



UNIVERSITÄT ZU LÜBECK

**Aus dem Institut für Biomedizinische Optik
der Universität zu Lübeck
Direktor: Prof. Dr. Robert Huber**

Erforschung der Kohärenzeigenschaften von FDML-Lasern durch Schwebungsmessungen

Inauguraldissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der Universität zu Lübeck

Aus der Sektion Naturwissenschaften

vorgelegt von
Christin Grill
aus Eberswalde

Lübeck, 2021

1. Berichterstatter: Prof. Dr. rer. nat. Robert Huber

2. Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. Christian Jirauschek

Tag der mündlichen Prüfung: 25. Februar 2022

Zum Druck genehmigt. Lübeck, den 28. Februar 2022

ABSTRACT

Fourier domain mode locked (FDML) lasers are narrowband, wavelength-swept lasers that typically emit light in the near-infrared. They generate wavelength sweeps that correspond to highly chirped pulses. FDML lasers were developed in 2005 for optical coherence tomography (OCT). They enabled a significant increase in imaging speed, opening up new fields of application in OCT. FDML lasers are also suitable for applications outside OCT such as two-photon microscopy, short pulse generation, or Raman spectroscopy.

For many of these applications and a better understanding of the underlying laser physics, the coherence properties of FDML laser light are of great importance. Common methods for determining the coherence properties cannot be applied to FDML lasers due to the high tuning range and high tuning rate.

Instead, beat signal measurements are performed between the FDML laser and another laser. The resulting beat signal is recorded using an oscilloscope with a large analog detection bandwidth. By recording data with a fast 63 GHz real-time oscilloscope, all optical phase and amplitude variations can be detected. This method allows direct access to the differential phase of the two superimposed light fields.

The beat signal measurements performed between a continuous wave laser and the FDML laser prove a strong mode coupling within the sweeps and over successive sweeps. The FDML laser thus has a frequency comb structure and also a stable carrier-envelope phase and linewidth of about 10 kHz for small spectral regions limited by the detection bandwidth of the measurement system. Superimposing the light from two FDML lasers generates a measurable beat signal over the entire sweep rather than just a small spectral region. As a result, phase information is obtained over the entire sweep and the described results are extended to the entire sweep. These measurements confirm assumptions about the high phase stability of dispersion-compensated FDML lasers. In the future, these findings will enable better simulations of the FDML laser's optical field and the development of new applications such as using the FDML laser as a frequency comb. Other applications such as short pulse generation can be further improved.

KURZFASSUNG

Fourier-Domänen-modengekoppelte (FDML-) Laser sind schmalbandige, Wellenlängen-durchgestimmte Laser, die typischerweise Licht im Nahinfraroten emittieren. Sie erzeugen Wellenlängen-Sweeps, die stark gechirpten Pulsen entsprechen. FDML-Laser wurden 2005 für die optische Kohärenztomographie (OCT) entwickelt. Sie ermöglichen eine deutliche Vergrößerung der Bildgebungsgeschwindigkeit und eröffneten somit neue Anwendungsfelder in der OCT. FDML-Laser eignen sich auch für Anwendungen außerhalb der OCT wie z. B. Zweiphotonen-Mikroskopie, die Erzeugung kurzer Pulse oder Raman-Spektroskopie.

Für viele dieser Anwendungen und für ein besseres Verständnis der zugrunde liegenden Laserphysik sind die Kohärenzeigenschaften des FDML-Laserlichtes von großer Bedeutung. Übliche Methoden zur Bestimmung der Kohärenzeigenschaften können für FDML-Laser aufgrund des hohen Durchstimmbereichs und der hohen Durchstimmrate nicht angewandt werden.

Stattdessen werden Schwebungsmessungen zwischen dem FDML-Laser und einem weiteren Laser durchgeführt. Das entstehende Schwebungssignal wird mit einem Oszilloskop mit einer großen analogen Detektionsbandbreite aufgezeichnet. Durch die Datenaufnahme mit einem schnellen 63 GHz-Echtzeitoszilloskop können alle optischen Phasen- und Amplitudenschwankungen detektiert werden. Diese Methode erlaubt direkten Zugang zur Phasendifferenz der beiden überlagerten Lichtfelder.

Die durchgeführten Schwebungsmessungen zwischen einem Dauerstrichlaser und dem FDML-Laser beweisen eine starke Modenkopplung innerhalb der Sweeps und über aufeinanderfolgende Sweeps. Der FDML-Laser hat somit eine Frequenzkammstruktur und außerdem eine stabile Träger-Einhüllenden-Phase und eine Linienbreite von ca. 10 kHz für kleine spektrale Bereiche, die durch die Detektionsbandbreite des Messsystems limitiert sind. Die Überlagerung des Lichtes von zwei FDML-Lasern erzeugt ein messbares Schwebungssignal über den gesamten Sweep und nicht nur über einen kleinen spektralen Bereich. Dadurch werden Phaseninformationen über den gesamten Sweep erlangt und die beschriebenen Ergebnisse auf den gesamten Sweep ausgeweitet. Diese Messungen bestätigen Vermutungen über die hohe Phasenstabilität dispersionskompensierter FDML-Laser. Zukünftig werden durch diese Erkenntnisse bessere Simulationen des optischen Feldes des FDML-Lasers und die Entwicklung neuer Anwendungen wie die Verwendung des FDML-Lasers als Frequenzkamm möglich. Andere Anwendungen wie die Erzeugung kurzer Pulse können weiter verbessert werden.

INHALTSVERZEICHNIS

Abstract	i
Kurzfassung	ii
1. Einleitung.....	1
2. Grundlagen und Theorie	9
2.1 OCT mit durchstimmbaren Lasern	9
2.2 Laser	12
2.2.1 Allgemeines	12
2.2.2. Quantenmechanische Grundlagen.....	13
2.2.3 Dauerstrichlaser	16
2.2.4 Gepulste Laser.....	16
2.2.5 Modenkopplung	18
2.2.6 Wellenlängen-durchgestimmte Laser	23
2.3 FDML-Laser.....	27
2.3.1 Aufbau und Funktionsweise von FDML-Lasern.....	27
2.3.2 Fabry-Pérot-Filter	30
2.3.3 Dispersionskorrektur und Sweet-Spot-Betrieb	32
2.3.4 Anwendungen von FDML-Lasern	39
2.3.5 Simulationen.....	42
2.4 Charakterisierung der Kohärenz von Lasern	43
2.4.1 Relevante Lasereigenschaften.....	43
2.4.2 Herkömmliche Verfahren.....	47
2.4.3 Kohärenzeigenschaften von FDML-Lasern	49
2.4.4 Schwebungsmessungen mit Echtzeitoszilloskop.....	54
3. Überlagerung von Dauerstrich- und FDML-Laser.....	64
3.1 Zielsetzung.....	64
3.2 Experimenteller Aufbau	64
3.2.1 Dauerstrichlaser	64
3.2.2 FDML-Laser	66
3.2.3 Versuchsaufbau für Schwebungsmessungen	67
3.3 Auswertungsmethoden, Ergebnisse und Diskussion	68
3.3.1 Datengrundlage	68
3.3.2 Phasenkontinuität	74
3.3.3 Phasenentwicklung über aufeinanderfolgende Sweeps	75
3.3.4 Phasenentwicklung aller Moden	81

3.3.5	Hilbert-Transformation	87
3.3.6	Vergleich mit Simulationen	89
3.4	Fazit	90
4.	Überlagerung von zwei FDML-Lasern	92
4.1	Zielsetzung.....	92
4.2	Experimenteller Aufbau	92
4.2.1	Erster FDML-Laser	92
4.2.2	Zweiter FDML-Laser.....	93
4.2.3	Versuchsaufbau für Schwebungsmessungen.....	93
4.3	Auswertungsmethoden, Ergebnisse und Diskussion	94
4.3.1	Datengrundlage	94
4.3.2	Phasenkontinuität	97
4.3.3	Phasenentwicklung über aufeinanderfolgende Sweeps	98
4.3.4	Phasenentwicklung aller Moden	104
4.3.5	Hilbert-Transformation	106
4.4	Fazit	107
5.	Schlussfolgerungen und Ausblick	109
	Abkürzungsverzeichnis.....	113
	Abbildungsverzeichnis.....	114
	Literaturverzeichnis.....	116
	Eigene Publikationen.....	126
	Danksagung	128
	Lebenslauf	129

1. EINLEITUNG

Im Jahr 1917 beschrieb Albert Einstein erstmals die sogenannte stimulierte Emission, das Prinzip, das dem Laser zugrunde liegt [1]. 43 Jahre später wurde der erste funktionsfähige Laser vorgestellt [2]. Seitdem wurden viele neue Lasertypen entwickelt, immer neue Anwendungsbereiche für Laser erschlossen und damit ein milliardenschwerer Markt geschaffen [3].

Laseranwendungen sind vielfältig und spielen in vielen Lebens-, Arbeits- und Forschungsbereichen eine wichtige Rolle. In unserem Alltag begegnen wir Lasern beim Ablesen von Strichcodes an der Kasse, in Laserdruckern oder in optischen Laufwerken für z. B. DVDs und Blu-Ray-Discs. In autonom fahrenden Autos wird Light Detection and Ranging (LiDAR), das auf Lasern basiert, zur Umgebungserkennung verwendet. Laserlicht wird verwendet, um Daten durch Glasfasern zu übertragen. Laserleitsterne, also künstliche Lichtpunkte in der Atmosphäre, werden mit Lasern erzeugt, um in Observatorien Verzerrungen durch die Atmosphäre zu korrigieren [4]. Mit optischen Pinzetten können winzige Partikel eingefangen und manipuliert werden. Viele hochauflösende Mikroskope verwenden Laser als Lichtquellen, um kleinste Strukturen und schnelle biologische Prozesse sichtbar zu machen. Diverse Laserspektroskopie-Anwendungen erlauben die Bestimmung und Detektion von Molekülen in Gasen. In der Medizin werden Laser zur Korrektur von Fehlsichtigkeit, zur Behandlung von Hautkrebs, zur Bildgebung, z. B. in der optischen Kohärenztomographie, oder zum Schneiden von Gewebe während einer Operation verwendet, was auch endoskopisch durchgeführt werden kann. In kosmetischen Anwendungen können Tattoos oder Haare dauerhaft entfernt werden. In der Materialbearbeitung werden Laser zum Schneiden, Bohren, Härteln, Schweißen, Beschichten, Gravieren und weiteren Arbeitsschritten verwendet. [3]

Wie macht eine einzige Technik so viele Anwendungen möglich? Laserlicht unterscheidet sich vom Sonnenlicht oder dem Licht einer LED durch drei Eigenschaften. Laser können monochromatisches, also sehr schmalbandiges Licht erzeugen. Das heißt, dass nur sehr wenige Wellenlängen enthalten sind. Laserlicht hat eine geringe Divergenz. Es kann über große Distanzen nur wenig auseinanderlaufen und sehr stark gebündelt werden. Laserlicht hat eine große Kohärenzlänge (mehr dazu in Kapitel 2). Das ermöglicht hohe Intensitäten, kurze Lichtpulse und eine präzise lokale Anwendung. Welcher Laser für welche Anwendung geeignet ist, bestimmt sich durch seine Wellenlänge(n), Intensität und ob das Ausgangslicht gepulst oder kontinuierlich ist.

Der Fourier-Domänen-modengekoppelte Laser (engl. Fourier domain mode locking, FDML) ist ein spezieller Lasertyp. FDML bezeichnet eine bestimmte Lasertechnik zur Erzeugung sogenannter Frequenzdurchläufe [5], die auch Chirps oder Sweeps genannt werden. Sweeps sind Signale, die ihre Wellenlänge über die Zeit ändern, also durchstimmen. Im FDML-Laser liegen diese Signale im Nahinfraroten. Das Ausgangssignal eines FDML-Lasers ist also ein Zug langer, Wellenlängen-durchgestimmter, aber nicht sichtbarer Lichtpulse, wie es in Abbildung 1 dargestellt ist. FDML-Laser wurden 2005 für die optische Kohärenztomographie (OCT) entwickelt [5-7], nachdem zwei Jahre zuvor gezeigt wurde, dass schnell Wellenlängen-durchgestimmte, schmalbandige Laser für dieses Bildgebungsverfahren geeignet sind [8]. OCT mit durchstimmbaren Lichtquellen nennt man Swept-Source-OCT (SS-OCT) [7]. Neben der SS-OCT gibt es weitere OCT-Techniken, die kurz in Kapitel 2.1 erläutert werden.

FDML-Laser

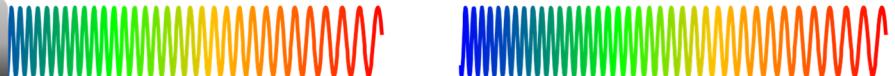


Abbildung 1: Der FDML-Laser erzeugt eine Reihe von langen Lichtpulsen, sogenannte Sweeps. Die Wellenlänge beziehungsweise die Frequenz des Lichtes ändert sich innerhalb des Sweeps. Die Farben dienen nur zur Verdeutlichung der Wellenlängenänderung.

Die OCT ist ein bildgebendes Verfahren, das Querschnitte von biologischem Gewebe erzeugt und dabei eine Mikrometerralösung und eine Eindringtiefe von wenigen Millimetern erreicht. Gemessen wird bei allen OCT-Techniken die Verzögerung und Intensität des Lichtes, das im Gewebe zurückgestreut und -reflektiert wird [6], wie es in Abbildung 2A am Beispiel einer Hautmessung zu sehen ist. Bei der SS-OCT scannt der Laserstrahl die Probe und erzeugt an jedem Punkt einen Tiefenscan (Abbildung 2B). Aus diesen Tiefenscans wird ein Querschnittsbild der Haut berechnet (Abbildung 2C). Wenn die Probe in zwei Richtungen abgetastet wird, kann statt eines Querschnitts ein Volumenbild der Probe erzeugt werden.

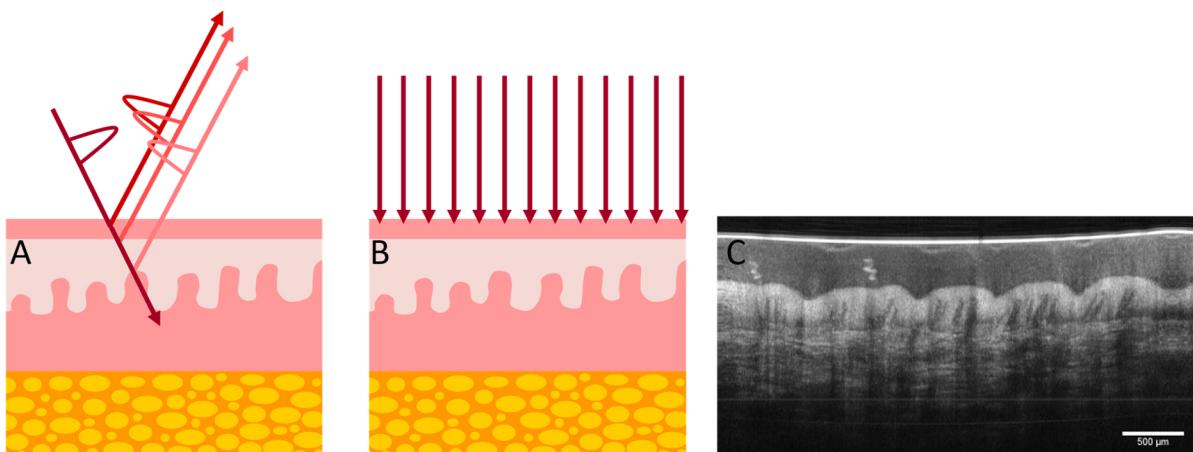


Abbildung 2: OCT-Bildgebung der Haut nach [7]. A) Ein Lichtpuls einer bestimmten Intensität wird auf die Haut appliziert. Die Verzögerung (dargestellt als zeitlicher Versatz der Pulse) und Intensität (dargestellt als Farbsättigung) des im Gewebe zurückgestreuten und zurückreflektierten Lichtes wird gemessen. B) Das Gewebe wird abgetastet. Dabei wird eine Tiefenaufnahme pro Laser-Sweep (dargestellt durch einen Pfeil) erzeugt. C) Eine Reihe von Tiefenscans ergibt ein Querschnittsbild der Haut (aufgenommen von Madita Göb).

Wie schnell die Probe abgetastet werden kann, hängt hauptsächlich von der Lichtquelle ab [9]. Je höher die Anzahl der Frequenzdurchläufe eines Lasers pro Sekunde ist, desto mehr Punkte auf der Probe können pro Sekunde abgetastet werden. Bei gleicher Messzeit können mit einem Laser mit höherer Sweep rate also mehr Bilder pro Sekunde erzeugt, größere Proben vermessen oder Proben dichter abgetastet werden. Außerdem eröffnen sich neue Anwendungsbereiche, da weitere Proben messbar werden, für die langsamere Lichtquellen nicht geeignet sind. Der Grund dafür ist, dass bei einer langsameren Bildgebung Bewegungsartefakte, z. B. durch den Herzschlag oder den Lidschlag, entstehen können. Eine schnelle Bildgebung erlaubt eine Datenaufnahme, die schneller ist als die Zeit zwischen zwei Herz- oder Lidschlägen. Somit können Bewegungsartefakte je nach Aufnahmedauer vermieden oder verringert werden oder in der Zeit dazwischen mehr Daten aufgenommen werden [10, 11].

Eine schneller durchstimmbare Lichtquelle bringt folglich viele Vorteile mit sich und ist ausschlaggebend für die gesamte mögliche Leistung eines OCT-Systems. Diese kann dramatisch verbessert werden, wenn die Lichtquelle, also der Laser, optimiert wird. FDML macht so eine Optimierung beziehungsweise eine deutliche Erhöhung der Durchstimmrate möglich. Im Folgenden wird die Funktionsweise herkömmlicher durchstimmbarer Laser erläutert, um dann verstehen zu können, wie die Durchstimmrate durch die FDML-Technik erhöht werden kann.

Durchstimmbare Laser bestehen aus einem breitbandigen Lasermedium und einem durchstimmbaren optischen Bandpassfilter [5]. Wenn einem Lasermedium Energie zugeführt wird, gibt es Licht ab, das sich bei einem breitbandigen Medium über einen großen Wellenlängenbereich erstreckt, wie es beispielhaft in Abbildung 3A, B und C als schwarze Kurve zu sehen ist, die etwa einen 200 nm großen Bereich im infraroten Spektralbereich abdeckt.

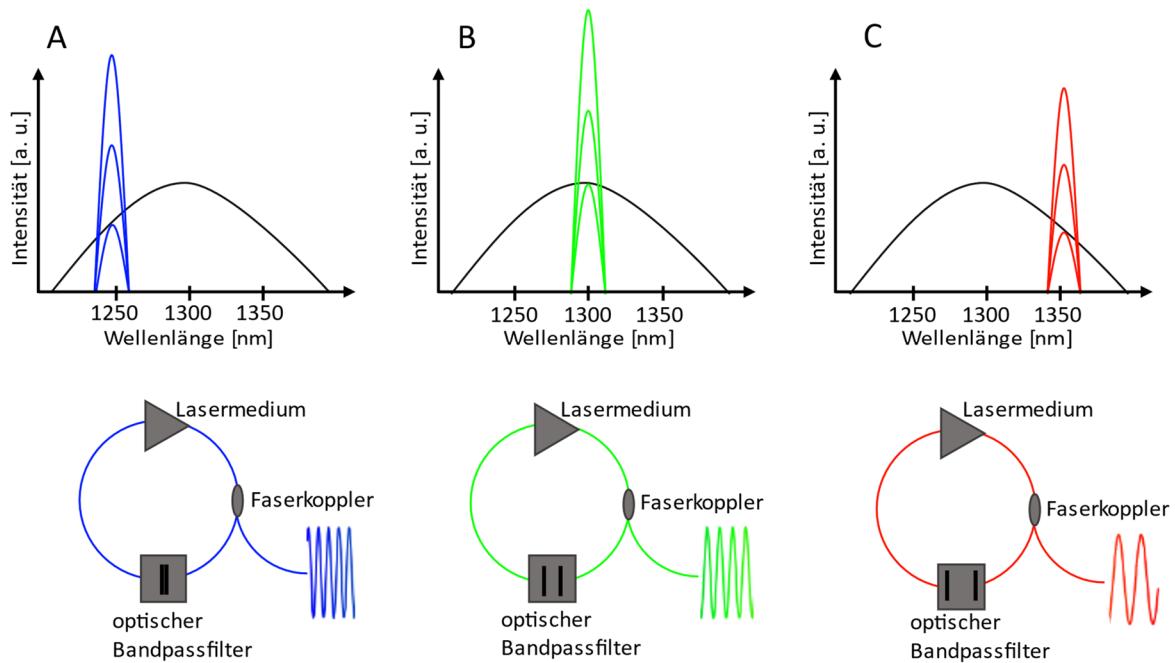


Abbildung 3: Prinzip eines durchstimmbaren Lasers. A) Der optische Bandpassfilter, z. B. ein Fabry-Pérot-Filter, transmittiert nur einen schmalen Wellenlängenbereich (blaue Kurve) des Emissionsspektrums (schwarze Kurve) vom Lasermedium. Dieser Wellenlängenbereich wird mit jedem Umlauf im Resonator weiter verstärkt. B) Durch eine Vergrößerung des Spiegelabstandes wird eine größere Wellenlänge im Filter transmittiert und im Lasermedium weiter verstärkt. C) Bei einer weiteren Vergrößerung des Spiegelabstandes läuft Licht einer noch größeren Wellenlänge im Resonator um.

Dieses breitbandige, sogenannte ASE-Licht (engl. amplified spontaneous emission, verstärkte spontane Emission) wird bei vielen durchstimmbaren Lasern über eine Glasfaser zu einem optischen Bandpassfilter geleitet, der nur einen kleinen Wellenlängenbereich durchlässt. Je nachdem wie der Bandpassfilter eingestellt ist, hat das transmittierte Licht eine andere Farbe. Das transmittierte Licht, z. B. die blaue Wellenlänge in Abbildung 3A, wird über eine Glasfaser zurück zum Lasermedium geleitet, dort verstärkt und wieder zum Filter geleitet. Lasermedium, optischer Bandpassfilter und Glasfaser bilden zusammen den Laserresonator. Wenn das Licht mehrere Umläufe im Resonator macht, wird dieser kleine Wellenlängenbereich mit jedem Umlauf weiter verstärkt. Das heißt, dass die Intensität größer wird (Abbildung 3A). Die anderen Wellenlängen

laufen dann nicht im Resonator um und werden auch nicht mehr oder nur sehr viel weniger vom Lasermedium emittiert, da die blaue Wellenlänge die meiste Energie aufnimmt. Durch einen Faserkoppler kann ein Teil des Lichtes ausgekoppelt werden.

Der optische Bandpassfilter kann z. B. ein Fabry-Pérot-Filter innerhalb einer Freistrahlstrecke sein. Dieser besteht aus zwei Spiegeln. Der Spiegelabstand kann verändert werden und bestimmt, welche Wellenlängen den Filter passieren können. Wenn der Spiegelabstand vergrößert wird, kann das blaue Licht den Filter nicht mehr passieren, aber der grüne Anteil vom ASE-Licht wird transmittiert (Abbildung 3B). Dieser Anteil wird mit jedem Umlauf im Resonator verstärkt. Die anderen Farben laufen nicht um. Das gleiche passiert mit der roten Wellenlänge, wenn der Spiegelabstand noch weiter vergrößert wird (Abbildung 3C). Das Laserlicht wird durchgestimmt, indem der Spiegelabstand periodisch verändert wird. Am Laserausgang ist dann kurzzeitig blaues Licht zu sehen, dann kurzzeitig grünes, dann rotes, danach wieder grünes und wieder blaues Licht usw. Ein Sweep entspricht einem Farbdurchlauf von der kleinsten zur größten Wellenlänge oder andersrum.

Je nachdem wie schnell die Spiegel bewegt werden, ändert sich die Wellenlänge des Lichtes am Ausgang. Die Durchstimmrate wird dadurch bestimmt, wie oft die Spiegel pro Zeiteinheit hin und her schwingen. Da das Licht jeder Wellenlänge bei dem oben beschriebenen Verfahren immer wieder aus dem ASE-Licht aufgebaut und verstärkt werden muss, ist die Abstimmgeschwindigkeit limitiert [7, 12]. FDML wurde entwickelt, um die Limitierung der Abstimmgeschwindigkeit von herkömmlichen Wellenlängen-durchgestimmten Lasern zu überwinden [5].

Im Gegensatz zu anderen durchgestimmten Lichtquellen müssen die aufeinanderfolgenden Wellenlängen im FDML-Laser nicht jedes Mal aus dem ASE-Licht erzeugt werden. Die spezielle Technik im FDML-Laser ist, dass der Faserresonator so stark verlängert wird, dass das Licht die Zeit oder ein Vielfaches davon benötigt, um einmal im Resonator umzulaufen, die auch der optische Bandpassfilter benötigt, um von einer Position wieder zur gleichen Position zu gelangen. Das Licht einer bestimmten Wellenlänge passiert den Filter und propagiert dann durch den gesamten Faserresonator inklusive Lasermedium. In derselben Zeit verändert sich der Spiegelabstand im Filter einmal über den gesamten Bereich. Wenn das Licht dieser Wellenlänge den Filter wieder erreicht, steht dieser wieder in der richtigen Position und das Licht wird transmittiert, wie in Abbildung 4 zu sehen ist. Dadurch sind alle Wellenlängen im Resonator „gespeichert“ und müssen nicht erneut aus dem ASE-Licht aufgebaut werden. Jeder Sweep wird aus dem vorherigen Sweep gespeist. [5]

FDML-Laser sind somit nicht durch die Lichtverstärkung aus dem ASE-Licht in ihrer Durchstimmrate eingeschränkt. Die ersten FDML-Laser haben 290.000 Sweeps pro Sekunde erzeugt und konnten 232.000 Punkte pro Sekunde auf einer Probe abtasten [5]. Die Leistung von OCT-Systemen, die auf FDML-Lasern basieren, ist anderen OCT-Systemen in zeitkritischen Anwendungen überlegen [7]. In den letzten Jahren wurde die Durchstimmrate durch verschiedene Techniken immer weiter erhöht. Das aktuelle Maximum beträgt 5,2 Millionen Sweeps pro Sekunde [13]. FDML-Laser sind damit eine der schnellsten durchstimmmbaren Laser und damit die Grundlage für sehr schnelle OCT-Systeme, sogenannte Megahertz-OCT-Systeme.

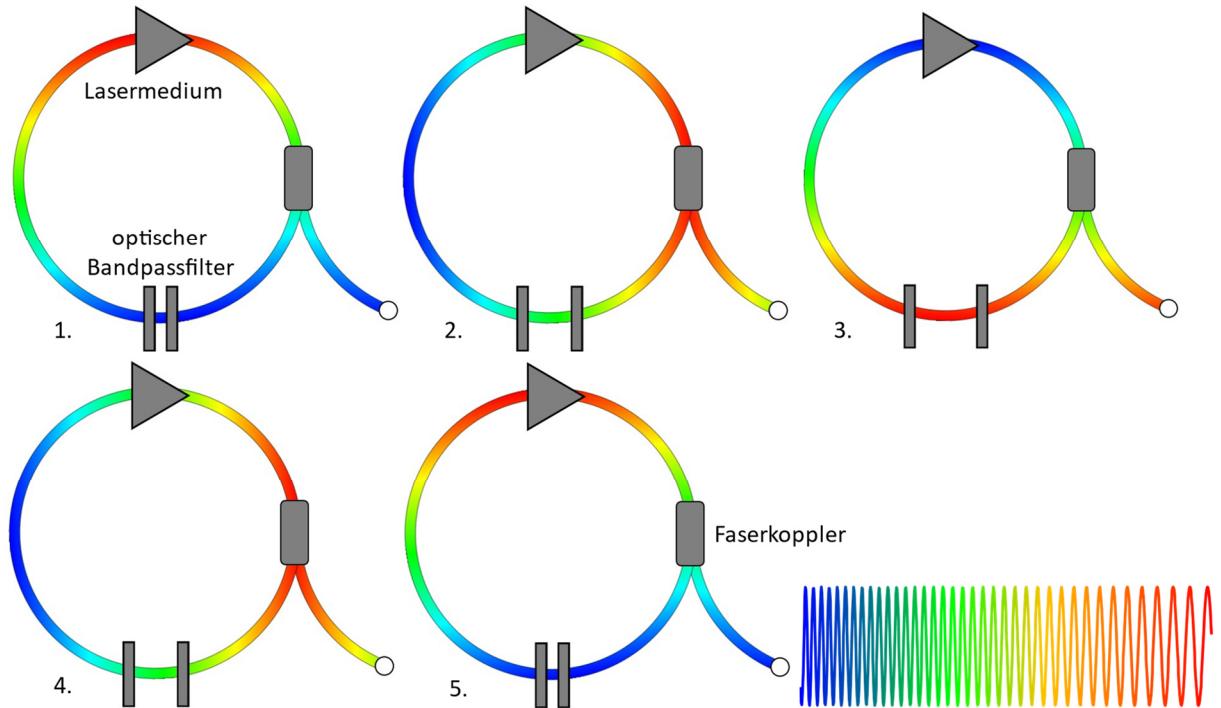


Abbildung 4: FDML-Zyklus in fünf Schritten und vom FDML-Laser erzeugter Sweep. Abhängig vom Spiegelabstand im Fabry-Pérot-Filter kann eine bestimmte Wellenlänge den Filter passieren. Der Spiegelabstand ändert sich periodisch und damit auch die transmittierte Wellenlänge, die im Lasermedium verstärkt wird. In FDML-Lasern sind alle Wellenlängen im Resonator gespeichert. Die Lichtumlaufzeit im Resonator entspricht der Zeit, die der Filter benötigt, um wieder dieselbe Position einzunehmen, sodass die gleiche Wellenlänge den Filter passieren kann. Ein Teil des Lichtes wird mittels eines Faserkopplers ausgekoppelt.

FDML-Laser werden mittlerweile in verschiedenen OCT-Anwendungen eingesetzt, z. B. zur Betrachtung des Augenhintergrundes [14, 15]. Querschnittsbilder und daraus berechnete Draufsicht- oder En-Face-Bilder, wie sie in Abbildung 5E und Abbildung 5D zu sehen sind, können Hinweise auf verschiedene Krankheiten und deren Fortschreiten geben. OCT-Bilder der Haut wie Abbildung 5A machen verschiedene Hautschichten sichtbar. Die SS-OCT wird in der Forschung zur Untersuchung von Hauterkrankungen wie Hautkrebs oder Ekzemen angewandt [16]. Eine weitere Anwendung ist die Untersuchung von Gefäßwänden, wie in Abbildung 5B zu sehen ist. Erst durch die hohe Geschwindigkeit der SS-OCT ist die „Heartbeat-OCT“ möglich geworden, bei der auch in-vivo OCT-Bilder von Gefäßwänden erzeugt werden können [10, 17, 18]. Außerdem wurde gezeigt, dass mit FDML-Lasern deutlich längere Messbereiche und größere Flächen abgetastet werden können. Zur Demonstration wurden komplett Gesichter mit Videorate abgetastet [19]. Einzelne Bilder aus diesen Videos sind in Abbildung 5C zu sehen. Die schnelle Datenaufnahme und Datenverarbeitung, die durch moderne Hard- und Software möglich ist, erlaubt es, die OCT-Videos in eine VR-Umgebung (virtuelle Realität) einzubinden. So wurden bereits erste ex-vivo-Testoperationen an Schweineaugen unter Laborbedingungen durchgeführt [20]. Ein weiteres Forschungsfeld ist die Erkennung von Tumoren und Tumorgrenzen im Gehirn mittels SS-OCT [21]. Auf lange Sicht besteht die Möglichkeit, dass die OCT hier andere Verfahren ersetzt, die z. B. durch Kontrastmittelgabe potenziell schädlich für den Patienten sind.

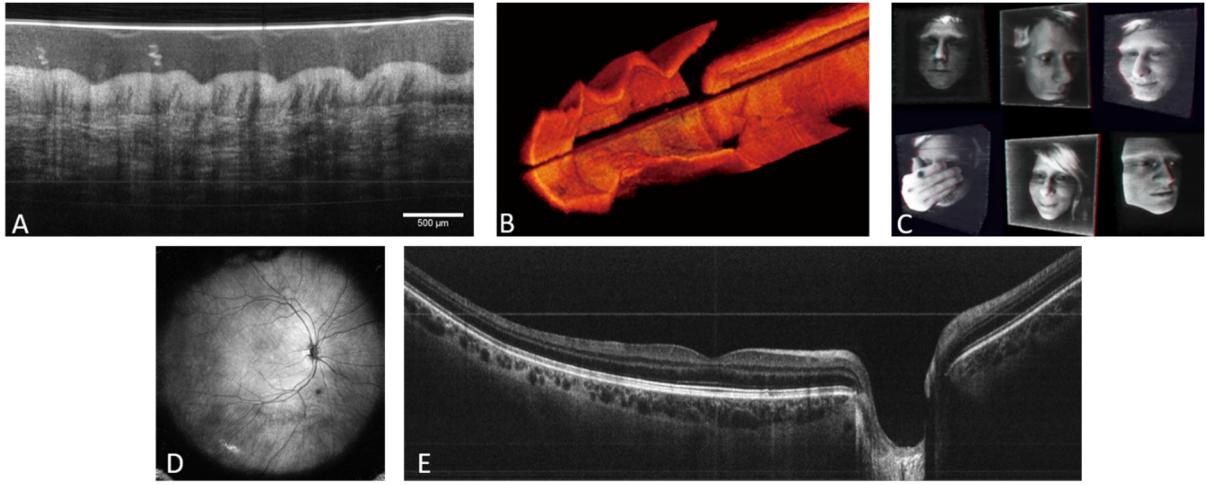


Abbildung 5: Bilder, die aus Anwendungen von SS-OCT-Systemen entstanden sind. Diese basieren auf FDML-Lasern. A) Querschnitt der Haut (aufgenommen von Madita Göb). B) Bild eines Blutgefäßes (entnommen aus [18] unter CC-Lizenz [22]). C) Bilder aus Videos, in denen komplett Gesichter abgescannt wurden (aufgenommen von Tom Pfeiffer) [19]. D) 85°-En-Face-Bild des Augenhintergrundes (aufgenommen von Jan Philip Kolb). E) 60°-Querschnittsbild des Augenhintergrundes (aufgenommen von Thomas Klein).

FDML-Laser werden mittlerweile nicht nur in der OCT eingesetzt. Weitere Anwendungen von FDML-Lasern sind Faser-Bragg-Gitter-Sensoren [23], LiDAR [24], Pikosekundenpuls-Erzeugung [25], stimulierte Ramanspektroskopie und -mikroskopie [26], Mikrowellenerzeugung [27], Spektroskopie [28] und Zweiphotonenmikroskopie [29, 30]. Zwei beispielhafte Bilder von FDML-Anwendungen sind in Abbildung 6 zu sehen. Alle Anwendungen werden in Kapitel 2.3.4 ausführlicher erläutert.

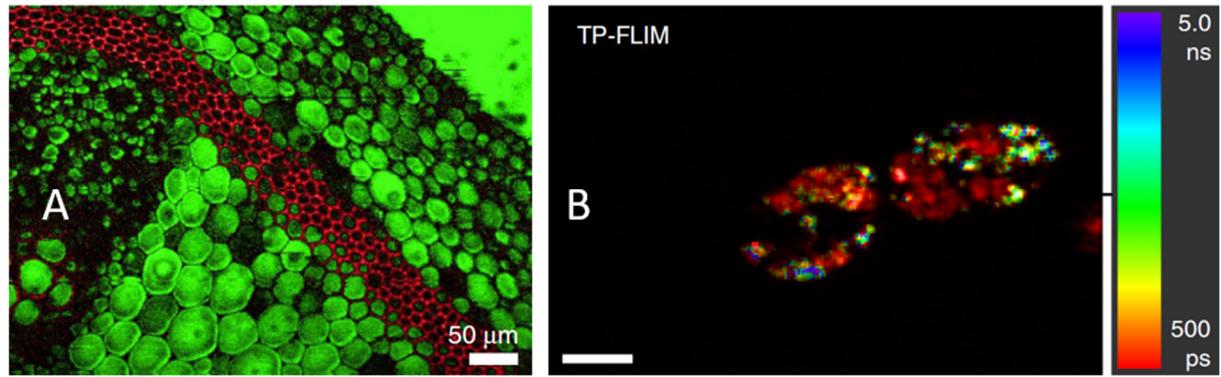


Abbildung 6: Beispiele für Anwendungen von FDML außerhalb der OCT. A) Ramanmikroskopie- und spektroskopiebild eines Brauen Storchschnabels in Olivenöl (grün). Rot ist Lignin (entnommen aus [26] unter CC-Lizenz [22]). B) Zweiphotonenmikroskopie und Fluoreszenzlebenszeitmessung eines Augentierchens. Die Lebenszeit der Fluoreszenz ist farblich kodiert und erlaubt das Unterscheiden von Chloroplasten (rot) und Lipidtröpfchen (blau, grün) (entnommen aus [30] unter CC-Lizenz [22]).

Für einige der genannten Anwendungen, wie z. B. die OCT, sind die Kohärenzeigenschaften der Lichtquelle von großer Bedeutung. Die Kohärenzeigenschaften einer Lichtquelle geben Informationen über ihre spektrale Breite, die sogenannte Linienbreite, und darüber, ob bei der Überlagerung des Lichtes dieser Lichtquelle mit sich selbst oder einer anderen Lichtquelle ein

Interferenzmuster entsteht. Die OCT basiert auf der Interferenz und somit auf den Kohärenzeigenschaften der Lichtquelle. Die Kohärenzeigenschaften von FDML-Lasern und insbesondere die Phasenstabilität zwischen aufeinanderfolgenden Sweeps sind entscheidende Parameter für die Bildqualität in der OCT [31], aber auch für andere Anwendungen. Außerdem sind sie auch für ein besseres Verständnis der Physik von FDML-Lasern nötig. Dennoch ist das Phasenverhalten von FDML-Lasern und die dahinterstehende Laserphysik noch nicht komplett verstanden und viele Annahmen bezüglich der Kohärenzeigenschaften von FDML-Lasern wurden noch nicht bewiesen. Die Bestimmung dieser Laserparameter in FDML-Lasern ist nicht trivial und nicht mit herkömmlichen Verfahren umsetzbar.

An dieser Stelle setzt diese Arbeit an. Es werden Schwebungsmessungen beschrieben, die mit einem Oszilloskop mit hoher analoger Detektionsbandbreite durchgeführt werden und Zugang zur Phase des elektromagnetischen Feldes des FDML-Lichtes erlauben. Es werden verschiedene Auswertungsmethoden vorgestellt und erläutert, wie daraus Informationen über die Kohärenzeigenschaften von FDML-Lasern, wie die instantane Linienbreite und die Kohärenzlänge, abgeleitet werden können. Diese Experimente ermöglichen tiefere Einsichten in die Funktionsweise und das Verhalten des FDML-Lasers und somit, dass Simulationen, mit denen das Lichtfeld im FDML-Laser beschrieben werden kann, besser und genauer werden. Des Weiteren werden einige Eigenschaften des FDML-Lasers bestätigt, die bereits vermutet, aber bisher nicht experimentell bewiesen wurden.

Die Forschungsfragen dieser Arbeit lauten also: Wie kann man umfangreiche Informationen über das nicht direkt messbare elektromagnetische Feld von FDML-Lasern erhalten? Welche Rückschlüsse auf die Kohärenzeigenschaften von FDML-Lasern kann man durch Schwebungsmessungen zwischen einem FDML-Laser und einem weiteren Laser mit einem schnellen Echtzeitoszilloskop erlangen?

Zur Beantwortung dieser Fragen werden in Kapitel 2 die nötigen Grundlagen und theoretischen Vorbetrachtungen erläutert, die zum Verständnis der darauffolgenden Kapitel erforderlich sind. Es wird beleuchtet, wie die OCT mit Wellenlängen-durchgestimmten Lasern funktioniert, was deren Vorteile gegenüber anderen OCT-Techniken sind und welche Auswirkungen die Laserparameter auf die OCT-Bildqualität haben. Es werden Grundlagen der Laserphysik erläutert sowie verschiedene Lasertechniken und Lasertypen vorgestellt. Schließlich wird der FDML-Laser detailliert vorgestellt. Es werden Aufbau und Funktionsweise beschrieben sowie Anwendungen von FDML-Lasern genauer betrachtet. Es werden verschiedene Techniken erklärt, die das Intensitätsrauschen im FDML-Laser reduzieren. Der Laser läuft dann im sogenannten Sweet-Spot-Betrieb, der viele Vorteile für die OCT und andere Anwendungen mit sich bringt. Außerdem wird gezeigt, mit welcher Methode der FDML-Laser simuliert werden kann. Es werden Methoden beschrieben, mit denen die Kohärenzeigenschaften von Lasern bestimmt werden und warum diese beim FDML-Laser nicht angewandt werden können. Als Alternative zu den herkömmlichen Methoden werden Schwebungsmessungen mit einem Echtzeitoszilloskop vorgestellt. Warum diese Aussagen über die Kohärenzeigenschaften eines FDML-Lasers erlauben, wird am Ende von Kapitel 2 beschrieben.

In Kapitel 3 wird ein Experiment vorgestellt, bei dem der FDML-Laser mit einem monochromatischen Laser, also einem Laser mit nur einer Wellenlänge, überlagert wird. Es wird der Aufbau des Dauerstrichlasers, der Aufbau des FDML-Lasers und der gesamte experimentelle

Aufbau beschrieben. Das Ergebnis des Experimentes ist eine Messreihe mit sogenannten Schwebungssignalen, die indirekt den Zugang zur Phase des FDML-Laserlichtes erlauben. Es wird ausgewertet, wie sich die Phase innerhalb eines Schwebungssignals und über die aufeinanderfolgenden Schwebungssignale entwickelt. Daraus werden Kohärenzlänge und Linienbreite des FDML-Lasers bestimmt. Die Ergebnisse von Simulationen werden mit den experimentellen Ergebnissen verglichen.

Da das Schwebungssignal bei der Überlagerung von FDML- und Dauerstrichlaser nur einen sehr kleinen Bereich des Sweeps abdeckt, wird in Kapitel 4 ein Experiment vorgestellt, in dem das Licht von zwei FDML-Lasern überlagert wird. So wird ein Schwebungssignal erzeugt, das über den gesamten Sweep geht. Es wird der Versuchsaufbau erläutert und die Ergebnisse von verschiedenen Auswertungsmethoden, die denen aus dem vorherigen Kapitel ähneln, gezeigt.

In Kapitel 5 werden die Ergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick gegeben. Es wird auf mögliche Folgeexperimente hingewiesen und es werden offene Fragestellungen genannt.

2. GRUNDLAGEN UND THEORIE

Dieses Kapitel stellt die wichtigsten Grundlagen und theoretischen Vorberichtigungen bereit, die zum Verständnis dieser Arbeit benötigt werden. Es werden kurz bildgebende Verfahren im Allgemeinen und die OCT im Speziellen vorgestellt. Es werden danach generelle Grundlagen über Laser erklärt. Im Besonderen wird auf den FDML-Laser eingegangen. Es werden Anwendungen von FDML-Lasern beschrieben, um die Relevanz dieses Lasers zu verdeutlichen. Zudem werden die wichtigsten Laserparameter zur Beschreibung von Kohärenzeigenschaften und Methoden zur Messung dieser dargestellt. Es wird erläutert, warum viele dieser Methoden sich nicht für FDML-Laser eignen und eine Alternative vorgestellt.

Bildgebende Verfahren ist der „Oberbegriff für verschiedene Diagnostikmethoden, die Aufnahmen aus dem Körperinneren liefern“ [32]. Das erste bildgebende Verfahren war die Röntgendiagnostik, deren Grundstein durch die Entdeckung der Röntgenstrahlung im Jahr 1895 gelegt wurde [33]. Mittlerweile gibt es viele verschiedene bildgebende Verfahren und Einblicke in den menschlichen Körper sind nicht mehr aus der Medizin wegzudenken. Ohne bildgebende Verfahren könnten viele Krankheiten nicht oder nur schwer diagnostiziert werden. Weiterhin sind Therapieentscheidungen, die Überwachung von Therapien und die Feststellung eines Therapieerfolges nicht selten nur mit bildgebenden Verfahren möglich [33]. Die bekanntesten Verfahren sind die Magnetresonanztomographie, Ultraschallbildgebung, Endoskopie, optische Kohärenztomographie und die Röntgenbildgebung, bei der entweder eine Projektion oder bei der Computertomographie ein Volumen erstellt wird.

2.1 OCT mit durchstimmbaren Lasern

Zwei der wichtigsten Parameter für die Auswahl des passenden bildgebenden Verfahrens sind die Bildgebungstiefe und das Auflösungsvermögen. Die optische Kohärenztomographie ordnet sich dabei im Vergleich zu anderen wichtigen bildgebenden Verfahren (siehe Abbildung 7) mit einigen Mikrometern im unteren Bereich des Auflösungsvermögens und mit wenigen Millimetern auch im unteren Bereich der Eindringtiefe beziehungsweise Bildgebungstiefe ein. Bei der Auswahl des passenden Verfahrens muss auch beachtet werden, dass einige Verfahren wie die Röntgendiagnostik den menschlichen Körper schädigen können. Das Verhältnis zwischen Kosten und Nutzen für den Patienten muss dementsprechend abgewogen werden. Obwohl es mit Licht beziehungsweise Lasern auch möglich ist, den Körper zu schädigen, ist die OCT aufgrund der geringen Lichtleistungen, die durch Richtlinien festgelegt sind, aber für die Bildgebung ausreichen, eine unbedenkliche Anwendung [34].

Die optische Kohärenztomographie ist ein 1991 erstmals vorgestelltes Verfahren, das nichtinvasiv Querschnittsbilder von biologischem Gewebe mit Mikrometerauflösung erzeugt [6]. Bereits kurze Zeit später wurde die Anwendung dieser Technik in-vivo am menschlichen Auge demonstriert und vorhergesagt, dass die OCT ein wichtiges Diagnoseverfahren in der Augenheilkunde werden kann [35]. Die ersten kommerziellen Systeme gab es ungefähr ab 1996 [33]. Wie es vorhergesagt wurde, ist die OCT in der Augenheilkunde mittlerweile ein Standardverfahren, das dabei hilft, frühzeitig verschiedene Krankheiten wie Makuladegeneration, Glaukom oder entzündliche Erkrankungen der Retina zu entdecken. Dadurch werden frühzeitig

therapeutische Maßnahmen ermöglicht, wodurch Erblindungen verhindert werden können [33]. Auch in der Dermatologie findet die OCT Anwendung, wo sie z. B. der Hautkrebsdiagnose dient und somit Biopsien, also invasive Eingriffe, verhindern kann [33, 36]. Außerdem wird die OCT innerhalb von Gefäßen zur Bildgebung verwendet. Mithilfe eines Endoskops können die Gefäßwände betrachtet werden und dabei Gefäßverengungen oder der Zustand eines Stents untersucht werden [33, 37]. Viele andere Anwendungen in Bereichen wie z. B. der Neurologie [38] oder der Neurochirurgie [39], aber auch die bereits genannten Anwendungen wie kardiovaskuläre Bildgebung [10] und die Untersuchung entzündlicher Hauterkrankungen [40, 41] befinden sich außerdem in der Forschung.

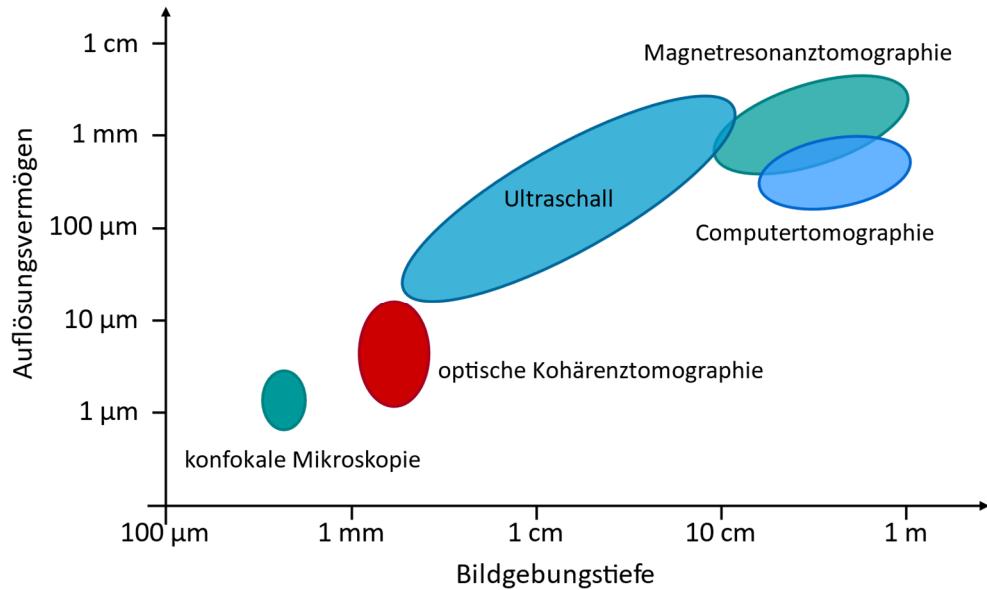


Abbildung 7: Auflösungsvermögen und Bildgebungstiefe einiger ausgewählter Bildgebungsverfahren [34, 42].

OCT ist vergleichbar mit der Ultraschallbildgebung, nur wird Licht statt Schallwellen verwendet, das an den Strukturen in biologischem Gewebe gestreut und reflektiert wird. Die OCT hat eine axiale und laterale Auflösung von einigen Mikrometern. Die laterale Auflösung ist durch den Strahldurchmesser innerhalb der Probe gegeben. Es können Signale aus dem Gewebe detektiert werden, deren Lichtleistung nur noch dem $\sim 10^{-10}$ -fachen des einfallenden Lichtes beträgt. Diese hohe Sensitivität, also die schwächste Reflektion im Gewebe, die noch bestimmt werden kann, wird durch heterodyne Detektion erreicht. Darunter versteht man die Messung eines Signals, das durch Überlagerung des informationsbeladenen Signals mit einem Referenzsignal entsteht. Reflektierte optische Signale aus dem Gewebe enthalten Laufzeitinformationen, die wiederum Informationen über die räumliche Struktur des Gewebes enthalten. Zugang zu diesen Informationen bekommt man über eine interferometrische Messung, mit der sich Verzögerung und Intensität des zurückgestreuten Lichtes bestimmen lassen. In der OCT wird an einem Punkt der Probenoberfläche ein Tiefenscan oder A-Scan erzeugt. Mehrere nebeneinanderliegende A-Scans erzeugen ein B-Scan, also eine zweidimensionale Karte beziehungsweise ein Tiefenschnittbild der reflektierenden Strukturen im Gewebe, wie es schon in Abbildung 2 gezeigt wurde [6]. Die Bildgebungsgeschwindigkeit ist einer der wichtigsten Parameter, die die Leistung von OCT-Systemen bestimmen. Angegeben wird die Geschwindigkeit als Anzahl der A-Scans pro Sekunde, auch A-Scan-Rate genannt [9]. Sie ist seit der Erfindung der OCT um mehr als drei

Größenordnungen von wenigen Hundert Hertz auf einige Megahertz angewachsen [9, 43]. Möglich wurde diese Entwicklung unter anderem durch die Erfindung des FDML-Lasers, der sowohl Bildaufnahmgeschwindigkeit als auch Bildqualität in der OCT verbesserte [44]. OCT mit durchstimmbaren Lasern wie dem FDML-Laser wird Swept-Source-OCT (SS-OCT) genannt und ist die dritte und jüngste OCT-Technik. Für einen kurzen historischen Überblick werden die beiden vorher entwickelten Techniken in den folgenden Absätzen kurz erklärt.

Das erste OCT-Verfahren ist die sogenannte Time-Domain-OCT (TD-OCT). Dabei wird Licht mit einer sehr kurzen Kohärenzlänge (ca. $10 \mu\text{m}$) in ein Michelson-Interferometer eingekoppelt, geteilt, an einer Probe und einem beweglichen Spiegel reflektiert, wieder überlagert und das Signal mit einem Detektor gemessen. Der Spiegel im Referenzarm wird bewegt, um die Reflektionen aus verschiedenen Tiefen im Gewebe zu messen [6]. Wenn Probenarm- und Referenzarmlicht die gleiche Strecke zurückgelegt haben, entsteht ein Interferenzsignal. Die Amplitude des Messsignals in jeder Tiefe der Probe gibt Auskunft über die Intensität des zurückreflektierten und -gestreuten Lichtes an dieser Stelle. Die axiale Auflösung beträgt in der TD-OCT die Hälfte der Kohärenzlänge. Die laterale Auflösung ist abhängig vom Strahldurchmesser, also der numerischen Apertur der Optik [6, 33, 45]. Obwohl mit der TD-OCT erstmals OCT-Bilder in Echtzeit und mit Videorate, also Bildwiederholraten von mindestens 20 Bildern pro Sekunde, aufgenommen wurden, war eine weitere Geschwindigkeitserhöhung aufgrund der dadurch verringerten Sensitivität und der mechanischen Bewegung des Referenzarmspiegels schwierig [9, 46].

Im Jahr 1995 wurde die Spectral-Domain-OCT (SD-OCT) als erste Fourier-Domain-OCT-Technik vorgestellt [47]. Mit der SD-OCT wurden schnell Bildgebungsgeschwindigkeiten erreicht, die mit der TD-OCT nicht möglich waren [9]. Der einfache Detektor, der in der TD-OCT die Lichtintensität aus verschiedenen Tiefen misst, wird hier durch ein Spektrometer mit einer Zeilenkamera ersetzt. Die Zeilenkamera misst die Lichtintensität in Abhängigkeit der Wellenlänge, also spektral aufgelöst. Das Interferenzspektrum und damit die Tiefeninformationen ist räumlich auf dem Detektorarray kodiert. Die zusätzlichen spektralen Informationen machen die mechanische Bewegung des Referenzarmspiegels überflüssig [9]. Bei der SD-OCT werden also Signale aus allen Tiefen der Probe gleichzeitig mit einer breitbandigen Lichtquelle gemessen, was die SD-OCT deutlich schneller als die TD-OCT macht [33, 34]. Zusätzlich ist die Sensitivität der SD-OCT um zwei bis drei Größenordnungen (20–30 dB) höher als bei der TD-OCT [45, 48].

Die zweite Fourier-Domain-OCT-Technik ist die OCT mit einem durchstimmbaren Laser, Swept-Source-OCT genannt, bei der das Spektrum zeitlich kodiert ist [9]. Hier wird ebenfalls eine breitbandige Lichtquelle verwendet, die aber im Gegensatz zur SD-OCT durchgestimmt wird. Ein Spektrometer mit einer teuren Zeilenkamera ist nicht mehr nötig; es reicht eine Photodiode [33]. Anfang bis Mitte der 2000er-Jahre wurde deutlich, dass die OCT mit durchgestimmten Lichtquellen große Vorteile gegenüber der TD-OCT und der SD-OCT hat [34]. Wie die SD-OCT hat auch die SS-OCT eine um 20–30 dB höhere Sensitivität als die TD-OCT [8, 45]. Zusätzlich können mit durchgestimmten Lichtquellen viel höhere A-Scan-Raten bis hin zu mehreren Megahertz erreicht werden. Die OCT wird dann Megahertz-OCT (MHz-OCT) genannt. Die Bildqualität kann bei diesen hohen Aufnahmgeschwindigkeiten genauso gut sein wie bei geringeren. Die größeren Datenmengen pro Zeit können also für eine kürzere Aufnahmezeit sorgen oder dem Nutzer mehr Informationen liefern, die in verschiedenen Anwendungen unterschiedlich genutzt werden

können [9]. Die Entwicklung neuer Wellenlängen-durchgestimmter Lichtquellen hat bei der Erhöhung der A-Scan-Rate eine entscheidende Rolle gespielt [9, 49]. Die Bildqualität von SS-OCT-Systemen ist abhängig von den Kohärenzeigenschaften, also der Phasenstabilität der Lichtquelle. Eine geringe Linienbreite und somit eine gute Phasenstabilität sind mit durchgestimmten Lichtquellen möglich [31, 50]. In dieser Arbeit geht es um die Bestimmung der Kohärenzeigenschaften wie Phasenstabilität und Linienbreite. Diese Begriffe werden in Kapitel 2.4.1 ausführlich erläutert.

Auch wenn ein OCT-System aus vielen Komponenten besteht, die alle für die Bildgebung benötigt werden, ist die Lichtquelle doch eine der wichtigsten Komponenten, da ihre Eigenschaften viele der wichtigsten Systemkennzahlen bestimmen [34, 51]. Möglicher Spektralbereich, optische Bandbreite, Durchstimmrate, Kohärenzlänge, Leistung und Laseroperationsmodus sind größtenteils durch die Lichtquelle vorgegeben und geben auch die möglichen Anwendungen vor, da dadurch auch Bildgebungsgeschwindigkeit, Bildgebungstiefe, Auflösung und Sensitivität vorgegeben sind [51]. Daher und aufgrund der Vorteile von durchgestimmten Lichtquellen für die OCT wurden in den letzten zwei Jahrzehnten erhebliche sowohl kommerzielle als auch akademische Anstrengungen unternommen, Laser zu entwickeln, die sich gut für die SS-OCT eignen [34].

Durchstimmbare Laser sind schon lange bekannt. Anfang der 2000er Jahre, als das Interesse an der SS-OCT zunahm, gab es aber keinen, der die für die OCT gewünschten Systemkennzahlen erfüllte. Mittlerweile werden die Anforderungen von einem 100 nm breiten Sweepbereich, einer 100 kHz A-Scan-Rate und einer instantanen Linienbreite von 100 pm von kommerziellen SS-OCT-Systemen meist erreicht [9].

Bevor es in Abschnitt 2.2.6 genauer um Wellenlängen-durchgestimmte Laser und deren Anforderungen für die OCT geht und in Kapitel 2.3 um den FDML-Laser als einen bestimmten durchgestimmten Laser, geht es im folgenden Kapitel um allgemeine Lasergrundlagen.

2.2 Laser

In diesem Kapitel werden die Grundlagen von Lasern kurz erläutert. Außerdem werden Dauerstrichlaser, gepulste Laser, Modenkopplung und Wellenlängen-durchgestimmte Laser erklärt.

2.2.1 Allgemeines

LASER ist ein Akronym für „**L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**

Laserlicht unterscheidet sich von anderen Lichtquellen durch seine geringe Divergenz, seine große Kohärenz und seine Monochromasie, also Einfarbigkeit [53]. Obwohl Monochromasie zu den drei Haupteigenschaften von Lasern gehört, gibt es auch viele Lasertypen, die ein sehr breites Emissionsspektrum haben. Diese Laser sind entweder durchstimmbar, ihre Wellenlänge ändert sich also zyklisch mit der Zeit, oder gepulst. Dann wird das Licht verschiedener Wellenlängen phasenrichtig aufaddiert, wodurch der Laser kurze Pulse emittiert.

Die grundlegenden Bestandteile eines Lasers sind ein aktives Medium, eine Energiequelle und ein Resonator [53]. Eine mögliche Kombination dieser drei Bestandteile ist in Abbildung 8 dargestellt. Das aktive Lasermedium oder Verstärkungsmedium ist ein Material, das bei Energiezufuhr Licht emittiert und einfallendes Licht bestimmter Wellenlängen verstärken kann [53, 54]. Es bestimmt maßgeblich die Lasereigenschaften wie Wellenlänge oder mögliche Lichtleistung [53]. Viele verschiedene Materialien wie Gase, Kristalle, Halbleiter, Keramiken oder Farbstoffe werden als Verstärkungsmedium verwendet [53, 54].

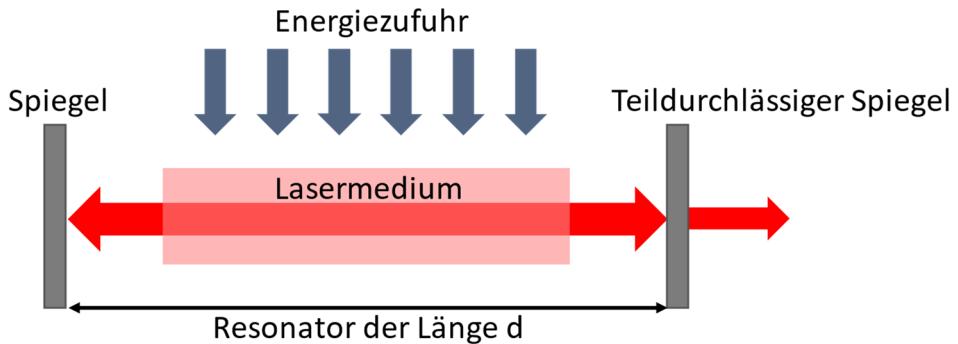


Abbildung 8: Die Hauptbestandteile eines Lasers sind das aktive Lasermedium, der Resonator und ein Pumpmechanismus, der dem Lasermedium Energie zuführt.

Das Lasermedium befindet sich im Resonator. Der Resonator dient der Rückkopplung des Lichtes, sodass dieses immer wieder durch das Lasermedium läuft und immer weiter phasenrichtig durch stimulierte Emission verstärkt wird [53, 55]. Die Leistung des zusätzlichen Lichtes durch die Verstärkung in einem Resonatorumlauf muss größer sein als die Verluste im Resonator, inklusive des ausgekoppelten Lichtes. Ein Resonator kann z. B. aus einem Glasfaserring aufgebaut werden oder wie in Abbildung 8 aus zwei Spiegeln bestehen, wovon mindestens einer einen Teil des Lichtes transmittieren muss, also eine Reflektivität kleiner als 100 % aufweist [55]. Der dritte Bestandteil eines Lasers ist der Pumpmechanismus, der dem Lasermedium Energie zuführt [53]. Die Energiezufuhr kann durch optisches Pumpen, also durch eine externe Lichtquelle, durch elektrischen Strom, durch Stoßanregung oder durch chemische Reaktionen erfolgen [52, 53].

Aus diesen Grundbestandteilen und mit weiteren Komponenten lassen sich eine Fülle verschiedener Lasertypen mit verschiedensten Eigenschaften aufbauen. Wichtige Eigenschaften sind z. B. die Lichtleistung und über welchen Wellenlängenbereich der Laser Licht emittiert [53]. Wie diese Zustände kommen wird im nächsten Abschnitt erklärt.

2.2.2. Quantenmechanische Grundlagen

Zur Beschreibung der Laserphysik beziehungsweise der Theorie der Wirkungsweise von Lasern wird das Konzept der Besetzung von Energieniveaus verwendet. Alle Atome werden durch einen

Kern aus Protonen und Neutronen sowie eine Hülle, in der sich Elektronen befinden, modelliert. Die Elektronen befinden sich dabei auf verschiedenen Energieniveaus und können diese wechseln. Halbleitermaterialien, die wie im FDML-Laser auch als Verstärkungsmedium verwendet werden, werden hingegen durch das Bändermodell beschrieben. Elektronen können sich im Leitungs- oder Valenzband befinden, die durch die sogenannte Bandlücke voneinander getrennt sind [56]. Die Energieniveaus sind dann keine diskreten Zustände, sondern kontinuierliche Verteilungen [52]. Elektronen im Leitungsband können zum Stromfluss in diesem Material beitragen, Elektronen im Valenzband nicht. Sie sind im Atomverband gebunden. Das Licht beziehungsweise die elektromagnetischen Wellen werden für dieses Modell als Photonen betrachtet [53]. Ein Photon hat die Energie

$$E = h\nu, \quad (1)$$

wobei h das Planck'sche Wirkungsquantum ist und ν die Frequenz der elektromagnetischen Welle.

Wie bereits erwähnt wurde, ist die stimulierte Emission die Grundlage für die Funktionsweise eines Lasers. Aber auch die anderen beiden Licht-Materie-Wechselwirkungen Absorption und spontane Emission finden im Laser statt. Alle drei sind in Abbildung 9 dargestellt.

Bei der Absorption wird die Energie des Photons durch verschiedene Prozesse in eine andere Energieform umgewandelt [57]. Das absorbierte Photon verschwindet dabei, wie es in Abbildung 9A zu sehen ist. Die Energie des einfallenden Photons kann dafür sorgen, dass ein Elektron auf ein höheres Energieniveau gehoben wird. Dieses Prinzip wird beim optischen Pumpen im Laser ausgenutzt. Die Energie des Photons $h\nu$ entspricht dabei der Energiedifferenz $E_2 - E_1$ der beiden beteiligten Energieniveaus [58]. Die Photonenenergie kann dann entweder in Wärme umgewandelt werden, es wird wieder ein Photon ausgesendet oder beides. In Halbleitermaterialien kann ein Photon ein Elektron aus dem Valenzband ins Leitungsband heben, wenn seine Energie größer als die Bandlücke ist [57].

Bei der spontanen Emission fällt ein Elektron eines angeregten Atoms oder Moleküls ohne erkennbare äußere Einflüsse von einem höheren in ein niedrigeres Energieniveau [53] oder vom Leitungsband ins Valenzband. Dabei entsteht ein Photon, das in keine bevorzugte Raumrichtung ausgestrahlt wird [53, 59], wie in Abbildung 9B zu sehen ist. Auch Phase und Polarisation des emittierten Photons sind zufällig. Das Licht ist inkohärent. Die Fluoreszenz eines Materials ist spontane Emission [58]. Die Energie des emittierten Photons und damit die Frequenz und Wellenlänge des Lichtes wird durch die Energiedifferenz der beiden beteiligten Energieniveaus E_1 und E_2 bestimmt. Die Übergänge zwischen zwei Energieniveaus entsprechen aber keiner streng monochromatischen Spektrallinie der Frequenz

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}, \quad (2)$$

sondern einer Spektrallinie mit endlicher Linienbreite $\Delta\nu$ [52]. Formel (2) gilt also nur für $\nu = \nu_0$ als Mittenfrequenz. Es werden also auch Photonen mit kleineren und größeren Frequenzen als ν_0 emittiert. Die Wahrscheinlichkeit dafür nimmt ab, je größer der Abstand zur Mittenfrequenz ist [60]. Ursache für die endliche Frequenzbandbreite ist die Energieunschärfe der emittierten

Photonen und damit auch die Lebensdauer des angeregten Zustandes [53]. Die Rate der spontanen Emission und damit die Lebensdauer des angeregten Zustandes wird durch die Eigenschaften des Atoms oder Moleküls und die Modenstruktur des umgebenden Mediums bestimmt [59]. Verschiedene Prozesse wie Doppler-Verbreiterung oder Stoßverbreiterung, die hier nicht weiter erläutert werden sollen, können die Linienbreite der spontanen Emission erhöhen [52, 60].

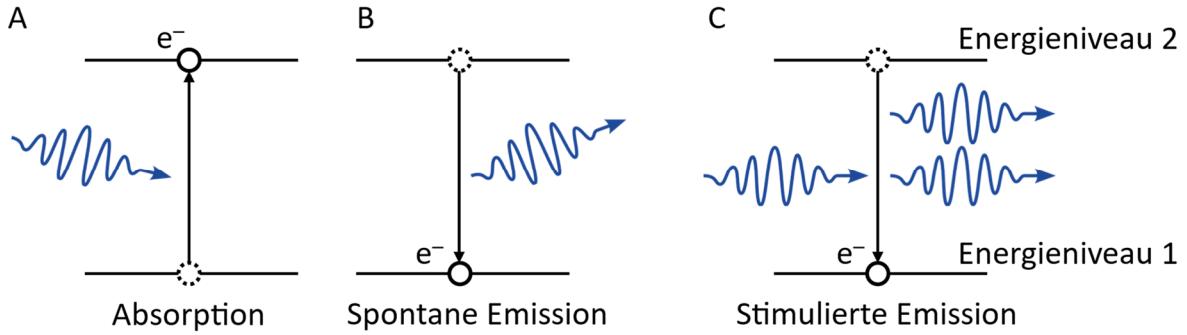


Abbildung 9: Licht-Materie-Wechselwirkungen. A) Bei der Absorption wird die Energie eines Photons aufgenommen und ein Elektron e^- auf ein höheres Energieniveau, hier Energieniveau 2, gehoben. B) Bei der spontanen Emission fällt ein Elektron auf ein niedrigeres Energieniveau und gibt dabei ein Photon ab. C) Bei der stimulierten Emission regt ein Photon den Fall eines Elektrons auf ein niedrigeres Energieniveau an. Es wird ein zweites Photon erzeugt, das die gleiche Energie, Wellenlänge und Phase wie das einfallende Photon hat.

