

Benjamin Biedermann

**Fourierdomänen modengekoppelte Laser:
Aufklärung der Funktionsweise und Er-
schließung neuer Anwendungsbereiche**



München 2010

Fourierdomänen modengekoppelte Laser: Aufklärung der Funktionsweise und Er- schließung neuer Anwendungsbereiche

Dissertation
an der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Benjamin Biedermann
aus Ochsenfurt

München, den 13.09.2010

Erstgutachter:

Zweitgutachter:

Tag der mündlichen Prüfung:

Dr. Robert Huber

Prof. Dr. Alexander Högele

29.10.2010

Inhaltsverzeichnis

ZUSAMMENFASSUNG	7
1 EINLEITUNG	9
1.1 OPTISCHE KOHÄRENZTOMOGRAPHE (OCT)	12
1.1.1 VERSCHIEDENE MÖGLICHE IMPLEMENTIERUNGEN	13
1.1.2 WICHTIGE KENNGRÖßEN	15
1.1.3 DIE TIEFENABHÄNGIGKEIT DER SENSITIVITÄT	19
1.1.4 AUFBAU EINES OCT-SYSTEMS MIT ABSTIMMBARER LICHTQUELLE	20
1.2 SCHNELL ABSTIMMBARE LICHTQUELLEN	22
1.2.1 ENTWICKLUNG ABSTIMMBARER LASER	22
1.2.2 FOURIERDOMÄNEN MODENKOPPLUNG (FDML)	23
1.2.3 ALTERNATIVE KONZEPTE FÜR SCHNELL ABSTIMMBARE LICHTQUELLEN	26
1.3 AUFBAU UND GLIEDERUNG DER ARBEIT	27
2 ERSCHLIEßUNG NEUER ANWENDUNGSBEREICHE	29
2.1 OCT MIT <i>EN FACE</i>-TIEFENSCHNITTEN	33
2.2 OCT MIT HÖCHSTEN GESCHWINDIGKEITEN	37
3 VERSTÄNDNIS DER GRUNDLEGENDEN FUNKTIONSWEISE	59
3.1 DISPERSION, KOHÄRENZLÄNGE UND RAUSCHEN	61
3.2 EINE THEORETISCHE BESCHREIBUNG VON FDML	77
RÉSUMÉ UND AUSBLICK	85
LITERATURVERZEICHNIS	88
VOLLSTÄNDIGE PUBLIKATIONSLISTE	95
PATENTANMELDUNGEN	96
DANKSAGUNG	97
LEBENS LAUF	99

Zusammenfassung

Mit der Fourierdomänen Modenkopplung (FDML) wurde vor kurzem ein neuer Operationsmodus für sehr schnell in der Wellenlänge abstimmbare Laser entdeckt, bei dem ein schmalbandiger Spektralfilter resonant zur Lichtumlaufzeit im Resonator abgestimmt wird. Diese FDML-Laser, deren genaue Funktionsweise noch unverständlich ist, gehören zu den schnellsten weit abstimmbaren Lichtquellen und eignen sich besonders für die optische Kohärenztomografie (OCT), die ein junges dreidimensionales Bildgebungsverfahren darstellt. In dieser Arbeit wurden zwei Ziele parallel verfolgt. Zum einen sollten durch Optimierungen und Erweiterungen des Lasers neue Anwendungsmöglichkeiten insbesondere in der OCT ermöglicht, gleichzeitig aber auch neue Erkenntnisse über die genaue Funktionsweise der Fourierdomänen Modenkopplung auf physikalischer Ebene gewonnen werden.

In dem eher anwendungsorientierten Teil dieser Arbeit wurde zunächst eine neue Methode entwickelt, mit der es in der OCT mit schnell abstimmbaren Lasern möglich ist, zweidimensionale Schnitte bei einer bestimmten Tiefe, sogenannte *en face* Schnitte, ohne aufwändige Computerberechnung zu erhalten. Während diese Schnitte bisher nur sehr rechenintensiv durch Nachbearbeitung und Extraktion aus einem vollständig aufgenommenen dreidimensionalen Datensatz gewonnen werden konnten, lassen sich diese nun um ein Vielfaches schneller aufnehmen und darstellen. Weiterhin wurde durch den Eigenbau eines auf Abstimmgeschwindigkeit optimierten Spektralfilters die Aufnahmegeschwindigkeit eines mit einem FDML-Laser betriebenen OCT-Systems um über eine Größenordnung erhöht, so dass dieses nun mit Abstand zu den schnellsten Systemen gehört. Obwohl bei diesen hohen Geschwindigkeiten das Signal-Rausch-Verhältnis durch Schrotrauschen bereits limitiert wird, konnten Aufnahmen sehr hoher Qualität erzeugt werden, was a priori nicht selbstverständlich war.

Im Grundlagenteil dieser Arbeit wurde das Verständnis der Operationsweise der Fourierdomänen Modenkopplung erweitert. Da FDML-Laser vollständig aus Glasfaserkomponenten aufgebaut sind und Längen von mehreren Kilometern aufweisen, wurde der Einfluss der Faserdispersion auf sowohl Linienbreite und Rauschverhalten untersucht. Mit einer speziellen dispersionskompensierten Resonatorgeometrie konnte dabei ein einfaches Modell des Einflusses der Dispersion auf die Kohärenzlänge validiert und eine deutliche Erhöhung dieser erreicht werden. Ein umfassenderes Modell der Operationsweise von FDML-Lasern ist wünschenswert, um experimentell schwer zugängliche Fragestellungen beantworten zu können. Auf dem Weg dahin müssen zunächst alle physikalischen Effekte im Resonator, welche zur Lasertätigkeit beitragen, aufgeklärt werden. Hierzu wurde die zeitabhängige Leistung eines FDML-Lasers durch verschie-

dene Terme in der nichtlinearen Schrödingergleichung modelliert, numerisch ausgewertet und mit experimentellen Daten verglichen. Dadurch konnten wichtige an der Laseroperation beteiligte Prozesse aufgeklärt und eine Basis für weitergehende Simulationen geschaffen werden.

