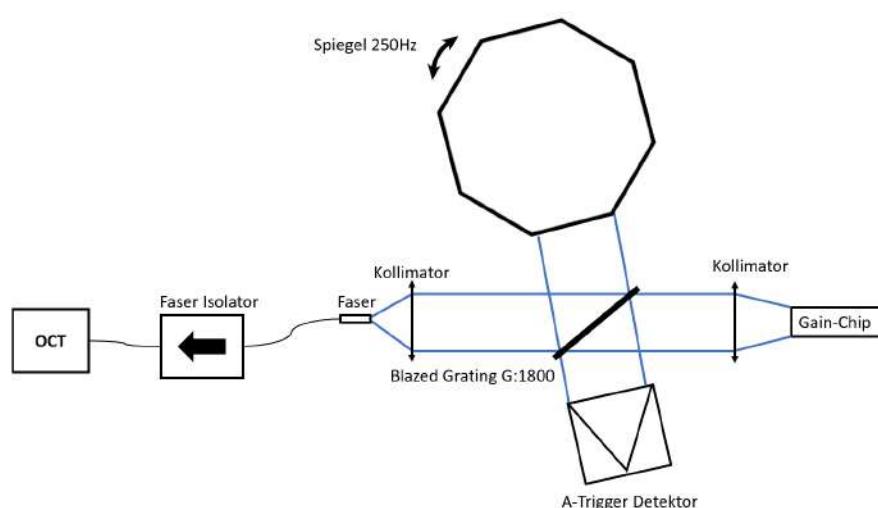


Abbildung 3.2: Gain-Chip Konzept für den Prototypen dieser Arbeit

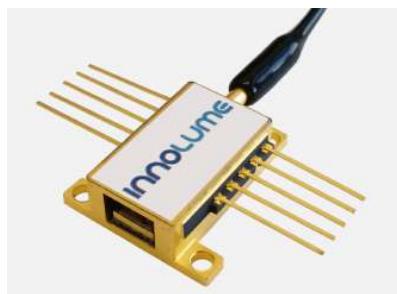
Gain-Module in Butterfly Gehäuse:

Abbildung 3.3: Gain-Medium in Butterfly Gehäuse

Das Gain-Modul im Butterfly Gehäuse hat den Vorteil bereits eine Faserkopplung im Gehäuse integriert zu besitzen. Die der Faser zugewandten Seite besitzt hier also keinem 100% Reflexionsgrad. Es wird laut Datenblatt 90% des Lichtes in der Kavität transmittiert und in die Faser eingekoppelt. Die andere Seite des Chips / Gehäuses ist offen um eine externe Kavität zu bilden. Auch in diesem Konzept gibt es ein dispersives Element, das zusammen mit einem rotierenden Polygonspiegel die Sweeps ausführt. Dieses dispersive Element wird dank eines Off-Axis Spiegel vier Mal durchlaufen. Dieser dielektrische Off-Axis Spiegel bildet wieder der zweite Spiegel des Resonators.

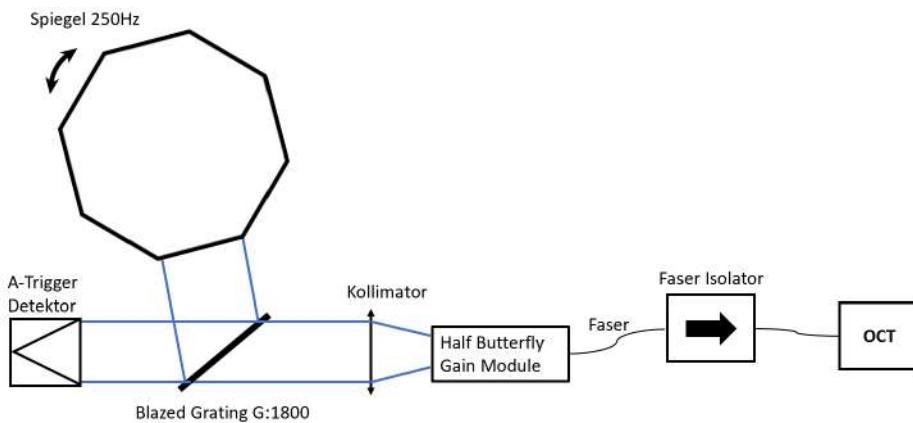


Abbildung 3.4: Konzept Gain-Module für den Prototyp dieser Arbeit

3.2 Prototyp 1

In der Vorstudie dieser Thesis wurde gezeigt, dass ein Swept-Source Laser mittels eines External-Cavity Aufbaus realisierbar sein sollte. Der provisorische Laboraufbau wurde in ein Konzept eingearbeitet bei dem sich das Gitter im Zentrum befindet. Das CAD Model in Abbildung 3.5 zeigt diesen Prototyp. Er ist basierend auf dem Gain-Chip Konzept aus dem Laboraufbau. Die Idee ist, dass der Gain-Chip auch leicht mit dem Gain-Module ausgewechselt werden kann, sodass ein Direktvergleich mit denselben Komponenten möglich ist.

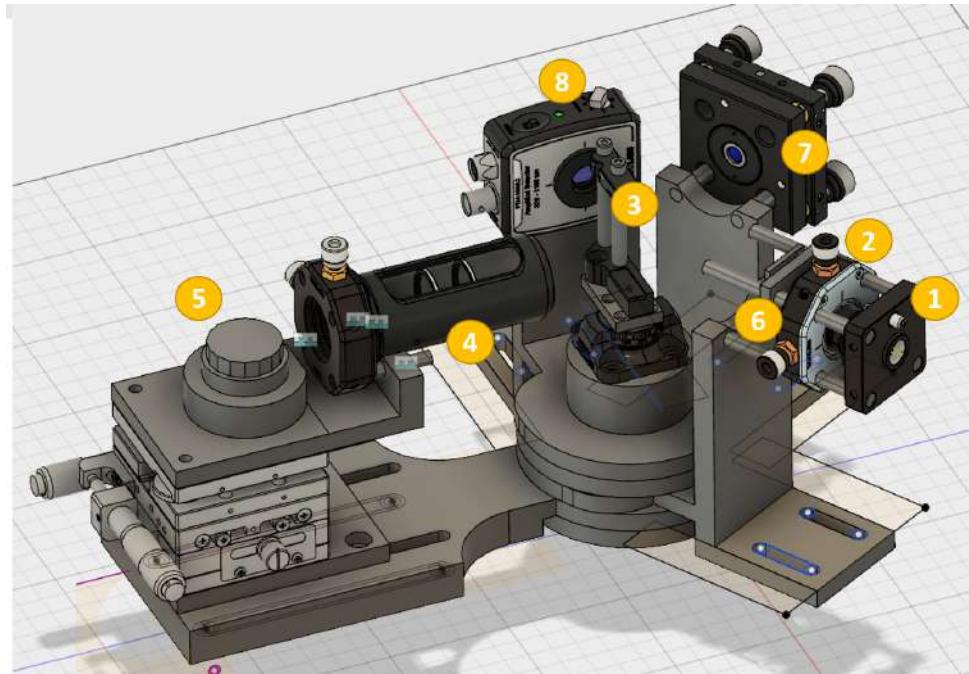


Abbildung 3.5: CAD Zeichnung des 1. Prototyps

Kurzbeschreibung des Prototyps:

Die Strahlen des Gain-Chips (1) werden mit einer XYZ verstellbaren, asphärischen Kollimatorlinse kollimiert. Sie treffen dann auf das optische Gitter (2) und werden dort je nach Wellenlänge gebrochen. Ein Objektiv (3) hat die Aufgabe die divergenten Strahlen vom Gitter umzulenken, sodass diese konvergent werden. Dies wird im Unterkapitel Objektiv genauer erklärt. Ein Rotationsspiegel (4) reflektiert jeweils den zu ihm senkrecht stehenden Strahl zurück durch das Objektiv zum Gitter. So entsteht ein Sweep. Des Weiteren ist der Rotationsspiegel leicht angewinkelt, sodass der Lichtstrahl nach dem zweiten Gitterdurchgang auf einen dielektrischen Off-Axis Spiegel (5) trifft. Dieser steht senkrecht zum einfallenden Strahl, sodass die Strahlen den ganzen weg wieder zurück durchlaufen bis zum Gain-Chip. So wird das Gitter vier Mal durchlaufen. Jeder Gitterdurchgang bricht die Strahlen mehr was dazu führen soll möglichst wenig Wellenlängen zum Gain-Chip zurückzuführen. Dies endet in einem schmalen instantanen Peak und führt somit zu einer hohen Kohärenzlänge. Die zehn Prozent, die vom Gitter jeweils in der nullten Ordnung aus der Kavität ausgekoppelt werden, werden dann mit einer weiteren Kollimatorlinse (6) in eine Faser (7) eingekoppelt und bilden den Ausgang des Lasers. Eine dreidimensionale Darstellung des Strahlengangs in Abbildung 3.6 soll zum besseren Verständnis dessen führen. Die nulle Ordnung des Strahls, der vom Rotationsspiegel zurückgeworfen wird, dient mittels des Detektors (8) zur Erzeugung des A-Scan-Triggers.

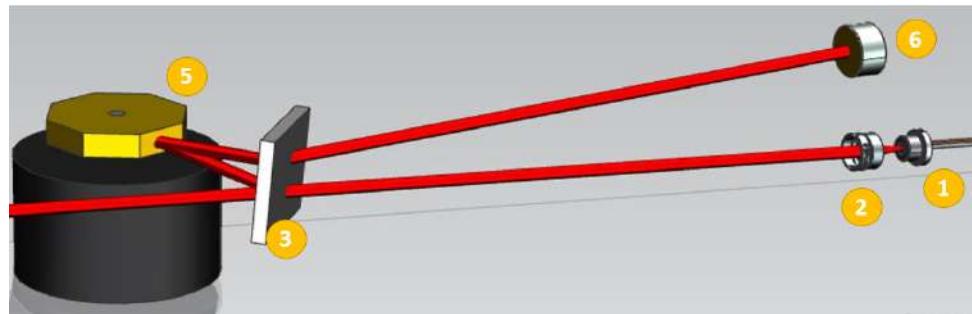


Abbildung 3.6: CAD Zeichnung des Strahlengangs

Im Folgenden wird auf die verschiedenen Komponenten eingegangen.

3.2.1 Gain-Chip Kollimation

Der Strahl des Gain-Chips ist divergent. Dies ist auf die Beugung zurückzuführen die beim Ausgang des Gain-Chips entstehen. Sie entsteht durch die Geometrie der kleinen Öffnung, wie es in Abbildung 3.7 zu sehen ist.

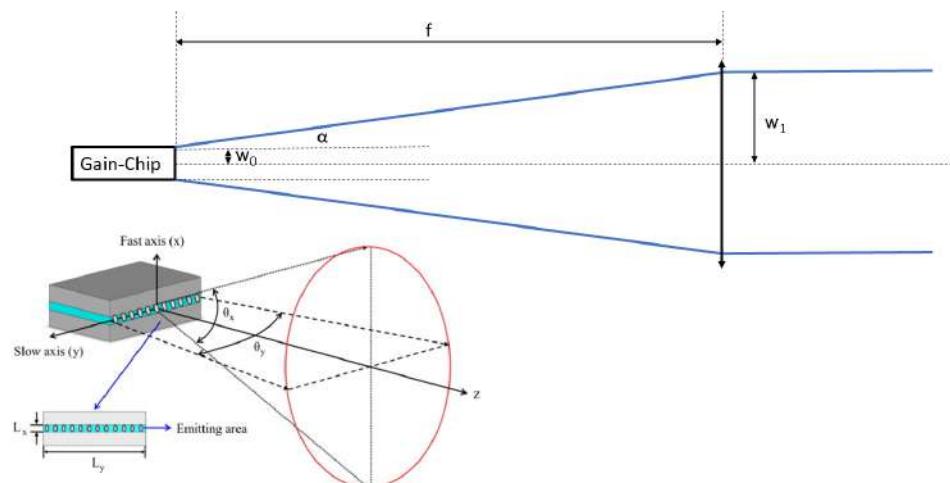


Abbildung 3.7: Strahlengang des Gain Chips

Da die Kollimatorlinse einige Millimeter entfernt ist, können diese Beugungseffekte mit der Fraunhofer Näherung erklärt werden.

Frauenhofer Bedingung:

$$\frac{\pi w_0^2}{\lambda} \ll z \quad (3.1)$$

$$\frac{\pi(10 * 10^{-6})^2}{1.06 * 10^{-6}} = 300 \mu m \quad (3.2)$$

In Gleichung 3.2 wird mit einer Öffnungsgrösse von $10 \mu m$ gerechnet, was sicher grösser ist als die Öffnungsgrösse des Gain-Chips die laut Datenblatt ca. $3 \mu m$ sein sollte. Die Gleichung zeigt, dass die Frauenhofer Bedingung erfüllt ist, wenn der Abstand von Kollimatorlinse und Gain-Chip-Öffnung grösser als $300 \mu m$ ist.

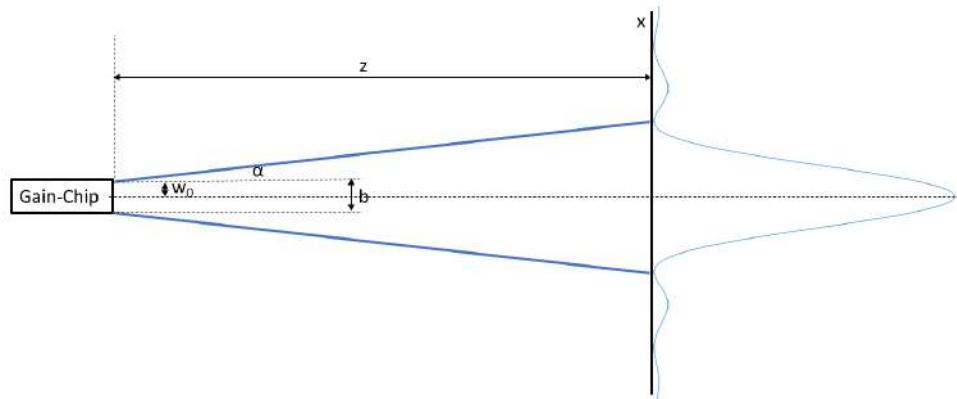


Abbildung 3.8: Beugung an der Geometrie des Gain-Chips

$$\zeta_x = \frac{x}{\lambda_c z} \quad (3.3)$$

$$E(\zeta_x) = \mathfrak{F}[E(x)] = E_0 \int_{-\infty}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{x}{b}\right) e^{-j2\pi\zeta_x x} dx \quad (3.4)$$

$$= b E_0 \text{sinc}(b\zeta_x) \quad (3.5)$$

$$0 = b \frac{\sin(\pi b \frac{x}{\lambda z})}{\pi b \frac{x}{\lambda z}} \quad (3.6)$$

$$1 = b \frac{x}{\lambda z} \quad (3.7)$$

$$\tan(\alpha) = \frac{x}{z} \quad (3.8)$$

$$\Rightarrow b = \frac{\lambda}{\tan(\alpha)} \quad (3.9)$$

$$(3.10)$$

Mit Hilfe der gemessenen Werte von $\alpha = 11^\circ$ und 21° kann nun durch Gleichung 3.9 die Geometrie des Chips berechnet werden. Diese beträgt $2.8\mu m \times 5.5\mu m$. Diese Größen zu kennen ist wichtig um den Strahldurchmesser des kollimierten Strahls festzulegen. Denn es muss sichergestellt werden, dass die minimale Spotgröße des Gaussstrahls kleiner ist, als diese Öffnung, sonst geht Licht verloren. Dies kann mit der Gleichung 3.11 berechnet werden.

$$w_1 = \frac{\lambda f}{\pi w_0} \quad (3.11)$$

Wird in Gleichung 3.11 $\lambda = 1060nm$, $w_0 = 2.8\mu m$ und eine Brennweite von $f = 4.51mm$ eingesetzt ergibt sich ein Stahldurchmesser von 1mm.

Eine weitere Eigenschaft des Gaussstrahls ist, dass er sich nicht perfekt kollimieren lässt. Je kürzer die Brennweiten, desto grösser ist der Effekt. In einer MatLab-Simulation konnte dies gezeigt werden.

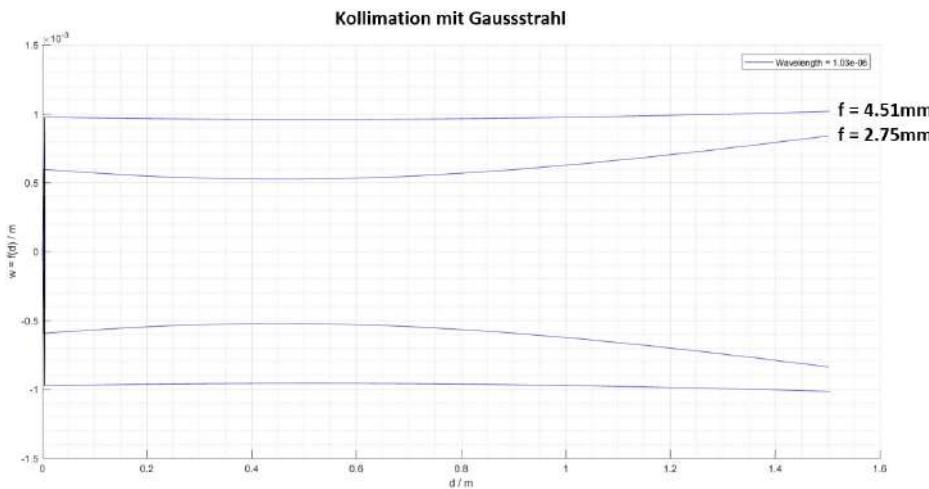


Abbildung 3.9: Simulation der Kollimation des Gain-Chips (d: Distanz, w: Strahlradius)

Abbildung 3.9 zeigt, dass der Strahl nur innerhalb einer gewissen Distanz gut kollimiert ist. Deshalb ist es wichtig diesen Parameter sehr genau justieren zu können. Da die Gitter winkelabhängig sind ist es außerdem wichtig, dass der Strahl dort kollimiert ist. Des Weiteren ist es auch beim Off-Axis-Spiegel wichtig, dass der Strahl kollimiert ist. An beiden Orten verliert der Laser sonst an Kohärenzlänge, da sich fremde Wellenlängen zur eigentlich Selektierten dazu mischen.

3.2.2 Objektiv

Die Idee hinter dem Objektiv ist die Bandbreite des Lasers zu erhöhen, um so eine bessere Auflösung zu erhalten. Wie in Abbildung 3.11 gezeigt muss der Rotationsspiegel ohne ein Objektiv nahe am Gitter sein. Zudem muss er grosse Flächen besitzen, um eine möglichst hohe Bandbreite zu erreichen.

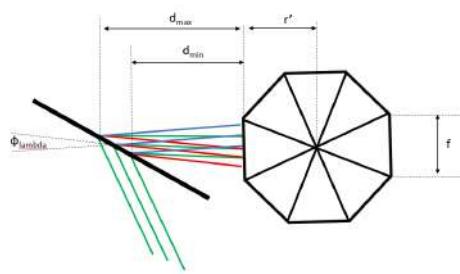


Abbildung 3.10: Rotationsspiegel nahe am Gitter ohne Objektiv.

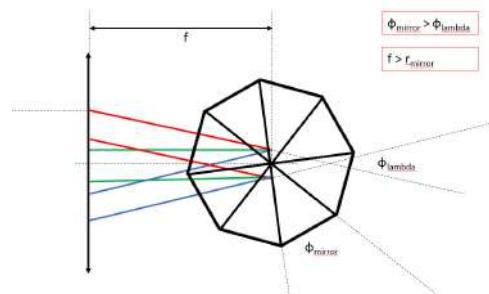


Abbildung 3.11: Objektiv zwischen Rotationsspiegel und Gitter

Durch Matlab-Simulationen konnte gezeigt werden, dass mit einem Objektiv theoretisch eine doppelt so hohe Bandbreite mit halb so grossen Spiegelflächen erreicht werden kann.

Bei der Auslegung des Objektives müssen einige Dinge beachtet werden. Der Winkel zwischen dem Strahl der kleinsten und höchsten Wellenlänge, die vom Objektiv aufgenommen wird, muss kleiner sein als der Winkel zwischen zwei Spiegelsegmenten. Diese ist gegeben durch die Anzahl Segmente: $\varphi_{mirror} = \frac{360}{N_{Flächen}}$. Ist dies nicht der Fall, so werden 2 verschiedene Wellenlängen gleichzeitig reflektiert und somit verstärkt.

Des Weiteren muss das Rotationsspiegelzentrum im Brennpunkt liegen. Damit dies der Fall sein kann, muss die Brennweite der zweiten Linse grösser sein als der Radius des Rotationsspiegels.

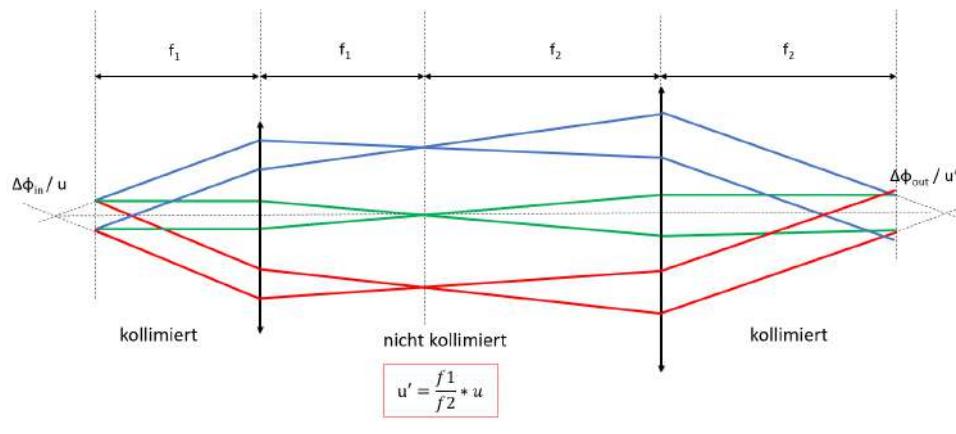


Abbildung 3.12: Objektiv bestehend aus 2 Linsen

Der Winkel des einfallenden Lichtes wird durch das Gitter gegeben. Durch die Apertur der ersten Linse, sowie die Distanz vom Gitter zur ersten Linse wird dieser Eingangswinkel festgelegt. Die Gleichung 3.12 zeigt diesen Zusammenhang. Da der Winkel φ_{in} durch die gewünschte Bandbreite gegeben ist, müssen die Brennweite und der Durchmesser der Linse gewählt werden. Dafür müssen auch die Platzverhältnisse im Aufbau berücksichtigt werden.

$$\tan(\varphi_{in}) = \frac{d_1}{f_1} \quad (3.12)$$

Wie in Abbildung 3.12 zu sehen ist, bildet das Verhältnis der Brennweiten auch das Verhältnis dieser Winkel. Diese Beziehung ist durch die Lagrange invariante gegeben.[15, S. 1]

3.2.3 Off-Axis-Spiegel

Abbildung 3.13 zeigt, dass der Polygonspiegel den Laserstrahl nicht direkt wieder zurückreflektiert, sondern ihn in einem Winkel auf einen dielektrischen Spiegel leitet. Ziel ist, das Gitter nicht nur zweimal zu durchlaufen, sondern viermal. Denn je mehr Gitterdurchläufe, desto höher wird die Kohärenzlänge.[12, S. 2]

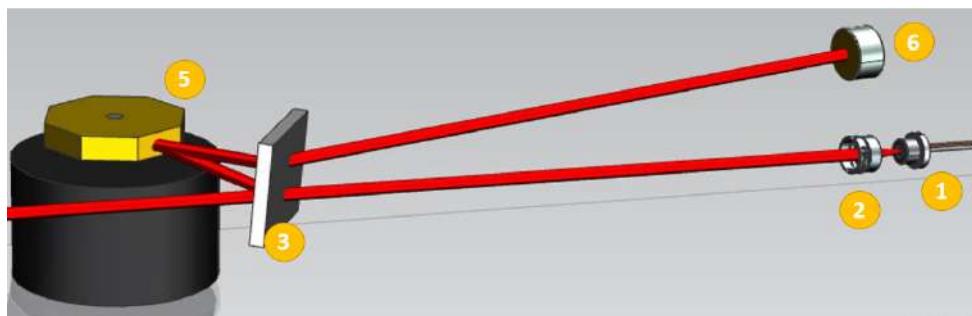


Abbildung 3.13: Strahlengang des External-Cavity Aufbaus.

3.2.4 Simulation der Kavität

Um zu ermitteln welche Distanzen einen Einfluss auf Lasereigenschaften besitzen wurde eine Matlab-Simulation erster Ordnung der Kavität erstellt. Diese ist in Abbildung 3.14 zu sehen. Durch sie konnte ermittelt werden, dass die Distanz vom Gitter zum Off-Axis-Spiegel, sowie die vom Gitter zum Gain-Chip Kollimator keinen Einfluss auf die Kohärenzlänge und Auflösung haben.

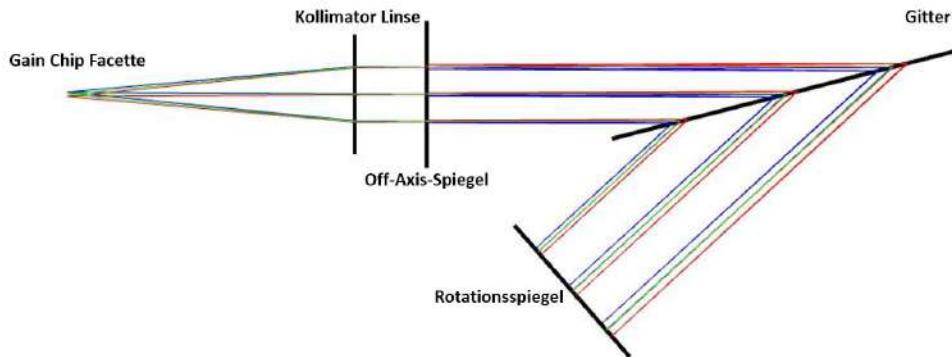


Abbildung 3.14: Simulation der Kavität

3.2.5 Erkenntnisse aus dem ersten Prototypen

Der erste Prototyp war aus Kunststoff gefertigt. Später sollte von der Werkstatt eine Aluminium Version gefertigt werden. Allerdings war das PLA-Material zu wenig stabil um den Laser zu testen, denn es veränderte seine Form durch Kriecheffekte im Material innerhalb Stunden. Da der Werkstatt keine Kapazität mehr zur Verfügung stand, konnte sie die Teile auch nicht mehr aus Aluminium fertigen. Deshalb wurde ein zweiter Prototyp mit demselben Konzept, aber handelsüblichen Bauteilen umgesetzt.