Die spontane Emission kann auch mit den sogenannten Vakuumfluktuation erklärert werden [59]. Damit ist gemeint, dass für eine sehr kurze Zeit Photonen entstehen. Aus der Heisenbergschen Unschärferelation

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{h}{4\pi} \quad (3)$$

folgt, dass es quantendynamisch erlaubt ist, dass ein Photon der Energie $h\nu$ für eine kurze Zeitperiode der Dauer $\Delta t \leq 1/4\pi\nu$ entsteht. Die benötigte Energie liegt damit in der theoretisch erlaubten Unschärfe. Diese Vakuumfluktuationen können die Emission eines Photons stimulieren. Es findet aber keine Verstärkung statt, wie es im nächsten Absatz erläutert wird, da das stimulierende Photon wieder verschwindet [58]. Während des Laserbetriebs spielt die spontane Emission beim Starten z. B. des FDML-Lasers eine Rolle, da die spontane Emission das Startlicht erzeugt, das dann weiter verstärkt wird [59].

Die dritte Licht-Materie-Wechselwirkung ist die stimulierten Emission. Diese findet statt, wenn sich Atome oder Moleküle im angeregten Zustand befinden und mit Licht einer passenden Frequenz bestrahlt werden. Durch ein einfallendes Photon geht das Atom oder Molekül in seinen Grundzustand über. In Halbleitermaterialien fällt ein Elektron vom Leitungs- ins Valenzband. Dabei entsteht ein kohärentes Photon, welches dieselbe Richtung, Phase und Frequenz wie das stimulierende Photon hat [53, 58], wie es in Abbildung 9C zu sehen ist. Dadurch ist die phasenrichtige Verstärkung von Licht als Grundlage von Lasern möglich [58].

Die verstärkte spontane Emission (engl. amplified spontaneous emission, ASE) ergibt sich durch spontan emittierte Photonen, die in einem ausgedehnten Lasermedium wiederum die Emission von weiteren Photonen stimulieren [61]. Das ASE-Licht entspricht dem Emissionsspektrum eines Lasermediums.

Eine weitere Voraussetzung für den Betrieb eines Lasers ist die Besetzungsinverson [62]. Die Besetzungsinverson ist der Zustand in einem System von Molekülen oder Atomen, z. B. in einem Lasermedium, indem mindestens ein höheres Energieniveau stärker besetzt ist als ein niedrigeres [63]. Diese Voraussetzung muss für die am Laserbetrieb beteiligten Energieniveaus erfüllt sein, im Halbleitermaterial zwischen Leitungs- und Valenzband [52]. Außerdem muss die Besetzungsinverson während des Laserbetriebs durch Pumpen aufrechterhalten werden. Im Gegensatz zu Abbildung 9 sind im Laser drei oder vier Niveaus beteiligt (Drei-Niveau- und Vier-Niveau-Laser), also das Grundniveau und zwei oder drei höhere Energieniveaus. Das Pumplicht hebt dabei ein Elektron auf das höchste Energieniveau. Das Elektron fällt auf das zweithöchste Energieniveau und gibt einen Teil seiner Energie z. B. durch Wärme ab. Wenn das Elektron von diesem Niveau fällt, wird spontan oder stimuliert ein Photon ausgesendet, dessen Energie kleiner als die Energie der Photonen des Pumplichtes ist. Dadurch gibt es eine Energiedifferenz zwischen Pumplicht und emittiertem Licht im Falle von optischem Pumpen. Dadurch kann das emittierte Licht nicht gleichzeitig die Emission von Photonen aus dem oberen Niveau stimulieren und eine Besetzungsinverson ist möglich. Zusätzlich muss die Lebensdauer des höheren an der Besetzungsinverson beteiligten Niveaus größer sein als die Lebensdauern der anderen angeregten Niveaus. Die Lichtverstärkung hängt von der Besetzungsinverson ab. Eine hohe Besetzungsinverson, die mit einer langen Lebensdauer des oberen Laserniveaus verknüpft ist, ermöglicht eine große Lichtverstärkung und damit eine höhere Laserleistung. [63]

2.2.3 Dauerstrichlaser

Dauerstrichlaser emittieren im Gegensatz zu gepulsten Lasern, die in Abschnitt 2.2.4 vorgestellt werden, ununterbrochenen Licht. Sie werden auch CW-Laser genannt, abgekürzt vom englischen „continuous wave“ also kontinuierliche Welle [64]. Ein Dauerstrichbetrieb erfordert eine kontinuierliche Besetzungsinverson und damit kontinuierliches Pumpen [64, 65]. Verschiedene Lasertypen wie Gaslaser, Farbstofflaser und Festkörperlaser inklusive Halbleiterlaser können im Dauerstrichbetrieb laufen. Die Leistung, die ein Dauerstrichlaser erzeugt, ist mehr oder weniger konstant über einen langen Zeitraum, kann aber durch verschiedene, meist unerwünschte Prozesse wie Modenschwierungen (engl. mode beating) schwanken [65]. Typische maximale Leistungen von Dauerstrichlasern sind geringer als die von gepulsten Lasern. Vorteile des Dauerstrichbetriebs sind die hohen Frequenzstabilitäten und geringen Emissionsbandbreiten, die sich nur in dieser Betriebsart erreichen lassen [64]. In stabilisierten Dauerstrichlasern kann die Linienbreite deutlich kleiner als 1 kHz sein [66].

2.2.4 Gepulste Laser

Wenn eine Besetzungsinverson nicht lange aufrechterhalten werden kann oder Laserübergänge nur eine geringe Verstärkung erzeugen, ist es schwierig, einen Dauerstrichbetrieb zu realisieren. Solche Laser können gepulst betrieben werden [53, 63, 65]. Ein gepulster Laser sendet nicht kontinuierlich Photonen aus, sondern kurzzeitig und periodisch [67, 68]. Gepulste Laser werden

meist für Anwendungen eingesetzt, die hohe Leistungen erfordern [67], da die Energie, die durch den Pumpmechanismus in das Lasermedium eingebracht wird, nicht kontinuierlich abgegeben wird, sondern in kurzen Pulsen, die viel höhere Leistungen haben können, wie in Abbildung 10 zu sehen ist.

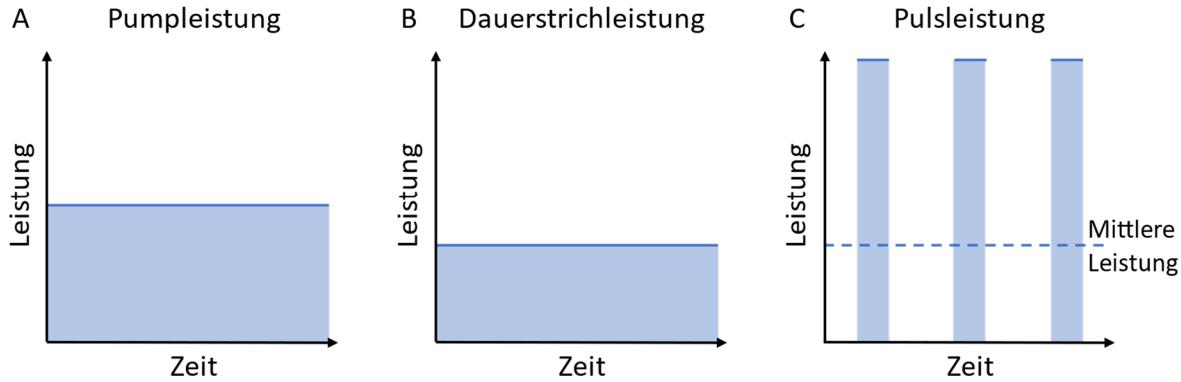


Abbildung 10: Leistung während des Pumpens, im Dauerstrichbetrieb und im Pulsbetrieb. A) Einem Laser wird eine bestimmte Menge Energie (Fläche unter der Geraden) durch einen Pumpmechanismus zugeführt. B) Im Dauerstrichbetrieb ist die ausgesendete Leistung konstant. Da nicht 100 % der zugeführten Energie wieder als Lichtenergie emittiert wird, ist die emittierte Energie kleiner als die zugeführte. C) Bei gleichem Wirkungsgrad ist die mittlere Leistung in einem gepulsten Laser genauso groß wie im Dauerstrichbetrieb. Die momentane Leistung im Puls kann sehr viel größer sein. Die Energien beziehungsweise die blaue Fläche in B) und die Summe der blauen Flächen in C) sind gleich groß.

Die maximale Pulbleistung ist durch Pumpenergie, Wirkungsgrad, Pulsfrequenz und Pulsdauer festgelegt. Höhere Spitzenleistungen lassen sich durch kürzere Pulse und geringere Pulsfrequenzen realisieren, wenn Pumpenergie und Wirkungsgrad konstant bleiben [67]. Es gibt verschiedene Methoden zur Pulserzeugung, die je nach erforderlicher Pulsdauer, Pulsennergie, Pulsfrequenz und Wellenlänge eingesetzt werden [52, 68].

Die einfachste Form, Pulse zu erzeugen, ist die Amplitudenmodulation eines Dauerstrichlasers. Die Pulbleistung ist dann im Puls nicht höher als die Lichtleistung des verwendeten Dauerstrichlasers. Das Licht wird dabei einfach mechanisch abwechselnd durchgelassen und blockiert, z. B. mit einem optischen Chopper [69] oder einem rotierenden Reflektor und einer Blende [52]. Das Lasermedium kann auch periodisch gepumpt werden z. B. bei optischem Pumpen mit Blitzlampen [67]. Eine andere Möglichkeit ist die Verwendung eines akustooptischen Modulators (AOM). Im AOM wandern Schallwellen durch ein transparentes Medium und erzeugen ein optisches Gitter. Licht, das durch dieses Material läuft, erfährt Beugung. Durch An- und Ausschalten der akustischen Welle wird periodisch ein Teil des Lichtes ausgelenkt und somit werden in Durchlassrichtung Pulse erzeugt [52, 58]. Der elektrooptische Modulator (EOM) basiert auf dem elektrooptischen Effekt [52], der besagt, dass sich der Brechungsindex eines Materials durch ein externes elektrisches Feld (E-Feld) verändert. Beim linearen elektrooptischen Effekt oder Pockels-Effekt ist diese Abhängigkeit linear mit der Stärke des elektrischen Feldes, beim quadratischen elektrooptischen Effekt oder Kerr-Effekt quadratisch [70]. Durch periodisches Anlegen einer Spannung an dem Medium mit elektrooptischem Effekt ändert das Medium seine Doppelbrechung und durchgehendes Licht verändert seine Polarisation. Ein nachfolgender

Analysator lässt nur Licht mit der richtigen Polarisationsrichtung durch. Wenn keine Spannung anliegt, gelangt das transmittierte Licht nicht durch den Analysator [52, 58].

Um die Pulslistung zu vergrößern, wie es in Abbildung 10C zu sehen ist, wird die Güteschaltung verwendet [67]. Güteschaltung erzeugt typischerweise Nanosekundenpulsdauern [68, 71] und Pulswiederholraten zwischen einigen Hertz und vielen Kiloherz [71]. Das Prinzip der Güteschaltung ist, dass Energie im Lasermedium, genauer gesagt in der Besetzungsinvolution, gespeichert wird, während der Laser gepumpt wird, aber kein Licht emittiert. Diese gespeicherte Energie wird dann plötzlich innerhalb eines kurzen Zeitfensters ausgesendet. Um Güteschaltung zu erreichen, werden die Verluste im Resonator moduliert. Während das Lasermedium gepumpt wird, sind die Verluste im Resonator größer als die Verstärkung. Dadurch kann die Besetzungsinvolution größer werden, als es im Dauerstrichbetrieb möglich ist. Nach dem Pumpen werden die Resonatorverluste verringert. Es wird dann wieder ausreichend Licht zurückgekoppelt. Durch stimulierte Emission wird das zurückgekoppelte Licht verstärkt und die Besetzungsinvolution wieder abgebaut. Die in der Besetzungsinvolution gespeicherte Energie wird so in einem Puls mit großer Spitzenleistung emittiert [58].

Die für die aktive Güteschaltung benötigten hohen periodischen Verluste lassen sich durch jene Techniken umsetzen, die auch zur Modulation eines Dauerstrichlasers verwendet werden, also rotierende Spiegel oder Prismen sowie akustooptische oder elektrooptische Modulatoren [52, 58]. Eine passive Güteschaltung ist mit einem sättigbaren Absorber möglich [58]. Die Absorption ist darin intensitätsabhängig. Der Absorber absorbiert das Licht der Laserwellenlänge. Mit steigender Lichtleistung wird die Absorption geringer und mehr Licht wird zurückgekoppelt. Wenn die Laserschwelle überschritten wird, wird ein Puls ausgesendet [52].

2.2.5 Modenkopplung

Noch kürzere Pulse als mit der Güteschaltung können durch Modenkopplung erzeugt werden. Typische Pulsdauern liegen dabei zwischen 30 fs und 30 ps mit MHz- oder GHz-Pulswiederholraten [71], aber auch Pulsdauern unter 10 fs sind möglich [52]. Bei der Modenkopplung werden longitudinale Moden im Resonator in eine feste Phasenbeziehung gebracht [67]. Longitudinale Moden sind elektromagnetische Wellen mit einer bestimmten Wellenlänge, die in einem Resonator stehende Wellen bilden können, also folgende Bedingung erfüllen:

$$n\lambda = 2L \quad (4)$$

mit $n \in \mathbb{N}$. Also nur wenn ein Vielfaches der Wellenlänge λ in die doppelte Länge L des Resonators passt, kann diese Mode im Resonator immer weiter verstärkt werden. Bei ringförmigen Resonatoren gilt diese und die folgende Formel mit der einfachen, nicht der doppelten Resonatorlänge [72]. Daraus ergibt sich ein Frequenzabstand $\Delta\nu_{FSR}$ der longitudinalen Moden n und $n + 1$ von

$$\Delta\nu_{FSR} = \frac{c}{2L} \quad (5)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit c [73]. $\Delta\nu_{FSR}$ wird freier Spektralbereich (FSR) genannt.

Das Prinzip der Modenkopplung ist die phasenrichtige Überlagerung der longitudinalen Moden. Wenn die E-Felder von elektromagnetischen Wellen ohne feste Phasenbeziehung überlagert werden, ergibt sich zwar auch ein periodisches Muster (siehe Abbildung 11B), aber keine kurzen Pulse. Wenn die Phase derselben Wellen gekoppelt wird, also alle Wellen z. B. ein Maximum zum Zeitpunkt 0 haben, ergeben sich Pulse (siehe Abbildung 11D). Diese konstruktive Interferenz erzeugt Pulse, die sich mit einer Periode von $1/\Delta\nu_{FSR}$ wiederholen. Zwischen den Pulsen interferiert das Licht destruktiv.

Je mehr Moden beteiligt sind, desto kürzer werden die Pulse und desto größer wird die maximale Leistung innerhalb eines Pulses. Im Gegensatz zu güteschalteten Lasern können modengekoppelte Laser nicht monochromatisch sein, sondern benötigen eine gewisse Bandbreite, um kurze Pulse zu erzeugen. Diese Abhängigkeit wird durch das Zeit-Bandbreite-Produkt beschrieben. Das Zeit-Bandbreite-Produkt besagt, dass das Produkt aus Pulsdauer und Bandbreite einen bestimmten Wert, der von der Pulsform abhängig ist, nicht unterschreiten kann [74]. Laut Fourier-Analyse ist die Pulsdauer also durch die spektrale Breite bestimmt [52]. Je kürzer der Puls ist, desto größer ist seine Bandbreite. Die Bandbreite wird durch die Verstärkungsbandbreite des Lasermediums bestimmt. Die Anzahl der beteiligten Moden innerhalb dieser Bandbreite wird durch den FSR und damit durch die Resonatorlänge bestimmt.

Im Gegensatz zur Güteschaltung zirkuliert bei der Modenkopplung die ganze Zeit ein Puls mit der Umlaufzeit $1/\Delta\nu_{FSR}$ im Resonator [52], von dem ein Teil periodisch im Abstand der Lichtumlaufzeit ausgekoppelt wird [75]. Es werden dennoch die aus dem Abschnitt 2.2.4 bekannten Bauteile zur Pulserzeugung verwendet. Bei der aktiven Modenkopplung werden die Moden mithilfe eines Modulators (EOM oder AOM) im Resonator synchronisiert [52, 75]. Dafür werden die Verluste sinusförmig mit einer Frequenz, die dem Frequenzabstand $\Delta\nu_{FSR}$ entspricht, moduliert, was zu einer Amplitudenmodulation führt. Zuerst erfährt die Mode mit der größten Verstärkung der Frequenz ν_0 im Lasermedium diese Amplitudenmodulation. Dadurch werden Seitenbänder bei den benachbarten Moden der Frequenzen $\nu_0 \pm \Delta\nu_{FSR}$ erzeugt, die auch eine Amplitudenmodulation erfahren, was wiederum Seitenbänder bei den benachbarten Frequenzen erzeugt. Das setzt sich so lange fort, bis alle Moden des Verstärkungsprofils miteinander synchronisiert sind [52]. Durch aktive Modenkopplung werden üblicherweise Pikosekundenpulse erzeugt [75].

Bei der passiven Modenkopplung wird ein sättigbarer Absorber oder eine Kerr-Linse mit nachfolgender Blende verwendet, wodurch auch Resonatorverluste moduliert werden [52, 75]. Hier ergibt sich von allein der Zeitpunkt, an dem die Verluste am geringsten sind, da die am Anfang zufällig höchste Intensität die geringsten Verluste erfährt und mit jedem Umlauf weiter verstärkt wird [52]. Passive Modenkopplung erzeugt üblicherweise Femtosekundenpulse, da der sättigbare Absorber Resonatorverluste schneller als ein aktiver Modulator modulieren kann. Die Verlustmodulation ist vom eintreffenden Puls abhängig. Ist dieser Puls schon sehr kurz, ist die Modulation sehr schnell. Bei der aktiven und passiven Modenkopplung wird das Lasermedium meist kontinuierlich gepumpt, die Energie aber nur periodisch vom Puls entnommen. Kurze Pulse können auch durch synchrones Pumpen erzeugt werden. Dafür wird ein bereits modengekoppelter Laser als Pumpquelle verwendet [75].

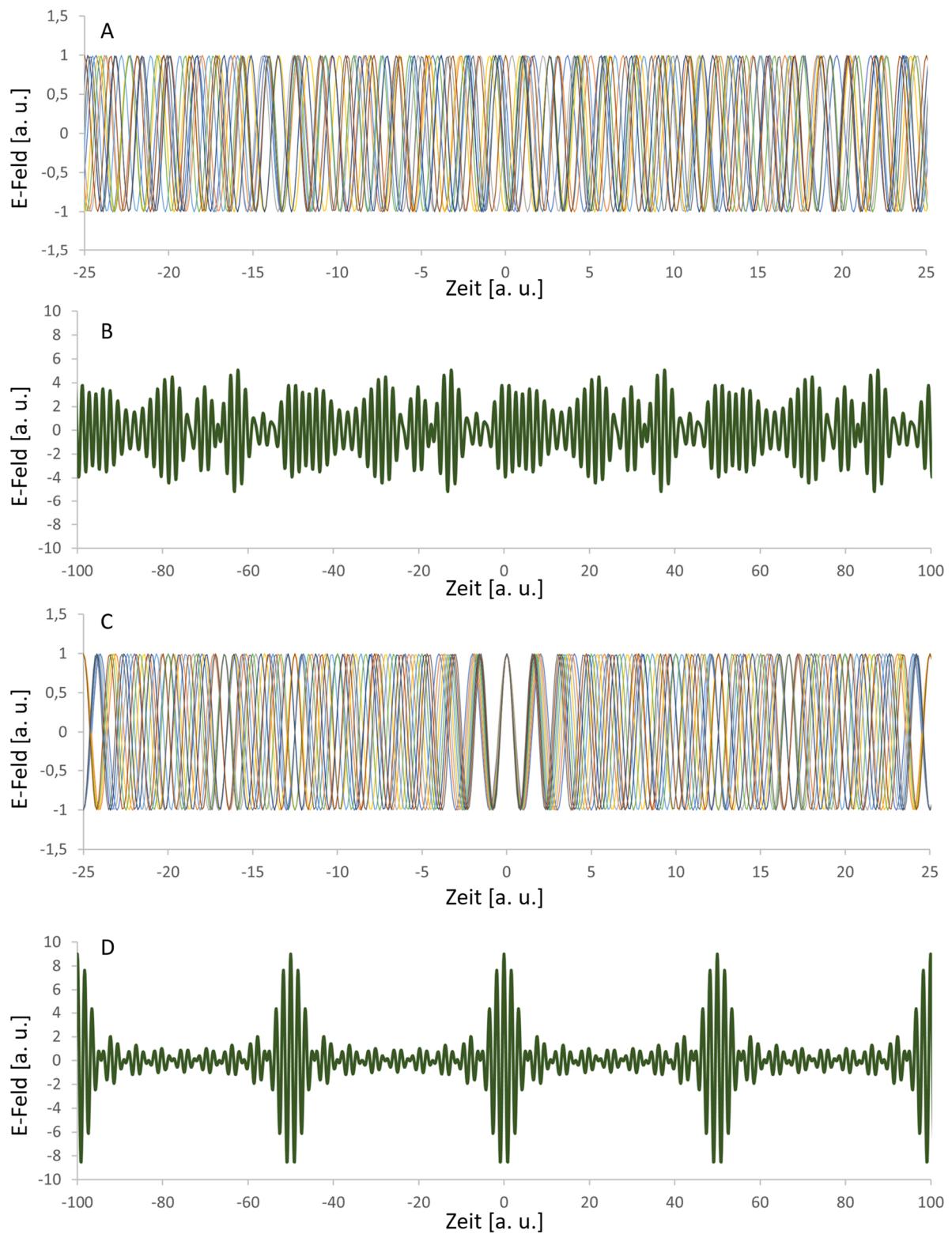


Abbildung 11: Überlagerung von longitudinalen Moden. A) Neun Wellen mit einer Amplitude von Eins, die die Resonanzbedingung eines Resonators erfüllen und eine zufällige Phasenbeziehung haben. B) Die Addition dieser neun longitudinalen Moden erzeugt ein periodisches Signal. C) Dieselben neun Wellen mit einer festen Phasenbeziehung. D) Die Addition der neun Wellen mit fester Phasenbeziehung erzeugt kurze Pulse, wie es z. B. in einem modengekoppelten Laser passiert. Zur besseren Darstellung sind die Achsen unterschiedlich eingeteilt.

Das Spektrum eines Pulszuges, der durch Modenkopplung erzeugt wird, ist nicht kontinuierlich wie es z. B. das Fluoreszenzspektrum (Abbildung 12A) des im gleichen Laser verwendeten Lasermediums oder eines einzelnen Pulses ist. Das Spektrum eines Pulszuges wird Frequenzkamm genannt. Es hat diskrete Linien mit einem festen Frequenzabstand, der dem freien Spektralbereich entspricht [76], wie es in Abbildung 12B zu sehen ist. Das gilt sogar, obwohl die Frequenzen der longitudinalen Resonatormoden aufgrund der chromatischen Dispersion, also der Wellenlängenabhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit in einem Medium, z. B. im Verstärkungsmedium in der Regel nicht äquidistant sind. Der Modenkopplungsmechanismus zwingt also den Laser, Frequenzen zu emittieren, die bis zu einem gewissen Grad von den Frequenzen der Resonatormoden abweichen können und somit äquidistant sind. Diese Frequenzabweichungen können nicht beliebig groß sein, weswegen diese breitbandigen Spektren nur erzeugt werden können, wenn die chromatische Dispersion im Resonator ausreichend klein ist und die Moden nahezu äquidistant sind. Im Zeitbereich führt die Dispersion zu einer Verbreiterung der Pulse, die durch die Modenkopplung kompensiert werden muss. [75]

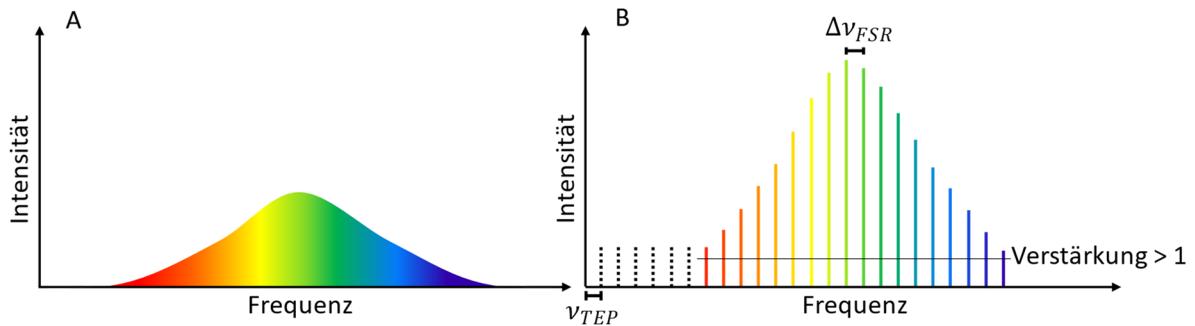


Abbildung 12: Optische Spektren. A) Beispielhaftes Fluoreszenzspektrum eines breitbandigen Lasermediums, das kontinuierlich über eine gewisse Bandbreite emittiert. Die Farben dienen lediglich zur Illustration der unterschiedlichen Frequenzanteile. Abhängig vom Lasermedium hat das Spektrum eine unterschiedliche Bandbreite und kann im Sichtbaren, Ultravioletten oder Infraroten liegen. B) Spektrum eines Frequenzkamms nach [77]. Wenn dasselbe Verstärkungsmedium in einem modengekoppelten Laser verwendet wird, besteht das Spektrum des emittierten Pulszuges aus diskreten, äquidistanten Linien mit dem Abstand Δv_{FSR} . Moden, deren Verstärkung kleiner als 1 ist, sind nicht enthalten. Der Versatz des gesamten Frequenzkamms vom Nullpunkt entspricht der Träger-Einhüllenden-Frequenz v_{TEP} . Gestrichelt sind Moden, die zwar die Resonanzbedingung erfüllen, aber nicht verstärkt werden.

Bei sehr kurzen Pulsen, die nur noch wenige Lichtzyklen lang sind, spielt die sogenannte Träger-Einhüllenden-Phase Φ eine Rolle. Das ist die Phase zwischen dem Maximum der Einhüllenden eines Pulses und der Trägerwelle [78], wie sie in Abbildung 13 beispielhaft für fünf aufeinanderfolgende Pulse gezeigt ist. Wenn die Träger-Einhüllenden-Phase Φ null ist, befindet sich das Maximum der optischen Phase an derselben Position wie das Maximum der Einhüllenden, bei $\Phi = 2\pi$ auch. Bei Werten, die kein Vielfaches von 2π sind, befindet sich das Maximum der optischen Phase an einer anderen Position.

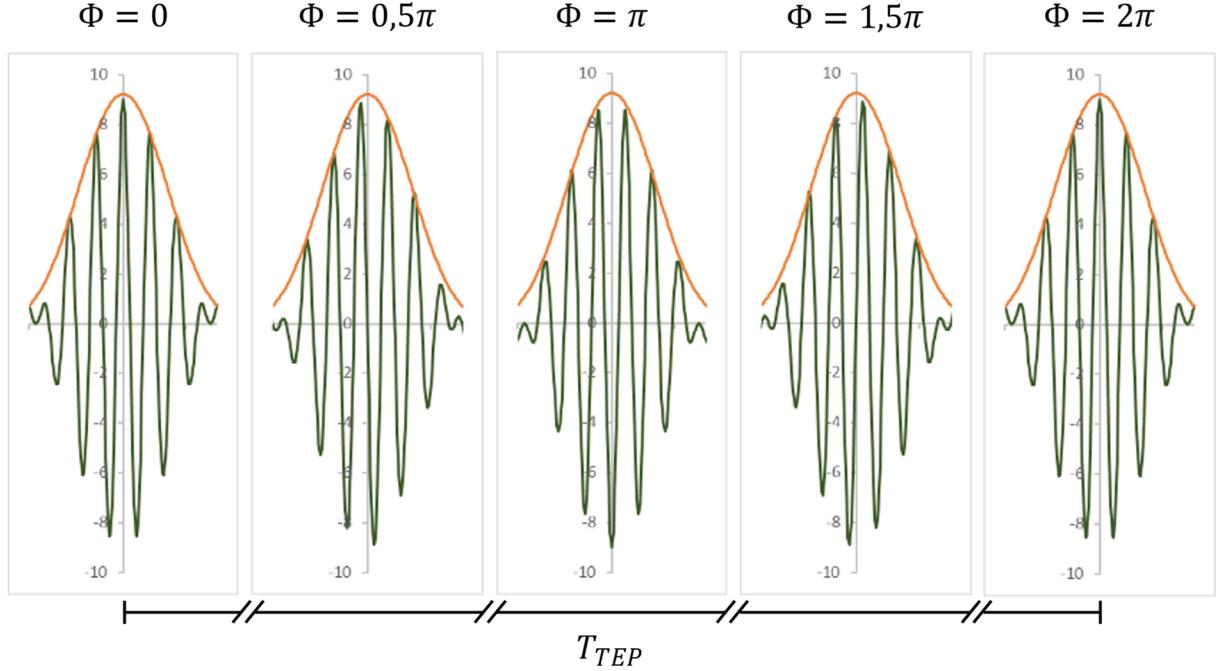


Abbildung 13: Träger-Einhüllenden-Phase Φ von fünf aufeinanderfolgenden Pulsen eines Pulszuges. Die dazwischenliegenden Abschnitte, in denen die Leistung nahezu null ist, sind nicht dargestellt. Die Trägerwelle beziehungsweise das optische Feld ist in Grün dargestellt, die Einhüllende in Orange. T_{TEP} ist die Periodendauer der Träger-Einhüllenden-Phase.

Diese Phasenveränderung tritt auf, wenn sich die Pulse in einem Medium ausbreiten. Grund dafür ist die chromatische Dispersion, also die Frequenzabhängigkeit der Phasen- und Gruppengeschwindigkeit von Licht in einem transparenten Medium [79]. Die Gruppengeschwindigkeit ist die Geschwindigkeit, mit der sich die Einhüllende der Pulse ausbreitet [80]. Das Verhältnis zwischen Vakuumlichtgeschwindigkeit und Gruppengeschwindigkeit wird als Gruppenindex bezeichnet [81]. Die Phasengeschwindigkeit ist die Geschwindigkeit, mit der sich ein Punkt gleicher Phase, z. B. ein Maximum, eines Lichtfeldes im Medium ausbreitet. Das Verhältnis zwischen Vakuumlichtgeschwindigkeit und Phasengeschwindigkeit ist der Brechungsindex, der abhängig von der Frequenz des Lichtes ist [82]. Wenn die Geschwindigkeiten der einzelnen Frequenzkomponenten eines kurzen Pulses unterschiedlich sind, können auch die Phasen der Frequenzkomponenten nicht konstant zueinander bleiben. Die chromatische Dispersion verursacht also eine Differenz zwischen Phasen- und Gruppengeschwindigkeit [78]. Das wiederum führt dazu, dass die Träger-Einhüllenden-Phase sich mit jedem neuen Puls am Ausgang eines modengekoppelten Lasers ändert [77, 78]. Diese Veränderung kann hunderte oder tausende Radianen zwischen zwei Pulsen betragen, aber nur der Rest bei einer Division mit 2π ist relevant [78]. Nach der Periodendauer T_{TEP} hat die Träger-Einhüllenden-Phase wieder den gleichen Wert angenommen. Sie verändert sich also mit der Träger-Einhüllenden-Frequenz ν_{TEP} :

$$\nu_{TEP} = \frac{1}{T_{TEP}}. \quad (6)$$

Im Frequenzspektrum einer Reihe von Pulsen erscheint die Träger-Einhüllenden-Frequenz ν_{TEP} als Versatz des gesamten Frequenzkamms vom Nullpunkt aus [77], wie es in Abbildung 12B eingezeichnet ist. Die Träger-Einhüllenden-Frequenz hat also einen Wert zwischen null und dem freien Spektralbereich $\Delta\nu_{FSR}$, der der Pulstrepetitionsrate ν_{Rep} entspricht. Pulstrepetitionsrate ν_{Rep} und Träger-Einhüllenden-Frequenz ν_{TEP} sind über

$$\nu_{TEP} = \frac{\Delta\Phi}{2\pi} \nu_{Rep} \quad (7)$$

mit $\Delta\Phi$ als Träger-Einhüllenden-Phasendifferenz zwischen zwei Pulsen miteinander verknüpft [77, 78]. Im Idealfall eines äquidistanten Frequenzkamms ohne Rauschen nehmen die optischen Frequenzen also die Werte $\nu_k = \nu_{TEP} + k * \nu_{Rep}$ mit $k \in \mathbb{N}_0$ an [78]. Wenn die Parameter ν_{TEP} und ν_{Rep} bekannt sind, sind alle Frequenzen des Frequenzkamms bekannt. ν_{Rep} kann leicht mit einer schnellen Photodiode bestimmt werden. ν_{TEP} kann z. B. mit einem f-2f-Interferometer bestimmt werden (siehe Abschnitt 2.4.2) [83].

Frequenzkämme wurden in den letzten Jahrzehnten viel erforscht und haben viel Aufmerksamkeit erhalten, vor allem nachdem im Jahr 2005 ein Nobelpreis dafür vergeben wurde. Gewürdigt wurde damit eine Technik, mit der die Kammlinien des Frequenzkamms stabilisiert werden konnten [84], sich also immer wieder an den gleichen spektralen Positionen befinden. Dadurch wurden viele neue Anwendungen möglich. Frequenzkämme können als optisches Lineal verwendet werden. Damit können unbekannte Frequenzen sehr genau bestimmt werden. Dafür wird ein elektronisch messbares Schwebungssignal zwischen der unbekannten Frequenz und den Frequenzen des Frequenzkamms erzeugt. Wenn alle Frequenzen des Frequenzkamms bekannt sind, kann man aus der kleinsten Schwebungsfrequenz und einer groben Messung der unbekannten Frequenz diese sehr genau bestimmen. Andere Anwendungen, die sich daraus ergeben, sind Spektroskopie mit hoher Präzision, sehr genaue Entfernungsmessungen oder die Herstellung sehr genauer Atomuhren [83].

2.2.6 Wellenlängen-durchgestimmte Laser

Da der FDML-Laser, um den es in dieser Arbeit geht, zu den Wellenlängen-durchgestimmten Lasern gehört, soll dieser Abschnitt einen kurzen Überblick über diese Lichtquellen geben. Im Folgenden ist mit „durchgestimmt“ immer „Wellenlängen-durchgestimmt“ gemeint. Es werden die wichtigsten Kennzahlen von durchgestimmten Lasern erklärt. Es wird kurz auf die verwendeten Verstärkungsmedien und optischen Filter eingegangen. Zudem werden verschiedene durchgestimmte Lichtquellen mit aufsteigender Durchstimmrate vorgestellt und in wenigen Sätzen einige Eigenschaften genannt, um diese Lichtquellen einzuordnen und die Unterschiede zum FDML-Laser zu verdeutlichen, der dann im folgenden Abschnitt im Detail vorgestellt wird. Quelle [9] bietet einen ausführlichen Überblick über die Themen, die hier nur kurz angerissen werden.

Wie bereits erwähnt wurde, gab es Anfang der 2000er Jahre keinen durchgestimmten Laser, der die für die SS-OCT gewünschten Systemkennzahlen von einem 100 nm großen Sweepbereich, einer instantanen Linienbreite von 100 pm und einer A-Scan-Rate von 100 kHz erfüllte. Deswegen ist die Entwicklung schnell durchgestimmter Lichtquellen eng mit der OCT verknüpft [9]. Im

Folgenden werden die wichtigsten Parameter von durchgestimmten Lichtquellen und ihr Einfluss auf die OCT beschrieben.

Durchgestimmte Laser erzeugen Frequenzdurchläufe, sogenannte Sweeps, die als monotone Veränderung der optischen Frequenz beziehungsweise Wellenlänge definiert sind. Startwellenlänge λ_{Start} und Endwellenlänge λ_{End} definieren den Durchstimbereich $\Delta\lambda$, der auch als Bandbreite des Lasers bezeichnet wird [9]:

$$\Delta\lambda = |\lambda_{end} - \lambda_{start}|. \quad (8)$$

Der Durchstimbereich ist umgekehrt proportional zur theoretisch erreichbaren axialen Auflösung der OCT-Bilder. Je größer der Durchstimbereich ist, desto besser ist die axiale Auflösung [9]. Wenn λ_{Start} größer als λ_{End} ist, wird der Sweep Rückwärtssweep genannt, sonst Vorwärtssweep [5, 85]. Durchgestimmte Laser können Sweeps einer Richtung (unidirektional) oder abwechselnd Vorwärts- und Rückwärtssweeps (bidirektional) erzeugen. Die Zentralwellenlänge ist der Mittelwert von λ_{Start} und λ_{End} und ist wichtig, da sie über die Stärke von Streuung und Wasserabsorption des Lichtes im Gewebe entscheidet und somit entscheidend für mögliche Anwendungen ist. Mit längeren Wellenlängen wird die Streuung geringer und die Wasserabsorption nimmt zu [9]. Die Eindringtiefe nimmt mit größeren Wellenlängen zu [33]. Sweeps können weiter über ihre spektrale Form, also die Leistung in Abhängigkeit der Wellenlänge, beschrieben werden. Für die OCT-Bildgebung ist diese Leistungsänderung innerhalb eines Sweeps kein Problem, sondern sogar erwünscht, da durch eine passend geformte Leistungseinhüllende sogenannte Nebenkeulen (engl. side lobes) unterdrückt werden. Diese Frequenzanteile führen sonst im OCT-Bild zu Artefakten. Weitere für OCT-Anwendungen wichtige Parameter sind die durchschnittliche und die Spitzenleistung [9].

Für OCT-Anwendungen wird ein Zug von aufeinanderfolgenden Sweeps benötigt, die sich mit einer Repetitionsrate v_{Rep} wiederholen. Sweeps können direkt aufeinanderfolgen. Es kann auch eine Pause zwischen aufeinanderfolgenden Sweeps geben, in der der Laser kein Licht emittiert. Dann ist die relative Einschaltdauer kleiner als 1 beziehungsweise 100 %. Die relative Einschaltdauer ergibt sich aus dem Quotienten der Dauer eines Sweeps und der Periodendauer des Sweepzugs, die dem Reziproken der Repetitionsrate entspricht. Die maximale A-Scan-Rate in der SS-OCT ist durch die Repetitionsrate des Lasers vorgegeben. [9]

Das Intensitätsrauschen, das mit dem Amplitudenrauschen verknüpft ist [31], beeinflusst die Qualität von OCT-Bildern [44]. In einem durchgestimmten Laser ist das Intensitätsrauschen allerdings nicht einfach zu bestimmen und ist auch nicht eindeutig definiert. Messmethoden, die bei Dauerstrichlasern angewandt werden, wie Hochfrequenz-Spektrumanalysatoren, funktionieren bei durchgestimmten Lasern nicht, da die Änderung der Leistung innerhalb eines Sweeps die Messung des Rauschens beeinträchtigt. Die Leistung kann daher z. B. über einen sehr kleinen Abschnitt eines Sweeps oder an einer Position von aufeinanderfolgenden Sweeps bestimmt werden. Das relative Intensitätsrauschen (RIN) berechnet sich aus dem Quotienten der Standardabweichung der Leistung oder Intensität und dem Mittelwert desselben Parameters. Die Genauigkeit der Messung ist stark von der Messbandbreite abhängig, wie in Abbildung 17 gezeigt wird. Die Messung mit einem langsamen optischen Leistungsmessgerät ergibt ein kleineres RIN als die Messung mit einer Photodiode und einem Oszilloskop, das über eine große

Detektionsbandbreite verfügt. Neben dem schnellen Intensitätsrauschen können Zentralwellenlänge und Sweepbereich auch über einen langen Zeitraum variieren. Stabilität von Zentralwellenlänge und Sweepbereich haben einen entscheidenden Einfluss auf die Datenerfassung und -verarbeitung in der OCT, da die abgetasteten Datenpunkte in der optischen Wellenzahl k gleichmäßig verteilt sein müssen. Diese Anforderung, dass die instantane optische Wellenzahl sich linear mit der Zeit innerhalb des Sweeps ändert, erfüllen die meisten Laser nicht. Es gibt verschiedene Hard- und Softwarelösungen für dieses Problem. [9]

Ein weiterer Parameter zur Beschreibung des Laserlichtes ist die Polarisation. Auch die Polarisation kann sich über die Zeit und die Wellenlänge ändern. Viele faserbasierte OCT-Systeme haben eine stark wellenlängenabhängige Polarisation. Für die nicht polarisationssensitive OCT ist das üblicherweise unkritisch. [9]

Die bereits genannten Eigenschaften beziehen sich auf die Lichtintensität, die folgenden auf das elektrische Feld. Während das E-Feld in einem Femtosekundenpuls nur wenige optische Zyklen enthält, enthält ein Sweep, der z. B. eine Mikrosekunde lang ist, hunderte Millionen optische Zyklen. Damit ist die Entwicklung des E-Feldes innerhalb eines Sweeps und von Sweep zu Sweep sehr komplex. Das elektrische Feld kann entweder im Zeit- oder im Frequenzbereich charakterisiert werden. Im Frequenzraum müssen Amplitude und Phase aller Frequenzkomponenten bekannt sein, um das elektrische Feld komplett zu beschreiben. Durchgestimmte Laser werden daher durch abgeleitete Größen charakterisiert, die einfacher zu messen sind [9]. Wichtige Parameter für die OCT-Bildgebung sind die Linienbreite und die dazu indirekt proportionale Kohärenzlänge der Lichtquelle. Die Kohärenzlänge ist eng mit der möglichen Bildgebungstiefe verknüpft und soll daher möglichst groß sein. Die genaueren Zusammenhänge werden in Kapitel 2.4 erklärt. Die in Kapitel 3 und 4 präsentierten Experimente geben indirekt Zugriff auf das E-Feld und erlauben Aussagen über Linienbreite, Kohärenzlänge und Phase des E-Feldes.

Drei verschiedene Verstärkungsmedien werden für durchgestimmte Laser eingesetzt: Ramanverstärker, mit seltenen Erden dotierte Faserverstärker und optische Halbleiterverstärker (engl. semiconductor optical amplifier, SOA). Drei Parameter bestimmen hauptsächlich die Wahl des Verstärkungsmediums. Der erste Parameter ist das wellenlängenabhängige Verstärkungsprofil, das über die maximale Sweepbandbreite entscheidet. Der zweite ist die Abhängigkeit der Lichtverstärkung von der Polarisationsrichtung des zurückgekoppelten Lichtes. Wenn eine Abhängigkeit besteht, muss die Polarisation im Laser steuerbar sein. Der dritte Parameter ist die Lebenszeit des angeregten Zustands, die vorgibt, wie schnell das Verstärkungsmedium auf Änderungen des zurückgekoppelten Lichtes reagiert. Einzeln eingesetzt erfüllt nur der Halbleiterverstärker die geforderte Bandbreite von 100 nm. Mit seltenen Erden dotierte Faserverstärker haben typischerweise eine Bandbreite von 50 nm, Ramanverstärker von 30 nm [9]. Verstärkung und Verstärkungsbandbreite können auch durch eine Kombination von mehreren Verstärkungsmedien vergrößert werden [86, 87]. Am häufigsten wird dennoch ein einzelner Halbleiterverstärker als Verstärkungsmedium in durchgestimmten Lichtquellen eingesetzt [9], wie es auch beim FDML-Laser der Fall ist. Ein weiterer Vorteil von SOAs ist die sehr kurze Lebenszeit des angeregten Zustands von wenigen Hundert Pikosekunden [88]. Daraus folgen Laserintensitätsschwankungen von mindestens einigen Gigahertz, die normalerweise außerhalb des OCT-Detektionsbereichs liegen. MHz-OCT-Systeme, die Interferenzfrequenzen im

GHz-Bereich messen können, messen diese Schwankungen allerdings mit. Diese können zu Bildartefakten führen. Gleichzeitig kann durch die geringe Lebensdauer des angeregten Zustands nur wenig Energie im SOA gespeichert werden, wodurch es nicht zu einer unerwünschten Güteschaltung kommen kann. Spitzenverstärkungen können außerdem größer als 30 dB sein. Die genannten Eigenschaften können für alle wichtigen OCT-Wellenlängen erreicht werden. Die meisten SOAs, wie auch die in dieser Arbeit verwendeten, verstärken nur einen Polarisationszustand. Da viele OCT-Systeme faserbasiert sind, ist auch eine faserbasierte Lichtquelle von Vorteil. SOAs sind faserbasiert erhältlich [9]. Da die hier behandelten FDML-Laser SOAs als Verstärkungsmedium verwenden, sollen mit seltenen Erden dotierte Faserverstärker und Ramanverstärker hier nicht weiter behandelt werden.

In den meisten durchgestimmten Lasern wird ein verstellbarer Filter innerhalb des Resonators zur Auswahl der Wellenlänge verwendet. Um die SS-OCT-Anforderungen zu erfüllen, muss solch ein Filter über einen großen Bereich von mindestens 100 nm verstellbar sein und eine kleine Transmissionsbandbreite von wenigen Hundert Pikometern oder weniger über den gesamten Bereich aufweisen. Außerdem muss es möglich sein, die Wellenlänge schnell durchzustimmen, mindestens mit einer Frequenz von einigen Kilohertz. Der freie Spektralbereich muss so groß sein, dass an keiner Stelle des Sweeps mehrere Wellenlängen der Emission des Verstärkungsmediums gleichzeitig transmittiert werden können. Wenige Filter erfüllen diese Anforderungen. Am häufigsten werden gescannte Gitterfilter und Fabry-Pérot-Filter verwendet. Der erste besteht aus einem optischen Gitter. Zum Durchstimmen der Wellenlänge wird der Winkel des Gitters in Bezug zum Lichtstrahl mit einem Scan-Mechanismus verstellt. Höhere Abstimmgeschwindigkeiten können mit Fabry-Pérot-Filtern mit einem großen FSR erreicht werden [9]. In FDML-Lasern werden Fabry-Pérot-Filter verwendet. Daher werden diese ausführlich in Abschnitt 2.3.2 beschrieben.

Es gibt verschiedene Designs für den Aufbau eines durchgestimmten Lasers. Das einfachste ist eine Wellenlängen-durchgestimmte ASE-Quelle, die nur aus einer breitbandigen Lichtquelle und einem durchstimmbaren Filter besteht, der die Wellenlänge am Ausgang bestimmt. Da die meiste Lichtleistung nicht transmittiert wird, ist die Ausgangsleistung gering. Die Linienbreite entspricht nahezu der Filterbandbreite und ist nicht sehr schmal [9]. Mehrere aufeinanderfolgende Verstärkungs- und Filterelemente können allerdings schon als Lichtquelle für die OCT fungieren [89]. Es gibt in diesem Aufbau keine grundsätzliche Geschwindigkeitslimitierung, aber eine sehr präzise Synchronisierung ist nötig [9]. Häufiger wird die Variante verwendet, die bereits in der Einleitung vorgestellt wurde und aus einem durchstimmbaren Filter, einem breitbandigen Verstärkungsmedium und einem kurzen Faserresonator besteht. Das Licht wird also teilweise zurückgekoppelt und mit jedem Umlauf gefiltert und wieder verstärkt, wie es in Abbildung 3 gezeigt ist. Die Abstimmrate ist hier limitiert, da das Licht für jede Wellenlänge wieder aus dem ASE-Licht aufgebaut werden muss [12]. Eine maximale Abstimmrate von 400 kHz wurde gezeigt, allerdings nur durch eine anschließende Vervielfältigung der Sweeps [90]. Dieses Problem kann durch adiabatische Abstimmung behoben werden. Bei der adiabatischen Abstimmung ändern sich die Resonatormoden synchron zur Transmission des Filters und die Photonenenergie wird im Resonator dementsprechend zwischen den Moden verschoben [91]. Adiabatische Abstimmung kann z. B. durch Veränderung der Resonatorlänge oder des Brechungsindex erreicht werden [9, 91]. Vernier-tuned distributed Bragg Reflector-Laser (VT-DBR-Laser) nutzen die adiabatische Abstimmung aus. Sie eignen sich durch ihre guten Kohärenzeigenschaften für die OCT, sind aber

auch in ihrer Sweepgeschwindigkeit bei etwa 300 kHz limitiert [9, 92, 93]. Sogenannte Microelectromechanical Systems vertical Cavity Surface-emitting Laser (MEMS-VCSEL) bestehen aus einem Fabry-Pérot-Filter, der das Verstärkungsmedium beinhaltet [94]. Beim Durchstimmen des Resonators zur Abstimmung der Wellenlänge tritt beim Auftreffen des Lichtes auf den beweglichen Spiegel eine Dopplerverschiebung auf, wodurch den Photonen eine adiabatische Frequenzverschiebung aufgezwungen wird [9]. Es gibt keine grundsätzliche Geschwindigkeitslimitierung und erst kürzlich wurde eine A-Scan-Rate von 3 MHz demonstriert [95]. Auch Kohärenzlängen im Meterbereich wurden schon gezeigt [96]. MEMS-VCSEL sind ähnlich leistungsfähig wie FDML-Laser, mit denen Sweeparten von 5,2 MHz mit nur einem Laserstrahl erreicht wurden [13] und ebenso Kohärenzlängen im Meterbereich [19]. FDML-Laser gehören also zu den durchstimmbaren Lichtquellen mit den besten Eigenschaften für die SS-OCT. Im folgenden Kapitel geht es ausführlich um FDML-Laser.

2.3 FDML-Laser

FDML-Laser wurden 2005 für die SS-OCT entwickelt [5-7]. Die an die SS-OCT geforderten Kennzahlen wurden mit diesem Laser direkt erfüllt [5]. In diesem Kapitel werden Aufbau und Funktionsweise des FDML-Lasers und des Fabry-Pérot-Filters erklärt. Es wird der Sweet-Spot-Betrieb erläutert und mit welchen Methoden die chromatische Dispersion dafür reduziert wird. Es werden Anwendungen von FDML-Lasern beschrieben. Als Letztes wird kurz auf die Simulation des E-Feldes im FDML-Laser eingegangen.

Da es in dieser Arbeit um den FDML-Laser und seine Kohärenzeigenschaften geht, werden schon in diesem Kapitel qualitative Aussagen über Kohärenzeigenschaften getätigt, auch wenn die Kohärenz an sich erst in Kapitel 2.4 erklärt wird. Da Aufbau und Funktionsweise des FDML-Lasers, der Fabry-Pérot-Filter und die Dispersionskorrektur eng mit den Kohärenzeigenschaften verknüpft sind, sollen die Zusammenhänge gleich genannt werden, um später zu viele Wiederholungen zu vermeiden. An dieser Stelle ist es nur wichtig zu wissen, dass „gute“ Kohärenzeigenschaften für viele Anwendungen gewünscht sind und diese sich durch eine große Kohärenzlänge, eine kleine Linienbreite und eine gute Phasenstabilität auszeichnen.

2.3.1 Aufbau und Funktionsweise von FDML-Lasern

Wie bereits in Kapitel 1 angerissen und in Abbildung 3 gezeigt wurde, bestehen die meisten durchstimmbaren Laser aus einem breitbandigen Verstärkungsmedium und einem einstellbaren, schmalbandigen optischen Bandpassfilter zur aktiven Modenauswahl [5, 7]. Nur longitudinale Moden mit Frequenzen, die durch den optischen Bandpassfilter transmittiert werden, sind im Resonator aktiv [5]. Die Durchstimmrate ist hier limitiert durch die Zeit, die benötigt wird, das Licht an jeder neuen spektralen Position aus dem ASE-Hintergrund aufzubauen [7, 12]. Damit werden Kompromisse zwischen Ausgangsleistung, Durchstimmreich, Linienbreite und Durchstimmrate nötig [12]. Nachteile sind ein verstärktes Amplitudenrauschen, eine geringe Leistung, eine große instantane Linienbreite und eine geringe instantane Kohärenzlänge [5]. FDML-Laser wurden entwickelt, um diese Limitierungen zu überwinden [7].

Dafür wird bei der Fourier-Domänen-Modenkopplung die Länge des Faserresonators auf bis zu mehrere Kilometer erhöht, was die Synchronisierung der Umlaufzeit des Lichtes im Resonator

mit der Durchstimmrate des Bandpassfilters ermöglicht [5, 7]. FDML-Laser bestehen aus einem elektrisch gepumpten, optischen Halbleiterverstärker als breitbandiges Verstärkungsmedium, einem durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filter als schmalbandigen, optischen Bandpassfilter und zusätzlich aus einem langen Faserringresonator [5], wie es in Abbildung 14 zu sehen ist.

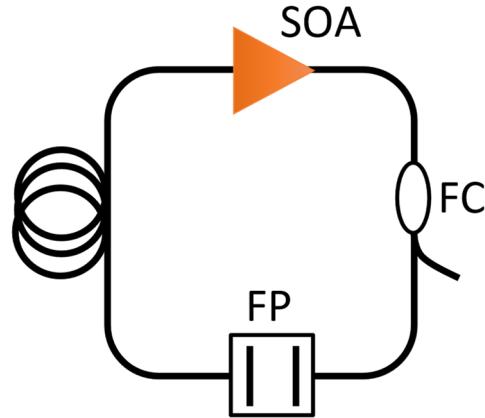


Abbildung 14: Die Hauptbestandteile eines FDML-Lasers sind ein optischer Halbleiterverstärker (SOA), ein Faserresonator und ein durchstimmbarer Fabry-Pérot-Filter (FP). Ein bestimmter Anteil des Lichtes wird durch einen Faserkoppler (FC) ausgekoppelt.

Der Fabry-Pérot-Filter besteht aus zwei Spiegeln mit hoher Reflektivität. Der Spiegelabstand wird periodisch verändert [5]. Dadurch ändert sich auch die transmittierte Wellenlänge periodisch. Die Abstimmgeschwindigkeit dieses Fabry-Pérot-Filters wird durch einen sehr langen Resonator mit der Umlaufzeit des Lichtes im Resonator synchronisiert. Die Periodenzzeit dieser sinusförmigen Filterabstimmung T_{Filter} entspricht der Umlaufzeit T_{Umlauf} des Lichtes im Faserresonator oder einem ganzzahligen Vielfachen m davon [5]:

$$T_{Umlauf} = m \cdot T_{Filter} = \frac{l_{Resonator}}{c}. \quad (9)$$

T_{Umlauf} ist von der Resonatorlänge $l_{Resonator}$ und der Lichtgeschwindigkeit $c = c_0 / n$ im Resonator abhängig [5], die durch die Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 und den Brechungsindex n bestimmt wird. Dabei entsteht ein quasistationärer Laseroperationsmodus, bei dem das Licht, das durch den Filter gelangt, im SOA verstärkt wird und genau dann wieder den Filter erreicht, wenn dieser in der richtigen Position steht, um die gleiche longitudinale Mode zu transmittieren. FDML funktioniert also analog zur aktiven Modenkopplung zur Erzeugung von kurzen Pulsen, nur wird hier das Spektrum und nicht die Amplitude des Lichtfeldes periodisch moduliert. Durch die Rückkopplung in das Verstärkungsmedium muss die Lasertätigkeit auch bei Veränderung der Filterposition nicht erneut aus der spontanen Emission aufgebaut werden. Dadurch sind alle Moden gleichzeitig im Resonator aktiv beziehungsweise gespeichert [5], wie es schon in Abbildung 4 gezeigt wurde. In Wirklichkeit verhindert die chromatische Dispersion eine perfekte Synchronisation. Warum das ein Problem ist und wie das behoben werden kann, wird in Abschnitt 2.3.3 erklärt.

Die ersten FDML-Laser hatten eine Resonatorlänge zwischen 3,3 km und 7 km und die dazugehörigen Filterfrequenzen zwischen 62 kHz und 29 kHz [5]. Heutzutage werden

üblicherweise schnellere Filter mit Abstimmraten um die 400 kHz verwendet, die bei einem Gruppenindex der Glasfaser von ca. 1,5 eine Resonatorlänge von etwa 500 m vorgeben. Die Resonatorlänge kann auch ein beliebiges Vielfaches der zur Filterfrequenz passenden Länge sein. Dann sind gleichzeitig mehrere Sweeps im Resonator gespeichert, wie es auch in Formel (9) steht. Da das keine Vorteile bringt, aber die Dispersion, Verluste und Materialkosten erhöht, weil mehr Glasfaser benötigt wird, wird üblicherweise die kleinstmögliche Resonatorlänge verwendet, also $m = 1$ in Formel (9) [5]. Im Faserresonator können sich nur Moden ausbreiten, die Formel (4) für ringförmige Resonatoren erfüllen. Durch den langen Resonator ergibt sich ein kleiner FSR. Bei einer Resonatorlänge von 500 m und einem Gruppenindex von 1,5 ist sein Wert 400 kHz, was der Filterfrequenz entspricht.

Die übliche Durchstimmrate von 400 kHz ist viel kleiner als die bereits erwähnte mögliche A-Scan-Rate in der OCT von mehreren Megahertz. Um die effektive Sweep rate zu erhöhen, wird das sogenannte optische Puffern angewandt. Damit wird die Sweep rate des FDML-Lasers vervielfacht. Die Wellenlänge am Ausgang des FDML-Lasers verändert sich sinusförmig und erzeugt mit jeder Filterperiode einen Vorwärts- und einen Rückwärtssweep [85]. Beide Sweeps können mit geeigneter Dispersion kompensation zur Bildgebung verwendet werden. Dann ist die Sweep rate doppelt so hoch wie die Filterfrequenz [51]. Da Rückwärtssweeps von nicht dispersionskompensierten FDML-Lasern weniger rauschen und einen größeren Dynamikbereich haben, vor allem bei größeren Bildtiefen und höheren Bildgebungsgeschwindigkeiten, wurde oft nur der Rückwärtssweep verwendet. Dann entspricht die Sweep rate der Filterfrequenz. Um die Sweep rate zu erhöhen, wird der SOA so moduliert, dass nur Rückwärtssweeps verstärkt werden. Vorwärtssweeps werden unterdrückt. Ein Anteil der Leistung des Rückwärtssweeps wird dann mittels eines Faserkopplers ausgekoppelt, über eine lange Glasfaser verzögert und das Licht wieder in einem Faserkoppler vereint [85]. Der verzögerte Rückwärtssweep füllt dann die Position aus, die sonst ein Vorwärtssweep eingenommen hätte und die Sweep rate ist doppelt so hoch wie die Filterfrequenz. Vorwärtssweeps können genauso vervielfältigt werden. Der jeweilige Sweep kann auch noch häufiger vervielfacht werden. Wenn der SOA z. B. mit einer relativen Einschaltzeit von 12,5 % moduliert wird und der Sweep dreimal verdoppelt wird, ergibt sich bei einer Filterfrequenz von 400 kHz eine Verachtfachung der Sweepanzahl und damit eine Sweep rate beziehungsweise auch eine mögliche A-Scan-Rate von 3,2 MHz [44]. Die relative Einschaltzeit ist dann nach dem optischen Puffern 100 %. Zusätzlich zur Erhöhung der Sweep rate wird mit diesem Verfahren ein nahezu linearer Verlauf aus der sinusförmigen Wellenlängenänderung ausgeschnitten. Das verbessert die Bildgebungstiefe in der OCT [9]. Da die Leistung innerhalb eines Sweeps mit jeder Vervielfachung kleiner wird, wird der Pulszug meist danach in einem weiteren SOA verstärkt.

Eine Besonderheit des FDML-Lasers ist, dass er eine große spektrale Bandbreite mit geringer Variation der mittleren Leistung hat [5]. Jeder Sweep wird aus dem vorherigen Sweep gespeist, was im Gegensatz zu anderen durchgestimmten Lichtquellen zu einem stabileren Laserbetrieb in Bezug auf Intensität und optischem Phasenrauschen führt [97]. Im Gegensatz zu anderen schnellen, durchgestimmten Lasern haben die Vorwärts- und Rückwärtssweeps bei FDML-Lasern das gleiche Intensitätsprofil und die gleiche maximale Leistung, unabhängig von der Filterfrequenz. Auch die spektrale Intensität ist unabhängig von der Sweep rate. Die maximale Filterfrequenz und damit die Sweepwiederholrate sind nur durch das mechanische Verhalten des Fabry-Pérot-Filters begrenzt, was eine schnelle OCT-Bildgebung möglich macht [5].

2.3.2 Fabry-Pérot-Filter

Im FDML-Laser wird die Wellenlänge mithilfe eines Fabry-Pérot-Filters durchgestimmt. Ein Fabry-Pérot-Resonator ist ein offener Resonator, der aus zwei koaxialen, planparallelen Spiegeln mit hoher Reflektivität besteht [52, 98]. Die Transmission eines Fabry-Pérot-Resonators weist schmale Linien bei den Wellenlängen auf, die die Resonanzbedingung aus Formel (4) erfüllen. Der Abstand dieser resonanten Moden ist der FSR. Eine im Resonator hin- und herlaufende Welle mit einer gewissen Leistung ist nur dann möglich, wenn die Eingangswelle eine Frequenz nahe den Resonanzfrequenzen des Resonators hat. In Resonanz addiert sich die durch den Eingangsspiegel eingehende Welle konstruktiv zur im Resonator umlaufenden Welle [99]. Ein kleiner Anteil der resonanten Moden im Resonator tritt durch den Eingangsspiegel je nach seiner Reflektivität wieder aus. Dieser interferiert destruktiv mit den resonanten Moden des Eingangslichtes, die am Eingangsspiegel direkt reflektiert werden. Effektiv gibt es in Resonanz also keine Rückreflektion am Fabry-Pérot-Resonator. Das umlaufende Feld von nichtresonanten Moden ist im Resonator nur sehr schwach und das meiste Licht wird am Eingangsspiegel reflektiert. Das schwache Feld, das aus dem Resonator durch den Eingangsspiegel austritt, addiert sich konstruktiv zum reflektierten Feld [99].

Die transmittierte Leistung ist nicht nur von der Wellenlänge des einfallenden Lichtes, sondern auch von seiner Phase abhängig. Resonante Moden werden vollständig am Eingangsspiegel reflektiert, wenn sie einen Phasenversatz von π zur Welle im Resonator haben, wie in Abbildung 15 gezeigt ist. Wenn der Betrag des Phasenversatzes zwischen 0 und π liegt, wird ein Teil des Lichtes reflektiert. Je kleiner der Betrag des Phasenversatzes ist, desto geringer ist die Reflektion. [99]

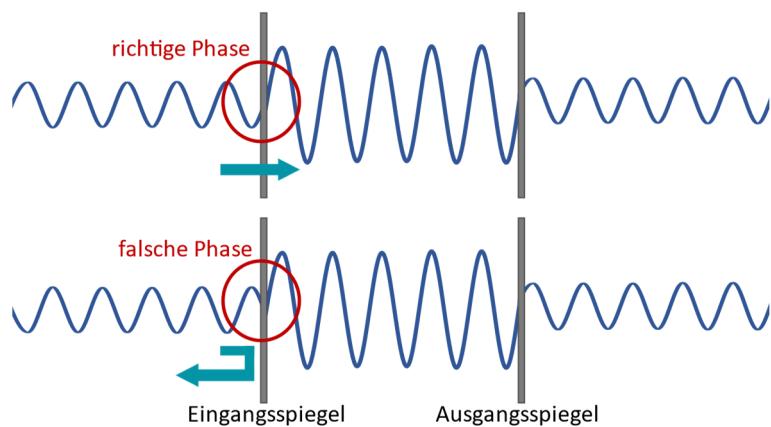


Abbildung 15: Licht am und im Fabry-Pérot-Filter nach [44]. Das Licht am Eingangsspiegel kann nur in den Fabry-Pérot-Filter gelangen, wenn die Phase zur Phase des Lichtfeldes im Filter passt. Andernfalls wird das Licht reflektiert.

Ein optischer Resonator wird durch die sogenannte Finesse charakterisiert. Die Finesse berechnet sich aus dem freien Spektralbereich $\Delta\nu_{FSR}$ des Resonators und der Halbwertsbreite $\delta\nu$ seiner Resonanzen [100]:

$$F = \frac{\Delta\nu_{FSR}}{\delta\nu}. \quad (10)$$

Die Finesse ist nicht von der Resonatorlänge abhängig, weil $\Delta\nu_{FSR}$ und $\delta\nu$ sich um den gleichen Faktor ändern, wenn sich die Resonatorlänge ändert. Die Finesse F wird vollständig durch die Resonatorverluste, also durch die Reflektivität R der Spiegel bestimmt [100, 101]. Wenn beide Spiegel die gleiche Reflektivität haben, berechnet sich die Finesse folgendermaßen:

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}. \quad (11)$$

Eine höhere Finesse führt zu schmaleren Resonanzen und einem höheren Lichtfeld innerhalb des Fabry-Pérot-Resonators [100]. In Fabry-Pérot-Filters können hohe Finessen größer 1000 [9, 50] oder sogar ultrahohe Finessen größer 100.000 [102, 103] erreicht werden. Dadurch können schmale Linienbreiten bei einem großen FSR erzielt werden [9]. Filter mit ultrahohen Finessen wurden noch nicht in FDML-Lasern verwendet.

In den FDML-Lasern der Arbeitsgruppe Huber werden faserbasierte Fabry-Pérot-Filter verwendet, in denen einer der beiden Spiegel auf einem Piezo-Element sitzt, um den Spiegel sehr präzise und schnell zu bewegen [9]. Um das Piezo-Element aus seiner Ruhelage auszulenken, wird eine Gleichspannung angelegt. Eine sinusförmige Wechselspannung wird darauf addiert, um die Resonatorlänge periodisch zu verändern. Damit ändert sich auch die transmittierte Wellenlänge sinusförmig. Der Fabry-Pérot-Resonator befindet sich innerhalb des langen Faserresonators des FDML-Lasers. Da der bewegliche Spiegel des Fabry-Pérot-Filters in einer Freistrahlstrecke liegt, ändert sich die Länge des gesamten langen Laserresonators nicht. Der Spiegel der hier verwendeten Fabry-Pérot-Filter wird nur bewegt, wenn innerhalb des Filters ein Vakuum herrscht. Hinter dem beweglichen Spiegel wird das Licht mit Linsen wieder in die Glasfaser eingekoppelt. Am zweiten, unbeweglichen Spiegel wird das Licht direkt aus der Glasfaser in den Fabry-Pérot-Resonator eingekoppelt (siehe Abbildung 16).

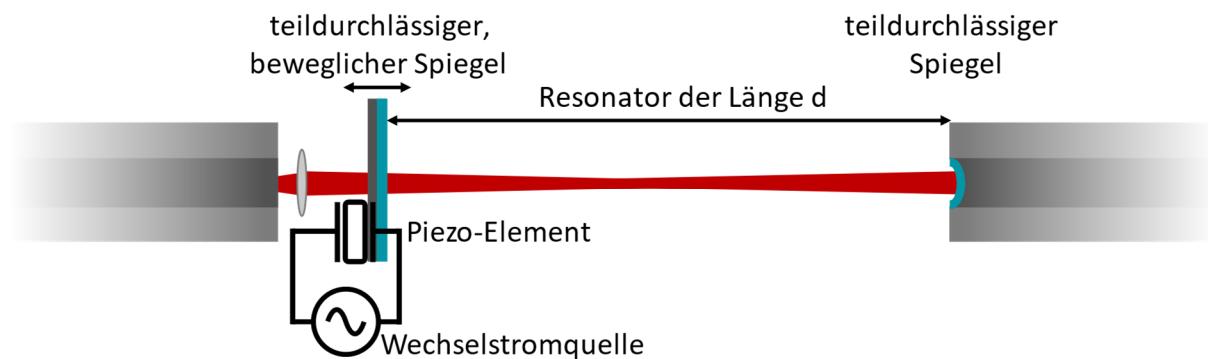


Abbildung 16: Aufbau eines durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filters, wie er in der Arbeitsgruppe Huber verwendet wird. Die reflektierenden Flächen sind in blau dargestellt.