1 Einleitung

Ein wesentliches Standbein der medizinischen Diagnostik sind berührungslose bildgebende Verfahren, die ein dreidimensionales Bild des zu untersuchenden Gewebes erstellen, ohne dieses zu schädigen. Es kommen heutzutage in der klinischen Anwendung mehrere Verfahren zum Einsatz, die sich durch die unterschiedliche Physik der Bilderzeugung klassifizieren lassen. Zu nennen wären hierbei Computertomografie (Röntgen), Positronen-Emissions-Tomografie (γ -Quanten), Sonografie (Ultraschall) und Magnetresonanztomografie (Kernspinresonanz). Diese Techniken weisen hohe Eindringtiefen in Gewebe auf, allerdings ist die Auflösung aller Verfahren bei klinischen Standardsystemen begrenzt auf ca. 2 mm (Positronen-Emissions-Tomografie) [1] bis 0,15 mm (Sonografie) [2], was für einige Anwendungsgebiete, wie beispielsweise der Untersuchung der Netzhaut, nicht ausreichend ist. Hierfür bietet sich die optische Kohärenztomografie (engl.: *Optical Coherence Tomography*, OCT) an, die auf einer interferometrischen Messung rückgestreuten Lichts unter Verwendung einer breitbandigen Lichtquelle basiert und strahlenoptisch mit der konfokalen Mikroskopie vergleichbar ist. Während bei dieser die axiale Auflösung durch die numerische Apertur des Abbildungssystems gegeben ist, welche die erreichbare Auflösung bei Augenuntersuchungen durch den Pupillendurchmesser auf ca. 70 μm begrenzt [3], ist die axiale Auflösung in der OCT nur durch die spektrale Breite der verwendeten Lichtquelle bestimmt und liegt bei Werten zwischen 2–10 μm [4]. Hierdurch wurden erstmals hochauflösende dreidimensionale Aufnahmen der Netzhaut und eine Früherkennung von Augenerkrankungen ermöglicht. Die Augenheilkunde (Ophthalmologie), war deshalb die Triebfeder der raschen Entwicklung der OCT. Seit der Entdeckung 1991 durch Huang *et. al* [5] hat sich diese Technik sehr schnell weiterentwickelt, so dass sich wichtige Kenngrößen wie Aufnahmedauer, Signal-Rausch-Abstand der Bildinformation und Auflösung teilweise um mehrere Größenordnungen verbessert haben [6, 7]. Einzig bei der maximalen Eindringtiefe wurden keine Verbesserungen erzielt, da sie durch die Streuung des Lichts in Gewebe limitiert ist. Es konnte gezeigt werden, dass die Bildgebung bis zu einer Tiefe von 5-8 mittleren freien Weglängen möglich ist [8], was jedoch in typischem Gewebe nur etwa einem Millimeter Eindringtiefe entspricht. Heute ist die optische Kohärenztomografie ein Markt mit einem Volumen von über 150 Millionen Dollar pro Jahr mit den Haupteinsatzgebieten in der Ophthalmologie und der katheterbasierten intravaskulären Untersuchung von Blutgefäßen [9].

Obwohl dieses bildgebende Verfahren bereits im klinischen Einsatz ist, wird weiterhin aktiv auf dem Gebiet der optischen Kohärenztomografie geforscht und zwar mit einer stetig zunehmenden Publikationsrate. Die Forschung konzentriert sich einerseits darauf,

die Qualität und Geschwindigkeit der Aufnahmen zu verbessern und andererseits auf die funktionelle Erweiterung der Bildinformation durch die zusätzliche Messung von z.B. Geschwindigkeit (Doppler-OCT) [10-12], Doppelbrechung (polarisationssensitives OCT) [13-17] oder wellenlängenabhängiger Absorption (spektroskopisches OCT) [18, 19]. Die moderne optische Kohärenztomografie, auch Frequenzbereichs-OCT (engl.: *frequency domain OCT*, FD-OCT) genannt, untergliedert sich in zwei verschiedene Typen, die sich durch die verwendete Lichtquelle und die Messmethode, nicht aber in der Qualität der Bildinformation unterscheiden. Der erste Typ wird als Spektralbereichs-OCT (engl.: *spectral domain OCT*, SD-OCT) bezeichnet, wobei der Name daher rührt, dass eine breitbandige Lichtquelle Verwendung findet und die interferometrische Detektion nach einem Michelson-Interferometer durch ein schnelles Spektrometer in Form eines Gitters und einer Zeilenkamera erfolgt. Der zweite Typ nennt sich OCT mit schnell abstimmbaren Lichtquellen (engl.: *swept source OCT*, SS-OCT), wobei hier eine in der Wellenlänge schnell abstimmbare Lichtquelle zum Einsatz kommt und die interferometrische Detektion mit nur einer bzw. zwei Fotodioden erfolgt. Dieser Typ wird alternativ auch als *optical frequency domain imaging* bezeichnet [20]. Die Komplexität des OCT-Systems liegt beim SD-OCT in der Zeilenkamera, die kommerziell erhältlich ist und deren Ausleserate kontinuierlich auf bis zuletzt 312 kHz angestiegen ist [21], wohingegen sie beim SS-OCT in der Lichtquelle begründet ist, deren Entwicklung vor allem in Forschungsgruppen vorangetrieben wird.