3.3 Prototyp 2

Wie im Kapitel zum Prototyp 1 schon erwähnt, änderte sich am Konzept für den Prototyp 2 nichts. Abbildung 3.15 zeigt den Aufbau des zweiten Prototyps. Die Zentrale Welle ist aus Aluminium gedreht. Die Arme für die Peripherie besteht aus Aluminium standard Cage-System-Komponenten von LINOS.

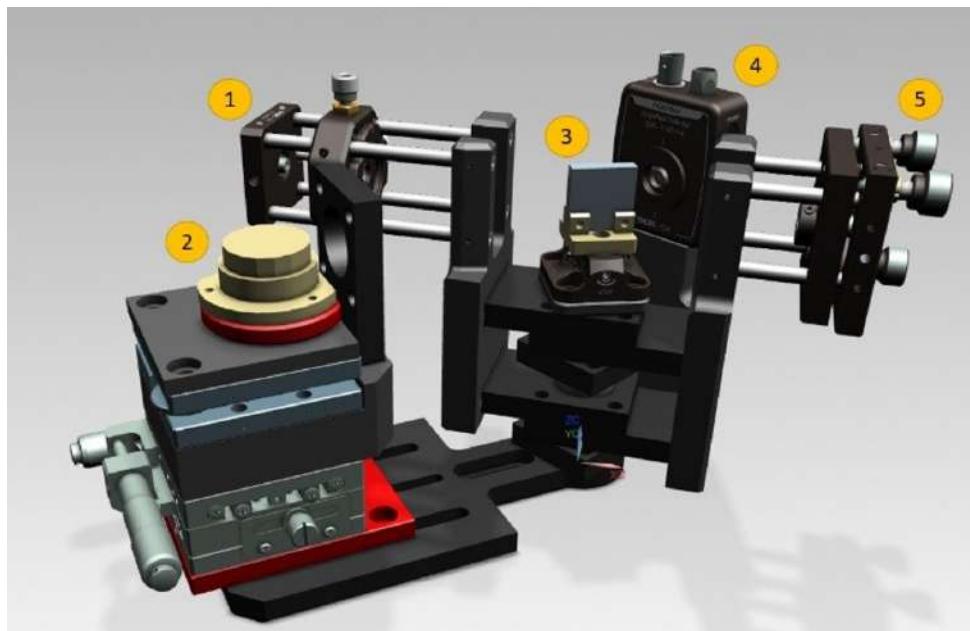


Abbildung 3.15: Simulation der Kavität

Mit diesem Aufbau konnten erste Messungen getätigt werden. Diese zeigten ein instantane Peakbreite von über 1nm. Es stellte sich heraus, dass die Ursache dafür im Objektiv liegt. Ausserdem zeigten sie ein Spiegelflächen-abhängiges Ergebnis für die Ausgangsleistung und Bandbreite. Dies ist auf die Unwucht des Rotationsspiegels zurück zu führen.

3.3.1 Hohe instantane Peakbreite

Wie schon erwähnt ist das Objektiv massgebend für den breiten instantanen Peak verantwortlich. Dies durch die sphärischen Abberationen der Linsen. Dies ist schematisch in Abbildung 3.16 dargestellt. Es ist zu sehen, dass die Strahlen nach dem Objektiv nicht mehr kollimiert sind, dadurch werden Wellenlängen vom Spiegel reflektiert die nicht reflektiert werden sollten. Daraus folgt dann ein breiterer instantaner Peak.

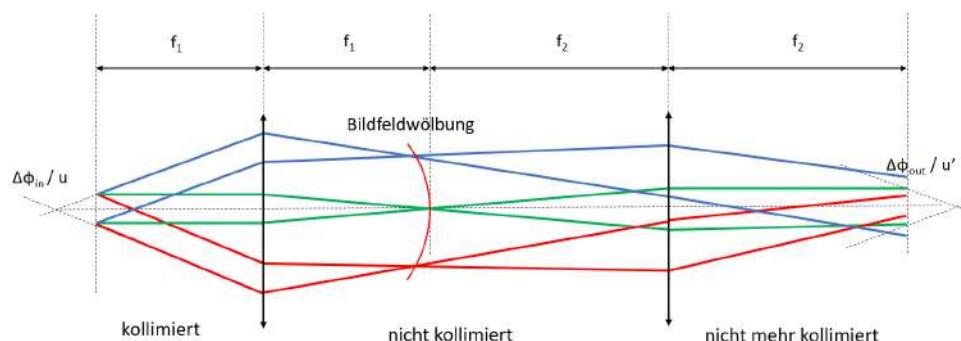


Abbildung 3.16: Bildfeldwölbung im Objektiv

3.3.2 Unwucht des Rotationsspiegels

Um die Auswirkungen der Unwucht des Rotationsspiegels können die nachfolgenden beiden Abbildungen betrachtet werden.



Abbildung 3.17: Interferenzsignal mit wobbelndem Spiegel

Auf diesen beiden Abbildungen sind je ca. 30 Sweeps abgebildet. Es zeigt sehr schön, dass ein zyklisch umhüllendes Signal entsteht. Die Frequenz dieses Signals ist ein Achtel der A-Scan-Frequenz und muss somit von den Spiegelflächen des Rotationsspiegels abhängen.

In Abbildung 3.18 sind die Auswirkungen dieses Unwucht in einem B-Scan auch gut zu sehen. Sie zeigen sich in den senkrechten Streifen.

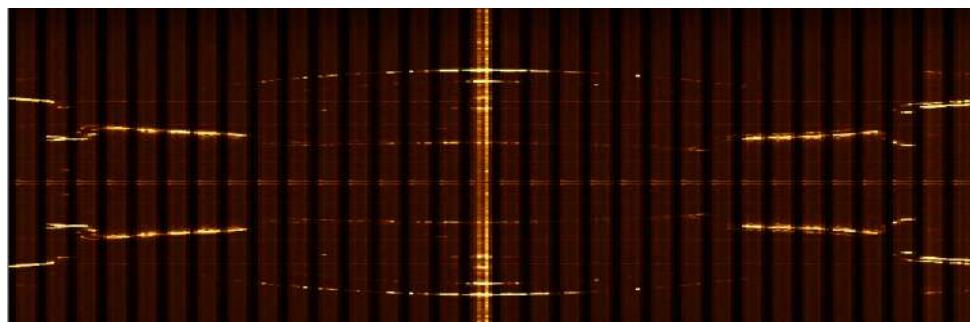


Abbildung 3.18: B-Scan mit wobbelbedingten senkrechten Streifen

3.3.3 Faserkopplung

Beim Arbeiten mit diesem Setup wurde schnell klar, dass das Justieren durch das Einkoppeln sehr erschwert wird. Da die Single-Mode Faser eine $6\mu m$ kleine Öffnung besitzt, muss man bei jeder kleinen Änderung an der Kavität wieder neu einkoppeln. Zusätzlich besitzt der Chip eine Öffnung von $11\mu m$, somit kann der Strahl auch nicht weiter fokussiert werden. Dies bringt ebenfalls hohe Verluste mit sich.

3.3.4 Erkenntnisse aus dem zweiten Prototyp

Obwohl die Idee hinter dem Objektiv grundsätzlich gut ist, benötigt die Umsetzung eine detaillierte Zemax-Simulation. Bei dieser können die Linsen und deren Abstände so optimiert werden, dass möglichst keine Kohärenzlänge verloren geht. Dies würde jedoch den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Deshalb wird im nächsten Prototyp auf das Objektiv verzichtet und dafür eine Einbusse der Bandbreite in Kauf genommen.

Das Faserkoppeln benötigt viel Zeit beim Justieren und ist dadurch unpraktisch. Deshalb wird auf das Gain-Modul ausgewichen. Da dort die Faserkopplung bereits im Modul integriert ist, fällt diese komplett weg. Allerdings erhöhen sich dann die Verluste in der Kavität, da das Licht der 0. Ordnung verloren geht.

Da der Rotationsspiegel bereits ein älteres Modell ist, wird im nächsten Prototyp ein neues Modell eingebaut. Dieser sollte rund Laufen.

3.4 Prototyp 3

In der Abbildung 3.19 ist der dritte Prototyp zu sehen. Dieser besitzt jetzt nicht mehr den Gain-Chip, sondern das Gain-Modul (1). Auch der Strahl des Gain-Moduls muss kollimiert (2) werden. Vom Gitter (3) geht der Strahl nun direkt auf den Rotationsspiegel (4). Dieser reflektiert den Strahl wieder über das Gitter zum Off-Axis-Spiegel (5). Das Gain-Modul koppelt 90% des Lichtes der Kavität direkt in die Faser ein. Deshalb kann nun die nullte Ordnung des Gitters für den A-Scan-Trigger (6) verwendet werden.

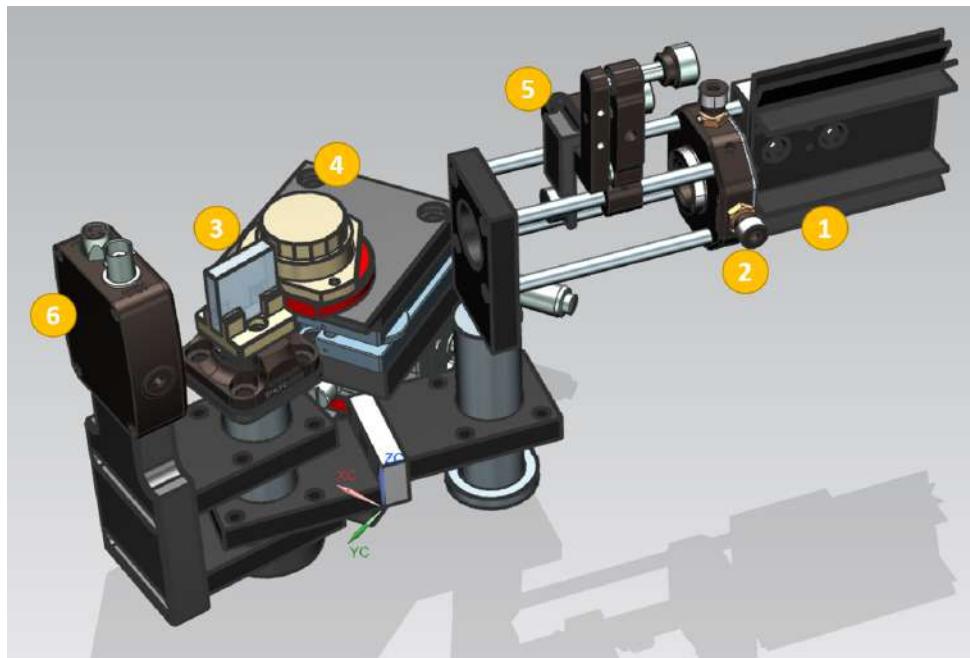


Abbildung 3.19: CAD Zeichnung des dritten Prototyps

Da das Faserkoppeln nun entfällt, kann viel effizienter justiert werden. Es zeigt sich allerdings, dass die Positionierung des Gitters kritischer ist als angenommen. Und der Aufbau noch immer gross und klobig ist. Er ist zwar schon viel stabiler als der erste Beiden, allerdings verändern sich die Eigenschaften des Lasers immer noch über Nacht.

3.4.1 Positionierung Gitter

Die Positionierung des optischen Gitters erwies sich als heikel. Den es zeigte sich, dass nicht nur der Einfallswinkel horizontal zu den Gitterlinien(Rotation um X-Achse) kritisch ist, sondern auch die beiden anderen räumlichen Winkel. Die Effekte dieser Winkel werden hier kurz erläutert.

Winkel um die horizontale Achse (Rotation um Y-Achse):

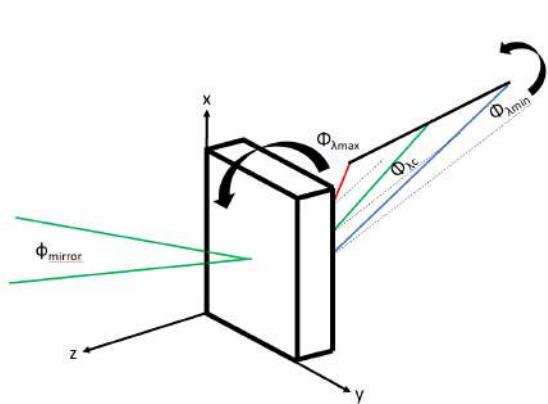


Abbildung 3.20: Schematischer Effekt des Winkels auf den aufgefächerten Strahl



Abbildung 3.21: Aufnahme des Effekts des Winkels auf den aufgefächerten Strahl.

Wie in Abbildung 3.20 und 3.21 zu sehen ist, dreht sich der aufgefächerte Strahl, wenn das Gitter um die Y-Achse gedreht wird. Dies bewirkt eine vertikale, wellenlängenabhängige Verschiebung auf dem Off-Axis-Spiegel und anschliessend ebenfalls beim Gain-Modul. Diese vertikale Verschiebung verkleinert die Bandbreite des Lasers und sorgt für eine tiefe Auflösung.

Winkel um die Achse, die zur Gitterfläche senkrecht steht (Rotation um Z-Achse):

Der Effekt bei einer Drehung des Gitters um die Z-Achse ist weniger kritisch. Es bewirkt eine vertikale Verschiebung des aufgefächerten Strahls, wie dies in Abbildung 3.22 zu sehen ist.

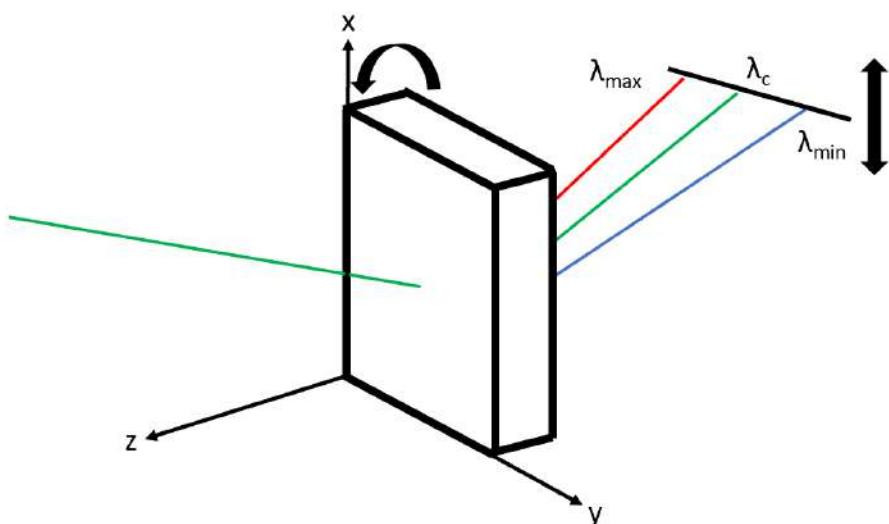


Abbildung 3.22: Schematischer Effekt des Winkels auf den aufgefächerten Strahl

Erklärung dieser Effekte:

Der Grund für diese beiden Effekte ist der Gittertyp, der für dieses Projekt gewählt wurde. Ziel bei der Gitterwahl waren bei der Wellenlänge 1030nm ein Gitter mit möglichst hoher Effizienz und vielen Gitterlinien einzusetzen. Diese Bedingungen erfüllte ein Volume Phase Holographic (VPH) Gitter von Wasatch Photonics am besten. Diese Art von Gitter besitzt eine Schicht mit sich änderndem Brechungsindex zwischen zwei Glasplättchen. Das grundlegende Prinzip, das dieser Gitteraufbau benutzt, nennt sich Bragg Gesetz. Dieses hier genauer zu beschreiben würde allerdings den Rahmen dieser Arbeit sprengen.

3.4.2 Erkenntnisse aus dem dritten Prototypen

Beim Verwenden von VPH Gitter sind alle drei räumlichen Einfallswinkel entscheidend für ein gutes Resultat. Da der neue Rotationsspiegel noch nicht angekommen ist, konnte noch nicht überprüft werden, ob sich die Auswirkungen des Wobbelns verbessern lassen. Das Ausrichten und Justieren ist mit dem Gain-Modul viel effizienter als mit dem Gain-Chip und dem Faserkoppeln. Das Ansteuern des Gain-Moduls ist allerdings komplexer, da eine Temperaturregulation implementiert werden muss. Außerdem ist der Aufbau immer noch gross. Dies gilt es im vierten Prototyp zu verbessern.

3.5 Prototyp 4

Der vierte Prototyp ist der Finale dieser Arbeit. Der Rotationsspiegel kann hier nur noch über Mikrometerschrauben getiltet werden. Die anderen Feinjustierungen wurden entfernt, um Platz zu sparen. Dies war möglich, da ihre Einstellung nicht kritisch war.

Des Weiteren wurde das Gitter auf eine drehbare Tilt-Stage montiert und in das Cage-System integriert. Dies spart ebenfalls Platz und ermöglicht die zusätzlichen Freiheitsgrade beim Justieren.

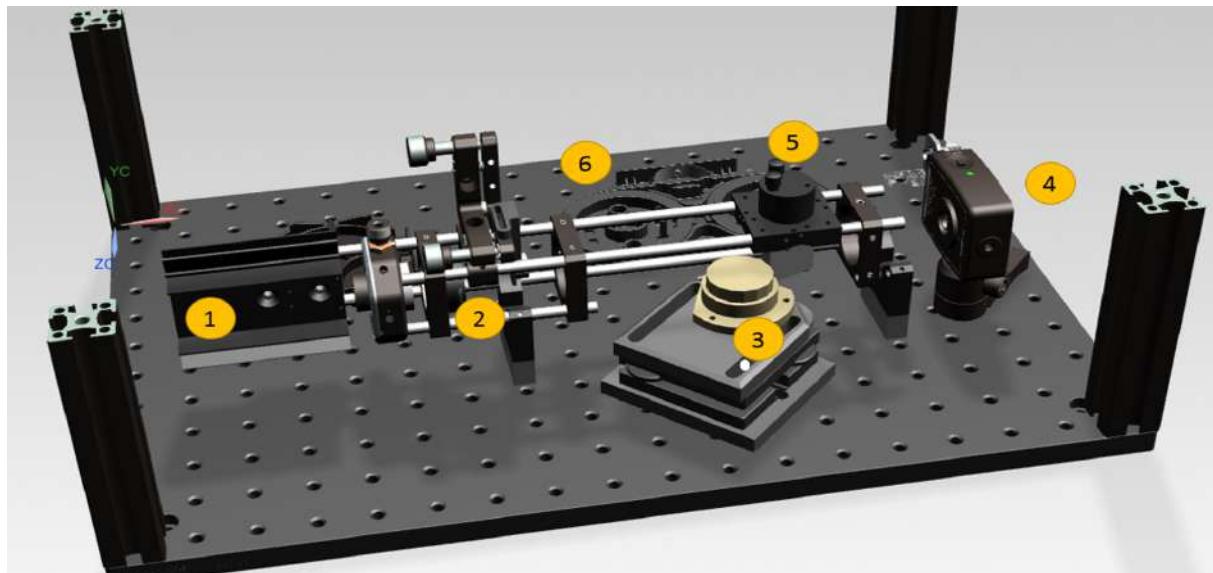


Abbildung 3.23: CAD Zeichnung des vierten Prototypen

Kurzbeschreibung Prototyp 4:

Der Strahl des Gain-Moduls im Buttefly Gehäuse (1) wird mit einer asphärischen Linse in einem XYZ-Translationsmount kollimiert. In einem Abgeschnittenen Cube ist das VPH Gitter auf einer Tilt-Stage (5) montiert. Nachdem der Strahl das Gitter das erste Mal passiert hat, trifft er auf einen 8-flächigen Rotationsspiegel (3), der auf einer Tilt-Stage montiert ist. Die jeweils senkrecht zur Rotationsspiegelfläche liegende Wellenlänge wird in einem leichten Winkel über das Gitter zum dielektrischen Off-Axis Spiegel (2) gespiegelt. Dieser bildet den zweiten Spiegel des Resonators.

Die zehn Prozent des Lichtes, die beim Gitter in der nullten Ordnung gehen, werden mit dem Detektor (4) für den A-Scan-Trigger genutzt.

Die 9% des Lichtes, die vom Gain-Modul in die Faser gekoppelt werden durchlaufen noch einen optischen Isolator (6) der den Laser vor Reflexionen schützt.

3.5.1 Verwendete optische Komponenten

Gain Module:



Abbildung 3.24: Gain-Medium in Butterfly Gehäuse

Eigenschaften:

Bezeichnung:	GM-1060-150-YY-250
Lieferant:	Innolume
Preis:	2500E excl. MwSt
Zentrale Wellenlänge:	1060nm
Bandbreite:	150nm
max. Leistung	280mW
max. Ripples:	0.3dB
Beam divergence Fast Axis:	16°
Beam divergence Slow Axis:	6.5°
max. operating Current:	600mA°

Kollimatorlinse:



Abbildung 3.25: Kollimatorlinse für Gain Module

Eigenschaften:

Bezeichnung:	A230TM-B
Lieferant:	Thorlabs
Preis:	77.19E
Coating:	B
Brennweite:	4.51mm
Nummerische Apertur	0.54

VPH Gitter:

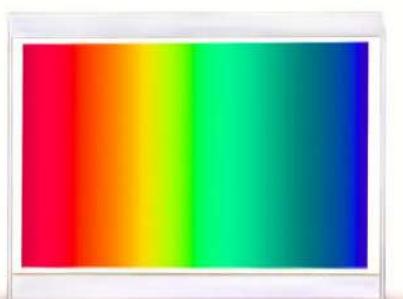
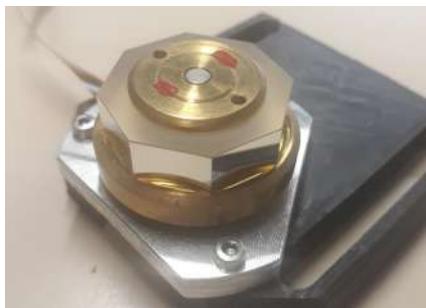


Abbildung 3.26: VPH Gitter

Eigenschaften:

Bezeichnung:	VPHG 1800l/mm
Lieferant:	Wasatch Photonics
Preis:	650\$ excl. MwSt.
AR Coating:	< 0.5%
Grösse:	25X25x6mm
Zentrale Wellenlänge	1030nm
Bandbreite:	20nm

Rotationsspiegel:**Eigenschaften:**

Bezeichnung:	Polygonspiegel 8-fach
Lieferant:	Zumbach Electronics AG
Preis:	650CHF
Reflexion Coating:	> 88%
Rotationsgeschwindigkeit:	3860 rmp

Abbildung 3.27: 8-fach Polygonrotationsspiegel

Dielektrische Spiegel:**Eigenschaften:**

Bezeichnung:	BB05-E03
Lieferant:	Thorlabs
Preis:	46.82E
Reflexion Coating:	> 99%
Durchmesser:	1/2"
Apertur:	10.8mm

Abbildung 3.28: Dielektrischer Spiegel

Isolator:

Abbildung 3.29: Optischer Faserisolator

Eigenschaften:

Bezeichnung:	IO-H-1064B-APC
Lieferant:	Thorlabs
Preis:	241.99E
Verluste:	<2.1dB%
Zentrale Wellenlänge:	1064nm
Bandbreite:	10nm
Isolation:	30dB
Faser:	HI1060
max. Power:	300mW

3.5.2 Kostenzusammenstellung

Bauteil	Teilnummer	Stückpreis	Währung	Stückpreis CHF	Anzahl	Kosten CHF
Gain Module Innolum	GM-1060-150-PM-250	2725.00	E	3214.14	1	3214.14
Fibre isolator cheap	IO-H-1064B-APC	245.99	E	290.15	1	290.15
Grating Wasatch	1800 l/mm @ 1030nm	730.00	\$	701.60	1	701.60
dielectric mirrors	BB05-E03	46.82	E	55.22	1	55.22
XYZ-Stage 1/2"	CXYZ05/M	303.19	E	357.61	1	357.61
Lense to Stage Adapter	S05TM09	17.28	E	20.38	1	20.38
Kollimator Lense	A230TM-B	77.19	E	91.05	1	91.05
Rods 300mm	ER12	15.27	E	18.01	4	72.04
Rods 50mm	ER2-4P	21.07	E	24.85	1	24.85
Stabilisierungs Plates	CP12	18.91	E	22.30	2	44.61
Stage Holder	Stangenhalter V	34.00	E	40.10	3	120.31
Würfel	Würfel 30	90.00	E	106.16	1	106.16
Tilt Stage for Grating	EO85710	125.00	E	147.44	1	147.44
Tilt Stage for Polygonspiegel	AIS-65BUU	190.00	\$	182.61	1	182.61
Mirror Tilt Stage	KM100C	87.85	E	103.62	1	103.62
Mirror Tilt Holder	CP02B	12.80	E	15.10	1	15.10
A-Scan-Detector	PDA10A2	280.94	E	331.37	1	331.37
Post	TR20/M	4.31	E	5.08	1	5.08
magned socket	UPH1	27.58	E	32.53	1	32.53
Polygonspiegel	Zumbach	600.00	CHF	600.00	1	600.00
Einfacher Faserwickler	FSR1	9.46	E	11.16	1	11.16
Doppelter Faserwickler	BFCT	18.91	E	22.30	1	22.30
Faserkopplungen	ADAFCPMB2	62.35	E	73.54	2	147.08
Optik Platte	MB3045_M	170.89	E	201.56	1	201.56
Div. Kleinmaterial & Eigenanfertigungen		100.00	CHF	100.00	1	100.00
Total:						6997.98

3.5.3 Verluste Kavität

Die erwartet gesamte Transmission aller Elemente in der Kavität können berechnet werden wie in den folgenden Gleichungen gezeigt wird:

$$G_{Medium} := 10^{\frac{15}{10}} \approx 32 \quad (3.13)$$

$$T_{Chip} := 0.9 \quad (3.14)$$

$$T_{FaserKopplung} = \frac{P_{ecFiber}}{P_{exFacet}} = \frac{123.7mW}{2.33mW} \approx 0.019 \quad (3.15)$$

$$V_{Cavity} = 1 - T_{Cavity} = 1 - (T_{Gitter}^4 \cdot T_{Rotationsspiegel}^2 * T_{DielektrischerSpiegel}) \quad (3.16)$$

$$= 1 - (0.9^4 \cdot 0.88^2 \cdot 0.99) = \underline{\underline{0.497}} \quad (3.17)$$

$$P_{Cavity} = P_0 \cdot G_{Medium} \cdot V_{Cavity} \quad (3.18)$$

$$= 120mW \cdot 32 * 0.497 = \underline{\underline{1.71W}} \quad (3.19)$$

$$P_{out} = P_{Cavity} \cdot T_{Chip} \cdot T_{FaserKopplung} \quad (3.20)$$

$$= 1.71W \cdot 0.9 \cdot 0.019 \approx \underline{\underline{32.4mW}} \quad (3.21)$$

3.5.4 Erkenntnisse aus dem vierten Prototyp

Der vierte Prototyp beinhaltet nun den neuen Rotationsspiegel. Allerdings ist die gewünschte Verbesserung des Wobbelns im Signal nicht eingetreten. Daraus lässt sich schliessen, dass dieses Wobbeln auf Fertigungstoleranzen oder eine Unwucht zurückzuführen ist. Das heisst, dass dieser günstige Rotationsspiegel nicht die geeignete Wahl für die Sweep Realisierung ist.