Wie schon in Formel (4) gezeigt wurde, können Moden eine stehende Welle im Fabry-Pérot-Resonator bilden, wenn die doppelte Resonatorlänge einem Vielfachen der Wellenlänge entspricht [98]. Im Frequenzraum haben diese Moden einen Abstand $\Delta\nu_{FSR}$ zueinander, wie in Formel (5) beschrieben wurde. Der FSR in den verwendeten Filtern kann mit einem optischen Spektrumanalysator (OSA) bestimmt werden. Der kleine Spiegelabstand und der damit einhergehende große FSR der verwendeten Fabry-Pérot-Filter erlauben es, den Laser über einen

großen, dem FSR entsprechenden Wellenlängenbereich abzustimmen, ohne dass an einer Filterposition mehrere Wellenlängen gleichzeitig die Resonanzbedingung erfüllen. Die Resonanzbedingung des langen Faserresonators im FDML-Laser wird von Millionen Moden erfüllt, die einen Abstand entsprechend der FDML-Frequenz haben. Das transiente elektrische Feld im Fabry-Pérot-Filter weist nur Frequenzkomponenten auf, die mit der transienten Filtertransmission übereinstimmen. Alle anderen Frequenzkomponenten interferieren destruktiv [5]. Durch das Durchstimmen des Filters können alle Moden des langen Faserresonators zeitlich versetzt transmittiert werden. Am Fabry-Pérot-Filter geht dabei nahezu keine Energie verloren, weil das zurückgekoppelte Licht zu jedem Zeitpunkt die Frequenzen enthält, die auch transmittiert werden. Das erfordert im Frequenzraum, dass die nicht transmittierten, longitudinalen Moden destruktiv interferieren. Die Phasen der longitudinalen Moden müssen daher gekoppelt sein. Die Moden in modengekoppelten Lasern für die Erzeugung kurzer Pulse sind mit einer konstanten Phase gekoppelt. Im FDML-Laser sind die Moden mit einer anderen Phasenbeziehung gekoppelt [5]. Die Phasenstabilität der Modenkopplung soll in dieser Arbeit untersucht werden.

Das ausgekoppelte Licht ist also eine sich wiederholende Sequenz von sehr schnellen Wellenlängen-Sweeps mit schmaler Linienbreite, die extrem gechirpten, langen Laserpulsen entsprechen. Die Sweepwiederholrate gleicht der Fundamentalen oder einer Harmonischen der Lichtumlaufrate im Resonator [5, 104]. In einem idealen Betrieb haben aufeinanderfolgende Sweeps den gleichen Phasenverlauf und sind kohärent zueinander [5]. Damit kann FDML neben Dauerstrich- und Pulsbetrieb als dritte Laserbetriebsart betrachtet werden. Einerseits ist die Ausgangsleistung im Idealfall konstant wie die eines Dauerstrichlasers. Andererseits hat der FDML-Laser ein breites, kammartiges Spektrum wie ein modengekoppelter Laser [7], das in dieser Arbeit genauer untersucht und bestätigt werden soll.

Die Eigenschaften des Fabry-Pérot-Filters und viele andere Parameter beeinflussen den Betrieb eines FDML-Lasers. Einer der wichtigsten ist die chromatische Dispersion im Faserresonator [31].

2.3.3 Dispersionskorrektur und Sweet-Spot-Betrieb

Um einen Sweep mit einer großen Bandbreite zu erzeugen, muss die Synchronisation zwischen Filterfrequenz und Lichtumlaufzeit für alle Wellenlängen über die gewünschte Bandbreite gelten. Dies schien kein großes Problem zu sein, da schon der erste FDML-Laser eine volle Bandbreite von über 100 nm hatte, scheinbar ohne Intensitätseinbrüche, die auf eine Fehlanpassung hinweisen würden [5]. Ein Beispiel für so einen Intensitätsverlauf ist in Abbildung 17A zu sehen. Intensitätseinbrüche sind allerdings deswegen nicht sichtbar, weil diese sehr hochfrequent sind und die analoge Detektionsbandbreite, die hier 2 GHz beträgt, zu klein ist [50]. So kann nur die gemittelte Intensität gemessen werden. Dasselbe Signal mit einer höheren Detektionsbandbreite von 63 GHz enthüllt eine Vielzahl von Intensitätseinbrüchen, wie in Abbildung 17B zu sehen ist. Die Fehlanpassung führt zu einem großen RIN. Teilweise gibt es einhundertprozentige Intensitätseinbrüche, gefolgt von einer Spitze, die teilweise doppelt so hoch wie die mittlere Intensität ist [105]. Dieses Überschwingen entsteht nach aktuellem Wissensstand durch die höhere Besetzungsinversion, die sich im Lasermedium aufbaut, wenn das vorherige Intensitätsloch keine oder weniger Photonen abräumt [44]. Eine Vergrößerung der Intensitätseinbrüche ist in Abbildung 17D zu sehen. Diese Intensitätseinbrüche verschlechtern

die OCT-Bilder, selbst wenn diese Frequenzen im OCT-System nicht messbar sind, da sie das Grundrauschen im dazugehörigen Spektrum erhöhen. Sie verringern die Sensitivität [44].

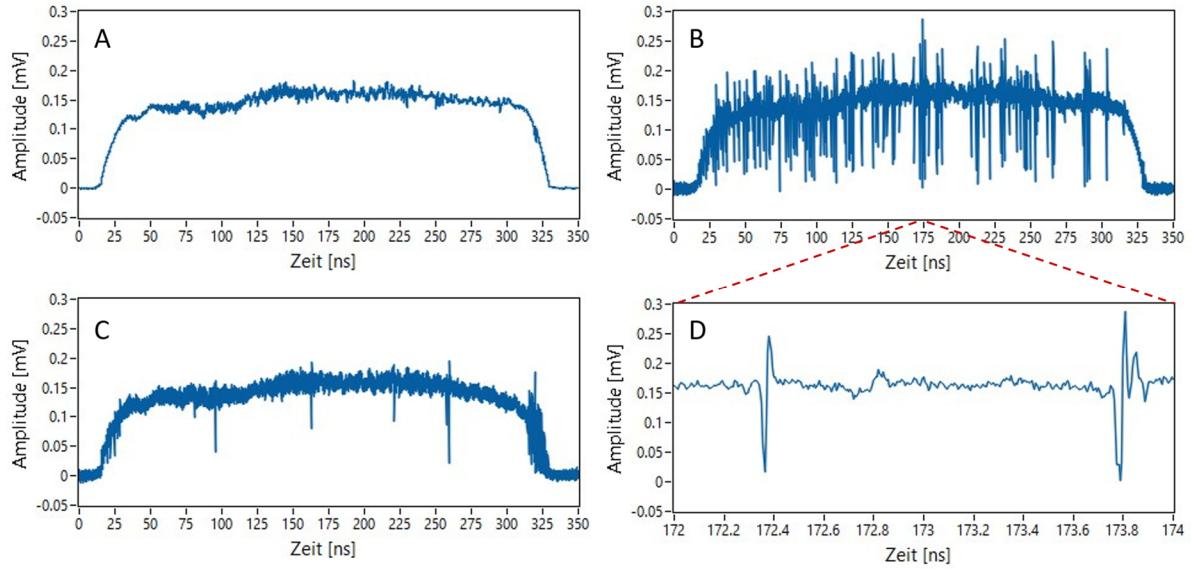


Abbildung 17: Intensitätsverläufe eines FDML-Lasers mit einer Zentralwellenlänge von 1300 nm und einer Bandbreite von 100 nm. Die relative Einschaltdauer beträgt 12,5 %. Es sind Vorwärtssweeps gezeigt A) Der FDML-Laser hat keine sichtbaren Intensitätseinbrüche, allerdings nur weil diese mit der verwendeten analogen Detektionsbandbreite von 2 GHz nicht auflösbar sind. B) Der FDML-Laser hat Intensitätseinbrüche, die nun sichtbar sind, weil die Intensität mit einer analogen Detektionsbandbreite von 63 GHz aufgenommen wurde. C) Aufgrund einer guten Dispersionskorrektur sind im Intensitätsverlauf nur noch vereinzelte Intensitätseinbrüche zu sehen, auch bei einer Messung mit einer analogen Detektionsbandbreite von 63 GHz. D) Vergrößerung von Intensitätseinbrüchen aus B.

Die Entstehung der Intensitätseinbrüche wird in [44] folgendermaßen erklärt: Licht, das den Fabry-Pérot-Filter verlässt läuft einmal durch den gesamten Faserresonator und gelangt wieder zum Eingangsspiegel des Filters. Im Idealfall wird das Lichtfeld innerhalb des Filters so Doppler-verschoben, dass es zur Wellenlänge des Lichtes passt, das durch den Faserresonator gelaufen ist und am Eingangsspiegel ankommt [91]. Wie in Abschnitt 2.3.2 mit Abbildung 15 erklärt wurde, muss das Licht am Eingangsspiegel außerdem die richtige Phase haben. Wenn der Phasenversatz zwischen Lichtfeld im und außerhalb des Filters über viele Lichtumläufe zu groß ist, wird das meiste Licht reflektiert und gelangt nicht in den Filter. Das Lichtfeld innerhalb des Filters wird dann mit jedem Umlauf geringer. Ein geringeres Lichtfeld im Filter führt dazu, dass auch die Transmission und die Intensität geringer ist. Daher können die Intensitätseinbrüche über viele Lichtumläufe bestehen bleiben beziehungsweise erst immer größer werden und dann wieder über einige Umläufe verschwinden. Der Phasenversatz kann verschiedene Ursachen wie Dispersion, Doppelbrechung, Nichtlinearitäten, intensitätsabhängige Effekte im SOA, eine veränderte Filterfrequenz oder Längenänderung der Faser durch Temperaturänderungen haben [44].

Hauptursache der Fehlanpassung ist die chromatische Dispersion, die aufgrund des langen Faserresonators besonders groß ist [31, 51]. Verschiedene Wellenlängen bewegen sich dadurch mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten durch den Resonator. Somit kommen nicht alle

Wellenlängen im Sweep zum richtigen Zeitpunkt am Filter an. In einem nicht dispersionskompensierten FDML-Laser gibt es also eine Fehlanpassung zwischen der Filterbewegung und der Lichtumlaufzeit im Resonator [50]. Oft sind im verrauschten Sweep Regionen zu sehen, die fast kein Rauschen haben. Diese entsprechen genau den Bereichen, wo die Fehlanpassung zwischen der Lichtumlaufzeit und der Filterfrequenz minimal ist [50, 105]. Die Dispersion im FDML-Laser wird dann oft angegeben als zeitlicher Versatz nach einem Umlauf zu diesen Wellenlängen, die keine Fehlanpassung haben [31]. Diese haben genau die zur Filterfrequenz passende Umlaufzeit, andere sind zu schnell oder zu langsam. Diese Bereiche werden Sweet-Spot genannt und haben ein extrem geringes Intensitätsrauschen und eine schmale instantane Linienbreite [105]. Die Sweet-Spot-Bereiche können durch eine Kompensation der Dispersion über den gesamten Sweep ausgedehnt werden [44]. Abbildung 17C zeigt den Intensitätsverlauf eines 100 nm breiten Sweeps im Sweet-Spot-Betrieb, der mit einer Detektionsbandbreite von 63 GHz aufgenommen wurde und nur noch vereinzelte Intensitätseinbrüche aufweist.

Die Dispersion kann mit verschiedenen Techniken kompensiert werden, die in Abbildung 18 zu sehen sind und in den folgenden Absätzen erklärt werden. Ziel ist es, dass alle Wellenlängen im Sweep die gleiche Umlaufzeit im Resonator haben. Mit einer Kombination von Glasfasern mit unterschiedlichen Dispersionskoeffizienten und Längen kann eine geringe Dispersion über den gesamten Wellenlängenbereich erreicht werden. [5]

Zusätzlich wird ein sogenanntes gechirptes Faser-Bragg-Gitter (CFBG) in den Resonator eingefügt, das entsprechend der Faserlänge und des Fasermixes hergestellt wurde und den größten Teil der restlichen Dispersion ausgleichen kann [44, 50, 51]. Ein Faser-Bragg-Gitter ist eine periodische oder ungleichmäßige Störung des effektiven Brechungsindex im Kern einer optischen Faser [106]. Im CFBG wird Licht unterschiedlicher Wellenlängen an unterschiedlichen Tiefen im Gitter reflektiert. Das führt dazu, dass Wellenlängen, die sich schneller bewegen, später im CFBG reflektiert werden und somit einen längeren Weg zurücklegen. Langsamere Moden werden früher reflektiert und legen eine kürzere Strecke zurück. Somit haben alle Moden ungefähr die gleiche Umlaufzeit im Resonator, die zur Filterfrequenz passt. Umgesetzt wird diese Methode mithilfe eines Zirkulators, der in den Resonator eingebaut wird, wie es in Abbildung 18 gezeigt ist. Im Zirkulator geht das Licht von Punkt 1 zu Punkt 2. Das Licht, was im CFBG zurückreflektiert wird und im Zirkulator auf Punkt 2 trifft, wird zu Punkt 3 weitergeführt. Ein Teil des Lichtes, der im CFBG nicht reflektiert wird, wird hier auch für eine Anwendung oder Messung auskoppelt. Ein oder auch mehrere Isolatoren eliminieren störende Reflexionen im Resonator und sorgen dafür, dass das Licht sich nur in eine Richtung im Resonator ausbreitet [5].

Weitere geringe Dispersionskorrekturen können erreicht werden, indem ein Temperaturgradient an das CFBG angelegt wird [44]. Dadurch dehnt sich das CFBG aus und die Positionen, an denen Moden reflektiert werden, werden leicht verschoben. Zusätzlich wird der Laser in einem geschlossenen Gehäuse aufgebaut und alle Hauptkomponenten des Lasers aktiv temperaturstabilisiert [19]. Damit werden Brechungsindex- und Längenänderungen des langen Faserresonators durch Temperaturschwankungen reduziert. Zusätzlich wird mit Polarisationsstellern die Polarisation des umlaufenden Lichtes eingestellt und somit die Laserleistung optimiert. Das ist nötig, da der SOA nur eine Polarisationsrichtung verstärkt [51, 107].

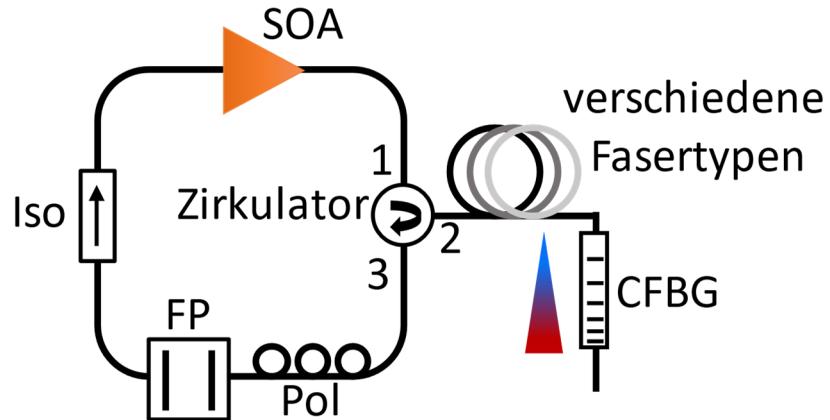


Abbildung 18: Schematischer Aufbau des FDML-Lasers mit zusätzlichen Bauteilen zur Dispersionskompensation. Der Faserresonator besteht aus verschiedenen Fasertypen mit unterschiedlichen Dispersionskoeffizienten. Ein gechirptes Faser-Bragg-Gitter (CFBG) reflektiert unterschiedlich schnelle Moden an verschiedenen Tiefen. Ein Temperaturgradient am CFBG kann zusätzlich die Dispersion etwas verringern. SOA = optischer Halbleiterverstärker, Iso = optischer Isolator, FP = Fabry-Pérot-Filter, Pol = Polarisationssteller.

Damit alle Moden im Faserresonator ohne Störungen zirkulieren können, müssen Lichtumlaufzeit und Filterfrequenz laut [9] mit einer Präzision kleiner 10^{-6} aufeinander abgestimmt werden. Laut [108] beträgt die benötigte Präzision sogar 10^{-8} . Demnach führen Fehlanpassungen von einigen Millihertz, die schon bei einer Temperaturänderung von etwa $0,001\text{ }^{\circ}\text{C}$ auftreten, bei einer Filterfrequenz von einigen Hundert Kilohertz bereits zu einer erhöhten Anzahl von Intensitätseinbrüchen [108]. Die durch die lange Verzögerungsstrecke von einigen Hundert Metern entstehende chromatische Dispersion muss über die gesamte Bandbreite im Sweep kleiner als 200 fs sein [19, 44]. Während Dispersion eine Wellenlängen-abhängige Fehlanpassung verursacht, ist die Fehlanpassung durch eine veränderte Filterfrequenz Wellenlängen-unabhängig [44]. Eine falsche Filterfrequenz und Restdispersion im Resonator haben ein ähnliches verstärktes Intensitätsrauschen zur Folge [44, 50]. Auch durch Temperaturänderungen im Laser kann sich die Dispersion verändern und dadurch ein erhöhtes Intensitätsrauschen entstehen. Daher müssen Dispersionskompensation und auch die Einstellung der Filterfrequenz sehr präzise sein [50]. Für den Sweet-Spot-Betrieb muss die Filterfrequenz auf wenige Millihertz genau eingestellt werden [44, 105]. Schon eine Temperaturdrift im Resonator oder im CFBG von $0,01\text{ }^{\circ}\text{C}$ führt in [44] durch einen veränderten Brechungsindex in der Glasfaser zu einer Frequenzfehlanpassung von 29 mHz. Da Temperaturdrifts nur mit unverhältnismäßigem Aufwand weiter verringert werden können, wird stattdessen die Filterfrequenz permanent geregelt, um den Sweet-Spot-Betrieb zu erhalten. Da die Temperaturdrift langsam ist, ist es gut möglich, die optimale Filterfrequenz auf 1 mHz genau zu regeln [44, 108]. Für die Einstellung der optimalen Filterfrequenz wird die Anzahl der Intensitätseinbrüche als Regelparameter verwendet [44, 108]. Um die etwa 50 ps langen Intensitätseinbrüche direkt messen zu können, sind eine schnelle Photodiode und ein Oszilloskop mit einer analogen Detektionsbandbreite über 20 GHz nötig, also sehr teure Komponenten beziehungsweise Geräte [109]. Statt der Intensität kann laut [108] ein sogenannter optischer Proxy mit einer geringen Detektionsbandbreite detektiert werden. Das ist ein Stellvertreterignal, das den gleichen Auslöser wie die

Intensitätseinbrüche hat, aber „auf einer anderen Zeitskala reagiert“ [108]. Durch die Überlagerung des Laserlichtes mit einer verzögerten Kopie und einer Hochpassfilterung mit einer Grenzfrequenz von etwa 100 MHz erhält man einen geeigneten Proxy. Das entstehende Schwebungssignal enthält Hinweise auf die Intensitätseinbrüche und kann mit einer deutlich geringeren Detektionsbandbreite gemessen werden [108], z. B. mit 350 MHz bei einem Wegunterschied im Interferometer von etwa einem Zentimeter [108, 109]. Die Schwebungsfrequenz ist dabei größer als die Detektionsbandbreite. Gemessen wird dann das gemittelte Schwebungssignal mit „kurzzeitigen Ausschlägen“. Obwohl diese sehr viel länger sind als die Intensitätseinbrüche, korrelieren sie miteinander. So können die Intensitätseinbrüche indirekt mit einer kostengünstigeren Detektionseinheit gezählt werden [108]. Dieser Parameter eignet sich gut, weil er ein klares Minimum bei der optimalen Filterfrequenz hat und bei kleineren und größeren Frequenzen nahezu linear ansteigt, auch wenn der Anstieg nicht für beide Richtungen gleich ist [44, 108]. Die Filterfrequenz wird über eine Rückkopplungsschleife so gesteuert, dass die Anzahl der Einbrüche minimiert wird. Mit dieser Methode kann der FDML-Laser lange im Sweet-Spot-Betrieb mit wenigen vereinzelten Löchern pro Sweep gehalten werden [44]. Die Frequenzanpassung während der Bildgebung verschlechtert die Bildqualität nicht [44, 108]. Es kann auch die Länge des Resonators verändert werden, um kleine Fehlanpassungen durch Temperaturänderungen zu korrigieren. Dafür wird eine Freistahlstrecke in den Resonator eingefügt und ihre Länge verändert, wenn die Anzahl der Intensitätseinbrüche einen festgelegten Wert überschreitet. Der Vorteil dieser Variante ist, dass die Filterfrequenz konstant bleiben kann. Das vereinfacht die Synchronisation mit anderen Bestandteilen eines Messsystems, z. B. bei der OCT, wo die FDML-Frequenz als Taktquelle verwendet wird [109].

Die beschriebenen Methoden zur Dispersionskompensation können keine perfekte Synchronisation garantieren. Selbst kleinste Fehlanpassungen würden über viele Resonatorumläufe zu einer großen Fehlanpassung führen und das Licht nach einigen Umläufen am Filter reflektiert werden [44]. Da es möglich ist, einen FDML-Laser über lange Zeit im Sweet-Spot-Betrieb laufen zu lassen, muss es ein Mechanismus geben, der minimale Fehlanpassungen kompensieren kann. Folgendes Modell erklärt einen passiven Mechanismus zur Dispersionskompensation: Wie jeder Bandpassfilter fügt der Fabry-Pérot-Filter dem Eingangssignal eine Gruppenverzögerung hinzu, dessen Größe abhängig von der Frequenzdifferenz zur Mittenfrequenz des Transmissionsfensters ist. Die Mittenfrequenz erfährt die höchste Gruppenverzögerung, die anderen Frequenzen weniger, je größer der Betrag der Differenzfrequenz ist [44], wie in Abbildung 19A gezeigt ist. In Quelle [44] beträgt die maximale Gruppenverzögerung etwa 10 ps. Die genauen Werte hängen vom jeweiligen Filter ab.

Das Transmissionsfenster bewegt sich mit der Zeit. Damit kann jede Wellenlänge durch kleinste Verzögerungen im Faserresonator eine variierende Gruppenverzögerung im Filter erfahren. Unter der Annahme, dass die Umlaufzeit $t_{FR}(\lambda)$ im langen Faserresonator ohne Fabry-Pérot-Filter für eine beliebige Wellenlänge konstant ist, kann sich diese Wellenlänge einen Transmissionszeitpunkt „aussuchen“, an dem gilt:

$$T_{FP} = \frac{1}{\nu_{FP}} = t_{FR}(\lambda) + t_{GD}(\lambda). \quad (12)$$

v_{FP} ist die Filterfrequenz, T_{FP} die entsprechende Periodendauer. $t_{GD}(\lambda)$ ist die für diese Wellenlänge passende Gruppenverzögerung, sodass die gesamte Umlaufzeit der Periodendauer des Filters entspricht. Wenn die Mode nach jedem Umlauf einen konstanten Frequenzversatz am Eingangsspiegel hat, wird diese Position als stationär bezeichnet, solange sich die Umlaufzeit im langen Faserresonator nicht ändert. Für die ausgewählte Gruppenverzögerung $t_{GD}(\lambda)$ gibt es zwei Zeitpunkte beziehungsweise Positionen im Transmissionsfenster, das sich mit der Zeit verschiebt. Entweder ist die Frequenz der maximalen Transmission dabei kleiner oder größer als die Frequenz der jeweiligen Mode (Abbildung 19B). Nur eine dieser beiden Positionen ist beständig. Wenn Formel (12) für alle Wellenlängen im Sweep erfüllt ist und die Phase des Lichtes am Eingangsspiegel übereinstimmt, läuft der FDML-Laser im stationären Betrieb. Durch kleinste Temperatur- und Längenänderungen, die kaum verhindert werden können, ändert sich $t_{FR}(\lambda)$. [44]

Folgende Beschreibungen, wie diese Änderungen ausgeglichen werden, beziehen sich auf einen Rückwärtssweep. Das Filterfenster bewegt sich dabei von kleineren zu größeren Frequenzen wie in Abbildung 19B. Wenn sich die Umlaufzeit im Resonator $t_{FR}(\lambda)$ einer stationären Mode mit negativem Frequenzversatz nun um einen Wert τ_0 erhöht, ist das Filterfenster schon etwas weitergewandert und die Mode kommt später am Filter an. Ihr negativer Frequenzversatz ist größer und ihre Gruppenverzögerung $t_{GD}(\lambda)$ wird geringer, gleicht also die vergrößerte Umlaufzeit im Faserresonator teilweise aus. Wenn die Mode in aufeinanderfolgenden Sweeps weiterhin die vergrößerte Umlaufzeit erfährt, wandert sie im Transmissionsfenster weiter nach links, bis τ_0 der Verringerung der Gruppenverzögerung entspricht und sie wieder stationär ist (Abbildung 19C, Fall 1). Wenn die gleiche Mode eine um τ_0 verringerte Umlaufzeit $t_{FR}(\lambda)$ im Faserresonator erfährt, wird ihr Frequenzversatz kleiner und ihre Gruppenverzögerung größer. Nach ein paar Umläufen ist die verringerte Umlaufzeit wieder kompensiert und die Mode stationär (Abbildung 19C, Fall 2). [44]

Wenn sich $t_{FR}(\lambda)$ einer stationären Mode mit positivem Frequenzversatz erhöht, also im grünen Bereich in Abbildung 19C, ist das Filterfenster auch weitergewandert. Die Mode kommt später am Filter an, der Frequenzversatz ist kleiner und die Gruppenverzögerung $t_{GD}(\lambda)$ wird größer. Dadurch ist dieselbe Mode nach dem nächsten Umlauf im Resonator noch später und die Gruppenverzögerung noch größer usw. Diese Mode wandert also immer schneller in den stabilen Bereich (Abbildung 19C, Fall 3). Wenn die gleiche Mode eine verringerte Umlaufzeit $t_{FR}(\lambda)$ im Faserresonator erfährt, wird ihr Frequenzversatz größer und die Gruppenverzögerung kleiner, wodurch die Gruppenverzögerung im nächsten Umlauf noch kleiner wird. Diese Mode wandert aus dem Filterfenster raus und wird irgendwann nicht mehr transmittiert (Abbildung 19C, Fall 4). Auf dieser Seite des Transmissionsmaximums gibt es keinen Ausgleich zwischen veränderter Umlaufzeit $t_{FR}(\lambda)$ im Faserresonator und der dadurch veränderten Gruppenverzögerung. Dieser Bereich ist nicht stabil. [44]

Diese Überlegungen lassen sich genauso für Vorwärtssweeps durchführen. Dann wandert das Transmissionsfenster in Abbildung 19B von rechts nach links und der stabile und instabile Bereich in Abbildung 19C sind vertauscht. Für beide Sweeprichtungen gilt, dass es einen stabilen Bereich gibt, indem der beschriebene passive Mechanismus kleine Fehlanpassungen durch Restdispersion oder Längenänderung der Glasfaser kompensiert. Dadurch kann der Laser mit einer sehr geringen Anzahl von Intensitätseinbrüchen betrieben werden [44]. Laut Quelle [44]

können Differenzen in der Gruppenverzögerung ausgeglichen werden, die über den gesamten Sweep von ca. 120 nm bei einer Zentralwellenlänge von 1292 nm kleiner als 200 fs sind. Diese Abschätzung basiert auf der Genauigkeit, mit der die Filterfrequenz eingestellt werden muss [44]. Dieser passive Mechanismus zur Dispersionskompensation wurde in Simulationen beschrieben und bestätigt [110]. Der berechnete Grenzwert beträgt in der Simulation etwa 100 fs [110].

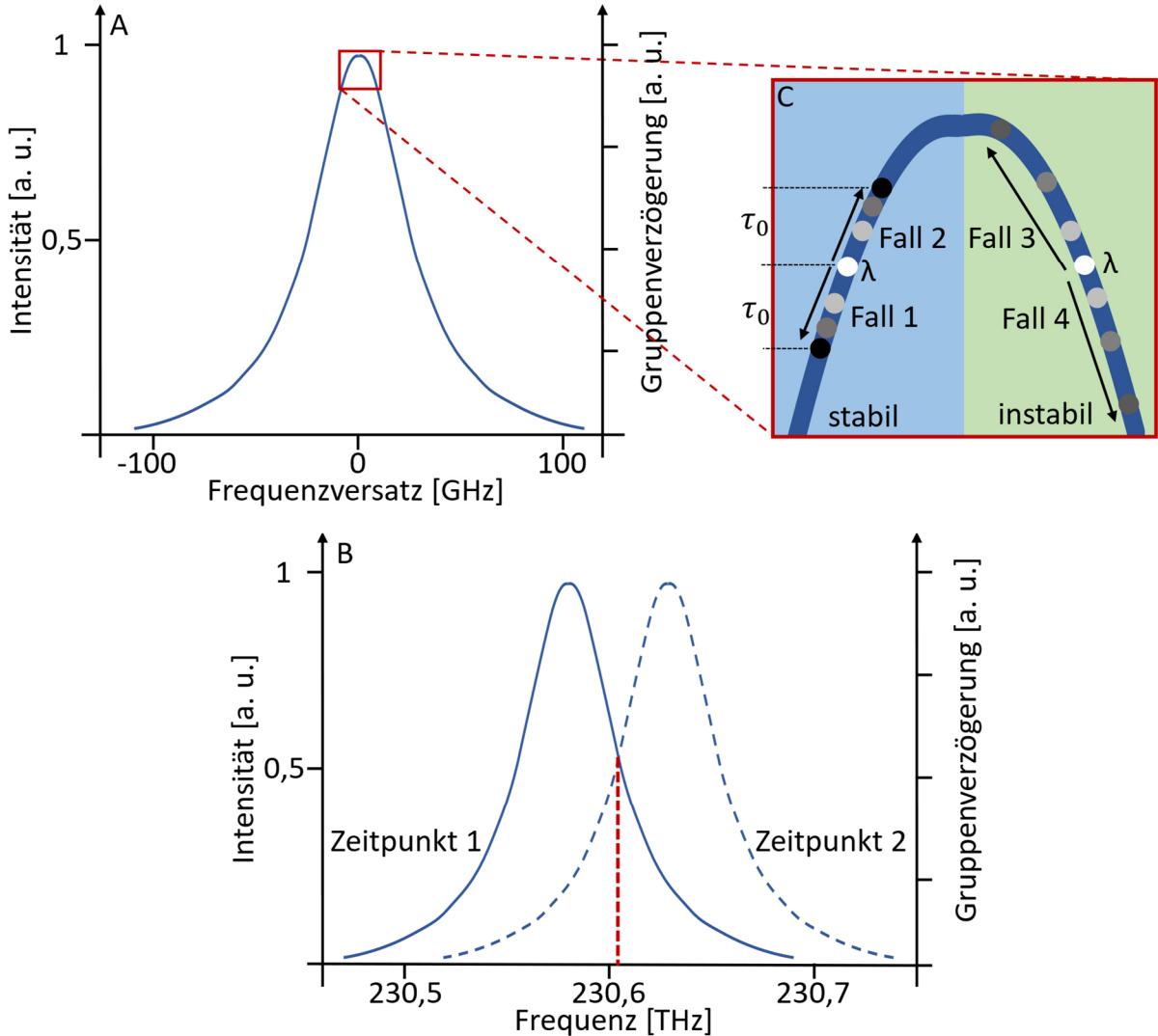


Abbildung 19: Gruppenverzögerung im Fabry-Pérot-Filter nach [44]. A) Gruppenverzögerung bezogen auf den Frequenzversatz zur Mittenfrequenz des Transmissionsfensters. Die Intensität ist auf die maximale Transmission normiert. B) Das Transmissionsfenster verschiebt sich mit der Zeit. Eine Frequenz hat zwei Möglichkeiten, eine bestimmte Gruppenverzögerung zu erhalten. C) Im blauen, stabilen Bereich gleichen sich eine veränderte Umlaufzeit und dadurch veränderte Gruppenverzögerung aus, im grünen, instabilen Bereich nicht. Weiße Positionen sind vor einer Umlaufzeitänderung um τ_0 stationär, schwarz danach. Graue Positionen zeigen die schrittweise Änderung mit jedem Umlauf im Faserresonator für eine Erhöhung (Fall 1 und 3) und eine Verringerung (Fall 2 und 4) der Umlaufzeit im Faserresonator.

Wie schon erwähnt wurde, verschlechtern Intensitätseinbrüche die OCT-Bilder. Vorteile des Sweet-Spot-Betriebs sind ein deutlich verringertes Intensitäts- und Phasenrauschen und ein

verbesserter Roll-off [44], der in Abschnitt 2.4.3 noch erklärt wird. Dadurch ist das Grundrauschen im Spektrum verringert, was die Sensitivität erhöht und das Rauschen in OCT-Bildern verringert. Auch die Kohärenzeigenschaften des FDML-Lasers sind im Sweet-Spot-Betrieb deutlich besser [44, 51, 108]. Es können Kohärenzlängen im Meterbereich erreicht werden [19]. Aus diesen Vorteilen folgt eine verbesserte Bildqualität in der OCT [44]. Außerdem bleibt die Auflösung über eine größere Bildgebungstiefe konstant, wohingegen sie bei nicht dispersionskompensierten FDML-Lasern schnell abnimmt [51]. Ein FDML-Laser im Sweet-Spot-Betrieb hat nur noch vereinzelte Intensitätseinbrüche. Da diese Intensitätseinbrüche nur ca. 50 ps lang sind, haben vereinzelte Intensitätseinbrüche kaum Einfluss auf das RIN eines z. B. 300 ns langen Sweeps [44] und somit auch nicht auf die OCT-Bildgebung.

2.3.4 Anwendungen von FDML-Lasern

FDML-Laser haben sich in vielen verschiedenen Anwendungen bewährt. Die OCT ist nach wie vor das Hauptanwendungsgebiet von FDML-Lasern [34], wo sie eine schnelle Bildaufnahme und eine bessere Bildqualität ermöglichen [44]. FDML-Laser erlauben die sogenannte MHz-OCT, also die Bildgebung mit A-Scan-Raten über einem Megahertz [13]. Bis heute sind FDML-Laser die einzige kommerzielle, durchgestimmte OCT-Lichtquelle mit Multi-MHz-Sweepraten, obwohl diese hohe Bildgebungsgeschwindigkeit für viele Anwendungen interessant ist [50]. Durch die reduzierte instantane Linienbreite, die zu besseren Kohärenzeigenschaften führt, eignet sich die SS-OCT auf Basis von FDML-Lasern für Anwendungen, die eine große Bildgebungstiefe benötigen, die sogenannte Long-range-OCT. Eine Anwendung ist die endoskopische Bildgebung von Gefäßwänden von großen Blutgefäßen, bei denen Bildgebungstiefen von wenigen Millimetern nicht mehr ausreichen [51]. Dadurch und durch die hohe Geschwindigkeit der SS-OCT, ist die „Heartbeat-OCT“ möglich geworden. Dabei können in-vivo OCT-Bilder von Gefäßwänden erzeugt werden. Ohne die hohe Geschwindigkeit würden die erzeugten Bilder viele Bewegungsartefakte enthalten, da die Gefäßwände sich durch den Herzschlag bewegen [10, 17, 18]. Die MHz-OCT mittels Endoskop eignet sich auch für die Bildgebung anderer Hohlorgane wie dem Magen-Darm-Trakt oder der Speiseröhre [111, 112]. Wie in Abbildung 5C schon anhand von Gesichtern gezeigt wurde, können noch größere Messbereiche und größere Flächen mit Videorate abgetastet werden [19], was neue Anwendungen denkbar macht.

In der Augenheilkunde ist die OCT ein Standardverfahren. Daher werden auch OCT-Systeme auf der Basis von FDML-Lasern für die Bildgebung am Augenhintergrund verwendet [14]. In der Retinabildgebung können durch die MHz-OCT größere Bereiche abgetastet werden (widefield MHz-OCT) [87, 113, 114]. Außerdem können diese Bereiche mit der hohen Aufnahmegeschwindigkeit sehr viel dichter abgetastet werden [14, 87, 115]. Daraus können Querschnitts- und En-Face-Bilder mit hoher Qualität erzeugt werden [11, 115], wie es schon in Abbildung 5D und Abbildung 5E gezeigt wurde. Dadurch können Bilder von großen Bereichen erzeugt werden und dennoch kleine Bereiche stark vergrößert und auch kleine Details und Gefäße gut aufgelöst betrachtet werden [116]. In diesen Querschnittsbildern können Ärzte krankhafte Veränderungen erkennen, die z. B. durch Diabetes entstehen. En-Face-Bilder liefern eine Übersicht über den Augenhintergrund und erlauben die örtliche Zuordnung der Querschnittsbilder [115].

Neben dem Auge wird die OCT zur Untersuchung der Haut angewandt [5]. Abbildung 5A zeigt beispielhaft ein Querschnittsbild der Haut, das verschiedene Hautschichten erkennen lässt. In der Forschung wird die SS-OCT zur Untersuchung von Hauterkrankungen wie Ekzemen oder Hautkrebs angewandt. Dort können kleinste Gefäße sichtbar gemacht werden, deren Erscheinungsbild sich durch Krankheiten verändern kann [16]. Außerdem werden solche OCT-Bilder der Haut oft verwendet, um die Güte von Bildern einzuschätzen und die Leistung verschiedener OCT-Systeme miteinander zu vergleichen, da die Haut in-vivo ohne große Risiken abgebildet werden kann und dieses Vorgehen weit verbreitet und akzeptiert ist [5]. Dadurch dass auch sehr große Flächen abgetastet werden können, sind neue OCT-Anwendungen in der Zukunft denkbar. Z. B. könnten Bilder von deutlich größeren Hautflächen im Falle von Verbrennungen erzeugt werden, um zu überprüfen, wie tief die Haut geschädigt wurde [117].

Weiterhin erlaubt die schnelle Bildgebung eine schnelle Echtzeit-Erfassung kompletter Volumina mit Videorate [118]. Die direkte Anzeige vieler OCT-Volumen pro Sekunde ist nützlich bei der Verwendung von Endoskopen, handgehaltenen OCT-Scanköpfen oder für die Orientierung während eines chirurgischen Eingriffes [50]. Somit kann ein guter Überblick über die Probe gewährleistet werden. Auch die Registrierung oder überlagerte Darstellung mit anderen Bildgebungsmodalitäten oder in einer virtuellen Umgebung ist damit möglich [20, 50, 119]. Z. B. wurden bereits mithilfe einer VR-Umgebung unter Laborbedingungen Testoperationen ex-vivo an Schweineaugen durchgeführt [20]. So kann der Chirurg gleichzeitig das Objekt der Operation, in dem Fall das Schweineauge, sehen und wenige Millimeter in das Objekt hineinsehen. Dafür wird das OCT-Bild in die VR-Umgebung eingeblendet.

Weiterhin wird erforscht, ob mithilfe der auf FDML-Lasern basierenden OCT Tumore und Tumorgrenzen im Gehirn detektiert werden können. Dabei werden während eines neurochirurgischen Eingriffs Proben genommen und davon OCT-Bilder erzeugt. Zusätzlich werden histologische Schnitte der Proben erzeugt und die enthaltenen Gewebetypen wie z. B. Tumorgewebe, Blutgefäße oder gesunde, graue Hirnmasse unter dem Mikroskop bestimmt. Es wird dann untersucht, ob Tumore und Tumorgrenzen auch im OCT-Bild, beispielsweise durch die Veränderung optischer Parameter, erkennbar sind. [21]

In den vorgestellten OCT-Anwendungen entsteht der Kontrast in den Bildern durch die Amplituden der im Interferenzsignal enthaltenen Frequenzanteile. Zusätzlich kann aber auch die Phase des Interferenzsignals ermittelt werden und als alternative Kontrastmodalität dienen. Das ist nur durch eine hohe Phasenstabilität des Lasers möglich. FDML-Laser eignen sich für die phasensensitive OCT und haben auch hier die Bildgebungsgeschwindigkeit erhöht. Damit können Oberflächenhöhenunterschiede und -bewegungen auf einer Mikrosekunden-Zeitskala und im Nanometerbereich aufgelöst werden, also kleiner als die beugungsbegrenzte Auflösung des optischen Systems. Die absolute Phase kann für die OCT-Mikroskopie ausgenutzt werden, die Veränderung der Phase über die Zeit für Flussmessungen. Es können damit kleinste Unebenheiten bestimmt werden [97]. Es wurde gezeigt, dass Goldnanopartikel durch phasensensitive OCT detektiert werden können [120], die in menschlichem Gewebe als Tumormarker dienen könnten [121].

Neben der OCT gibt es noch andere Anwendungen für FDML-Laser wie z. B. die zeitkodierte Ramanspektroskopie und -mikroskopie, die auf Raman-Streuung basieren. Beides zusammen ermöglicht eine stark vergrößerte Darstellung von Proben mit gleichzeitiger Bestimmung der

chemischen Bestandteile, ohne dass diese markiert werden müssen [26]. Ein Beispiel wurde schon in Abbildung 6A gezeigt. Der FDML-Laser erlaubt hier eine zeitliche Auflösung der spektralen Datenpunkte, da die Energiedifferenz zwischen FDML- und Pumplaser sich mit der Zeit ändert und damit unterschiedliche Raman-Übergänge abgescannt werden.

Mit FDML-Lasern können Pikosekundenpulse erzeugt werden. Dazu werden die langen Pulse des FDML-Lasers zeitlich komprimiert. Somit können hochenergetische kurze Pulse direkt aus kompakten, effizienten Halbleiterlasern erzeugt werden, die selbst nur eine geringe Leistung haben [25]. Mit einer anderen Technik wurde mithilfe eines Master Oscillator Power Amplifier die Leistung des FDML-Lasers verstärkt und eine Reihe von Pikosekundenpulsen mit unterschiedlichen Wellenlängen und schmaler Bandbreite erzeugt [29].

Mithilfe von FDML-Lasern können Frequenzdurchläufe im Mikrowellenbereich erzeugt werden. Das Schwebungssignal zwischen dem Licht eines FDML-Lasers und dem Licht einer Laserdiode führt an einem Photodetektor zur Erzeugung eines durchgestimmten Mikrowellensweeps, dessen Frequenz der Schwebungsfrequenz des Lichtes entspricht. Da viele Parameter des FDML-Lasers einstellbar sind, können die Parameter des Mikrowellensweeps ebenso eingestellt werden. [27]

LiDAR ist eine Methode zur Erzeugung von 3D-Abbildungen durch Entfernungsmessungen, z. B. durch die Messung von Lichtlaufzeiten. [122]. LiDAR wird beispielsweise in selbstfahrenden Autos zur Überwachung der Umgebung verwendet. Auch LiDAR kann mit FDML-Lasern umgesetzt werden. Die Verwendung von durchgestimmten Pulsen ermöglicht eine schnelle Abtastung, da die spektralen Datenpunkte zeitlich kodiert sind [24].

Die Zweiphotonenmikroskopie ist durch ein hohes Auflösungsvermögen, eine große Eindringtiefe, eine hohe Sensitivität und molekulare Spezifität eine wichtige Technik zur Bildgebung von biologischen Proben. Mechanische Scanner limitieren allerdings die Aufnahmegeschwindigkeit. Die Spectro-temporal Laser Imaging by diffracted Excitation (SLIDE)-Mikroskopie ermöglicht eine um Größenordnungen höhere Bildrate, da durch die Verwendung eines FDML-Lasers auf einen mechanischen Scanner verzichtet werden kann. Dafür wird der FDML-Laser mittels EOM moduliert. Die entstehenden Pulse werden an einem Gitter gebeugt, wodurch die Pulse aus einem Sweep zeitlich und örtlich versetzt die Probe treffen. Damit können durch Fluoreszenzmessungen Moleküle bestimmt werden und zusätzlich durch die Messung der Fluoreszenzlebenszeit Rückschlüsse auf die Umgebung der Moleküle gezogen werden [30]. Abbildung 6B zeigt eine Beispiel-Aufnahme, die mit einem SLIDE-Mikroskop erzeugt wurde.

Weitere demonstrierte Anwendungen von FDML-Lasern sind z. B. Faser-Bragg-Gitter-Sensoren, mit denen Änderungen in Temperatur und Dehnung bestimmt werden können [23, 123]. Weiterhin wurde gezeigt, dass sich FDML-Laser für schnelle Echtzeit-Spektroskopie eignen. Damit können Absorptionsspektren von Molekülen bestimmt werden und deren Zusammensetzung über die Zeit überwacht werden [28, 124]. Außerdem können zerstörungsfrei Gegenstände untersucht werden. Z. B. wurden in Gemälden sichtbare und verdeckte Goldschichten untersucht [125].

In diesem Kapitel ist deutlich geworden, dass FDML-Laser eine Vielzahl von Anwendungen haben und viele Techniken verbessert oder sogar neue Anwendungen ermöglicht haben. Für viele Anwendungen sind die Kohärenzeigenschaften wichtig, z. B. bestimmt die instantane Linienbreite in Fasersensoren die Auflösung des Systems [9]. In OCT-Anwendungen ist die maximale

Bildgebungstiefe durch die Kohärenzlänge limitiert. Daher ist es von großem Interesse, FDML-Laser und die zugrunde liegende Laserphysik besser zu verstehen. Neben Experimenten kann das auch durch Computersimulationen passieren.

2.3.5 Simulationen

Zum besseren Verständnis des FDML-Lasers wurden aus experimentellen Ergebnissen theoretische Modelle des FDML-Betriebs entwickelt. Dazu hat die Arbeitsgruppe Huber in den letzten Jahren mit der Forschungsgruppe um Prof. Christian Jirauschek der Technischen Universität München zusammengearbeitet.

Mit Simulationen wird das Verhalten von FDML-Lasern nachgebildet, um anschließend in Experimenten durch Simulationen erzeugte Hypothesen zu prüfen. Mit einem guten theoretischen Modell lässt sich auch der Einfluss verschiedener physikalischer Effekte, die im Experiment nicht oder nicht systematisch beeinflusst werden können, auf den Laserbetrieb untersuchen. Simulationen können dann auch dafür genutzt werden, Fälle durchzuspielen, die experimentell (noch) nicht umgesetzt werden können. Z. B. kann der Laserbetrieb in einem Faserresonator ohne Dispersion oder der Laserbetrieb ohne ASE-Licht simuliert werden. Es wurde z. B. angenommen, dass das ASE-Licht in einem nicht dispersionskompensierten FDML-Laser von zentraler Bedeutung ist und dass der FDML-Laser seinen Betrieb immer wieder aus dem ASE-Licht startet, wenn durch Dispersion Wellenlängen nicht transmittiert wurden. Durch Simulationen, in denen das ASE-Licht beziehungsweise die Vakuumfluktuationen nach dem Starten des Lasers „einfach ausgeschaltet“ werden können, wurde allerdings gezeigt, dass der FDML-Laser auch ohne ASE-Licht nahezu unverändert weiterläuft. Das bestätigt, dass FDML ein stationärer Betriebsmodus ist [104].

Verschiedene Ansätze wurden in der Vergangenheit verwendet, um das Lichtfeld im FDML-Laser zu simulieren [104, 126-129]. Es werden nicht alle erläutert, sondern nur die Simulation, die verwendet wurde, um Vergleichsdaten zu den experimentellen Daten dieser Arbeit zu erzeugen. Die Simulationen basieren auf dem Modell aus Quelle [110], das wiederum aus dem Modell aus [104] und [129] entnommen und erweitert wurde.

In diesen Veröffentlichungen zur theoretischen Beschreibung des FDML-Lasers wird der FDML-Betrieb numerisch simuliert. Es wird eine dynamische Gleichung für die Einhüllende des E-Feldes hergeleitet, das in jedem Umlauf durch die enthaltenen Komponenten im Resonator transformiert wird [110]. Es wird außerdem ein sogenannter „swept-filter reference frame“ verwendet. Das heißt, dass das optische Spektrum in Bezug zur Mittenfrequenz des optischen Bandpassfilters berechnet wird, die sich mit dem Durchstimmen des Filters ändert. Die schmale Bandbreite des optischen Filters begrenzt das optische Spektrum auf einen schmalen Bereich, anstatt durch die gesamte Bandbreite des FDML-Lasers festgelegt zu werden. Dadurch wird die Anzahl der Stützstellen um einen Faktor 1000 reduziert. Das erhöht die Rechengeschwindigkeit um drei Größenordnungen und reduziert den Speicherbedarf, was überhaupt erst die Simulation eines Lasers mit einem so breiten Ausgangsspektrum und langen Resonator erlaubt [104].

Der FDML-Betrieb wird durch ein Zusammenspiel aus Verstärkung im SOA, Verlusten im Resonator und dem Einfluss des optischen Bandpassfilters bestimmt, wodurch wiederum die Kohärenzeigenschaften des optischen Feldes bestimmt werden. Der Laser wird als optisches

System modelliert, das aus einem SOA, einem langen Faserresonator, einem CFBG und dem verstellbaren optischen Bandpassfilter besteht [110]. Viele Effekte werden bei der Simulation berücksichtigt. Im SOA spielen die Wellenlängen-abhängige Sättigung und das Verstärkungsprofil eine Rolle, das von der eingehenden Wellenlänge und Lichtleistung abhängig ist und für den entsprechenden SOA gemessen wird. Außerdem werden die Lebenszeit des angeregten Zustands, der Linienbreitenvergrößerungsfaktor, die Modulation der Leistung durch den Sweep und optische Fluktuationen durch das ASE-Licht berücksichtigt. Durch das ASE-Licht kann die Simulation selbstständig aus dem Rauschen heraus starten. Außerdem fügt das ASE-Licht dem Licht am Laserausgang ein Rauschuntergrund hinzu [104, 110]. Weiterhin spielen Länge, Brechungsindex, Dispersion, Nichtlinearitäten und Leistungsverluste im langen Faserresonator eine Rolle. Vom CFBG werden Reflektivität und Dispersion berücksichtigt. Die Wirkung des durchstimmabaren Filters auf das E-Feld des Lichtes ist abhängig von der Filterbandbreite, der Transmission, der Sweepfrequenz, der Sweepbandbreite und dessen mittlerer Frequenz [110]. Weiterhin wird der experimentell bestimmte, Wellenlängen-abhängige Leistungsverlust aller Elemente im Resonator berücksichtigt [104].

Die Messungen der Kohärenzeigenschaften in dieser Arbeit können hoffentlich Beiträge zu einem besseren Verständnis der FDML-Laser-Physik und auch zur Verbesserung der Simulationen liefern.

2.4 Charakterisierung der Kohärenz von Lasern

In diesem Kapitel werden die relevanten Lasereigenschaften zur Beschreibung von Kohärenz erklärt und Verfahren zur Bestimmung von Kohärenzeigenschaften beschrieben. Es wird erläutert, was bereits über die Kohärenzeigenschaften von FDML-Lasern bekannt ist und warum diese mit den herkömmlichen Methoden nicht einfach bestimmt werden können. Zuletzt wird aufgezeigt, wie mittels Schwebungsmessungen Informationen über die Kohärenzeigenschaften von FDML-Lasern erlangt werden können.

2.4.1 Relevante Lasereigenschaften

Kohärenz ist eine der Eigenschaften, die Laser von anderen Lichtquellen wie LEDs, Glühlampen oder der Sonne unterscheidet [52]. Kohärenz ist eine feste Phasenbeziehung zwischen Werten des elektrischen Feldes an verschiedenen Orten oder zu verschiedenen Zeiten und ist eng verknüpft mit der Fähigkeit von Licht, Interferenzeffekte zu erzeugen [130]. Die Phase beschreibt die Position innerhalb einer (Sinus-)Periode des E-Feldes im Zeitbereich und hat einen Wert zwischen 0 und 2π [131]. Es wird zwischen räumlicher und zeitlicher Kohärenz unterschieden. Bei der räumlichen Kohärenz haben Photonen, die zur gleichen Zeit von einer Lichtquelle in verschiedene Raumrichtungen abgestrahlt werden, eine feste Phasenbeziehung. Diese Photonen können z. B. in einem Doppelspaltexperiment überlagert werden. Wenn räumliche Kohärenz vorhanden ist, erzeugen sie ein Interferenzmuster [52]. Eine nahezu perfekte räumliche Kohärenz ist in FDML-Lasern gegeben, weil sich in den verwendeten Monomodenfasern nur die transversale Grundmode ausbreiten kann. Im Folgenden geht es daher nur um die zeitliche Kohärenz, bei der Licht, das zu unterschiedlichen Zeiten emittiert wird, eine feste Phasenbeziehung hat.

Wird das Licht zweier inkohärenter Lichtquellen auf eine Stelle gerichtet, addieren sich die Intensitäten I_1 und I_2 an dieser Stelle zu einer Gesamtintensität I_{ges} auf:

$$I_{ges} = I_1 + I_2, \quad (13)$$

was charakteristisch für Inkohärenz ist. [52]

Die Überlagerung zweier monochromatischer elektromagnetischer Wellen der Intensitäten I_1 und I_2 mit der gleichen Frequenz ν , z. B. in einem Michelson-Interferometer, wie es in Abbildung 20 zu sehen ist, erzeugt hingegen folgende Intensität $I(s)$:

$$I(s) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left(\frac{2\pi s}{\lambda} + \Delta\varphi\right). \quad (14)$$

Die Intensität ist von der Weglängendifferenz s abhängig. Dabei ist λ die Wellenlänge, die über $\lambda = c/\nu$ mit der Frequenz ν verknüpft ist und dementsprechend auch für beide elektromagnetischen Wellen gleich ist. $\Delta\varphi$ ist der Phasenversatz der Wellen zueinander. Wenn der gesamte Term in der Klammer einem ungeraden Vielfachen von π entspricht, ergibt sich destruktive Interferenz, bei einem geraden Vielfachen konstruktive Interferenz. Der dritte Summand, der typisch für Kohärenz ist, wird Interferenzterm genannt [52]. Auf dem Detektor ist demzufolge ein periodisches Muster zu sehen, wenn s gleichmäßig verändert wird. Eine gewisse, aber nicht perfekte Korrelation der Phase oder E-Feld-Amplitude nennt man partielle Kohärenz. Es ist üblich, dass Techniken als kohärent oder inkohärent bezeichnet werden. Kohärent bedeutet in diesem Fall phasensensitiv [130]. Somit ist die OCT eine kohärente Technik, wie der Name schon vermuten lässt.

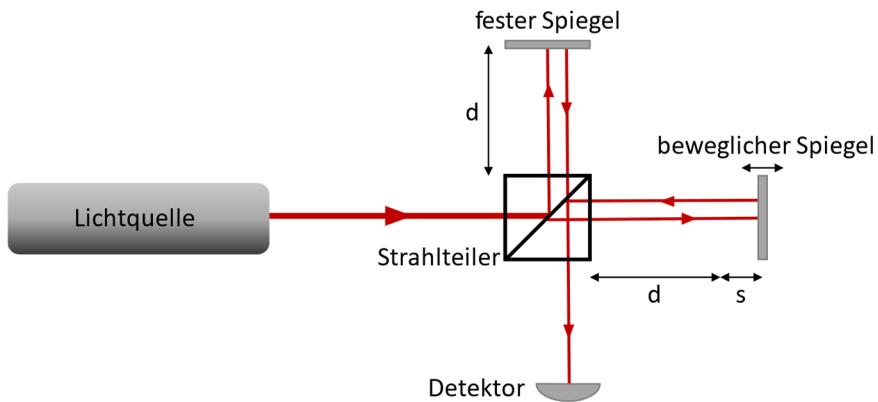


Abbildung 20: Überlagerung des Lichtes einer Lichtquelle mit einem Versatz s in einem Michelson-Interferometer.

Die zeitliche Kohärenz lässt sich durch die Überlagerung zweier Wellen im Michelson-Interferometer wie in Abbildung 20 beschreiben. Ein Maß für die zeitliche Kohärenz ist die Kohärenzlänge L_c . Diese bezeichnet den größten Versatz s der beiden Teilstrahlen zueinander, bei dem der periodische Interferenzterm aus Formel (14) noch beobachtet werden kann [52, 132]. Die dazugehörige Kohärenzzeit τ_c bezeichnet die Zeit, die das Licht braucht, um die Strecke der Kohärenzlänge zurückzulegen. Beide sind über die Lichtgeschwindigkeit c miteinander verknüpft [52]:

$$\tau_c = \frac{L_c}{c}. \quad (15)$$

Wenn der zeitliche Abstand zwischen den beiden Lichtfeldern größer als die Kohärenzzeit ist, ist keine konstante Phasendifferenz mehr vorhanden, sondern schwankt statistisch. Die Emission von herkömmlichen Lichtquellen besteht aus spontan emittierten Wellenpaketen der Dauer τ , die mit der Lebendauer der emittierenden Energieniveaus übereinstimmt [101]. Die Phase von einem zum nächsten Photon schwankt statistisch, sodass sich eine Kohärenzzeit von $\tau_c \approx \tau$ ergibt [101]. Die Lebensdauer τ ist über die Heisenbergsche Unschärferelation aus Formel (3) mit der Linienbreite des emittierten Lichtes verbunden. Für die Energieunschärfe oder natürliche Linienbreite ergibt sich mit dem Planck'schen Wirkungsquantum h [101]:

$$\Delta E = \frac{h}{2\pi\tau}. \quad (16)$$

Aus der Energieunschärfe ΔE beziehungsweise auch aus der bereits beschriebenen Zeit-Bandbreite-Limitierung folgt direkt eine endliche Linienbreite $\Delta\nu$ [101]. Gemäß Fourier-Analyse ist die Linienbreite $\Delta\nu$ mit der zeitlichen Kohärenz verknüpft [52, 101, 133]:

$$\tau_c \approx \frac{1}{\Delta\nu}. \quad (17)$$

Ein Laser emittiert ein Welle mit einer gleichbleibenden Amplitude und keine statistischen Photonen. Dennoch kann Formel (17) verwendet werden, um die Kohärenzzeit und -länge abzuschätzen [101], wenn Bandbreite und Kohärenzlänge nicht exakt definiert sind [134]:

$$L_c = c\tau_c \approx \frac{c}{\Delta\nu}. \quad (18)$$

Die genauen mathematischen Zusammenhänge zwischen Linienbreite und Kohärenzzeit hängen von der Form des Spektrums ab und können mit dem Wiener-Khintchine-Theorem berechnet werden [101]. Linienbreite meint die Breite eines Spektrums, das z. B. von einem Dauerstrichlaser emittiert wird. Typischerweise wird die Halbwertsbreite (engl. full width at half maximum, FWHM) verwendet [133]. Für Licht dessen optisches Spektrum einem Lorentz-Profil entspricht, lautet der Zusammenhang:

$$L_c = \frac{c}{\pi\Delta\nu} \quad (19)$$

mit Lichtgeschwindigkeit c und FWHM des optischen Spektrums $\Delta\nu$. Die Kohärenzlänge entspricht dann dem Wegunterschied, nach dem der Betrag der Kohärenzfunktion auf $1/e$, also ca. 37 % abgefallen ist [134]. Die Kohärenzfunktion beschreibt die Ähnlichkeit oder Abhängigkeit zweier Signale voneinander und wird als Wert zwischen 0 und 1 ausgedrückt. Wenn die Kohärenzfunktion 1 ist, sind die beiden Signale vollständig miteinander verbunden [135].

Die genannten Beziehungen sind nicht gültig, wenn die Kohärenzfunktion eine kompliziertere Form hat, wie es z. B. bei einem Frequenzkamm [134] und bei Sweeps durchgestimmter

Lichtquellen der Fall ist [9]. Im Allgemeinen bestimmen Form und Breite des optischen Spektrums allein nicht vollständig die Kohärenzeigenschaften [133, 134].

Zusammenfassend geht es bei Kohärenzeigenschaften immer um die Phase beziehungsweise die Stabilität der Phase des elektrischen Feldes des Lichtes, die auch durch die Linienbreite ausgedrückt wird. Bandbreite und Linienbreite sind im Fall eines Dauerstrichlasers die gleiche physikalische Eigenschaft und bezeichnen die spektrale Breite einer Frequenzkomponente [9]. Im FDM-Laser ist das nicht der Fall, wie in Abschnitt 2.4.3 erklärt wird. Für das Licht eines idealen Dauerstrichlasers ist die Wellenform ein perfekter Sinus. Eine perfekte sinusförmige Welle hat auch eine perfekte Phasenstabilität. Das heißt, wenn man die Phase an einer Position der Welle kennt, kennt man auch die Phase an allen anderen Positionen. Wenn die Phasenentwicklung beziehungsweise die Frequenz schwankt, kennt man die Phase nicht mehr an jeder Position der Welle. Im Abstand größer als die Kohärenzlänge zu einer Position bekannter Phase, schwankt die Phase statistisch.

Die instantane Frequenz entspricht der zeitlichen Ableitung der Phase [131]. Eine perfekt sinusförmige Kurve entspricht einer linearen Phasenentwicklung und einer konstanten Frequenz. Das dazugehörige Frequenzspektrum enthält dann eine Hauptfrequenz, dessen Linienbreite mit zunehmender Messzeit beliebig klein wird. Eventuell gibt es noch kleinere Nebenkeulen. Um so ein sinusförmiges Signal messen zu können, muss die Abtastrate mindestens doppelt so groß sein wie die Frequenz des Signals. Die Frequenzauflösung Δf ist von der Messdauer T abhängig. Die Frequenzauflösung Δf einer Messung ergibt sich also aus der Abtastfrequenz f_s und der Anzahl N der Messpunkte und somit auch aus der Messdauer T [136]:

$$\Delta f = \frac{f_s}{N} = \frac{1}{T}. \quad (20)$$

Aus dieser Zeit-Bandbreite-Limitierung ergibt sich eine minimale, benötigte Zeit, um eine bestimmte Frequenzauflösung zu erreichen [9]. Um ein Signal mit einer guten Frequenzauflösung zu messen, muss also lange gemessen werden.

Die Kohärenzlänge wird also durch den Phasenverlauf bestimmt. Weitere Eigenschaften der Phase sind die Träger-Einhüllenden-Frequenz, die in Abschnitt 2.2.5 bereits erklärt wurde und die Kohärenzerholung, die in Abschnitt 2.4.3 erklärt wird. Phasenrauschen entsteht z. B. durch spontane Emission im Verstärkungsmedium [134]. Die stimulierten Emissionen erzeugen kohärente Photonen. Zusätzlich gibt es aber immer noch die (verstärkte) spontane Emission, die ein Rauschen auf das E-Feld addiert und somit die Phase verändert. Eine endliche Linienbreite entsteht außerdem z. B. durch Veränderungen der Resonatorlänge, wodurch die Linienbreite von der Messzeit abhängig wird [133]. Auch technische Rauschquellen wie mechanische Vibratoren, Temperaturschwankungen und Pumpleistungsschwankungen vergrößern die Linienbreite und sind schwer zu unterdrücken. Laser mit einer sehr schmalen Bandbreite, also einer hohen Monochromasie, sind Grundlage für verschiedene Anwendungen wie z. B. als Lichtquellen für verschiedenste faseroptische Sensoren, Laserspektroskopie, in der kohärenten optischen Faserkommunikation oder für Test- und Messzwecke. Typische gemessene Linienbreiten für einmodige Festkörperlaser liegen im Bereich von wenigen Kilohertz [133].

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die Kohärenzeigenschaften eines Lasers nicht immer einfach zu verstehen und einfach zu bestimmen sind, da sie von verschiedenen, nicht immer bekannten Parametern wie der Form des Spektrums abhängen. Im folgenden Abschnitt werden herkömmliche Verfahren zu Charakterisierung der Kohärenz von Lasern vorgestellt.

2.4.2 Herkömmliche Verfahren

Frequenz und Phase des elektrischen Feldes von Laserlicht können nicht direkt gemessen werden, da die Frequenz im Nahinfraroten und im Bereich des sichtbaren Lichtes (10^{14} Hz) mehrere Größenordnungen höher als die Frequenz der elektronischen Messsysteme (10^{10} Hz) ist. Diese Parameter und damit auch Frequenz- und Phasenengenauigkeiten beziehungsweise die Kohärenzeigenschaften können meist nur indirekt gemessen werden. Es gibt verschiedene Möglichkeiten die Stärke der Kohärenz zu bestimmen.

Die Kohärenzlänge beziehungsweise die Kohärenzzeit, die mit der Linienbreite verknüpft ist (vgl. Formel (17)), kann direkt bestimmt werden:

1. Das Licht einer Lichtquelle wird dazu in einem Interferometer aufgeteilt und mit einem Wegunterschied wieder überlagert (siehe Abbildung 20). Das Interferenzmuster wird bei verschiedenen Wegunterschieden aufgezeichnet. Die Sichtbarkeit des Interferenzmusters beziehungsweise die Amplitude der jeweiligen Frequenzkomponente nimmt mit dem Wegunterschied ab, woraus auf die Kohärenzlänge geschlossen werden kann.

Die Linienbreite kann mit folgenden Methoden gemessen werden [133]:

2. Große Linienbreiten über ca. 10 GHz können mit optischen Spektrumanalysatoren gemessen werden. Das Licht wird z. B. an einem Gitter gebeugt. Abhängig von der Stärke der Beugung und somit der Wellenlänge gelangt das Licht auf einen bestimmten Teil einer Photodetektorzeile [137]. Jede Position auf dem Detektor entspricht einem bestimmten spektralen Bereich. Mit dieser Methode kann üblicherweise keine sehr hohe Frequenzauflösung erreicht werden.
3. Frequenzschwankungen können in Intensitätsschwankungen umgewandelt werden. Dazu wird das Licht eines schmalbandigen Lasers in ein Mach-Zehnder-Interferometer geführt. Das Licht in einem Arm des Interferometers legt eine um viele Kilometer längere Strecke zurück, die größer als die Kohärenzlänge des Lichtes ist. Das Licht aus beiden Armen des Interferometers hat keinen festen Phasenbezug mehr zueinander, wenn es wieder überlagert wird. Phasenveränderungen des Eingangslichtes führen zu einer variierenden Intensität am Ausgang des Interferometers. Eine Fourier-Transformation des variierenden Signals zeigt, wie schnell das Signal variiert und damit wie stark und häufig die Phase variiert, woraus sich die Linienbreite bestimmen lässt. Auch hier ist die Frequenzauflösung nicht sehr hoch.
4. Bei der selbstheterodyn Technik wird das Licht eines einmodigen Lasers aufgeteilt. Ein Teil des Lichtes wird in einer langen Glasfaser verzögert. Der zweite Teil geht durch einen mit einer konstanten Frequenz betriebenen akustooptischen Modulator, der die Frequenzkomponenten des Lichtes um die Frequenz des AOM verschiebt. Wenn die Verzögerung mindestens so groß wie die Kohärenzlänge ist, sind die Strahlen unkorreliert. Das Licht wird wieder überlagert und erzeugt eine Schwebung mit der

Frequenz des AOM, die mit einem Hochfrequenz-Spektrumanalysator gemessen werden kann. Beide Strahlen haben ein ähnlich großes Spektrum. Das FWHM des Spektrums der Superposition ist etwas breiter als das Originalspektrum, zwei Mal so breit für eine Lorentzkurve und $\sqrt{2}$ Mal so breit für eine Gaußkurve [138, 139]. Diese Methode erlaubt eine bessere Frequenzauflösung.