Eine abstimmbare Lichtquelle, welche in der Anfangszeit der SS-OCT eingesetzt wurde, ist ein kurzer Ringlaser, der hauptsächlich aus einem Verstärkermedium, einem periodisch abgestimmten schmalbandigen Filter und einem Auskoppler besteht [22]. Hierbei baut sich an jeder spektralen Position die Lasertätigkeit neu aus dem Photonenergrund der spontanen Emission des Lasermediums auf. Die Tatsache, dass dieser Prozess einige Resonatorumläufe an Zeit bis zum Erreichen eines stationären Zustands benötigt, limitiert die maximale Abstimmfrequenz dieses Lasers. Zur Lösung des Problems gab es zwei verschiedene Herangehensweisen. Der geradlinigste Ansatz war, die Resonatorlänge soweit wie möglich zu reduzieren. Damit ließen sich Abstimmfrequenzen von bis zu 115 kHz erreichen [23]. Die andere Methode zur Steigerung der Abstimmrate bestand darin, die Resonatorlänge zu vergrößern und zwar dergestalt, dass der schmalbandige Filter resonant mit der Lichtumlaufzeit abgestimmt werden konnte. Im Gegensatz zu konventionellen modengekoppelten Lasern wird hier also nicht die Amplitude, sondern die optische Frequenz resonant mit der Umlaufzeit moduliert. Um diese Betriebsart nicht mit *Frequency Modulation Mode Locking* [24], bei dem die Phase resonant moduliert wird, zu verwechseln, wurde hierfür der Begriff Fourierdomänen Modenkopplung (engl.: *Fourier Domain Mode Locking*, FDML) geprägt [25]. Durch den Fortschritt der Glasfasertechnologie, vor allem durch den wachsenden Telekommunikationsmarkt, lassen sich solche Laser vollständig aus Glasfaserkomponenten aufbauen und die außergewöhnliche Länge des Resonators von wenigen Kilometern durch Einfügen einer Spule Glasfaser realisieren. Durch das resonante Abstimmen wird erreicht, dass der Laser bei jeder Wellenlänge durch das Licht des vorherigen Umlaufs

geseedet wird und die Schranke der maximalen Abstimmgeschwindigkeit, welche bei kurzen Lasern auftritt, wegfällt. Allerdings begrenzt nun der spektrale Filter, typischerweise ein Fabry-Pérot Filter, die Geschwindigkeit auf mehrere hundert Kilohertz [26]. Die FDML-Laser sind in mehrfacher Hinsicht würdig, genauer erforscht zu werden. Von der Anwendungsseite betrachtet eignen sie sich hervorragend für die OCT, da sich mit ihnen die schnellsten OCT-Systeme bauen lassen, die andere Systeme in der Geschwindigkeit übertreffen. Weiterhin weisen sie durch die hohe, vermutlich durch die Glasfaserdispersion begrenzte, Zahl an Resonatorumläufen des Lichts eine schmale Linienbreite auf, die mit einer großen instantanen Kohärenzlänge verbunden ist und in der OCT zu einem weiten Tiefenmessbereich führt. Von der zu erreichenden Bildqualität (Signal-Rausch-Verhältnis) sind diese OCT-Systeme bei gleicher optischer Leistung auf der Probe mit anderen Systemen vergleichbar [25]. Allerdings ergeben sich durch die unumgängliche Verwendung von Glasfaser und die Ausrichtung der Komponentenspezifikationen an den Bedürfnissen des Telekommunikationsmarktes Beschränkungen hinsichtlich der möglichen Zentralwellenlänge dieser Laser. Folglich wurden bisher in verschiedenen Forschungsgruppen FDML-Laser ausschließlich bei den Wellenlängen 1060 nm [27, 28], 1310 nm [29-33] und 1550 nm [29, 34, 35] implementiert, mit Abstimmungsbereichen von typischerweise 10% der Zentralwellenlänge. Der Fokus der Forschung auf der Anwendungsseite der FDML-Laser liegt auf der weiteren Erhöhung der Geschwindigkeit und der sonstigen für die Bildgebung relevanten Eigenschaften, der Evaluierung der geeignetsten Zentralwellenlänge für die medizinische Bildgebung eines speziellen Gewebetyps, der Implementierung neuer Funktionen in ein OCT-System und die Erweiterung der funktionellen Anwendungen.

FDML-Laser sind aber nicht nur von der Anwendungsseite, sondern auch aus physikalischer Sicht sehr interessant, da es sich bei ihnen um einen neuen Lasertyp handelt, dessen genaue Funktionsweise noch nicht aufgeklärt ist. Im Rahmen dieser Arbeit konnten erste Erkenntnisse über die wesentlichen physikalischen Effekte wie Dispersion, Selbstphasenmodulation, Dynamik der Verstärkersättigung und Fluoreszenzuntergrund im Laserbetrieb aus numerischen Simulationen, die in Kollaboration von Christian Jirauschek durchgeführt wurden, gewonnen werden. Unklar ist aber nach wie vor deren Einfluss auf die instantane Linienbreite und das relative Intensitätsrauschen des Lasers sowie die Rolle der Polarisation. Eine weitere interessante Frage ist, inwieweit die Namensgebung des Lasers zutreffend ist und auf welche Art und Weise die Resonatormoden gekoppelt sind.

In den folgenden Kapiteln wird zunächst das Feld der optischen Kohärenztomografie näher beleuchtet, auf den Aufbau und das Funktionsprinzip des FDML-Lasers eingegangen sowie ein Überblick über die Arbeit gegeben.

1.1 Optische Kohärenztomografie (OCT)

Die optische Kohärenztomografie ist ein Bildgebungsverfahren, welches in der Lage ist, die Intensität des aus einer Probe zurückgestreuten Lichtes tiefenabhängig zu messen. Die sehr hohe Empfindlichkeit, welche selbst die Messung noch um 10 Größenordnungen abgeschwächten Lichts ermöglicht, wird durch interferometrische Detektion und der damit verbundenen Heterodynverstärkung ermöglicht [5]. Eine Messung bezeichnet üblicherweise die Aufnahme eines Tiefenprofils, wobei durch Abrasterung auf der Probenoberfläche zweidimensionale (2D) bzw. dreidimensionale (3D) Bildinformationen gewonnen werden können.