Dieser Prototyp ist nochmals stabiler. Die Eigenschaften des Prototyps ändern sich nur geringfügig von Tag zu Tag. Das Justieren ist zwar schon einiges effizienter als bei den Prototypen mit dem Gain-Chip und der externen Faserkopplung, sie bleibt jedoch diffizil.

4 Zusammenbau und Justierung

4.1 Zusammenbau

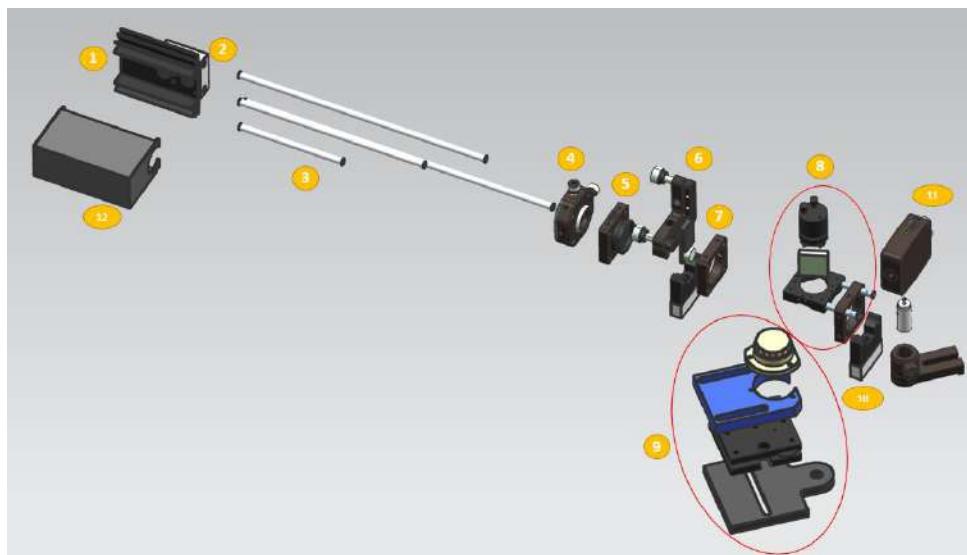


Abbildung 4.1: Explosionsansicht des Prototyps

Als Erstes muss das Kühlblech (1) auf der Führung (2) befestigt werden. Danach kann das Gain-Modul mit Wärmeleitpaste und den M2-Schrauben auf dem Kühlblech montiert werden. Dann kommen die Führungsstangen (3) in die Führung des Kühlblechs. Die Linse wird anschliessend im XYZ-Translationsmount eingesetzt. Dieser wird mit den kürzeren beiden Führungsstangen an die längeren angebracht. Wichtig ist, dass die beiden mittleren Führungsstangen in der gleichen Ebene enden und dass die beiden längeren Führungsstangen auf derselben Höhe beginnen. Mit der kürzesten Führungsstange kann ein Mindestabstand zwischen Gain-Modul und Linse eingestellt werden. So ist man sicher, dass die Linse beim Justieren nie das Gain-Medium berührt und es so beschädigt. Danach werden die Iris (5), der Off-Axis-Spiegel (6), die Bodenbefestigung und der Stabilisationsring (7) in dieser Reihenfolge über die Führungsstangen gesteckt. Nachdem das Gain-Modul am Controller angeschlossen wurde, kann die Staubschutzhülle (12) mit einem Kabelbinder an dem Kühlblech befestigt werden. Das Rotationsspiegelmodul (9) kann anschliessen, wie im Folgekapitel Rotationsspiegel beschrieben, angebracht werden. Das Gittermodul (8) kann auch vorbereitet werden, doch bevor es eingesetzt wird, muss der Strahl kollimiert und ausgerichtet werden. Näheres dazu ist im Kapitel Justieranleitung zu finden. Ist das Gittermodul angebracht, kann die zweite Bodenbefestigung montiert werden. Und der Detektor (11) kann auf seiner Stütze angebracht werden.

4.1.1 Gittermodul

Der Winkel, bei welchem das Gitter am effizientesten arbeitet, ist 68° . Das heisst, es muss in einem Winkel von $90^\circ - 68^\circ = 22^\circ$ zur optischen Achse liegen. Dieser muss, beim Zusammenbauen des Gittermoduls, so gut wie möglich eingestellt werden. Wie in Abbildung 4.2 zu sehen ist, eignet sich ein Winkelmessgerät für diese Aufgabe. Das es gut benutzt werden kann müssen fürs Einstellen lange Führungsstangen ins Gittermodul eingesetzt werden. Die beiden eingekreisten Sektionen zeigen den eingestellten Winkel.

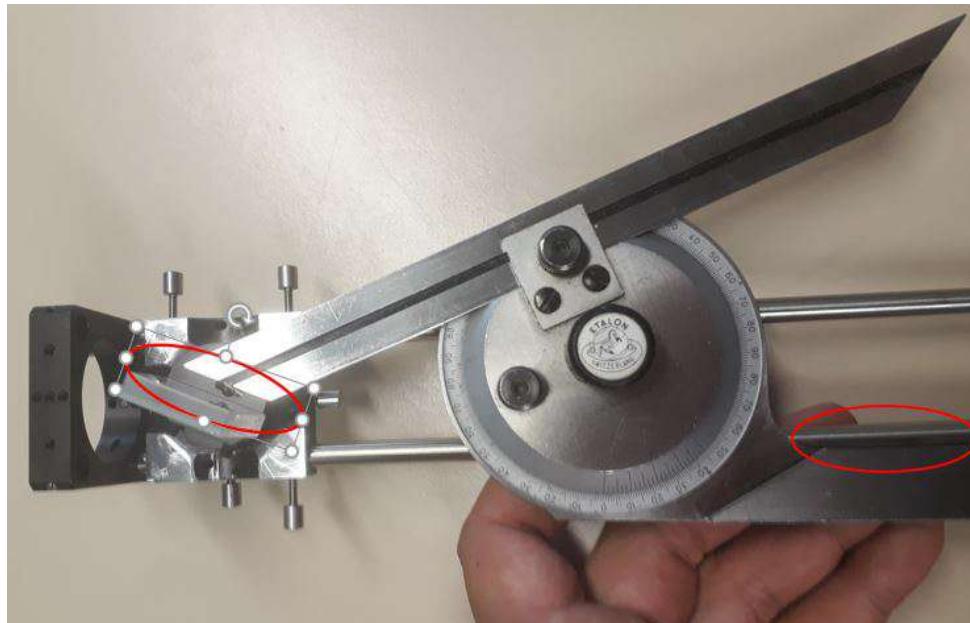


Abbildung 4.2: Winkelmessgerät um den Gitterwinkel einzustellen

4.1.2 Rotationsspiegelmodul

Wenn das Gitter am effizientesten arbeitet, ist der Ausgangswinkel der Zentralen Wellenlänge gleich gross wie der Einfallswinkel. Somit muss das Zentrum des Rotationsspiegels einen $2 * 22 = 44$ Winkel zur optischen Achse aufweisen. Auch dieser kann gut mit dem Winkelmessgerät eingestellt werden. Abbildung 4.3 zeigt dies. Die wichtigen Berührungs punkte sind mit roten Kreisen markiert.

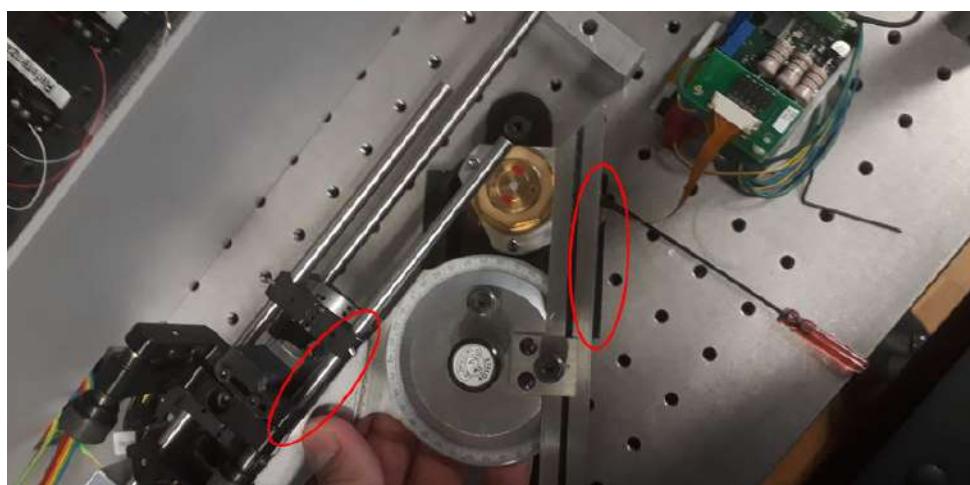


Abbildung 4.3: Winkelmessgerät um den Rotationsspiegelwinkel einzustellen

4.1.3 Gain-Module

Für die Inbetriebnahme des Gain-Moduls werden Stromquelle und Temperaturregelung benötigt. Im Laboraufbau wird dafür der Laserdioden Controller LDC-3900 benutzt. Dieser hat vier Regelungskreise, wovon zwei benutzt wurden. Die Abbildung 4.4 zeigt die Hauptbedienelemente.

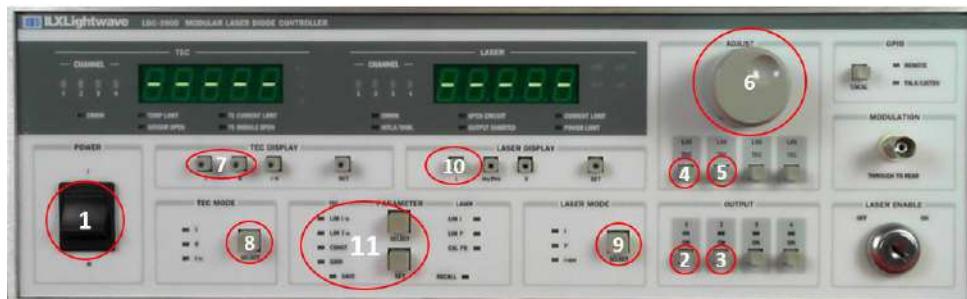


Abbildung 4.4: Front Panel des LCD3900 Laser Diode Controllers

1. Einschaltknopf für Laser Diode Controller
2. Temperaturreglung aktivieren.
3. Stromregelung aktivieren.
4. In den Modus wechseln, bei dem die Sollwerte für die Temperaturregelung angepasst werden können.
5. In den Modus wechseln, bei dem die Sollwerte für die Stromregelung angepasst werden können.
6. Drehrad um Werte anzupassen.
7. Umschalten zwischen Temperaturregelung und Widerstandsregelung. Je nach Modus für Anzeige (4 ist grün) oder um Sollwerte einzugeben (4 ist orange).
8. Umschalten von Temperaturregelung zu Widerstandsregelung.
9. Umschalten von Stromregelung zu Leistungsregelung. Achtung: Die Leistungsregelung ist nicht möglich, da kein Photodetektor für die Leistungsmessung angeschlossen ist.
10. Anzeige für Sollstrom. Drei bis fünf Sekunden später wird wieder der Ist-Strom angezeigt.
11. Die beiden Parameter sind für die Regelparametereinstellungen.

Die Displays zeigen wenn nichts gedrückt wird immer den Ist-Zustand. Wenn Einstellungen getätigt werden wechseln die Displays dementsprechend. Wird allerdings 3-5s lang nichts mehr getätigert zeigen sie wieder den Ist-Zustand an.

Verdrahtung:

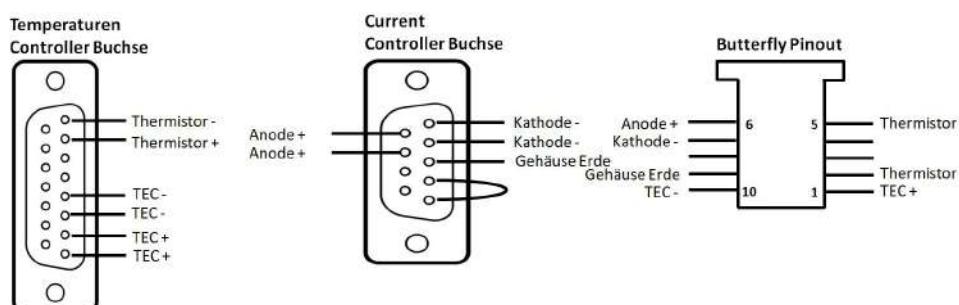


Abbildung 4.5: Verdrahtungsschema für Kabel zwischen LCD3900 und Gain-Module

4.2 Justieranleitung

1. Detektor & Gittermodul entfernen und überprüfen das der Rotationsspiegel ausgeschaltet ist.
2. Laserstrahl kollimieren. Wichtig ist vor allem, dass er in ca. 40cm Entfernung gut kollimiert ist, da sich dort der Off-Axis-Spiegel und somit der zweite Spiegel des Resonators befindet.
3. Strahl gerade ausrichten. Indem die Iris fast komplett geschlossen und das Ausrichtwerkzeug von Abbildung 4.6 eingesetzt wird, kann der Strahl fast perfekt ausgerichtet werden.



Abbildung 4.6: Ausrichtwerkzeug

4. Gittermodul montieren.
5. Auf dem Rotationsspiegel müsste nun der aufgefächerte Strahl als Linie zu sehen sein. Dieser soll in der Mitte der Spiegelfläche sein.
6. Durch Neigen von Gitter und Rotationsspiegel den Strahl zum Off-Axis-Spiegel reflektieren.
7. Solange weiter justieren, bis die Linie auf dem Off-Axis-Spiegel gerade ist und sich nicht mehr bewegt, wenn der Rotationsspiegel von Hand gedreht wird. Abbildung 4.7 zeigt, wie es aussehen sollte.

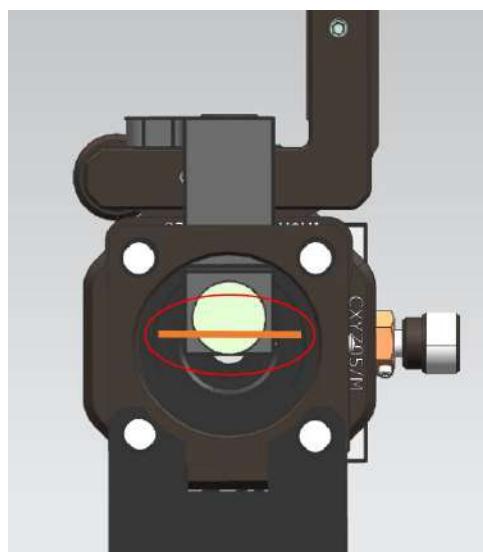


Abbildung 4.7: Ausrichtwerkzeug

8. Als Nächstes muss der Off-Axis Spiegel so ausgerichtetet werden, das der Strahl zurück in das Gain-Modul trifft. Dazu kann der Rotationsspiegel eingeschaltet und der Raum abgedunkelt werden. Ist der Strahl in der Nähe des Gain-Moduleingangs, so wird er in der nullten Ordnung des Gitters auf einer Detektorkarte sichtbar. Abbildung 4.8 zeigt den Hauptstrahl (1). Das sind die 10%, die vom Gitter in der nullten Ordnung durchgelassen werden. Zusätzlich sind die Reflexionen (2) die direkt vom Rotationsspiegel stammen zu sehen. Interessant sind allerdings die Reflexionen vom Off-Axis-Spiegel (3). Werden diese nun mit dem Off-Axis-Spiegel langsam dem Hauptstrahl angenähert, beginnt der Laserprozess.

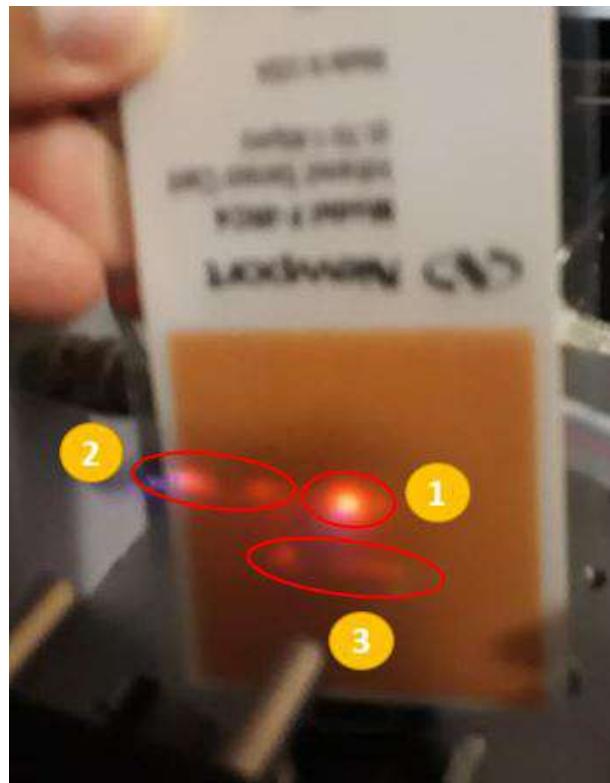


Abbildung 4.8: Detektorkarte, die den Hauptstrahl (1), die Rotationsspiegel reflexion (2) und die Off-Axis-Spiegel reflexion (3) zeigt.

9. Interferenzmuster auf Oszilloskop durch Feinjustierung aller Justiermöglichkeiten maximieren.

Ziel:

- Möglichst hohe Amplitude über möglichst langen Messbereich.
- Möglichst lange Interferenzmuster pro Zyklus. $\Rightarrow \frac{t_i}{t_z} = \text{maximal}$
- Möglichst konstante Interferenzmuster von Spiegelfläche zu Spiegelfläche. $\Rightarrow I_{pp\text{umhullend}} = \text{minimal}$
- Möglichst hohe Ausgangsleistung.

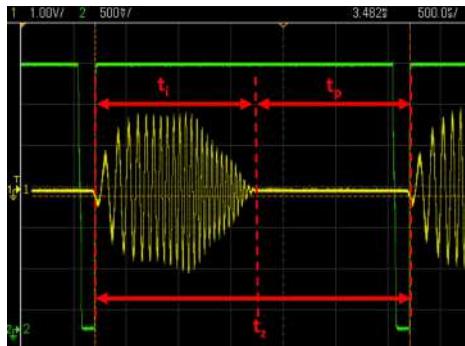


Abbildung 4.9: KO Ausschnitt, der die Interferenzmuster einer Spiegelfläche zeigt.

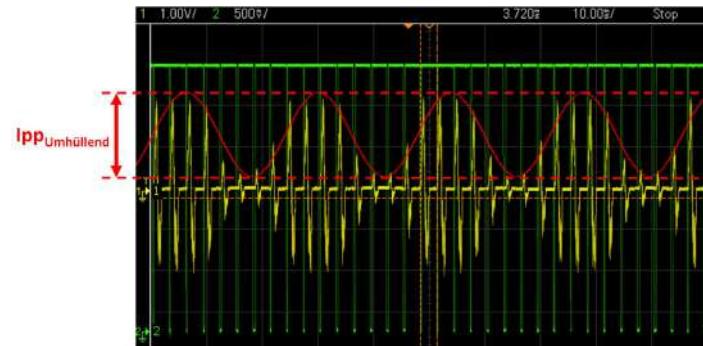


Abbildung 4.10: KO Ausschnitt, der die Interferenzmuster von vier kompletten Umdrehungen des Rotationsspiegels zeigt.

10. Remap Vektor erstellen mithilfe der 2-Point-Calibration LabView Software.
11. ASU Kalibrieren mit einer Luftspaltmessung.
12. OCT-Charakterisierungsmessungen ausführen und evtl. wieder bei Schritt 9 beginnen.

5 Charakterisierung Prototyp

Dieses Kapitel zeigt, wie der Laser charakterisiert wurden. Die Laser justiert, um diese Ergebnisse zu liefern, ist nicht Teil dieses Kapitels. Hier wird davon ausgegangen, dass der Laser schon bestmöglich eingestellt ist und es lediglich darum geht, die Messungen durchzuführen. Zusätzlich werden die ermittelten Werte mit den erwarteten Werten verglichen.

5.1 Fall Off Simulation

Um abschätzen zu können, wie kohärent der Laser werden kann, wurde vor der Umsetzung eine Matlab-Simulation der Kavität geschrieben. Abbildung 5.1 zeigt diese. Wird die Sektion des Gain-Chip-Ausgangs vergrössert und die instantane Bandbreite kontinuierlich erhöht, so kann ermittelt werden, ab welcher instantanen Bandbreite nur noch die Hälfte des Strahls in den Gain-Chip zurückgekoppelt wird.

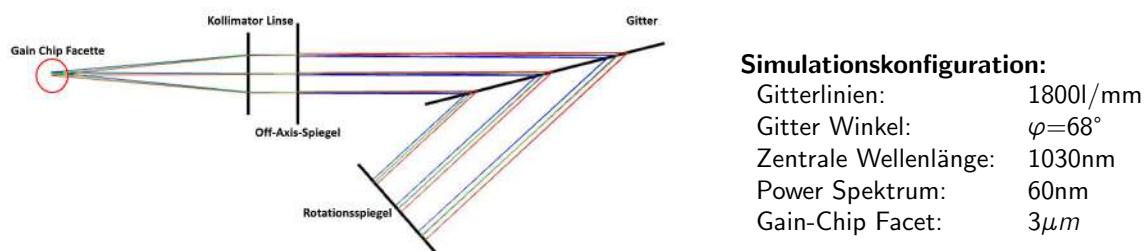


Abbildung 5.1: Kavitätssimulation in MatLab

Die folgenden drei Abbildungen zeigen den rot eingekreisten Ausschnitt der Simulation vergrössert bei verschiedenen instantanen Bandbreiten.

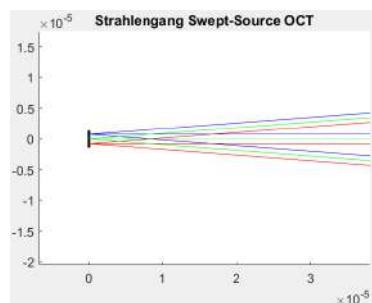


Abbildung 5.2: 0.01nm instantane Bandbreite.

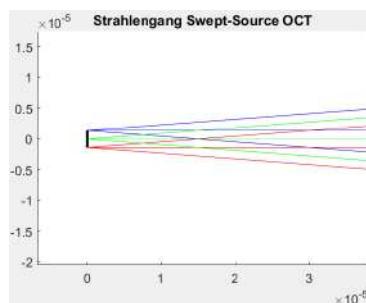


Abbildung 5.3: 0.018nm instantane Bandbreite.

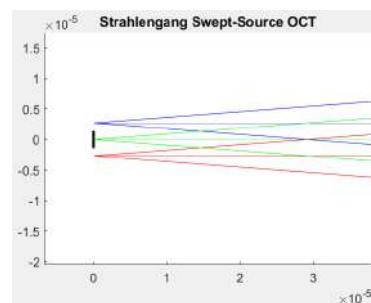


Abbildung 5.4: 0.035nm instantane Bandbreite

Wird davon ausgegangen, dass die abgebildeten Strahlen jeweils der zentrale Strahl des Gaußstrahls ist. Der Durchmesser dieses Gaußstrahls ebenfalls 3 μ m beträgt, wie die Gain-Chip-Öffnung. So ist auf den obigen Simulationen zu sehen, dass bei 0.018nm instantaner Bandbreite nur noch die Hälfte dieses Gaußstrahls eingekoppelt wird. Somit wird das FWHM des instantanen Peaks bei 0.018nm sein. Daraus kann mittels der Gleichung 5.1, die im Theoriekapitel hergeleitet wurde, die Kohärenzlänge berechnet werden.

$$l_c = \frac{2/\pi}{\delta\lambda} \frac{\lambda_0^2}{\pi} = \frac{2/\pi}{\delta\lambda} \frac{(1030 * 10^{-9})^2}{\pi} = \underline{26mm} \quad (5.1)$$

Auswertung:

Diese Kohärenzlänge entspricht in der Theorie einem -6dB Fall-Off von 13mm Distanz zum Zero-Delay. Das ist schon viel für ein OCT-System.