5. Es kann auch ein Schwebungssignal mit einem unabhängigen Referenzlaser erzeugt und das Hochfrequenzspektrum gemessen werden. Um daraus die Linienbreite mit einer hohen Frequenzauflösung bestimmen zu können, müssen beide Laser eine ähnliche Linienbreite oder der Referenzlaser eine deutlich geringere Linienbreite haben als der Laser, dessen Linienbreite bestimmt werden soll. Die Fourier-Transformierte des Schwebungssignal entspricht der Faltung der Spektren der beiden Laser. Das Phasenrauschen des Lasers mit der größeren Linienbreite dominiert die Linienbreite der Faltung und gibt somit ein oberes Limit für die unbekannte Linienbreite vor.

In modengekoppelten Lasern hängen Pulsdauer und Bandbreite zusammen. Wie in Abschnitt 2.2.5 erklärt wurde, kann das Produkt aus Pulsdauer und Bandbreite einen bestimmten Wert in Abhängigkeit der Pulsf orm nicht unterschreiten [52, 74]. Daher lässt sich durch eine Messung der Pulsdauer die Breite des Spektrums beziehungsweise die Linienbreite abschätzen. Mit folgenden Methoden kann die Pulsdauer bestimmt werden [140]. Mit einigen Methoden lassen sich zusätzlich Phaseninformationen gewinnen:

6. Lange Pulsdauern bis etwa 10 ps können mit schnellen Photodioden und Oszilloskopen gemessen werden.
7. Pulsdauern der Größenordnung von 100 fs können mit Schmierbildkameras vermessen werden. Typischerweise treffen die Lichtpulse dafür auf eine Photokathode innerhalb einer Vakuumröhre, die Elektronen emittiert. Die Elektronen werden beschleunigt und durch eine variierende Spannung abgelenkt. Die Elektronen erzeugen auf einem Phosphorschirm oder digital auf einem CCD-Sensor ein Streifenbild, das Rückschlüsse auf die Pulsdauer zulässt. [141]
8. Noch kürzere Pulsdauern können mit Autokorrelatoren bestimmt werden. In einem Strahlteiler werden die Pulse aufgeteilt. Mit verschiedenen zeitlichen Versätzen werden die Pulse in einem nichtlinearen Medium wieder überlagert, wo ein neues optisches Signal entsteht, wenn die Pulse sich zeitlich überlappen. Über den Wegunterschied beider Pulse zueinander kann die Pulsdauer bestimmt werden. [142]
9. Frequency-resolved optical Gating (FROG) funktioniert ähnlich wie der Autokorrelator. Es wird aber nicht nur die Intensität des neuen optischen Signals bestimmt, sondern auch dessen Frequenzanteile. Aus dieser frequenzauflösten Autokorrelation lässt sich mithilfe von Rekonstruktionsalgorithmen die spektrale Phase des Pulses bestimmen. Die Träger-Einhüllenden-Phase kann nicht bestimmt werden. [143]
10. Bei der Spectral Phase Interferometry for direct Electric-Field Reconstruction (SPIDER) wird ein Puls aufgeteilt und beide Kopien wieder ohne zeitliche Überschneidung überlagert. Eine weitere Kopie des Pulses wird zeitlich stark verbreitert und mit den anderen beiden Kopien in einem nichtlinearen Kristall überlagert, wo Summenfrequenzerzeugung an den beiden Positionen stattfindet. Aus den Frequenzen an den beiden Positionen lässt sich die frequenzabhängige spektrale Phase ableiten. [144]

Die Träger-Einhüllenden-Frequenz kann mit folgender Methode bestimmt werden:

11. In einem f-2f-Interferometer wird ein Schwebungssignal erzeugt. Dazu wird der niederfrequente Teil des Frequenzkammspektrums frequenzverdoppelt und somit ein zweiter Frequenzkamm mit doppelter Träger-Einhüllenden-Frequenz erzeugt. Dieser wird mit dem höherfrequenten Ende des ursprünglichen Frequenzkamms überlagert. Das Schwebungssignal offenbart die Träger-Einhüllenden-Frequenz. Mit dem Signal aus dem Interferometer und einem automatischen Rückkopplungssystem kann die Träger-Einhüllenden-Phase auch stabilisiert werden. [76]

2.4.3 Kohärenzeigenschaften von FDML-Lasern

Linienbreite und Kohärenzlänge sind für ein grundlegendes Verständnis des FDML-Laserbetriebs von großem Interesse, da sie mit dem Phasenrauschen verknüpft sind [31]. Zur Bestimmung dieser Parameter eines FDML-Lasers eignen sich die in Abschnitt 2.4.2 genannten Methoden allerdings nicht. Die Linienbreite von durchgestimmten Lasern ist schon an sich nicht leicht zu definieren. Die Linienbreite, vor allem von schmalbandigen Lasern, bezeichnet die Breite des optischen Spektrums, typischerweise die Halbwertsbreite [133]. Nach dieser Definition der Linienbreite, also bei sehr langer Messzeit, entspricht die Linienbreite des FDML-Lasers der Sweepbandbreite desselbigen. Diese Bandbreite ist mit einem optischen Spektrumanalysator (Methode 2 in Abschnitt 2.4.2) einfach messbar. Eine übliche Bandbreite von 120 nm bei einer Zentralwellenlänge von 1300 nm entspricht demnach einer Linienbreite von 120 nm oder 21,3 THz. Daraus resultiert nach Formel (18) eine Kohärenzlänge von ca. 14 μ m. Dieser Wert bestimmt in der SS-OCT die axiale Auflösung [145], aber nicht die mögliche Messtiefe. Schon aus OCT-Messungen der Haut mit Messtiefen von wenigen Millimetern wissen wir, dass auch ein Wegunterschied, der größer als diese Kohärenzlänge ist, ein Interferenzmuster erzeugen kann. Daher wird eine modifizierte Kohärenzlänge zur Beschreibung verwendet. Diese instantane Kohärenzlänge, die mit der instantanen Linienbreite zusammenhängt, bestimmt die erreichbare Messtiefe in der SS-OCT [145].

Die instantane Linienbreite ist die Linienbreite eines kurzen zeitlichen Abschnitts des Sweeps. Diese kann sich im Laufe des Sweeps ändern [9]. Instantane Linienbreite ist an sich schon ein Widerspruch. Instantan drückt aus, dass die Zeitdauer minimal ist, also $T = 0$. Aus Formel (20) ergibt sich aber, dass eine gute Frequenzauflösung von der Messdauer abhängig ist. Aus dieser Zeit-Bandbreite-Limitierung ergibt sich eine minimale benötigte Zeit für eine bestimmte Frequenzauflösung [9]. Um ein Signal mit einer guten Frequenzauflösung zu messen, muss also lange gemessen werden. $T = 0$ bedeutet also, dass die Frequenzauflösung unendlich schlecht ist. Die instantane Linienbreite stellt also eine hypothetische Linienbreite bei unendlich kleiner Messzeit dar, wenn die Zeit-Bandbreite-Limitierung vernachlässigbar wäre [145]. In einem Wellenlängen-durchgestimmten Laser ist die Zeit zur Bestimmung einer Frequenzkomponente limitiert [9, 145], da sich die Frequenz auf einer Zeitskala von Nanosekunden verändert, was deutlich weniger ist als die Messzeit von Spektrometern [31]. Aufgrund der großen Sweepbreite eines FDML-Lasers von bis zu 25 THz und Durchstimmraten von mehr als 10^{19} Hz/s eignen sich die Methoden 3 bis 5 aus Abschnitt 2.4.2 nicht zur Bestimmung der instantanen Linienbreite. Da der FDML-Laser gechirpte und somit verlängerte Pulse erzeugt, verrät die Pulsdauer nichts über die Linienbreite und die Methoden 6 bis 8 zur Bestimmung der Pulsdauer eignen sich nicht, um

Informationen über die Kohärenzeigenschaften zu erhalten. Die Sweepdauer und die Einhüllende des FDML-Lasers können außerdem einfach mit einem schnellen Oszilloskop bestimmt werden. Mit den Methoden 9 bis 11 lassen sich zusätzliche Phaseninformationen gewinnen. Diese beruhen aber auf nichtlinearen Effekten, für die hohe Lichtleistungen nötig sind. Aufgrund der geringen Leistung von FDML-Lasern eignen sich diese Methoden nicht. Eine zusätzliche Verstärkung des FDML-Laserlichtes könnte die Phaseneigenschaften verändern. Außerdem geben die Schwebungsmessungen, die in Abschnitt 2.4.4 vorgestellt werden, ähnliche Informationen wie diese Methoden, sind aber einfacher umzusetzen.

Einen ersten Anhaltspunkt und ein oberes Limit für die instantane Linienbreite des FDML-Lasers liefert die Transmissionsbandbreite des Fabry-Pérot-Filters, die einfach zu messen ist. Der transmittierte Anteil eines stehenden Fabry-Pérot-Filters wird dazu mit einem optischen Spektrumanalysator bestimmt (Methode 2 aus Abschnitt 2.4.2). Die Filterbrandbreite des FDML-Lasers, der im Experiment in Kapitel 3 verwendet wird, ist z. B. 165 pm beziehungsweise 29 GHz. Da die Transmission des Fabry-Pérot-Filters bei mehreren Umläufen und einer festen Filterposition einer Lorentzkurve entspricht [146], ergibt sich nach Formel (19) eine Kohärenzlänge von 3 mm. Aufgrund des FDML-Betriebs, in dem der Fabry-Pérot-Filter nicht an einer Position verharrt, sondern sich bewegt, und der Lasertätigkeit an sich ist es unklar, welche Form das Spektrum hat. Es kann dann nicht mehr von einer Lorentzkurve ausgegangen werden, weswegen die Kohärenzlänge oder Linienbreite im Folgenden mit Formel (18) abgeschätzt wird. Diese Werte stellen dann eine obere Grenze für die Linienbreite dar.

Da eine sehr kurze Messzeit keine gute Frequenzauflösung erlaubt, kann die instantane Linienbreite nicht direkt gemessen werden [145]. Die Kohärenzeigenschaften beziehungsweise die Phasenstabilität von FDML-Lasern wurden daher in der Vergangenheit meist interferometrisch ermittelt [9, 12, 31]. Dieses Vorgehen entspricht Methode 1 in Abschnitt 2.4.2. Dabei wird eine gemittelte Linienbreite, also der mit der Intensität gewichtete Mittelwert aller instantanen Linienbreiten gemessen [9, 31]. Dafür wird bei einer Roll-off-Messung ein Sweep und eine verzögerte Kopie des Sweeps in einem Interferometer überlagert und das entstehende Interferenzsignal bei verschiedenen Wegunterschieden gemessen. Wenn sich die optische Wellenzahl linear über den Sweep ändert, hat das Interferenzsignal nur eine Hochfrequenzkomponente, deren Frequenz proportional zum Wegunterschied ist und durch eine Fourier-Transformation bestimmt werden kann. Die Amplitude dieser Punktspreizfunktion (PSF), also das Ergebnis der FFT bei einem Wegunterschied, wird mit größeren Wegunterschieden kleiner. Der Roll-off beschreibt also den Abfall der Amplitude der PSF mit größer werdendem Wegunterschied. Wenn die Amplitude der PSF um 6 dB gesunken ist, entspricht der dazugehörige Wegunterschied der Kohärenzlänge, woraus Kohärenzzeit und Linienbreite berechnet werden können [5, 9, 145, 147]. 6 dB in einer Intensitätsmessung entspricht dem FWHM in der Amplitude des E-Feldes. In früheren Publikationen wurde gezeigt, dass der Roll-Off über einen großen spektralen Bereich exponentiell für den FDML-Laser und andere schnell durchgestimmte Laser abfällt [31, 148, 149]. Das deutete darauf hin, dass das instantane Spektrum des FDML-Lasers einer Lorentzkurve entspricht [31]. Diese Publikationen handelten allerdings von FDML-Lasern einer früheren Generation ohne die komplexe Dispersionskorrektur, die aktuell in den FDML-Lasern verwendet wird. Daher wird in diesem und in folgenden Kapiteln mit der Formel (18) gerechnet, um aus einer Linienbreite die Kohärenzlänge abzuschätzen und nicht mit Formel (19), die ein Lorentzprofil voraussetzt.

Die erste Veröffentlichung, die den FDML-Laser 2006 vorgestellt hat, präsentierte eine interferometrisch ermittelte Kohärenzlänge von etwa 12 mm [5], was mit Formel (18) einer Linienbreite von 23 GHz entspricht.

Die erste Veröffentlichung, die 2009 den Sweet-Spot beschrieben hat, berichtet von einer instantanen Linienbreite von ~ 250 MHz über einen sehr kleinen Sweepbereich von 1363,8 nm bis 1367,3 nm. Das ist in dieser Publikation siebenmal schmäler als im verrauschten FDML-Laser und 13-mal schmäler als die Transmissionsbandbreite des Fabry-Pérot-Filters [105]. Mit Formel (18) entspricht das einer Kohärenzlänge von 1,2 m. Die Linienbreite wurde hier gemessen, indem das Licht aus dem FDML-Laser durch ein Fabry-Pérot-Interferometer mit einer spektralen Bandbreite von 84 MHz geführt wurde. Die Moden, die die Resonanzbedingung des Fabry-Pérot-Interferometers erfüllen, werden transmittiert. Die Dauer der transmittierten Pulse wird gemessen. Mit der bekannten Sweepgeschwindigkeit kann dann die Linienbreite berechnet werden. Diese Methode erlaubt nicht nur die Berechnung der gemittelten Linienbreite, sondern gibt zusätzlich Zugang zu einer zeitlichen Auflösung, die mit der bekannten Sweepgeschwindigkeit auch eine spektrale Zuordnung ermöglicht. Die Veröffentlichung gibt allerdings nur einen Wert für die instantane Linienbreite an und macht keine Aussage darüber, wie sich die Linienbreite über den Sweep und über aufeinanderfolgende Sweeps verändert [105]. Diese Methode wird in dieser Arbeit nicht verwendet.

2010 wurde eine weitere Methode zur Messung der instantanen Linienbreite des FDML-Lasers vorgestellt. Es wird ein EOM verwendet, der mit dem Filterbetrieb des FDML-Lasers synchronisiert ist. Der EOM transmittiert aus jedem Sweep nur einen kurzen Puls. Die kurzen aufeinanderfolgenden Pulse aus den Sweeps werden mit einem OSA spektral analysiert. Das Ergebnis ist wieder eine über die instantanen Linienbreiten gemittelte Linienbreite, allerdings nur über einen sehr kleinen Sweepbereich und nicht über den gesamten Sweep. So wurde die instantane Linienbreite bei verschiedenen Filterfrequenzen von ca. 58 kHz und über eine Bandbreite von 95 nm um 1320 nm bestimmt. Die Filterfrequenz, bei der eine Wellenlänge die kleinste instantane Linienbreite hat, ist für verschiedene Wellenlängen aufgrund der chromatischen Dispersion unterschiedlich. Laut dieser Publikation ist die instantane Linienbreite in der Mitte des Sweeps am kleinsten und nimmt zu den Sweeprändern etwa um 20 % bis 40 % zu. Außerdem führen einige Effekte dazu, dass die Messwerte größer sind als die wirkliche Linienbreite. Bei der Filterfrequenz, die insgesamt die kleinsten Linienbreiten hat, ist diese im Mittel über den gesamten Sweep etwa 80 pm beziehungsweise 13 GHz groß. Mit Formel (18) entspricht das einer Kohärenzlänge von 2 cm. Es ist zu beachten, dass der FDML-Laser hier nicht dispersionskompensiert wurde. Auch ist die Filterfrequenz heute meist höher. Diese Methode wird in dieser Arbeit nicht verwendet. [145]

2011 wurde die erste OCT-Anwendung mit einem dispersionskompensierten FDML-Laser mit einer Kohärenzlänge von mehr als 2 cm präsentiert [51]. Theoretisch und experimentell mit der im vorherigen Absatz vorgestellten Methode wurde im selben Jahr eine Linienbreite von etwa 10 GHz ermittelt, was kleiner als die Transmissionsbandbreite des optischen Bandpassfilter ist. Außerdem wurde durch Simulationen gezeigt, dass die Linienbreite nicht durch ASE-Licht bestimmt wird [150].

In den zuletzt genannten Veröffentlichungen wurde der Sweet-Spot-Betrieb nicht erwähnt. Es gab also noch keine starke Dispersionkompensation wie bei den in dieser Arbeit verwendeten

Lasern. Daher sind auch die genannten Linienbreiten größer als im Sweet-Spot-Betrieb. Auch waren die Sweepgeschwindigkeiten geringer als in den hier verwendeten Lasern. Es sollten dennoch ein paar Zahlen als Vergleichswerte und ein kleiner historischer Abriss über die Messmethoden gegeben werden. In den folgenden Jahren konnte der Sweet-Spot-Betrieb durch weitere Methoden der Dispersionskompensation (siehe Abschnitt 2.3.3) über einen spektralen Bereich von knapp 120 nm ausgedehnt werden und durch eine Frequenzregelung über lange Zeit beibehalten werden [44]. In dieser Veröffentlichung aus dem Jahr 2018 wurde wieder die bereits in Methode 1 in Abschnitt 2.4.2 beschriebene, interferometrische Methode verwendet, um die Kohärenzeigenschaften abzuschätzen. Die Sichtbarkeit des Interferenzmusters verringert sich über einen Wegunterschied von 16 cm um 40 %. Die Bandbreite betrug 120 nm. Die Sichtbarkeit des Interferenzmusters entspricht nicht dem weiter vorne beschriebenen Roll-off, der in dieser Publikation nicht gezeigt ist [44]. Unter Annahme einer Kohärenzlänge von mehr als 16 cm, beträgt die Linienbreite mit Formel (18) weniger als 1,9 GHz. Simulationen [110] und OCT-Bilder von kompletten Gesichtern, die diese Kohärenzlänge erfordern, bestätigten diese Größenordnung (siehe auch Abbildung 5C) [19]. Bei einer Bandbreite von nur 15 nm verringert sich die Sichtbarkeit des Interferenzmusters über 70 cm um etwa 50 %. Unter der Annahme einer Kohärenzlänge von 70 cm beträgt die dazugehörige Linienbreite 0,4 GHz [19]. Weiterhin wurde gezeigt, dass das verringerte Intensitätsrauschen im Sweet-Spot-Betrieb direkt mit einem verringerten Phasenrauschen verknüpft ist [44]. Eine gute Phasenstabilität im Interferenzsignal beziehungsweise ein sehr gleichmäßiges Interferenzsignal wie in Abbildung 21B weist auch auf eine gute Phasenstabilität im E-Feld des Laserlichtes hin. Diese gute Phasenstabilität ist im Sweet-Spot-Betrieb im gesamten Sweep gegeben. Im Gegensatz dazu enthält das Interferenzsignal, wenn der Sweet-Spot-Betrieb nicht gegeben ist, Phasen- und Amplitudenfluktuationen, wie es in Abbildung 21A zu sehen ist. Der FDML-Laser im Sweet-Spot-Betrieb hat also nicht nur ein verringertes Intensitätsrauschen, sondern auch verbesserte Kohärenzeigenschaften, wie es auch schon durch die verringerte Linienbreite beschrieben wurde [44].

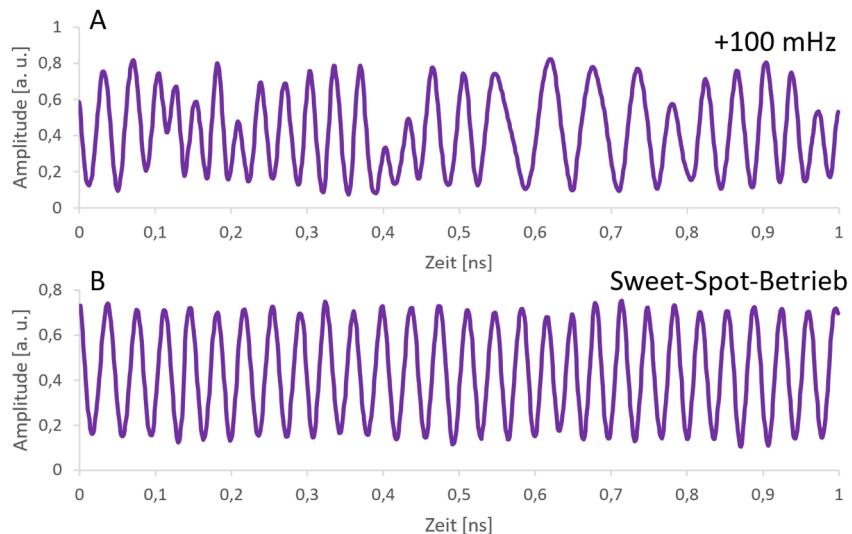


Abbildung 21: Das verringerte Intensitätsrauschen im Sweet-Spot-Betrieb geht mit einem verringerten Phasenrauschen einher. A) Interferenzsignal eines Sweeps mit sich selbst, bei dem die Filterfrequenz um 100 mHz im Vergleich zum Sweet-Spot-Betrieb vergrößert wurde. B) Interferenzsignal eines Sweeps mit sich selbst im Sweet-Spot-Betrieb. Die Daten wurden aus [44] übernommen.

Der in Publikation [44] verwendete Laser entspricht den in dieser Arbeit verwendeten Lasern. An diesen Lasern wurde bisher nur die gemittelte instantane Linienbreite über den gesamten Sweep bestimmt. In dieser Arbeit wird mit einer neuen Methode die instantane Linienbreite bestimmt.

Zuletzt sollen in diesem Kapitel noch die bekannten Zusammenhänge zwischen bereits genannten Parametern und Eigenschaften von FDM-Lasern mit dessen Kohärenzeigenschaften zusammengefasst werden. Im Vergleich zu herkömmlichen durchgestimmten Lasern ist die Phasenstabilität schon deshalb besser, weil alle Wellenlängen im Faserresonator gespeichert sind und mit jedem Umlauf eine Filterung und Verstärkung erfahren. Daher sind aufeinanderfolgende Sweeps ähnlich. Diese Phasenstabilität kann es in herkömmlichen durchgestimmten Lasern nicht geben, da aufeinanderfolgende Sweeps jeweils aus dem ASE-Licht aufgebaut werden [9]. Die maximale Lebensdauer eines Photons im Resonator und damit die Anzahl der Lichtumläufe, die ein Photon im Resonator machen kann, bis es absorbiert wird, hat Einfluss auf die instantane Linienbreite [31]. Die hohe Anzahl der Lichtumläufe im Resonator des FDM-Lasers sorgt für eine starke/häufige Filterung und eine hohe Modenkonkurrenz. Das heißt, dass die Mode, die die höchste Verstärkung erfährt, immer mehr Energie bekommt. Damit wird die instantane optische Bandbreite des FDM-Lasers schmäler als die Filterbandbreite des Fabry-Pérot-Filters. Damit ist die Kohärenzlänge größer und eine höhere Bildgebungstiefe möglich [5]. Eine besonders hohe Anzahl der Lichtumläufe ist im Sweet-Spot-Betrieb möglich. Laut [105] ist der Sweet-Spot-Betrieb mit einer nahezu perfekten Modenkopplung verknüpft. Andersrum ist eine starke Modenkopplung durch extrem geringes Intensitätsrauschen und eine schmale instantane Linienbreite charakterisiert [105].

Die Anzahl der möglichen Umläufe im Resonator bestimmt die Anzahl der Filterungen, die durch die Filterbandbreite und die Fehlanpassung limitiert ist, die wiederum durch die Dispersion verursacht wird. Die maximale Anzahl in einem Resonator mit chromatischer Dispersion ist erreicht, wenn die Verluste im Resonator so groß wie die Lichtverstärkung im Resonator sind. Die Verluste in Abhängigkeit der Wellenlänge werden durch die chromatische Dispersion, die Filterbandbreite, die Filtergeschwindigkeit, die Sweepbandbreite und die Finesse des Filters bestimmt. Die Dispersion ist nicht für alle Wellenlängen gleich und somit auch nicht die Anzahl der Lichtumläufe im Resonator. Auch die Filtergeschwindigkeit ändert sich über den Sweep und ist an den Umkehrpunkten am kleinsten, was eine höhere Anzahl Lichtumläufe erlaubt. Eine höhere Fehlanpassung an den Umkehrpunkten kann wiederum die Anzahl verringern. Eine größere optische Filterbandbreite erhöht die Anzahl der Lichtumläufe. [31]

Eine Fehlanpassung erzeugt die in Abschnitt 2.3.3 vorgestellten Intensitätseinbrüche, die die Modenkopplung verschlechtern, was z. B. durch eine verschlechterte PSF in einer Roll-off-Messung sichtbar wird. Das heißt, dass die Kohärenz, also die feste Phasenbeziehung zwischen verschiedenen Zeitpunkten, abnimmt [50, 108]. Wenn der Laser einen Intensitätseinbruch hat und somit für einen kurzen Moment kein Licht emittiert, hat das Licht nach diesem Intensitätseinbruch mit großer Wahrscheinlichkeit eine optische Phase, die nicht mit der Phase vor dem Intensitätseinbruch korreliert ist. Der Sweet-Spot-Betrieb hingegen sollte über den gesamten Sweep eine stabile optische Phasenbeziehung aufweisen [44]. Der Sweet-Spot-Betrieb entspricht einem stationären Laseroperationsmodus. Das Licht, das den Filter passiert, wird im SOA verstärkt und erreicht dann den Filter, wenn dieser in der gleichen Position steht, um die gleiche longitudinale Mode zu transmittieren. Im Frequenzbereich ergibt sich dadurch eine feste

Phasenbeziehung zwischen den longitudinalen Resonatormoden [5]. Die Phase wird im Sweet-Spot-Betrieb als adiabatisch abgestimmtes Lichtfeld im Fabry-Pérot-Filter gespeichert [44]. Die für den Sweet-Spot-Betrieb nötige genaue Dispersionskompensation verringert also die Anzahl der Intensitätseinbrüche und ist daher ein kritischer Faktor für eine gute Kohärenz. Eine höhere Finesse des Fabry-Pérot-Filters verringert die Transmissionsbandbreite des Filters und auch das Amplituden- und Phasenrauschen. Es wurde gezeigt, dass eine hohe Finesse in der SS-OCT zu einem guten Dynamikbereich über einen größeren Bildbereich führt [50]. In gut dispersionskompensierten FDML-Lasern kann das Intensitätsrauschen fast vollständig unterdrückt werden. Damit ist auch das Phasenrauschen stark reduziert und der Roll-off wird verbessert. Im Vergleich zu nicht dispersionskompensierten FDML-Lasern erlauben sie daher eine deutlich bessere Bildqualität in der OCT und Kohärenzlängen im Meterbereich [19, 44]. Die instantane Linienbreite zeigt an, mit welcher Auflösung spektrale Merkmale identifiziert werden können [9].

In dieser Arbeit wird eine neue Methode zur Bestimmung der instantanen Linienbreite vorgestellt, da die genannten Methoden Nachteile haben. Z. B. erhält man durch die interferometrische Messung der gemittelten Linienbreite Zugang zur Phasendifferenz zwischen den versetzten Sweeps eines einzigen FDML-Lasers. Effekte über viele Lichtumläufe wie die Kohärenzerholung lassen sich damit nicht messen, da diese in beiden überlagerten Lichtanteilen gleich sind. Mit Kohärenzerholung (engl. coherence revival, interference revival) ist gemeint, dass die Interferenzsignalamplitude eines multimodigen Lasers periodische Maxima bei ganzen Vielfachen der Resonatorlänge aufweist [151, 152]. Daher werden in Kapitel 3 und 4 Schwebungsmessungen mit zwei unabhängigen Lasern durchgeführt, die Rückschlüsse auf die Phasenentwicklung in aufeinanderfolgenden Sweeps zulassen.

2.4.4 Schwebungsmessungen mit Echtzeitoszilloskop

Um Zugang zur Phase des Lichtfeldes des FDML-Lasers zu bekommen, werden Schwebungsmessungen durchgeführt. Das entspricht grundsätzlich Methode 5 in Abschnitt 2.4.2. Da das entstehende Schwebungssignal aber eine stark variierende Frequenz hat, gibt eine Fourier-Transformation hier nicht direkt die Linienbreite an. Die Daten müssen anders ausgewertet werden. Das wird am Ende dieses Abschnitts und in Kapitel 3 und 4 anhand der gemessenen Daten erklärt.

Das Licht zweier unabhängiger Laser wird in einem Faserkoppler überlagert, mit einer schnellen Photodiode detektiert und mit einem schnellen Echtzeitoszilloskop aufgenommen. Verwendet wird ein Oszilloskop mit einer Abtastrate von 160 GSa/s. Das heißt, dass 160 Milliarden Datenpunkte pro Sekunde aufgenommen werden. Die maximale analoge Detektionsbandbreite beträgt 63 GHz. Das entspricht der höchsten bestimmbaren Frequenz und ist ein hartes Limit, das durch die Analog-Digital-Umsetzer im Oszilloskop entsteht. Die hohe Geschwindigkeit des Oszilloskops ist hier entscheidend, denn 63 GHz ist mehr als die Transmissionsbandbreite des Fabry-Pérot-Filters, der ein optischer Bandpassfilter ist. Der Filter des FDML-Lasers, der im Experiment aus Kapitel 3 verwendet wird, hat z. B. eine Transmissionsbandbreite von 165 pm. Das entspricht bei 1300 nm einer Frequenzbandbreite von 29 GHz. Der FDML-Laser hat eine unbekannte instantane Linienbreite, die aber maximal so groß ist wie die Transmissionsbandbreite des durchstimmbaren Filters, also 29 GHz. Es wird also mit einer

höheren Bandbreite als die Linienbreite des Lasers gemessen. Zu einem Zeitpunkt können nur Frequenzen den Filter passieren, die sich höchstens um die Transmissionsbandbreite unterscheiden. Phase und Amplitude können sich also aufgrund des Filters nicht beliebig schnell verändern. Die Transmission durch den Fabry-Pérot-Filter entspricht also effektiv einer Tiefpassfilterung von Phasen- und Amplitudenschwankungen des Lichtfeldes und gibt dessen maximale Frequenz vor. Es kann keine schnelleren Phasensprünge geben. Diese Schwankungen beeinflussen die Schwebungsfrequenz, die sich auch maximal um diesen Wert ändern kann. Somit sind alle optischen Phasen- und Amplitudenschwankungen des Lasers langsamer als die Messbandbreite des Echtzeitoszilloskops von 63 GHz und können detektiert werden. 63 GHz ist die maximale messbare Frequenz in den Experimenten in Kapitel 3 und 4, obwohl die Bandbreite der Photodiode mit 50 GHz kleiner ist. Der Unterschied ist, dass die Photodiode Frequenzen, die größer als 50 GHz sind, noch detektieren kann, aber mit abnehmender Amplitude. Das Oszilloskop kann hingegen keine Frequenzen, die größer als 63 GHz sind, messen, wie es auch im Spektrum in Abbildung 31C zu sehen ist. Mit dieser hohen Messbandbreite lassen sich auch die Intensitätseinbrüche messen, die einige 10 ps lang sind und in Abbildung 17 gezeigt wurden.

Das Wort Echtzeit bedeutet üblicherweise, dass ein System zuverlässig in einer gegebenen beziehungsweise bekannten Zeit Ergebnisse produziert und somit die Bearbeitungszeit vorhersagbar ist. Das bedeutet nicht, dass die Datenprozessierung besonders schnell ist, aber es ist sichergestellt, dass die Datenprozessierung ausreichend schnell für die jeweilige Anwendung ist. Hier bezieht sich Echtzeit allerdings auf die Arbeitsweise des Oszilloskops. Das verwendete Oszilloskop mit einer Abtastrate von 160 GSa/s hat eine echte Abtastrate von 160 GSa/s und nimmt mit dieser Abtastrate sequenziell Daten auf. Ein nicht echtzeitfähiges Oszilloskop könnte die gleiche Abtastrate angeben, in Wirklichkeit aber eine kleinere Abtastrate verwenden, um periodische Signale zu erfassen, die letztendlich aber genauso viele Abtastpunkte pro Zeit haben. Dieses Verfahren funktioniert nicht bei nichtperiodischen Signalen wie den Schwebungssignalen, die hier detektiert werden.

Im Folgenden werden Schwebungen vorgestellt, an einfachen Zahlenbeispielen erläutert und veranschaulicht und dann auf die Superposition von elektromagnetischen Feldern von Licht übertragen. Dabei wird zuerst das klassische Schwebungssignal zwischen zwei Wellen mit konstanter Frequenz veranschaulicht. Schwebungssignale, die durch die Überlagerung zweier Wellen entstehen, die keine konstante Frequenz haben, werden daraufhin genauso visualisiert. Eine Schwebung entsteht durch die Überlagerung von zwei Wellen mit unterschiedlichen, aber ähnlichen Frequenzen. Die Frequenz der Schwebung $\nu_{Schwebung}$ entspricht der Differenzfrequenz der beiden überlagerten Wellen mit den Frequenzen ν_1 und ν_2 [153]:

$$\nu_{Schwebung} = |\nu_1 - \nu_2| \quad (21)$$

Die Überlagerung zweier Wellen wird hier durch die Addition zweier harmonischer Schwingungen gezeigt. Eine der Lösungen der Wellengleichung sind harmonische Wellen. Eine Welle ist eine Schwingung, die sich im Raum ausbreitet und kann somit durch drei Raumrichtungen und der Zeit beschrieben werden. Zur Vereinfachung betrachten wir die Welle an einem Ort, der z. B. der Photodiode, also dem Ort der Messung, entspricht. Eine Welle an einem festen Ort wird zu einer Schwingung. Wir beobachten an diesem Ort, wie sich das E-Feld des Lichtes mit der Zeit verändert. Es wird außerdem eine lineare Polarisation angenommen. In

Hinblick auf die später folgenden Experimente ist das eine valide Annahme, da die Polarisation so eingestellt wird, dass die Amplitude der Interferenzmuster maximal wird. Außerdem wird im SOA nur eine Polarisationsrichtung verstärkt. In den Auswertungen der Daten spielt die Polarisierung keine weitere Rolle. Mit diesen Annahmen lassen sich Wellen durch eine einzige Raumrichtung und der Zeit beschreiben.

Eine harmonische Schwingung kann durch eine Sinusfunktion der Form

$$E(t) = A \cdot \sin(2\pi\nu t + \varphi) \quad (22)$$

beschrieben werden. Dabei ist $E(t)$ die Auslenkung oder im Falle von Licht das elektromagnetische Feld in Abhängigkeit von der Zeit t . A ist die Amplitude, ν die Frequenz und φ der Phasenversatz.

Im Folgenden wird dargestellt, wie die Schwebung zwischen zwei Wellen mit konstanter Frequenz entsteht, die einer Addition zweier harmonischer Schwingungen entspricht. Abbildung 22A zeigt dafür zwei Schwingungen über einen Zeitbereich von 100 s, wobei die Frequenz der blauen Welle $\nu_1 = 0,5$ Hz und die der orangen Welle $\nu_2 = 0,45$ Hz beträgt. Die Amplitude A beider Wellen beträgt 1. Der Phasenversatz φ entspricht der Phase zum Zeitpunkt 0 und hat hier den Wert 0. Wenn beide Wellen in einem Diagramm dargestellt werden (Abbildung 22A), sieht man bereits, dass die Phasen beider Wellen in regelmäßigen Abständen einen sehr ähnlichen Verlauf haben. Die Addition der beiden Wellen erzeugt ein neues moduliertes Signal (Abbildung 22B). Die Trägerfrequenz $\nu_{Träger}$ des Signals hat einen konstanten Wert

$$\nu_{Träger} = \frac{\nu_1 + \nu_2}{2}, \quad (23)$$

die dem Mittelwert der einzelnen Frequenzen ν_1 und ν_2 entspricht [154, 155] und in Abbildung 22B in Grün dargestellt ist. Die Frequenz der Einhüllenden $\nu_{Einhüllende}$, die in Abbildung 22B in Rot dargestellt ist, beträgt [154, 155]:

$$\nu_{Einhüllende} = \frac{|\nu_1 - \nu_2|}{2}. \quad (24)$$

Die Schwebungsfrequenz $\nu_{Schwebung}$ entspricht dem Doppelten der Frequenz der Einhüllenden $\nu_{Einhüllende}$ (Formel (21)) und ergibt sich aus dessen Betragsverlauf [154, 155]. Die Trägerfrequenz wird also mit der Schwebungsfrequenz moduliert, die hier im Beispiel 0,05 Hz entspricht. Die maximale Amplitude des Interferenzsignals entspricht der Summe der beiden einzelnen Amplituden.

Alle Informationen über Schwebungen, die hier mit einfachen Zahlenbeispielen erläutert werden, gelten auch für das elektrische Feld von Licht. Nur schwingt das elektrische Feld von Licht mit einer Frequenz von mehreren Hundert Terahertz, also 10^{14} -mal pro Sekunde und kann daher nicht direkt gemessen werden. Die Schwebungsfrequenz hingegen kann im messbaren Bereich liegen. Elektronisch messbare Frequenzen liegen im Bereich bis etwa 100 GHz. Das Schwebungssignal wird mit einer Photodiode detektiert, die ein quadratischer Detektor (square-law photodetector) ist. Der Photostrom der Diode ist proportional zur optischen Intensität, also

dem Quadrat der Amplitude des elektrischen Feldes [156]. Das messbare Signal zum präsentierten Beispiel ist in Abbildung 22C in Rot dargestellt und entspricht dem Quadrat der Einhüllenden. Die Frequenz des messbaren Signals entspricht der Schwebungsfrequenz. Das Beispiel in Abbildung 22 entspricht der Überlagerung zweier monochromatischer Dauerstrichlaser. Aus dem Schwebungssignal können durch eine Fourier-Transformation die enthaltenen Frequenzanteile berechnet werden. Die Fourier-Transformierte entspricht einer Faltung der Spektren der beiden Laser. Die Linienbreite dieses messbaren Schwebungssignals ist ein oberes Limit für die Linienbreite des Laserlichtes beider Laser (Methode 5 in Abschnitt 2.4.2).

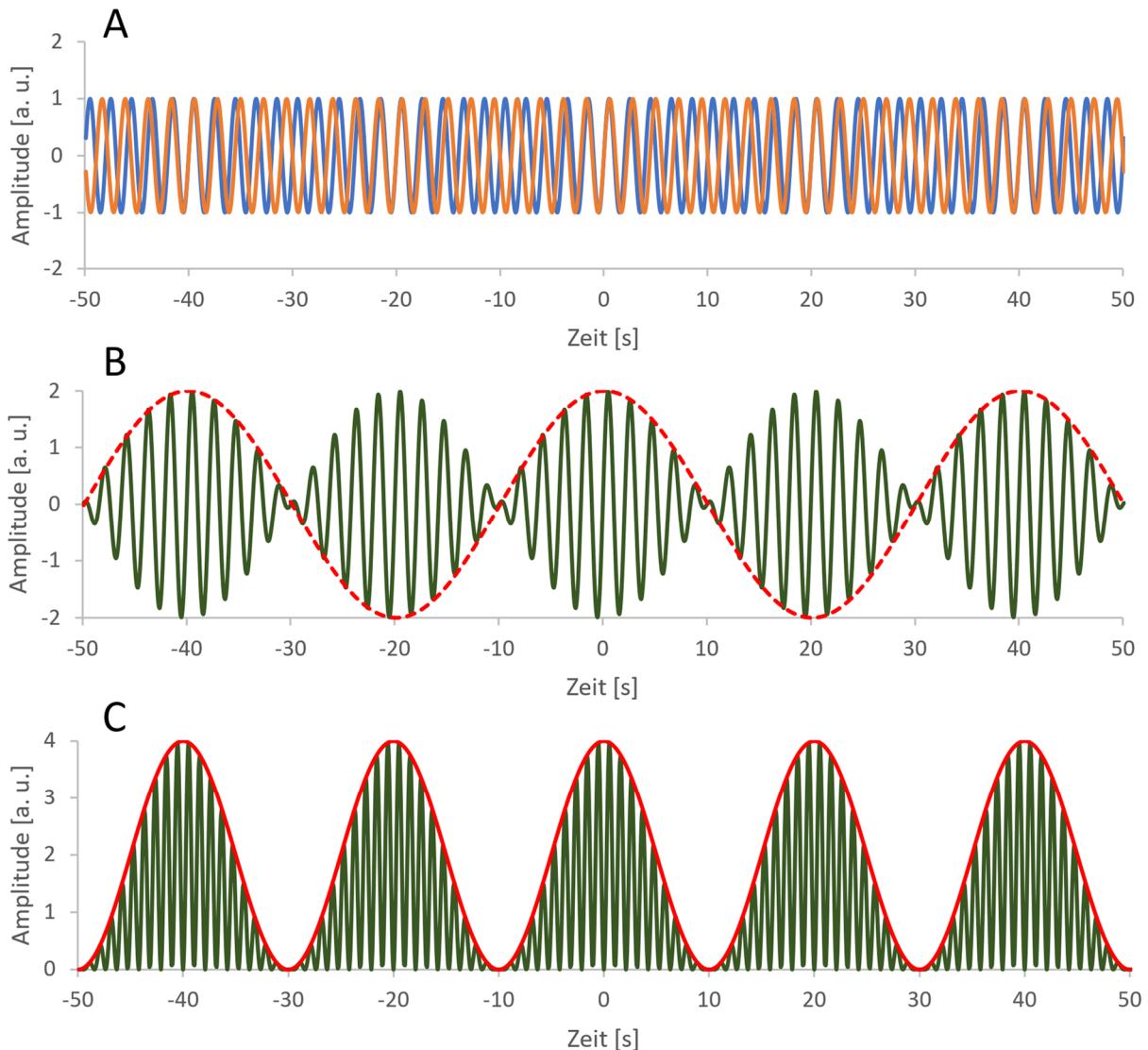


Abbildung 22: Beispiel für die Überlagerung zweier Wellen mit konstanter Frequenz. A) Zwei monochromatische Wellen. Die Frequenz der blauen Welle beträgt 0,5 Hz, die der orangefarbene 0,45 Hz. B) Addition der beiden Wellen (grün) und Einhüllende (rot). C) Quadriertes Trägersignal (grün) und messbares Schwebungssignal (rot), wenn die Frequenzen der beiden Wellen im Terahertzbereich liegen würden.

Wenn eine der Schwingungen nicht harmonisch ist, sondern ihre Frequenz über die Zeit linear ändert, ändert sich auch die Schwebungsfrequenz über die Zeit. Abbildung 23 zeigt ein Beispiel.

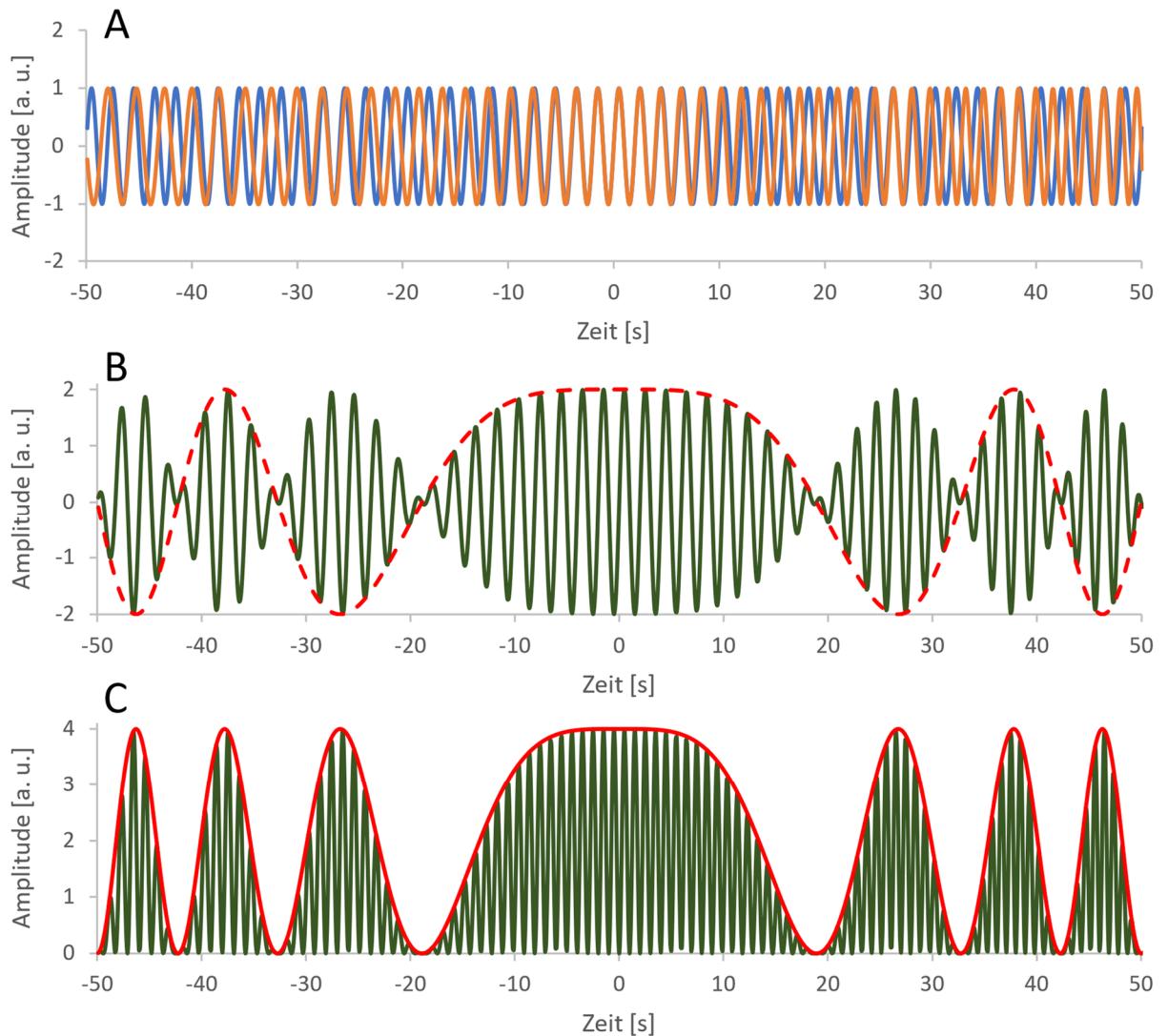


Abbildung 23: Beispiel für die Überlagerung einer Welle mit konstanter Frequenz und einer Welle mit veränderlicher Frequenz. A) Die blaue Schwingung hat eine konstante Frequenz von 0,5 Hz. Die orange Schwingung verändert ihre Frequenz über den Bildbereich linear von 0,43 Hz bis 0,57 Hz. B) Addition der beiden Schwingungen. Die Trägerfrequenz ist in Grün dargestellt, die Einhüllende in Rot. C) Quadriertes Trägersignal (grün) und messbares Schwebungssignal (rot), wenn die Frequenzen der beiden Wellen im Terahertzbereich liegen würden.

Die monochromatische blaue Welle in Abbildung 23A wird wieder durch eine harmonische Schwingung mit der Formel (22) beschrieben. Die orange Schwingung mit veränderlicher Frequenz kann durch die gleiche Formel beschrieben werden, nur ist die Frequenz nicht konstant, sondern zeitabhängig:

$$E(t) = A \cdot \sin(2\pi\nu(t)t + \varphi). \quad (25)$$

Wenn sich die Frequenz $\nu(t)$ linear verändert, lässt sie sich beschreiben durch

$$\nu(t) = \nu_0 + \alpha t, \quad (26)$$

wobei ν_0 die Startfrequenz ist. α beschreibt die Frequenzänderung pro Sekunde.

Im Beispiel in Abbildung 23A hat die blaue Schwingung eine konstante Frequenz von 0,5 Hz. Die orange Schwingung ändert über den Bildbereich von 100 s ihre Frequenz von 0,43 Hz bis 0,57 Hz. Wenn beide Wellen in einem Diagramm dargestellt sind (Abbildung 23A), kann man bereits sehen, dass beide Wellen über die Zeit immer wieder einmal die gleiche Phase haben. Vom Zeitpunkt 0 ausgehend wird der Abstand zwischen den Positionen gleicher Phase in beide Richtungen immer kleiner. Die Addition beider Wellen in Abbildung 23B zeigt die grüne Trägerfrequenz, die mit der Zeit größer wird und die rote Einhüllenden-Frequenz, die wie die Schwebungsfrequenz vom Zeitpunkt 0 aus in beide Richtungen größer wird. Zum Zeitpunkt 0 haben beide Wellen die gleiche Frequenz. Die Schwebungsfrequenz ist 0. Das quadrierte Signal ist in Abbildung 23C zu sehen. Das Beispiel entspricht der Überlagerung eines FDML-Lasers mit einem monochromatischen Dauerstrichlaser. Die messbare Schwebungsfrequenz wird zu beiden Seiten immer größer und ist nicht mehr messbar, sobald sie die analoge Detektionsbandbreite des Messsystems überschreitet.

Die Überlagerung zweier Wellen, die ihre Frequenz mit dem gleichen α linear ändern, ist in Abbildung 24 gezeigt. Beide Wellen vergrößern ihre Frequenz über den Bildbereich um 0,14 Hz, wobei die blaue bei 0,43 Hz und die orange bei 0,48 Hz startet. Schwebung und Einhüllende haben eine konstante Frequenz, wie es in Abbildung 24B zu sehen ist, wo die Differenzfrequenz konstant 0,05 Hz beträgt. Damit befinden sich im dargestellten Bereich fünf Schwebungsperioden. Die Frequenz der roten Einhüllenden ist halb so groß. Die Trägerfrequenz wird mit der Zeit größer, da auch die einzelnen Frequenzen mit der Zeit größer werden (vgl. Formel (23)). Abbildung 24C zeigt das quadrierte Signal. Das Beispiel entspricht der Überlagerung des Lichtes zweier FDML-Laser mit gleicher Sweeprichtung. Gleichzeitig zeigt dieses Beispiel die Funktionsweise der OCT mit durchgestimmten Lasern. Dabei wird das Licht eines Lasers aufgeteilt und mit einem Versatz wieder überlagert. Die resultierende Schwebungsfrequenz gibt Aufschluss über den Wegunterschied.

Wenn die Frequenzen sich in die entgegengesetzte Richtung verändern, sieht das Interferenzsignal ähnlich aus wie das in Abbildung 23. Abbildung 25A zeigt eine blaue Welle, die ihre Frequenz im Bildbereich linear von 0,43 Hz bis 0,57 Hz ändert. Die orange Welle ändert ihre Frequenz von 0,57 Hz bis 0,43 Hz. Die Frequenzen sind zum Zeitpunkt 0 exakt gleich. Im Schwebungssignal werden Differenz- und Einhüllenden-Frequenz in beide Richtungen größer (Abbildung 25B). Die Schwebungsfrequenz ändert sich in diesem Fall noch schneller, weil nicht eine Frequenz konstant ist, sondern sich beide in entgegengesetzte Richtungen verändern. Abbildung 25C zeigt das quadrierte und das messbare Schwebungssignal. Das Beispiel entspricht der Überlagerung zweier FDML-Laser mit unterschiedlicher Sweeprichtung.

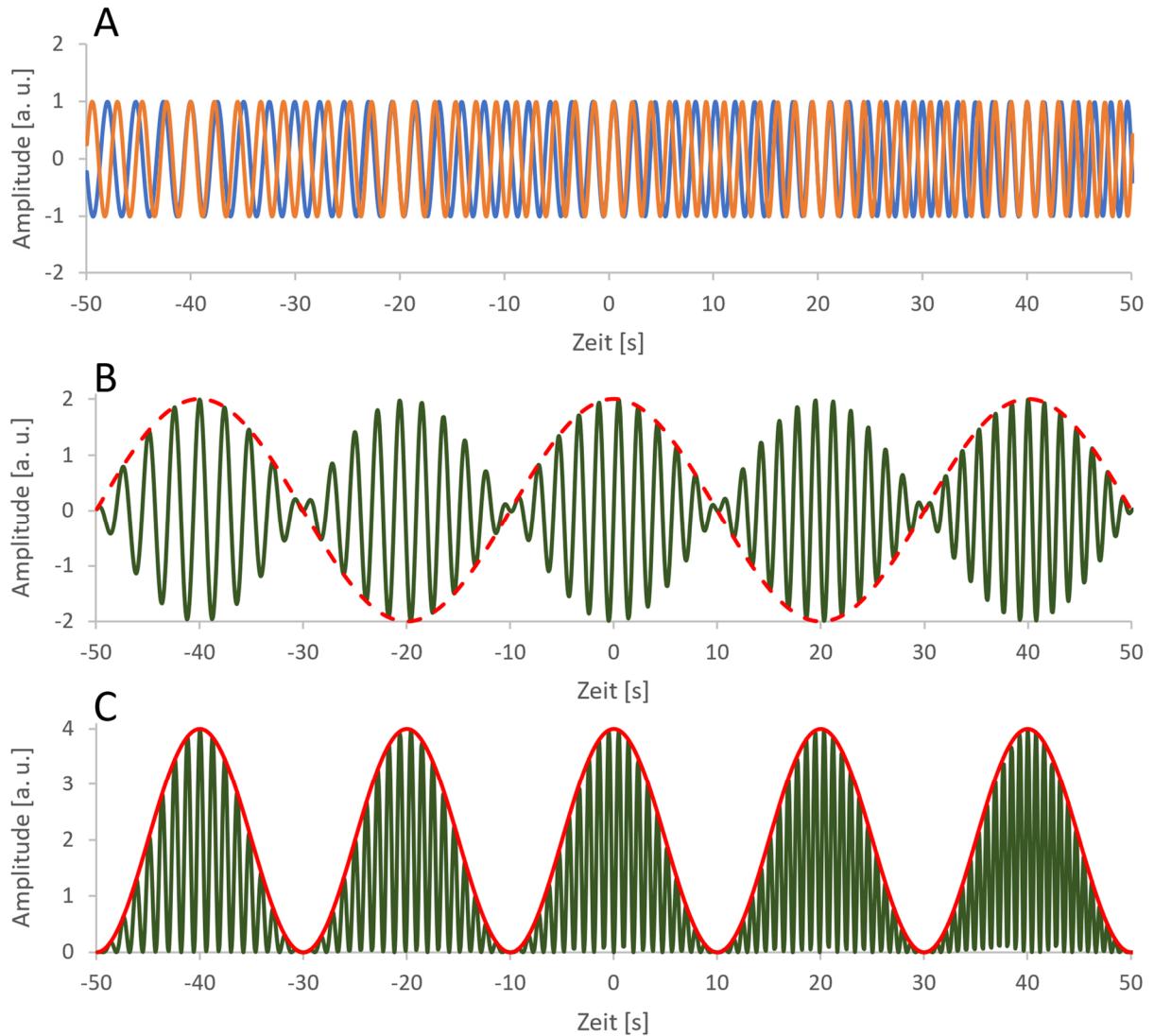


Abbildung 24: Beispiel für die Überlagerung von zwei Wellen, deren Frequenzen linear ansteigen. A) Die blaue Schwingung verändert ihre Frequenz über den Bildbereich linear von 0,43 Hz bis 0,57 Hz, die orange ebenfalls linear von 0,48 Hz bis 0,62 Hz. B) Addition der beiden Schwingungen. Die Trägerfrequenz ist in Grün dargestellt, die Einhüllende in Rot. C) Quadriertes Trägersignal (grün) und messbares Schwebungssignal (rot), wenn die Frequenzen der beiden Wellen im Terahertzbereich liegen würden.

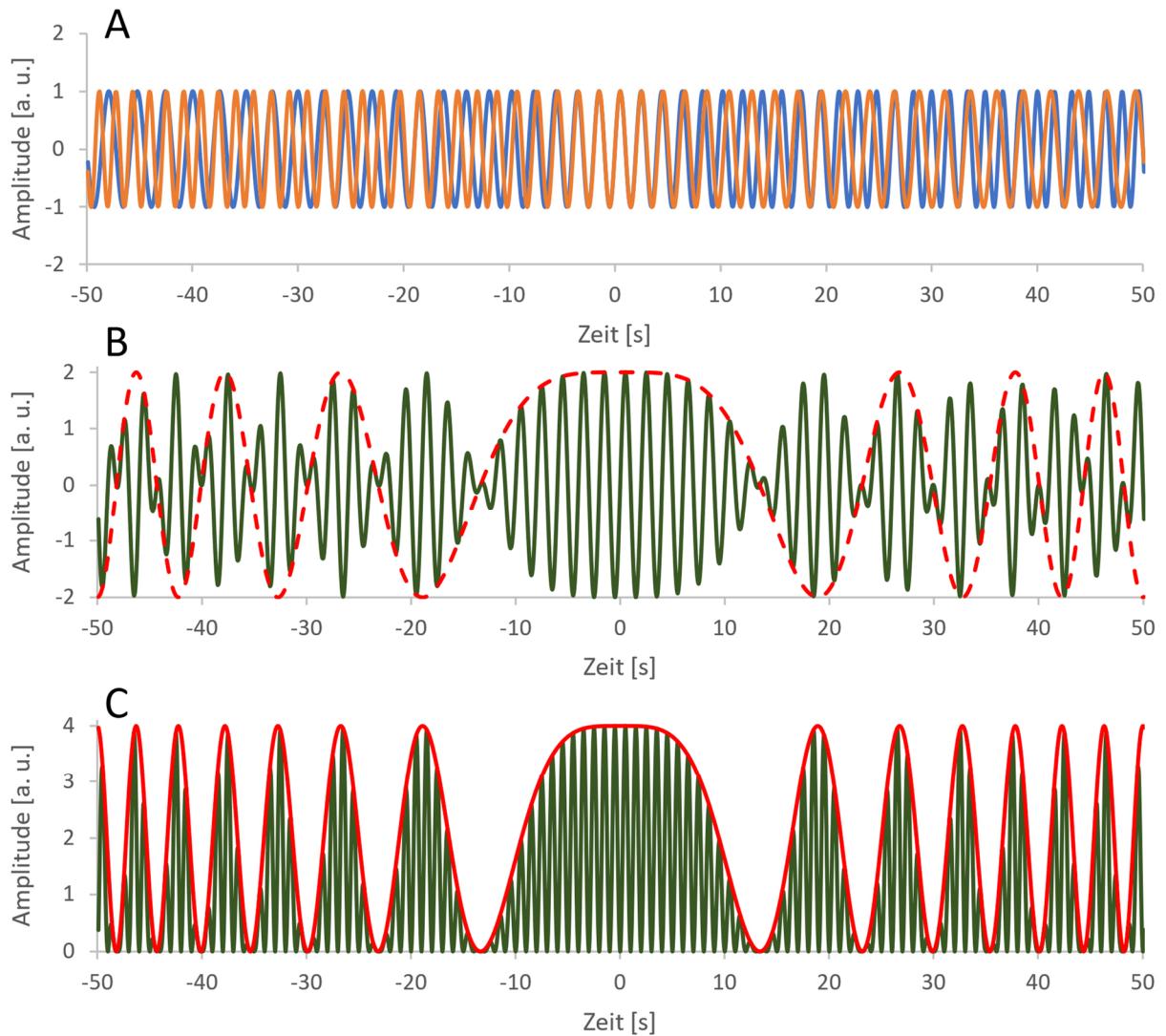


Abbildung 25: Beispiel für die Überlagerung von zwei Wellen, deren Frequenzen linear kleiner beziehungsweise größer werden. A) Die blaue Schwingung verändert ihre Frequenz über den Bildbereich linear von 0,43 Hz bis 0,57 Hz, die orange ebenfalls linear über den gleichen Frequenzbereich, aber in die entgegengesetzte Richtung. B) Addition der beiden Wellen. Die Trägerfrequenz ist in Grün dargestellt, die Einhüllende in Rot. C) Quadriertes Trägersignal (grün) und messbares Schwebungssignal (rot), wenn die Frequenzen der beiden Wellen im Terahertzbereich liegen würden.

In den präsentierten Beispielen wurden vier ideale Fälle der Überlagerung des Lichtes von zwei Lasern vorgestellt, die in den Experimenten in Kapitel 3 und 4 vorkommen. In Wirklichkeit ist das Laserlicht nicht perfekt monochromatisch. Die Phase ändert sich also nicht perfekt sinusförmig. Durchgestimmte Laser ändern auch nicht exakt linear ihre Wellenlänge. Dadurch kommt es zu Fluktuationen in den Schwebungssignalen und die Schwebungsfrequenz ist nicht perfekt konstant oder linear.

Wie können diese Schwebungsmessungen nun aber Aussagen über die Phase des Lichtes machen? Das ist am Beispiel der Überlagerung zwischen einer Welle mit konstanter Frequenz und einer Welle mit linear steigender Frequenz in Abbildung 26 zu sehen, wo nur die quadrierten und messbaren Schwebungssignale gezeigt sind.

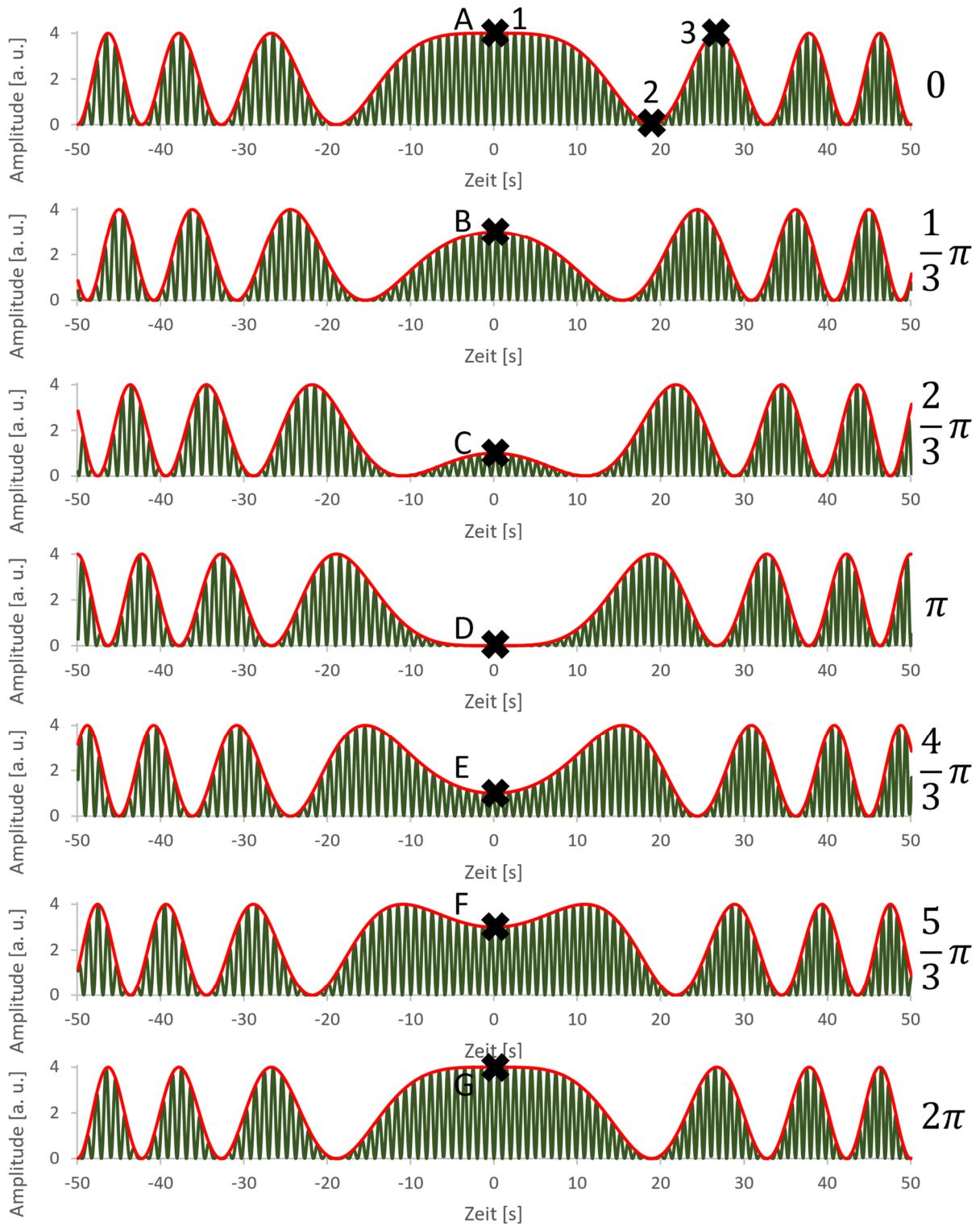


Abbildung 26: Quadriertes Interferenzsignal zwischen einer Welle mit konstanter Frequenz und einer Welle mit linear steigender Frequenz mit unterschiedlichen Phasenversätzen φ (rechts). Die Trägerfrequenz ist in Grün dargestellt, die messbare Schwebung in Rot.

Wie bereits erklärt wurde, werden beide Wellen durch eine Sinusfunktion beschrieben. Wenn beide Wellen keinen Phasenversatz φ haben ($\varphi = 0$ in Abbildung 26), haben die beiden einzelnen Wellen zum Zeitpunkt 0 einen Wert von 0 (vgl. Abbildung 23A). Da die Frequenzen sehr ähnlich

sind, ist der Phasenverlauf beider Wellen nahe dem Nullpunkt nahezu gleich und die Addition beider Wellen erzeugt dort ein maximales Schwebungssignal (Punkt 1 in Abbildung 26). Mit der Zeit wird der Wert des Schwebungssignals kleiner, bis zu einem Zeitpunkt, an dem eine der Wellen einen Vorsprung von π gegenüber der anderen Welle hat und das messbare Schwebungssignal 0 ist, weil beide Wellen destruktiv interferieren (Punkt 2 in Abbildung 26). Das Schwebungssignal hat seine Phase dabei auch um π verändert. Wenn das Schwebungssignal erneut ein Maximum erreicht (Punkt 3 in Abbildung 26), sind die beiden Wellen wieder in Phase und die Welle mit der größeren Frequenz hat einen Phasenvorsprung von 2π . Da die Differenzfrequenz beider Wellen vom Nullpunkt aus in beide Richtungen immer größer wird, wechseln sich Maximum und Minimum immer schneller ab.

Für alle Schwebungssignale gilt also, dass das Schwebungssignal genau dann eine komplette Periode von 2π durchlaufen hat, wenn das E-Feld eines Lasers $n \in \mathbb{N}$ Perioden durchlaufen hat und das E-Feld des zweiten Lasers $n + 1$ Perioden durchlaufen hat. Wie groß n ist, hängt von den jeweiligen Frequenzen ab. Schwebungsmessungen zeigen also die Phasendifferenz zwischen zwei Wellen an und die Höhe der Kurve beschreibt eindeutig die Phasenlage der beiden Lichtfelder zueinander.

Ein durchgestimmter Laser stimmt seine Wellenlänge immer wieder über einen bestimmten Bereich ab. Bei der Überlagerung mit einem Dauerstrichlaser gibt es jeweils ein Schwebungssignal pro Sweep. Dadurch geben die Schwebungssignale auch Informationen über die Veränderung des Phasenversatzes mit jedem neuen Sweep. Dazu betrachtet man einen Punkt eines Schwebungssignals, z. B. den Punkt, an dem beide Lichtfelder die gleiche Frequenz haben (Punkt A in Abbildung 26) und vergleicht diesen mit dem Wert an der gleichen Position in den folgenden Schwebungssignalen (Punkte A bis G in Abbildung 26). Von einem zum nächsten Sweep steigt der Phasenversatz hier jeweils um $\pi/3$. Die Amplitude an der Vergleichsposition verändert sich dabei. Sie wird erst kleiner und dann wieder größer, bis der Phasenversatz 2π beträgt und das Signal genauso aussieht wie bei einem Phasenversatz von 0. Der Phasenversatz wird nur als Rest einer Division mit 2π sichtbar. Die Amplitude des Schwebungssignals verändert sich ebenso sinusförmig wie der Phasenversatz der beiden Lichtfelder. Die Höhe der Kurve beschreibt also auch über aufeinanderfolgende Schwebungssignale eindeutig die Phasenlage der beiden Lichtfelder zueinander.

Mit dieser Methode der Schwebungsmessungen und Detektion mit einem Echtzeitoszilloskop ist es also möglich, einen direkten Zugang zur Phasendifferenz der überlagerten Lichtfelder zweier Laser zu erlangen. Daraus können Informationen über die Phasenänderung, die Träger-Einhüllenden-Frequenz und die instantane Linienbreite des FDML-Lasers gewonnen werden, wie in den folgenden beiden Kapiteln anhand der experimentellen Daten beschrieben wird.