In der OCT findet die Tiefenkodierung über die Zeit des zurückgelegten Lichtwegs statt, so dass eine präzise Zeitmessung essentiell für ein hohes Auflösungsvermögen ist. Während diese bei Ultraschall aufgrund der im Vergleich viel geringeren Schallgeschwindigkeit auf elektronischem Wege möglich ist, muss man bei optischen Messtechniken auf andere Verfahren zurückgreifen. Vor fast 40 Jahren wurde vorgeschlagen, biologisches Gewebe gepulst zu beleuchten und einen durch einen verzögerbaren kurzen Laserpuls betriebenen Kerr-Schalter zu verwenden, um eine Tiefensektionierung zu erreichen [36, 37]. Nachteilig war jedoch die Notwendigkeit hoher Pulsleistung für den Betrieb des Schalters sowie die schlechte räumliche Auflösung von 1 mm. Ein anderer Ansatz wurde ebenfalls durch die Ausnutzung nichtlinearer optischer Prozesse realisiert. Bei gepulster Beleuchtung einer Probe über einen Strahlteiler kann eine nichtlineare Kreuzkorrelation 2. Ordnung aus dem Proben- und Referenzpuls durchgeführt werden, um die Intensität und Zeitverzögerung des aus der Probe zurückgestreuten Lichts zu bestimmen [38, 39]. Hier konnte eine axiale Auflösung von 15 μm und eine Empfindlichkeit von 10^{-7} relativ zur eingestrahnten Leistung erreicht werden, was allerdings für die biologische Bildgebung noch nicht ausreichend war. Der Durchbruch wurde erst mit der Weißlichtinterferometrie erzielt, die zunächst zur Messung der Augenzylinderlänge benutzt wurde [40]. Weitere Arbeiten nutzten diese Technik, um Tiefenprofile an biologischem Gewebe zu erhalten [41, 42], aber erst die Verwendung von konfokalen Techniken verbunden mit der Abrasterung der Probe ermöglichte die Aufnahme von Tiefenschnitten, die mit histologischen Schnitten vergleichbar sind, und begründete 1991 das Feld der optischen Kohärenztomografie [5].

Die ersten Netzhautbilder *in vivo* entstanden 1993 unabhängig in zwei verschiedenen Forschungsgruppen [43, 44]. Seitdem hat sich diese Technik rasant entwickelt und als überaus nutzbringend für die frühe Erkennung von Erkrankungen des menschlichen Auges erwiesen [45-47]. Aufgrund der geringen Wasserabsorption des Glaskörpers bei den Zentralwellenlängen im Bereich von 800 nm und 1060 nm haben sich diese als günstig bei Netzhautuntersuchungen erwiesen. Da jedoch in Gewebe die Eindringtiefe vor allem durch Streuung und zusätzlich durch Absorption an Hämoglobin limitiert wird [48] und diese Effekte mit steigender Wellenlänge abnehmen, hat sich für Untersuchungen an hoch streuendem Gewebe der Wellenlängenbereich um 1300 nm etabliert. Hier liegt das Haupteinsatzgebiet in der katheterbasierten Untersuchung von Gefäßver-

engungen [49] und der postoperativen Nachversorgung nach dem Einsetzen von Gefäßstützen, sogenannten *Stents*.

1.1.1 Verschiedene mögliche Implementierungen

Es existieren verschiedene Implementierungen der optischen Kohärenztomografie, deren Aufbau jeweils auf einem Michelson- oder Mach-Zehnder-Interferometer basiert, sich jedoch durch die Art der verwendeten Lichtquelle sowie der Signaldetektion unterscheidet. Die Methode, welche von der Weißlichtinterferometrie abgeleitet ist und zunächst Verwendung fand, bezeichnet man heute als Zeitbereichs-OCT (engl.: *Time-Domain OCT*, TD-OCT). Hier trifft das Licht einer breitbandigen Lichtquelle (üblicherweise eine Superlumineszenzdiode oder ein Kurzpuls laser) auf einen Strahlteiler (ST) und durchläuft anschließend zwei unterschiedliche Wege (siehe Abbildung 1.1a). Der als Referenzarm bezeichnete Lichtweg wird durch einen im Abstand veränderlichen Spiegel (SP) begrenzt, während der Probenarm durch die zu untersuchende Probe begrenzt wird. Das jeweils reflektierte Licht interferiert am Strahlteiler und wird auf einer Fotodiode detektiert. Durch die sehr kurze Kohärenzlänge der spektral breiten Lichtquelle entsteht nur dann auf dem Detektor ein messbares Signal, wenn Referenz- und Probenarm dieselbe Länge aufweisen. Durch Variation der Position des Spiegels können verschiedene Tiefenschichten in der Probe ausgewählt werden und aus der Amplitude des Detektorsignals lässt sich die Rückstreuung aus dieser Schicht bestimmen. Nachteilig ist hierbei die erforderliche mechanische Längenänderung des Referenzarmes, welche die Aufnahmegeschwindigkeit begrenzt.

Dies ist bei den beiden anderen Verfahren, die als Frequenzbereichs-OCT (engl.: *Frequency Domain OCT*, FD-OCT) bezeichnet werden, nicht nötig, da hier die Tiefenzuordnung nicht direkt über die Laufzeitunterschiede in den Interferometerarmen, sondern über die Schwebungsfrequenz erfolgt [50]. Beim spektralen OCT (siehe Abbildung 1.1b) erfolgt die Beleuchtung ebenfalls über eine spektral breite Lichtquelle, für die

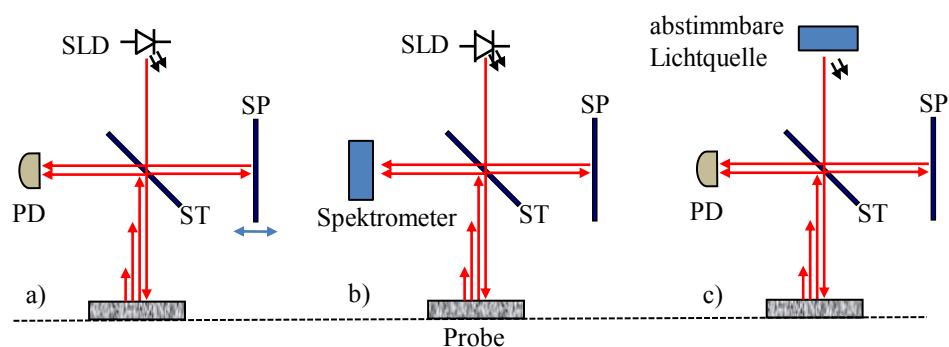


Abbildung 1.1: Die drei verschiedenen Implementierungen der OCT, jeweils unter Benutzung eines Strahlteilers (ST) und Spiegels (SP) zur Untersuchung einer Probe. a) *Time Domain OCT*: Unter Verwendung einer breitbandigen Lichtquelle (SLD) wird durch Bewegen des Spiegels das OCT-Signal mit einer Fotodiode (PD) detektiert. b) *Spectral Domain OCT*: Auf das Bewegen des Spiegels kann verzichtet werden, wenn mit einem Spektrometer detektiert wird. c) *Swept Source OCT*: Unter Verwendung einer abstimmbaren Lichtquelle kann mit einem festen Spiegel und nur einer PD detektiert werden.