5.2 Fall Off Messung

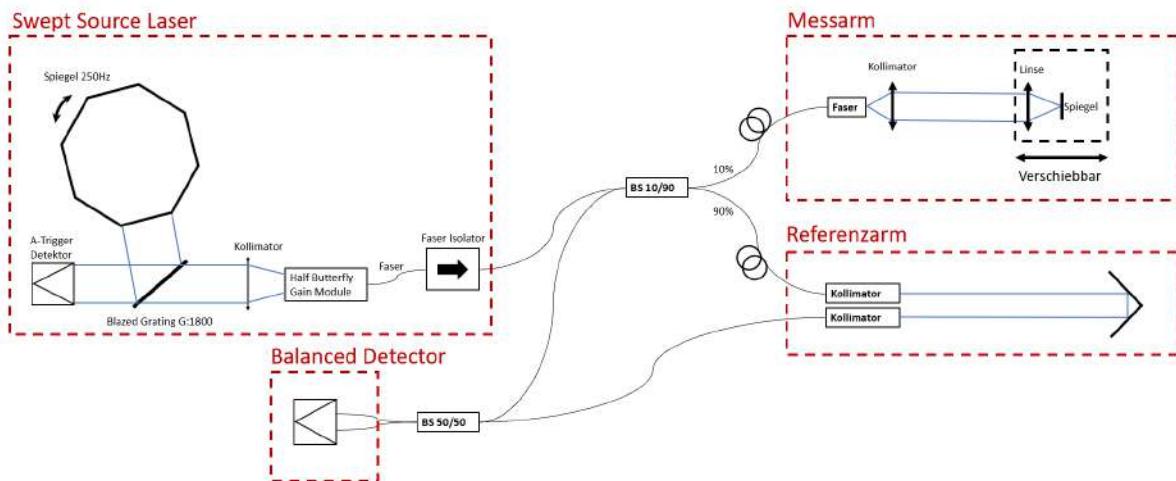
Messaufbau:

Abbildung 5.5: Schema des Messaufbaus

Komponentenbeschreibung:

Referenzarmverluste:	ca. 30%
Messarmverluste:	ca. 30%
Balanced Detector:	BPD1 von Insight
Swept Source Laser:	Testobjekt
Verwendetes OCT System:	Steropes 1060 vom HuCe-OptoLab
Sampling Frequenz:	2MSs
Sample pro A-Scan:	4096
ADC Range:	400mV

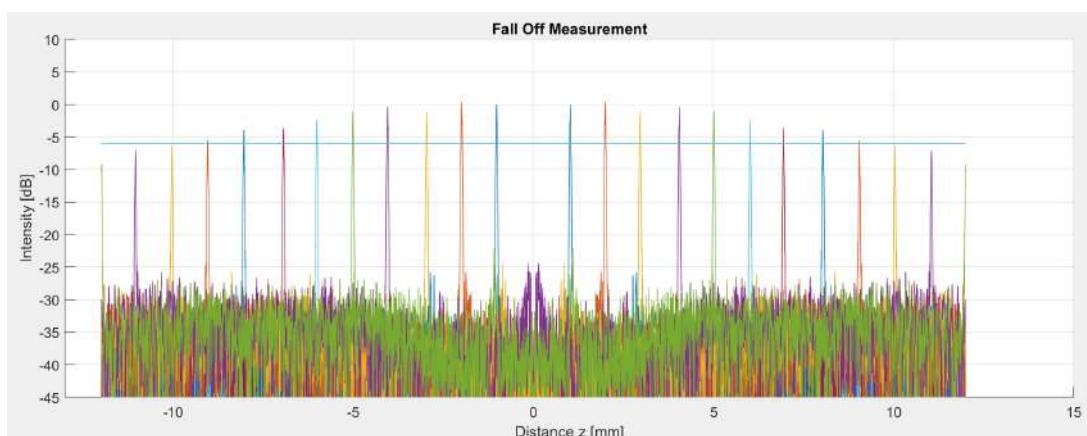
Messresultat:

Abbildung 5.6: Schema des Messaufbaus

Auswertung:

Die Abbildung 5.6 zeigt, dass die Distanz beim -6dB Fall-Off bei 10mm befindet. Somit ist die Kohärenzlänge $l_c = 2 * z_{6dB} = 20mm$.

Daraus kann die instantane Peakbreite berechnet werden.

$$\delta\lambda = \frac{\ln(2)}{\pi} * \frac{\lambda_c^2}{z_{6dB}} = 0.024nm \quad (5.2)$$

Die gemessenen Werte ergeben eine instantane Bandbreite, die sogar noch ein wenig kleiner ist als die Simulierte.

5.3 Simulation des Power Spectrums

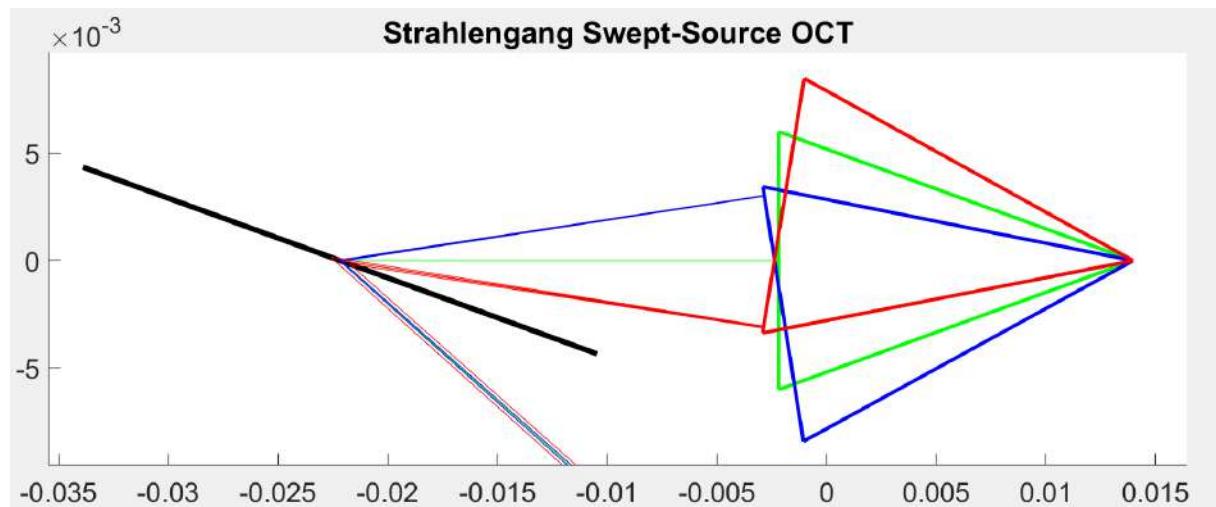


Abbildung 5.7: Simulation des Power Spektrums

Simulationsparameter:

Spiegelfläche Länge:	12mm
Gitterlinien:	1800l/mm
Wellenlängenbereich:	1000nm - 1060nm
Distanz Gitter-Spiegelzentrum:	35mm

Durch diese Simulation kann gezeigt werden, dass eine maximale Bandbreite von 60nm erreicht werden kann.

5.4 Power Spektrum Bestimmung über Duty-Cycle

Messaufbau:

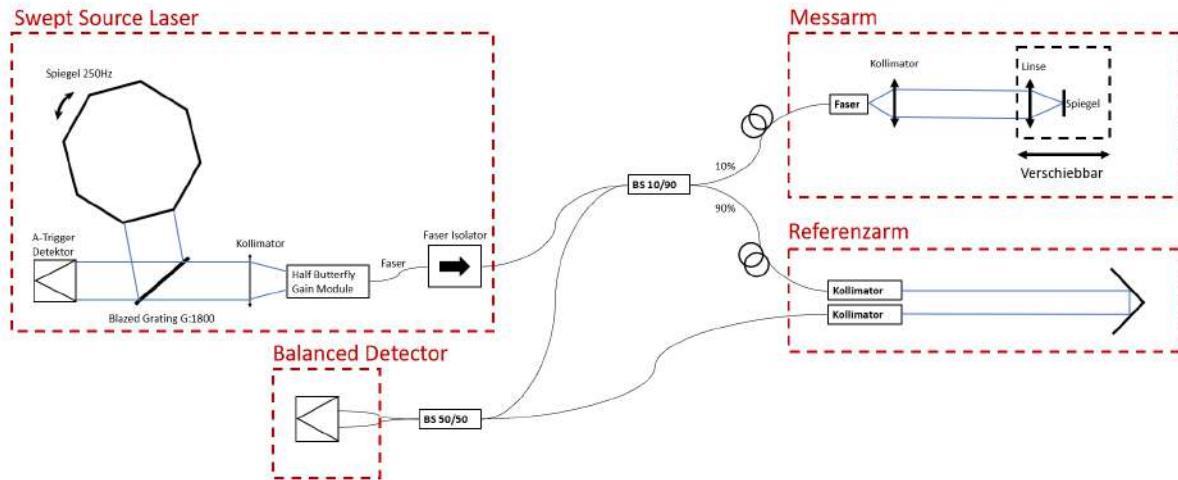


Abbildung 5.8: Schema des Messaufbaus

Komponentenbeschreibung:

Referenzarmverluste:	ca. 30%
Messarmverluste:	ca. 30%
Balanced Detector:	BPD1 von Insight
Swept Source Laser:	Testobjekt
Verwendetes OCT System:	Steropes 1060 vom HuCe-OptoLab
Sampling Frequenz:	2MSs
Sample pro A-Scan:	4096
ADC Range:	400mV

Indem ein KO an das Signal des A-Scan-Triggers, sowie an das Singal des Balanced Detektors angeschlossen wird, kann der Duty-Cycle von Interferenzmuster zum A-Scan-Trigger-Signal herausgelesen werden. Daraus kann berechnet werden, während welchem Drehwinkel Interferenzmuster entstehen. Die nachfolgenden Gleichungen zeigen dies. Mithilfe der Gittergleichung kann daraus die Bandbreite des Lasers bestimmt werden. Aus der KO-Aufnahme kann ein Duty-Cycle von $\eta_{DutyCycle} = 0.5$ eruiert werden.

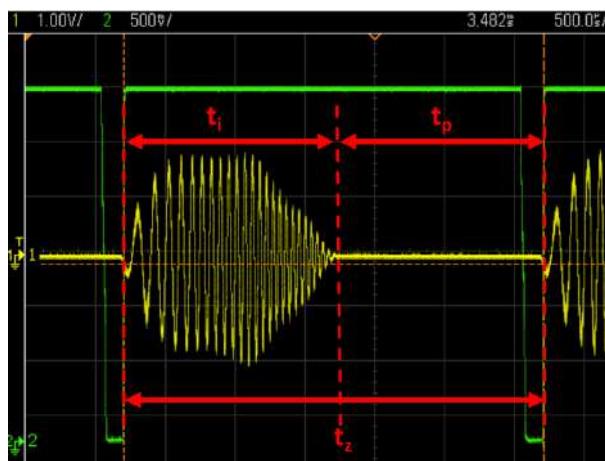
Messresultate:

Abbildung 5.9: KO Interferenzmuster um Duty-Cycle zu bestimmen.

$$\Theta_{Segment} = \frac{360^\circ}{N_{Segmente}} = \frac{360^\circ}{8} = 45^\circ \quad (5.3)$$

$$\Delta\varphi_\lambda = \Theta_{Segment} \cdot \eta_{DutyCycle} = 22.5^\circ \quad (5.4)$$

$$\Delta\lambda = \frac{\sin(68^\circ + \frac{\Delta\varphi_\lambda}{2}) - \sin(68^\circ - \frac{\Delta\varphi_\lambda}{2})}{m \cdot G} = \underline{\underline{81.2 \text{ nm}}} \quad (5.5)$$

(5.6)

$$ASU = \frac{\lambda_c^2}{2 \cdot \Delta\lambda} = \frac{(1030 \cdot 10^{-9})^2}{2 \cdot 40.8 \cdot 10^{-9}} = \underline{\underline{6.5 \mu\text{m}}} \quad (5.7)$$

Der Fourierbegrenzte maximale Messbereich kann aus dieser Konfiguration des Messaufbaus ebenfalls berechnet werden.

$$z_{max} = \frac{N_{Samples}}{2} \cdot ASU = \frac{N_{Samples}}{2} \cdot \frac{\lambda_c^2}{4\Delta\lambda} = \underline{\underline{13.3 \text{ mm}}} \quad (5.8)$$

Auswertung:

Die Messung zeigt, dass die simulierte Bandbreite von 60nm nicht erreicht werden kann. Dies war zu erwarten, denn bei der Simulation sind die äussersten Strahlen ganz am Rand der Spiegelfläche. Bei einem Strahl mit 2mm Durchmesser würde dort bereits die Hälfte des Lichtes nicht mehr zurückreflektiert.

Ein weiterer Effekt, der einen Einfluss auf die Bandbreite hat, ist die Kollimation. Diese wird schlechter, je weiter die Wellenlänge von der zentralen Wellenlänge entfernt ist.

5.5 Power Spektrum Bestimmung über ASU Kalibration des SS-OCT Systems

Eine zweite Möglichkeit die Bandbreite zu bestimmen ist das OCT-System zu kalibrieren. Dafür muss ein Remap Vektor erstellt werden. Anschliessend wird der Spiegel des Referenzarms in einer bestimmten Distanz, zum Beispiel 5mm, zum Zero-Delay eingestellt. Im Kalibrationsreiter der LabView-Software kann jetzt das Pixel, bei welchem der Remap-Peak im SD-Signal steht, ausgelesen werden. Die Pixelnummer, bei der der Peak stand, war 815. Über die nachstehende Gleichung kann nun die ASU berechnet werden. Aus dieser ASU kann dann die Bandbreite berechnet werden.

Messaufbau:

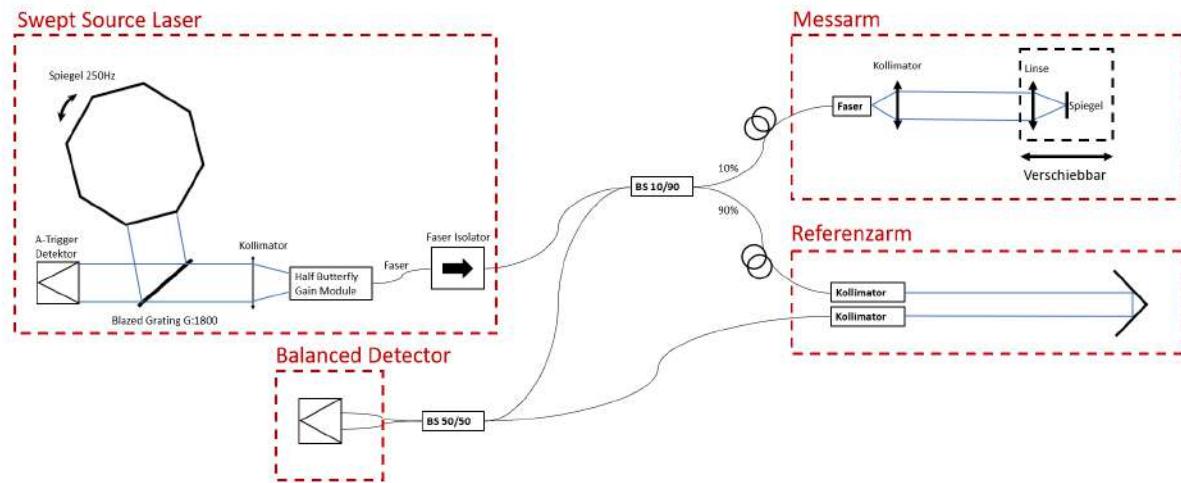
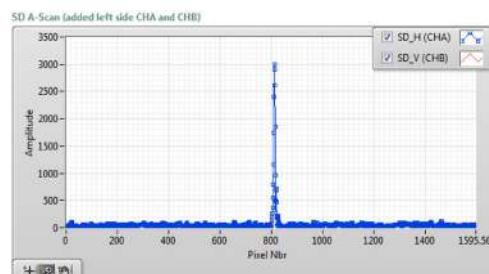


Abbildung 5.10: Schema des Messaufbaus

Komponentenbeschreibung:

Referenzarmverluste:	ca. 30%
Messarmverluste:	ca. 30%
Balanced Detector:	BPD1 von Insight
Swept Source Laser:	Testobjekt
Verwendetes OCT System:	Steropes 1060 vom HuCe-OptoLab
Sampling Frequenz:	2MSs
Sample pro A-Scan:	4096
ADC Range:	400mV

Messresultat:



$$ASU = \frac{d}{N_{Pixel}} = \frac{5000\mu m}{815} = 6.13\mu m \quad (5.9)$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_c^2}{4 * ASU} = \frac{(1030 * 10^{-9})^2}{2 * 6.13 * 10^{-6}} = \underline{\underline{86.6nm}} \quad (5.10)$$

Abbildung 5.11: Kalibrationspeak in OCT-Software.

5.6 A-Scan-Rate

Die A-Scan-Rate kann direkt mit einer KO-Frequenzmessung des A-Scan-Trigger-Signals gemacht werden.



Abbildung 5.12: KO Messung.

$$f_{A-Scan} = \frac{1}{t_Z} = Freq(2) \quad (5.11)$$

5.7 Output Power

Die Ausgangsleistung des Swept-Source Lasers wurde mit einem Optical Power Meter (OPM) von Thorlabs durchgeführt.

Messaufbau:

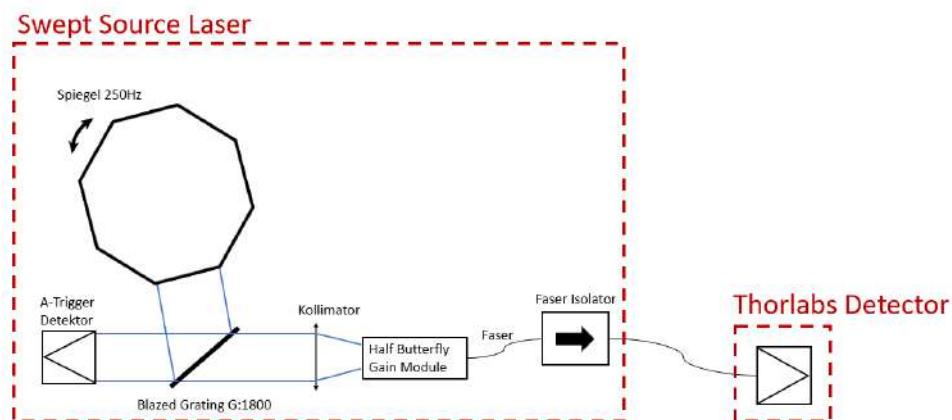


Abbildung 5.13: Messaufbau um die Ausgangsleistung des Lasers zu messen.

Messresultat:

Das Ergebnis war 1mW Ausgangsleistung bei einem Pumpstrom von 350mA. Das Gain-Modul könnte mit einem Strom von 600mA gepumpt werden, allerdings ist die Kühlung nicht ausreichend um diesen Strom über einen längeren Zeitraum aufrechterhalten zu können. Deshalb wurde die Messung bei einem Pumpstrom von 350mA durchgeführt.

5.8 Sensitivität

Der Swept-Source Laser hat einen grossen Einfluss auf die Sensitivität eines SS-OCT Systems. Deshalb ist es von Interesse zu eruieren, welche Sensitivität ein SS-OCT System mit diesem Laser möglich ist.

Um die Shot-Noise begrenzte Limite zu berechnen wurde die im Theorieteil hergeleitete Formel um den SNR zu bestimmen verwendet.

$$SNR_{dB} = 20 * \log_{10} \left(\frac{\eta \lambda T_{FD}}{hc} \eta_R \eta_S P_0 R_{SI} \right) \quad (5.12)$$

Die Responsivität des Detektors kann dessen Datenblatt (Anhang) entnommen werden. Sie beträgt: 0.85mA/mW.

$$\eta = \rho \frac{hc}{e\lambda} = 0.85 \frac{6.626 * 10^{-34} * 3 * 10^8}{1.6022 * 10^{-19} 1030 * 10^{-9}} = 1.995 \quad (5.13)$$

Messaufbau:

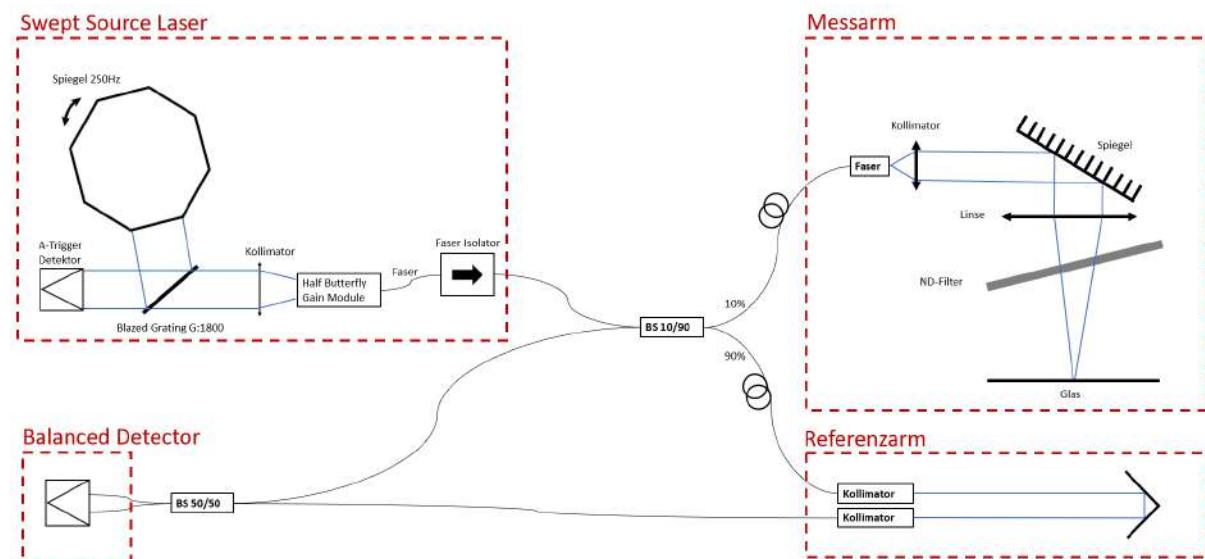


Abbildung 5.14: Messaufbau um die Sensitivität des SS-OCT Systems zu messen.

Referenzarmverluste:	ca. 30%
Balanced Detector:	BPD1 von Insight
Swept Source Laser:	Testobjekt
Verwendetes OCT System:	Steropes 1060 vom HuCe-OptoLab
Sampling Frequenz:	2MSs
Sample pro A-Scan:	4096
ADC Range:	400mV

Die Verluste im Messarm V_S , die Reflektivität R_S und die Verluste im Referenzarm V_R können folgendermassen berechnet werden:

Abschätzungen:

Beamsplitter η_R/η_R :	10%/90%
Verluste Referenzarm r_R :	30%
Verluste Messarm r_S :	30%
Verluste ND-Filter gemessen:	28.7%
Reflektivität Glas:	4%
Wellenlänge λ :	1030nm
Laserleistung P_0 gemessen:	1mW
B	500Hz

$$R_S = V_{Kopplung/Spiegel} \cdot V_{NDFilter}^2 * R_{Glass} = 0.70.287^2 * 0.04 = \underline{\underline{2.3 * 10^{-3}}} \quad (5.14)$$

$$SNR_{dB} = 10 * \log_{10} \left(\frac{\eta \lambda T_F}{\cdot h \cdot c} \eta_R \eta_S P_0 R_{Si} \right) \quad (5.15)$$

$$= 10 * \log_{10} \left(\frac{0.995 \cdot 1030 \cdot 10^{-9} \cdot 1.5 \cdot 10^{-3}}{6.626 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8} \cdot 0.1 \cdot 0.9 \cdot 1 \cdot 10^{-3} \cdot 2.3 \cdot 10^{-3} \right) \approx \underline{\underline{92dB}} \quad (5.16)$$

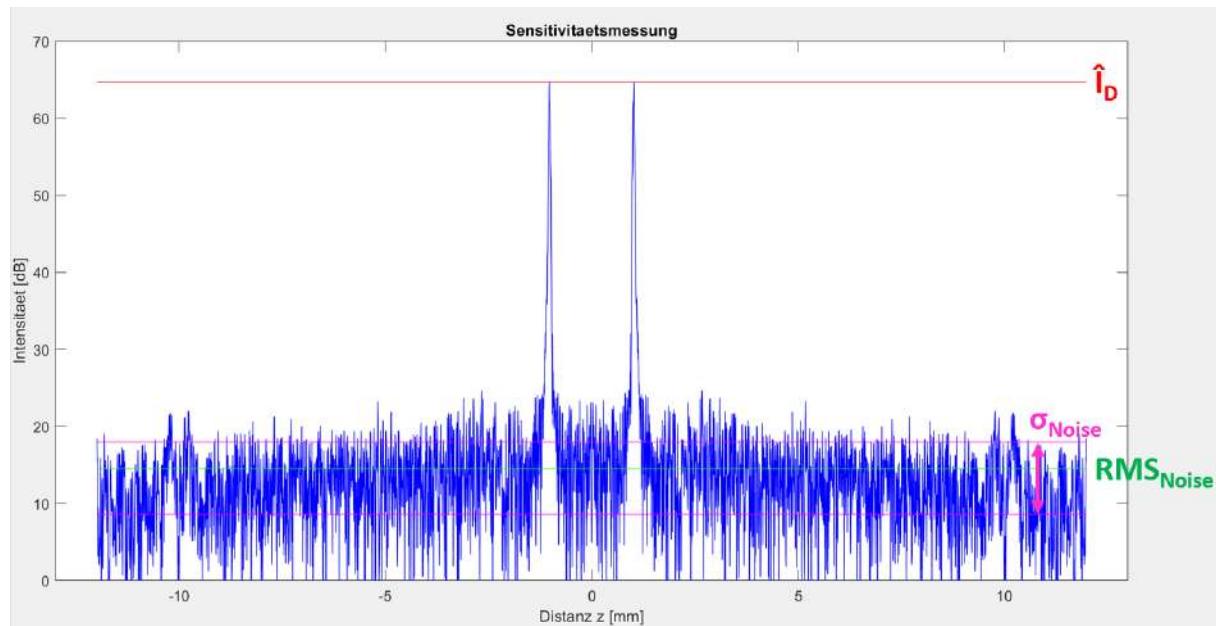
Messresultat:

Abbildung 5.15: Sensitivitätsmessung

$$\hat{I}_D: 1724$$

$$RMS_{Noise}: 5.3$$

$$\sigma_{Noise}: 2.6$$

$$SNR_{dB} = 20 * \log \left(\frac{\hat{I}_D - RMS_{Noise}}{\sigma_{Noise}} \right) = 20 * \log \left(\frac{1724 - 5.3}{2.6} \right) = \underline{\underline{56.4dB}} \quad (5.17)$$

$$Sensitivitaet = SNR_{dB} + 2 * V_{ND-Filter_{dB}} + V_{Glas_{dB}} = 56.4dB + 2 * 5.4dB + 14dB = \underline{\underline{81.2dB}} \quad (5.18)$$

Auswertung:

Der gemessene Wert ist ca. 81.2dB. Die tiefe Ausgangsleistung des Lasers, sowie dessen Rauschen, sind vermutlich für diese Sensitivität verantwortlich.