3. ÜBERLAGERUNG VON DAUERSTRICH- UND FDML-LASER

In diesem Kapitel wird ein Experiment vorgestellt, in dem das Licht eines Dauerstrichlasers mit dem eines FDML-Lasers überlagert wird. Es werden der Aufbau beider Laser, der gesamte experimentelle Aufbau und die Datengrundlage vorgestellt. Es werden verschiedene Auswertungsmethoden präsentiert, diese auf die Daten angewandt und Rückschlüsse auf die Kohärenzeigenschaften des FDML-Lasers gezogen. Teile der hier vorgestellten Ergebnisse wurden bereits veröffentlicht [157-159].

3.1 Zielsetzung

Ziel des Experiments ist die Untersuchung des Phasenverhaltens des Lichtfeldes eines FDML-Lasers, um Kohärenzeffekte zwischen aufeinanderfolgenden Sweeps zu erkennen. Es soll also herausgefunden werden, wie das Lichtfeld sich von einem Umlauf im Laserresonator bis zum nächsten Umlauf verändert. Dabei wird ausgenutzt, dass die Überlagerung eines Lasers mit einem anderen, der eine geringere Linienbreite hat, Rückschlüsse auf die unbekannte Linienbreite zulässt, wie es in Abschnitt 2.4.2 in Methode 5 erklärt wurde. Die Linienbreite des schmalbandigen Dauerstrichlasers beträgt wenige Zehn Kilohertz während einer Messung, teilweise ist sie auch kleiner als 10 kHz. Der FDML-Laser hat eine unbekannte Linienbreite, die maximal so groß ist wie die Transmissionsbandbreite des durchstimmbaren Filters, also 29 GHz. Die Überlagerung eines schmalbandigen Dauerstrichlasers mit dem FDML-Laser erzeugt ein Schwebungssignal, wie in Abschnitt 2.4.4 gezeigt wurde. Daraus lassen sich Rückschlüsse auf die Phasenbeziehung der Moden innerhalb eines Sweeps und über aufeinanderfolgende Sweeps ziehen, auch wenn die exakte Phase des Dauerstrichlasers nicht bekannt ist. Mit der analogen Detektionsbandbreite von 63 GHz können alle Amplituden- und Phasenschwankungen des FDML-Lasers detektiert werden.

3.2 Experimenteller Aufbau

Die wichtigsten Bestandteile dieses Experiments sind zwei Dauerstrichlaser, ein FDML-Laser und der interferometrische Aufbau, um das Licht dieser Laser zu überlagern. Diese Bestandteile werden in den nächsten Abschnitten vorgestellt.

3.2.1 Dauerstrichlaser

Die beiden baugleichen Dauerstrichlaser bestehen jeweils aus einem optischen Halbleiterverstärker mit einer Zentralwellenlänge von 1300 nm (BOA1132, Thorlabs) und einem optischen Isolator, die durch polarisationserhaltende Glasfasern miteinander verbunden sind. Eine Freistrahlstrecke mit einem nahegelegenen Gitter (GTI25-03A, Thorlabs) dient der Auswahl der Wellenlänge. Ein Teil des Lichtes wird in einem Faserkoppler für die Anwendung ausgekoppelt. Der Aufbau ist in Abbildung 27 zu sehen. Die Laser werden im Dauerstrichmodus betrieben. Während einer Messung ist die Wellenlänge also immer konstant. Für verschiedene Messungen kann sie verändert werden. Die Wellenlänge kann von ca. 1240 nm bis 1380 nm eingestellt werden, indem das Gitter mittels eines Schrittmotors gedreht wird. Das am Gitter gebeugte Licht

wird mithilfe eines Kollimators wieder in die Glasfaser eingekoppelt. Der Faserresonator ist etwa 8 m lang. Die resonanten Moden haben dann mit Formel (5) einen Abstand von ca. 25 MHz.

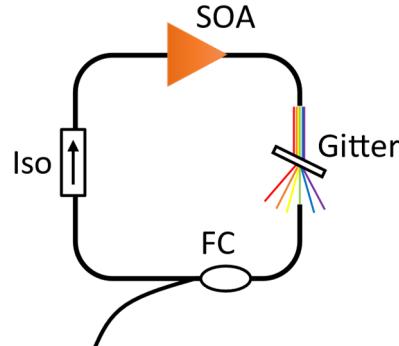


Abbildung 27: Die Bestandteile der Dauerstrichlaser sind ein Faserresonator mit einem optischen Halbleiterverstärker (SOA), einem optischen Isolator (Iso), einem Faserkoppler (FC), durch den Teile des Lichtes ausgekoppelt werden und einem drehbaren Gitter, durch das die Wellenlänge im Laser eingestellt wird.

Durch die Überlagerung des Lichtes der beiden Dauerstrichlaser wird deren Stabilität und Linienbreite überwacht, wie es in Methode 5 in Abschnitt 2.4.2 und in Abschnitt 2.4.4 erklärt wurde. Während der experimentellen Durchführung werden die Wellenlängen der beiden Laser so eingestellt, dass sie eine Wellenlängendifferenz von ca. 50 pm haben, wie es in Abbildung 28A zu sehen ist. Dadurch entsteht ein Schwebungssignal mit einer Frequenz von etwa 10 GHz, das im Hochfrequenzspektrum sichtbar ist (Abbildung 28B und C) und dessen Linienbreite als FWHM bestimmt wird.

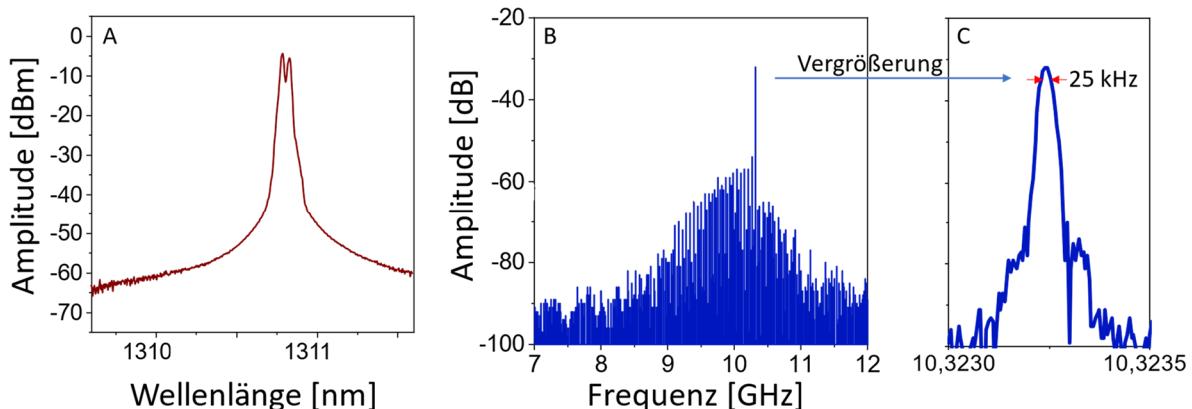


Abbildung 28: Überlagerung des Lichtes der beiden Dauerstrichlaser. A) Optisches Spektrum der überlagerten Dauerstrichlaser. Die Wellenlänge beider Laser unterscheidet sich dabei geringfügig. B) Hochfrequenzspektrum der überlagerten Dauerstrichlaser. Das messbare Schwebungssignal hat eine Frequenz von etwa 10,3 GHz. C) Vergrößerung des Peaks im Hochfrequenzspektrum und FWHM.

Die optischen Spektren werden mit einem OSA (AQ6370, Yokogawa) gemessen und ihr Interferenzsignal mit einer Photodiode (Discovery Semiconductors DSC20H, 35 GHz) und dem Echtzeitoszilloskop detektiert. 10 GHz wurden gewählt, weil die Frequenz einerseits deutlich unter der maximal messbaren Frequenz des Oszilloskops liegt und das Signal somit dicht abgetastet werden kann. Andererseits liegen die Maxima der beiden optischen Spektren weit

genug auseinander, sodass man am OSA leicht feststellen kann, welcher Laser die größere oder kleinere Wellenlänge hat. Wenn beide Laser während der Messung keine Modensprünge aufweisen, hat das Hochfrequenzspektrum dieses Schwebungssignals einen schmalen hohen Peak. Es wird die 3 dB-Breite des Peaks bestimmt (Abbildung 28C). Nur wenn diese kurzzeitige Linienbreite während einer Messung kleiner als 30 kHz ist, werden die Schwebungsmessungen zwischen Dauerstrich- und FDML-Laser ausgewertet, andernfalls werden sie verworfen. Teilweise beträgt die kurzzeitige Linienbreite der Dauerstrichlaser sogar weniger als 10 kHz während einer Messung. Die Linienbreite des Schwebungssignals der beiden Dauerstrichlaser entspricht nicht der genauen Linienbreite der Laser, sondern einem oberen Grenzwert. Die Linienbreite eines einzelnen Lasers kann auch kleiner sein (vgl. Methode 4 und 5 in Abschnitt 2.4.2).

Eine Linienbreite von 10 kHz entspricht bei 1300 nm einer Wellenlängenungenauigkeit von $5,6 \cdot 10^{-8}$ nm. Da die genaue spektrale Form des Dauerstrichlasers nicht bekannt ist, wird die Kohärenzlänge mit Formel (18) abgeschätzt. Sie beträgt 30 km. In der dazugehörigen Kohärenzzeit von 100 μ s werden im FDML-Laser mehr als 40 Sweeps erzeugt.

Die Dauerstrichlaser wurden im Rahmen einer studentischen Arbeit von Dominic Kastner in der Arbeitsgruppe Huber gebaut. Weitere Details können in [160] und [161] nachgelesen werden.

3.2.2 FDML-Laser

Der in der Arbeitsgruppe gebaute, temperaturstabilisierte FDML-Laser besteht aus einem optischen Halbleiterverstärker (BOA1132S, Thorlabs), einem selbstgebauten faserbasierten durchstimmbaren optischen Fabry-Pérot-Bandpassfilter und einem faserbasierten Resonator, wie es in Abbildung 18 gezeigt ist. Der verwendete SOA hat eine Zentralwellenlänge von etwa 1300 nm und eine 3 dB-Bandbreite von etwa 87 nm [162]. Im Laserbetrieb können aber auch Wellenlängen außerhalb dieses Bereichs verstärkt werden. Der FDML-Laser wird typischerweise mit einer Bandbreite von 120 nm betrieben. Das Spektrum des FDML-Lasers wird mithilfe eines OSA eingestellt und überwacht (86142A, Hewlett Packard). Abbildung 29 zeigt beispielhaft das Spektrum des FDML-Lasers bei einer Bandbreite von 80 nm. Für die hier vorgestellten Messungen werden verschiedene Bandbreiten verwendet. Eine geringere Bandbreite verlängert das messbare Schwebungssignal und erhöht somit die Informationsdichte einer Messung.

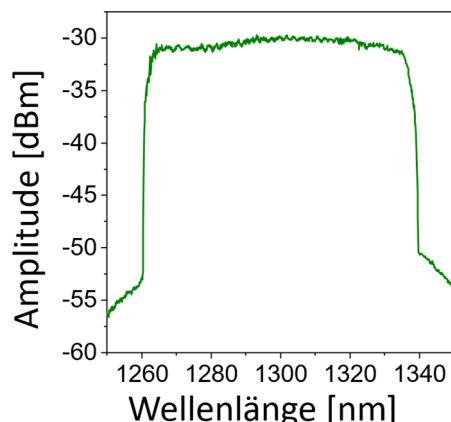


Abbildung 29: Beispielhaftes Spektrum des FDML-Lasers mit einer optischen Bandbreite von 80 nm.

Der Faserresonator besteht aus etwa 367,3 m HI1060-, 1 m LEAF- und 117,8 m SMF28-Glasfaser. Die Gesamtlänge beträgt 486,1 m. Die Verwendung von HI1060-Faser führt zu einer monotonen Dispersion im Faserresonator. So kann die Dispersion einfach mit einem einzigen maßgefertigten CFBG kompensiert werden [19]. Die Filterfrequenz beträgt etwa 411,4 kHz. Die Zentralwellenlänge während der Messungen ist 1290 nm. Die relative Einschaltdauer des Lasers für diese Messungen ist 40 %. Es werden Rückwärtssweeps erzeugt. Das Signal aus dem FDML-Laser wird für die Schwebungsmessungen nicht weiter verstärkt. Wie in Abschnitt 2.3.3 beschrieben wurde, wird die Filterfrequenz geregelt, sodass der Sweet-Spot-Betrieb aufrechterhalten wird.

Die Transmissionsbandbreite $\delta\nu$ des Fabry-Pérot-Filters ist 165 pm. Bei 1300 nm entspricht das 29 GHz. Der FSR, der mit einem optischen Spektrumanalysator bestimmt werden kann, beträgt bei 1300 nm etwa 130 nm oder 23 THz. Die Resonatorlänge des Fabry-Pérot-Filters beträgt dann mit Formel (5) 6,5 μ m. Daraus ergibt sich mit Formel (10) eine Finesse von 793. Die Reflektivität der Spiegel beträgt dann nach Formel (11) 99,6 %. Im gesamten langen Faserresonator haben die resonanten Moden einen FSR von 411,4 kHz, der im Idealfall ohne Temperaturschwankungen seine Länge nicht ändert. In einem Sweepbereich von 1230 nm bis 1350 nm erfüllen somit ca. 53 Millionen Moden die Resonanzbedingung des langen Faserresonators. Innerhalb der Halbwertsbreite des Fabry-Pérot-Filters von 29 GHz sind das ca. 70.000 Moden, die an jeder Filterposition transmittiert werden. Um einmal im Fabry-Pérot-Filter umzulaufen, benötigt das Licht 43 fs. Licht, das die Resonanzbedingung erfüllt, erfährt eine Verzögerung von 34 ps im Fabry-Pérot-Filter.

3.2.3 Versuchsaufbau für Schwebungsmessungen

Zur Überlagerung des Lichtes der Laser wird ein Versuchsaufbau realisiert, der in Abbildung 30 gezeigt ist. Der Kern des Experiments ist die Überlagerung des Lichtes von einem Dauerstrichlaser mit dem Licht des FDML-Lasers und ist in Rot dargestellt. Das Schwebungssignal wird mit einer schnellen Photodiode PD 2 (Finisar XPDV2320R, 50 GHz, 3dB Roll-off) detektiert und mit einem schnellen 63 GHz-Echtzeitoszilloskop (DSOZ634A Infinium, Keysight) aufgezeichnet.

Zusätzlich wird das Licht der beiden Dauerstrichlaser in einem Faserkoppler überlagert, um die Linienbreite der beiden Dauerstrichlaser zu überwachen und somit einen stabilen, modensprungfreien Betrieb beider Dauerstrichlaser während der Messung zu gewährleisten. Diese Überlagerung erzeugt ein zweites Schwebungssignal. Das zeitliche Schwebungssignal wird mit einer Photodiode PD 1 (Discovery Semiconductors DSC20H, 35 GHz) detektiert und mit dem schnellen Echtzeitoszilloskop aufgenommen. Dieses Signal wird direkt Fourier-transformiert und das Hochfrequenzspektrum angezeigt, um eine obere Grenze für die tatsächliche Linienbreite beider Dauerstrichlaser abzuschätzen. Nur Messungen, bei denen dieses zweite Schwebungssignal einen schmalen, hohen Peak und somit eine schmale Linienbreite aufweist, werden für die Analyse des FDML-Lasers verwendet. Nur dann kann davon ausgegangen werden, dass die Dauerstrichlaser keine Modensprünge und somit eine ausreichend schmale Linienbreite haben, um Schwankungen der Linienbreite des FDML-Lasers zu sehen.

Um die Wellenlänge der Dauerstrichlaser einzustellen und damit eine bestimmte Schwebungsfrequenz zu erzeugen, werden deren optische Spektren mit einem optischen Spektrumanalysator (AQ6370, Yokogawa) erfasst.

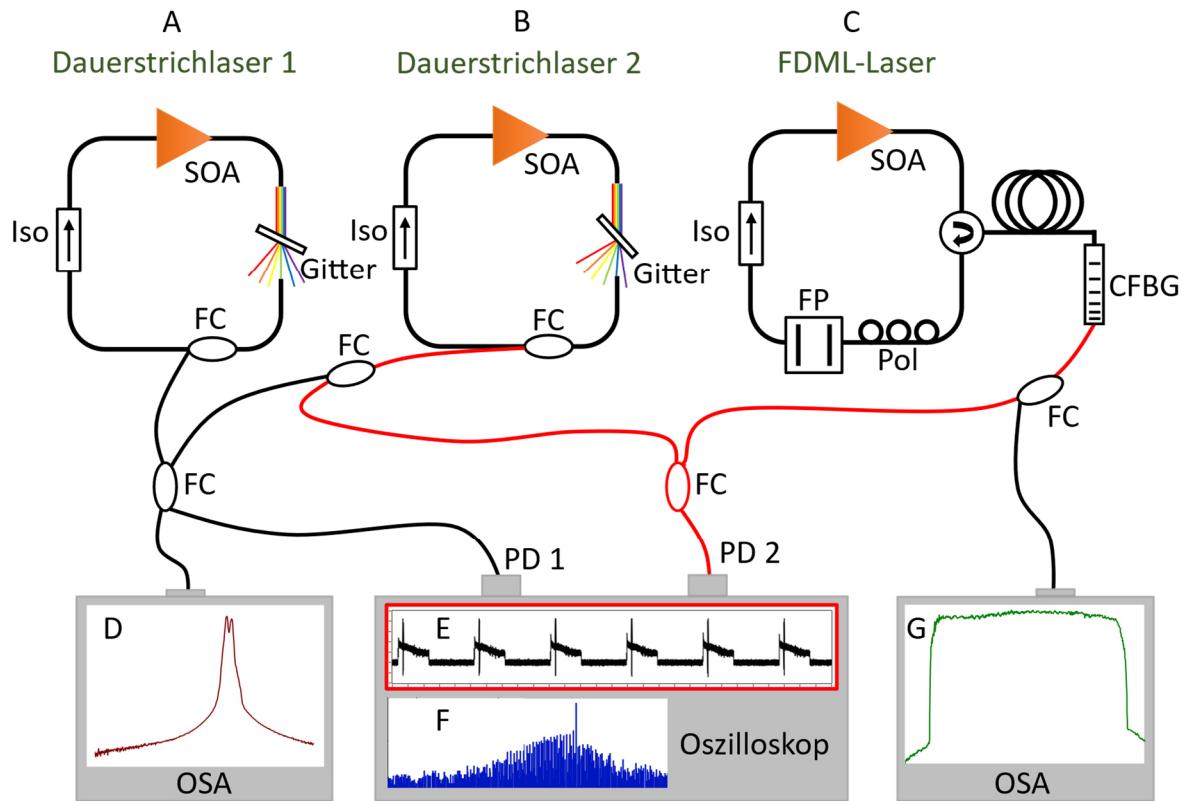


Abbildung 30: Versuchsaufbau für die Schwebungsmessungen zwischen Dauerstrich- und FDML-Laser. A) Erster Dauerstrichlaser. B) Zweiter Dauerstrichlaser. C) FDML-Laser. D) Optisches Spektrum beider Dauerstrichlaser. E) Schwebungssignal zwischen Dauerstrich- und FDML-Laser. F) Hochfrequenzspektrum des Schwebungssignals zwischen beiden Dauerstrichlasern. G) Optisches Spektrum des FDML-Lasers. SOA = optischer Halbleiterverstärker, Iso = optischer Isolator, PC = Polarisationssteller, FP = Fabry-Pérot-Filter, CFBG = gechirptes Faser-Bragg-Gitter, FC = Faserkoppler, PD = Photodiode, OSA = optischer Spektrumanalysator.

3.3 Auswertungsmethoden, Ergebnisse und Diskussion

In diesem Abschnitt wird die Datengrundlage vorgestellt. Außerdem werden verschiedene Auswertungsmethoden präsentiert und deren Ergebnisse gezeigt und aus Gründen der Verständlichkeit direkt diskutiert. Die Daten wurden mit LabVIEW 2017 (National Instruments) ausgewertet. Teile der verwendeten Programme für dieses Kapitel und Kapitel 4 wurden von Dominic Kastner, Tom Pfeiffer und Wolfgang Draxinger geschrieben.

3.3.1 Datengrundlage

Die Datensätze bestehen aus zwei Messwertreihen von jeweils 32 Millionen Datenpunkten, die mit einer Abtastrate von 160 GSa/s aufgenommen wurden. Sie sind jeweils 200 μ s lang. Die erste Messreihe beschreibt die Entwicklung der Intensität am ersten Photodetektor, also die Intensität der Überlagerung beider Dauerstrichlaser. Eine komplette Messreihe ist in Abbildung 31A dargestellt. Durch die lange Messung kann man das Schwebungssignal (vgl. Abbildung 22) erst erkennen, wenn ein Abschnitt vergrößert wird, wie in Abbildung 31B.

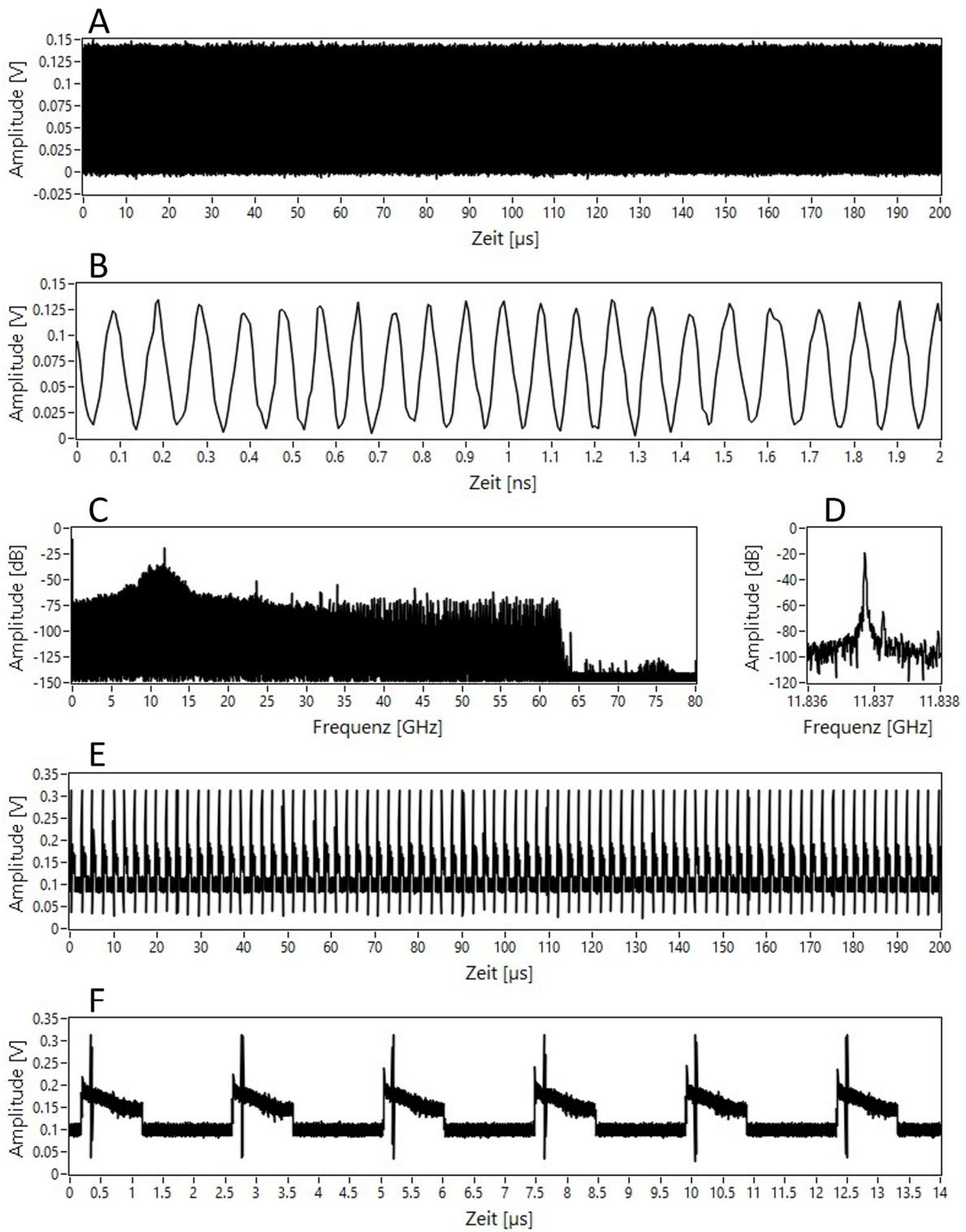


Abbildung 31: Datengrundlage. A) Komplette Messreihe der Überlagerung beider Dauerstrichlaser. B) Vergrößerter Abschnitt dieses Schwebungssignals. C) Spektrum des Schwebungssignals aus A. D) Vergrößerung des spektralen Abschnitts, der die Schwebungsfrequenz zwischen beiden Dauerstrichlasern enthält. E) Vollständige Messreihe der Überlagerung von FDM- und Dauerstrichlaser. F) Vergrößerter Abschnitt aus E.

Zusätzlich wurde das Hochfrequenzspektrum, das aus dieser Messreihe berechnet wurde, gespeichert. Ein komplettes Spektrum ist in Abbildung 31C zu sehen. Die maximale Frequenz von 80 GHz ergibt sich aus der Abtastrate von 160 GSa/s. Aufgrund der analogen Detektionsbandbreite des Oszilloskops sind nur Frequenzen bis 63 GHz auflösbar, was am deutlichen Abfall der Amplitude bei größeren Frequenzen sichtbar ist. Die Frequenzkomponente mit der maximalen Amplitude, wobei der Gleichteil beim Nullpunkt außer Acht gelassen wird, entspricht der Schwebungsfrequenz der beiden Dauerstrichlaser und ist in Abbildung 31D gezeigt.

Die zweite Messreihe beschreibt die Entwicklung der Intensität am zweiten Photodetektor, also die Intensität der Überlagerung von FDML-Laser und einem Dauerstrichlaser. Ein kompletter Datensatz ist in Abbildung 31E dargestellt. Die Vergrößerung eines Abschnitts in Abbildung 31F zeigt sechs Sweeps des FDML-Lasers. Die Intensität des Dauerstrichlasers entspricht dem Versatz von der Nulllinie, wenn der FDML-Laser ausgeschaltet ist. Das Signal des Dauerstrichlasers mit einer Amplitude von 0,1 V wird von den 1 μ s langen Sweeps des FDML-Lasers überlagert. Eine kurze Intensitätsspitze auf jedem FDML-Sweep zeigt, wo die Frequenzen von FDML- und Dauerstrichlaser sehr ähnlich oder gleich sind. Das deutlich sichtbare Schwebungssignal auf jedem Sweep tritt immer dann auf, wenn die Differenzfrequenz beider Laser kleiner als die analoge Detektionsbandbreite des Oszilloskops ist. Während die erste Messreihe nur zur Überwachung der Dauerstrichlaser dient, lässt die zweite Messreihe Rückschlüsse auf den FDML-Laser zu und wird im Folgenden näher untersucht.

Innerhalb einer Messreihe lassen nur die Schwebungssignale Rückschlüsse auf die Phase des FDML-Lasers zu. Schwebungssignale nehmen aber nur einen kleinen Bereich des gesamten Sweeps ein, wie in Abbildung 32B zu sehen ist. Das kurze Schwebungssignal ist in Abbildung 32C vergrößert dargestellt. Innerhalb eines Schwebungssignals nähert sich die Frequenz des FDML-Lasers der Frequenz des Dauerstrichlasers an. Die Frequenzdifferenz wird kleiner, bis beide Frequenzen gleich sind. Dann wird der Frequenzunterschied größer (vgl. Abbildung 23). Dieser Zyklus wiederholt sich in jedem Sweep des FDML-Lasers. Ein Schwebungssignal ist dann messbar, wenn der Betrag der Differenzfrequenz der beiden Laser kleiner ist als die Detektionsbandbreite des Messsystems, die hier 63 GHz beträgt. Das entspricht einer spektralen Bandbreite von $\pm 0,35$ nm und ergibt ein Schwebungssignal, das 0,7 nm des FDML-Sweeps abdeckt. Um aufeinanderfolgende Sweeps (Abbildung 32A) vergleichen zu können, werden die Schwebungssignale der Sweeps etwa alle 2,4 μ s ausgeschnitten und überlagert (Abbildung 32D). Das entspricht dem Kehrwert der FDML-Wiederholrate von 411 kHz. Die exakte Frequenz zum Auseinanderschneiden der Messreihe wird so gewählt, dass die Mittelpunkte der Schwebungssignale, die man als Symmetriearchse bezeichnen könnte, für alle Sweeps an derselben Stelle liegen. Dort haben FDML- und Dauerstrichlaser dieselbe Frequenz. In Abbildung 32E liegt sie bei etwa 167,4 ns.

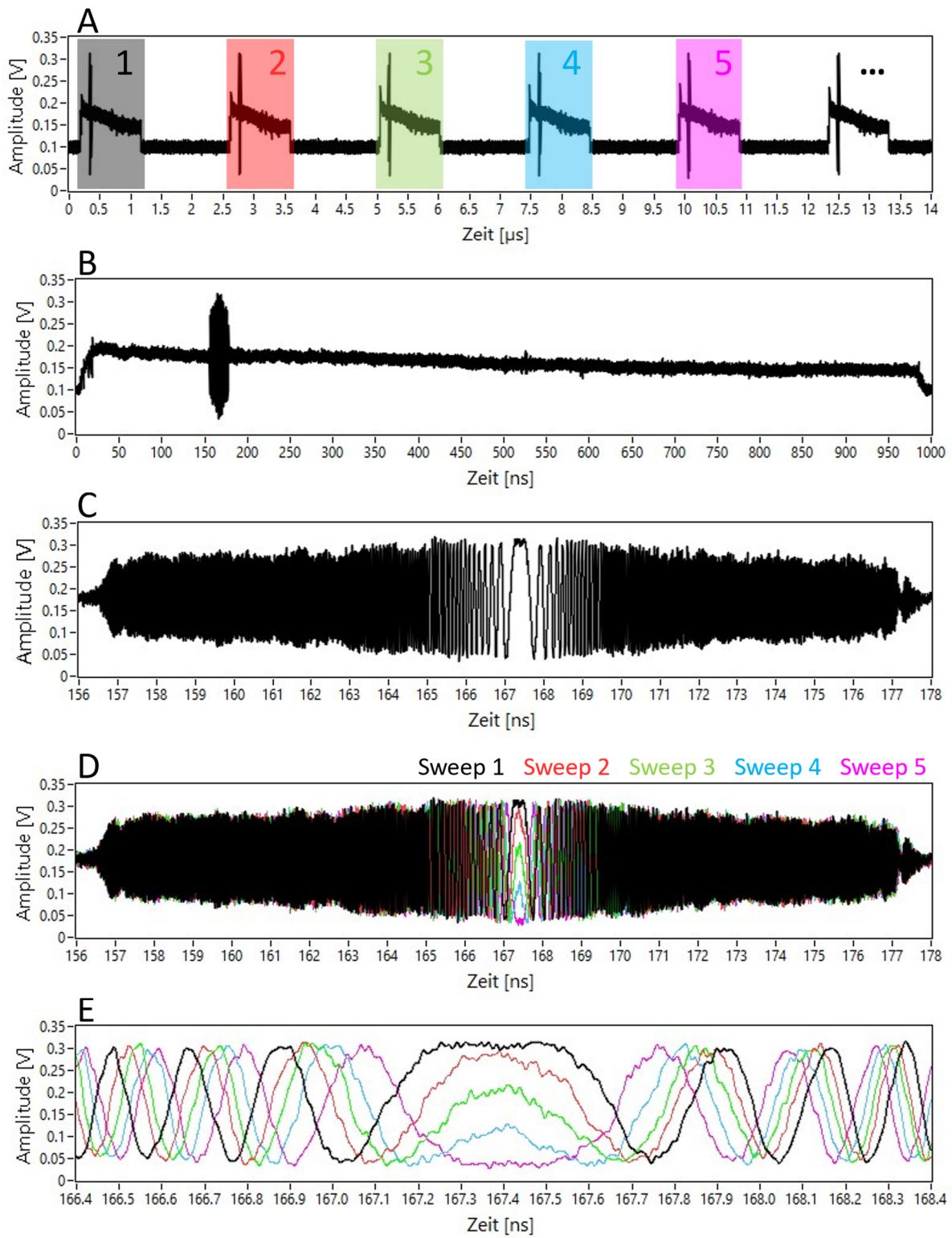


Abbildung 32: Aufeinanderfolgende Sweeps und vergrößerte Schwebungssignale. A) Sechs aufeinanderfolgende Sweeps mit Schwebungssignalen. B) Vergrößerung des ersten Sweeps mit Schwebungssignal. C) Vergrößerung des Schwebungssignals. D) Überlagerung der ersten fünf Schwebungssignale. E) Vergrößerung der überlagerten Schwebungssignale.

Wie bereits erwähnt wurde, sind nur die Schwebungssignale von Interesse. In den anderen Bereichen der Messreihen, in denen die analoge Detektionsbandbreite kleiner als die Schwebungsfrequenz ist, wird nur eine gemittelte Intensität detektiert. Diese Bereiche spielen in den Auswertungen keine Rolle. Die Länge des Schwebungssignals ist abhängig von der relativen Einschaltdauer und dem Durchstimmbereich des FDML-Lasers. Üblicherweise wird der Laser mit einer relativen Einschaltdauer von 12,5 % betrieben. Dann kann der Sweep für eine höhere A-Scan-Rate in der OCT-Bildgebung achtmal vervielfältigt werden. Außerdem läuft der Laser nur dann, wenn die sinusförmige Filterbewegung und damit auch die Frequenzänderung nahezu linear ist. Für die Schwebungsmessungen spielt das keine Rolle. Es kann zwar davon ausgegangen werden, dass die Änderung der FDML-Frequenz innerhalb eines kurzen Schwebungssignals nahezu linear ist, aber auch bei einer nicht-linearen Frequenzänderung beschreibt die Höhe der Kurve des Schwebungssignals eindeutig die Phasenlage der beiden Lichtfelder zueinander.

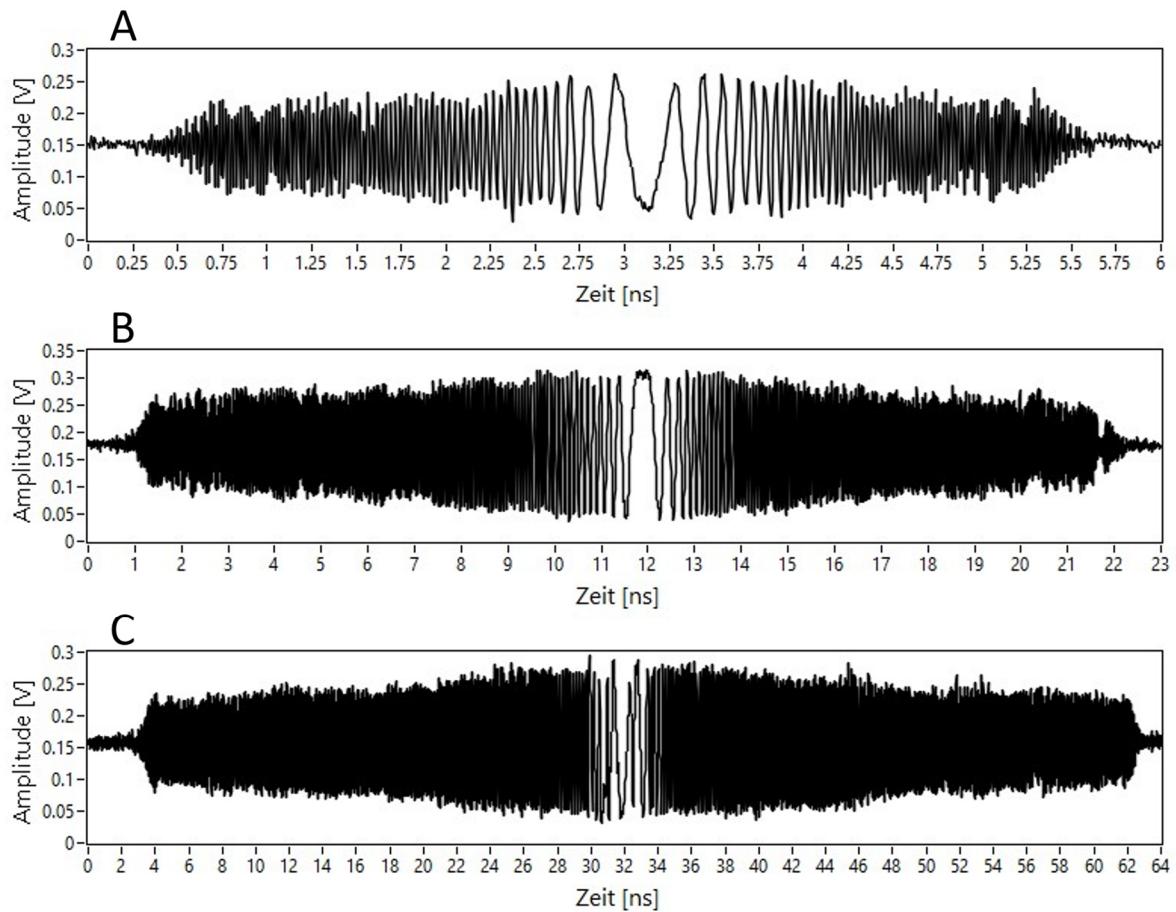


Abbildung 33: Schwebungssignale bei unterschiedlichen Bandbreiten des FDML-Lasers. A) Bei einer Bandbreite von 100 nm (17,7 THz) ergibt sich ein etwa 5 ns langes Schwebungssignal. B) Bei einer Bandbreite von 40 nm (7,1 THz) ergibt sich ein etwa 21 ns langes Schwebungssignal. C) Bei einer Bandbreite von 10 nm (1,8 THz) ergibt sich ein etwa 60 ns langes Schwebungssignal. Die Sweeps sind dabei alle etwa 1000 ns lang.

Um die messbaren Schwebungssignale zeitlich zu verlängern, wird die relative Einschaltdauer auf 40 % vergrößert, wodurch die Frequenz sich bei gleicher Bandbreite langsamer ändert. Es wurden Messungen mit verschiedenen Durchstimbereichen durchgeführt, die zu verschieden

langen Schwebungssignalen führen. Beispiele sind in Abbildung 33 gezeigt. Eine reduzierte Filteramplitude führt zu einem kleineren spektralen Durchstimbereich und somit zu einem zeitlich längeren Schwebungssignal. Dadurch enthält ein Schwebungssignal mehr Datenpunkte und ist besser aufgelöst. Ein Schwebungssignal über den gesamten Sweep könnte erzeugt werden, wenn der FDML-Laser nur über einen sehr kleinen Bereich von 0,7 nm durchstimmt. Dann würde aber die Charakteristik von FDML-Lasern, über sehr große Bereiche verstimmt werden zu können, verloren gehen. Außerdem funktioniert die Frequenzregelung bei so kleinen Bandbreiten nicht gut. Daher werden hier keine Sweeps mit sehr kleinen Bandbreiten untersucht. Kapitel 4 zeigt eine andere Möglichkeit, ein Schwebungssignal über den gesamten Sweep zu erzeugen.

Schwebungssignale wurden zur besseren Darstellung einem Upsampling, also einer Interpolation unterzogen. Hierfür wurde die in LabVIEW 2017 verfügbare Funktion „Interpolate 1D Fourier“ verwendet. Für die Interpolation werden die Daten in den Frequenzraum transformiert. Das Signal wird dann verlängert, in dem bei höheren, nicht messbaren Frequenzen Nullen hinzugefügt werden. Das Signal wird zurück in den Zeitraum transformiert. Die neue Messreihe hat mehr Datenpunkte, enthält aber keine neuen Frequenzanteile, also nicht mehr Informationen als vor der Interpolation. Beispiele für ein zehnfaches Upsampling sind in Abbildung 34 dargestellt.

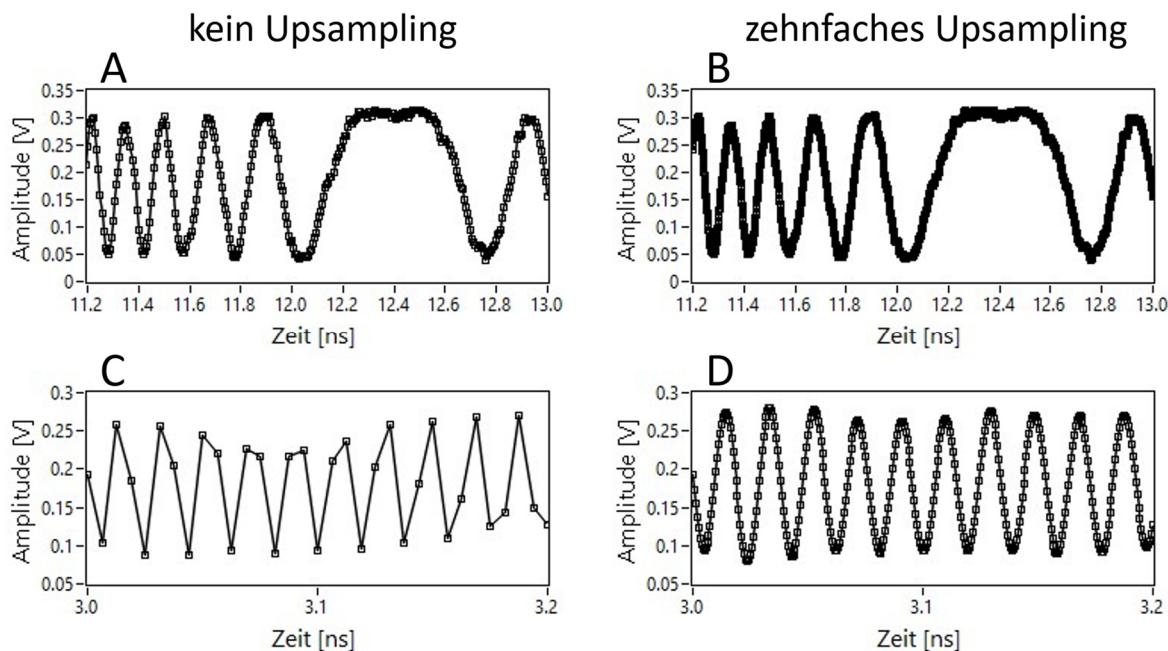


Abbildung 34: Upsampling der Daten. A) Messignal in der Mitte des Schwebungssignals, das dicht abgetastet wird, da die Schwebungsfrequenz hier deutlich kleiner als die analoge Detektionsbandbreite ist. B) Zehnfaches Upsampling dieses Messsignals. C) Messsignal am Rand des Schwebungssignals, wo Schwebungsfrequenz und analoge Detektionsbandbreite nahezu gleich sind. D) Das Upsampling dieses Messsignals erzeugt einen sinusförmigen Verlauf.

In der Mitte eines Schwebungssignals ist das Messignal schon dicht abgetastet (Abbildung 34A) und verändert seine Form durch die Interpolation nicht (Abbildung 34B). Am Rand, wo Schwebungsfrequenz und analoge Detektionsbandbreite fast gleich sind, besteht das Messsignal nur noch aus wenigen Abtastpunkten je Periode (Abbildung 34C). Durch das Upsampling wird das Signal sinusförmig dargestellt, enthält aber keine neuen Frequenzanteile (Abbildung 34D). Die

Auswirkungen des Upsampling auf die folgenden Auswertungsmethoden wurde überprüft. Teilweise sind sehr kleine Änderungen sichtbar. Diese haben aber keinerlei Auswirkungen auf die Schlussfolgerungen.

Es wurden 200 μ s lange Datenreihen gemessen, die 83 aufeinanderfolgende Sweeps enthalten. Aufgrund der direkten Berechnung des Spektrums der überlagerten Dauerstrichlaser und des begrenzten Arbeitsspeichers des Oszilloskops konnten keine längeren Messreihen aufgenommen werden. Wie bereits gezeigt wurde, wurden Datensätze mit verschiedenen Durchstimbereichen des FDML-Lasers aufgenommen. Außerdem ist der Dauerstrichlaser für verschiedene Messreihen bei unterschiedlichen Wellenlängen betrieben worden, sodass sich die Schwebungssignale an unterschiedlichen Positionen des Sweeps befinden können.

3.3.2 Phasenkontinuität

Zuerst wird der Phasenverlauf innerhalb eines Sweeps betrachtet und qualitativ eingeschätzt. Diese qualitative Einschätzung des Phasenverlaufs wird hier Phasenkontinuität genannt. Abbildung 35 zeigt vergrößerte Ausschnitte des Schwebungssignals aus Abbildung 32C, die jeweils 1 ns lang sind. Der FDML-Laser hat dabei seine Wellenlänge von 1310 nm bis 1270 nm durchgestimmt. Der Dauerstrichlaser hat eine Wellenlänge von 1305 nm und eine maximale Linienbreite von 9 kHz. An allen Positionen sieht man eine kontinuierliche Phasenentwicklung. Es sind keine plötzlichen Phasen- beziehungsweise Frequenzänderungen sichtbar. Das Schwebungssignal hat eine hohe Phasenkontinuität. Das gilt für das gesamte Schwebungssignal, aufeinanderfolgende Schwebungssignale innerhalb eines Datensatzes und grundsätzlich für alle aufgenommenen Datensätze.

Eine kontinuierliche Phasenentwicklung im Schwebungssignal bedeutet, dass sich auch die Phase innerhalb des jeweiligen FDML-Sweeps kontinuierlich entwickelt, zumindest in dem 0,7 nm breiten Frequenzbereich des Schwebungssignals. Da im Schwebungssignal keine sprunghaften Phasenänderungen sichtbar sind, kann geschlussfolgert werden, dass es im E-Feld des FDML-Laserlichtes auch keine Phasensprünge gibt, da durch das schnelle Oszilloskop und den optischen Bandpassfilter im Vorfeld sichergestellt wurde, dass alle optischen Phasen- und Amplitudenschwankungen detektierbar sind. Dieses Verhalten ist in allen Schwebungssignalen bei verschiedenen Bandbreiten und in verschiedenen Wellenlängenbereichen des FDML-Lasers zu sehen. Daher kann angenommen werden, dass sich die Phase über den gesamten Sweep kontinuierlich entwickelt. Eine kontinuierliche Phasenentwicklung bedeutet, dass alle Moden phasengekoppelt sind.

In Abschnitt 3.3.5 wird die Phasenentwicklung innerhalb eines Schwebungssignals mit denen der folgenden Schwebungssignale verglichen, in dem die Phasenentwicklung mithilfe einer Hilbert-Transformation berechnet wird.

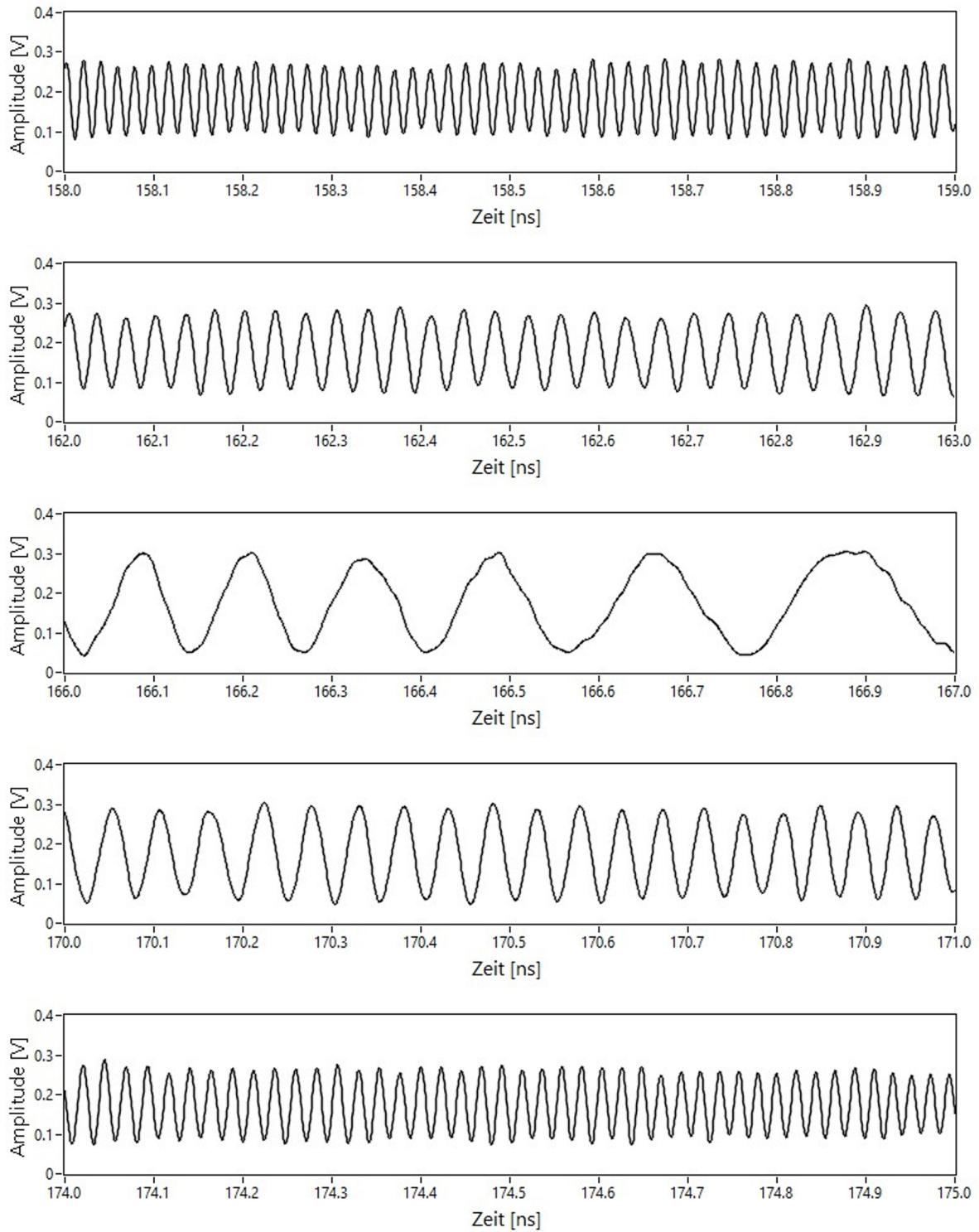


Abbildung 35: Vergrößerte Abschnitte des Schwebungssignals aus Abbildung 32C zeigen einen kontinuierlichen Phasenverlauf.

3.3.3 Phasenentwicklung über aufeinanderfolgende Sweeps

In einem idealen FDML-Laser befindet sich eine Frequenzkomponente eines Sweeps im nächsten Sweep wieder an derselben Position. Um Informationen über die Phasenentwicklung einer Mode über aufeinanderfolgende Sweeps zu erhalten, wird die Amplitude an einer Position über die

aufeinanderfolgenden Schwebungssignale verglichen (Abbildung 36A). Daraus ergibt sich über 83 Sweeps eine periodische Phasenentwicklung (Abbildung 36B), die beschreibt, wie sich die Phase des elektrischen Feldes des Laserlichtes an einer Position über aufeinanderfolgende Sweeps entwickelt. Um die instantane Linienbreite einer Mode zu bestimmen, wird eine Fourier-Transformation auf die Phasenentwicklung angewandt (Abbildung 36C). Alle in dieser Arbeit präsentierten Spektren sind Amplitudenspektren. Aus diesen Amplitudenspektren werden die Linienbreiten bestimmt. Üblicherweise wird die Linienbreite aus dem Leistungsdichtespektrum, also dem quadrierten Amplitudenspektrum bestimmt. Die Linienbreite im Amplitudenspektrum und dem dazugehörigen Leistungsdichtespektrum unterscheiden sich um einen Faktor $\sqrt{2}$, wenn ein gaußförmiges Spektrum gegeben ist. Die Form des Spektrums ist aber unbekannt. Die Linienbreiten befinden sich außerdem im Größenbereich der Frequenzauflösung und sind daher eher als Abschätzungen zu betrachten. Daher ist es von untergeordneter Bedeutung, aus welchem Spektrum die Linienbreite bestimmt wird.

Diese Linienbreite entspricht der instantanen Linienbreite, also der Linienbreite eines kurzen zeitlichen Abschnitts des Sweeps (vgl. Abschnitt 2.4.3). Hier wird der kleinstmögliche zeitliche Abschnitt eines Sweeps, also nur ein Datenpunkt verwendet und somit die bestmögliche Annäherung an eine instantane Linienbreite bestimmt. Durch dieses Vorgehen wird die Zeit-Bandbreite-Limitierung umgangen. Eine gute Frequenzauflösung wird durch die Messung über aufeinanderfolgende Sweeps erreicht.

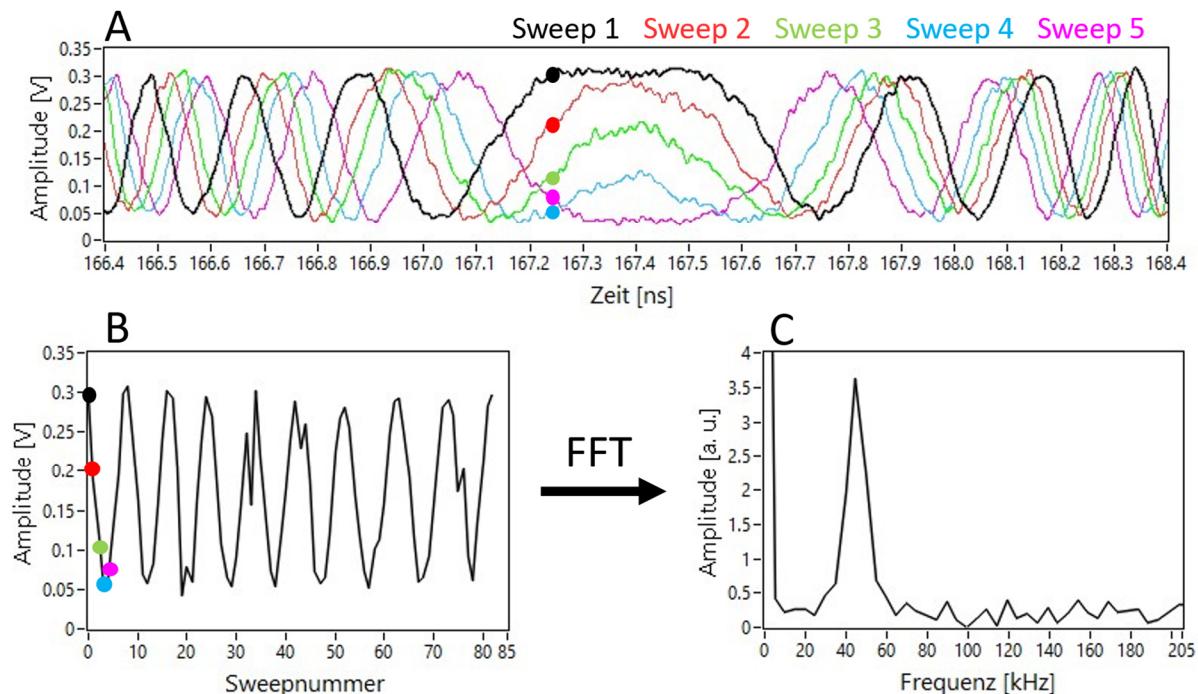


Abbildung 36: Ansatz, um Rückschlüsse auf die Phasenentwicklung einer Mode über aufeinanderfolgende Sweeps zu gewinnen. A) Die Amplitude von fünf überlagerten Sweeps wird an einer Position verglichen. B) Die über die fünf und die darauffolgenden Sweeps aufgetragene Amplitude ergibt eine periodische Phasenentwicklung. C) Eine Fourier-Transformation der Phasenentwicklung zeigt dessen Frequenzspektrum.

Obwohl mit dieser Auswertungsmethode Rückschlüsse auf einzelne Moden gezogen werden sollen, wird die Phasenentwicklung im Folgenden Modengruppen-Phasenentwicklung genannt. Der Grund dafür ist, dass ein einzelner Messpunkt bereits viele Moden enthält. Die in einem Messpunkt enthaltenen Moden werden hier als Modengruppe bezeichnet. In dem in Abbildung 36 gezeigten Beispiel, in dem der Dauerstrichlaser eine Wellenlänge von 1305 nm und eine maximale Linienbreite von 9 kHz hat, stimmt der FDML-Laser seine Wellenlänge innerhalb von einer Mikrosekunde von 1310 nm bis 1270 nm durch. Seine Bandbreite beträgt also 40 nm beziehungsweise 7,2 THz. In der Zeit zwischen zwei Messpunkten, die 6,25 ps lang ist, verändert der FDML-Laser somit seine Wellenlänge um 0,25 pm. Das entspricht bei 1305 nm etwa 44 MHz. Der Modenabstand beträgt 411 kHz. Somit erreichen in der Zeit zwischen zwei Messpunkten ca. 110 Moden den Photodetektor. Um mit diesem Ansatz die Phasenentwicklung einer einzelnen Mode zu messen, müsste der FDML-Laser in einem Sweep, der eine Mikrosekunde lang ist, nur über 0,37 nm durchstimmen. Der FDML-Laser kann so nicht gut frequenzgeregelt betrieben werden und die Ergebnisse würden auch keine Aussage über Sweeps mit deutlich größerer Bandbreite erlauben. Deswegen wird so ein Experiment nicht durchgeführt. Außerdem ist das auch nicht nötig, um Informationen über die einzelnen Moden zu erhalten, da sich Amplitude und Phase aufgrund der Zeit-Bandbreite-Limitierung beziehungsweise der Lichtlebensdauer im Filter in der Zeit zwischen zwei Messpunkten kaum ändern können. Deswegen ist davon auszugehen, dass die 110 Moden abzüglich eines linearen Terms für den Sweep die gleiche Phase haben, die durch den Fabry-Pérot-Filter vorgegeben ist. Das Spektrum dieser Phasenentwicklung in Abbildung 36C spiegelt also nicht den Mittelwert o. Ä. der Spektren von 110 Moden wider, sondern passt zu jeder Mode.

Da jeder Sweep nur einen Datenpunkt zur Modengruppen-Phasenentwicklung beisteuert, entspricht die Abtastrate für dieses Signal der FDML-Frequenz von 411 kHz. Damit ergibt sich eine Nyquist-Frequenz von 205,5 kHz und mit 83 Datenpunkten eine Frequenzauflösung des Spektrums von ca. 5 kHz. Die Nyquist-Frequenz von 205,5 kHz entspricht dabei einer Phasenänderung von π . Es kann nicht unterschieden werden, ob die Phase sich beispielsweise um 0,2 oder um $0,2 + k2\pi$ mit $k \in \mathbb{Z}$ von einem zum nächsten Schwebungssignal geändert hat, was aber auch nicht relevant ist. Da die höchste messbare Frequenz einer Phasenänderung von π entspricht, würde sich eine Phasenänderung $\Delta\varphi$, die einen Wert zwischen π und 2π hat, in der Phasenentwicklung als Phasenänderung $2\pi - \Delta\varphi$ äußern. Während das Schwebungssignal eindeutig die Phasenlage der beiden Lichtfelder zueinander beschreibt, ist das bei der Modengruppen-Phasenentwicklung nicht der Fall, da einem Amplitudenwert im Schwebungssignal zwei verschiedene Phasen innerhalb einer Periode zugeordnet werden können. Aus der Periodizität der Modengruppen-Phasenentwicklung können dennoch Rückschlüsse auf das E-Feld des FDML-Lasers gezogen werden.

Die Modengruppen-Phasenentwicklung veranschaulicht indirekt den Verlauf der Inter-Sweep-Phase, d.h. wie verhält sich die Phase des vom FDML-Laser emittierten elektrischen Feldes innerhalb einer bestimmten Position über mehrere aufeinanderfolgende Sweeps. Die exakte optische Phase des Lichtes des FDML-Lasers ist dabei unbekannt. Einerseits wegen dem eben beschriebenen Effekt, dass durch das Betrachten der Amplitude die genaue Phaseninformation verloren geht und andererseits durch die Messung der Überlagerung von FDML- und Dauerstrichlaser. Dadurch setzt sich die messbare Phasenveränderung im Schwebungssignal aus den Phasenänderungen des Lichtes von FDML- und Dauerstrichlaser zusammen. Wenn die

Umlaufzeit des FDML-Laserlichtes ein ganzzahliges Vielfaches der Umlaufzeit des Dauerstrichlaserlichtes im jeweiligen Faserresonator wäre, würde die Phasenänderung von einem zum nächsten Schwebungssignal der Phasenänderung des FDML-Laserlichtes von einem zum nächsten Sweep entsprechen. Das ist nicht der Fall. Da die genaue Phase und die Phasenänderung des FDML-Laserlichtes nicht bestimmt werden kann, ist es legitim, den Wert der Amplitude für diese Auswertung zu verwenden. Aus der periodischen Modengruppen-Phasenentwicklung kann der Schluss gezogen werden, dass sich die Phase einer Modengruppe des FDML-Lasers nahezu konstant von Sweep zu Sweep ändert, da eine konstante Änderung des Dauerstrichlasers angenommen werden kann. Die konstante Phasenänderung entspricht einer konstanten Träger-Einhüllenden-Frequenz, wie es am Beispiel von gepulsten Lasern in Abschnitt 2.2.5 erklärt wurde. Im Vergleich zu kurzen Pulsen, die nur wenige optische Zyklen beinhalten, hat ein FDML-Sweep Millionen optische Zyklen. Dennoch ist die periodische Modengruppen-Phasenentwicklung ein starkes Indiz für eine ausgeprägte Modenstruktur des FDML-Lasers, also eine Frequenzkammstruktur. Abbildung 37 und Abbildung 38 zeigen die Phasenentwicklungen über aufeinanderfolgende Sweeps an zwei verschiedenen Datensätzen mit unterschiedlichen FDML-Bandbreiten und Wellenlängen des Dauerstrichlasers.

Im Datensatz aus Abbildung 37 hatte der FDML-Laser eine Bandbreite von 80 nm um 1290 nm. Der Dauerstrichlaser hatte eine Wellenlänge von 1275 nm und eine Linienbreite von maximal 8 kHz. Der gesamte erste Sweep eines Datensatzes mit Schwebungssignal (Abbildung 37A), eine Vergrößerung des Schwebungssignals (Abbildung 37B), die Modengruppen-Phasenentwicklungen an verschiedenen Positionen (Abbildung 37C) und dessen Spektren (Abbildung 37D) sind dargestellt. An allen präsentierten Positionen, die für das ganze Schwebungssignal repräsentativ sind, gibt es eine periodische Phasenentwicklung. Die Frequenz der maximalen Frequenzkomponente wird zur Mitte des Signals hin etwas größer. Die dazugehörige Linienbreite wird schmäler. Zum Ende des Schwebungssignals hin wird die Frequenz wieder kleiner und die Linienbreite größer, was hier nicht dargestellt ist.

Im Datensatz aus Abbildung 38 hatte der FDML-Laser eine Bandbreite von 40 nm um 1290 nm. Die Wellenlänge des Dauerstrichlasers betrug 1305 nm und seine maximale Linienbreite 9 kHz. Es sind wieder der gesamte erste Sweep (Abbildung 38A), eine Vergrößerung des Schwebungssignals (Abbildung 38B), Modengruppen-Phasenentwicklungen (Abbildung 38C) und deren Spektren (Abbildung 38D) an verschiedenen Positionen dargestellt. Hier ist die Linienbreite über den Sweep hinweg fast gleich. Die Frequenz wird zur Mitte hin wieder etwas größer, ist aber generell kleiner als im vorherigen Datensatz. Das kann daran liegen, dass der Dauerstrichlaser eine andere Frequenz hat. Aber auch die Moden im FDML-Laser können sich in der Zeit zwischen zwei Messungen verändert haben. Wie bereits erklärt wurde, enthält der exakte Wert der Frequenz keine verwertbaren Informationen.

In beiden Datensätzen sind die Linienbreiten teilweise kleiner als die Linienbreite der Schwebung der beiden Dauerstrichlaser. Das liegt daran, dass die Dauerstrichlaser-Schwebung nur eine obere Grenze für die Linienbreite eines einzelnen Dauerstrichlasers gibt. In Wirklichkeit kann sie noch schmäler sein.

Die Periodizität der Modengruppen-Phasenentwicklungen zeigt, dass aufeinanderfolgende Sweeps einen Phasenbezug zueinander haben. Es gibt somit eine Kohärenzerholung. Die Modengruppen-Phasenentwicklungen sind für alle gezeigten Fälle periodisch und nahezu

sinusförmig. Sie zeigen keine willkürlichen Phasensprünge oder nur Phasenrauschen. Einige kleine Einbrüche sind im sinusförmigen Signal zu sehen, die aber keinen Einfluss auf die folgende sinusförmige Phasenentwicklung haben. Somit ist die Phasenentwicklung über mindestens 200 μ s sinusförmig. In dieser Zeit breitet sich das Licht 60 km aus. Die Fourier-Transformation der Phasenentwicklungen zeigt ebenfalls kein stark verrauschtes Spektrum. Manchmal ist ein scharfer Peak bei einer Frequenz zu sehen. Manchmal gibt es keine scharfe Spitze, aber es sind deutliche bestimmte Frequenzkomponenten sichtbar und nicht nur Rauschen.

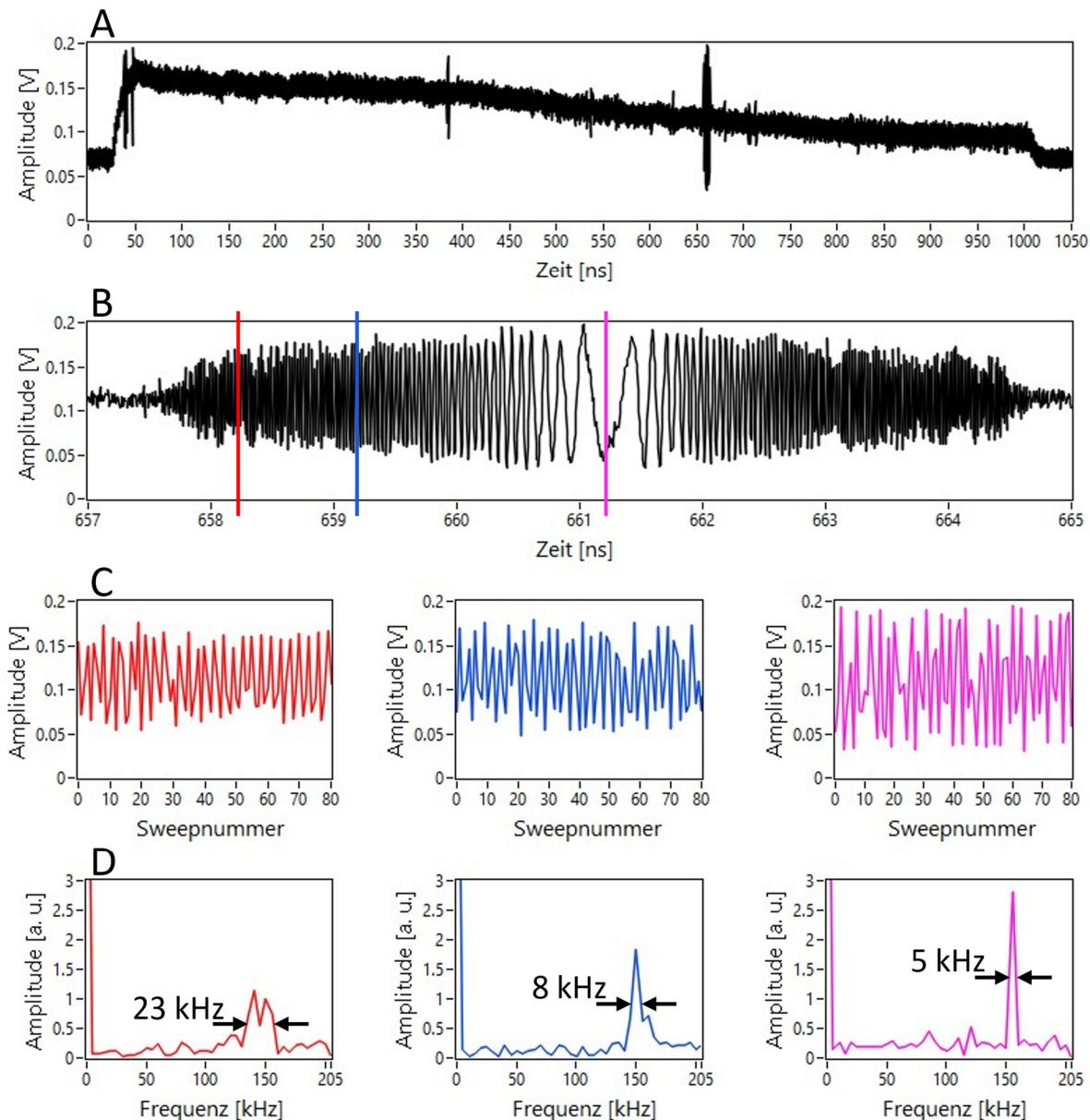


Abbildung 37: Modengruppen-Phasenentwicklungen eines Datensatzes, bei dem der FDML-Laser von 1330 nm bis 1250 nm durchgestimmt wird und der Dauerstrichlaser eine Wellenlänge von 1275 nm hat. Die Linienbreite der Überlagerung beider Dauerstrichlaser betrug 8 kHz. A) Erster Sweep der Messreihe mit Schwebungssignal. B) Vergrößerung des Schwebungssignals mit Markierungen. C) Modengruppen-Phasenentwicklung an den markierten Positionen über 83 aufeinanderfolgenden Sweeps. D) Spektren der Phasenentwicklungen und deren Linienbreiten (FWHM).