Detektion ohne beweglichen Spiegel ist jedoch ein Spektrometer notwendig, um das spektrale Schwebungssignal wellenlängenabhängig aufzunehmen [51-53]. Eine andere Möglichkeit besteht darin, eine abstimmbare Lichtquelle zu verwenden (siehe Abbildung 1.1c), die ihre Wellenlänge periodisch verändert (engl.: *Swept Source OCT*, *SS-OCT*). Das zeitliche Schwebungssignal kann dann mit einer Fotodiode detektiert werden [20, 54-57]. Da bei beiden spektralen Verfahren das von der Probe und aus dem Referenzarm zurückgestreute Licht ein Schwebungssignal mit zur Tiefe proportionaler Frequenz erzeugt, kann durch eine Fouriertransformation auf die Streuamplituden bei jeder Tiefe geschlossen werden. Die spektralen Verfahren ermöglichen höhere Messgeschwindigkeiten und ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis (siehe Kapitel 1.1.2), haben jedoch den intrinsischen Nachteil einer mit der Tiefe abnehmenden Signalamplitude (siehe Kapitel 1.1.3).

Um die Signalentstehung im Fall der OCT mit schnell abstimmbaren Lichtquellen zu verstehen, betrachten wir die elektrischen Felder E_S und E_R , die aus dem Proben- bzw. Referenzarm kommend auf den Strahlteiler treffen:

$$E_S(\omega) = A_S(\omega)e^{-j2k_S(\omega)l_S} \quad \text{und} \quad E_R(\omega) = A_R(\omega)e^{-j2k_R(\omega)l_R} \quad 1.1$$

wobei k_S und k_R die jeweiligen Wellenzahlen, A_S und A_R die Feldamplituden, l_S und l_R die einfache Länge des Proben- und Referenzarmes und ω die optische Kreisfrequenz bezeichnen. Letztere ist proportional zur Zeit, wenn die Lichtquelle über eine lineare Abstimmcharakteristik verfügt. Der Fotodetektor misst einen mittleren Strom, der zum Betragsquadrat der überlagerten Felder proportional ist:

$$I(\omega) \propto |E_S(\omega) + E_R(\omega)|^2 \quad 1.2$$

was sich auch schreiben lässt als:

$$I(\omega) \propto |A_S|^2 + |A_R|^2 + 2\text{Re}\{E_S E_R^*\} \quad 1.3$$

Die beiden ersten Autokorrelationsterme führen zu einem idealerweise konstanten Strom, während der letzte Term das interferometrische Signal darstellt, welches die gewünschte Information über die Rückstreuung der Probe enthält. Dieser Term kann mit $k_S = k_R = 2\pi/\lambda$ auch geschrieben werden als:

$$\text{Re}\{E_S E_R^*\} = A_S A_R \cos(2k_S l_S - 2k_R l_R) = A_S A_R \cos\left(2\pi \frac{l_S - l_R}{\lambda/2}\right) \quad 1.4$$

In der SS-OCT erhält man also ein Interferenzsignal, dessen Frequenz zur Längendifferenz der beiden Interferometerarme und zur Abstimmgeschwindigkeit des Lasers, also der Änderungsrate seiner Wellenlänge, proportional ist. Das heterodyn detektierte Signal ist hierbei proportional zur Amplitude des von der Probe zurückgestreuten elektrischen Feldes A_S und damit zur Wurzel der zurückgestreuten Leistung, was eine sehr hohe Detektionsempfindlichkeit der optischen Kohärenztomografie auch auf sehr kleine Signale zur Folge hat.

1.1.2 Wichtige Kenngrößen

Auflösung

Ein Schlüsselparameter zur Charakterisierung eines OCT-Systems sind axiale (z) und transversale (xy) Auflösung. Da die in der OCT verwendeten Lichtquellen üblicherweise bereits über eine Einzelmodenglasfaserkopplung und daher über eine sehr hohe Strahlqualität verfügen, kann für folgende Betrachtungen die Gaußsche Optik herangezogen werden. Während axiale und transversale Auflösung bei der konfokalen Mikroskopie durch die Beugung verknüpft sind und sich durch den minimalen Strahldurchmesser und die Rayleigh-Länge charakterisieren lassen, sind sie in OCT-Systemen unabhängig voneinander. Die transversale Auflösung ist beugungslimitiert und wird durch den Öffnungswinkel der Fokussierlinse bestimmt. Mit der numerischen Apertur NA , die über $NA = n \sin \alpha$ mit dem halben Öffnungswinkel α und dem Brechungsindex n zusammenhängt, folgt für die Auflösung Δx [58]:

$$\Delta x = 0,61 \frac{\lambda}{NA}. \quad 1.5$$

Die Beugung führt dann zu einer Aufweitung des Strahldurchmessers entlang der Propagationsrichtung des Lichts und damit zu einer Verschlechterung der transversalen Auflösung Δx , was durch die Rayleigh-Länge z_R beschrieben wird [59]:

$$z_R = \frac{\pi \Delta x^2}{\lambda} \quad 1.6$$

Nach der Rayleigh-Länge hat sich der Strahldurchmesser und damit die Auflösung um den Faktor $\sqrt{2}$ vergrößert. Folglich wird in der OCT der Fokusbereich auf der Probe meist so gewählt, dass die Rayleigh-Länge in der Größenordnung des zu untersuchenden Tiefenbereichs liegt, was allerdings einer hohen transversalen Auflösung entgegensteht.