6 Schlussfolgerungen

6.1 Zusammenfassung der Resultate

Nachfolgend sind alle Charakterisierungsresultate des finalen Prototyps zusammengefasst:

Zentrale Wellenlänge:	1030nm
Bandbreite:	ca. 80nm
Kohärenzlänge:	> 22mm
Ausgangsleistung:	1-1.3mW
SNR:	>55dB
Erreichbare Sensitivität:	>82dB
Max. A-Scan-Rate:	330Hz
Dimensionen (LxBxH):	250x200x130
Max Dauerstrom Gain-Module:	400mA
Materialkosten:	7000.- CHF

6.2 Messungen am Glasauge

Um zu sehen wie sich der aktuelle Prototyp in einem alltäglichen Szenario schlägt, wurden Messungen an einem Glasauge durchgeführt. Das Resultat ist in Abbildung 6.1 zu sehen.

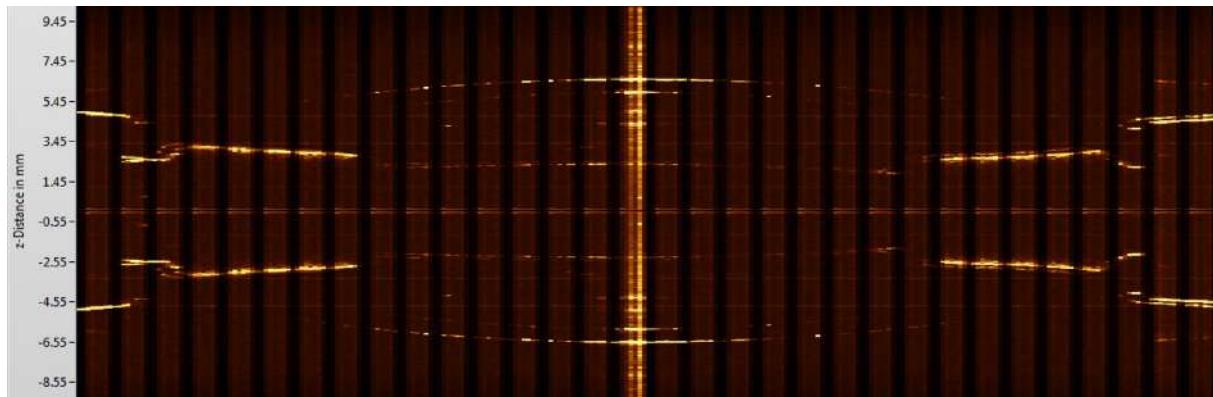


Abbildung 6.1: Messung von einem Glasauge mit dem finalen Prototyp und dem Stereopes 1060 vom OptoLab.

Die Vertikalen linien im B-Scan stammen von der Unwucht des Polygonspiegels.

In dieser Aufnahme kommt die hohe Kohärenzlänge nicht richtig zu Geltung, da der verwendete Messarm eine hohe Apertur besitzt und somit die Rayleighlänge zu klein ist, daher kann nicht die gesamte Kohärenzlänge des Swept-Source-Laser Prototyps ausgenutzt werden.

Durch justieren ist es auch möglich diese vertikale Striche zu minimieren. Allerdings nimmt die Auflösung, sowie die Kohärenzlänge ab. Trotzdem sehen die Aufnahmen so viel besser aus.

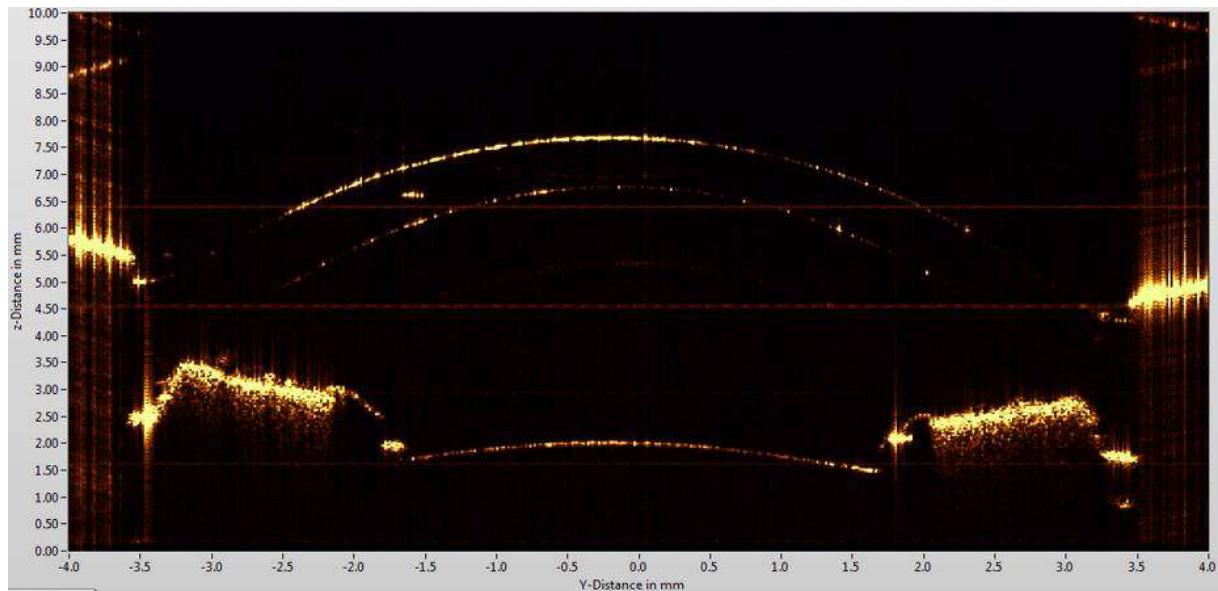


Abbildung 6.2: Glasauge Cornea.

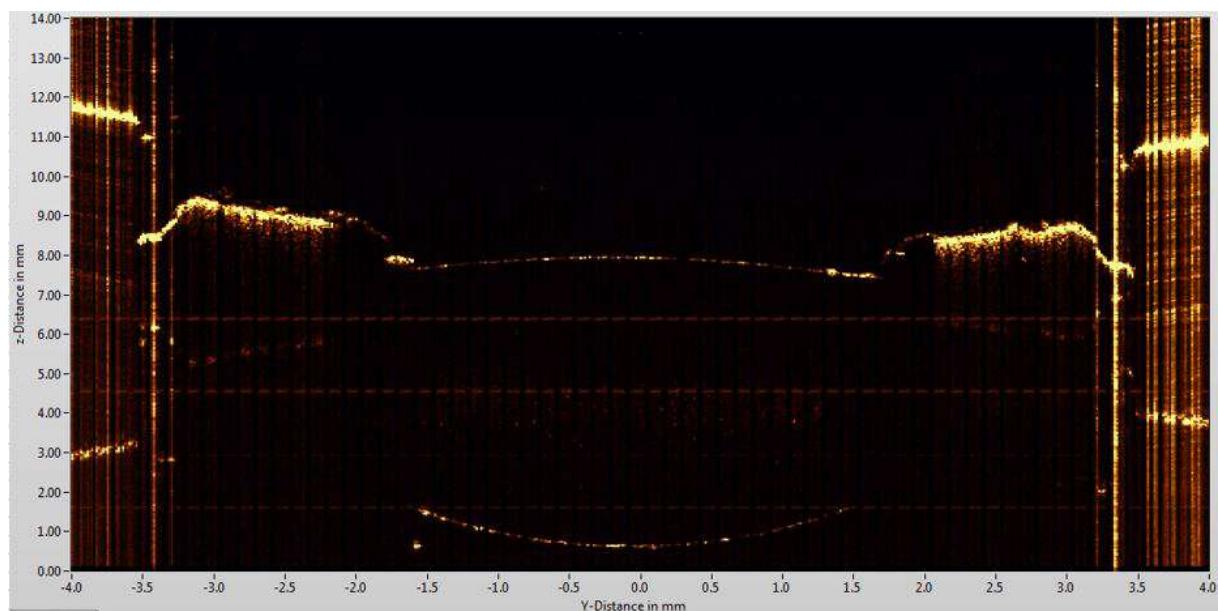


Abbildung 6.3: Glasauge Linse.

6.3 Diskussion

Die Charakterisierungswerte sind noch nicht optimal. Der Verlust in der Kavität ist noch zu hoch. Das hat zwei Gründe. Einerseits ist der Reflexionsgrad des Rotationsspiegels mit 88% noch niedrig. Andererseits ist durch das Wobbeln und ev. Fertigungstoleranzen des Rotationsspiegels die Rückkopplung in das Gain-Medium von Spiegelfläche zu Spiegelfläche unterschiedlich. Wenn nun eine Spiegelfläche perfekt ausgerichtet ist, sind es alle anderen nicht mehr.

Die Kohärenzlänge ist zwar schon sehr hoch. Trotzdem wäre es eine Überlegung wert sechs Mal durch das Gitter zu gehen und den Unterschied zu untersuchen, auch wenn dann die Effizienz der Kavität abnimmt.

Die Ausgangsleistung beim konstant angeregten Gain-Modul beträgt über 50mW. Während des Sweeps beträgt sie jedoch nur noch 1mW. Eine Untersuchung, warum diese so stark abnimmt, wäre sehr interessant.

Die 40nm Bandbreite sind schon relativ nahe an den theoretisch möglichen 60nm. Mit dem Objektiv könnte dies noch verbessert werden, allerdings nur wenn bewiesen werden kann, dass dies ohne Verlust der Kohärenzlänge funktioniert.

Der Prototyp ist noch nicht so kompakt wie gewünscht. Ein Design, das hauptsächlich aus einem bearbeitenden Aluminiumblock besteht, könnte dies verbessern. Zusätzlich hätte dies den Vorteil, dass die Wärmeabfuhr des Gain-Moduls verbessert würde. Dadurch könnte dieses mit dem maximalen Strom von 700mA betrieben werden. Das würde die Ausgangsleistung nochmals erheblich steigern.

6.4 Weitere Schritte

Als Nächstes müsste zuerst das Wobbeln des Rotationsspiegels in Angriff genommen werden. Dafür müssten die 3d-Druck-Teile aus Aluminium gefertigt werden, um mit Sicherheit ausschliessen zu können, dass diese dafür verantwortlich sind. Anschliessend könnte man einen qualitativ hochwertigeren Rotationsspiegel von Lincoln Laser ausprobieren. Als Vergleich wäre auch ein Resonanz-Scanner interessant. Cambridge Technologies hätte Exemplare mit 4-12kHz Scan-Rates und beliebigen Reflexionsbeschichtungen.

Wenn das Wobbeln behoben wurde, müsste man sich nochmals intensiv mit dem Objektiv auseinandersetzen, um zu sehen, ob es zielführend ist, ein solches einzubauen. Evtl. gibt es ja auch eine käufliche Variante, die passen würde.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich diese Arbeit ohne Fremdhilfe und Ressourcen, die nicht im Literaturverzeichnis spezifiziert wurden, geschrieben habe. Alle Textstellen, die nicht von mir geschrieben wurden, wurden als Zitate markiert und zum Originalautor referenziert.

Ort, Datum: Biel, 03.07.18

Name, Vorname: D. Tschupp

Unterschrift:



Glossar

A-Scan Messung entlang der optischen Achse. 2

ASU Axial Sampling Unit. 15

DBR Distributed Bragg Reflector. 2, D3

ECL External-Cavity Laser. 2

FD Frequency Domain. 2, 14, 59, C3

FDML Fourier Domain Mode Locking. 59, D4

FSR free spectral range. 6

FWHM Full Width Half Maximum. 11, 12

k-Space Acronym for Frequency Domain. 59, B2, C4

Laser Light amplification by stimulated emissions of radiation. 4

MEMS Micro-Electro-Mechanical-System. 2, 59, D1, D2

MZI Mach-Zender-Interferometer. B2

OCT Optical Coherence Tomography. 2, 4, 11, 12, 13, 59, B1

OPM Optical Power Meter. 48

PSF Point Spread Function. 11, 12, 58

SAF Single Angle Facet. 8

SD Spacial Domain. 17, 59, C3

SNR Signal to Noise Ratio. 16, 17, 18, 49

SS-OCT Swept Source Optical Coherence Tomography. 4, 8

VCSEL Vertical-Cavity Surface-Emitting-Lasers. 2

VPH Volume Phase Holographic. 31, 32

Literaturverzeichnis

- [1] P. Arnold, "Grundlagen der laser," FS 2017.
- [2] D. W. Ball, *Field Guide to Spectroscopy*. Bellingham, Washington: Spie Press, 2006.
- [3] W. D. . J. G. F. (Eds.), *Optical Coherence Tomography*. Berlin, Heidelberg: New York: Springer Verlag, 2008.
- [4] A. Einstein, "Zur Quantentheorie der Strahlung," *Physikalische Zeitschrift*, no. 18, p. 121, 1917.
- [5] H. P. Hess, "Oct technology," HS 2017.
- [6] D. Inniger, "Polarization Discriminator Unit for Swept Source Optical Coherence Tomography," pp. 18–32, 2015/2016.
- [7] P. M.-C. Lee, "Semiconductor lasers," p. 4, accessed: 2018-03-06.
- [8] C. Meier, "Presentation SNR and Sensitivity," 22. Juni 2018.
- [9] ——, "Basic oct theory," October 2017.
- [10] Photonics.com, "Broadband gain chips," https://www.photonics.com/a11609/Broadband_Gain_Chips, accessed: 2018-03-06.
- [11] ——, "External-cavity diode laser," https://www.rp-photonics.com/external_cavity_diode_lasers.html, accessed: 2018-03-06.
- [12] F. Vanholsbeeck, "Simple and versatile long range swept source for optical coherence tomography applications," 27. October 2015.
- [13] Wikipedia:Blazed-Grating, https://en.wikipedia.org/wiki/Blazed_grating, accessed: 2018-03-05.
- [14] Wikipedia:Faraday-Effekt, <https://de.wikipedia.org/wiki/Faraday-Effekt>, accessed: 2018-03-05.
- [15] S. H. Yun, "High-speed wavelength-swept semiconductor laser with a polygon-scanner-based wavelength filter," 15. October 2003.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Rudimentärer Aufbau eines Lasers. [1, Seite 6]	4
2.2	2-Niveau-System. [1, Seite 4]	5
2.3	3-Niveau-System. [1, Seite 6]	5
2.4	4-Niveau-System. [1, Seite 8]	5
2.5	Resonator und Beispiele für dessen Mode. [1, Seite 10]	6
2.6	Wellenlängen die bei einem gegebenen Resonator und Gain-Medium anschwingen können. [1, Seite 11]	7
2.7	External Cavity Laser Aufbau in Littrow Konfiguration. [5, Seite 21]	8
2.8	Littrow Konfiguration links und Littman-Metcalf Konfiguration rechts. [11]	8
2.9	Diverse Halbleiterstrukturen für Diodenlasers. [10]	9
2.10	Aufbau der Halbleiterstruktur eines Diodenlasers. [7]	9
2.11	Graphik zur Verdeutlichung des Faraday-Efektes. [14]	10
2.12	Aufbau eines optischen Isolators.	10
2.13	Zwei Schichten die immer näher zusammen rücken. [9, Seite 9]	11
2.14	Gauss Funktion mit der zugehörigen PSF.	12
2.15	Beispiel für Fall Off	13
2.16	Sweepvorgang	14
2.17	Beispiel für ASU[6, Seite 38]	15
2.18	Möglicher Messaufbau für Sensitivitätsmessung	18
3.1	Gain-Chip mit TO9-Gehäuse	19
3.2	Gain-Chip Konzept für den Prototypen dieser Arbeit	19
3.3	Gain-Medium in Butterfly Gehäuse	20
3.4	Konzept Gain-Module für den Prototyp dieser Arbeit	20
3.5	CAD Zeichnung des 1. Prototyps	21
3.6	CAD Zeichnung des Strahlengangs	22
3.7	Strahlengang des Gain Chips	22
3.8	Beugung an der Geometrie des Gain-Chips	23
3.9	Simmulation der Kollimation des Gain-Chips (d: Distanz, w: Strahlradius)	24
3.10	Rotationsspiegel nahe am Gitter ohne Objektiv.	24
3.11	Objektiv zwischen Rotationsspiegel und Gitter	24
3.12	Objektiv bestehend aus 2 Linsen	25
3.13	Strahlengang des External-Cavity Aufbaus.	25
3.14	Simulation der Kavität	26
3.15	Simulation der Kavität	27
3.16	Bildfeldwölbung im Objektiv	27
3.17	Interferenzsignal mit wobbelndem Spiegel	28
3.18	B-Scan mit wobbelbedingten senkrechten Streifen	28
3.19	CAD Zeichnung des dritten Prototyps	29
3.20	Schematischer Effekt des Winkels auf den aufgefächerten Strahl	30
3.21	Aufnahme des Effekts des Winkels auf den aufgefächerten Strahl.	30
3.22	Schematischer Effekt des Winkels auf den aufgefächerten Strahl	30
3.23	CAD Zeichnung des vierten Prototypen	32
3.24	Gain-Medium in Butterfly Gehäuse	33
3.25	Kollimatorlinse für Gain Module	33
3.26	VPH Gitter	33
3.27	8-fach Polygonrotationsspiegel	34
3.28	Dielektrischer Spiegel	34
3.29	Optischer Faserisolator	34

4.1	Explosionsansicht des Prototyps	36
4.2	Winkelmessgerät um den Gitterwinkel einzustellen	37
4.3	Winkelmessgerät um den Rotationssiegelwinkel einzustellen	37
4.4	Front Panel des LCD3900 Laser Diode Controllers	38
4.5	Verdrahtungsschema für Kabel zwischen LCD3900 und Gain-Module	38
4.6	Ausrichtwerkzeug	39
4.7	Ausrichtwerkzeug	39
4.8	Detektorkarte, die, den Hauptstrahl (1), die Rotationsspiegel reflexion (2) und die Off-Axis-Spiegel reflexion (3) zeigt.	40
4.9	KO Ausschnitt, der die Interferenzmuster einer Spiegelfläche zeigt.	41
4.10	KO Ausschnitt, der die Interferenzmuster von vier kompletten Umdrehungen des Rotationsspiegels zeigt.	41
5.1	Kavitätsimulation in MatLab	42
5.2	0.01nm instantaner Bandbreite.	42
5.3	0.018nm instantaner Bandbreite.	42
5.4	0.035nm instantaner Bandbreite	42
5.5	Schema des Messaufbaus	43
5.6	Schema des Messaufbaus	43
5.7	Simulation des Power Spektrums	44
5.8	Schema des Messaufbaus	45
5.9	KO Interferenzmuster um Duty-Cycle zu bestimmen.	46
5.10	Schema des Messaufbaus	47
5.11	Kalibrationspeak in OCT-Software.	47
5.12	KO Messung.	48
5.13	Messaufbau um die Ausgangsleistung des Lasers zu messen.	48
5.14	Messaufbau um die Sensitivität des SS-OCT Systems zu messen.	49
5.15	Sensitivitätsmessung	51
6.1	Messung von einem Glasauge mit dem finalen Prototyp und dem Steropes 1060 vom OptoLab.	52
6.2	Glasauge Cornea.	53
6.3	Glasauge Linse.	53
6.4	Dieses Bild zeigt die 4 verschiedenen Hauptkategorien für OCT-Aufbauten. [9, Seite 19]	B1
6.5	Ideal Swept Source, linear in Acronym for Frequency Domain (k-Space). [9, Seite 15]	B2
6.6	Zeigt FD und SD Signal ohne Zeropadding[9, Seite 16]	B3
6.7	Zeigt FD und SD Signal mit Zeropadding[9, Seite 17]	B3
6.8	Swept-Source-OCT Aufbau. [9, Seite 14]	C1
6.9	FD-Signal und abgeleitetes SD-Signal. [6, Seite 27]	C3
6.10	Ideal Swept Source, linear in K-Space. [5, Seite 35]	C4
6.11	Ideal Swept Source, linear in K-Space. [5, Seite 35]	C4
6.12	Diagramm der Verschiedenen grundlegende Technologie. [5, Seite 21-32]	D1
6.13	External-Cavity Laser Aufbau. [5, Seite 21]	D1
6.14	Miniaturisierten External-Cavity Laser Aufbau der in ein sehr kleines Gehäuse passt. [5, Seite 22]	D1
6.15	External-Cavity Laser Aufbau der in eine Faser integriert ist. [5, Seite 24]	D2
6.16	Swept-Source Aufbau der direkt im Chip integriert ist durch MEMS Technologie. [5, Seite 26]	D2
6.17	Zeigt ein akinetischer Laser Aufbau. [5, Seite 28]	D3
6.18	Zeigt KTN-Crystal Funktionsweise. [5, Seite 28]	D3
6.19	Faserinterner akinetischen Laser Aufbau. [5, Seite 29]	D3
6.20	Fourier Domain Mode Locking (FDML) Laseraufbau. [5, Seite 31]	D4
6.21	Ultra Hight Speed FDML. [5, Seite 32]	D4

Anhang

- A Pflichtenheft**
- B OCT**
- C SS-OCT**
- D Übersicht: Verschiedene Swept Source Bauarten**
- E Datenblätter**
- F Digitaler Anhang**

A Pflichtenheft



Mikro- und Medizintechnik

Low Cost Swept Laser Source

Abkürzung:	OPT 1
Betreuer:	Dominik Inniger
Experte:	Joachim Herzberg (Ziemer)
Industriepartner:	Ziemer

Kontext / Problem

Die optische Kohärenztomographie (OCT) ist ein nichtinvasives Bildgebungsverfahren, mit welchem Schnittbilder, sogenannte Tomogramme, aufgezeichnet werden können. Dieses Verfahren wird insbesondere in der Augenheilkunde eingesetzt. In diesem Umfeld ist auch die Firma Ziemer tätig.

Für die Umsetzung eines OCT-Systems existieren verschiedene Technologien. Eine davon ist die Swept-Source-OCT Technologie. Diese zeigt im Vergleich zu den anderen verschiedene Vorteile, ist jedoch wesentlich kostspieliger. Insbesondere die Swept-Laser-Source treibt den Preis in die Höhe (ca. CHF 20'000.-). Um ein möglichst wettbewerbsfähiges Swept-Source-OCT auf den Markt zu bringen sucht die Firma Ziemer nun nach einer kostengünstigeren Alternative die auf ihre Bedürfnisse zugeschnitten ist.

Um dieses Ziel zu erreichen hat das HuCE-optoLab der Berner Fachhochschule bereits verschiedene Konzepte betrachtet und teilweise getestet. Im Rahmen dieses Projektes sind wir nun auf der Suche nach einem/einer engagierten Studenten/Studentin um einen konkreten Aufbau zu realisieren.

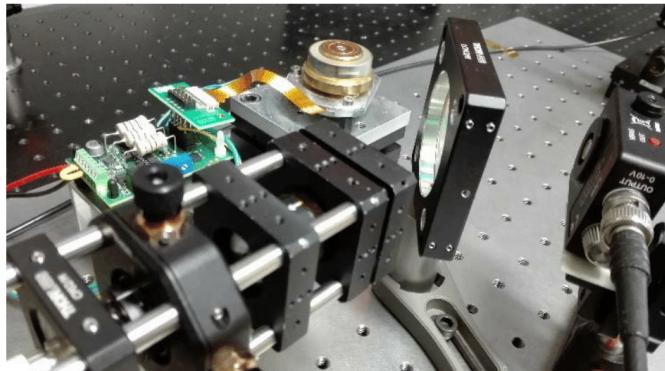


Figure 1: Bestehender Aufbau mit rotierendem Polygonspiegel.

Hauptziele (Mindestanforderungen für ein Bestehen)

- Einarbeitung in die Swept-Source-OCT/Swept-Source Thematik.
- Praktische Umsetzung einer Swept-Source, ev. diverse Laboraufbauten.
- Testmessungen mit bestehendem OCT-System, Charakterisierung der Swept-Source.
- Entwicklung/Konstruktion einer kompakten, miniaturisierten Low-Cost-Swept-Source.
- Inbetriebnahme des Endproduktes.