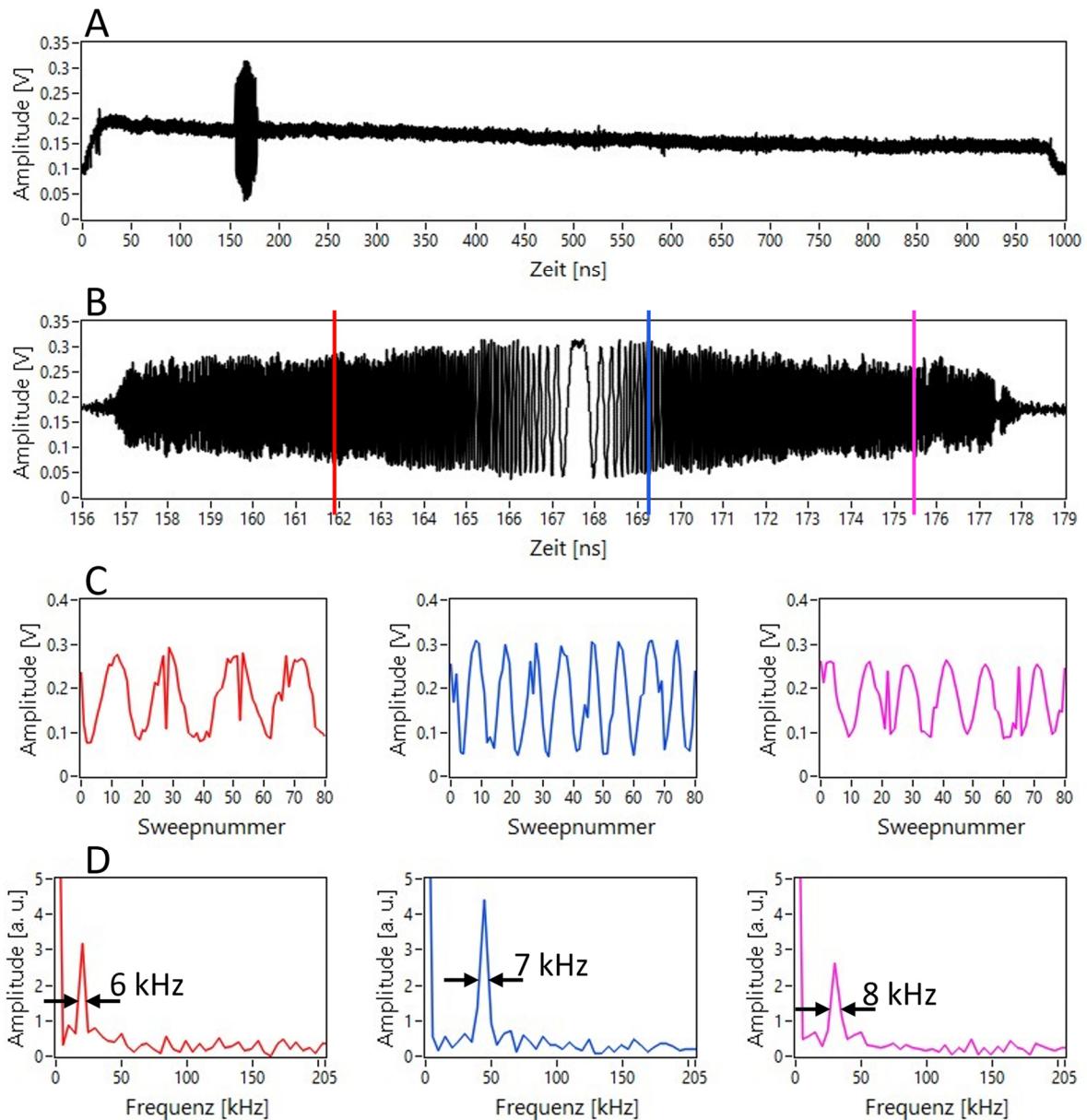


Abbildung 38: Modengruppen-Phasenentwicklungen eines Datensatzes, bei dem der FDML-Laser von 1310 nm bis 1270 nm durchgestimmt wird und der Dauerstrichlaser eine Wellenlänge von 1305 nm hat. Die Linienbreite der Überlagerung beider Dauerstrichlaser betrug 9 kHz. A) Erster Sweep der Messreihe mit Schwebungssignal. B) Vergrößerung des Schwebungssignals mit Markierungen. C) Modengruppen-Phasenentwicklungen an den markierten Positionen über 83 aufeinanderfolgende Sweeps. D) Spektren der Phasenentwicklungen und deren Linienbreiten (FWHM).

Die Spektren entsprechen einer Faltung des Spektrums des Dauerstrichlasers und des Spektrums des FDML-Lasers zu diesem Zeitpunkt beziehungsweise bei dieser Wellenlänge. Das Jittern, also die Ungenauigkeit oder Schwankung der Phase oder Frequenz, des Lasers mit der größeren Linienbreite dominiert die Linienbreite der Faltung und gibt somit ein oberes Limit für die Linienbreite des FDML-Lasers vor. Die resultierenden Linienbreiten sind obere Grenzen für die instantane Linienbreite des FDML-Lasers bei der jeweiligen Wellenlänge. Die tatsächliche instantane Linienbreite könnte sogar niedriger sein, da diese Messung durch die Linienbreite des

Dauerstrichlasers und durch die Frequenzauflösung begrenzt ist. Eine instantane Linienbreite von 5 kHz entspricht einer Kohärenzlänge von mindestens 60 km. Die gezeigten Werte der Linienbreite sind Abschätzungen der instantanen Linienbreite des FDML-Lasers. Um die Frequenzauflösung zu verbessern, wären längere Messungen erforderlich, die aber durch die Speichergröße und Transferzeiten des Oszilloskops begrenzt waren, da zusätzlich direkt die FFT der Überlagerung beider Dauerstrichlaser berechnet wurde. Für genauere Werte müsste außerdem die Linienbreite der Dauerstrichlaser weiter verringert werden.

Zusammenfassend wurde gezeigt, dass die Phase periodisch und das Lichtfeld nach einem Umlauf nicht komplett zufällig ist. Dies zeigt wiederum, dass der FDML-Laser eine Modenstruktur hat. Die periodische Modengruppen-Phasenentwicklung beweist also die Existenz von Lasermoden im FDML-Laser. Der FDML-Laser hat somit ein kammartiges Spektrum an den gezeigten Positionen, die je nach Bandbreite etwa 100 Moden umfassen. Das Spektrum einer Modengruppen-Phasenentwicklung entspricht den Kammzacken des Frequenzkamms für die jeweilige Modengruppe. Durch das Analysieren der Phase an der gleichen Position in aufeinanderfolgenden Schwebungssignalen konnte also ein direkter Zugang zum Modenprofil des FDML-Lasers erlangt werden.

3.3.4 Phasenentwicklung aller Moden

Die Phasenentwicklung soll nun nicht nur an vereinzelten Positionen im Schwebungssignal bestimmt werden, sondern an allen Positionen verglichen werden. Dafür wird die in Abschnitt 3.3.3 vorgestellte Methode auf alle Datenpunkte in einem Schwebungssignal angewandt und erweitert. Die gesamte Methode ist in Abbildung 39 gezeigt. An jeder Position der überlagerten Sweeps (vier Beispielpositionen in Abbildung 39A) wird die Modengruppen-Phasenentwicklung (Abbildung 39B) und deren Spektren (Abbildung 39C) bestimmt. Die Amplitude der Spektren wird farbkodiert. Die Amplitude bei der Nullfrequenz wird auf null gesetzt, weil darin keine für diese Auswertung wichtige Information steckt und die hohe Amplitude dieses Frequenzanteils die Farbkodierung verzerrt. Alle Spektren werden nun in einem Diagramm zusammengefasst (Abbildung 39D). Dieser Vergleich aller Spektren aus den Schwebungssignalen wird hier Gesamtmoden-Phasenentwicklung genannt. „Gesamt“ bezieht sich hier auf alle messbaren Moden des FDML-Lasers, also die im Bereich des Schwebungssignals.

Die beschriebene Auswertungsmethode wurde auf den gesamten Bereich angewandt, der in Abbildung 39A dargestellt ist, inklusive der Bereiche am Rand, an denen nur die gemittelte Intensität zu sehen ist. Daher sieht man am Rand der Gesamtmoden-Phasenentwicklung auch keine Frequenzkomponenten mit hoher Amplitude, sondern nur Rauschen. Innerhalb des etwa 21 ns langen Schwebungssignals sieht man an allen Positionen Frequenzkomponenten mit einer Amplitude, die deutlich höher als das Rauschen ist. Diese Frequenz ist nahezu über das gesamte Schwebungssignal gleich. Für eine bessere Übersicht kann auch nur die Frequenz mit der höchsten Amplitude dargestellt werden (Abbildung 40A). Die Frequenz und die Amplitude des Peaks wird dabei aus dem maximalen Messwert und den beiden Nachbarpunkten interpoliert. Dafür wurde die in LabVIEW 2017 verfügbare Funktion „Peak Detector“ verwendet. Die zur Peakfrequenz dazugehörige Amplitude ist in Abbildung 40B dargestellt. Außerhalb des Schwebungssignals ist sie nahezu null. Die maximale Frequenz ist in diesen Bereichen zufällig. Im

Folgenden werden zur Repräsentation der Gesamtmoden-Phasenentwicklung nur die Diagramme mit den maximalen Frequenzen wie in Abbildung 40A gezeigt.

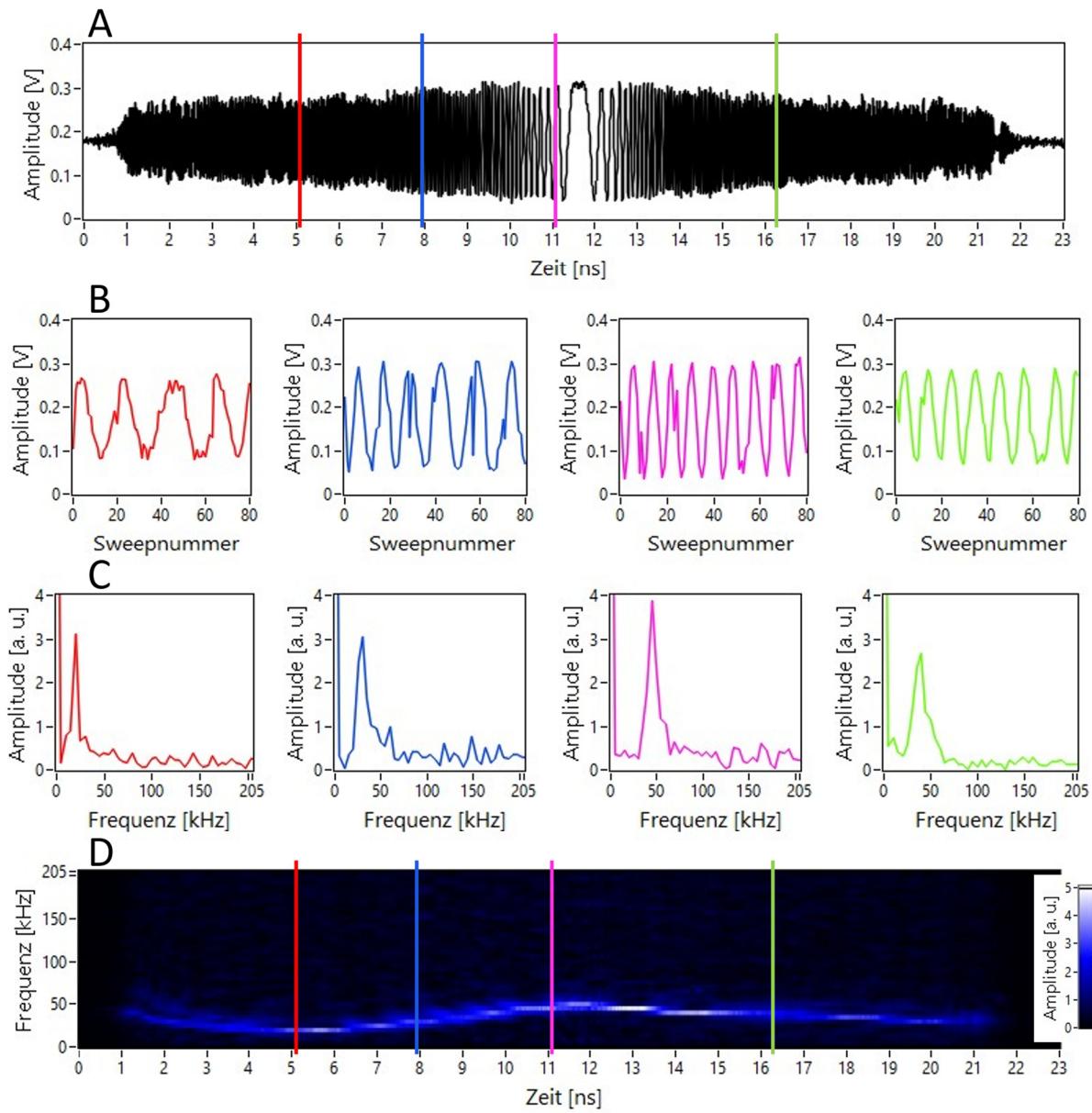


Abbildung 39: Methode, um Rückschlüsse auf die Phasenentwicklung aller Moden zu ziehen. A) Erstes Schwebungssignal eines Datensatzes und Positionen, an denen beispielhaft die Modengruppen-Phasenentwicklung bestimmt wird. Der FDML-Laser stimmt von 1310 nm bis 1270 nm durch. Der Dauerstrichlaser hat eine Wellenlänge von 1305 nm und eine maximale Linienbreite von 9 kHz. B) Modengruppen-Phasenentwicklungen der aufeinanderfolgenden Sweeps an den markierten Positionen. C) Spektren der Modengruppen-Phasenentwicklungen. D) Die Gesamtmoden-Phasenentwicklung enthält die Spektren aller Modengruppen-Phasenentwicklungen über das Schwebungssignal. Die Positionen der vier präsentierten Spektren sind markiert. Ein Spektrum entspricht einer vertikalen Linie. Die Amplitude der Frequenzanteile ist farbkodiert.

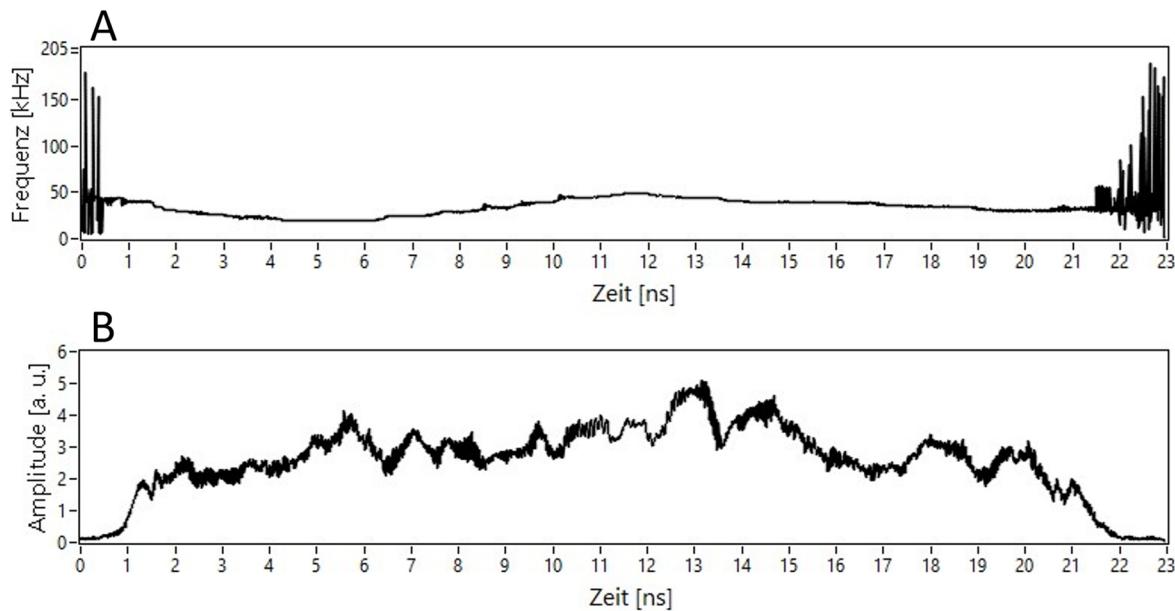


Abbildung 40: Andere Darstellung der Gesamtmoden-Phasenentwicklung aus Abbildung 39D, bestehend aus A) den Frequenzen mit der maximalen Amplitude pro Spektrum und B) der Amplitude dieser Frequenzen.

Die Gesamtmoden-Phasenentwicklung beschreibt die Phasenänderung jeder Modengruppe mit einem Umlauf im FDML-Laser. Wie bereits in Abschnitt 3.3.3 beschrieben wurde, ist der exakte Wert nicht aussagekräftig. Was hier wichtig und auffällig ist, ist, dass der Graph flach ist und nicht über den gesamten möglichen Wertebereich von 0 bis 205,5 kHz schwankt. Das heißt, dass die Träger-Einhüllenden-Phasen sich nahezu gleich für alle Moden mit jedem Lichtumlauf im Faserresonator ändern, zumindest über den 0,7 nm großen Bereich des Schwebungssignals. Abbildung 41 zeigt weitere Datensätze. Die beiden Datensätze in einem Diagramm haben abgesehen von der maximalen Linienbreite des Dauerstrichlasers jeweils die gleichen Parameter. Die Gesamtmoden-Phasenentwicklungen von Datensätzen, bei denen die Laserparameter gleich waren, können also verschiedene Werte annehmen.

Die Gesamtmoden-Phasenentwicklung ist immer flach, liegt aber trotz gleicher Laserparameter bei unterschiedlichen Werten. Es ist anzunehmen, dass sich die Frequenz des Dauerstrichlasers zwischen zwei Messungen durch Modensprünge verändert hat. Der Dauerstrichlaser hat dann einen anderen Phasenverlauf, wodurch auch die Phasenänderung von einem zum nächsten Schwebungssignal eine andere ist. Durch die Bestimmung der Linienbreite der Dauerstrichlaser wurde sichergestellt, dass innerhalb einer Messung keine Modensprünge auftreten. Die Flachheit der Gesamtmoden-Phasenentwicklungen ist also das Ergebnis einer konstanten Phasenentwicklung im Dauerstrichlaser und von Sweep zu Sweep im FDML-Laser. Sie ist somit ein Hinweis auf eine stabile Träger-Einhüllenden-Frequenz des FDML-Lasers. Ein bestimmter Wert für die Träger-Einhüllenden-Frequenz kann jedoch nicht bestimmt werden, da die exakte Frequenz des Dauerstrichlasers unbekannt ist. Jedoch konnte die Stabilität der Träger-Einhüllenden-Frequenz nachgewiesen werden und somit eine ähnliche Phasenänderung und stabile Phasenkopplung aller Moden. Dennoch ist es ersichtlich, dass die Modenkopplung nicht perfekt ist, da es Stufen gibt und die Kurven nicht perfekt gerade sind. Diese kleinen Änderungen im Frequenzverlauf können vermutlich auf Änderungen im FDML-Lichtfeld zurückgeführt

werden und werden später noch erläutert. Größere Veränderungen zwischen verschiedenen Messungen können auf Veränderungen der Wellenlänge des Dauerstrichlasers zurückgeführt werden.

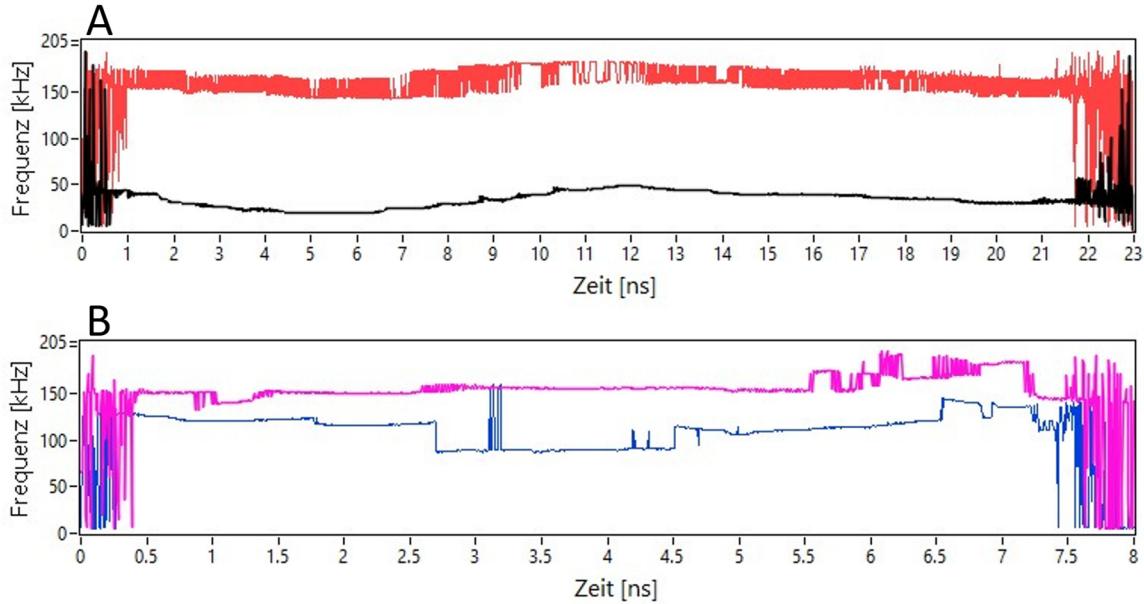


Abbildung 41: Gesamtmoden-Phasenentwicklung von vier verschiedenen Datensätzen mit gleichen Parametern je Diagramm. A) Der FDML-Laser stimmt von 1310 nm bis 1270 nm durch. Der Dauerstrichlaser hat eine Wellenlänge von 1305 nm und eine maximale Linienbreite von 9 kHz (schwarz) oder 21 kHz (rot). B) Der FDML-Laser stimmt von 1330 nm bis 1250 nm durch. Der Dauerstrichlaser hat eine Wellenlänge von 1275 nm und eine maximale Linienbreite von 8 kHz (pink) oder 10 kHz (blau).

Eigentlich möchte man diese Phasenentwicklung über den gesamten Sweep betrachten. Da aber nur Phaseninformationen im kurzen Bereich des Schwebungssignals zur Verfügung stehen, kann auch nur die Phase in diesem Bereich ausgewertet werden. Wenn die Wellenlänge des Dauerstrichlasers verändert wird, kann die Phasenentwicklung anderer Wellenlängen im Sweep untersucht werden. In der Zeit, in der zwischen zwei Messungen die Wellenlänge des Dauerstrichlasers geändert wird, hat das Licht des FDML-Lasers schon so viele Umläufe im Resonator gemacht, dass die Phasenbeziehung von einem zum nächsten Datensatz zufällig ist. Außerdem wird dazu auch die Wellenlänge des Dauerstrichlasers verändert, der dann auch eine andere Phasenentwicklung hat. Somit kann nicht einfach an jeder spektralen Sweepposition eine Messung durchgeführt und die Ergebnisse zusammengesetzt werden. Abbildung 42 zeigt beispielhaft drei Datensätze mit den dazugehörigen Gesamtmoden-Phasenentwicklungen an unterschiedlichen spektralen Positionen. In allen drei Datensätzen wurde der FDML-Laser jeweils von 1310 nm bis 1270 nm durchgestimmt.

Man sieht, dass die Gesamtmoden-Phasenentwicklungen in allen drei Datensätzen in Abbildung 42B flach sind, aber an unterschiedlichen Positionen liegen. Da die Wellenlänge des Dauerstrichlasers an jeder Position eine andere ist, ist auch seine Phasenänderung in jedem Datensatz anders. Daher lassen sich daraus keine Rückschlüsse darauf ziehen, dass sich die Phase des FDML-Laserlichtes an unterschiedlichen Positionen des Sweeps unterschiedlich schnell

verändert. Die flachen Gesamtmoden-Phasenentwicklungen aller Datensätze lassen vielmehr vermuten, dass die Phasenänderungen über den gesamten Sweep ähnlich sind. Mit Gewissheit kann diese Aussage an dieser Stelle aber nicht getroffen werden.

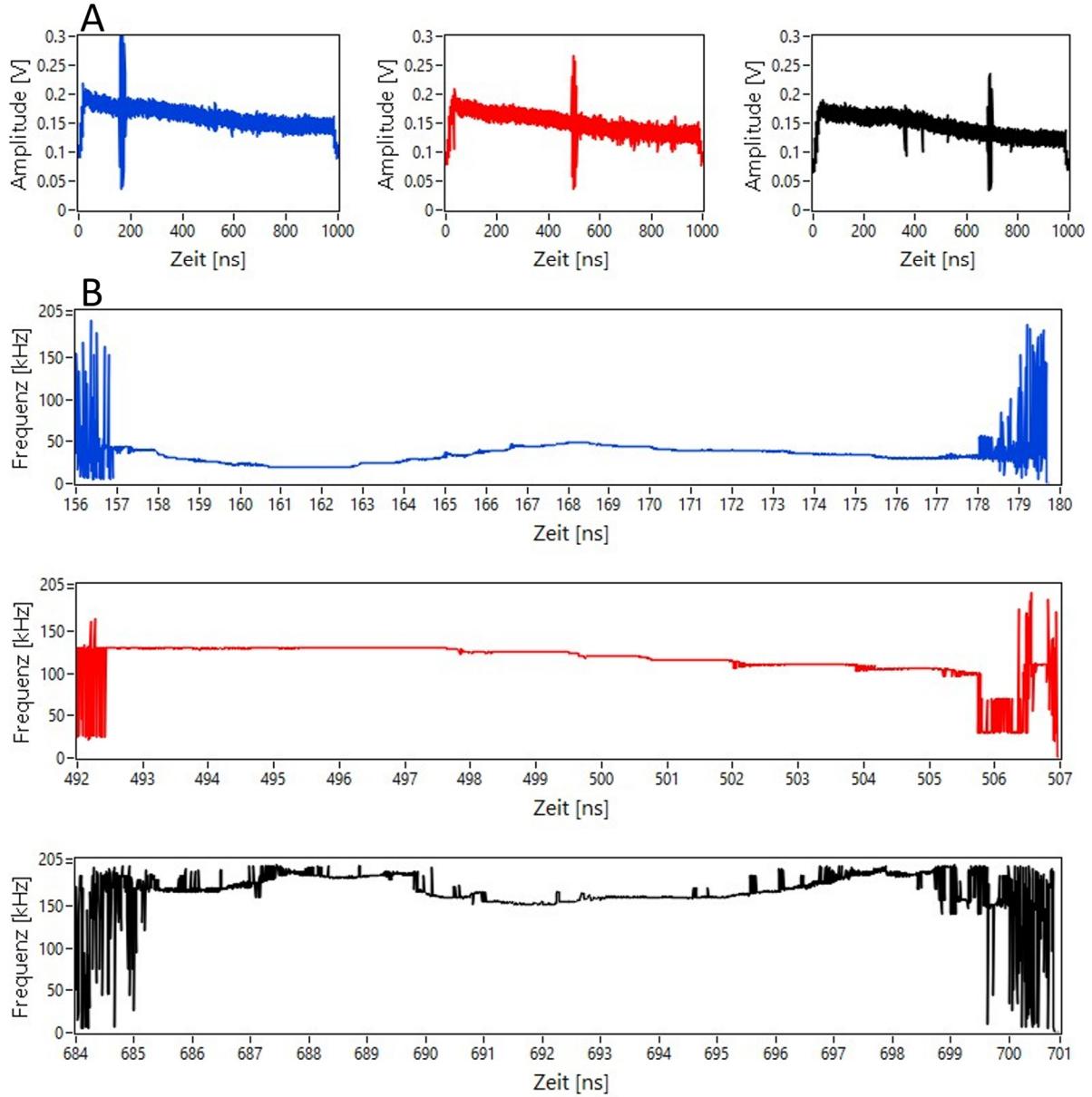


Abbildung 42: Sweeps und deren Gesamtmoden-Phasenentwicklungen. A) Drei FDML-Sweeps von 1310 nm bis 1270 nm mit Schwebungssignalen bei 1305 nm (blau), 1290 nm (rot) und 1280 nm (schwarz). Der Dauerstrichlaser hat eine maximale Linienbreite von 9 kHz (blau) oder 11 kHz (rot und schwarz). B) Dazugehörige Gesamtmoden-Phasenentwicklungen.

In allen drei Diagrammen in Abbildung 42B kann man den Bereich des Schwebungssignals gut erkennen, da die Bereiche daneben auf beiden Seiten zufällige Frequenzen zeigen. Es fällt auf, dass die Schwebungssignale unterschiedlich lang sind. Das liegt daran, dass sich die Wellenlänge im FDML-Sweep nicht linear, sondern sinusförmig ändert. Das Schwebungssignal ist in der Mitte (rot) am kürzesten, weil die Frequenz sich dort am schnellsten ändert. Das blaue

Schwebungssignal ist am nächsten am Umkehrpunkt der sinusförmigen Wellenlängenänderung und damit am längsten.

Wenn man sich die Gesamtmoden-Phasenentwicklungen der letzten Abbildungen genauer anschaut, werden Stufen sichtbar. Abbildung 43A zeigt eine Vergrößerung der schwarzen Kurve aus Abbildung 41A. Diese Stufen sind ein numerisches Artefakt, das durch die Frequenzauflösung der Fourier-Transformation von ca. 5 kHz entsteht. Bestätigen lässt sich diese Erklärung, indem man z. B. statt 83 Schwebungssignale nur die ersten 41 aufeinanderfolgenden Schwebungssignale desselben Datensatzes genauso auswertet. Dann ist die Frequenzauflösung mit 10 kHz doppelt so groß. Auch die Stufen sind doppelt so groß und passen zur Frequenzauflösung, wie es in Abbildung 43B zu sehen ist. Weil die maximalen Frequenzen durch Anpassung einer Parabel ermittelt wurden, sind die Werte aber meist keine exakten Vielfachen der Frequenzauflösung.

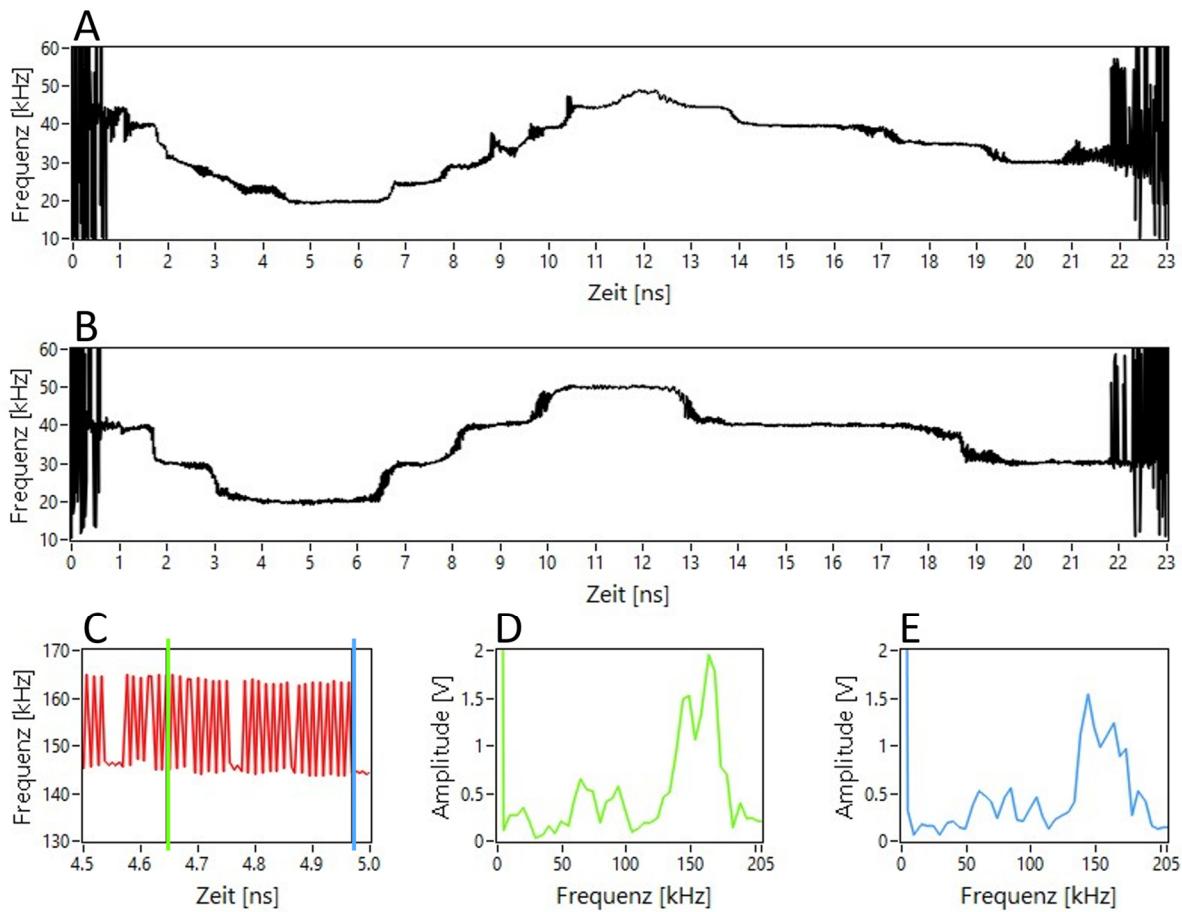


Abbildung 43: Stufen innerhalb der Gesamtmoden-Phasenentwicklungen. A) Stufen aufgrund der Frequenzauflösung der Fourier-Transformation. B) Eine Verringerung der Datenpunkte vergrößert die Frequenzauflösung und damit die Stufen. C) Schnelle Oszillation in der Gesamtmoden-Phasenentwicklung und zwei Markierungen. D) Spektrum der Modengruppen-Phasenentwicklung an der grünen Markierung. Mehrere Frequenzanteile haben eine hohe Amplitude. E) Spektrum der Modengruppen-Phasenentwicklung an der blauen Markierung, bei der eine andere Frequenzkomponente die maximale Amplitude hat.

Eine andere Art größerer Stufen ist besonders in der roten Kurve in Abbildung 41A, aber auch gelegentlich in allen anderen Gesamtmoden-Phasenentwicklungen zu sehen. In Abbildung 43C ist

ein Abschnitt dieser Kurve vergrößert. Man sieht, dass die maximale Frequenz zwischen zwei Werten hin- und herspringt. Wenn man sich die dazugehörigen Spektren der Modengruppen-Phasenentwicklungen anschaut (Abbildung 43D und E), sieht man, dass die Energie nicht nur in einer einzelnen Frequenzkomponente steckt, sondern über mehrere verteilt ist. Über einige Sweepbereiche haben zwei Frequenzkomponenten nun abwechselnd die maximale Amplitude. Dadurch entstehen Sprünge in der Kurve der Gesamtmoden-Phasenentwicklung.

3.3.5 Hilbert-Transformation

Für einige Anwendungen von FDML-Lasern ist nicht nur die instantane Linienbreite interessant, sondern auch das Jittern der Wellenlängen an sich, da die zeitliche Position innerhalb eines Sweeps eine bestimmte Wellenlänge kodiert. Daher ist auch eine sehr genaue Zuordnung zwischen Zeit und Wellenlänge in aufeinanderfolgenden Sweeps nötig [31]. Um Informationen darüber zu erhalten, wird eine Hilbert-Transformation auf die einzelnen Schwebungssignale angewandt und das Ergebnis aufeinanderfolgender Schwebungssignale verglichen. Die Hilbert-Transformation ermöglicht den Zugang zur Phasenentwicklung innerhalb eines Schwebungssignals.

Die Ergebnisse der Hilbert-Transformation des gesamten Datensatzes mit 83 Sweeps aus Abbildung 39A ist in Abbildung 44A zu sehen. Der Bereich der Phasenentwicklung ist kürzer als die Schwebungssignale, da Anfang und Ende für die Berechnung der Hilbert-Transformation abgeschnitten wurden. Zu sehen sind die überlagerten, kumulativen Phasenentwicklungen von 83 Schwebungssignalen. Es werden also mit jedem kompletten Phasenzyklus im Schwebungssignal 2π addiert. Aus dem Wert der Phasenentwicklung zu einem Zeitpunkt kann also berechnet werden, wie viele Phasenzyklen vom Beginn des Schwebungssignal vergangen sind. Ein Phasenzyklus im Schwebungssignal bedeutet, dass einer der beiden Laser einen Phasenzyklus mehr durchlaufen hat als der andere. In den präsentierten Schwebungssignalen durchläuft der Dauerstrichlaser in der ersten Hälfte mehr optische Zyklen. In der zweiten Hälfte des Schwebungssignals durchläuft der FDML-Laser mehr optische Zyklen, da dieser aufgrund der erzeugten Rückwärtssweeps dort eine höhere Frequenz als der Dauerstrichlaser hat. Eventuelle Unterschiede in der Anzahl der optischen Zyklen in aufeinanderfolgenden Sweeps können durch beide Laser verursacht werden, dienen aber als obere Grenze für den FDML-Laser. Eine unterschiedliche Anzahl optischer Zyklen bedeutet, dass die Frequenz nicht an jeder Position in aufeinanderfolgenden Sweeps gleich ist.

In Abbildung 44A sieht man die 83 überlagerten Kurven aller Schwebungssignale eines Datensatzes. Die Phasenentwicklungen steigen monoton an und sind für alle Schwebungssignale glatt, was darauf hindeutet, dass die Moden des FDML-Lasers im Sweet-Spot-Betrieb gekoppelt sind, zumindest über die 0,7 nm des messbaren Schwebungssignals. Es sind keine Phasensprünge innerhalb der Phasenentwicklungskurven sichtbar, unabhängig vom betrachteten Sweep. Das ist wiederum ein Hinweis auf eine ausgeprägte Modenkopplung und passt zu der hohen Phasenkontinuität, die in Abschnitt 3.3.2 gezeigt wurde. Die Steigung der Phasenentwicklungen zeigt den Frequenzunterschied zwischen FDML- und Dauerstrichlaser an. In der Mitte haben beide Laser die gleiche Frequenz, also die gleiche Anzahl optischer Zyklen. Dort ist die Steigung null. Zu beiden Seiten wird der Frequenzunterschied und somit die Steigung größer.

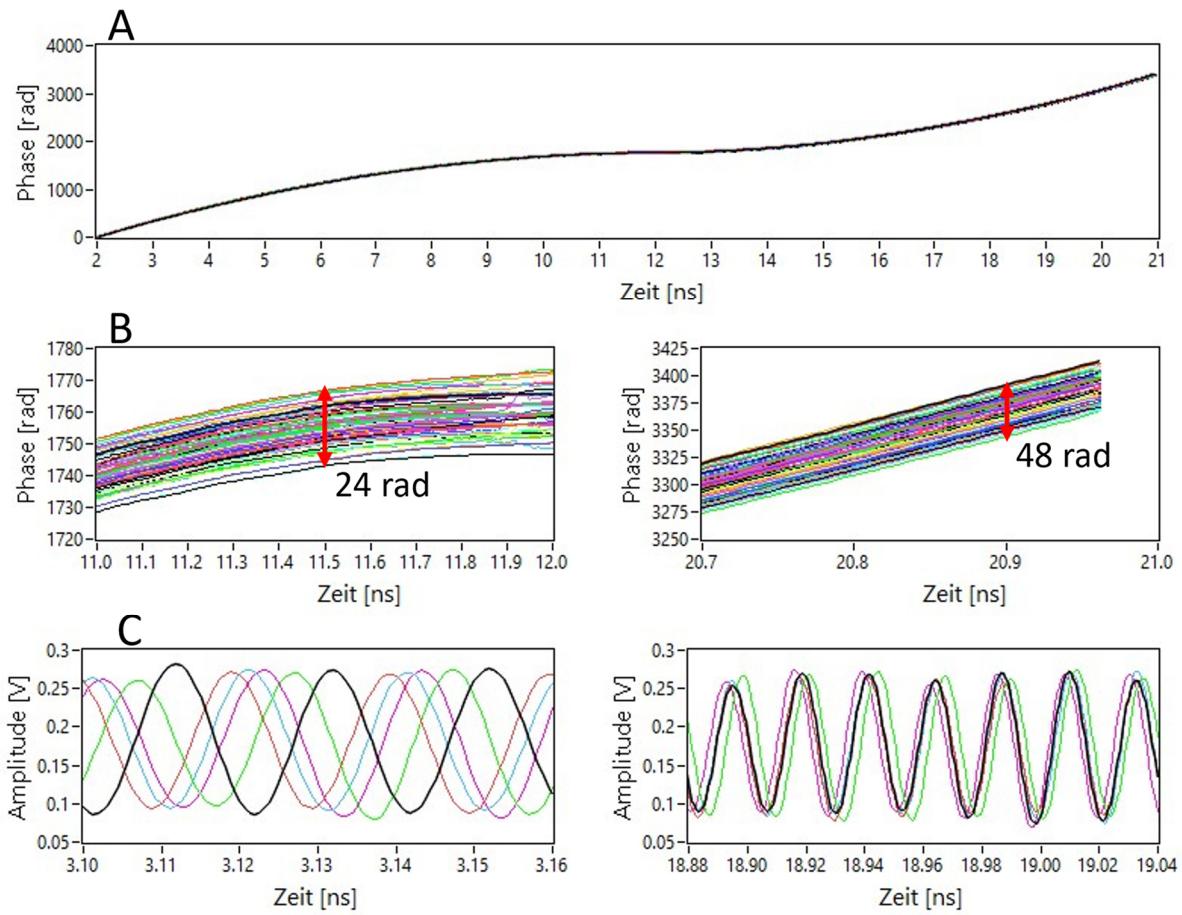


Abbildung 44: Ergebnisse der auf die Schwebungssignale angewandten Hilbert-Transformation. A) Überlagerte, kumulative Phasenentwicklung von 83 aufeinanderfolgenden Schwebungssignalen über 0,7 nm. B) Vergrößerung von zwei Ausschnitten zu unterschiedlichen Zeiten. C) Vergrößerung von zwei Abschnitten der ersten fünf überlagerten Schwebungssignale, die den Kurven der Hilbert-Transformation zugrunde liegen.

Die Phasenentwicklung sieht für alle Schwebungssignale ähnlich aus. Eine Vergrößerung von einigen Bereich zeigt aber, dass die Kurven nicht perfekt überlappen. Eine Vergrößerung der Phasenverläufe in der Mitte der Kurven zeigt eine maximale Phasendifferenz von 24 rad. Am Ende der Kurven beträgt die maximale Phasendifferenz 48 rad (Abbildung 44B). Das entspricht einer Differenz von 3,8 und 7,6 Phasenzyklen im Schwebungssignal. Das Schwebungssignal mit den meisten Phasenzyklen hat also 7,6 Phasenzyklen mehr über 83 Sweeps hinweg als das mit den wenigsten. Wenn man sich die ersten fünf überlagerten Schwebungssignale des Datensatzes in Abbildung 44C anschaut, wird auch sichtbar, dass die Phase sich nicht in allen Schwebungssignalen gleich schnell entwickelt. Die überlagerten Schwebungssignale sind an zwei verschiedenen Positionen gezeigt. An einer Position sind alle fünf Signale zueinander versetzt. Später haben die fünf Signale über einen kurzen Bereich fast die gleiche Phase. Die Phase entwickelt sich also nicht in allen Schwebungssignalen und somit nicht in allen Sweeps gleich. Die maximale Differenz beträgt 7,6 Phasenzyklen für den gezeigten Datensatz. Ein Phasenzyklus des Lichtfeldes dauert bei 1300 nm etwa 4,3 fs. Daher dauern 7,6 Phasenzyklen knapp 33 fs. Das ist eine Obergrenze für die Zeitunsicherheit oder den Jitter der Moden im Bereich des Schwebungssignals. Daraus folgt, dass die Frequenz an einer Sweepposition über

aufeinanderfolgende Sweeps schwankt. Unter der Annahme einer linearen Wellenlängenänderung von 0,7 nm im 21 ns langen Schwebungssignal ändert sich die Wellenlänge innerhalb von 33 fs um 1,1 fm. Das entspricht ca. 200 kHz bei 1305 nm und gibt einen Hinweis auf den maximalen Frequenzjitter über die 83 Schwebungssignale.

3.3.6 Vergleich mit Simulationen

In diesem Abschnitt werden Simulationsergebnisse mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Die Simulationen und Abbildungen wurden von Mark Schmidt in einer Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von Prof. Christian Jirauschek der Technischen Universität München erstellt. Die präsentierte Abbildung wurde aus einer Veröffentlichung entnommen, die sich noch in der Vorbereitung befindet. Die hier gezeigten Simulationen basieren auf dem Modell in [110], das in Abschnitt 2.3.5 schon näher erläutert wurde.

Es wird ein FDML-Laser mit einer Zentralwellenlänge von 1290 nm, einer Bandbreite von 40 nm, einer Filterfrequenz von 411 kHz und einer relativen Einschaltdauer von 40 % als Vergleich zum Datensatz aus Abbildung 39 und Abbildung 40 simuliert. Ein Dauerstrichlaser ist für die Simulation nicht nötig, da direkt auf die Phase des Lichtfeldes zugegriffen werden kann. Es wurden viele aufeinanderfolgende Lichtumläufe im Sweet-Spot-Betrieb analysiert. Als Vergleich wird der FDML-Laser auch ohne Sweet-Spot-Betrieb simuliert. Dann treten Intensitätseinbrüche auf, wie es in Abschnitt 2.3.3 gezeigt wurde. Die Ergebnisse der Simulation sind in Abbildung 45 gezeigt.

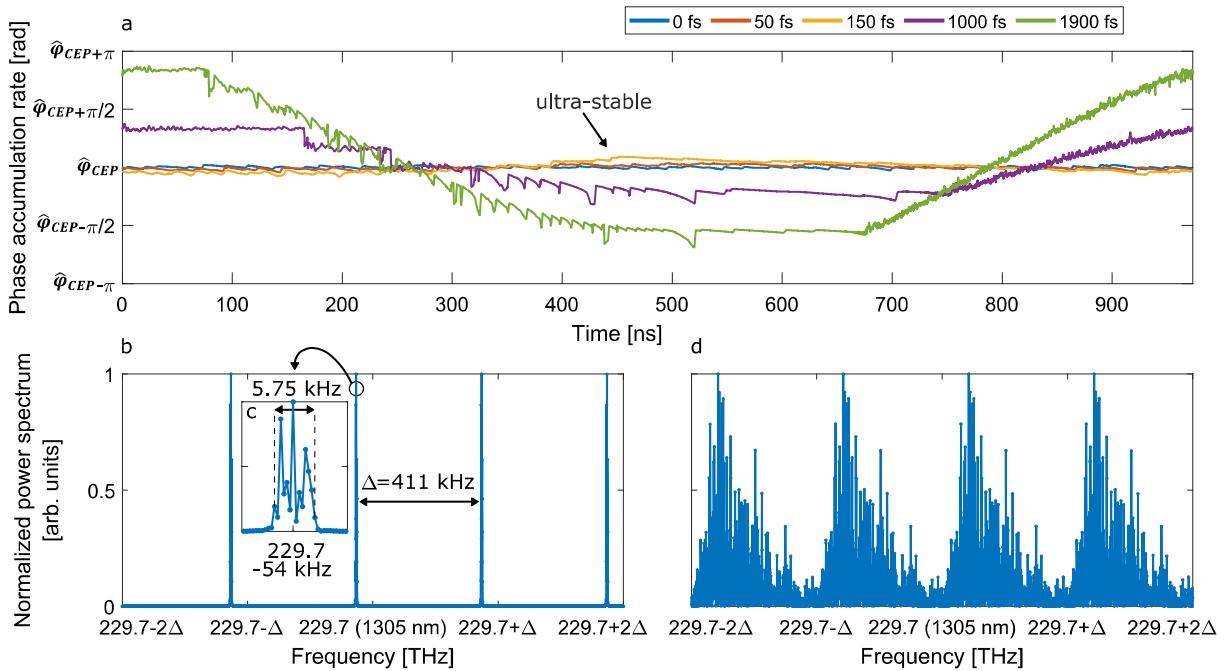


Abbildung 45: Simulationsergebnisse. A) Relative Phasenakkumulation von Sweep zu Sweep für verschiedene Werte der Dispersion im Faserresonator. B) Ausschnitt des Spektrums bei 1305 nm von 1000 Sweeps im Sweet-Spot-Betrieb bei einer Restdispersion von 150 fs. C) Vergrößerung eines einzelnen Frequenzkammzackens. D) Gleicher Abschnitt des Spektrums in einem nicht dispersionskompensierten Laser bei einer Restdispersion von 192 ps.

Das verwendete theoretische Model ist in der Lage, die Ergebnisse der experimentellen Messungen zu erklären. Abbildung 45A zeigt die Gesamtmoden-Phasenentwicklung oder die Phasenakkumulation pro Lichtumlauf bei verschiedenen Werten der Restdispersion im Faserresonator für 100 aufeinanderfolgende Sweeps. Berechnet wurde also der Phasenunterschied von Sweep zu Sweep an jeder Sweepposition. Die Abweichung von einer konstanten Änderungsrate ist dargestellt. Bezugspunkt ist die Träger-Einhüllenden-Frequenz φ_{CEP} im ultrastabilen Betrieb. In der Simulation kann die Gesamtmoden-Phasenentwicklung im Gegensatz zum Experiment über den komplettem 1000 ns langen Sweep berechnet werden. Bei kleinen Restdispersionen bis 150 fs ist die Gesamtmoden-Phasenentwicklung flach über den gesamten Sweep. Das deckt sich mit den experimentellen Werten, die auch über den gesamten messbaren Bereich flach sind. Im Experiment ist die genaue Restdispersion nicht bekannt. Da aber der Sweet-Spot-Betrieb sichergestellt wurde, ist die Restdispersion nach [44] kleiner als 200 fs. Diese kleinen Restdispersionen werden durch den in Abschnitt 2.3.3 beschriebenen passiven Mechanismus zur Dispersionskompensation ausgeglichen. Bei größeren Restdispersionen gibt es nur noch kurze Bereiche mit einer flachen Gesamtmoden-Phasenentwicklung, die den Sweet-Spot-Bereichen entsprechen. In diesen Bereichen kann die Dispersion durch den passiven Kompensationsmechanismus ausgeglichen werden. In den anderen Bereichen ist der Phasenversatz zu groß und kann nicht ausgeglichen werden. Die Phase entwickelt sich für die übrigen Wellenlängen außerhalb des Sweet-Spot-Bereichs je nach Restdispersion mit einer unterschiedlichen Rate und die Träger-Einhüllenden-Frequenz ist nicht konstant über den gesamten Sweep. Die Sprünge, die in diesen Bereichen zu sehen sind, lassen sich auf die Intensitätseinbrüche zurückführen, die auftauchen, wenn der FDML-Laser nicht im Sweet-Spot-Betrieb läuft.

Das Spektrum von 1000 aufeinanderfolgenden Sweeps wurde mittels einer Fourier-Transformation bestimmt, sowohl für den Sweet-Spot-Betrieb als auch bei einer höheren Restdispersion. Das Spektrum bei einer Restdispersion von 150 fs zeigt einen Frequenzkamm, dessen Zacken einen Frequenzabstand von 411 kHz, also der Filterfrequenz oder Sweeprepetitionsrate haben. Ein Ausschnitt des Frequenzkamms bei 1305 nm ist in Abbildung 45B als Vergleich zum Spektrum in Abbildung 36C zu sehen. Dabei hat ein einzelner Zacken eine Linienbreite von etwa 6 kHz (Abbildung 45C). Dieser Wert stimmt gut mit der Größenordnung der Linienbreite der Modengruppen aus Abschnitt 3.3.3 überein, wo die schmalste Linienbreite in Abbildung 37 etwa bei 5 kHz liegt. Als Vergleich ist in Abbildung 45D das Spektrum eines nicht dispersionskompensierten Lasers zu sehen. Alle anderen Parameter sind gleich. Selbst bei einer großen Restdispersion von 192 ps ist immer noch eine periodische Struktur mit dem gleichen Frequenzabstand im Spektrum zu sehen, aber keine schmalen Kammzacken. Experimentelle Vergleichsdaten eines nicht dispersionskompensierten Lasers wurden nicht generiert, aber es ist bekannt, dass Intensitätseinbrüche im Laser ohne Dispersionskompensation die Kohärenzeigenschaften verschlechtern und somit die Linienbreite vergrößern [44].

3.4 Fazit

In diesem Kapitel wurden Schwebungsmessungen gezeigt, die Rückschlüsse auf die Phase des im FDML-Laser zirkulierenden Lichtes zulassen, sowohl innerhalb eines Sweeps als auch über aufeinanderfolgende Sweeps.

Die gleichmäßige Phasenkontinuität und die glatten Kurven aus der Hilbert-Transformation zeigen, dass die einzelnen Moden innerhalb eines Sweeps stark gekoppelt sind. Die periodische Modengruppen-Phasenentwicklung und die daraus berechneten Gesamtmoden-Phasenentwicklungen beziehungsweise die stabile Träger-Einhüllenden-Frequenz beweisen eine starke Korrelation zwischen den Lichtfeldern aufeinanderfolgender Sweeps. Daraus folgt, dass der FDML-Laser eine deutliche Modenstruktur, also eine Frequenzkamm-Struktur hat, zumindest über die kleinen Bereiche der Schwebungssignale. Die instantanen Linienbreiten in den Bereichen der Schwebungssignale sind oft kleiner als 10 kHz. Die Experimente bestätigen die Ergebnisse aus der Simulation. Aus all diesen Ergebnissen folgt auch, dass Faktoren, die die Phase beeinflussen, wie Temperaturveränderungen, die wiederum Faserlänge und Brechungsindex verändern, sich langsam im Vergleich zur Sweep repetitionsrate verändern, sodass aufeinanderfolgende Sweeps im Sweet-Spot-Betrieb einen Phasenbezug zueinander haben. Es ist davon auszugehen, dass diese Ergebnisse für den gesamten Sweep gelten, sofern der Sweet-Spot-Betrieb gewährleistet ist, da diese Ergebnisse für alle gemessenen spektralen Sweeppositionen gelten.

Um diese Annahme auch experimentell zu bestätigen, wird im folgenden Kapitel ein Experiment vorgestellt, in dem das Licht von zwei FDML-Lasern überlagert wird. Dadurch kann ein Schwebungssignal und somit Phaseninformationen über den gesamten Sweep erzeugt werden.

4. ÜBERLAGERUNG VON ZWEI FDML-LASERN

In diesem Kapitel wird ein weiterer Schwebungsversuch vorgestellt. Hier wird das Licht zweier unabhängiger FDML-Laser überlagert. Beide Laser und der gesamte Versuchsaufbau werden kurz beschrieben. Es werden die gemessenen Daten vorgestellt und verschiedene Auswertungsmethoden präsentiert. Die Ergebnisse dieser Methoden werden diskutiert. Teile der hier vorgestellten Ergebnisse wurden bereits veröffentlicht [159, 163].

4.1 Zielsetzung

Das Ziel dieses Experiments ist grundsätzlich dasselbe wie das Ziel des vorherigen Kapitels. Es soll das Phasenverhalten des Lichtfeldes des FDML-Lasers auf Kohärenzeffekte zwischen aufeinanderfolgenden Sweeps untersucht werden, um herauszufinden, wie das Lichtfeld nach einem Umlauf aussieht. Da die Schwebungssignale bei der Überlagerung eines FDML-Lasers mit einem Dauerstrichlaser nur kurz sind und somit keine Informationen über den gesamten Sweep vorliegen, wird in diesem Versuch das Licht aus zwei verschiedenen FDML-Lasern überlagert. Damit können Schwebungssignale und somit Phaseninformationen über einen größeren Sweep-Bereich erlangt werden. Es soll überprüft werden, ob das gesamte Spektrum des FDML-Lasers einem Frequenzkamm entspricht. Zusätzlich sollen mehr aufeinanderfolgende Sweeps detektiert werden, um die Phasenentwicklung der Sweeps über einen längeren Zeitraum zu untersuchen.

Aus zwei Gründen wurde das Experiment aus Kapitel 3 dennoch durchgeführt und nicht nur das Experiment aus diesem Kapitel. Einerseits ist das Experiment aus Kapitel 3 einfacher durchzuführen, da die beiden Laser nicht aneinander angepasst werden müssen, wie die zwei hier verwendeten FDML-Laser. Andererseits wurde im vorherigen Schwebungsexperiment ein Referenzlaser verwendet, dessen Kohärenzeigenschaften viel einfacher zu bestimmen sind. Hier werden nun zwei FDML-Laser verwendet, deren Kohärenzeigenschaften nicht einfach zu bestimmen sind. Durch das vorherige Experiment konnten schon Fragen in Bezug auf die Kohärenzeigenschaften eines dispersionskompensierten FDML-Lasers geklärt werden, die allein mit diesem Experiment nicht geklärt werden können.

4.2 Experimenteller Aufbau

Für diesen Versuch wurden zwei temperaturstabilisierte und dispersionskompensierte FDML-Laser gebaut und ihre Wiederholraten genau aufeinander abgestimmt. Dazu wurden die Glasfasermischungen in den beiden Resonatoren so angepasst, dass die Resonatorlängen nahezu gleich sind und beide Laser gleichzeitig im Sweet-Spot-Betrieb laufen. Einer der zwei FDML-Laser enthält eine Freistrahlstrecke, um die optische Weglänge genau an die des anderen Lasers anzupassen. Grundsätzlich unterscheiden sich die FDML-Laser nicht von dem FDML-Laser aus Abschnitt 3.2.2. Abweichungen werden in den folgenden zwei Abschnitten genannt.

4.2.1 Erster FDML-Laser

Der erste FDML-Laser für dieses Experiment ist aufgebaut, wie es in Abbildung 18 gezeigt wurde. Um den Sweet-Spot-Betrieb zu erhalten, wird die Filterfrequenz des FDML-Lasers geregelt, wie es

in Abschnitt 2.3.3 erklärt wurde. Der verwendete SOA (BOA1130S, Thorlabs) hat eine Zentralwellenlänge von 1285 nm und eine 3dB-Bandbreite von 87 nm [164]. Der Fasermix ist ähnlich wie im Laser aus Abschnitt 3.2.2. Durch die Dispersionskorrektur ergeben sich aber Unterschiede. Die Filterfrequenz für den Sweet-Spot-Betrieb beträgt in diesem Laser 417,3 kHz. Daraus ergibt sich eine Gesamtlänge des Faserresonators von 479,3 m. Die Zentralwellenlänge während der Messungen ist 1300 nm, die relative Einschaltdauer 12,5 %. Das Laserlicht wird nicht weiter verstärkt.

Bei 1300 nm beträgt die Transmissionsbandbreite $\delta\nu$ des verwendeten Fabry-Pérot-Filters 286 pm beziehungsweise 51 GHz. Der freie Spektralbereich beträgt 25,6 THz. Mit Formel (10) ergibt sich eine Finesse von 502. Die Reflektivität der Spiegel beträgt dann mit Formel (11) 99,4 %. Aus Formel (5) ergibt sich eine Fabry-Pérot-Resonatorlänge von 5,9 μm . Im Faserresonator haben die resonanten Moden einen FSR von 417,3 kHz. Im Sweepbereich von 1285 nm bis 1315 nm erfüllen 12,7 Millionen Moden die Resonanzbedingung des Faserresonators. Innerhalb der Transmissionsbandbreite von 51 GHz sind das etwa 122.000 Moden. Die Zeit für ein Lichtumlauf im Fabry-Pérot-Filter beträgt 39 fs, woraus sich eine Verzögerung von 20 ps für das Licht ergibt, was die Resonanzbedingung erfüllt.

4.2.2 Zweiter FDML-Laser

Der zweite FDML-Laser wurde im Rahmen einer Masterarbeit von Simon Lotz gebaut und ist grundsätzlich aufgebaut wie der erste FDML-Laser dieses Experiments. Zusätzlich gibt es innerhalb des langen Faserresonators eine Freistahlstrecke. Die Länge dieser Freistahlstrecke ist veränderlich und wird geregelt, um den Sweet-Spot-Betrieb zu erhalten. Der Fabry-Pérot-Filter in diesem Laser wird mit derselben Filterfrequenz aus demselben Funktionsgenerator betrieben wie der erste FDML-Laser. Wenn sich die Umlaufzeit des Lichtes im Resonator durch kleine Temperaturänderungen verändert, wird hier nicht die Frequenz, sondern die Länge der Freistahlstrecke angepasst [109]. Es wird der gleiche SOA mit einer Zentralwellenlänge von 1285 nm und einer 3dB-Bandbreite von 87 nm verwendet [164]. Auch der verwendete Fasermix ist ähnlich. Die Länge des Faserresonators beziehungsweise die optische Weglänge und die daraus resultierende Filterfrequenz sind auch gleich, da es sonst nicht möglich ist, Schwebungssignale über viele aufeinanderfolgende Sweeps zu messen. Auch Zentralwellenlänge und relative Einschaltdauer sind gleich.

Die Transmissionsbandbreite des Fabry-Pérot-Filters im zweiten FDML-Laser beträgt 259 pm, was bei 1300 nm 46 GHz entspricht. Der freie Spektralbereich beträgt 28,8 THz. Mit Formel (10) ergibt sich eine Finesse von 626. Die Reflektivität der Spiegel beträgt dann mit Formel (11) 99,4 %. Aus Formel (5) ergibt sich eine Fabry-Pérot-Resonatorlänge von 5,2 μm . Im gleichen 30 nm breiten spektralen Bereich befinden sich auch hier 12,7 Millionen Moden mit einem FSR von 417,3 kHz. In einer Filterposition mit der etwas kleineren Filterbandbreite von 46 GHz werden 110.000 Moden transmittiert. Die Lichtumlaufzeit im Fabry-Pérot-Filter beträgt ca. 35 fs und die Verzögerung für eine resonante Mode ca. 22 ps.

4.2.3 Versuchsaufbau für Schwebungsmessungen

Dieser Versuchsaufbau ist einfacher als der vorherige und besteht nur aus sechs Komponenten (siehe Abbildung 46). Das Licht der beiden FDML-Laser wird in einem Faserkoppler überlagert.

Ein Teil des Lichtes gelangt zu einem OSA (86142A, Hewlett Packard), der verwendet wird, um Bandbreite und Wellenlängenbereich beider Laser einzustellen und zu überwachen. Das Schwebungssignal wird am anderen Ausgang des Faserkopplers mit einer schnellen Photodiode (Finisar XPDV2320R, 50 GHz, 3dB Roll-off) detektiert und mit demselben schnellen 63 GHz-Echtzeitoszilloskop (DSOZ634A Infinium, Keysight) aufgezeichnet. Wie im vorherigen Experiment ist die hohe Geschwindigkeit des Oszilloskops für diese Messungen entscheidend. Da die analoge Detektionsbandbreite des Oszilloskops größer als die Transmissionsbandbreite der Filter ist, können alle optischen Phasen- und Amplitudenschwankungen der Laser detektiert werden.

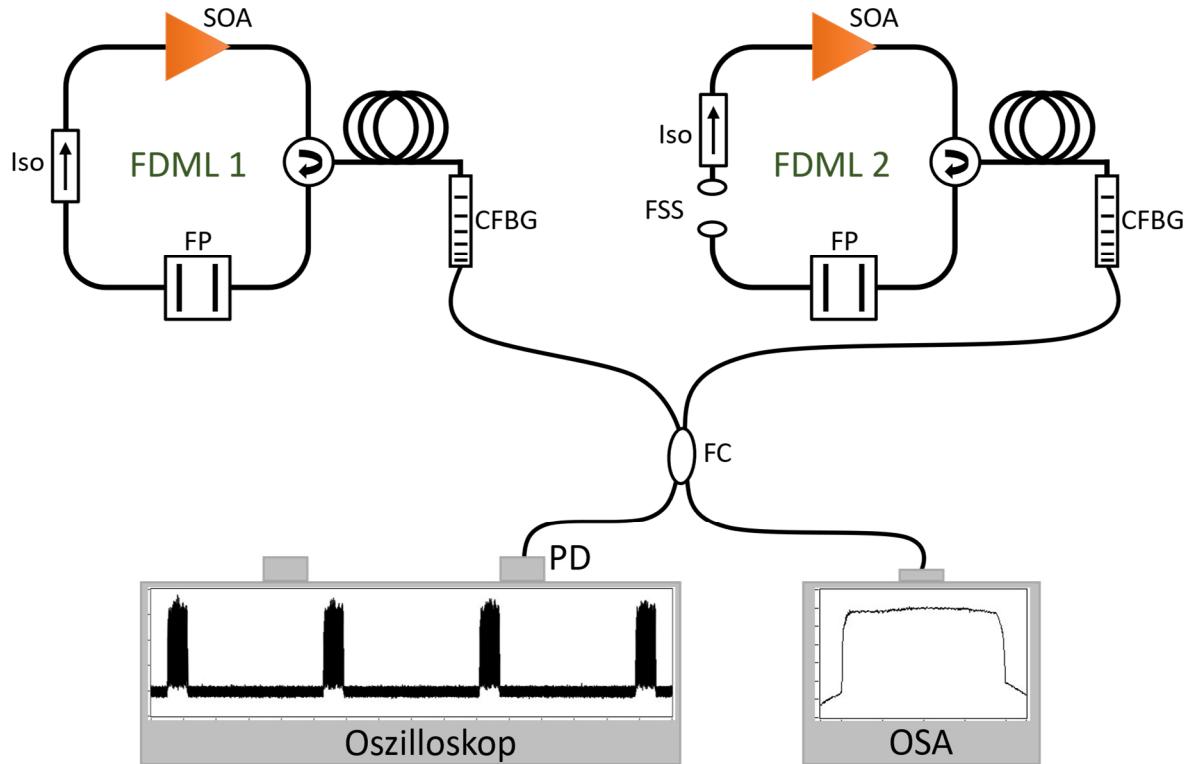


Abbildung 46: Versuchsaufbau für die Schwebungsmessungen zwischen zwei FDML-Lasern. Beide FDML-Laser sind nahezu gleich aufgebaut, außer dass der zweite FDML-Laser eine Freistrahlstrecke enthält. SOA = optischer Halbleiterverstärker, Iso = optischer Isolator, FP = Fabry-Pérot-Filter, CFBG = gechirptes Faser-Bragg-Gitter, FSS = Freistrahlstrecke, FC = Faserkoppler, PD = Photodiode, OSA = optischer Spektrumanalysator.