Die axiale Auflösung ist bei allen OCT-Systemen durch die spektrale Breite der verwendeten Lichtquelle gegeben, was im Zeitbereichs-OCT leicht einzusehen ist. Hier findet durch das Michelson-Interferometer eine Autokorrelation des optischen Lichtfeldes statt, welche mit einer Fotodiode detektiert wird. Die axiale Auflösung ist hierbei durch die Breite der Einhüllenden der Autokorrelationsfunktion bestimmt. Nach dem Wiener-Khinchin-Theorem kann die Autokorrelationsfunktion aus der Fouriertransformation der spektralen Leistungsdichte der Lichtquelle bestimmt werden. Damit erhält man unter Verwendung einer spektral gaußförmigen Lichtquelle der Breite $\Delta \lambda$ und Zentralwellenlänge λ für die axiale Auflösung Δz [59]:

$$\Delta z = \frac{2 \ln 2}{\pi} \left(\frac{\lambda^2}{\Delta \lambda} \right) \quad 1.7$$

Um eine hohe axiale Auflösung zu erzielen ist also eine Lichtquelle mit großer spektraler Breite notwendig, während eine hohe transversale Auflösung mit einer großen numerischen Apertur NA der Fokussierlinse zu erreichen ist.

Sensitivität

Ein weiterer wichtiger Parameter der optischen Kohärenztomografie ist die Sensitivität Σ , die das Verhältnis aus eingestrahelter Leistung P zu minimal detektierbarer rückgestreuter Leistung P_{min} angibt und üblicherweise in logarithmischer Skala angegeben wird [60]:

$$\Sigma = 10 \log \left(\frac{P}{P_{min}} \right) \quad 1.8$$

Ein typischer Wert für ein OCT-System ist 100 dB, was bei einer eingestrahelten Leistung von 1 mW einer Empfindlichkeit auf eine Rückstreuintensität von 100 fW bzw. eine Abschwächung um 10 Größenordnungen entspricht. Experimentell lässt sich die Sensitivität bestimmen, indem man eine einzelne in der Stärke bekannte Reflektion im Probenarm soweit abschwächt, bis deren Signal vom Rauschen gerade noch zu unterscheiden ist, was einem Signal-Rausch-Verhältnis (engl.: *Signal-to-noise ratio*, SNR) von 1 entspricht. Das Rauschen im Detektionssystem limitiert folglich die zu erreichende Sensitivität. Rauschquellen sind relatives Intensitätsrauschen (engl.: *relative intensity noise*, RIN) der Lichtquelle, thermisches Rauschen im Fotodetektor, Schrotrauschen durch die Quantennatur des Lichts und Digitalisierungsrauschen bei der Analog-Digital-Konversion. Die höchste Sensitivität wird erreicht, wenn das Schrotrauschen die Rauschquellen dominiert, man spricht dann von der Detektion am Quantenlimit. Da die Photonen durch die Poisson-Statistik zu beschreiben sind, fluktuiert in diesem Fall die gemessene Photonenzahl und der dazu proportionale Strom mit der Wurzel der Gesamtzahl von Photonen bzw. Elektronen N . Licht der Leistung P und optischer Kreisfrequenz ω erzeugt auf einem Detektor mit Quanteneffizienz η den folgenden Strom aus Elementarladungen e :

$$I = e\eta \frac{N}{t} = e\eta \frac{P}{h\nu} \quad 1.9$$

Für die Berechnung des SNR ist die elektrische Rauschleistung relevant, die zum Quadrat des Stroms proportional ist. Die Leistungen in den folgenden Betrachtungen werden deshalb in der Einheit $[A^2]$ angegeben. Ersetzt man im Interferenzterm (siehe Gl. 1.4) die Feldamplituden $A_{R,S}$ unter Verwendung der Probenarmreflektivität R_S und Referenzarmreflektivität R_R durch den Ausdruck $\sqrt{PR_{R,S}}$, so ergibt sich eine mittlere optische Leistung des Interferenztermes von $P\sqrt{R_S R_R/2}$, was zur folgenden Signalleistung führt:

$$S_{\text{Signal}} = e^2 \eta^2 \frac{P^2 R_S R_R}{2(h\nu)^2} \quad 1.10$$

Bei der Detektion am Quantenlimit wird die Rauschleistung durch das Schrotrauschen im Referenzarm dominiert, da die optische Leistung in diesem üblicherweise viel größer als die von der Probe zurückgestreute Leistung im Probenarm ist. Die Rauschleistungsdichte n_R ist dann durch den folgenden Ausdruck gegeben [6]:

$$n_R = 2e^2 \eta \frac{P R_R}{h\nu} \quad 1.11$$

Hat das Messsystem die elektronische Bandbreite B , dann folgt für die Rauschleistung $S_{\text{Rauschen}} = B n_R$. Für die Berechnung des Signal-Rauschverhältnisses ergibt sich nun ein fundamentaler Unterschied zwischen dem Zeitbereichs-OCT und den beiden Arten des Frequenzbereichs-OCT dahingehend, wie sich diese Rauschleistung verteilt. Da sich die Signalleistung kohärent, die Rauschleistung jedoch inkohärent aufaddiert, ist es günstig, die Messung des Signals auf mehrere Detektoren zu verteilen, was im Frequenzbereichs-OCT geschieht. Im spektralen OCT wird ein Spektrometer und eine daran angeschlossene Zeilenkamera mit M Pixeln verwendet, während im SS-OCT das Interferenzsignal zu M Zeitpunkten unter Beachtung des Nyquist-Kriteriums gemessen wird. Für das Signal-Rausch-Verhältnis von Zeit- und Frequenzbereichs-OCT ergibt sich dann [61]:

$$SNR_{TD} = \eta \frac{P R_S}{2h\nu B} \quad \text{und} \quad SNR_{FD} = M \eta \frac{P R_S}{4h\nu B} \quad 1.12$$