**Mikro- und Medizintechnik**

Weitere Ziele (für höhere Noten)	<ul style="list-style-type: none"> - «Low-Cost-Swept-Source» erweiterte Konzept-recherche, Evaluation der Vor- und Nachteile, ev. Laboraufbau. - Konzeptionierung/Entwicklung/Realisierung der benötigten Elektronik (A-Scan-Trigger; Spannungsversorgung).
Zwischenziele für die Vorstudie (vorläufige Planung)	<ul style="list-style-type: none"> - Einarbeitung in die Swept-Source (External Cavity Laser) Thematik. - Verifikation des Ursprungs des Störpeaks im aktuellen 830nm Setup. - Bestimmung der Polarisation in der Kavität. - Elliptischer Lichtaustritt vom Gain-Medium: Bestimmung der Kollimation für bestmögliche Einkopplung in Faser. - Erstellung eines Modells (z.B. in Matlab) zur Simulation des Strahlengangs für unterschiedliche Bauelemente. - Bestimmung und Einkauf der Bestandteile für das Folgesetup.
Planung / Arbeitsschritte (Vorschlag)	<ul style="list-style-type: none"> - Einarbeitung in den Kontext der Arbeit. - Erstellung eines Zeitplans mit klaren Zielsetzungen/Milesteinen.
Allgemeine Arbeitsorganisation	<p>Der / Die Studierende organisiert sich selbst. Der Betreuer ist da, um zu begleiten, um durch die Überlegungen und Analyse zu führen, um zu helfen, Entscheidungen zu treffen, und um die Kundensicht zu verteidigen. Der / die Studierende führt ein Laborbuch nach den vom Betreuer festgelegten Bedingungen zur Nachverfolgbarkeit der Ergebnisse. Die Sitzungen werden wöchentlich geplant. Der Studierende bereitet sich auf jede Sitzung vor. Während jeder Sitzung präsentiert der/die Studierende:</p> <ul style="list-style-type: none"> - die geleistete Arbeit der letzten Woche - die erarbeiteten Resultate - die zu besprechenden Themen - die Fragen, auf welche er Antworten braucht - die Entscheidungen, die getroffen werden müssen
Abzugebende Dokumente	<p>Am Ende beider Arbeiten wird je ein Bericht abgegeben. Der Bericht soll gemäss Richtlinien geschrieben werden, die in den Dokumenten «Redaktion eines technischen Berichts» und «Richtig zitieren und referenzieren» der Abteilung Mikro- und Medizintechnik im Intranet und auf Moodle zu finden sind.</p>
Vorstudie	<p>Ein Bericht in Papierform, in 2 Exemplaren bzw. als PDF-Dokument (gemäss Angaben des Betreuers). Der Bericht umfasst in der Regel maximal 25 Seiten, ohne Anhang. Der Bericht zur Vorstudie soll eine erste Bilanz der Arbeit ziehen und gleichzeitig die Ziele und den Arbeitsplan für die Bachelor-Thesis beinhalten.</p>

**Mikro- und Medizintechnik**

Bachelor-Thesis	<p>Ein Bericht in gebundener Papierform, in 2 Exemplaren; der in der Regel maximal 50 Seiten umfasst, ohne Anhang. Die Titelseite ist von der BFH-TI vorgegeben – siehe Vorlagen im Intranet Das Abstract der Vorstudie ist Teil des Anhangs</p> <p>Eine CD/USB-Stick, mit folgenden Bestandteilen:</p> <ul style="list-style-type: none"> - Bericht - Sämtliche digital getätigten Arbeiten wie Konstruktion, Simulation usw.
Verteidigung	Die Bachelor-Thesis wird vor einem Experten / einer Expertin verteidigt. Zu diesem Zweck stellt der/die Studierende die Arbeit während max. einer Viertelstunde vor und beantwortet dann in einer Expertendiskussion Fragen.
Bewertung	Die Arbeit wird anhand 4 Kriterien gemäss Dokument «Bewertung der Bachelor-Thesis» der Abteilung Mikro- und Medizintechnik bewertet.
Termine	Folgende Termine sind vorgegeben:
Vorstudie	<ul style="list-style-type: none"> - Die Vorstudie beginnt am Donnerstag, 15. Februar 2018. - Abgabe Vorstudie: Montag, 7. Mai 2018 – 08.20 Uhr
Bachelor-Thesis	<ul style="list-style-type: none"> - Die Bachelor-Thesis beginnt am Montag, 7. Mai 2018. - Abgabe Abstract für «Book»: bis Mittwoch, 6. Juni 2018 - Poster auf Moodle hochladen: bis Freitag, 22. Juni 2018 - Tech Day: Freitag, 29. Juni 2018 - Abgabe Bachelor-Thesis: Dienstag, 3. Juli 2018 – 12.00 Uhr - Verteidigung: bis Freitag, 20. Juli 2018 - Diplomfeier: Freitag, 21. September 2018
Sonstiges	Bei uns erhalten die Studierenden zusätzliche Unterlagen (z.B. Fachartikel, frühere Arbeiten etc.) und Arbeitsanweisungen (z.B. bezüglich Geheimhaltungen)

B OCT

OCT ist ein bildgebendes Verfahren, bei dem man in Materialien hineinschauen kann. Das „Optical“ bezieht sich hierbei auf die Tatsache, dass mit elektromagnetischen Wellen im Wellenlängenbereich des sichtbaren, sowie dem nahen infraroten Lichtes gearbeitet wird. Dies hat zur Folge, dass der Messbereich/Eindringtiefe stark Material abhängig ist. Allerdings eignet sich das Verfahren unter anderem sehr für die Analyse der Haut. Ein grosser Vorteil der OCT Technologie ist, dass sie nicht invasive ist, sowie einen gewissen Abstand zum Sample haben kann. Diese beiden Begebenheiten machen die Optische-Kohärenz-Thomographie geeignet für untersuche an der Retina des menschlichen Auges. In der Welt des OCTs kennt man 3 verschiedene Scavorgänge. Der A-Scan ist an einem Punkt und misst entlang der optischen Achse (ins Material hinein). Der B-Scan bewegt sich zusätzlich noch in eine laterale Richtung, sodass sich ein Querschnitt des Materials ergibt. Der C-Scan bewegt sich noch in eine zweite laterale Richtung, sodass ein ganzes Volumenstück rekonstruiert werden kann.

Übersicht: OCT - Systeme Obwohl die OCT eine eher neue Technologie ist, gibt es schon diverse Umsetzungen davon. Die Hauptkategorien werden im Folgenden kurz vorgestellt.

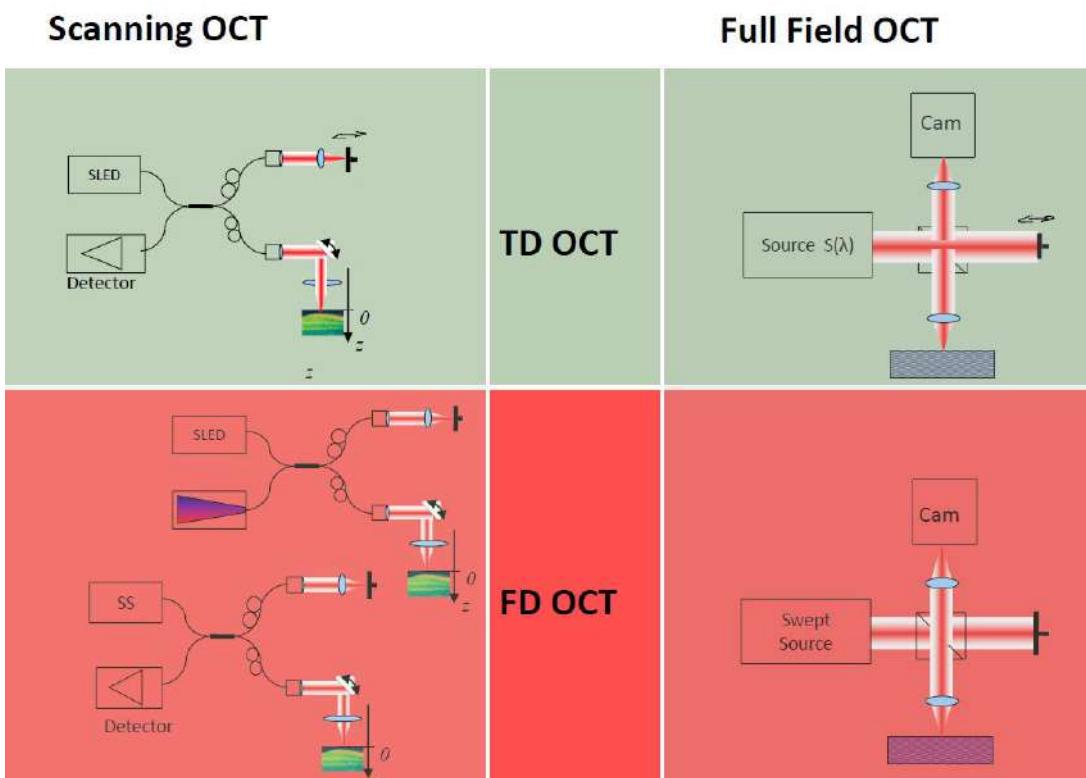


Abbildung 6.4: Dieses Bild zeigt die 4 verschiedenen Hauptkategorien für OCT-Aufbauten. [9, Seite 19]

Die Abbildung zeigt, dass die OCTs in Scanning OCTs und Full Field OCTs eingeteilt werden. Der Hauptunterschied dabei ist, dass ein Full Field OCT ein Kamerachip als Detektor verwendet und somit eine ganze Topographieaufnahme in einem Schritt machen können. Der Nachteil dabei ist allerdings, dass man so Streulicht von der Umgebung ebenfalls misst. Dort sind die simplen Detektoren der Scanning OCTs besser. Allerdings benötigen diese einen XY-Scankopf, um ein C-Scan aufnehmen zu können.

Zusätzlich unterscheidet die Literatur zwischen Time-Domain und Frequency-Domain OCTs. Der Unterschied hier liegt in der Art und Weise, wie in der optischen Achse gescannt wird. Beim Time-Domain wird der Referenzarm bewegt, wodurch ein A-Scan entsteht.

Die andere Option A-Scans durchzuführen ist die Bandbreite des Lichtes auszunutzen. Dies wird dann Frequency-Domain genannt.

Ein Swept-Source OCT ist ein Frequency-Domain OCT das in die sparte Scanning OCTs gehört.[9, Seite 13-14]

Remapping

Im Allgemeinen wird davon ausgegangen, dass die Swept-Source Quelle mit Wellenzahl k linear gegenüber der Zeit sweepet. Dies wäre sozusagen der Idealfall.

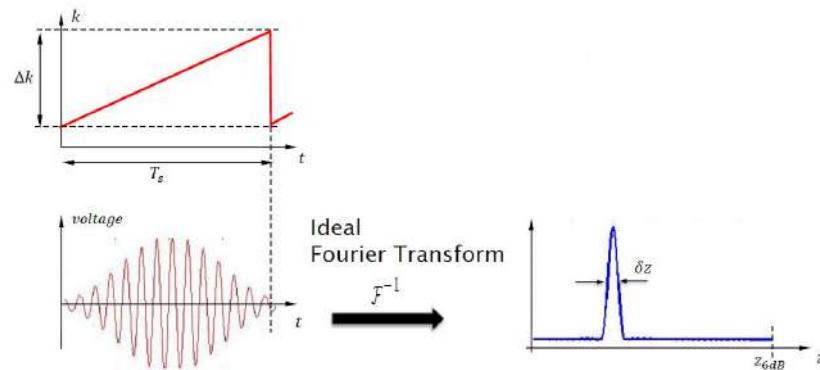


Abbildung 6.5: Ideal Swept Source, linear in K-Space. [9, Seite 15]

Leider ist dies nicht immer der Fall. Deshalb haben sich 2 Methoden zur Linearisierung des Sweeps durchgesetzt. Der K-Clock und das Remapping. Auf beides soll hier kurz eingegangen werden. Allerdings wird nur sehr grob erklärt, was es ist.

K-Clock:

Mit einem Mach-Zender-Interferometer (MZI) wird das Licht der Quelle gemessen. Dieses erzeugt dann ein Signal, das dem Detektor sagt, wann er messen soll. So wird auf Hardwareebene die Linearisierung durchgeführt, indem nicht in regelmässigen Abständen gesampelt wird, sondern nach dem Interferometer. Das MZI ist dann allerdings meistens limitierend in der Geschwindigkeit.

Remapping:

Beim Remapping wird die Charakteristik der Swept-Source Quelle aufgenommen und abgespeichert. Diese wird dann mittels eines Algorithmus, der oft recht komplex und rechen intensiv ist, benutzt um das gesampelte Signal linear zur Zeit zu interpolieren.

Zeropadding

Um mehr Messpunkte im Signal zu erhalten, kann den Messwerten noch Nullen angehängt werden. Die Fourier Transformation führt dann eine Interpolation des Signals durch. Dies wird Zeropadding genannt. Es gibt allerdings lediglich mehr Messpunkte in unserem SD-Signal und verschönert so das Signal optisch. Auf die Auflösung, Fall Off und Messbereich hat diese Methode allerdings keinen Einfluss.

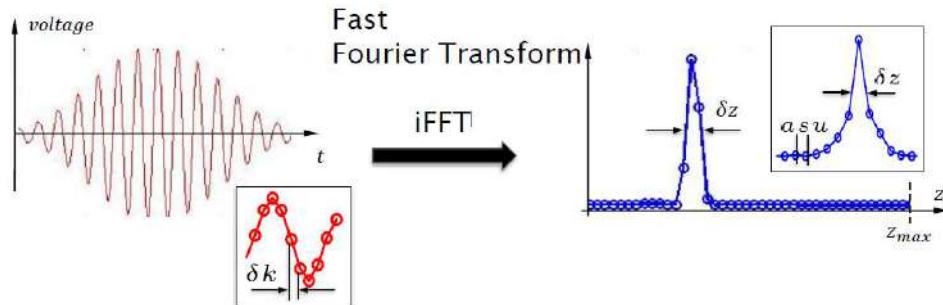


Abbildung 6.6: Zeigt FD und SD Signal ohne Zeropadding[9, Seite 16]

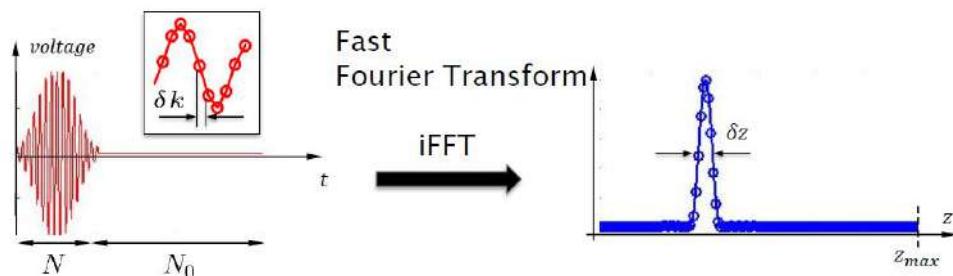


Abbildung 6.7: Zeigt FD und SD Signal mit Zeropadding[9, Seite 17]

C SS-OCT

Funktionsprinzip

Anhand der folgenden Abbildung (2.2) wird das Swept-Source OCT und dessen Funktionsweise genauer erklärt.

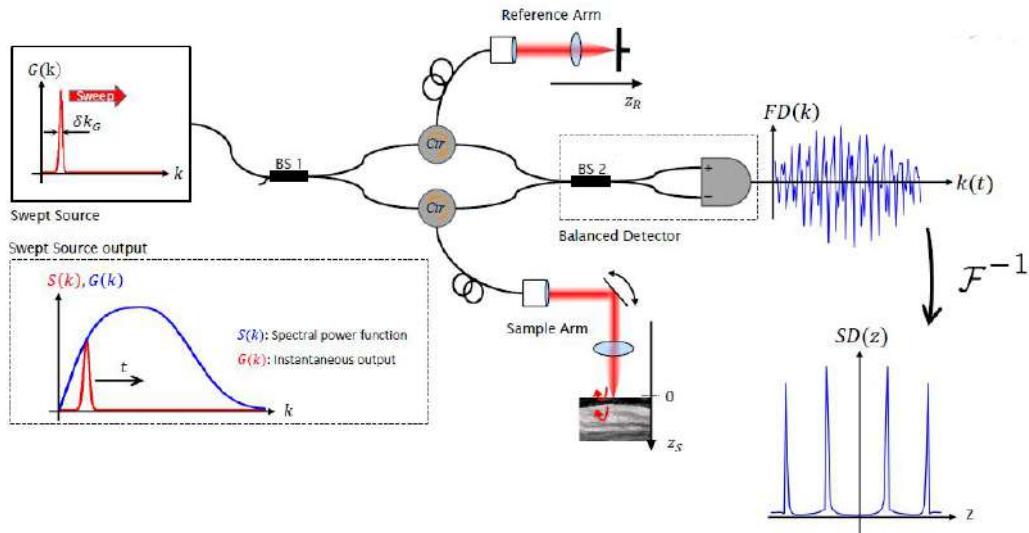


Abbildung 6.8: Swept-Source-OCT Aufbau. [9, Seite 14]

Kurzerklärung:

Als Quelle dient eine Swept-Source Laserquelle (siehe Kapitel Swept-Sources). Das Licht dieser wird durch einen Beamsplitter aufgeteilt, sodass die Hälfte des Lichtes in einen Samplearm und die Andere in einen Referenzarm geht. Das zurückkehrende Licht aus dem Referenz- bzw. Samplearm wird in einem zweiten Beamsplitter wieder vereint. Dadurch interferieren es. Anschliessend wird da Licht auf einen Balanced Detektor geführt und gemessen.

Detaillierte mathematische Erklärung:

Eine Swept-Source Laserquelle ist eine schmalbandige Laserquelle die durch ein bestimmtes Spektrum durch sweepet. Dieses Spektrum ist charakteristisch für die Quelle und wird spectral Power Function genannt $S(k)$. Der aktuelle Laserstrahl der Quelle wird Instantaneous Peak $G(k)$ genannt. Der Einfachheit halber wird in den nachkommenden Ausführungen davon ausgegangen, dass diese beiden Funktionen gaussförmig sind.

Es wird hier von der Wellengleichung ausgegangen:

$$E_L(k, \omega) = \hat{E}(k) e^{j(kz - \omega t)} \quad (6.1)$$

Wellenzahl	k
Distanz Beamsplitter-Reflektionsebene	z
Winkelgeschwindigkeit des Lichtes	ω
Zeit	t
Peakenergie des el. Feldes	\hat{E}

Wobei:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (6.2)$$

$$\omega = \frac{c2\pi}{\lambda} \quad (6.3)$$

Trifft dieses Licht auf den 50/50-Beamsplitter, wird dessen Intensität halbiert. Durch folgende Gleichung kann dann das Licht in beiden Armen berechnet werden:

$$I \propto E^2 \quad (6.4)$$

Für das Licht, das von den beiden Armen zurückreflektiert wird, können folgende Gleichungen aufgestellt werden. Der Einfachheit halber wird die Polarisation in diesen Berechnungen vernachlässigt. Mit den Polarisationscontrollern kann lediglich eingestellt werden, dass die beiden Polarisationen im Licht gleich sind und somit die nachstehenden Berechnungen optimal erfüllt werden.

$$E_{Ref} = \frac{1}{2} \hat{E} r_R e^{j(2kz_R - \omega t)} \quad (6.5)$$

$$E_{Sam} = \frac{1}{2} \hat{E} r_S e^{j(2kz_S - \omega t)} \quad (6.6)$$

Reflektionsfaktor Referenzarm	r_R
Reflektionsfaktor Samplearm	r_S
Weglänge im Referenzarm	z_R
Weglänge im Samplearm	z_S
Peakenergie des el. Feldes	\hat{E}

Dieses Licht interferiert nun im zweiten 50/50-Beamsplitter zu gleichen Teilen:

$$E_D = E_{Ref} + E_{Sam} \quad (6.7)$$

$$= \frac{1}{2} \hat{E} r_R e^{j(2kz_R - \omega t)} + \frac{1}{2} \hat{E} r_S e^{j(2kz_S - \omega t)} \quad (6.8)$$

$$(6.9)$$

Da der Detektor die Intensität misst und nicht das Elektrische Feld, muss diese noch Umgeformt werden.

$$I_D = EE^* \quad (6.10)$$

Setzt man nun 6.8 in 6.10 ein und vernachlässigt die ω -Therme, so erhält man folgende Gleichung. Das Vernachlässigen der ω -Therme ist machbar, da der Detektor viel zu langsam ist, um diese zu messen und dadurch eine Mittlung entsteht.

$$I_D = \frac{1}{4} \hat{E}(k)^2 \left[r_R^2 + r_S^2 + r_R r_S \left(e^{j2k\Delta z} + e^{-j2k\Delta z} \right) \right] \quad (6.11)$$

Führt man folgende Werte ein:

Reflexionsgrad Referenzarm	$R_R = r_R^2$
Reflexionsgrad Samplearm	$R_S = r_S^2$
Wegunterschied	$\Delta z = z_R - z_S$

Und beachtet diese Begebenheit:

$$e^{jx} + e^{-jx} = \cos(x) \quad (6.12)$$

Erhält man eine endgültige Gleichung für die Interferenz für eine Spiegelung am Referenzarm sowie am Samplearm.

$$I_D = \frac{1}{4} \hat{E}(k)^2 R_R + \frac{1}{4} \hat{E}(k)^2 R_S + \frac{1}{4} \hat{E}(k)^2 \sqrt{R_R R_S} \cos(2k\Delta z) \quad (6.13)$$

Da der Detektor differentiell misst, können die konstanten Therme ignoriert werden.

$$I_D = \frac{1}{4} \hat{E}(k)^2 \sqrt{R_R R_S} \cos(2k\Delta z) \quad (6.14)$$

Der Referenzarm besteht jeweils nur aus einem Spiegel, sodass nur eine Spiegelung passiert. Diese dient als Referenzlänge. Die Interferenz ergibt sich aus den Wegunterschieden der Spiegelungen des Samplearms zur Referenzlänge des Referenzarmes. Zudem können beim Samplearm je nach Sample durchaus mehrere Spiegelungen vorkommen. Das theoretische $S(k) = \hat{E}(k)^2$ kann man durch das Spektrum der Laserquelle ersetzen. Der Faktor $\frac{1}{2}$ kann ebenfalls vernachlässigt werden.[3, Seite 47ff]

$$I_D = S(k) \sum_{n=1}^N \sqrt{R_R R_{S_n}} \cos(2k\Delta z_n) \quad (6.15)$$

Führt man diese Rechnung über das gesamte Spektrum aus, ergibt sich das Signal, dass FD-Signal genannt wird.

$$FD(k) = S(k) \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^N \sqrt{R_R R_{S_n}} \cos(2k\Delta z_n) \cdot G(k - k_i) dk_i \quad (6.16)$$

Das Integral kann jedoch durch eine Faltung ersetzt werden:

$$FD(k) = S(k) \sum_{n=1}^N \sqrt{R_R R_{S_n}} \cos(2k\Delta z_n) \otimes G(k) \quad (6.17)$$

Um die Distanz herauszufinden, muss das FD-Signal in ein SD-Signal umgewandelt werden. Dazu wird eine \mathfrak{F}^{-1} -Transformation durchgeführt. Dabei wird die Multiplikation zur Faltung und die Faltung zur Multiplikation. Ein Cosinus-Funktion wird zu einer Dirac-Funktion und ein schmaler Gauss zu einem Breiten vis-versa. [6, Seite 26]

$$SD(z) = \mathfrak{F}^{-1}[S(k)] \otimes \mathfrak{F}^{-1}\left[\sum_{n=1}^N \sqrt{R_R R_{S_n}} \cos(2k\Delta z_n)\right] \cdot \mathfrak{F}^{-1}[G(k)] \quad (6.18)$$

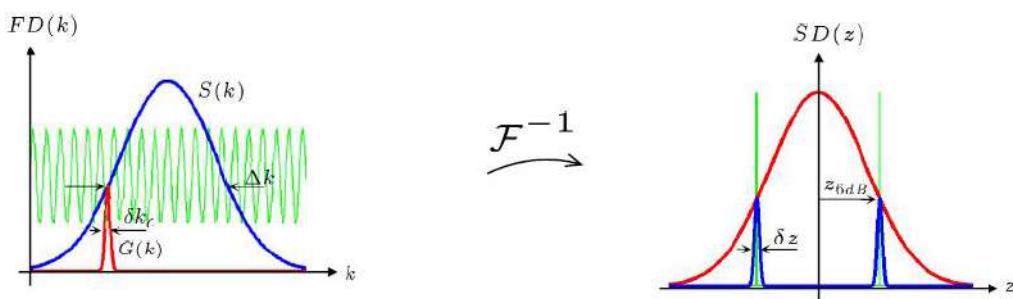


Abbildung 6.9: FD-Signal und abgeleitetes SD-Signal. [6, Seite 27]

Die Graphik zeigt sehr schön, welchen Einfluss die Quelle also auf das Resultat hat:

- Je breiter die spectral Power Function ($S(k)$) im FD ist, desto schmäler/feiner wird die Auflösung (δz) im SD.
- Je schmäler der Instantaneous Peak ($G(k)$) im FD ist, desto geringer werden die Verluste (Falloff) beim Entfernen zur Referenzdistanz (Zero-Delay) im SD.
- Je höher die Frequenz des Cosinus im FD, desto grösser der Abstand zum Zero-Delays im SD. Dieses Verhalten ist linear zur Wegdifferenz Δz im SD.

Balanced Detector

Ein Balanced Detector ist ein optisches Messgerät, das die Intensität von Licht misst. Es misst diese auf 2 Eingängen und zieht die beiden Eingänge voneinander ab. Das heisst, es ist eine differenzielle Messung. Dies bringt viele Vorteile. Zum Beispiel wird das DC-Spektrum der Laserquelle direkt ausgefertigt, da dieses auf beiden Eingängen vorhanden ist. Das führt zu einer höheren Dynamik, da der gesamte Messbereich für das Signal verwendet werden kann und nicht ein Teil durch das DC-Spektrum verloren geht. Auch Rauschen der Quelle liegt gleichermassen an den Eingängen an und wird so gar nicht erst gemessen.

Umgesetzt ist dies so, dass zwei photosensitiven Dioden in Serie geschaltet werden. Das Ausgangssignal wird dann zwischen den beiden Dioden abgegriffen und noch mit einem Low-Noise Signalverstärker verstärkt.