4.3 Auswertungsmethoden, Ergebnisse und Diskussion

In diesem Abschnitt wird die Datengrundlage vorgestellt. Es werden die gleichen Auswertungsmethoden wie in Kapitel 3 angewandt und deren Ergebnisse vorgestellt und diskutiert.

4.3.1 Datengrundlage

Die aufgenommenen Datensätze bestehen diesmal nur aus einer einzigen Datenreihe, die die Intensität des Lichtes der zwei überlagerten FDML-Laser über die Zeit beschreibt. Das Licht

beider FDML-Laser kann entweder die gleiche oder eine entgegengesetzte Sweeprichtung wie in Abbildung 47 haben. Zuerst wurden einige Datensätze aufgenommen, bei denen ein FDML-Laser Vorwärtssweeps und der andere Rückwärtssweeps emittiert.

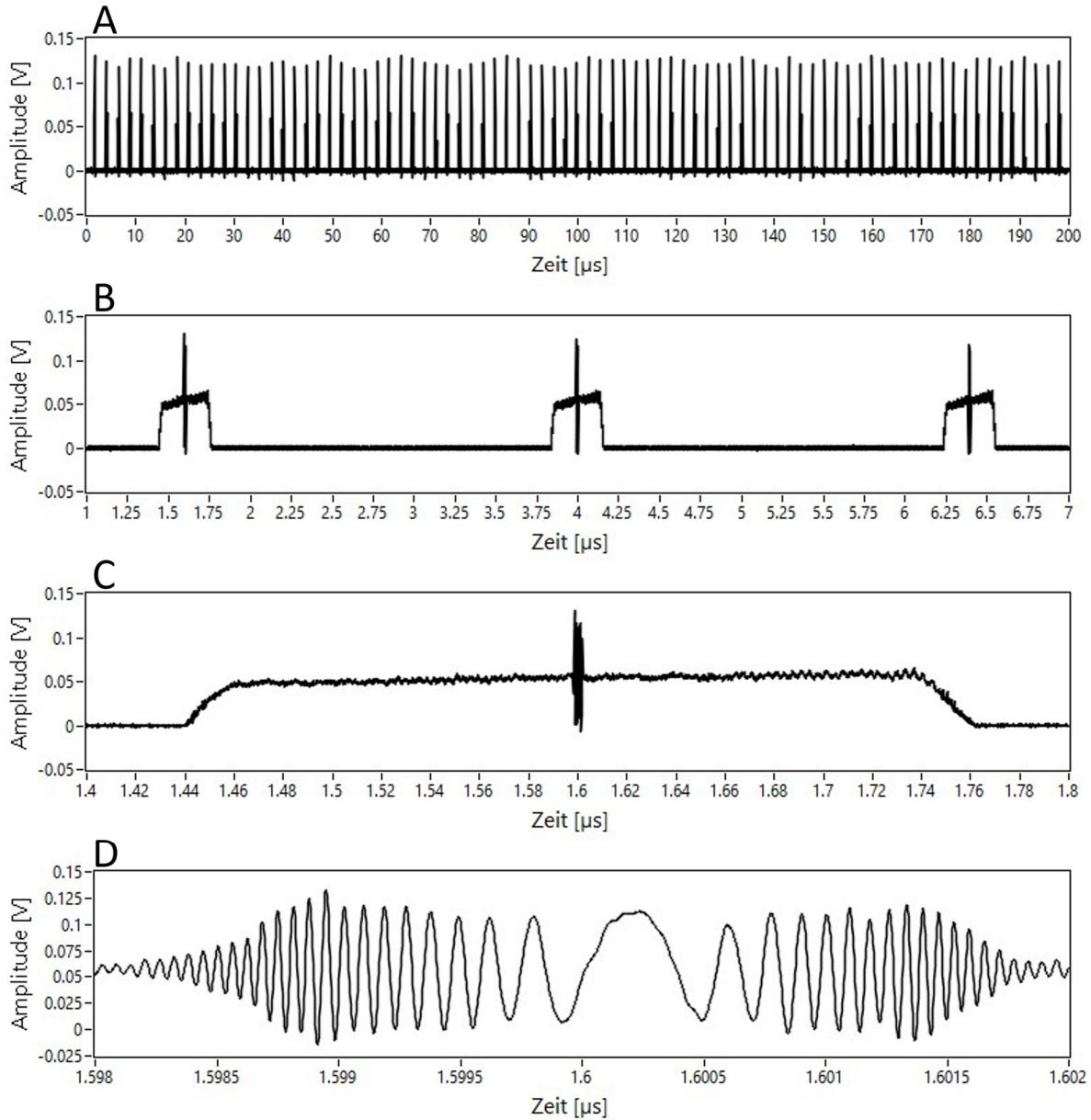


Abbildung 47: Messreihe einer Überlagerung des Lichtes zweier FDML-Laser mit unterschiedlichen Sweeprichtungen. A) Komplette Messreihe. B) Vergrößerung der ersten drei Sweeps. C) Vergrößerung des ersten Sweeps. D) Vergrößerung des ersten ca. 4 ns langen Schwebungssignals.

Es ist einfach, auf diese Art ein Schwebungssignal zu erzeugen. Wenn beide Laser die gleiche Bandbreite und den gleichen Wellenlängenbereich haben und beide Sweeps sich zeitlich überlappen, muss es an einer Position ein Schwebungssignal geben. Die aufgenommenen Datensätze bestehen aus einer Messwertreihe mit 32 Millionen Datenpunkten, die mit einer Abtastrate von 160 GSa/s aufgenommen wurden. Sie sind jeweils 200 μ s lang und enthalten 83 Sweeps. Eine komplette Messreihe ist in Abbildung 47A dargestellt. Die FDML-Laser haben eine Zentralwellenlänge von 1300 nm und eine Bandbreite von 30 nm. Wenn ein Abschnitt der

Messreihe vergrößert wird, erkennt man die Sweeps mit einer relativen Einschaltdauer von 12,5 % und die Schwebungssignale in der Mitte jedes Sweeps (Abbildung 47B und C).

Die Schwebungssignale (Abbildung 47D) entsprechen der Überlagerung zweier Wellen, wie es in Abbildung 25 gezeigt wurde. Sie sehen auch ähnlich aus wie die in Kapitel 3 präsentierten. Bei gleicher Bandbreite im Vergleich zur Überlagerung mit einem Dauerstrichlaser ist das Schwebungssignal aber noch kürzer, da sich die Frequenzen in entgegengesetzte Richtungen verändern. Diese Messdaten werden nicht weiterverwendet, weil sie keine direkten Vorteile gegenüber den Daten aus Kapitel 3 haben und somit keine neuen Erkenntnisse liefern. Daher wurde daraufhin das Licht zweier FDM-Laser überlagert, die Sweeps der gleichen Sweeprichtung, also je zwei Vorwärts- oder Rückwärtssweeps, emittieren (Abbildung 48).

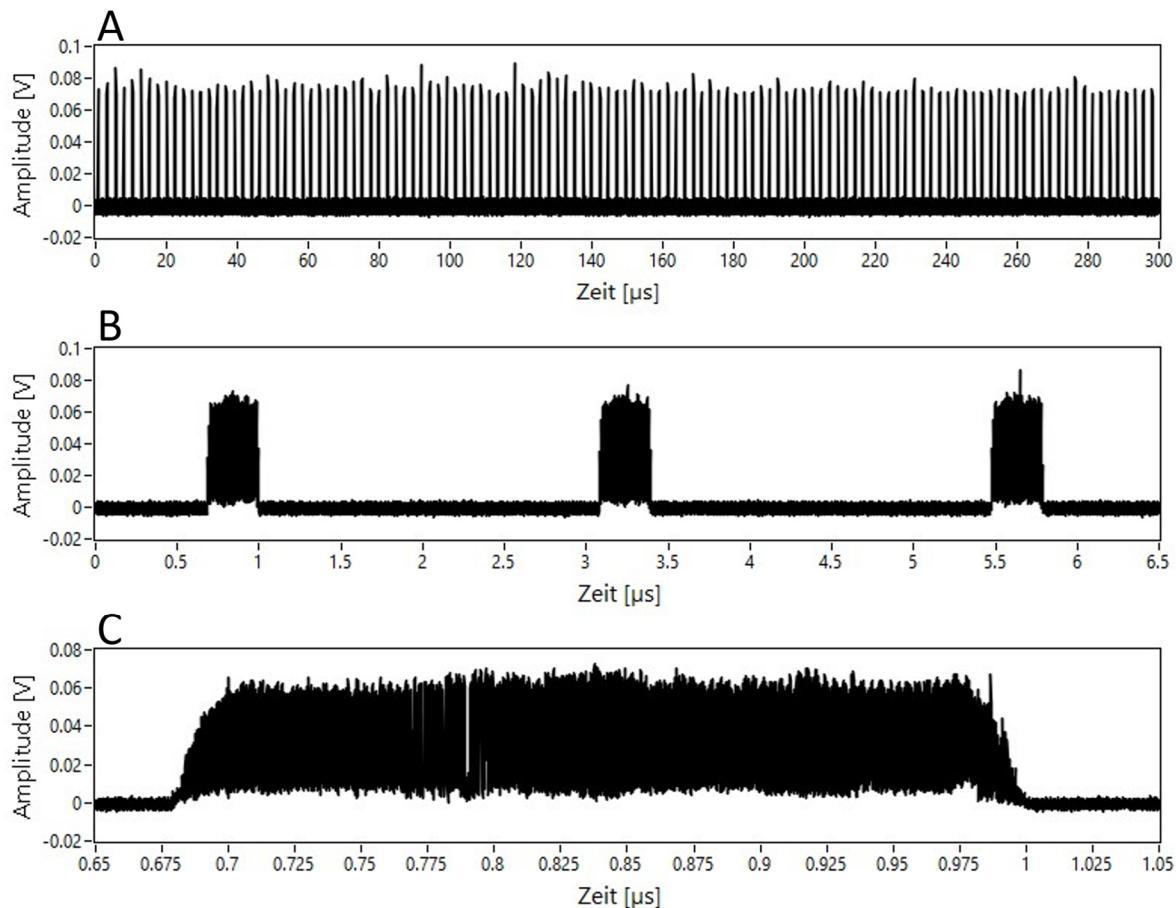


Abbildung 48: Messreihe einer Überlagerung des Lichtes zweier FDM-Laser, die Vorwärtsweeps emittieren. A) Die ersten 300 μ s der insgesamt 2 ms langen Messreihe. B) Vergrößerung der ersten drei Schwebungssignale. C) Vergrößerung des ersten Schwebungssignals.

Durch exaktes spektrales und zeitliches Überlagern ist es möglich, ein Schwebungssignal über den gesamten Sweep zu erzeugen. Die Frequenz beider Laser darf sich dafür an keiner Stelle um mehr als die analoge Detektionsbandbreite von 63 GHz oder 0,35 nm bei 1300 nm unterscheiden. Da in diesem Experiment nicht zusätzlich ein weiteres Schwebungssignal aufgezeichnet und dessen FFT berechnet wurde, was den Arbeitsspeicher im Oszilloskop benötigt, konnten längere Datenreihen aufgezeichnet werden. Es wurden 2 ms lange Messreihen mit einer Abtastrate von

160 GSa/s aufgenommen. Ein Datensatz enthält dann 320 Millionen Datenpunkte und über 800 Sweeps. Abbildung 48A zeigt die ersten 300 μ s eines solchen Datensatzes, bei dem es gelungen ist, ein Schwebungssignal über den gesamten Sweep zu erzeugen. Bei der Vergrößerung der Sweeps sieht man, dass nun kein vereinzelter Peak aus dem Sweep heraussticht wie bei der Überlagerung von FDML- und Dauerstrichlaser, sondern dass das Schwebungssignal über den gesamten Sweep geht (Abbildung 48B und C). Das FDML-Laserlicht hat eine Zentralwellenlänge von 1300 nm und eine Bandbreite von 30 nm. Beide Laser erzeugen Vorwärtssweeps. Die relative Einschaltzeit beträgt 12,5 % und ist damit kürzer als in Kapitel 3. In der Schwebungsmessung ist es bei dieser im Vergleich zum vorherigen Kapitel kleineren Einschaltzeit einfacher ein messbares Schwebungssignal über den gesamten Sweep zu erzeugen. Gleichzeitig entspricht die relative Einschaltzeit dem Wert, der für OCT-Anwendungen oft verwendet wird.

Alle ab hier präsentierten Daten in Kapitel 4 sind aus demselben Datensatz, der in Abbildung 48 gezeigt ist. Es wurde sichergestellt, dass aus den anderen gemessenen Datensätzen die gleichen Schlüsse gezogen werden können und es daher vertretbar ist, nur diesen Datensatz zu präsentieren.

4.3.2 Phasenkontinuität

Über den größten Teil der Schwebungssignale ist eine gleichmäßige Schwebungsfrequenz mit einer nahezu konstanten Frequenz sichtbar, wie es in Abbildung 49A gezeigt ist. Das bedeutet, dass beide Laser eine kontinuierliche und gleiche Phasenentwicklung in diesen Bereichen haben und die Frequenzdifferenz zwischen beiden Lasern stabil ist. Das beweist, dass beide Laser eine hohe Phasenstabilität haben. Da beide Laser ihre Frequenz mit der gleichen Geschwindigkeit und über den gleichen Bereich verändern, ist eine konstante Schwebungsfrequenz zu erwarten (vgl. Abbildung 24). Es gibt aber auch Bereiche, in denen die Schwebungsfrequenz nicht konstant ist, wie z. B. die Bereiche, die in Abbildung 49B und C zu sehen sind. Das bedeutet, dass beide FDML-Laser ihre Frequenz nicht in allen Bereichen genau gleich durchstimmen, obwohl das Filterfrequenzsignal beider Laser dasselbe ist. Ursache für ein ungleiches Durchstimmverhalten kann die ungleiche Restdispersion der beiden Laser sein. Dadurch sind die gleichen Wellenlängen nicht unbedingt an den gleichen Positionen in den Sweeps der beiden Laser und die Schwebungsfrequenz ändert sich. Der Bereich in Abbildung 49B sieht z. B. ähnlich aus wie die Mitte eines Schwebungssignals zwischen FDML- und Dauerstrichlaser. Durch ein ungleiches Durchstimmverhalten nähern beide Laser ihre Frequenz in diesem Bereich vermutlich aneinander an, bis sie die gleiche Frequenz haben. Danach laufen die Frequenzen wieder auseinander. Im Abschnitt in Abbildung 49C ändert sich die Differenzfrequenz beider Laser, vermutlich durch einen Modensprung innerhalb eines Lichtfeldes, nahezu sprunghaft.

Generell ist im Großteil des Schwebungssignals wieder eine hohe Phasenkontinuität zu erkennen. Dennoch sind die FDML-Laser nicht gleich und die Phasenentwicklung nicht perfekt gleichförmig über den Sweep hinweg.

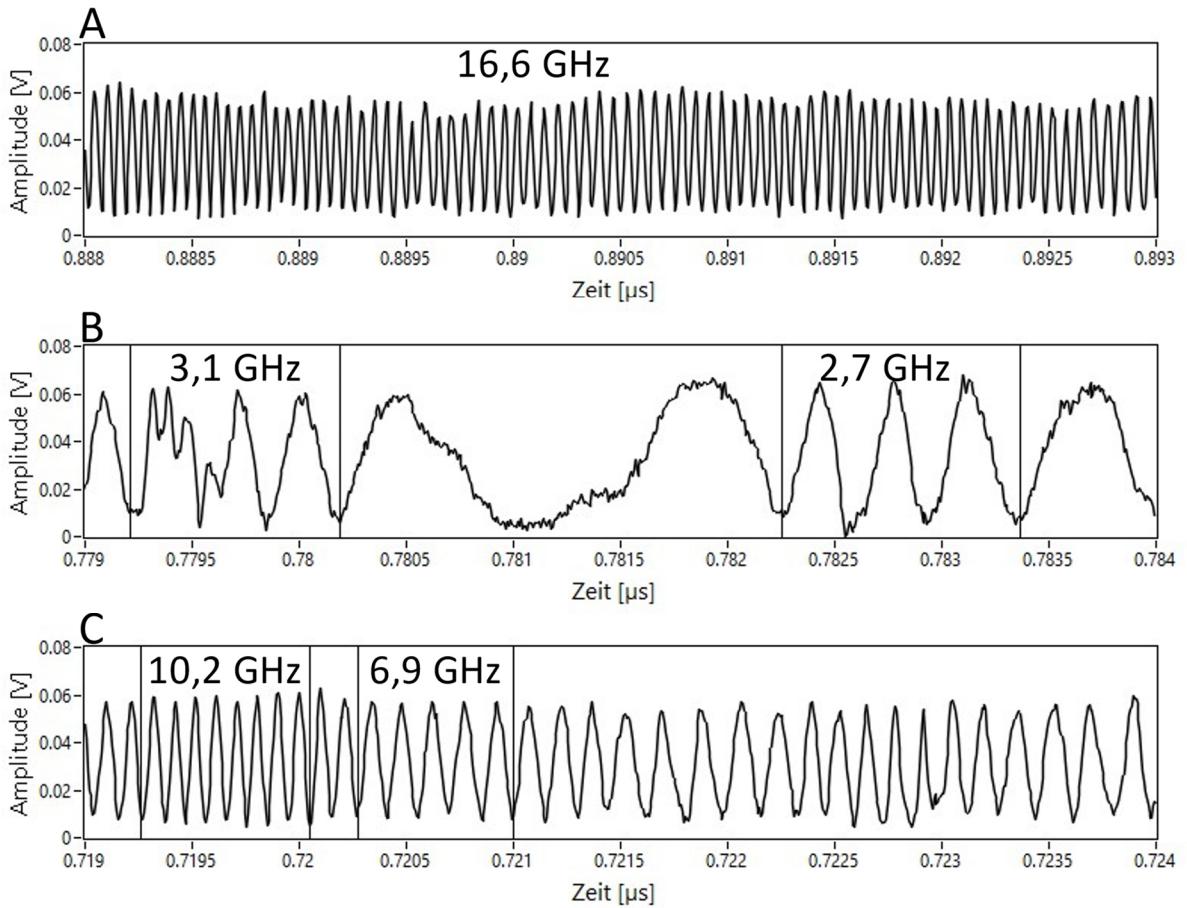


Abbildung 49: Phasenkontinuität der Überlagerung zweier Vorwärtssweeps. Dargestellt sind vergrößerte Ausschnitte aus dem Sweep in Abbildung 48C und abgeschätzte Schwebungsfrequenzen in bestimmten Bereichen. Alle Abschnitte sind 5 ns lang. A) Die meisten Bereiche des Schwebungssignals zeigen eine gleichmäßige Phasenänderung. B) Einige Abschnitte sehen aus wie die Position der Überlagerung zwischen Dauerstrich- und FDML-Laser, an der beide Laser die gleiche Frequenz haben. C) In einigen Bereichen ändert sich die Schwebungsfrequenz nahezu sprunghaft.

4.3.3 Phasenentwicklung über aufeinanderfolgende Sweeps

Um Informationen über die Phasenentwicklung aufeinanderfolgender Sweeps zu erhalten, werden die Schwebungssignale überlagert. Es werden die drei verschiedenen Arten der Phasenkontinuität aus Abbildung 49 verglichen. Abbildung 50A zeigt den gesamten ersten Sweep des Datensatzes und die zeitliche Zuordnung, um die Abschnitte in den folgenden Diagrammen zuordnen zu können.

Bereiche mit einer konstanten Frequenz (vgl. Abbildung 49A) werden in Abbildung 50 überlagert. Drei direkt aufeinanderfolgende Sweeps sehen, abgesehen von einem Phasenversatz, sehr ähnlich aus (Abbildung 50B). Das gleiche gilt, wenn jeder zehnte Sweep verglichen wird (Abbildung 50C). Dass sich die Phase von Sweep zu Sweep ändert, ist ein Hinweis darauf, dass die Träger-Einhüllenden-Frequenz der FDML-Laser nicht null ist, sondern einen anderen konstanten Wert hat. Ein Vergleich zwischen jedem 100. Sweep zeigt, dass die Korrelation der Schwebungssignale zueinander nachgelassen hat. Die Schwebungsfrequenz in diesem Bereich hat sich innerhalb von

100 Sweeps geändert. Während im Schwebungssignal des ersten Sweeps noch 13 Phasenzyklen zu sehen sind, sind im 101. Sweep nur noch zehn Phasenzyklen und im 201. nur neun Phasenzyklen sichtbar. Die Schwebungsfrequenz ändert sich also über 100 Sweeps von ca. 13 GHz zu ca. 10 GHz und über die nächsten 100 Sweeps zu ca. 9 GHz. Sie ist in diesem Abschnitt dennoch für den jeweiligen Sweep konstant. Ursache dafür ist eine Änderung der Frequenz in einem Lichtfeld oder in beiden.

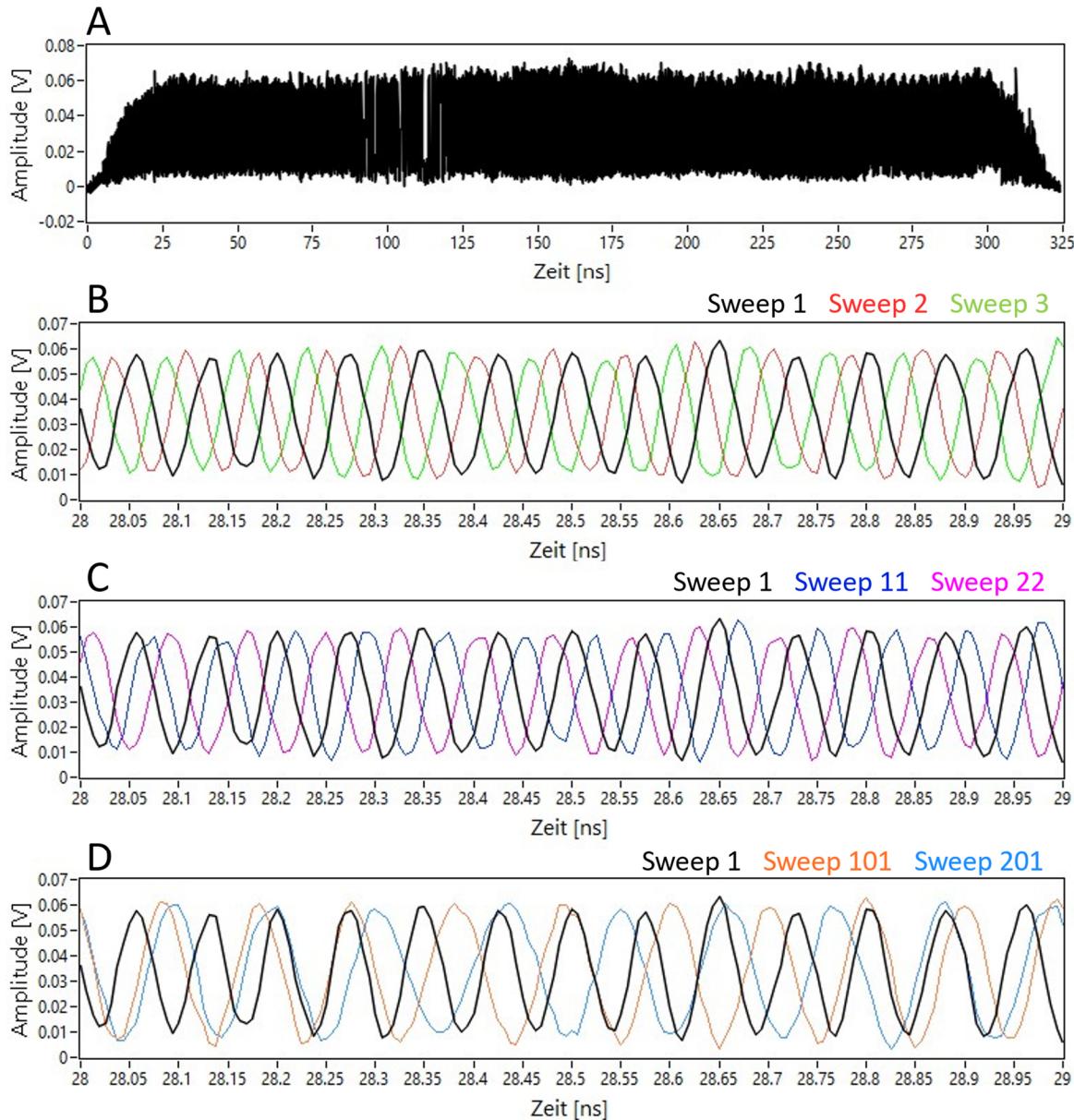


Abbildung 50: Vergleich von Schwebungssignalabschnitten mit konstanter Frequenz innerhalb eines Datensatzes. A) Das erste Schwebungssignal eines Datensatzes gibt den zeitlichen Bezugspunkt vor. B) Vergrößerung eines Ausschnitts mit drei direkt aufeinanderfolgenden Schwebungssignalen. C) Gleicher Ausschnitt von jedem zehnten Schwebungssignal. D) Gleicher Ausschnitt von jedem 100. Schwebungssignal.

Das gleiche gilt auch für Bereiche, in denen die Differenzfrequenz null ist (Abbildung 51, vgl. Abbildung 49B) und für Bereiche, in denen die Frequenz sich nahezu sprunghaft ändert

(Abbildung 52, Abbildung 49C). Die direkt aufeinanderfolgenden Sweeps sehen bis auf einen Phasenversatz ähnlich aus (Abbildung 51A, Abbildung 52A). In jedem zehnten Sweep kann man die Ähnlichkeit der Phasenentwicklung auch leicht erkennen (Abbildung 51B, Abbildung 52B). Den Bereich, in dem die Differenzfrequenz null ist, kann man 100 Sweeps später nicht mehr erkennen (Abbildung 51C), da mindestens einer der beiden Laser eine andere Frequenz an dieser Position hat und damit auch die Schwebungsfrequenz anders ist. Das gleiche gilt auch für den Bereich, in dem die Differenzfrequenz sich nahezu sprunghaft ändert (Abbildung 52C). 100 und 200 Sweeps später haben sich die enthaltenen Frequenzen geändert. Dennoch enthalten alle drei Kurven etwa an derselben Position ein nahezu sprunghafte Frequenzänderung. Es ist zu vermuten, dass einer der beiden Laser einen Modensprung aufweist, der sich über viele Lichtumläufe immer wieder an der gleichen Position befindet.

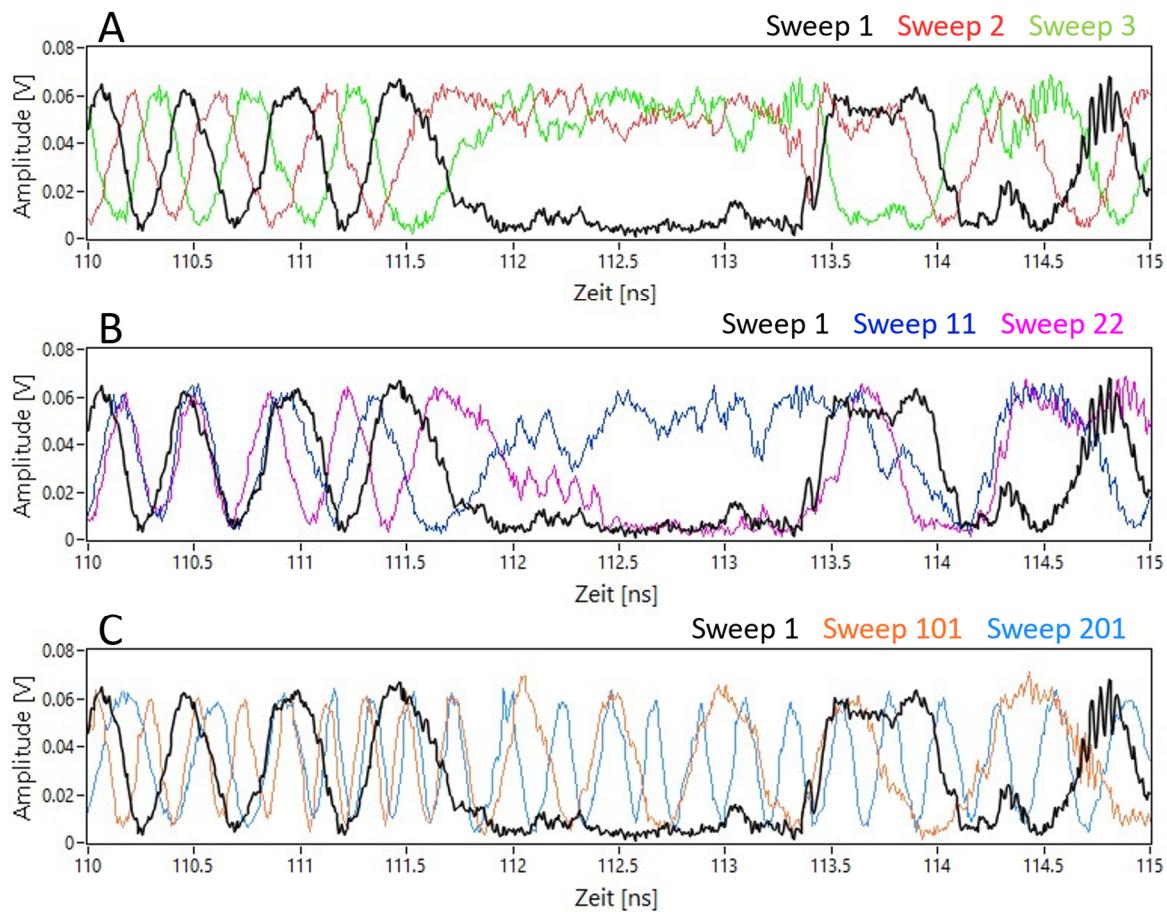


Abbildung 51: Vergleich von Schwebungssignalabschnitten mit „Nullfrequenz“ innerhalb eines Datensatzes. Die Zeitangaben beziehen sich auf Abbildung 50A. A) Vergrößerung eines Ausschnitts von drei direkt aufeinanderfolgenden Schwebungssignalen. B) Gleicher Ausschnitt von jedem zehnten Schwebungssignal. C) Gleicher Ausschnitt von jedem 100. Schwebungssignal.

Aus den gezeigten Daten lässt sich schließen, dass die Phase aufeinanderfolgender Sweeps gekoppelt ist, was aus dem FDML-Prinzip folgt, dass ein Sweep den nächsten speist. Nach einigen Zehn Lichtumläufen nimmt die Korrelation der Phase deutlich ab. Daraus lässt sich schließen, dass einer oder wahrscheinlich beide Laser ihre Frequenz an einer Sweepposition über einige Zehn Sweeps ändern. Das bedeutet, dass eine Wellenlänge auch im Sweet-Spot-Betrieb, also im bereits

sehr stabilen Betrieb, nur über eine gewisse Zeit an einer Position bleibt. Aus den Daten, z. B. in Abbildung 51C, lässt sich eine obere Grenze für die Frequenzunsicherheit an einer Position bestimmen. Im Bereich von 112 ns bis 113 ns verändert sich die Differenzfrequenz von 0 GHz im ersten Sweep zu etwa 2 GHz im 101. Sweep. Damit folgt aus dieser Methode ein maximaler Jitter von ca. 110 ps an dieser Position bei 300 ns langen Sweeps, die über 5,3 THz durchstimmen.

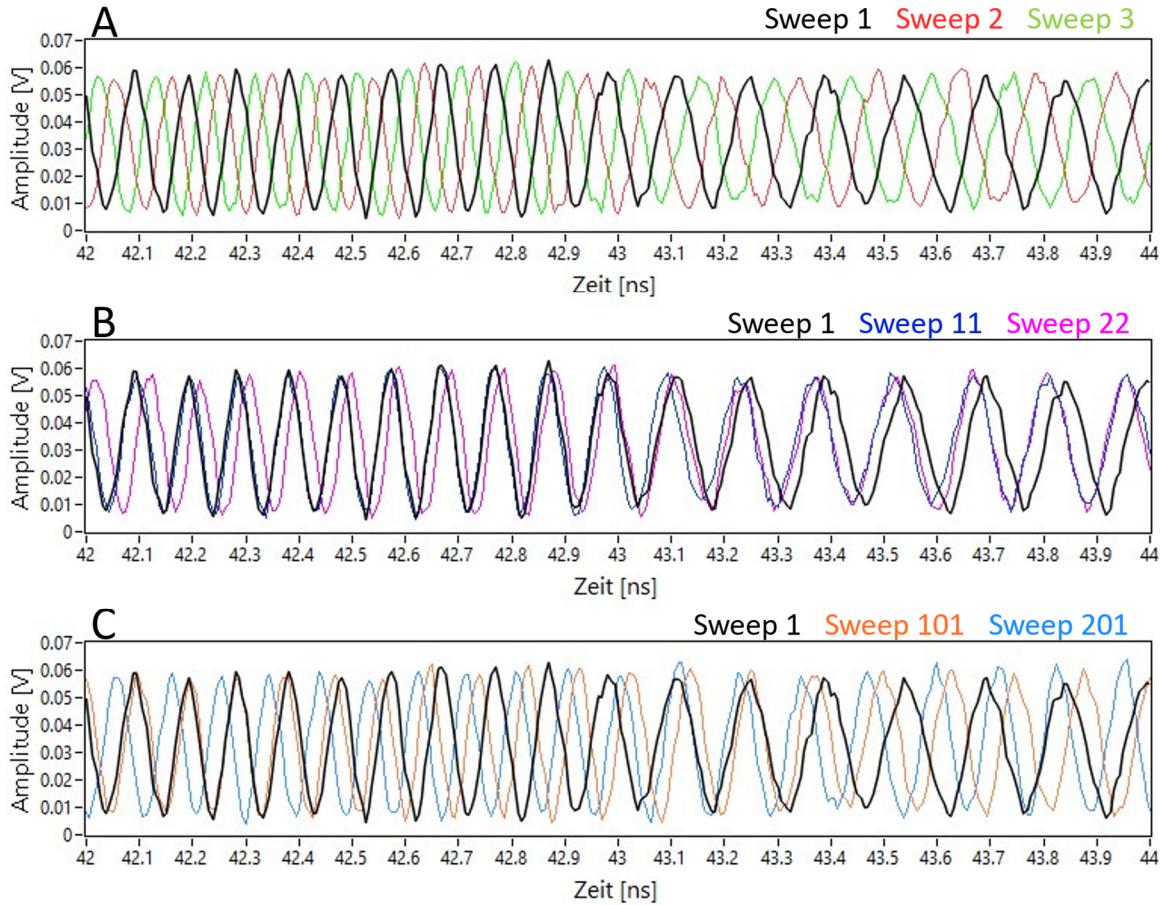


Abbildung 52: Vergleich von Schwebungssignalabschnitten mit nahezu sprunghafter Frequenzänderung innerhalb eines Datensatzes. Die Zeitangaben beziehen sich auf Abbildung 50A. A) Vergrößerung eines Ausschnitts von drei direkt aufeinanderfolgenden Schwebungssignalen. B) Gleicher Ausschnitt von jedem zehnten Schwebungssignal. C) Gleicher Ausschnitt von jedem 100. Schwebungssignal.

Die vorher qualitativ gezeigte Phasenänderung über aufeinanderfolgende Sweeps soll nun quantitativ gezeigt werden. Dazu wird die gleiche Methode wie in Kapitel 3 in Abschnitt 3.3.3 angewandt. Die Amplitude an einer Position aufeinanderfolgender Sweeps wird verglichen, also die Modengruppen-Phasenentwicklung berechnet. Eine FFT zeigt die enthaltenen Frequenzkomponenten (Abbildung 53). Ein Sweep, der 300 ns lang ist, enthält bei einer Bandbreite von 30 nm (5,3 THz), einer relativen Einschaltzeit von 12,5 % und einer Filterfrequenz von 417 kHz 12,7 Millionen Moden. Ein Sweep im Datensatz wird durch 48.000 Messpunkte repräsentiert. Somit enthält ein Datenpunkt 265 Moden.

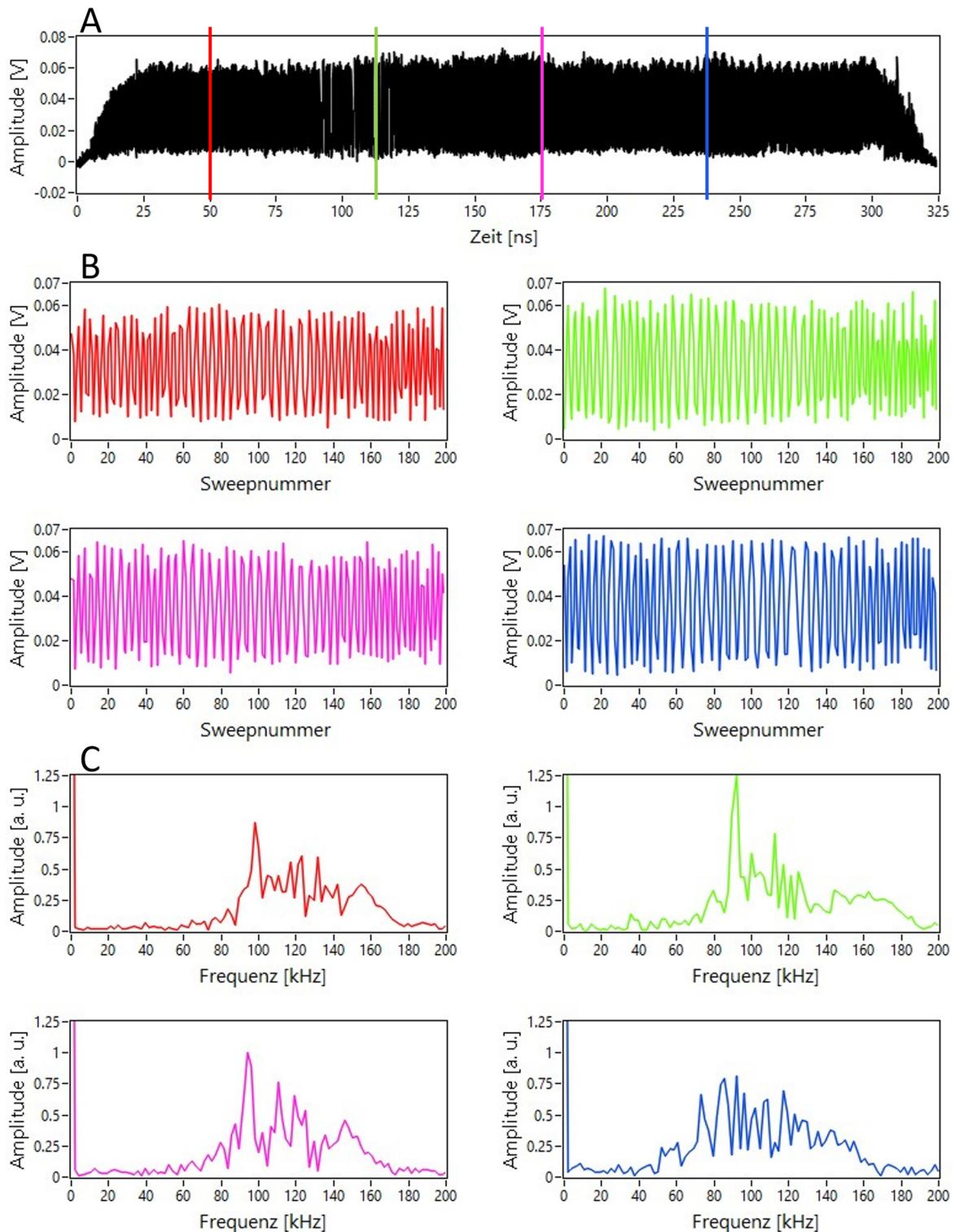


Abbildung 53: Modengruppen-Phasenentwicklung an verschiedenen Positionen eines Sweeps. A) Erster Sweep eines Datensatzes und Positionen der Auswertung über aufeinanderfolgende Sweeps. B) Phasenentwicklungen an den vier Positionen über 200 aufeinanderfolgende Sweeps. C) Spektren der Phasenentwicklungen.

Abbildung 53 zeigt die Modengruppen-Phasenentwicklung an vier verschiedenen Positionen über 200 aufeinanderfolgende Sweeps. Die Modengruppen-Phasenentwicklung an der jeweiligen Position ist wieder periodisch (Abbildung 53A). Die dazugehörigen Spektren zeigen die

enthaltenden Frequenzanteile der Phasenentwicklungen (Abbildung 53B). Die Spektren zeigen hier keinen einzelnen Peak, sondern mehr Frequenzanteile als im Experiment in Kapitel 3. Das liegt einerseits an der besseren Frequenzauflösung von ca. 2 kHz, die durch die höhere Anzahl an Datenpunkten entsteht. Andererseits lässt die größere Anzahl aufeinanderfolgender Sweeps aber auch vermuten, dass sich die Frequenzen in der Messzeit stärker ändern und das nicht nur von einem, sondern von zwei Lasern. Dadurch wird das Spektrum verbreitert. Dennoch ist die Phasenentwicklung nicht zufällig. Daraus kann der Schluss gezogen werden, dass sich die Phase eines FDML-Lasers an einer Position über aufeinanderfolgende Sweeps nahezu konstant ändert.

Die Modengruppen-Phasenentwicklung über die gesamte Messreihe von 800 Sweeps sieht weniger gleichmäßig aus (Abbildung 54A). Das wird auch ersichtlich, wenn man das Spektrum der Phasenentwicklung der ersten 100, 200, 400 und 800 Sweeps berechnet (Abbildung 54B). Je mehr Sweeps berücksichtigt werden, desto breiter wird das Spektrum. Die Linienbreite steigt von etwa 30 kHz bei 100 Sweeps auf etwa 60 kHz bei 800 Sweeps. Dennoch wird nur ein Teil des gesamten möglichen Spektrums abgedeckt. Die Spektren zeigen also, dass die Phasenentwicklung auch über 800 Sweeps nicht nur zufällig ist. Auch wenn die Phase an einer Position nach Hunderten Sweeps vermutlich statistisch schwankt (Abbildung 54A), hat die Phasenentwicklung auch nach Hunderten Sweeps eine ähnliche Geschwindigkeit (Abbildung 54B).

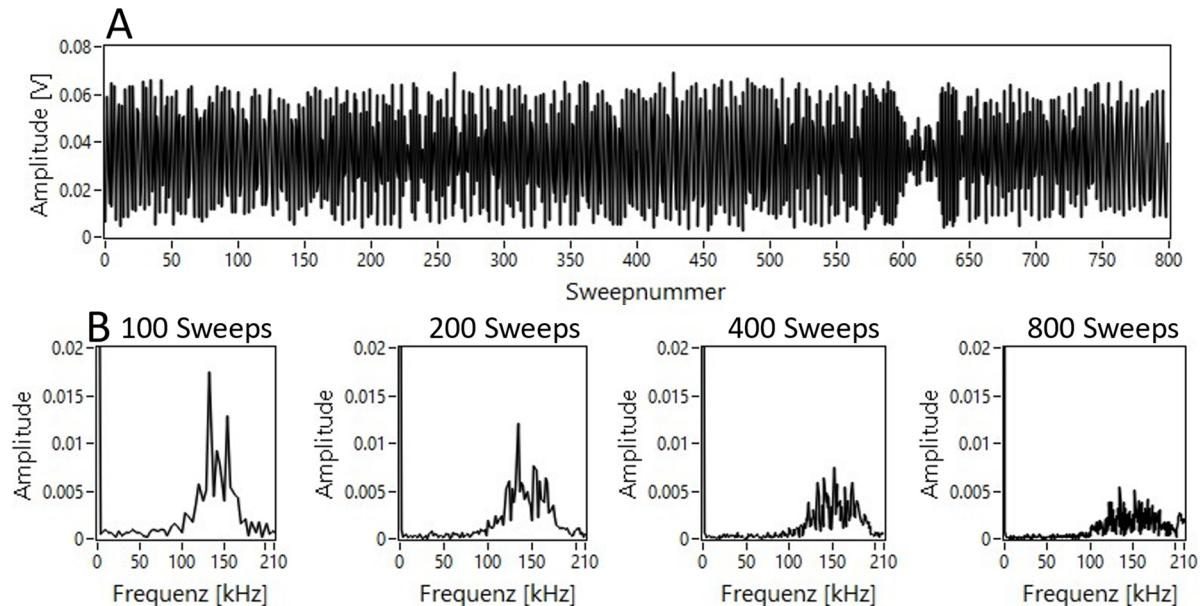


Abbildung 54: Modengruppen-Phasenentwicklung. A) Modengruppen-Phasenentwicklung über 800 aufeinanderfolgende Sweeps bei Position 156 ns in Abbildung 53A. B) Spektrum der Modengruppen-Phasenentwicklung der ersten 100, 200, 400 und 800 Sweeps. Die Frequenzauflösung beträgt 4,2 kHz, 2,1 kHz, 1 kHz und 0,5 kHz.

Im Gegensatz zu allen anderen Spektren, die in dieser Arbeit gezeigt werden, wurden die Amplituden in Abbildung 54B nicht in willkürlichen Einheiten dargestellt. Die Amplituden sind abhängig von der Anzahl der Datenpunkte des Signals und sind somit nicht vergleichbar, wenn die zugrunde liegenden Signale eine unterschiedliche Anzahl Datenpunkte beinhalten. Die realen Amplituden berechnen sich, indem die einzelnen Werte durch die Anzahl der Datenpunkte geteilt werden und dann mit zwei multipliziert werden, weil die Leistung in beiden symmetrischen

Teilen des Spektrums steckt, aber nur ein Teil dargestellt wird [165, 166]. In allen anderen präsentierten Spektren ist das nicht nötig, da die Anzahl der Datenpunkte gleich ist, wenn Daten verglichen werden.

4.3.4 Phasenentwicklung aller Moden

Erneut soll nun die Phasenentwicklung aller Moden verglichen werden. Dafür wird das gleiche Verfahren verwendet, welches in Abbildung 39 vorgestellt wurde. Die Spektren werden wieder farbkodiert. Es wird hier nicht die Frequenz mit der maximalen Amplitude extrahiert, da die Spektren in diesem Experiment breiter und komplexer sind. Die zu Abbildung 53 gehörige Gesamtmoden-Phasenentwicklung über 200 Sweeps ist im ersten Bild in Abbildung 55 gezeigt. Die Ränder, an denen das Signal kleiner wird, wurden abgeschnitten.

Die Spektren schwanken nicht über den gesamten möglichen Bereich. Sie sind wieder eher flach, wenn auch nicht so flach wie die in Abschnitt 3.3.4 gezeigten. Das ist auch nicht überraschend, da hier 2,5-mal so viele Sweeps ausgewertet wurden, wodurch die Spektren verbreitert sind. Außerdem ist das zeitliche Schwebungssignal 13-mal länger. Spektral ist das Schwebungssignal 43-mal länger. Da die Gesamtmoden-Phasenentwicklungen in Kapitel 3 auch nicht perfekt waren, ist es nicht überraschend, dass Schwankungen bei größeren und längeren Datensätzen häufiger zu sehen sind. Dennoch ist die Gesamtmoden-Phasenentwicklung eher flach und schwankt nicht über den gesamten möglichen Wertebereich. Das bedeutet, dass die Phasenänderung aller Wellenlängen im Schwebungssignal über aufeinanderfolgende Sweeps ähnlich ist. Somit gibt es eine nahezu konstante Träger-Einhüllenden-Phase über den gesamten Sweep.

Zusätzlich wird hier die zeitliche Entwicklung der Gesamtmoden-Phasenentwicklung dargestellt. Die Methode zur Erzeugung der Gesamtmoden-Phasenentwicklung wird dafür auf die ersten 200 Sweeps angewandt. Dieses 200 Sweep-Fenster wird dann nach und nach über alle 800 Sweeps verschoben. In Abbildung 55 ist die chronologische Sequenz mit jedem 100. Sweeps als Startsweep, also mit einem Überlapp von 50 % dargestellt. Auffallend ist, dass die Form der Gesamtmoden-Phasenentwicklung über die gesamte Zeit sehr ähnlich bleibt. Viele Strukturen, die in den Spektren von Sweep 0 bis 199 zu sehen sind, sind auch in den Spektren von Sweep 600 bis 799 noch erkennbar. Die Struktur im grünen Rechteck in Abbildung 55 hat sich z. B. über die gesamte Messzeit nur leicht verändert. Sie schwankt aber innerhalb des Sweeps und über den Frequenzbereich hin und her. Die Lichtfelder sind also über viele aufeinanderfolgende Sweeps gekoppelt, verschieben und verändern sich aber über die Zeit. Das bestätigt, dass die zwei FDML-Laser eine ausgeprägte Frequenzkammstruktur haben. Die Struktur eines einzigen Frequenzspektrums hat weiterhin viele Ähnlichkeiten mit dem Frequenzspektrum an einer anderen Position innerhalb eines Sweeps (vgl. Farbverlauf von oben nach unten in den blauen Rechtecken in Abbildung 55). In beiden Bereichen sieht man oben einen Frequenzanteil mit einer hohen Amplitude, darunter einen Bereich mit einer kleineren Amplitude und einen fast schwarzen Bereich, wo die Amplitude fast null ist und wieder einen Bereich mit einer hohen Amplitude (vgl. Pfeile). Diesen Verlauf kann man an jeder Position dieser Gesamtmoden-Phasenentwicklung sehen, auch wenn das Spektrum über den Sweep hinweg gestreckt und gestaucht wird. Die Gesamtmoden-Phasenentwicklung bewegt sich über die Zeit fast nur nach oben und unten. Die Frequenzkomponenten verändern sich also über aufeinanderfolgende Sweeps, bleiben aber innerhalb der Sweeps in der gleichen Position zueinander. Das heißt, dass

die Moden über den gesamten Sweep hinweg gekoppelt sind. Das lässt außerdem darauf schließen, dass die Frequenzkammzacken nahezu äquidistant sind. Kohärenzeffekte im dispersionskompensierten FDML-Laser bestehen also mindestens über 2 ms. In der Zeit legt das Laserlicht eine Strecke von 600 km zurück.

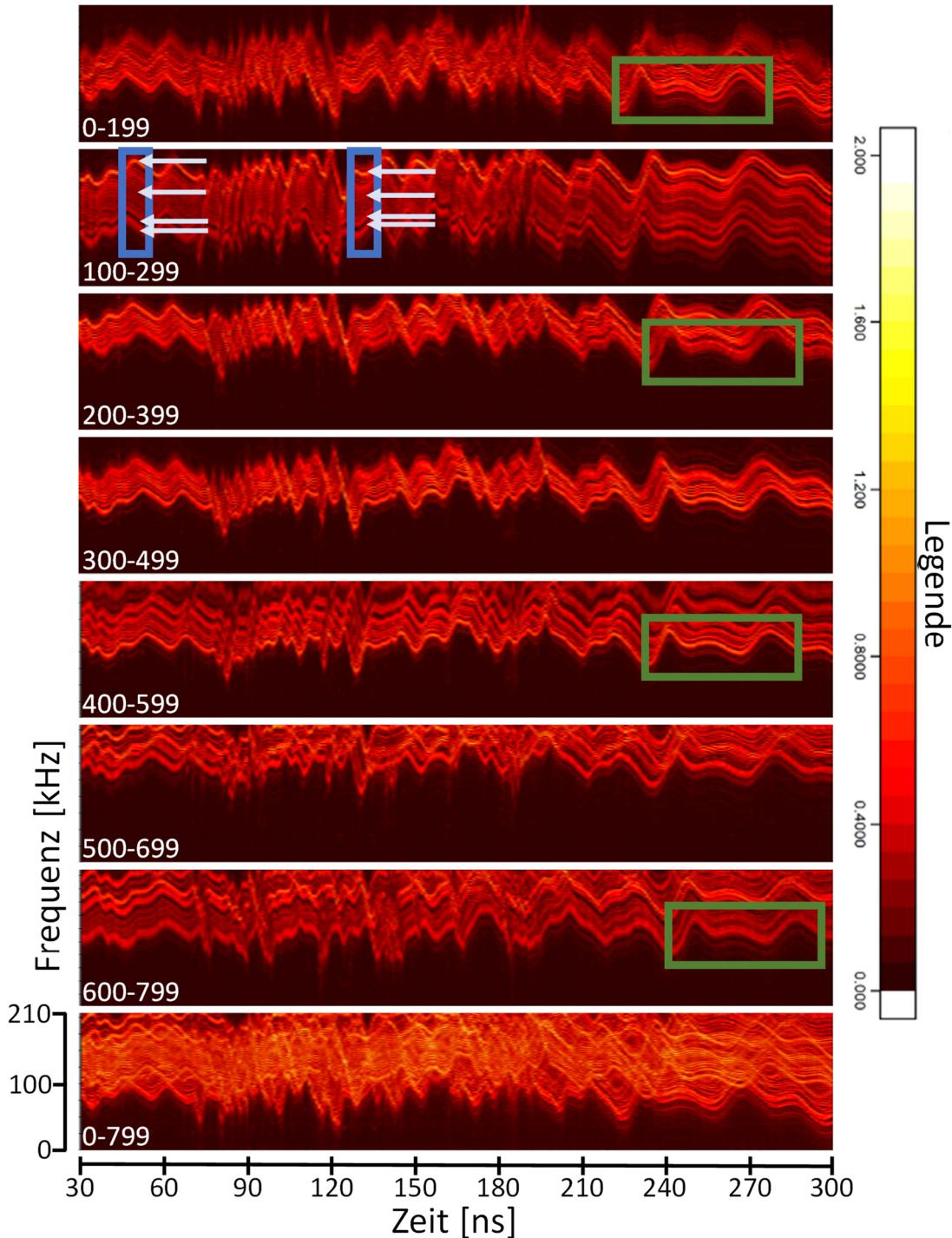


Abbildung 55: Veränderung der Gesamtmoden-Phasenentwicklung von 200 aufeinanderfolgenden Sweeps über die Zeit. Die weißen Zahlen zeigen, welche Sweeps eines Datensatzes enthalten sind. Der Überlapp zwischen zwei Bildern beträgt 50 %. Das letzte Bild zeigt die Gesamtmoden-Phasenentwicklung aller 800 Sweeps.

In Abbildung 55 lässt sich die Zeit der Frequenzänderungen abschätzen. In den Sweeps 0 bis 199 befinden sich die Frequenzkomponenten eher im mittleren Bereich des möglichen Wertebereichs, in den Sweeps 200 bis 399 im oberen. Zwischen Sweep 100 bis 299 haben sich die Frequenzen geändert und die Spektren sind hier deutlich verbreitert. Da die Spektren davor und danach nicht mehr so breit sind, muss die Frequenzänderung innerhalb dieser 200 Sweeps, vermutlich über wenige Zehn Sweeps, erfolgen. Das gleiche Phänomen ist auch über die Sweeps 300 bis 699 zu sehen. Das bestätigt, dass die Moden über den gesamten Sweep und über viele aufeinanderfolgende Sweeps gekoppelt sind, auch wenn es Schwankungen in der Frequenz und der Position gibt. Außerdem ist die Träger-Einhüllenden-Frequenz fast gleich für alle Abschnitte des Sweeps, ändert sich aber mit der Zeit. Ursache sind eventuell winzige Änderungen in der Dispersion, die durch kleine Temperaturänderungen verursacht werden.

4.3.5 Hilbert-Transformation

Um Informationen über den Phasenverlauf eines Sweeps zu erhalten und diesen mit dem Phasenverlauf der folgenden Sweeps zu vergleichen, wird wieder eine Hilbert-Transformation auf die Daten angewandt. Die Phasenentwicklung von 800 aufeinanderfolgenden Schwebungssignalen zweier FDML-Laser ist in Abbildung 56A dargestellt.

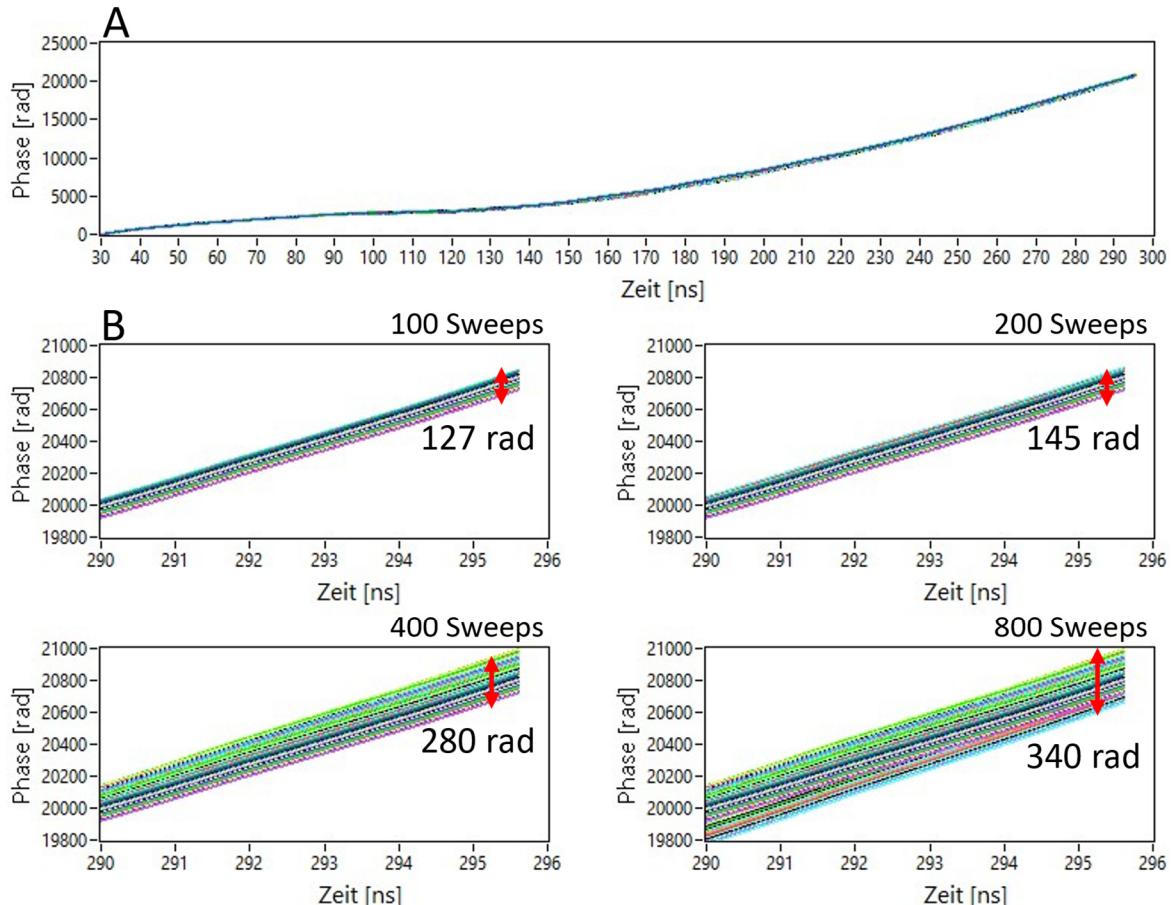


Abbildung 56: Durch Hilbert-Transformation berechnete kumulative Phasenentwicklungen von A) 800 aufeinanderfolgenden Sweeps. B) Der letzte Abschnitt der Phasenentwicklungskurven bei Überlagerung der kumulativen Phasenentwicklungen der ersten 100, 200, 400 und aller 800 Sweeps.

Die Phasenentwicklung sieht für alle 800 Sweeps sehr ähnlich aus. Es gibt keine offensichtlichen Ausreißer oder starke Veränderungen in der Steigung über die Zeit. Wie in Abschnitt 4.3.2 schon erkennbar war, steigt die Phase nicht gleichmäßig über den Sweep hinweg an. Die Steigung ist zu Beginn flacher als in der zweiten Hälfte des Signals. Die Frequenzänderung beider FDML-Laser ist also nicht gleich über einen Sweep hinweg.

Die Phasendifferenz am Ende der Signale beschreibt die maximale Phasendifferenz über die Schwebungssignale hinweg (Abbildung 56B). Innerhalb der ersten 100 Sweeps gibt es einen maximalen Phasenunterschied von 127 rad beziehungsweise von 20 Phasenzyklen. Nach 200 Sweeps hat sich der Phasenunterschied nur leicht auf 145 rad (23 Phasenzyklen) und nach 400 Sweeps auf 280 rad (45 Phasenzyklen) erhöht. Nach allen 800 Sweeps beträgt die maximale Phasendifferenz 340 rad oder 54 Phasenzyklen. Der maximale Phasenunterschied verändert sich nicht linear mit der Anzahl der betrachteten Sweeps. Das bedeutet vermutlich, dass nicht einer der Laser seine Frequenzen mit der Zeit verschiebt und damit immer mehr Lichtzyklen beinhaltet, sondern bestätigt eher, dass die Frequenzen schwanken und somit die Anzahl der Lichtzyklen in den Sweeps beider Laser hin und her schwankt.

Ein Lichtzyklus dauert bei 1300 nm 4,3 fs. Damit beträgt bei einer Phasendifferenz von 54 Phasenzyklen der Jitter 233 fs über alle 800 Sweeps und den gesamten Sweepbereich bei einer Sweepdauer von 300 ns. Das entspricht einer Phasenungenauigkeit, die kleiner als 10^{-6} ist. Unter der Annahme einer linearen Wellenlängenänderung, ändert sich die Wellenlänge im Sweep innerhalb von 233 fs um ca. 23 fm. Das entspricht bei 1300 nm einer Frequenzänderung von 4,1 MHz, was für diesen Ansatz einen Hinweis auf den Frequenzjitter über die 800 Sweeps liefert.

4.4 Fazit

In diesem Kapitel wurden die ersten Schwebungsmessungen zwischen zwei unabhängigen FDML-Lasern präsentiert. So konnte ein Schwebungssignal und somit Phaseninformationen über den gesamten Sweep erzeugt werden. Diese Messung liefert Informationen über die gesamte differentielle Phasenentwicklung sowie über die Modenstruktur des FDML-Lasers. Die Ergebnisse des vorherigen Kapitels konnten bestätigt und auf den gesamten Sweep ausgeweitet werden. Der FDML-Laser hat über den gesamten Sweep eine Frequenzkammstruktur mit äquidistanten Linien. Die instantanen Linienbreiten sind hier mit wenigen Zehn Kilohertz größer als im vorherigen Experiment, in dem aber die Linienbreite des Dauerstrichlasers viel besser bestimmt werden konnte. Es ist deutlich geworden, dass die Phasenstabilität des FDML-Lasers im Sweet-Spot-Betrieb nicht perfekt ist. Die Phase der Schwebungssignale (Abschnitt 4.3.2 und 4.3.5) entwickelt sich nicht mehr so gleichmäßig über die Sweeps hinweg wie in Kapitel 3, da beide Laser ihre Frequenz unterschiedlich durchstimmen, aufgrund unterschiedlicher Restdispersionen. Dennoch gibt es kaum Phasensprünge, da die Moden innerhalb eines Sweeps stark gekoppelt sind.

Die periodischen Modengruppen-Phasenentwicklungen beweisen eine kammartige Struktur an der jeweiligen Position für die enthaltenen etwa 265 Moden. Die dazugehörigen Spektren zeigen aber mehrere enthaltene Frequenzkomponenten und eine vergrößerte Linienbreite im Vergleich zum vorherigen Kapitel. Das liegt einerseits an den längeren Datensätzen und andererseits an der Restdispersion in beiden Lasern, die verhindert, dass beide Laser ihre Frequenzen exakt gleich durchstimmen. Die Modengruppen-Phasenentwicklungen und die Gesamtmoden-

Phasenentwicklungen schwanken über den gesamten Sweep deutlich stärker als über die kurzen Schwebungssignale aus Kapitel 3. Sie schwanken aber auch nicht über den gesamten möglichen Wertebereich. Das und die recht stabile Träger-Einhüllenden-Frequenz zeigen, dass die Lichtfelder der aufeinanderfolgenden Sweeps stark korreliert sind und damit, dass der FDML-Laser eine Frequenzkammstruktur über den gesamten Sweep-Bereich hat. Der Vergleich aufeinanderfolgender Sweeps in Abschnitt 4.3.3 zeigt, dass sich die Frequenz an einer Position über einige Zehn Sweeps verändert. Der Jitter von wenigen Hundert Femtosekunden über 800 aufeinanderfolgende Sweeps über den gesamten Sweepbereich in Abschnitt 4.3.5 bestätigt, dass sich die Frequenzen an den einzelnen Positionen über die Zeit ändern.

5. SCHLUSSFOLGERUNGEN UND AUSBLICK

In dieser Arbeit wurden experimentelle Methoden präsentiert, die es erlauben, das E-Feld des Lichtes eines FDML-Lasers über aufeinanderfolgende Sweeps indirekt elektronisch zu messen. Es wurde der jeweils dazugehörige experimentelle Aufbau dieser Methoden beschrieben und die Ergebnisse der durchgeführten Messungen ausgewertet und physikalisch interpretiert. Die in der Einleitung gestellten Forschungsfragen dieser Arbeit konnten beantwortet werden. Schwebungsmessungen mit einem Dauerstrichlaser oder einem zweiten FDML-Laser und Datenaufnahme mit einem 63 GHz-Echtzeitoszilloskop eignen sich, um Informationen über das nicht direkt messbare elektromagnetische Feld von FDML-Lasern zu erhalten, insbesondere über die Phase des FDML-Lasers, da dieses Vorgehen direkten Zugang zur Phasendifferenz der überlagerten Lichtfelder gibt. Die Ergebnisse beweisen, dass das Spektrum des FDML-Lasers eine Frequenzkammstruktur mit äquidistanten Linien besitzt. Es konnten Rückschlüsse über Phasenkopplung, Modenstruktur, Träger-Einhüllenden-Frequenz und instantane Linienbreite des FDML-Lasers im Sweet-Spot-Betrieb gezogen werden, die im Folgenden noch weiter erläutert und zusammengefasst werden.

Dazu wurden in Kapitel 2 die nötigen Grundlagen und theoretischen Vorberichtigungen beschrieben. Es wurde der Laser im Allgemeinen und die verschiedenen Lasertypen Dauerstrichlaser, modengekoppelter und Wellenlängen-durchgestimmter Laser erklärt. Zum letzten Lasertyp gehört der FDML-Laser, der aber auch als Mischung der beiden anderen Lasertypen verstanden werden kann. Es wurden dessen Aufbau und Funktionsweise ausführlich beschrieben. Um die Relevanz von FDML-Lasern zu verdeutlichen, wurden viele Anwendungen genannt und beschrieben, welche Anwendungen durch den FDML-Laser erst möglich wurden oder welche Vorteile der FDML-Laser für diese Anwendungen hat. Weiterhin wurden relevante Lasereigenschaften zur Beschreibung der Kohärenz und Verfahren zur Bestimmung dieser Eigenschaften erklärt. Es wurde erläutert, wieso diese sich nicht eignen, um die Kohärenz von FDML-Lasern zu bestimmen. Als Alternative wurden Schwebungsmessungen zwischen entweder dem FDML-Laser und einem schmalbandigen Dauerstrichlaser oder zwischen zwei FDML-Lasern vorgestellt.

Die Überlagerung des FDML-Laserlichtes mit dem Licht eines Dauerstrichlasers hat bewiesen, dass die Moden innerhalb eines Sweeps stark gekoppelt sind, zumindest im kleinen Bereich des Schwebungssignals. Darauf lassen die hohe Phasenkontinuität und die glatte Phasenentwicklung aus der Hilbert-Transformation schließen. Auch die flache Gesamtmoden-Phasenentwicklung ist ein direkter Hinweis für eine stabile Phasenkopplung. Die Gesamtmoden-Phasenentwicklung, die auf der periodischen Modengruppen-Phasenentwicklung beruht, zeigt eine stabile Träger-Einhüllenden-Frequenz, also eine stabile Phasenkorrelation über viele Sweeps hinweg. Temperaturänderungen und daraus resultierende Änderungen von Faserlänge und Brechungsindex, die Einfluss auf die Phase haben, müssen daher über eine größere Zeitspanne als zwischen zwei Sweeps stattfinden, da aufeinanderfolgende Sweeps sonst keine feste Phasenbeziehung hätten. Auch der geringe Jitter von einigen Zehn Femtosekunden über 83 aufeinanderfolgende Sweeps zeigt eine starke Korrelation zwischen den Lichtfeldern aufeinanderfolgender Sweeps. All diese Ergebnisse beweisen eine starke Modenkopplung über

den kurzen 0,7 nm langen Bereich des Schwebungssignals. Das Spektrum der Modengruppen-Phasenentwicklungen gibt außerdem direkten Zugang zu den Frequenzkammzacken der jeweiligen Modengruppe. Die instantane Linienbreite des FDML-Lasers über 200 μ s beträgt wenige Kilohertz. Diese experimentellen Ergebnisse bestätigen die Ergebnisse der Simulationen, die eine instantane Linienbreite von wenigen Kilohertz und eine stabile Träger-Einhüllenden-Frequenz und somit einen Laseroperationsbetrieb mit geringem Phasenrauschen beschreiben.