Für die Sensitivität folgt mit $\Sigma = -10 \log R_S$ unter der Bedingung $SNR = 1$:

$$\Sigma_{TD} = 10 \log \left(\frac{\eta P}{2h\nu B} \right) \quad \text{und} \quad \Sigma_{FD} = 10 \log \left(M \frac{\eta P}{4h\nu B} \right) \quad 1.13$$

Bei gleicher Leistung (auf der Probe) ergibt sich für das FD-OCT ein Sensitivitätsvorteil eines Faktors von $\frac{1}{2}M$ [6, 60, 61]. Da M in der Größenordnung von 10^2 bis 10^3 liegt, folgt daraus ein Vorteil von ca. 20-30 dB, der auch experimentell nachgewiesen wurde. Die höhere Sensitivität und Geschwindigkeit sind der Grund dafür, dass die aktuelle Forschung fast ausschließlich an FD-Systemen stattfindet. Typische Sensitivitätswerte dieser Systeme sind 90 dB bei Netzhautabbildungen und 100 dB bei Untersuchungen hochstreuendem Gewebes.

Geschwindigkeit

Die Geschwindigkeit eines OCT-Systems bezeichnet üblicherweise die Rate, mit der einzelne Tiefenprofile, sogenannte *A-Scans* aufgenommen werden können. Während die ersten OCT-Aufnahmen mit einer Rate von 0,8 Hz durchgeführt wurden [5], sind heute Geschwindigkeiten von 312,5 kHz mit SD-OCT [21] und 5,2 MHz mit SS-OCT-

Systemen [E18] möglich. Neben der Rate der Tiefenprofile wird gelegentlich auch die Rate der Tiefenschnitte, die aus m Tiefenprofilen entstehen und als *B-Frame* bezeichnet werden, bzw. die Rate der aus $m \times n$ Tiefenprofilen entstehenden Volumen angegeben. Die erreichbaren Geschwindigkeiten werden technisch durch die Ausleserate der Zeilenkamera bzw. die Abstimmgeschwindigkeit des verwendeten Lasers begrenzt. Darüber hinaus ist die Geschwindigkeit limitiert aufgrund der erreichbaren Sensitivität und der maximal zulässigen Leistung auf der Probe. Höhere Geschwindigkeiten verringern Bewegungsartefakte bei der Aufnahme, ermöglichen dichter abgetastete Schnitte und können genutzt werden, um die Bildqualität durch Mittelung zu erhöhen. Außerdem erlauben sie die verwacklungsfreie Aufnahme von dreidimensionalen Datensätzen. Der Informationsgehalt der Bildinformation steigt also bei gleicher Aufnahmedauer mit der Abtastgeschwindigkeit an.

Zulässige Leistung auf der Probe

Bei der OCT-Aufnahme *in vivo* darf die eingestrahlte optische Leistung nur so groß sein, dass keine thermischen Schäden im Gewebe auftreten. Die wissenschaftliche Gemeinschaft orientiert sich dabei an den Vorgaben der ANSI [62], des amerikanischen Instituts für Normierung. Die maximal erlaubte Leistung ist dabei im wesentlichen von der Wellenlänge und vom untersuchten Gewebetyp abhängig. Bei Untersuchungen der Netzhaut betragen die maximal erlaubten optischen Leistungen 0,9 mW bei 800 nm und 1,9 mW bei 1060 nm. Für die Aufnahmen von Haut bei 1310 nm wurden in dieser Arbeit Leistungen bis zu 30 mW verwendet, was unterhalb des Grenzwertes der ANSI liegt.

Die Kenngrößen Sensitivität, Probenleistung und Geschwindigkeit stehen in engem Zusammenhang miteinander, der im Fall der OCT mit schnell abstimmbaren Lichtquellen im Folgenden hergestellt werden soll. Unter Verwendung von Gl. 1.13, der Nyquist-Bedingung $M = 2BT$ und der Messdauer T ergibt sich für die Sensitivität Σ :

$$\Sigma_{SS} = 10 \log \left(\frac{\eta PT}{2hv} \right) = 10 \log \left(\frac{\eta P}{4f_L hv} \right) \quad 1.14$$

wobei im letzten Ausdruck für die Messdauer T die halbe Periodendauer der abstimmbaren Lichtquelle mit Abstimmfrequenz f_L eingesetzt wurde. Unter Vernachlässigung konstanter Größen ergibt sich damit der Zusammenhang:

$$\frac{\Sigma_{SS}}{\log \left(\frac{P}{hvf_L} \right)} = const \quad 1.15$$

Die wichtigste Implikation dieses Ausdrucks ist, dass bei steigender Aufnahme rate eines OCT-Systems f_L auch die optische Leistung P auf der Probe ansteigen muss, damit die Sensitivität Σ_{SS} konstant bleibt. Da die maximale optische Leistung durch Richtli-

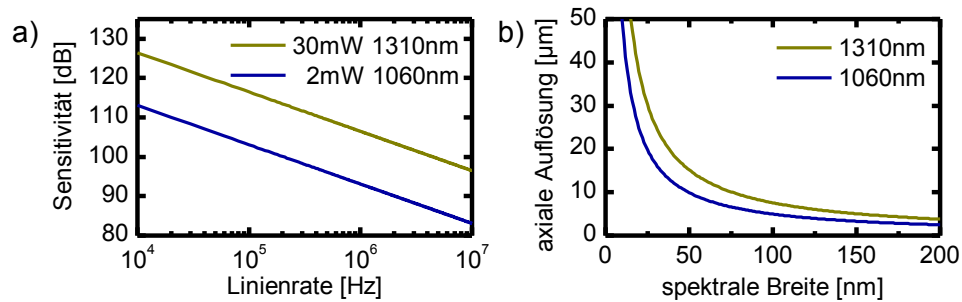


Abbildung 1.2: a) Theoretisch maximal erreichbare Sensitivität in Abhängigkeit der Linienrate eines SS-OCT-Systems. b) Erreichbare axiale Auflösung in Abhängigkeit der spektralen Breite des Lasers.

nien vorgegeben ist, folgt daraus auch eine maximale Aufnahmegeschwindigkeit bei einer gewissen Sensitivität.