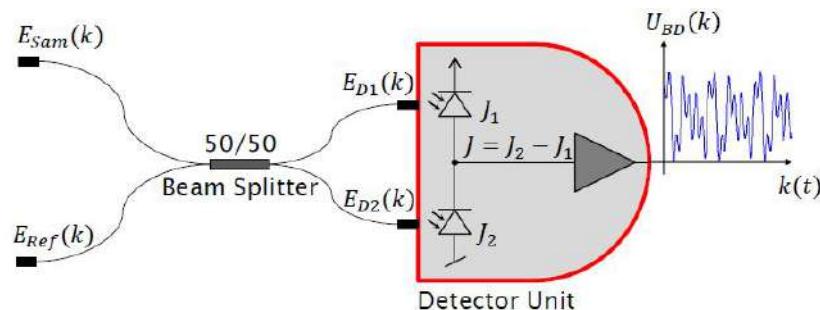


Abbildung 6.10: Ideal Swept Source, linear in K-Space. [5, Seite 35]

Wenn das Signal im Beam-Splitter interferiert, und zwar zum Beispiel konstruktiv, dann kann durch den Energieerhaltungssatz bewiesen werden, dass am andern Ausgang des Beam-Splitters destruktive Interferenzen sein müssen. Dies bedeutet, dass die beiden Ausgänge des Beamsplitters genau 180° Phasenverschoben sein müssen und sich so die Intensität des Signals verdoppelt.

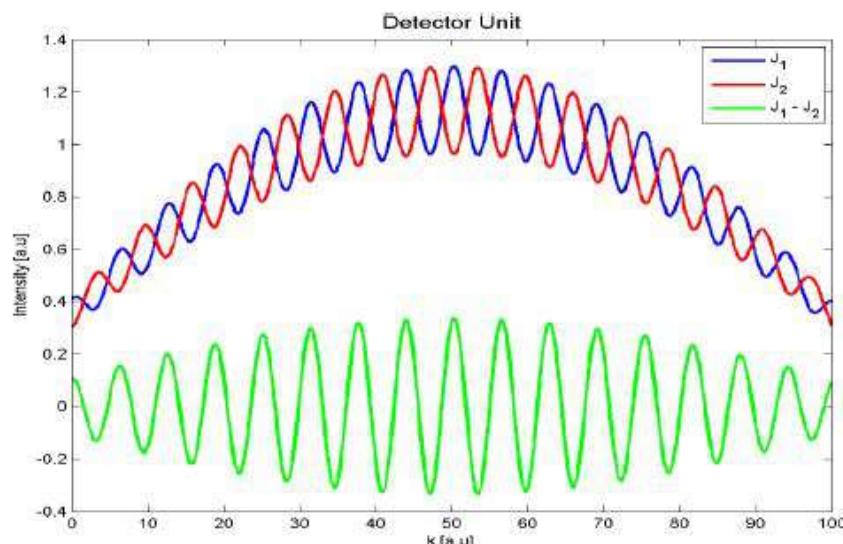


Abbildung 6.11: Ideal Swept Source, linear in K-Space. [5, Seite 35]

D Übersicht: Verschiedene Swept Source Bauarten

Um eine Swept-Source Quelle zu bauen, gibt es diverse Ansätze. In diesem Kapitel wird eine kurze Übersicht der gängigsten Methoden gezeigt.

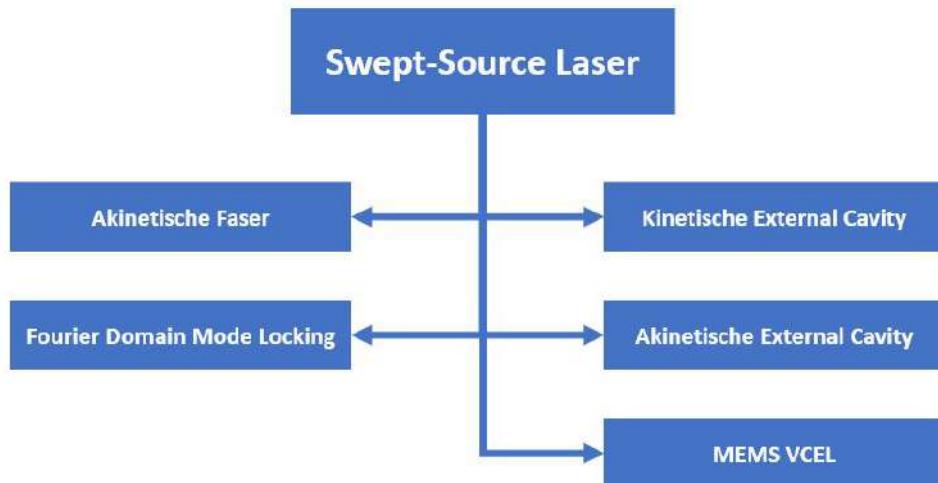


Abbildung 6.12: Diagramm der Verschiedenen grundlegenden Technologie. [5, Seite 21-32]

External Cavity Laser:

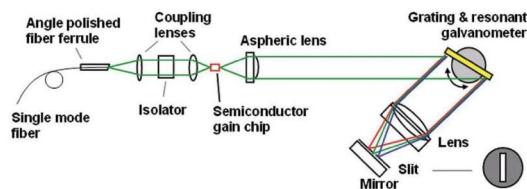
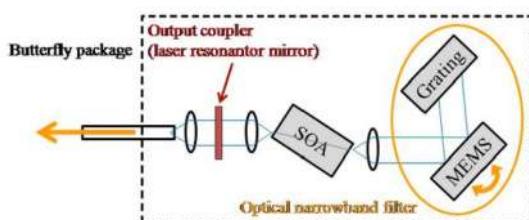


Abbildung 6.13: External-Cavity Laser Aufbau. [5, Seite 21]

Miniaturized External Cavity Laser:



Funktionsweise:

Ein Gain-Medium wird gepumpt. Oft besitzt dieses Medium auf der einen Seite ein Spiegel und auf der anderen ist es jedoch offen. Es benötigt also noch externe Teile. Deshalb wird es auch External-Cavity Laser genannt. Es benötigt noch ein wellenlängenabhängiges Element sowie einen zweiten Spiegel. Je nach Aufbau ist dieser dann teildurchlässig um den Laserstrahl aus zu koppeln oder der Laserstrahl wird anderweitig ausgekoppelt.

Abbildung 6.14: Miniaturisierten External-Cavity Laser Aufbau der in ein sehr kleines Gehäuse passt. [5, Seite 22]

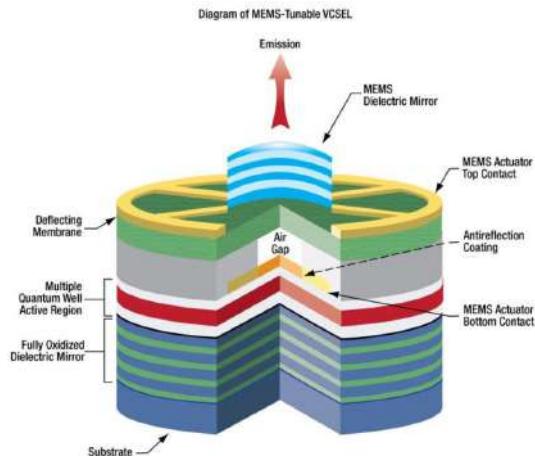
Funktionsweise:

Prinzipiell ist die Funktionsweise dieselbe wie beim External-Cavity Laser (siehe oben). Ein optisches Gitter wird verwendet um die Selektion der Wellenlänge umzusetzen. Durch ein MEMS Spiegel kann die Wellenlänge eingestellt werden.

Fiber External Cavity Laser:**Funktionsweise:**

Hier bildet eine Faser den Resonator und Fiber-Bratt Gratings die Resonatorspiegel. Ein Etalon filter wird für die Wellenlängen Selektierung eingesetzt.

Abbildung 6.15: External-Cavity Laser Aufbau der in eine Faser integriert ist. [5, Seite 24]

MEMS VCEL Swept Source**Funktionsweise:**

Durch MEMS Technologie können bewegliche Spiegel hergestellt werden. Allerdings kann durch Hinzufügen weitere Schichten auch der ganze Laser auf Halbleiterbasis hergestellt werden.

Abbildung 6.16: Swept-Source Aufbau der direkt im Chip integriert ist durch MEMS Technologie. [5, Seite 26]

Akinetic External Cavity Laser:

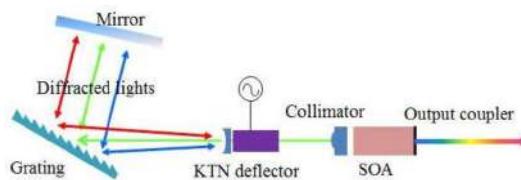


Abbildung 6.17: Zeigt ein akinetischer Laser Aufbau. **Funktionsweise:**
[5, Seite 28]

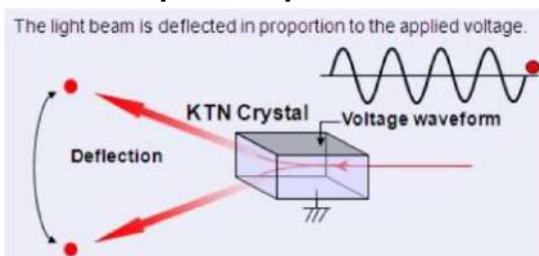
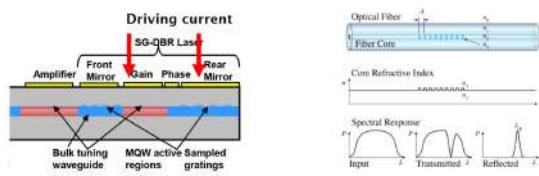


Abbildung 6.18: Zeigt KTN-Crystal Funktionsweise. [5, Seite 28]

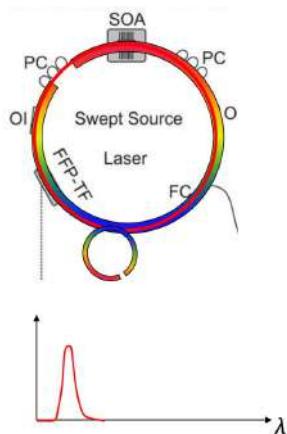
Akinetic Fiber Swept Source:



Funktionsweise:

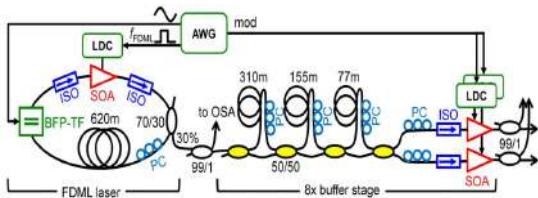
Bei diesem Aufbau ist fast alles faserintern. Der Core dient als Gain-Medium, DBR dienen als Reflektoren. Durch Be- stromung dieser können ihre Wellenlängen verändert werden.

Abbildung 6.19: Faserinterner akinetischen Laser Auf-
bau. [5, Seite 29]

FDML Laser:**Funktionsweise:**

FDML Lasers sind sehr schnelle Laser. Die Wellenlängenselektion wird mit einem Fiber Fabry Perron gemacht. Der gesamte Sweep wird dann in einer sehr langen Faser optisch gespeichert. Dadurch muss der Laserstrahl sich nicht zuerst aufbauen und ist so schneller.

Abbildung 6.20: FDML Laseraufbau. [5, Seite 31]

Ultra High Speed FDML Lasers:**Funktionsweise:**

Der Ultra High Speed FDML funktioniert genau gleich wie das FDML (siehe oben). Der einzige Unterschied ist, dass die Sweeps noch optisch verdoppelt und hintereinander gesetzt werden.

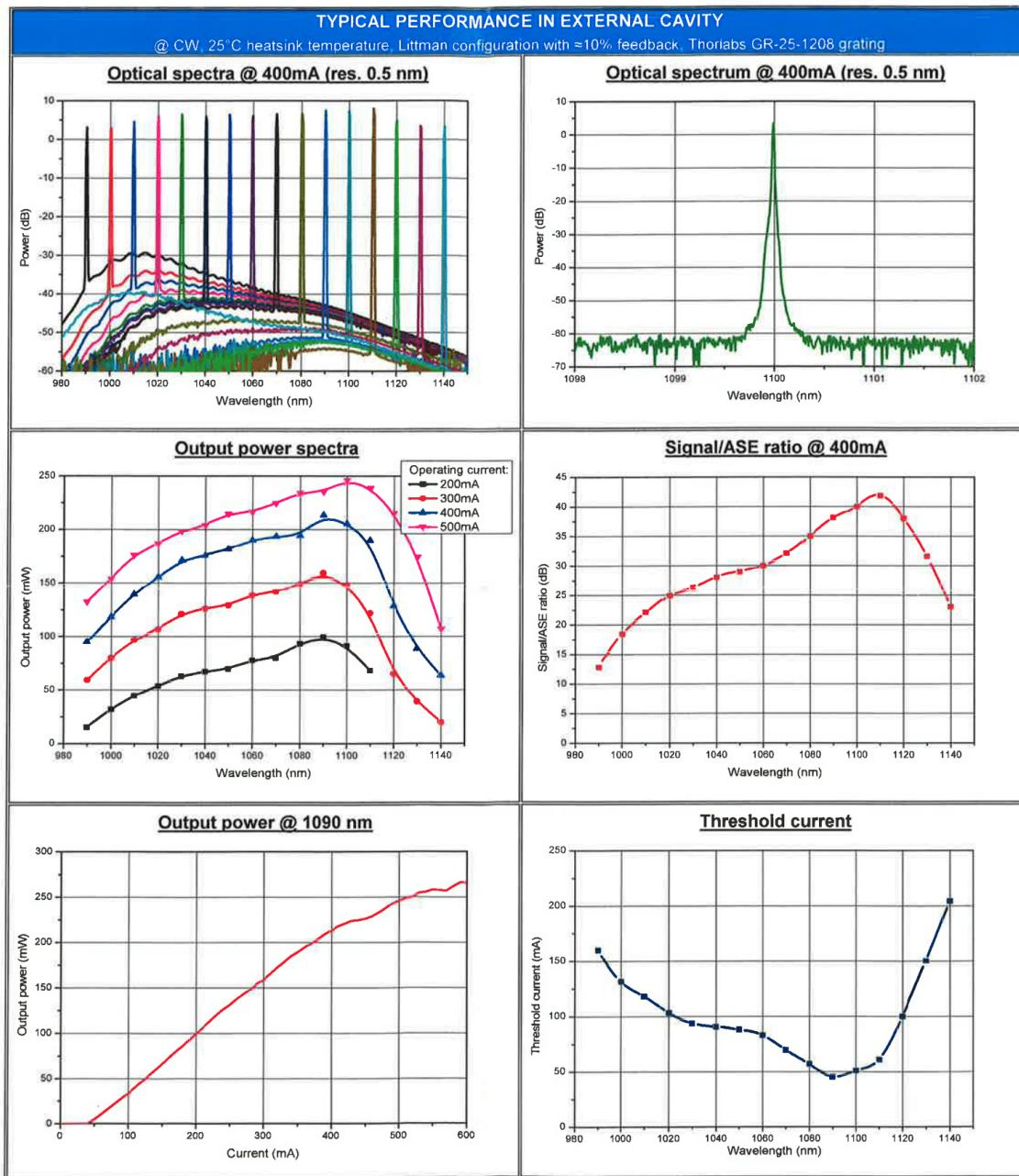
Abbildung 6.21: Ultra Hight Speed FDML. [5, Seite 32]

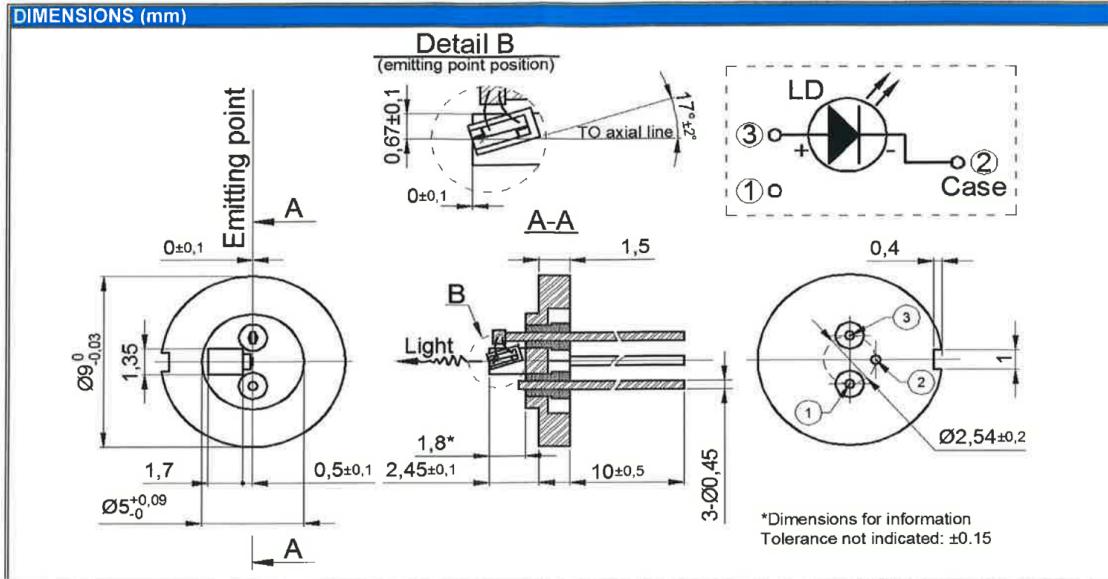
E Datasheets

*Power Supply limits: 202V
Weiss → GND
Green → Supply Voltage
Red → Floating*

innolume Konrad-Adenauer-Allee 11, 44263 Dortmund/Germany
Phone: +49 231 47730 200; Web: www.innolume.com

TEST REPORT for Gain Chip in TO-can package								
Product type: GC-1060-150-TO-200-B	Issued: 24-Apr-18	<i>87.5 mW</i>						
Batch ID: DO3762c-q3-Bo8-A05	Approved: 24-Apr-18	<i>✓</i>						
Quantity, pcs.: 2								
RECOMMENDED OPERATING POINT								
Parameters	Value	Unit						
Current	400	mA						
Forward voltage	2.02	V						
Heatsink temperature	25	°C						
EXPECTED TUNABILITY PARAMETERS								
@ CW, recommended operating point, external cavity in Littman configuration with ≈10% feedback								
Parameter	Value	Unit						
Wavelength of maximum power (λ _{mp})	1090	nm						
Optical output power @ λ _{mp}	210	mW						
Central wavelength of tuning range	1060	nm						
Wavelength locking range	150	nm						
CHIP PARAMETERS								
Parameters	Value	Unit						
Chip cavity length	1.5	mm						
Laser diode stripe width	3	μm						
Back-reflection from front facet (AR-coated)	<0.01	%						
Back-reflection from back facet (HR-coated)	99	%						
ABSOLUTE MAXIMUM RATINGS								
Parameters	Min	Max	Unit					
Carrier soldering temperature		250 (20 sec.)	°C					
Reverse voltage		1	V					
Forward current		600	mA					
Storage temperature range (in original sealed pack)	5	50	°C					
Operating temperature range	20	40	°C					
TYPICAL PERFORMANCE WITHOUT EXTERNAL CAVITY @ CW, 25°C heatsink temperature								
TESTED PARAMETERS								
@ CW, recommended operating point, without external cavity								
N	Device ID	Position in Box	ASE power (mW)	Spectra width* (nm)	Slow axis beam divergence (FWHM), deg.	Fast axis beam divergence (FWHM), deg.	Visual Inspection	Comments
	Specified values		≈40	≈30	4-12	16-20		
1	DO3762c-q3-Bo8-A05	A01	26.1	34.4	8.4	15.4	passed	
2	DO3762c-q3-Bo8-A06	A02	26.8	33.7	8.3	15.9	passed	





SAFETY AND OPERATING INSTRUCTIONS

The laser light emitted from this device is invisible and can be dangerous to the human eye. Avoid looking directly into the fiber output or into the collimated beam along its optical axis when the device is in operation. Proper laser safety eyewear must be worn during operation.

Absolute Maximum Ratings may be applied to the device for short period of time only. Exposure to maximum ratings for extended period of time or exposure above one or more max ratings may cause damage or affect the reliability of the device.

Operating the product outside of its maximum ratings may cause device failure or a safety hazard. Power supplies used with the device must be employed such that the maximum peak optical power cannot be exceeded. A proper heatsink for the device on thermal radiator is required, sufficient heat dissipation and thermal conductance to the heatsink must be ensured.

The device is an open-heatsink laser diode; it may be operated in cleanroom atmosphere or dust-protected housing only. Operating temperature and relative humidity must be controlled to avoid water condensation on the laser facets. Any contamination or contact of the laser facet must be avoided.

ESD PROTECTION – Electrostatic discharge is the primary cause of unexpected product failure. Take extreme precaution to prevent ESD. Use wrist straps, grounded work surfaces and rigorous antistatic techniques when handling the product.





Innolume GmbH
Konrad-Adenauer-Allee 11, 44263 Dortmund/Germany
Phone: +49 231 47730 200; Web: www.innolume.com

TEST REPORT for 10-pin butterfly Gain-module			
Part number:	GM-1060-150-HI-250	Issued:	24-Apr-18
Device ID:	DO3762e-q2-Bo1-C05	Approved:	24-Apr-18

RECOMMENDED OPERATING POINT			
Parameters	Specified	Value	Unit
Current	<700	600	mA
Forward voltage	<2.1	2.0	V
Thermistor temperature		25	°C

TESTED PARAMETERS			
@ CW recommended operating point, amplified spontaneous emission (ASE), without feedback	Parameter	Specified	Value
Optical power ex fiber		~ 2.5	2.33
Optical power ex facet		~ 60	123.7
Mean wavelength		~ 1022	1028.2
Bandwidth @ -3dB*		~ 30	43.8
Fast axis beam divergence @ -3dB, ex facet		<20	16.7
Slow axis beam divergence @ -3dB, ex facet		>4	6.0
Ripples (RMS)		<0.3	0.02

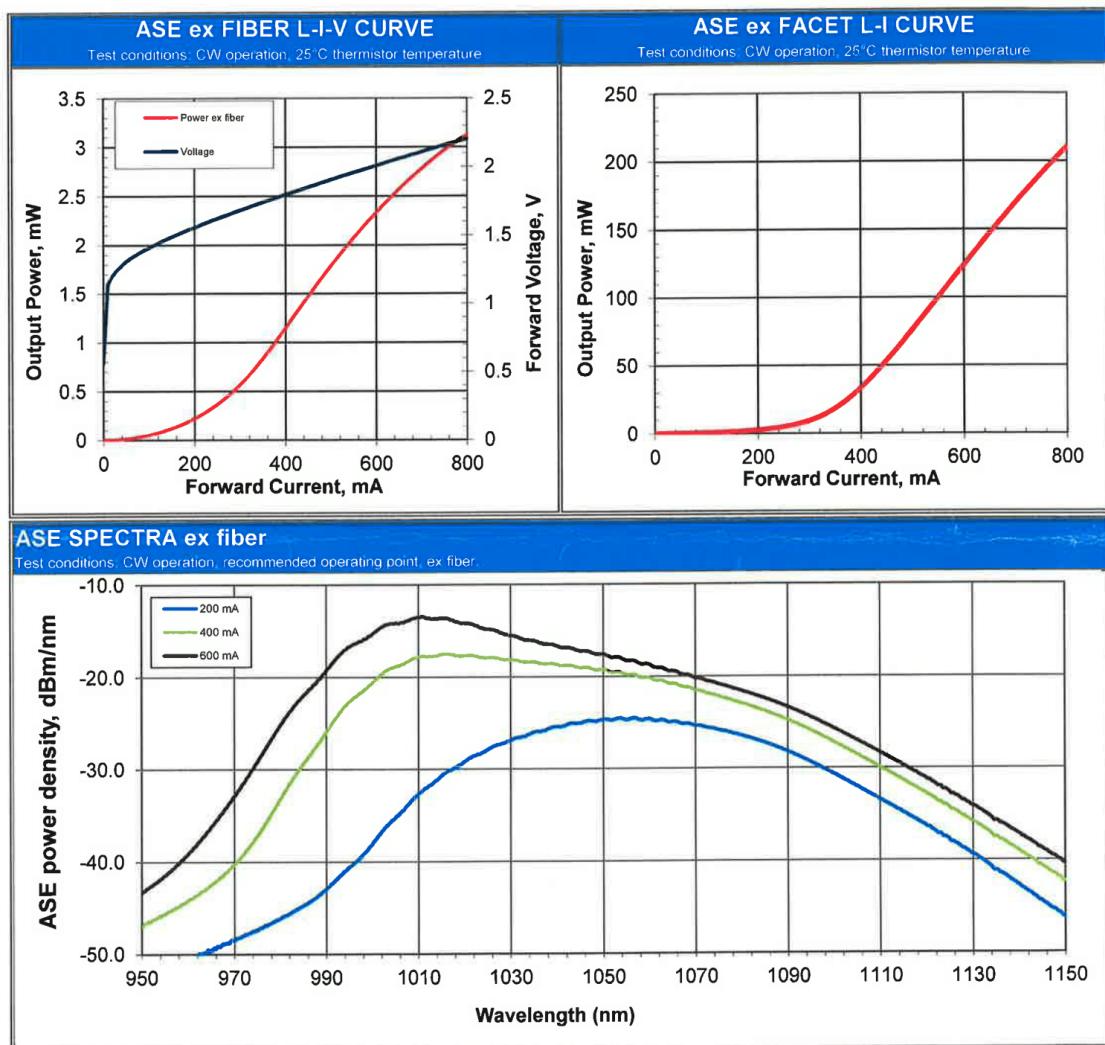
CHIP PARAMETERS			
Parameter	Value	Unit	
Chip length	3	mm	
Back reflectivity of straight stripe facet	10	%	
Back reflectivity of tilted stripe facet	<0.001	%	

EXPECTED TUNABILITY PARAMETERS				
@ CW recommended operating point, external cavity in Litrow configuration with ≈50% feedback	Parameter	Min	Typical	Max
Wavelength of maximum power (λ_{MP})	1090	1100	1110	nm
Optical output power ex fiber @ λ_{MP}		280		mW
Central wavelength of tuning range	1050	1060	1070	nm
Tuning range width		150		nm