In Kapitel 4 wurden die ersten Schwebungsmessungen zwischen zwei unabhängigen FDML-Lasern über den gesamten Sweepbereich präsentiert. Die Überlagerung des FDML-Laserlichtes mit dem Licht eines zweiten FDML-Lasers aus Kapitel 4 bestätigt die Ergebnisse aus Kapitel 3 und weitet diese auf den ganzen Sweep aus. Durch die Auswertung über den gesamten Sweep hinweg wird deutlich, dass FDML-Laser kein perfekt sinusförmiges Lichtfeld mit linearer Frequenzänderung emittieren. Die Phasenstabilität ist also nicht perfekt. Vereinzelt treten schnelle Phasenänderungen auf. Die Gesamtmoden-Phasenentwicklung ist z. B. keine Gerade, sondern schwankt. Auch die Modengruppen-Phasenentwicklungen entsprechen keinem perfekten Sinussignal und deren Spektrum enthält kein einzelnes Frequenzmaximum, sondern ist verbreitert. Sie enthalten mehr Frequenzkomponenten, desto länger das zugrunde liegende Signal ist. Dennoch schwanken beide Phasenentwicklungen nie zufällig, sondern enthalten eindeutige Frequenzanteile und nicht nur Rauschen. Das bestätigt, dass sich die Frequenz an einer Sweepposition mit der Zeit ändert und diese schwankt. Dennoch ist eine hohe Phasenkontinuität an den meisten Positionen gegeben. Der Vergleich aufeinanderfolgender Schwebungssignale hat ebenfalls gezeigt, dass sich die Frequenz des Lichtes an einer Sweepposition über den Verlauf einiger Zehn Sweeps verändert. Der Vergleich der Gesamtmoden-Phasenentwicklung über die Zeit hat das bestätigt. Die Ergebnisse zeigen, dass der FDML-Laser eine Frequenzkammstruktur mit äquidistanten Linien und einem geringen Jitter hat.

Diese Experimente und die verschiedenen Auswertungsmethoden erlaubten tiefere Einsichten in das Verhalten der Phase des Lichtfeldes eines FDML-Lasers, sowohl innerhalb als auch über aufeinanderfolgende Sweeps. Die Experimente haben die Ergebnisse der Simulation bestätigt. Mit diesem besseren Verständnis können Simulationen des Lichtfeld-Verlaufs des FDML-Lasers in der Zukunft besser und realitätsgetreuer werden. Das erlaubt einerseits den Einsatz von Simulationen anstelle von physischen Experimenten, was Zeit und Kosten sparen kann und andererseits erlaubt das auch die Simulation von Gegebenheiten, die experimentell nicht umgesetzt werden können. Z. B. ist es unmöglich ein Experiment durchzuführen, in dem kein Rauschen durch elektronische Komponenten hervorgerufen wird. In einer Simulation ist das möglich und diese ist umso genauer, je besser der Laserbetrieb durch die Simulation beschrieben wird. Simulationen können dann wiederum Erkenntnisse liefern, wie die Kohärenzeigenschaften noch weiter verbessert werden können.

Die durchgeführten Untersuchungen ließen sich durch die Aufnahme längerer Datensätze erweitern, vor allem bei der Überlagerung mit einem schmalbandigen Dauerstrichlaser. Dadurch kann die Entwicklung der Phase über einen längeren Zeitraum untersucht werden. Außerdem können die Messungen für einen FDML-Laser, der einen Fabry-Pérot-Filter mit einer höheren Finesse enthält, durchgeführt werden. Roll-off-Messungen und OCT-Bildgebung mit FDML-Lasern, deren Fabry-Pérot-Filter eine hohe Finesse haben, haben bereits eine gute Phasenstabilität gezeigt [50]. Diese kann mit den präsentierten Messungen genauer bestimmt und

verstanden werden. Außerdem könnte der verwendete Dauerstrichlaser weiter stabilisiert werden, sodass die Linienbreite und die Anzahl der Modensprünge reduziert werden. Die Frequenz des Dauerstrichlasers kann dann zusätzlich auf ein ganzzahliges Vielfaches der FDML-Frequenz eingestellt werden. Dann hätte der Dauerstrichlaser von einem zum nächsten Schwebungssignal keine Phasenänderung und die Modengruppen- und Gesamtmoden-Phasenentwicklung entspräche nur der Phasenänderung des FDML-Lasers. Daraus ließe sich der Wert der Träger-Einhüllenden-Frequenz bestimmen.

Die Überlagerung zweier FDML-Laser kann mit einer größeren Bandbreite durchgeführt werden, bestenfalls mit der oft verwendeten Bandbreite für die OCT von 120 nm. Eine vergrößerte relative Einschaltdauer würde dabei die Anzahl der Datenpunkte vergrößern und genauere Informationen liefern, da weniger Moden innerhalb eines Messpunktes gemessen werden. Ein längerer zeitlicher und spektraler Sweep erhöht die Schwierigkeit der präzisen Überlagerung, da größere spektrale Schwankungen zu erwarten sind. Dennoch können somit Informationen über einen noch größeren Wellenlängenbereich erlangt werden. Außerdem könnten auch diese Messungen mit einem oder zwei FDML-Lasern, die Fabry-Pérot-Filter mit höherer Finesse enthalten, durchgeführt werden. Genauere Informationen über deren Phasenverhalten können mit den hier vorgestellten Methoden ermittelt werden. Eine weitere interessante Möglichkeit, mehr Informationen über die Kohärenz des FDML-Lasers zu erfahren, wäre die Überlagerung eines Sweeps mit dem darauffolgenden beziehungsweise einem beliebigen späteren Sweep desselben Lasers.

Die vorgestellten Methoden eignen sich auch zur Bestimmung von Kohärenzeigenschaften für andere Wellenlängen-durchgestimmte Lichtquellen, deren Linienbreiten auch nicht mit optischen Spektrumanalysatoren oder Hochfrequenz-Spektrumanalysatoren bestimmt werden können. Für die hier verwendeten schnell durchstimmbaren FDML-Laser wird ein schnelles und daher teures Oszilloskop benötigt. Die Methoden können aber auch für langsamere Lichtquellen angewandt werden. Je nach Durchstimmgeschwindigkeit genügt dann auch ein Oszilloskop mit kleinerer Detektionsbandbreite.

Die Ergebnisse dieser Arbeit können außerdem zukünftig neue oder verbesserte Anwendungen ermöglichen. Durch die geringe instantane Linienbreite und die Möglichkeit, zwei unabhängige FDML-Laser zu überlagern, sind z. B. Aufnahmen beziehungsweise OCT-Bilder von Strukturen in großen Entfernung denkbar. In dieser Entfernung können eventuell minimale Größenunterschiede wie die Dicke eines Objektes oder kleinste Bewegungen wie Vibrationen gemessen werden. Diese Messungen sind mit der OCT bereits möglich, allerdings sind sie von einem Referenzarm abhängig. Eine Messung in sehr großer Entfernung würde bei normalen OCT-Messungen einen sehr großen optischen Weg im Referenzarm erfordern. Das kann durch eine lange Glasfaser realisiert werden, allerdings müsste diese bei anderen Entfernungen ausgetauscht werden, damit diese immer in etwa der Weglänge im Probenarm entspricht. Das ist unpraktisch, da man nicht für jede mögliche Weglänge eine passende Glasfaser bereitstellen möchte. Die Verwendung von zwei FDML-Lasern macht den Referenzarm unnötig. Anstelle eines Referenzarms, der in der Länge verstellt wird, kann eine zweite FDML-Laser in seiner Modulationsphase verstellt werden. Eine andere Möglichkeit wäre die Verwendungen zweier FDML-Laser mit einer geringfügig unterschiedlichen Frequenz. Ein Laser würde dann wenige Sweeps mehr pro Zeiteinheit erzeugen. Das Licht eines Lasers könnte an einer Probe reflektiert

werden. Wenn das Licht aus beiden Lasern überlagert wird, haben die Sweeps aus den zwei verschiedenen Lasern mit jedem Umlauf einen unterschiedlichen Versatz zueinander. An wenigen Positionen erzeugen sie ein messbares Schwebungssignal, dessen Frequenzen Rückschlüsse auf Strukturen innerhalb der Probe oder kleinste Bewegungen zulassen. Somit ist die OCT-Bildgebung komplett ohne Referenzarm denkbar.

Weiterhin könnten die bereits in Abschnitt 2.3.4 genannten Anwendungen durch die hohe Phasenstabilität weiter verbessert werden und in der Zukunft z. B. spektrales Abtasten ohne Jitter in Bildgebungsmethoden wie SLIDE und LiDAR oder die Erzeugung von Terahertzwellen erlauben. Weiterhin können mit FDML-Lasern Anwendungen getestet werden, die erst durch Frequenzkämme möglich geworden sind. Es ist anzumerken, dass bereits früher Frequenzkämme aus dem Licht eines FDML-Lasers erzeugt wurden. Allerdings entsprachen diese kammartigen Spektren nicht den Lasermoden des FDML-Lasers. Sie entsprachen den Moden eines externen Resonators, da zusätzlich ein weiteres Bauteil in den Faserresonator, wie ein weiterer optischer Bandpassfilter [167, 168], ein Intensitätsmodulator oder beides zusammen [169], eingefügt wurde. Die hier verwendeten stark dispersionskompensierten FDML-Laser enthalten inhärent eine Frequenzkammstruktur. Unter Umständen eignet sich der FDML-Laser sogar besser für einige Anwendungen, weil dieser einen direkten Zusammenhang zwischen zeitlicher Position und Wellenlänge beinhaltet. Dazu können Methoden zur Stabilisierung der Träger-Einhüllenden-Frequenz, wie sie in gepulsten Lasern verwendet werden, am FDML-Laser getestet werden.

Alle Ergebnisse bestätigen, dass der FDML-Laser modengekoppelt ist. Die Phasenbeziehung der Moden zueinander ist im Vergleich zum modengekoppelten Femtosekundenlaser aber eine andere. Das entspricht einem gechirpten, also verlängertem Puls. Durch eine dem Sweep entgegengesetzte Dispersion kann aus einem FDML-Sweep ein kurzer Puls erzeugt werden. Dass das Vorgehen generell funktionieren kann, wurde bereits 2013 gezeigt. Es wurde dabei zwar eine Dispersionkompensation erwähnt, aber kein Sweet-Spot-Betrieb. Es wurde gezeigt, dass die erreichbaren Pulsdauern stark von den Kohärenzeigenschaften abhängen. Es konnte eine zeitliche Komprimierung auf etwa 70 ps lange Pulse erreicht werden. Gleichzeitig wurden auch Subpikosekundenpulse in der Zukunft vorausgesagt [25]. Zeit-Bandbreite-beschränkte Pulse können möglicherweise mit den hier verwendeten stark dispersionskompensierten FDML-Lasern, die im Sweet-Spot-Betrieb eine instantane Linienbreite im Kilohertzbereich haben, erzeugt werden. Aus einem 120 nm langen Sweep mit perfektem Phasenverlauf könnte so ein ca. 50 fs langer Puls erzeugt werden. Der große Vorteil dieser Methode ist, dass kurze Pulse mit hoher Energie, die viele Anwendungen haben, aus kompakten, effizienten Halbleiterverstärkern mit geringer Leistung erzeugt werden können [25].

Zusammenfassend konnte gezeigt werden, dass stark dispersionskompensierte FDML-Laser eine hohe Phasenstabilität haben, die über einige Zehn Kilometer erhalten bleibt. Daraus ergibt sich eine genaue zeitliche beziehungsweise örtliche Zuordnung zu einer bestimmten Wellenlänge innerhalb des Sweeps. Daraus ergibt sich wiederum die Möglichkeit einer sehr genauen Messung von Frequenzen, Längen und Zeiten, wie sie bereits in einigen Anwendungen gezeigt wurde und in zukünftigen Anwendungen noch weiter verbessert werden kann.

ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS

AOM	Akustooptischer Modulator
ASE	Amplified spontaneous emission, verstärkte spontane Emission
a. u.	Arbitrary unit, beliebige Einheit
CCD	Charge coupled device, ladungsgekoppeltes Bauteil
CFBG	Gechirptes Faser-Bragg-Gitter
E-Feld	Elektrisches Feld
EOM	Elektrooptischer Modulator
FDML	Fourier domain mode locking, Fourier-Domänen-Modenkopplung
FFT	Fast Fourier transformation, schnelle Fouriertransformation
FSR	Free spectral range, freier Spektralbereich
FWHM	Full width at half maximum, Halbwertsbreite
LiDAR	Light detection and ranging. Lichtdetektion und Entfernungsmessung
MEMS-VCSEL	Microelectromechanical system vertical cavity surface emitting laser, Oberflächenemitter auf Basis eines mikroelektromechanischen Systems
MHz-OCT	Megahertz-OCT
OCT	Optical coherence tomography, optische Kohärenztomographie
OSA	Optischer Spektrumanalysator
PSF	Punktspreizfunktion
RIN	Relatives Intensitätsrauschen
SD-OCT	Spectral-Domain-OCT
SLIDE	Spectro-temporal laser imaging by diffracted excitation
SOA	Semiconductor optical amplifier, optischer Halbleiterverstärker
SS-OCT	Swept-Source-OCT, OCT mit einer durchgestimmten Lichtquelle
TD-OCT	Time-Domain-OCT
VR	Virtuelle Realität

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1: Der FDML-Laser erzeugt eine Reihe von langen Lichtpulsen, sogenannte Sweeps.....	2
Abbildung 2: OCT-Bildgebung der Haut	2
Abbildung 3: Prinzip eines durchstimmbaren Lasers	3
Abbildung 4: FDML-Zyklus in fünf Schritten und vom FDML-Laser erzeugter Sweep	5
Abbildung 5: Bilder, die aus Anwendungen von SS-OCT-Systemen entstanden sind	6
Abbildung 6: Beispielhafte Anwendungen von FDML außerhalb der OCT.....	6
Abbildung 7: Auflösungsvermögen und Bildgebungstiefe einiger ausgewählter Bildgebungsverfahren.....	10
Abbildung 8: Die Hauptbestandteile eines Lasers.....	13
Abbildung 9: Licht-Materie-Wechselwirkungen.....	15
Abbildung 10: Leistung während des Pumpens, im Dauerstrichbetrieb und im Pulsbetrieb.....	17
Abbildung 11: Überlagerung von longitudinalen Moden.....	20
Abbildung 12: Optische Spektren.....	21
Abbildung 13: Träger-Einhüllenden-Phase Φ von fünf aufeinanderfolgenden Pulsen	22
Abbildung 14: Die Hauptbestandteile eines FDML-Lasers	28
Abbildung 15: Licht am und im Fabry-Pérot-Filter	30
Abbildung 16: Aufbau eines durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filters.....	31
Abbildung 17: Intensitätsverläufe eines FDML-Lasers	33
Abbildung 18: Schematischer Aufbau des FDML-Lasers mit zusätzlichen Bauteilen zur Dispersionskompensation.....	35
Abbildung 19: Gruppenverzögerung im Fabry-Pérot-Filter	38
Abbildung 20: Überlagerung des Lichtes einer Lichtquelle mit einem Versatz s in einem Michelson-Interferometer.....	44
Abbildung 21: Das verringerte Intensitätsrauschen im Sweet-Spot-Betrieb geht mit einem verringerten Phasenrauschen einher.....	52
Abbildung 22: Beispiel für die Überlagerung zweier Wellen mit konstanter Frequenz	57
Abbildung 23: Beispiel für die Überlagerung einer Welle mit konstanter Frequenz und einer Welle mit veränderlicher Frequenz	58
Abbildung 24: Beispiel für die Überlagerung von zwei Wellen, deren Frequenzen linear ansteigen.....	60
Abbildung 25: Beispiel für die Überlagerung von zwei Wellen, deren Frequenzen linear kleiner beziehungsweise größer werden	61
Abbildung 26: Quadriertes Interferenzsignal zwischen einer Welle mit konstanter Frequenz und einer Welle mit linear steigender Frequenz	62
Abbildung 27: Die Bestandteile der Dauerstrichlaser	65
Abbildung 28: Überlagerung des Lichtes der beiden Dauerstrichlaser	65

Abbildung 29: Beispielhaftes Spektrum des FDML-Lasers	66
Abbildung 30: Versuchsaufbau für die Schwebungsmessungen zwischen Dauerstrich- und FDML-Laser	68
Abbildung 31: Datengrundlage	69
Abbildung 32: Aufeinanderfolgende Sweeps und vergrößerte Schwebungssignale.....	71
Abbildung 33: Schwebungssignale bei unterschiedlichen Bandbreiten des FDML-Lasers	72
Abbildung 34: Upsampling der Daten	73
Abbildung 35: Vergrößerte Abschnitte des Schwebungssignals	75
Abbildung 36: Ansatz, um Rückschlüsse auf die Phasenentwicklung einer Mode über aufeinanderfolgende Sweeps zu gewinnen.....	76
Abbildung 37: Modengruppen-Phasenentwicklungen eines Datensatzes.....	79
Abbildung 38: Modengruppen-Phasenentwicklungen eines Datensatzes.....	80
Abbildung 39: Methode, um Rückschlüsse auf die Phasenentwicklung aller Moden zu ziehen....	82
Abbildung 40: Andere Darstellung der Gesamtmoden-Phasenentwicklung	83
Abbildung 41: Gesamtmoden-Phasenentwicklung von vier verschiedenen Datensätzen.....	84
Abbildung 42: Sweeps und deren Gesamtmoden-Phasenentwicklungen.....	85
Abbildung 43: Stufen innerhalb der Gesamtmoden-Phasenentwicklungen.....	86
Abbildung 44: Ergebnisse der auf die Schwebungssignale angewandten Hilbert-Transformation	88
Abbildung 45: Simulationsergebnisse.....	89
Abbildung 46: Versuchsaufbau für die Schwebungsmessungen zwischen zwei FDML-Lasern....	94
Abbildung 47: Messreihe einer Überlagerung des Lichtes zweier FDML-Laser mit unterschiedlichen Sweeprichtungen	95
Abbildung 48: Messreihe einer Überlagerung des Lichtes zweier FDML-Laser, die Vorwärtssweeps emittieren	96
Abbildung 49: Phasenkontinuität der Überlagerung zweier Vorwärtssweeps	98
Abbildung 50: Vergleich von Schwebungssignalabschnitten mit konstanter Frequenz innerhalb eines Datensatzes.....	99
Abbildung 51: Vergleich von Schwebungssignalabschnitten mit „Nullfrequenz“ innerhalb eines Datensatzes.....	100
Abbildung 52: Vergleich von Schwebungssignalabschnitten mit nahezu sprunghafter Frequenzänderung innerhalb eines Datensatzes	101
Abbildung 53: Modengruppen-Phasenentwicklung an verschiedenen Positionen eines Sweeps	102
Abbildung 54: Modengruppen-Phasenentwicklung.....	103
Abbildung 55: Veränderung der Gesamtmoden-Phasenentwicklung von 200 aufeinanderfolgenden Sweeps über die Zeit	105
Abbildung 56: Durch Hilbert-Transformation berechnete kumulative Phasen-Entwicklungen	106

LITERATURVERZEICHNIS

1. Einstein, A., *Zur Quantentheorie der Strahlung*. Physikalische Zeitschrift, 1917. **18**: p. 124.
2. Maiman, T.H., *Stimulated optical radiation in ruby*. Nature, 1960. **187**(4736): p. 493-494.
3. Paschotta, R. *Artikel über 'laser applications' in RP Photonics Encyclopedia*. https://www.rp-photonics.com/laser_applications.html (abgerufen am 23.02.2021).
4. Max, C.E., B.A. Macintosh, S.S. Olivier, D.T. Gavel, and H.W. Friedman. *Observing techniques for astronomical laser guide star adaptive optics*. In *Adaptive Optical System Technologies*. 1998, p. 277-281. SPIE.
5. Huber, R., M. Wojtkowski, and J. Fujimoto, *Fourier Domain Mode Locking (FDML): A new laser operating regime and applications for optical coherence tomography*. Optics Express, 2006. **14**(8): p. 3225-3237.
6. Huang, D., E.A. Swanson, C.P. Lin, J.S. Schuman, W.G. Stinson, W. Chang, M.R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, and C.A. Puliafito, *Optical coherence tomography*. Science, 1991. **254**(5035): p. 1178-1181.
7. Huber, R., *Fourier domain mode locking: new lasers for optical coherence tomography*. SPIE Newsroom, Feb, 2009. **3**.
8. Yun, S.-H., G.J. Tearney, J.F. de Boer, N. Iftimia, and B.E. Bouma, *High-speed optical frequency-domain imaging*. Optics Express, 2003. **11**(22): p. 2953-2963.
9. Klein, T. and R. Huber, *High-speed OCT light sources and systems*. Biomedical Optics Express, 2017. **8**(2): p. 828-859.
10. Wang, T., T. Pfeiffer, E. Regar, W. Wieser, H. van Beusekom, C.T. Lancee, G. Springeling, I. Krabbendam, A.F. van der Steen, and R. Huber, *Heartbeat OCT: in vivo intravascular megahertz-optical coherence tomography*. Biomedical Optics Express, 2015. **6**(12): p. 5021-5032.
11. Klein, T., W. Wieser, L. Reznicek, A. Neubauer, A. Kampik, and R. Huber, *Multi-MHz retinal OCT*. Biomedical Optics Express, 2013. **4**(10): p. 1890-1908.
12. Huber, R., M. Wojtkowski, K. Taira, J.G. Fujimoto, and K. Hsu, *Amplified, frequency swept lasers for frequency domain reflectometry and OCT imaging: design and scaling principles*. Optics Express, 2005. **13**(9): p. 3513-3528.
13. Wieser, W., B.R. Biedermann, T. Klein, C.M. Eigenwillig, and R. Huber, *Multi-megahertz OCT: High quality 3D imaging at 20 million A-scans and 4.5 G Voxels per second*. Optics Express, 2010. **18**(14): p. 14685-14704.
14. Kolb, J.P., T. Pfeiffer, M. Eibl, H. Hakert, and R. Huber, *High-resolution retinal swept source optical coherence tomography with an ultra-wideband Fourier-domain mode-locked laser at MHz A-scan rates*. Biomedical Optics Express, 2018. **9**(1): p. 120-130.
15. Huber, R., D.C. Adler, V.J. Srinivasan, and J.G. Fujimoto, *Fourier domain mode locking at 1050 nm for ultra-high-speed optical coherence tomography of the human retina at 236,000 axial scans per second*. Optics Letters, 2007. **32**(14): p. 2049-2051.
16. Blatter, C., J. Weingast, A. Alex, B. Grajciar, W. Wieser, W. Drexler, R. Huber, and R.A. Leitgeb, *In situ structural and microangiographic assessment of human skin lesions with high-speed OCT*. Biomedical Optics Express, 2012. **3**(10): p. 2636-2646.
17. Wang, T., W. Wieser, G. Springeling, R. Beurskens, C.T. Lancee, T. Pfeiffer, A.F. van der Steen, R. Huber, and G. van Soest, *Intravascular optical coherence tomography imaging at 3200 frames per second*. Optics Letters, 2013. **38**(10): p. 1715-1717.

18. Wang, T., G. van Soest, and A.F. van der Steen, *A micromotor catheter for intravascular optical coherence tomography*. *Engineering*, 2015. **1**(1): p. 015-017.
19. Pfeiffer, T., W. Draxinger, W. Wieser, T. Klein, M. Petermann, and R. Huber. *Analysis of FDML lasers with meter range coherence*. In *Optical Coherence Tomography and Coherence Domain Optical Methods in Biomedicine XXI*. 2017, p. 125-130. SPIE.
20. Miura, Y., W. Draxinger, C. Grill, T. Pfeiffer, S. Grisanti, and R. Huber. *MHz-OCT for low latency virtual reality guided surgery: first wet lab experiments on ex-vivo porcine eye*. In *Clinical and Preclinical Optical Diagnostics II*. 2019, p. 11078_13. OSA.
21. Strenge, P., B. Lange, C. Grill, W. Draxinger, M. Bonsanto, C. Hagel, R. Huber, and R. Brinkmann. *Segmented OCT data set for depth resolved brain tumor detection validated by histological analysis*. In *Optical Coherence Tomography and Coherence Domain Optical Methods in Biomedicine XXIV*. 2020, p. 82-89. SPIE.
22. *Attribution 4.0 International (CC BY 4.0)*. <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/> (abgerufen am 16.04.2021).
23. Chen, D., C. Shu, and S. He, *Multiple fiber Bragg grating interrogation based on a spectrum-limited Fourier domain mode-locking fiber laser*. *Optics Letters*, 2008. **33**(13): p. 1395-1397.
24. Jiang, Y., S. Karpf, and B. Jalali, *Time-stretch LiDAR as a spectrally scanned time-of-flight ranging camera*. *Nature Photonics*, 2020. **14**(1): p. 14-18.
25. Eigenwillig, C.M., W. Wieser, S. Todor, B.R. Biedermann, T. Klein, C. Jirauschek, and R. Huber, *Picosecond pulses from wavelength-swept continuous-wave Fourier domain mode-locked lasers*. *Nature Communications*, 2013. **4**(1): p. 1848.
26. Karpf, S., M. Eibl, W. Wieser, T. Klein, and R. Huber, *A Time-Encoded Technique for fibre-based hyperspectral broadband stimulated Raman microscopy*. *Nature Communications*, 2015. **6**(1): p. 6784.
27. Tang, J., B. Zhu, W. Zhang, M. Li, S. Pan, and J. Yao, *Hybrid Fourier-domain mode-locked laser for ultra-wideband linearly chirped microwave waveform generation*. *Nature Communications*, 2020. **11**(1): p. 3814.
28. Kranendonk, L.A., X. An, A.W. Caswell, R.E. Herold, S.T. Sanders, R. Huber, J.G. Fujimoto, Y. Okura, and Y. Urata, *High speed engine gas thermometry by Fourier-domain mode-locked laser absorption spectroscopy*. *Optics Express*, 2007. **15**(23): p. 15115-15128.
29. Karpf, S. and B. Jalali, *Fourier-domain mode-locked laser combined with a master-oscillator power amplifier architecture*. *Optics Letters*, 2019. **44**(8): p. 1952-1955.
30. Karpf, S., C.T. Riche, D. Di Carlo, A. Goel, W.A. Zeiger, A. Suresh, C. Portera-Cailliau, and B. Jalali, *Spectro-temporal encoded multiphoton microscopy and fluorescence lifetime imaging at kilohertz frame-rates*. *Nature Communications*, 2020. **11**(1): p. 2062.
31. Biedermann, B.R., W. Wieser, C.M. Eigenwillig, T. Klein, and R. Huber, *Dispersion, coherence and noise of Fourier domain mode locked lasers*. *Optics Express*, 2009. **17**(12): p. 9947-9961.
32. Reiche, D., *Roche Lexikon Medizin*. 2003: Elsevier Health Sciences, p. 217.
33. Dössel, O., *Bildgebende Verfahren in der Medizin*. 2000: Springer, p. 1, 5, 471, 473-474, 476-477, 481.
34. Fujimoto, J.G. and W. Drexler, *Optical Coherence Tomography: Technology and Applications*. 2015: Springer, p. 6, 47, 165, 185, 639, 780.
35. Fercher, A.F., C.K. Hitzenberger, W. Drexler, G. Kamp, and H. Sattmann, *In vivo optical coherence tomography*. *American Journal of Ophthalmology*, 1993. **116**(1): p. 113-114.

36. Artikel über "Optische Kohärenztomografie" der Hautarztpraxis Achternstrasse. <https://dermatologie-oldenburg.de/leistungen/optische-kohärenztomografie/> (abgerufen am 12.03.2021).
37. Smilowitz, N.R., D. Mohananey, L. Razzouk, G. Weisz, and J.N. Slater, *Impact and trends of intravascular imaging in diagnostic coronary angiography and percutaneous coronary intervention in inpatients in the United States*. Catheterization and Cardiovascular Interventions, 2018. **92**(6): p. E410-E415.
38. Lamirel, C., N. Newman, and V. Biousse, *The use of optical coherence tomography in neurology*. Reviews in Neurological Diseases, 2009. **6**(4): p. E105-E120.
39. Yuan, W., C. Kut, W. Liang, and X. Li, *Robust and fast characterization of OCT-based optical attenuation using a novel frequency-domain algorithm for brain cancer detection*. Scientific Reports, 2017. **7**: p. 44909.
40. Boone, M., S. Norrenberg, G. Jemec, and V. Del Marmol, *High-definition optical coherence tomography: adapted algorithmic method for pattern analysis of inflammatory skin diseases: a pilot study*. Archives of Dermatological Research, 2013. **305**(4): p. 283-297.
41. Welzel, J., *Optical coherence tomography in dermatology: a review*. Skin Research and Technology, 2001. **7**(1): p. 1-9.
42. Massow, O., *Das „Sehende Skalpell“: OCT-navigierte fs-Laser Mikrochirurgie*. 2010, Fakultät für Mathematik und Physik, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover.
43. Wojtkowski, M., *High-speed optical coherence tomography: basics and applications*. Applied Optics, 2010. **49**(16): p. D30-D61.
44. Pfeiffer, T., M. Petermann, W. Draxinger, C. Jirauschek, and R. Huber, *Ultra low noise Fourier domain mode locked laser for high quality megahertz optical coherence tomography*. Biomedical Optics Express, 2018. **9**(9): p. 4130-4148.
45. Choma, M.A., M.V. Sarunic, C. Yang, and J.A. Izatt, *Sensitivity advantage of swept source and Fourier domain optical coherence tomography*. Optics express, 2003. **11**(18): p. 2183-2189.
46. Rollins, A.M., M.D. Kulkarni, S. Yazdanfar, R. Ung-Arunyawee, and J.A. Izatt, *In vivo video rate optical coherence tomography*. Optics Express, 1998. **3**(6): p. 219-229.
47. Fercher, A.F., C.K. Hitzenberger, G. Kamp, and S.Y. El-Zaiat, *Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry*. Optics Communications, 1995. **117**(1-2): p. 43-48.
48. Leitgeb, R., C. Hitzenberger, and A.F. Fercher, *Performance of fourier domain vs. time domain optical coherence tomography*. Optics Express, 2003. **11**(8): p. 889-894.
49. Drexler, W., M. Liu, A. Kumar, T. Kamali, A. Unterhuber, and R.A. Leitgeb, *Optical coherence tomography today: speed, contrast, and multimodality*. Journal of Biomedical Optics, 2014. **19**(7): p. 071412.
50. Pfeiffer, T., T. Klein, A. Mlynek, W. Wieser, S. Lotz, C. Grill, and R. Huber. *High finesse tunable Fabry-Perot filters in Fourier-domain modelocked lasers*. In *Optical Coherence Tomography and Coherence Domain Optical Methods in Biomedicine XXV*. 2021, p. 56-59. SPIE.
51. Adler, D.C., W. Wieser, F. Trepanier, J.M. Schmitt, and R.A. Huber, *Extended coherence length Fourier domain mode locked lasers at 1310 nm*. Optics Express, 2011. **19**(21): p. 20930-20939.
52. Sigrist, M.W., *Laser: Theorie, Typen und Anwendungen*. 2018: Springer, p. 1, 12-13, 43, 53, 79, 189-192, 195, 198- 201, 307-308.

53. Haan, P.V.-d. *Artikel über "Laser" im Lexikon der Physik von Spektrum.de.* <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/laser/8789> (abgerufen am 29.03.2021).
54. Paschotta, R. *Artikel über 'gain media' in RP Photonics Encyclopedia.* https://www.rp-photonics.com/gain_media.html (abgerufen am 19.03.2021).
55. Paschotta, R. *Artikel über 'laser resonators' in RP Photonics Encyclopedia.* https://www.rp-photonics.com/laser_resonators.html (abgerufen am 19.03.2021).
56. *Artikel über "Bändermodell" im Lexikon der Physik von Spektrum.de.* <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/baendermodell/1213> (abgerufen am 21.04.2021).
57. Paschotta, R. *Artikel über 'absorption' in RP Photonics Encyclopedia.* <https://www.rp-photonics.com/absorption.html> (abgerufen am 21.03.2021).
58. Eichhorn, M., *Laserphysik: Grundlagen und Anwendungen für Physiker, Maschinenbauer und Ingenieure.* 2012: Springer-Verlag, p. 2-3, 14, 84-90.
59. Paschotta, R. *Artikel über 'spontaneous emission' in RP Photonics Encyclopedia.* https://www.rp-photonics.com/spontaneous_emission.html (abgerufen am 21.03.2021).
60. *Artikel über "Verstärkungsprofil" im Lexikon der Physik von Spektrum.de.* <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/verstaerkungsprofil/15200> (abgerufen am 27.03.2021).
61. Paschotta, R. *Artikel über 'amplified spontaneous emission' in RP Photonics Encyclopedia.* https://www.rp-photonics.com/amplified_spontaneous_emission.html (abgerufen am 27.03.2021).
62. Paschotta, R. *Artikel über 'population inversion' in RP Photonics Encyclopedia.* https://www.rp-photonics.com/population_inversion.html (abgerufen am 28.03.2021).
63. *Artikel über "Besetzungsinversion" im Lexikon der Physik von Spektrum.de.* <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/besetzungsinversion/1447> (abgerufen am 28.03.2021).
64. *Artikel über "Dauerstrichlaser" im Lexikon der Physik von Spektrum.de.* <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/dauerstrichlaser/2771> (abgerufen am 28.03.2021).
65. Paschotta, R. *Artikel über 'continuous-wave operation' in RP Photonics Encyclopedia.* https://www.rp-photonics.com/continuous_wave_operation.html (abgerufen am 28.03.2021).
66. Drever, R.W.P., J.L. Hall, F.V. Kowalski, J. Hough, G.M. Ford, A.J. Munley, and H. Ward, *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator.* Applied Physics B, 1983. **31**(2): p. 97-105.
67. *Artikel über "Pulslaser" im Lexikon der Physik von Spektrum.de.* <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/pulslaser/11752> (abgerufen am 30.03.2021).
68. Paschotta, R. *Artikel über 'pulsed lasers' in RP Photonics Encyclopedia.* https://www.rp-photonics.com/pulsed_lasers.html (abgerufen am 30.03.2021).
69. Paschotta, R. *Artikel über 'optical choppers' in RP Photonics Encyclopedia.* https://www.rp-photonics.com/optical_choppers.html (abgerufen am 30.3.2021).
70. Paschotta, R. *Artikel über 'electro-optic effect' in RP Photonics Encyclopedia.* https://www.rp-photonics.com/electro_optic_effect.html (abgerufen am 30.03.2021).

71. Paschotta, R. *Artikel über 'pulse generation' in RP Photonics Encyclopedia.* https://www.rp-photonics.com/pulse_generation.html (abgerufen am 31.03.2021).
72. *Artikel über "Mode, longitudinaler" im Lexikon der Physik von Spektrum.de.* <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/mode-longitudinaler/9856> (abgerufen am 31.03.2021).
73. Paschotta, R. *Artikel über 'free spectral range' in RP Photonics Encyclopedia.* https://www.rp-photonics.com/free_spectral_range.html (abgerufen am 31.03.2021).
74. Paschotta, R. *Artikel über 'time-bandwidth product' in RP Photonics Encyclopedia.* https://www.rp-photonics.com/time_bandwidth_product.html (abgerufen am 31.03.2021).
75. Paschotta, R. *Artikel über 'mode locking' in RP Photonics Encyclopedia.* https://www.rp-photonics.com/mode_locking.html (abgerufen am 01.04.2021).
76. Paschotta, R. *Artikel über 'frequency combs' in RP Photonics Encyclopedia.* https://www.rp-photonics.com/frequency_combs.html (abgerufen am 22.07.2021).
77. Cui, M., R. Schouten, N. Bhattacharya, and S. Berg, *Experimental demonstration of distance measurement with a femtosecond frequency comb laser.* Journal of the European Optical Society - Rapid Publications, 2008. **3**.
78. Paschotta, R. *Artikel über 'carrier-envelope offset' in RP Photonics Encyclopedia.* https://www.rp-photonics.com/carrier_envelope_offset.html (abgerufen am 17.04.2021).
79. Paschotta, R. *Artikel über 'chromatic dispersion' in RP Photonics Encyclopedia.* https://www.rp-photonics.com/chromatic_dispersion.html (abgerufen am 17.04.2021).
80. Paschotta, R. *Artikel über 'group velocity' in RP Photonics Encyclopedia.* https://www.rp-photonics.com/group_velocity.html (abgerufen am 17.04.2021).
81. Paschotta, R. *Artikel über 'group index' in RP Photonics Encyclopedia.* https://www.rp-photonics.com/group_index.html (abgerufen am 17.04.2021).
82. Paschotta, R. *Artikel über 'phase velocity' in RP Photonics Encyclopedia.* https://www.rp-photonics.com/phase_velocity.html (abgerufen am 17.04.2021).
83. Paschotta, R. *Artikel über 'frequency combs' in RP Photonics Encyclopedia.* https://www.rp-photonics.com/frequency_combs.html (abgerufen am 21.07.2021).
84. Holzwarth, R., T. Udem, T.W. Hänsch, J. Knight, W. Wadsworth, and P.S.J. Russell, *Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy.* Physical Review Letters, 2000. **85**(11): p. 2264.
85. Huber, R., D.C. Adler, and J.G. Fujimoto, *Buffered Fourier domain mode locking: unidirectional swept laser sources for optical coherence tomography imaging at 370,000 lines/s.* Optics Letters, 2006. **31**(20): p. 2975-2977.
86. Marschall, S., T. Klein, W. Wieser, B.R. Biedermann, K. Hsu, K.P. Hansen, B. Sumpf, K.-H. Hasler, G. Erbert, and O.B. Jensen, *Fourier domain mode-locked swept source at 1050 nm based on a tapered amplifier.* Optics Express, 2010. **18**(15): p. 15820-15831.
87. Klein, T., W. Wieser, C.M. Eigenwillig, B.R. Biedermann, and R. Huber, *Megahertz OCT for ultrawide-field retinal imaging with a 1050nm Fourier domain mode-locked laser.* Optics Express, 2011. **19**(4): p. 3044-3062.
88. Bilanca, A., S. Yun, G. Tearney, and B. Bouma, *Numerical study of wavelength-swept semiconductor ring lasers: the role of refractive-index nonlinearities in semiconductor optical amplifiers and implications for biomedical imaging applications.* Optics Letters, 2006. **31**(6): p. 760-762.

89. Eigenwillig, C.M., B.R. Biedermann, W. Wieser, and R. Huber, *Wavelength swept amplified spontaneous emission source*. Optics Express, 2009. **17**(21): p. 18794-18807.
90. Oh, W.-Y., B.J. Vakoc, M. Shishkov, G.J. Tearney, and B.E. Bouma, *> 400 kHz repetition rate wavelength-swept laser and application to high-speed optical frequency domain imaging*. Optics Letters, 2010. **35**(17): p. 2919-2921.
91. Jirauschek, C. and R. Huber, *Wavelength shifting of intra-cavity photons: Adiabatic wavelength tuning in rapidly wavelength-swept lasers*. Biomedical Optics Express, 2015. **6**(7): p. 2448-2465.
92. Bonesi, M., M. Minneman, J. Ensher, B. Zabihian, H. Sattmann, P. Boschert, E. Hoover, R. Leitgeb, M. Crawford, and W. Drexler, *Akinetic all-semiconductor programmable swept-source at 1550 nm and 1310 nm with centimeters coherence length*. Optics Express, 2014. **22**(3): p. 2632-2655.
93. Song, S., J. Xu, and R.K. Wang, *Long-range and wide field of view optical coherence tomography for in vivo 3D imaging of large volume object based on akinetic programmable swept source*. Biomedical Optics Express, 2016. **7**(11): p. 4734-4748.
94. Vail, E., G. Li, W. Yuen, and C. Chang-Hasnain, *High performance micromechanical tunable vertical cavity surface emitting lasers*. Electronics Letters, 1996. **32**(20): p. 1888-1889.
95. Zhang, J., T. Nguyen, B. Potsaid, V. Jayaraman, C. Burgner, S. Chen, J. Li, K. Liang, A. Cable, and G. Traverso, *Multi-MHz MEMS-VCSEL swept-source optical coherence tomography for endoscopic structural and angiographic imaging with miniaturized brushless motor probes*. Biomedical Optics Express, 2021. **12**(4): p. 2384-2403.
96. Wang, Z., B. Potsaid, L. Chen, C. Doerr, H.-C. Lee, T. Nielson, V. Jayaraman, A.E. Cable, E. Swanson, and J.G. Fujimoto, *Cubic meter volume optical coherence tomography*. Optica, 2016. **3**(12): p. 1496-1503.
97. Adler, D.C., R. Huber, and J.G. Fujimoto, *Phase-sensitive optical coherence tomography at up to 370,000 lines per second using buffered Fourier domain mode-locked lasers*. Optics Letters, 2007. **32**(6): p. 626-628.
98. Artikel über "Fabry-Pérot-Resonator" im Lexikon der Physik von Spektrum.de. <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/fabry-perot-resonator/4686> (abgerufen am 09.04.2021).
99. Paschotta, R. Artikel über 'Fabry-Perot interferometers' in RP Photonics Encyclopedia. https://www.rp-photonics.com/fabry_perot_interferometers.html (abgerufen am 13.04.2021).
100. Paschotta, R. Artikel über 'finesse' in RP Photonics Encyclopedia. <https://www.rp-photonics.com/finesse.html> (abgerufen am 14.04.2021).
101. Eichler, H.J. and J. Eichler, *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. 2015: Springer-Verlag, p. 34-35, 339, 369-370.
102. Tarallo, M.G., N. Poli, M. Schioppo, D. Sutyrin, and G. Tino, *A high-stability semiconductor laser system for a 88 Sr-based optical lattice clock*. Applied Physics B, 2011. **103**(1): p. 17-25.
103. Hunger, D., T. Steinmetz, Y. Colombe, C. Deutsch, T.W. Hänsch, and J. Reichel, *A fiber Fabry-Perot cavity with high finesse*. New Journal of Physics, 2010. **12**(6): p. 065038.
104. Jirauschek, C., B. Biedermann, and R. Huber, *A theoretical description of Fourier domain mode locked lasers*. Optics Express, 2009. **17**(26): p. 24013-24019.

105. Kraetschmer, T. and S.T. Sanders. *Ultrastable Fourier Domain Mode Locking Observed in a Laser Sweeping 1363.8 - 1367.3 nm*. In *Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference*. 2009, p. CFB4. OSA.
106. Paschotta, R. *Artikel über 'fiber Bragg gratings' in RP Photonics Encyclopedia*. https://www.rp-photonics.com/fiber_bragg_gratings.html (abgerufen am 03.04.2021).
107. *Informationen über "O-Band Booster Optical Amplifiers (BOAs), 1285 - 1350 nm" auf Thorlabs.com*. https://www.thorlabs.com/newgroupage9.cfm?objectgroup_id=3990 (abgerufen am 14.04.2021).
108. Huber, R. and T. Pfeiffer, *Verfahren zur Erhaltung der Synchronität eines Fourier Domain Mode Locked (FDML) Lasers*. 2018, Patent DE 10 2017 209 739 B3.
109. Lotz, S., C. Grill, M. Göb, W. Draxinger, J.P. Kolb, and R. Huber, *Cavity length control for Fourier domain mode locked (FDML) lasers with μm precision*. Biomedical Optics Express, 2021. **12**(5): p. 2604-2616.
110. Schmidt, M., T. Pfeiffer, C. Grill, R. Huber, and C. Jirauschek, *Self-stabilization mechanism in ultra-stable Fourier domain mode-locked (FDML) lasers*. OSA Continuum, 2020. **3**(6): p. 1589-1607.
111. Gora, M.J., M.J. Suter, G.J. Tearney, and X. Li, *Endoscopic optical coherence tomography: technologies and clinical applications*. Biomedical Optics Express, 2017. **8**(5): p. 2405-2444.
112. Schulz-Hildebrandt, H., T. Pfeiffer, T. Eixmann, S. Lohmann, M. Ahrens, J. Rehra, W. Draxinger, P. König, R. Huber, and G. Hüttmann, *High-speed fiber scanning endoscope for volumetric multi-megahertz optical coherence tomography*. Optics Letters, 2018. **43**(18): p. 4386-4389.
113. Mohler, K.J., W. Draxinger, T. Klein, J.P. Kolb, W. Wieser, C. Haritoglou, A. Kampik, J.G. Fujimoto, A.S. Neubauer, and R. Huber, *Combined 60° Wide-Field Choroidal Thickness Maps and High-Definition En Face Vascularity Visualization Using Swept-Source Megahertz OCT at 1050 nm*. Investigative Ophthalmology & Visual Science, 2015. **56**(11): p. 6284-6293.
114. Kolb, J.P., T. Klein, C.L. Kufner, W. Wieser, A.S. Neubauer, and R. Huber, *Ultra-widefield retinal MHz-OCT imaging with up to 100 degrees viewing angle*. Biomedical Optics Express, 2015. **6**(5): p. 1534-1552.
115. Reznicek, L., T. Klein, W. Wieser, M. Kernt, A. Wolf, C. Haritoglou, A. Kampik, R. Huber, and A.S. Neubauer, *Megahertz ultra-wide-field swept-source retina optical coherence tomography compared to current existing imaging devices*. Graefe's Archive for Clinical and Experimental Ophthalmology, 2014. **252**(6): p. 1009-1016.
116. Matten, P., M. Niederleithner, A. Britten, R. Hugang, M. Arain, S.A. Bello, M. Salas, L. Ginner, W. Drexler, R.A. Leitgeb, and T. Schmoll, *A clinical MHz swept-source OCT prototype for ultra-widefield imaging*. Investigative Ophthalmology & Visual Science, 2020. **61**(9): p. PB00107.
117. Göb, M., S. Burhan, W. Draxinger, J.P. Kolb, and R. Huber. *Towards densely sampled ultra-large area multi-MHz-OCT for in vivo skin measurements beyond 1 cm²/sec*. In *European Conferences on Biomedical Optics 2021 (ECBO)*. 2021, p. EW3C. 4. OSA.
118. Kolb, J.P., W. Draxinger, J. Klee, T. Pfeiffer, M. Eibl, T. Klein, W. Wieser, and R. Huber, *Live video rate volumetric OCT imaging of the retina with multi-MHz A-scan rates*. PLOS ONE, 2019. **14**(3).

119. Draxinger, W., Y. Miura, C. Grill, T. Pfeiffer, and R. Huber. *A real-time video-rate 4D MHz-OCT microscope with high definition and low latency virtual reality display*. In *Clinical and Preclinical Optical Diagnostics II*. 2019, p. 11078_1. OSA.
120. Adler, D.C., S.-W. Huang, R. Huber, and J.G. Fujimoto, *Photothermal detection of gold nanoparticles using phase-sensitive optical coherence tomography*. Optics Express, 2008. **16**(7): p. 4376-4393.
121. Zhou, C., T.-H. Tsai, D.C. Adler, H.-C. Lee, D.W. Cohen, A. Mondelblatt, Y. Wang, J.L. Connolly, and J.G. Fujimoto, *Photothermal optical coherence tomography in ex vivo human breast tissues using gold nanoshells*. Optics Letters, 2010. **35**(5): p. 700-702.
122. Paschotta, R. *Artikel über 'LIDAR' in RP Photonics Encyclopedia*. <https://www.rp-photonics.com/lidar.html> (abgerufen am 16.04.2021).
123. Jung, E.J., C.-S. Kim, M.Y. Jeong, M.K. Kim, M.Y. Jeon, W. Jung, and Z. Chen, *Characterization of FBG sensor interrogation based on a FDML wavelength swept laser*. Optics Express, 2008. **16**(21): p. 16552-16560.
124. Kranendonk, L.A., R. Huber, J.G. Fujimoto, and S.T. Sanders, *Wavelength-agile H2O absorption spectrometer for thermometry of general combustion gases*. Proceedings of the Combustion Institute, 2007. **31**(1): p. 783-790.
125. Adler, D.C., J. Stenger, I. Gorczynska, H. Lie, T. Hensick, R. Spronk, S. Wolohojian, N. Khandekar, J.Y. Jiang, and S. Barry, *Comparison of three-dimensional optical coherence tomography and high resolution photography for art conservation studies*. Optics Express, 2007. **15**(24): p. 15972-15986.
126. Slepnev, S., B. Kelleher, B. O'shaughnessy, S. Hegarty, A. Vladimirov, and G. Huyet, *Dynamics of Fourier domain mode-locked lasers*. Optics Express, 2013. **21**(16): p. 19240-19251.
127. Slepnev, S., B. O'Shaughnessy, A.G. Vladimirov, S. Rica, E.A. Viktorov, and G. Huyet, *Convective Nozaki-Bekki holes in a long cavity OCT laser*. Optics Express, 2019. **27**(11): p. 16395-16404.
128. Li, F., K. Nakkeeran, J.N. Kutz, J. Yuan, Z. Kang, X. Zhang, and P. Wai, *Eckhaus instability in the fourier-domain mode locked fiber laser cavity*. arXiv preprint arXiv:1707.08304, 2017.
129. Jirauschek, C. and R. Huber, *Efficient simulation of the swept-waveform polarization dynamics in fiber spools and Fourier domain mode-locked (FDML) lasers*. Journal of the Optical Society of America B, 2017. **34**(6): p. 1135-1146.
130. Paschotta, R. *Artikel über 'coherence' in RP Photonics Encyclopedia*. <https://www.rp-photonics.com/coherence.html> (abgerufen am 06.04.2021).
131. Paschotta, R. *Artikel über 'optical phase' in RP Photonics Encyclopedia*. https://www.rp-photonics.com/optical_phase.html (abgerufen am 23.07.2021).
132. *Artikel über "Kohärenzlänge" Im Lexikon der Optik von Spektrum.de*. <https://www.spektrum.de/lexikon/optik/kohaerenzlaenge/1593> (abgerufen am 08.04.2021).
133. Paschotta, R. *Artikel über 'linewidth' in RP Photonics Encyclopedia*. <https://www.rp-photonics.com/linewidth.html> (abgerufen am 07.05.2021).
134. Paschotta, R. *Artikel über 'coherence length' in RP Photonics Encyclopedia*. https://www.rp-photonics.com/coherence_length.html (abgerufen am 12.04.2021).
135. Fu, Z.-F. and J. He, *Modal Analysis*. 2001: Elsevier, p. 201-202.
136. Kuttner, T., *Praxiswissen Schwingungsmesstechnik*. 2015: Springer, p. 291.

137. Paschotta, R. *Artikel über 'optical spectrum analyzers'* in RP Photonics Encyclopedia. https://www.rp-photonics.com/optical_spectrum_analyzers.html (abgerufen am 07.05.2021).
138. Paschotta, R. *Artikel über 'self-heterodyne linewidth measurement'* in RP Photonics Encyclopedia. https://www.rp-photonics.com/self_heterodyne_linewidth_measurement.html (abgerufen am 08.05.2021).
139. Okoshi, T., K. Kikuchi, and A. Nakayama, *Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum*. Electronics Letters, 1980. **16**(16): p. 630-631.
140. Paschotta, R. *Artikel über 'pulse duration'* in RP Photonics Encyclopedia. https://www.rp-photonics.com/pulse_duration.html (abgerufen am 08.07.2021).
141. Paschotta, R. *Artikel über 'streak cameras'* in RP Photonics Encyclopedia. https://www.rp-photonics.com/streak_cameras.html (abgerufen am 08.07.2021).
142. Paschotta, R. *Artikel über 'autocorrelators'* in RP Photonics Encyclopedia. <https://www.rp-photonics.com/autocorrelators.html> (abgerufen am 08.07.2021).
143. Paschotta, R. *Artikel über 'frequency-resolved optical gating'* in RP Photonics Encyclopedia. https://www.rp-photonics.com/frequency_resolved_optical_gating.html (abgerufen am 21.07.2021).
144. Paschotta, R. *Artikel über 'spectral phase interferometry'* in RP Photonics Encyclopedia. https://www.rp-photonics.com/spectral_phase_interferometry.html (abgerufen am 21.07.2021).
145. Biedermann, B.R., W. Wieser, C.M. Eigenwillig, T. Klein, and R. Huber, *Direct measurement of the instantaneous linewidth of rapidly wavelength-swept lasers*. Optics Letters, 2010. **35**(22): p. 3733-3735.
146. Ismail, N., C.C. Kores, D. Geskus, and M. Pollnau, *Fabry-Pérot resonator: spectral line shapes, generic and related Airy distributions, linewidths, finesse, and performance at low or frequency-dependent reflectivity*. Optics Express, 2016. **24**(15): p. 16366-16389.
147. Zhang, J., Q. Wang, B. Rao, Z. Chen, and K. Hsu, *Swept laser source at 1 μm for Fourier domain optical coherence tomography*. Applied Physics Letters, 2006. **89**(7): p. 073901.
148. Adler, D.C., Y. Chen, R. Huber, J. Schmitt, J. Connolly, and J.G. Fujimoto, *Three-dimensional endomicroscopy using optical coherence tomography*. Nature Photonics, 2007. **1**(12): p. 709-716.
149. Srinivasan, V., R. Huber, I. Gorczynska, J. Fujimoto, J. Jiang, P. Reisen, and A. Cable, *High-speed, high-resolution optical coherence tomography retinal imaging with a frequency-swept laser at 850 nm*. Optics Letters, 2007. **32**(4): p. 361-363.
150. Todor, S., B. Biedermann, W. Wieser, R. Huber, and C. Jirauschek, *Instantaneous lineshape analysis of Fourier domain mode-locked lasers*. Optics Express, 2011. **19**(9): p. 8802-8807.
151. Johnson, B., W. Atia, M. Kuznetsov, B.D. Goldberg, P. Whitney, and D.C. Flanders, *Coherence properties of short cavity swept lasers*. Biomedical Optics Express, 2017. **8**(2): p. 1045-1055.
152. Baek, S.-Y., O. Kwon, and Y.-H. Kim, *High-resolution mode-spacing measurement of the blue-violet diode laser using interference offelds created with time delays greater than the coherence time*. Japanese Journal of Applied Physics, 2007. **46**(12R): p. 7720-7723.
153. Meschede, D., *Gerthsen Physik*. 2015: Springer-Verlag, p. 149.
154. *Artikel über "Schwebung" in der Wikipedia*. <https://de.wikipedia.org/wiki/Schwebung> (abgerufen am 20.07.2021).

155. Artikel über "Schwebung" auf leifiphysik.de. <https://www.leifiphysik.de/akustik/akustische-wellen/grundwissen/schwebung> (abgerufen am 20.07.2021).
156. Paschotta, R. Artikel über 'optical heterodyne detection' in RP Photonics Encyclopedia. https://www.rp-photonics.com/optical_heterodyne_detection.html (abgerufen am 19.07.2021).
157. Kastner, D., T. Bloemker, T. Pfeiffer, C. Grill, M. Schmidt, C. Jirauschek, and R. Huber. *Measurement of Inter-Sweep Phase Stability of an FDML Laser with a 10 kHz Tunable Ring Laser*. In *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*. 2019, p. 1-1. IEEE.
158. Grill, C., T. Blömker, M. Schmidt, D. Kastner, T. Pfeiffer, J.P. Kolb, W. Draxinger, S. Karpf, C. Jirauschek, and R. Huber. *A detailed analysis of the coherence and field properties of an FDML laser by time resolved beat signal measurements*. In *Fiber Lasers XVIII: Technology and Systems*. 2021, p. 230-235. SPIE.
159. Grill, C., S. Lotz, T. Blömker, D. Kastner, T. Pfeiffer, S. Karpf, M. Schmidt, W. Draxinger, C. Jirauschek, and R. Huber. *Beating of two FDML lasers in real time*. In *Fiber Lasers XVII: Technology and Systems*. 2020, p. 132-138. SPIE.
160. Kastner, D., T. Bloemker, and R. Huber. *Measurement of the Inter-Sweep Phase of a Fourier Domain Mode Locked Laser with a Narrow-Band Tunable Ring Laser*. In *Student Conference Proceedings 2019*. 2019.
161. Kastner, D., *Entwicklung eines schmalbandigen abstimmbaren CW-Lasers für die Inter-Sweep-Phasenmessung eines FDML-Lasers*. Praktikumsbericht, Institut für Biomedizinische Optik, Universität zu Lübeck, 2020.
162. *Datenblatt zum BOA1132S der Firma Thorlabs*. <https://www.thorlabs.com/drawings/c839fe92cb427dcb-2190B3E3-A07E-4C95-9845D9D992234DA7/BOA1132S-SpecSheet.pdf> (abgerufen am 14.04.2021).
163. Grill, C., S. Lotz, T. Blömker, M. Schmidt, W. Draxinger, J.P. Kolb, C. Jirauschek, and R. Huber. *Superposition of two independent FDML lasers*. In *2021 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*. 2021, p. 1-1. IEEE.
164. *Datenblatt zum BOA1130S der Firma Thorlabs*. <https://www.thorlabs.de/drawings/e57c5d82f10043cd-1AEE13B3-C5D8-65BB-CDFA45D38AD1F727/BOA1130S-SpecSheet.pdf> (abgerufen am 16.08.2021).
165. Gehrcke, J.-P. *Korrekt normierte FFT eines Zeitsignals A(t) und analytische Bildung des Spektrums FFT(d/dtA(t)) (mittels Matlab)*. https://gehrcke.de/files/stud/090305_gehrcke_normierte_FFT_dtFFT_matlab.pdf (abgerufen am 20.09.2021).
166. *FFT mit Excel Teil 5/5 - Amplitude korrekt darstellen*. <https://www.youtube.com/watch?v=PbEyiOnTTfw> (abgerufen am 20.09.2021).
167. Tsai, T.-H., C. Zhou, D.C. Adler, and J.G. Fujimoto, *Frequency comb swept lasers*. Optics Express, 2009. **17**(23): p. 21257-21270.
168. Lippok, N., M. Siddiqui, B.J. Vakoc, and B.E. Bouma, *Extended coherence length and depth ranging using a Fourier-domain mode-locked frequency comb and circular interferometric ranging*. Physical Review Applied, 2019. **11**(1): p. 014018.
169. Wan, M., F. Li, X. Feng, X. Wang, Y. Cao, B.-o. Guan, D. Huang, J. Yuan, and P.K.A. Wai, *Time and Fourier domain jointly mode locked frequency comb swept fiber laser*. Optics Express, 2017. **25**(26): p. 32705-32712.

EIGENE PUBLIKATIONEN

- Grill, C., S. Lotz, T. Blömker, M. Schmidt, W. Draxinger, J.P. Kolb, C. Jirauschek and R. Huber. *Superposition of two independent FDML lasers*. In *2021 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*. 2021, p. 1-1. IEEE.
- Strenge, P., B. Lange, C. Grill, W. Draxinger, V. Danicke, D. Theisen-Kunde, H. Handels, M. Bonsanto, C. Hagel, R. Huber, and R. Brinkman. *Comparison of two optical coherence tomography systems to identify human brain tumor*. In *European Conferences on Biomedical Optics 2021 (ECBO)*. 2021, p. EW1C.7. OSA.
- Lotz, S., C. Grill, M. Göb, W. Draxinger, J. P. Kolb, and R. Huber, *Cavity length control for Fourier domain mode locked (FDML) lasers with μm precision*. *Biomedical Optics Express*, 2021. **12**(5): p. 2604-2616.
- Schmidt, M., C. Grill, S. Lotz, T. Pfeiffer, R. Hubert, and C. Jirauschek, *Intensity pattern types in broadband Fourier domain mode-locked (FDML) lasers operating beyond the ultra-stable regime*. *Applied Physics B*, 2021. **127**(5): p. 60.
- Grill, C., T. Blömker, M. Schmidt, D. Kastner, T. Pfeiffer, J. P. Kolb, W. Draxinger, S. Karpf, C. Jirauschek, and R. Huber. *A detailed analysis of the coherence and field properties of an FDML laser by time resolved beat signal measurements*. In *Fiber Lasers XVIII: Technology and Systems*. 2021, p. 230-235. SPIE.
- Strenge, P., B. Lange, C. Grill, W. Draxinger, V. Danicke, D. Theisen-Kunde, H. Handels, M. Bonsanto, C. Hagel, R. Huber, and R. Brinkmann. *Characterization of brain tumor tissue with 1310 nm optical coherence tomography*. In *Optical Coherence Tomography and Coherence Domain Optical Methods in Biomedicine XXV*. 2021, p. 86-92. SPIE.
- Lotz, S., C. Grill, M. Göb, W. Draxinger, J. P. Kolb, and R. Huber. *Characterization of the dynamics of an FDML laser during closed-loop cavity length control*. In *Fiber Lasers XVIII: Technology and Systems*. 2021, p. 224-229. SPIE.
- Strenge, P., B. Lange, C. Grill, W. Draxinger, V. Danicke, D. Theisen-Kunde, H. Handels, C. Hagel, M. Bonsanto, R. Huber, and R. Brinkmann. *Creating a depth-resolved OCT-dataset for supervised classification based on ex vivo human brain samples*. In *Optical Coherence Tomography and Coherence Domain Optical Methods in Biomedicine XXV*. 2021, p. 78-85. SPIE.
- Pfeiffer, T., T. Klein, A. Mlynek, W. Wieser, S. Lotz, C. Grill, and R. Huber. *High finesse tunable Fabry-Perot filters in Fourier-domain modelocked lasers*. In *Optical Coherence Tomography and Coherence Domain Optical Methods in Biomedicine XXV*. 2021, p. 56-59. SPIE.
- Schmidt, M., C. Grill, R. Huber, and C. Jirauschek. *Coherence of Fourier Domain Mode-Locked (FDML) Lasers in the Ultra-Stable Regime*. In *2020 International Conference Laser Optics (ICLO)*. 2020, p. 1-1. IEEE.
- Schmidt, M., T. Pfeiffer, C. Grill, R. Huber, and C. Jirauschek, *Self-stabilization mechanism in ultra-stable Fourier domain mode-locked (FDML) lasers*. *OSA Continuum*, 2020. **3**(6): p. 1589-1607.
- Grill, C., S. Lotz, T. Blömker, D. Kastner, T. Pfeiffer, S. Karpf, M. Schmidt, W. Draxinger, C. Jirauschek, and R. Huber. *Beating of two FDML lasers in real time*. In *Fiber Lasers XVII: Technology and Systems*. 2020, p. 132-138. SPIE.
- Strenge, P., B. Lange, C. Grill, W. Draxinger, M. M. Bonsanto, C. Hagel, R. Huber, and R. Brinkmann. *Segmented OCT data set for depth resolved brain tumor detection validated by*

histological analysis. In *Optical Coherence Tomography and Coherence Domain Optical Methods in Biomedicine XXIV.* 2020, p. 82-89. SPIE.

- Kastner, D., T. Blömker, T. Pfeiffer, C. Grill, M. Schmidt, C. Jirauschek, and R. Huber. *Measurement of Inter-Sweep Phase Stability of an FDML Laser with a 10 kHz Tunable Ring Laser.* In *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC).* 2019, p. 1-1. IEEE.
- Schmidt, M., T. Pfeiffer, C. Grill, R. Huber, and C. Jirauschek. *Coexistence of Intensity Pattern Types in Broadband Fourier Domain Mode Locked (FDML) Lasers.* In *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC).* 2019, p. 1-1. IEEE.
- Draxinger, W., Y. Miura, C. Grill, T. Pfeiffer, and R. Huber. *A real-time video-rate 4D MHz-OCT microscope with high definition and low latency virtual reality display.* In *Clinical and Preclinical Optical Diagnostics II.* 2019, p. 11078_1. OSA.
- Strenge, P., B. Lange, C. Grill, W. Draxinger, V. Danicke, D. Theisen-Kunde, M. Bonsanto, R. Huber, and R. Brinkmann. *Ex vivo and in vivo imaging of human brain tissue with different OCT systems.* In *Clinical and Preclinical Optical Diagnostics II.* 2019, p. 11078_49. OSA.
- Miura, Y., W. Draxinger, C. Grill, T. Pfeiffer, S. Grisanti, and R. Huber. *MHz-OCT for low latency virtual reality guided surgery: First wet lab experiments on ex-vivo porcine eye.* In *Clinical and Preclinical Optical Diagnostics II.* 2019, p. 11078_13. OSA.
- Klee, J., J. P. Kolb, C. Grill, W. Draxinger, T. Pfeiffer, and R. Huber. *Zero roll-off retinal MHz-OCT using an FDML-Laser.* In *Clinical and Preclinical Optical Diagnostics II.* 2019, p. 11078_27. OSA.
- Schmidt, M., T. Pfeiffer, C. Grill, R. Huber, and C. Jirauschek. *Modeling of the Ultra-Stable Operating Regime in Fourier Domain Mode Locked (FDML) Lasers.* In *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference.* 2019, p. cj_p_46. OSA.
- Schmidt, M., T. Pfeiffer, C. Grill, R. Huber, and C. Jirauschek. *Self-Stabilization Mechanism in Fourier Domain Mode-Locked (FDML) Lasers.* In *EPS-QEOD Europhoton Conference Solid State, Fibre, and Waveguide Coherent Light Sources.* 2018. EPS.
- Pfeiffer, T., W. Draxinger, C. Grill, and R. Huber. *Long-range live 3D-OCT at different spectral zoom levels.* In *Optical Coherence Imaging Techniques and Imaging in Scattering Media II.* 2017, p. 1041160L. OSA.

DANKSAGUNG

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die mich auf dem Weg zur Fertigstellung dieser Arbeit unterstützt und begleitet haben.

Besonders danken möchte ich Prof. Robert Huber, der es mir ermöglicht hat, diese Arbeit zu schreiben, und sich viel Zeit für fachliche Ratschläge und Unterstützung genommen hat.

Ich danke der gesamten Arbeitsgruppe Huber und der Arbeitsgruppe Karpf für die angenehme und kollegiale Arbeitsatmosphäre. Ich danke für viele hilfreiche Ratschläge, eine nette Zusammenarbeit und gute Gespräche. Insbesondere danke ich Simon Lotz, Torben Blömker, Tom Pfeiffer, Jan Philip Kolb, Sebastian Karpf, Madita Göb, Wolfgang Draxinger, Hubertus Hakert, Katharina Rewerts, Daniel Weng, Philipp Lamminger und Julian Klee.

Ich danke den Mitgliedern der Neuro-OCT-Gruppe, insbesondere Paul Strenge und Birgit Lange, für die angenehme Zusammenarbeit.

Außerdem möchte ich Mark Schmidt und Christian Jirauschek von der TUM für die ausführlichen Diskussionen und die wertvolle Zusammenarbeit danken.

Auch danke ich Bianka Pohlmann, durch die die organisatorischen Pflichten viel erfreulicher wurden, und Reinhard Schulz für die schnelle, unkomplizierte Anfertigung von mechanischen Bauteilen.

Ich danke allen Studenten und Mitarbeitern des BMO und MLL für die kollegiale Arbeitsatmosphäre.

Meinen Eltern danke ich für die Unterstützung während meiner gesamten Ausbildung. Meiner Schwester Susann danke ich für die vielen Ermutigungen, Ablenkungen und viel Verständnis.

Meinem Partner Florian Lau danke ich für viele Ratschläge, Geduld und Perspektivwechsel.