ABSOLUTE MAXIMUM RATINGS				
Parameter	Min.	Max.	Unit	
Wire soldering temperature		250 (5 sec.)	°C	
TEC voltage		4	V	
TEC current		3	A	
Reverse voltage		2.0	V	
Forward current		800	mA	
Storage temperature range (in originally sealed plastic bag)*	15	60	°C	
Operating temperature range*	20	30	°C	

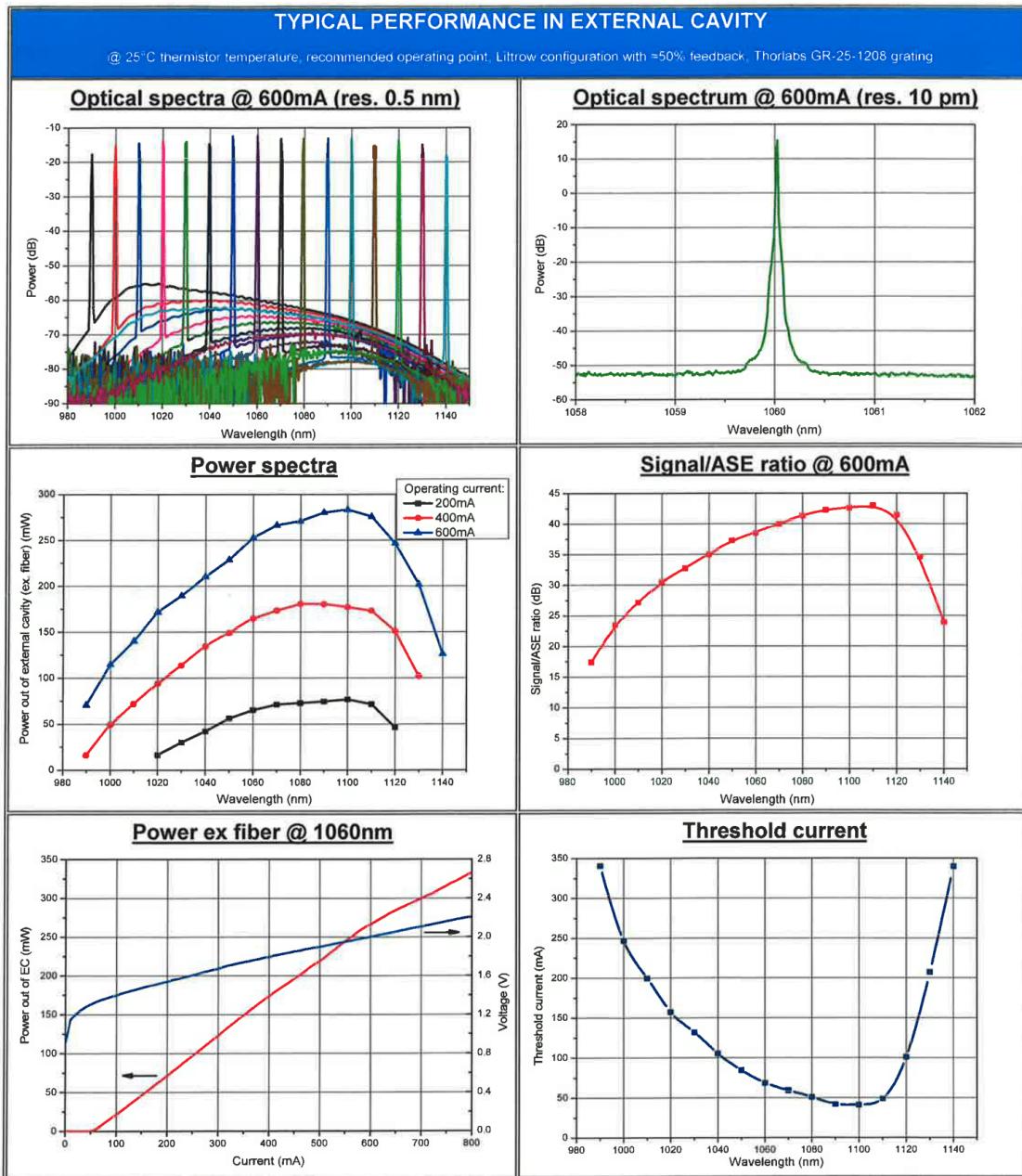
*The case must be firmly fixed and have good thermal contact to the heatsink at full area of the case bottom. Device storage (after opening of original packing) and operation must be at dust protected atmosphere and at temperature above dew point.

Innolume GmbH
Konrad-Adenauer-Allee 11, 44263 Dortmund/Germany
Phone: +49 231 47730 200; Web: www.innolume.com



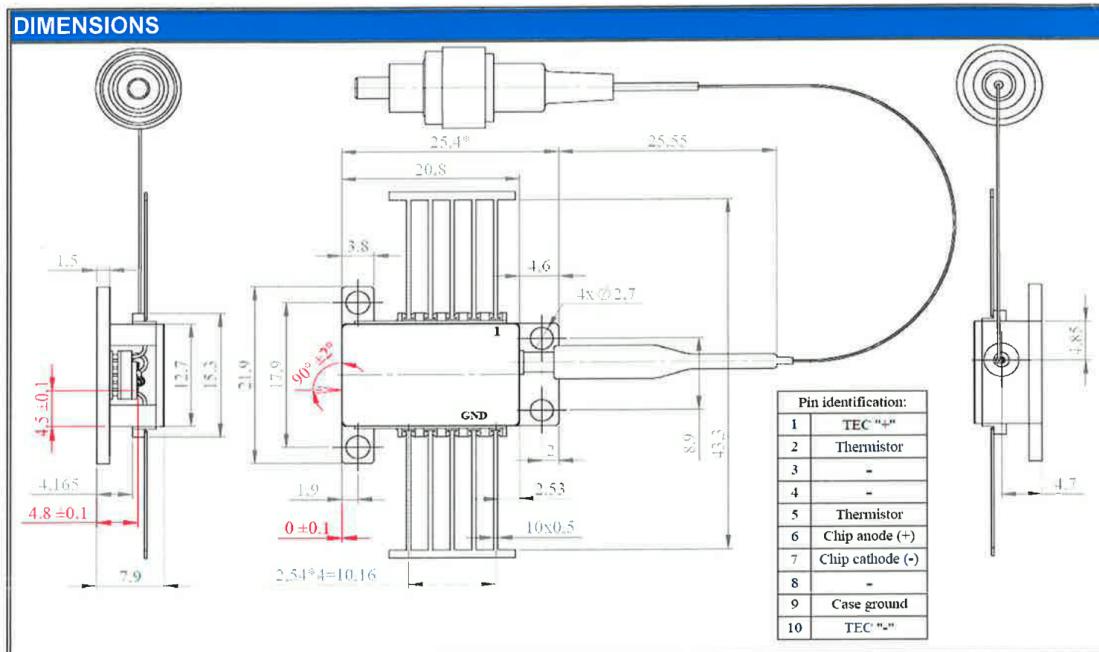
innolume

Innolume GmbH
Konrad-Adenauer-Allee 11, 44263 Dortmund/Germany
Phone: +49 231 47730 200; Web: www.innolume.com



INNOLUME

Innolume GmbH
Konrad-Adenauer-Allee 11, 44263 Dortmund/Germany
Phone: +49 231 47730 200; Web: www.innolume.com



THERMISTOR SPECIFICATION			FIBER SPECIFICATION		
Parameters	Value	Unit	Parameters	Value	Unit
Thermistor type	NTC		Type	HI 1060	
Resistance @25°C	10000	Ohm	Connector type	FC/APC	
Resistance Tol. ±	1	%	Length	1-1.2	m
Beta 25-50°C	3375	K	Mode-field diameter	6.2	µm
R-T CURVE					
Resistance, Ohm			Cladding diameter	125	µm
Temperature, C			Coating diameter	245	µm
0	20000		Jacket	NA	µm
5	15000		NA	0.14	
10	12000				
15	9500				
20	7500				
25	6000				
30	4800				
35	3800				
40	3000				
45	2300				
50	1700				
55	1200				
60	800				



Innolume GmbH
Konrad-Adenauer-Allee 11, 44263 Dortmund/Germany
Phone: +49 231 47730 200; Web: www.innolume.com

SAFETY AND OPERATING INSTRUCTIONS

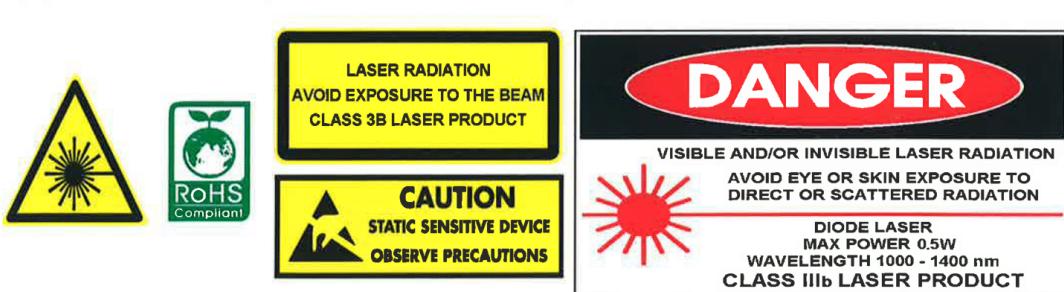
The laser light emitted from this device is invisible and can be dangerous to the human eye. Avoid looking directly into the fiber output or into the collimated beam along its optical axis when the device is in operation. Proper laser safety eyewear must be worn during operation.

Absolute Maximum Ratings may be applied to the device for short period of time only. Exposure to maximum ratings for extended period of time or exposure above one or more max ratings may cause damage or affect the reliability of the device.

Operating the product outside of its maximum ratings may cause device failure or a safety hazard. Power supplies used with the device must be employed such that the maximum peak optical power cannot be exceeded. A proper heatsink for the device on thermal radiator is required, sufficient heat dissipation and thermal conductance to the heatsink must be ensured.

The device is an open-heatsink laser diode; it may be operated in cleanroom atmosphere or dust-protected housing only. Operating temperature and relative humidity must be controlled to avoid water condensation on the laser facets. **Any contamination or contact of the laser facet must be avoided.**

ESD PROTECTION – Electrostatic discharge is the primary cause of unexpected product failure. Take extreme precaution to prevent ESD. Use wrist straps, grounded work surfaces and rigorous antistatic techniques when handling the product.



Specifications PRELIMINARY

Item	Conditions	Value (Design Target)
Detector type	--	InGaAs PIN photodiode
Optical inputs	--	FC/APC
Acceptable fiber	--	Single mode fiber
Operating wavelength	--	950 nm to 1650 nm
Responsivity of PD	1310 nm; FC/APC	0.85 mA/mW
Active detector diameter	--	0.075 mm
Optical back reflection	--	Less than -40 dB
PD damage threshold	--	8 mW
RF output impedance	--	50 ohm
RF output bandwidth	50 Ω load	DC to 400 MHz @ 5 V/mW; DC to 300 MHz @ 10V/mW
RF output conversion gain	1310 nm; 50 Ω load	5 V/mW; 10 V/mW; switchable
RF output CW saturation power	1310 nm; 5V/mW; 50 Ω load	400 μW (-4 dBm)
RF output voltage swing	50 ohm load Hi-Z load	±2 V ±4 V
RF output coupling	--	DC Coupling
RF output connector	--	SMA Jack
NEP	DC to 100 MHz; 50 Ω load	< 5 pW/√Hz @ 5 V/mW; < 4 pW/√Hz @ 10 V/mW
RF output voltage noise	DC to 12.4GHz, 50 Ω load	< 0.7 mV RMS @ 5 V/mW; < 1.1 mV RMS @ 10 V/mW;
RF output offset voltage	50 Ω load	Within ±0.1 mV
Common mode rejection	--	>25 dB
Monitor output impedance	--	50 Ω
Monitor output bandwidth	Hi-Z load	DC to 100 kHz
Monitor output conversion gain	1310 nm; Hi-Z load	10 V/mW; 20 V/mW; switchable
Monitor output voltage swing	50 ohm load Hi-Z load	±5 V ±10 V
Monitor output voltage noise	DC to 12.4 GHz; 50 Ω load	Less than 0.6 mV RMS
Monitor output offset voltage	Hi-Z load	Within ±0.1 mV
DC supply voltage	--	±10V to ±15V or 0-20V to 0-30V
AC accessory supply	Input	110-240 VAC
Consumption current	50 Ω load; full swing	Less than ±300 mA
Operating temperature	--	0 °C to 40 °C
Storage temperature	--	-40 °C to 70 °C
Dimensions (width x depth x height)	Without connectors; no flange	60 mm x 60 mm x 23 mm
Dimensions (width x depth x height)	Without connectors; flange	60 mm x 76 mm x 23 mm
Mounting		Dual flange or optical post
Included accessories		Power supply, flange mount
Weight	With flange	0.2 kg (<0.5 lbs)

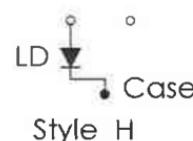
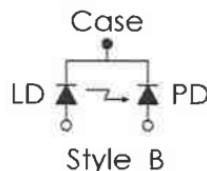


Insight Photonic Solutions, Inc. • 300 S. Public Road • Lafayette, CO 80026 • USA
info@sweptlaser.com • www.sweptlaser.com • +1 (303) 604-5160

CABLE	DIODE PIN CONFIGURATION
Red	Photodiode Anode (PDA)
White	Photodiode Cathode (PDK)
	Laser Diode Cathode (LDK)
Green	Laser Diode Anode (LDA)



This Cable is compatible
with the following Pin Codes:



Laser Diode Socket
For "B" and "H" Pin Codes
(Color May Vary)



NOTES:

The SR9B strain reliefs are designed for laser diodes with voltage drops of less than 3.3 V.

A 3.3 V Zener diode and a Schottky diode are provided for extra ESD protection.

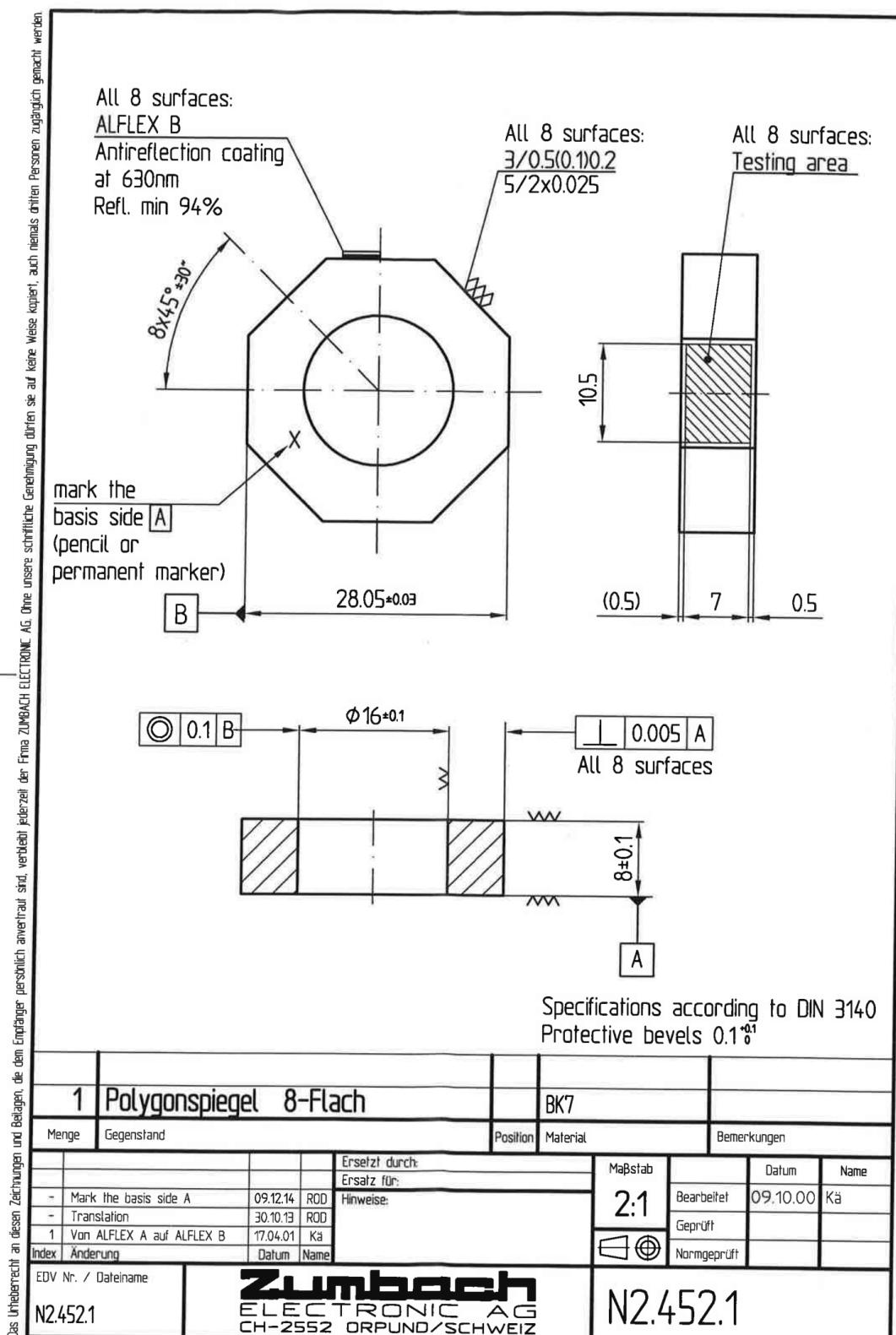
Antistatic precautions should still be used to prevent damage to the laser diode.

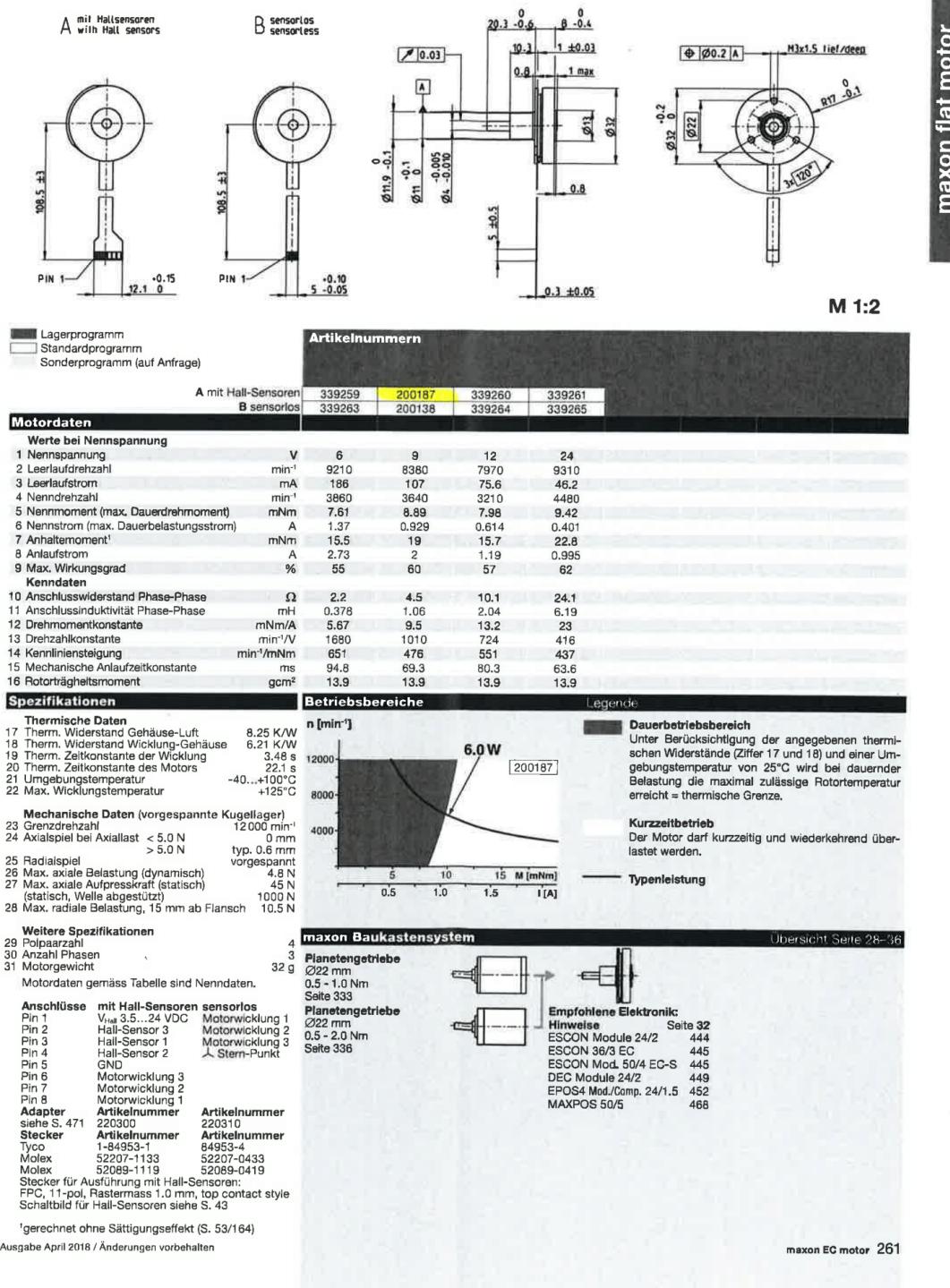
CAUTION:

The SR9B should only be used for the Laser Diode pinout shown in "Pin Code" diagram.

Do not operate without a Laser Diode, otherwise Protection Diodes will be damaged.

FOR INFORMATION ONLY
NOT FOR MANUFACTURING PURPOSES



EC 32 flat Ø32 mm, bürstenlos, 6 Watt



Alflex™ (UV, A, B)

Versatile Aluminum Mirrors, Giving an Excellent Stable Performance

The Alflex™ standard mirror coating has proven itself many times over due to its hardness and durability. Depending on the application it is generally insensitive to polarization and angle of incidence over a wide range. All types of Alflex™ are equipped with a protective layer.



Benefits

- Excellent environmental stability
- Low angle of incidence dependency
- Suited for application with temperature sensitive substrates

Applications

- Optical sensors and instruments
- All reflective optics at UV and VIS

Technical Data

Alflex™ UV

R ≥ 88.0% abs.	200–250 nm
R ≥ 85.0% avg.	200–700 nm
AOI = 25°–45°	

MIL-M-13508 C

Para. 4.4.4	
Para. 4.4.6	
Para. 4.4.7	

Alflex™ A

R ≥ 88.0% abs.	500–600 nm
R ≥ 85.0% avg.	400–700 nm
AOI = 25°–45°	

MIL-M-13508 C

Para. 4.4.4	
Para. 4.4.5	
Para. 4.4.6	
Para. 4.4.7	

Alflex™ B

R ≥ 93.0% abs.	500–600 nm
R ≥ 89.0% avg.	400–700 nm
AOI = 25°–45°	

MIL-M-13508 C

Para. 4.4.4	
Para. 4.4.5	
Para. 4.4.6	
Para. 4.4.7	Accuracy ±0.5%

Environmental Resistance and Durability

The coatings withstand the tests on glass substrates



Temperature (MIL-M-13508 C, para. 4.4.4)

5 h each at –62°C and +71°C

Hardness (MIL-M-13508 C, para. 4.4.5)

50 strokes with cheesecloth

Adherence (MIL-M-13508 C, para. 4.4.6)

Scotch tape test

Humidity (MIL-M-13508 C, para. 4.4.7)

24 h at 49°C r.h. 95%

Cleaning

Alflex™ withstands immersion in acetone, ethanol, etc.
As specified in MIL-C-48497, para 4.5.4.2. It can be cleaned with a soft cotton cloth soaked in mild soapy water, ethanol or other non-abrasive substances.

Angle of incidence

Alternative AOI available on request

Alflex™ is applicable as well on customer supplied substrates

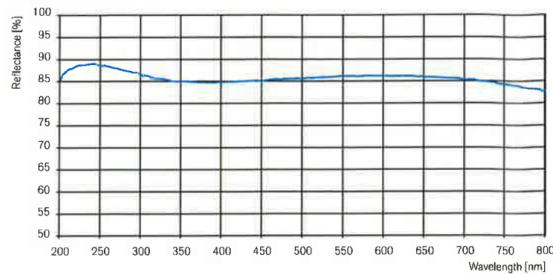
Optics Balzers AG
Neugrüt 35
LI-9496 Balzers

Liechtenstein
T +423 388 9200
F +423 388 9390
info@opticsbalzers.com
www.opticsbalzers.com

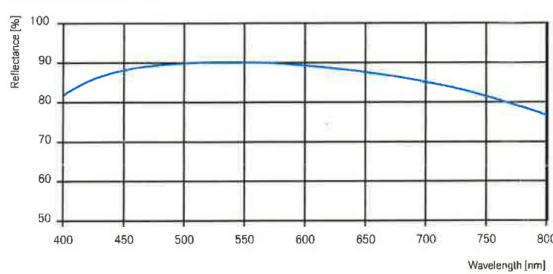
OBA 029 PE (0901-1) 1/2
Subject to technical change without notice



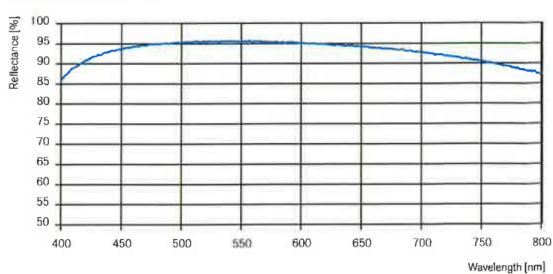
Afflex™ UV
Principle curve at AOI = 45°



Afflex™ A
Principle curve at AOI = 45°



Afflex™ B
Principle curve at AOI = 45°



Optics Balzers AG
Neugrüt 35
LI-9496 Balzers

Liechtenstein
T +423 388 9200
F +423 388 9390
info@opticsbalzers.com
www.opticsbalzers.com

OBA 029 PE (0901-1) 2/2
Subject to technical change without notice

F Digitaler Anhang