In Abbildung 1.2a) ist die theoretisch nach Gl. 1.14 erwartete Sensitivität eines SS-OCT-Systems bei zwei verschiedenen Wellenlängen und Leistungen, wie sie bei Augen- und Gewebeuntersuchungen verwendet werden, dargestellt. Für die Auswertung wurde $\eta = 0,9$ (1310 nm) bzw. $\eta = 0,76$ (1060 nm) verwendet. Bei hochstreuenden Gewebeuntersuchungen mit einer Wellenlänge von 1310 nm benötigt man erfahrungsgemäß 100 dB Sensitivität für eine hohe Bildqualität, wodurch sich bei einer Leistung von 30 mW eine maximale sinnvolle Linienrate von 5-6 MHz ergibt. Von dieser Grenze waren die schnellsten OCT-Systeme bisher noch über eine Größenordnung entfernt, im Rahmen dieser Arbeit konnten jedoch erstmals Aufnahmen hoher Qualität bei diesen Geschwindigkeiten gezeigt werden. Bei Augenhintergrunduntersuchungen mit einer Wellenlänge von 1060 nm ist eine Sensitivität von 90 dB oft ausreichend, allerdings ist die erlaubte Laserleistung auf dem Auge geringer im Vergleich zum sonstigen Gewebe. Dadurch ergibt sich eine niedrigere maximal sinnvolle Linienrate im Bereich von 2-3 MHz.

1.1.3 Die Tiefenabhängigkeit der Sensitivität

Frequenzbereichs-OCT-Systeme sind zwar in Bezug auf Geschwindigkeit und Sensitivität den Systemen im Zeitbereich überlegen [6, 60, 61], besitzen allerdings eine Eigenschaft, die für einige Anwendungen limitierend wirkt: die Signalamplitude des Interferenzterms hängt vom Unterschied von Referenz- und Probenarmlänge ab und nimmt mit steigender Differenz monoton ab. Dieses Verhalten wird im Englischen als *Roll-Off* bezeichnet und liegt darin begründet, dass die verwendeten Spektrometer einen endlichen Spektralbereich pro Pixel der Zeilenkamera abbilden und die abstimmbaren Lichtquellen eine bestimmte instantane Linienbreite aufweisen. Dadurch trägt ein spektraler Bereich zur Signalentstehung bei. Da OCT auf einer Autokorrelationsmessung des verwendeten Lichts basiert, kann für die Berechnung der Größe des *Roll-Off* das Wiener-Khinchin-Theorem angewendet werden, welches besagt, dass optische Spektraldichte und Autokorrelationsfunktion durch eine Fouriertransformation verknüpft sind. Mit der

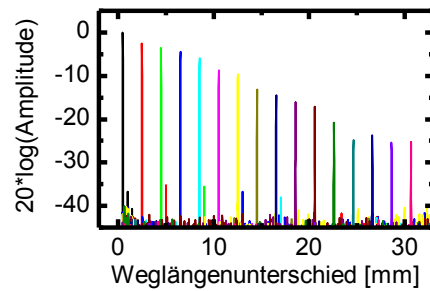


Abbildung 1.3: Abnahme des Signals mit zunehmendem Weglängenunterschied (Δ Bildtiefe) in der optischen Kohärenztomografie des Frequenzbereichs. Diese zur Charakterisierung durchgeführte Messung wird als *Roll-Off* bezeichnet.

Spektraldichte $S(\omega)$ und der Beziehung $\tau = \Delta l/c$, welche Lichtlaufzeit τ und Weglängendifferenz Δl verknüpft, ergibt sich für die Autokorrelationsfunktion $\Gamma(\tau)$:

$$\Gamma(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) e^{-i\omega\tau} d\omega \quad 1.16$$

Man kann zeigen, dass die Signalamplitude in der OCT proportional zum Betrag der Autokorrelationsfunktion ist, wodurch das Abrollen des Signals bei bekannter Spektrometerauflösung bzw. instantaner Linienbreite berechnet werden kann. Folglich können in FD-OCT-Systemen zwar gleichzeitig sehr viele Tiefenschichten aufgenommen werden, die Sensitivität nimmt aber mit steigender Tiefe ab. Dies ist problematisch bei Anwendungen, die einen sehr großen Tiefenbereich abbilden müssen, wie z.B. Untersuchungen der vorderen Augenkammer [63, 64] oder der Atemwege [65], da bei einer gewissen Tiefe schwache Signale im Rauschen verschwinden.

Bei der Charakterisierung von abstimmbaren Lasern bzw. Spektrometern werden standardmäßig sogenannte *Roll-Off*-Messungen durchgeführt. Dabei werden im Probenarm durch Graufilter und Spiegel definierte Reflexionen erzeugt und Tiefenprofile für verschiedene Armlängenunterschiede aufgenommen (siehe Abbildung 1.3). Aus der Breite der Signale des Spiegels kann auf die axiale Auflösung und aus dem Abrollen der Signalmaxima bei verschiedenen Weglängenunterschieden auf den messbaren Tiefenbereich geschlossen werden.

Da sich die axiale Auflösung (siehe Formel 1.7) ebenfalls über das Wiener-Khinchin-Theorem berechnen lässt, ergibt sich, dass sich der gesamte Tiefenmessbereich zu axialer Auflösung verhält wie Gesamtspektrum der Lichtquelle zu Spektrometerauflösung bzw. instantaner Linienbreite. Diese Verhältnisse geben ungefähr die Anzahl der auflösbaren Tiefenpunkte wieder und liegen typischerweise bei 500-1000.

1.1.4 Aufbau eines OCT-Systems mit abstimmbarer Lichtquelle

In Abbildung 1.1c) wurde der Aufbau eines OCT-Systems mit abstimmbarer Lichtquelle (engl.: *Swept Source OCT*, SS-OCT) bereits grob skizziert. Hier soll dieser etwas detaillierter dargestellt werden. Bei der abstimmbaren Lichtquelle handelt es sich üblicherweise um einen Laser, der seine Wellenlänge λ periodisch in einem gewissen Be-

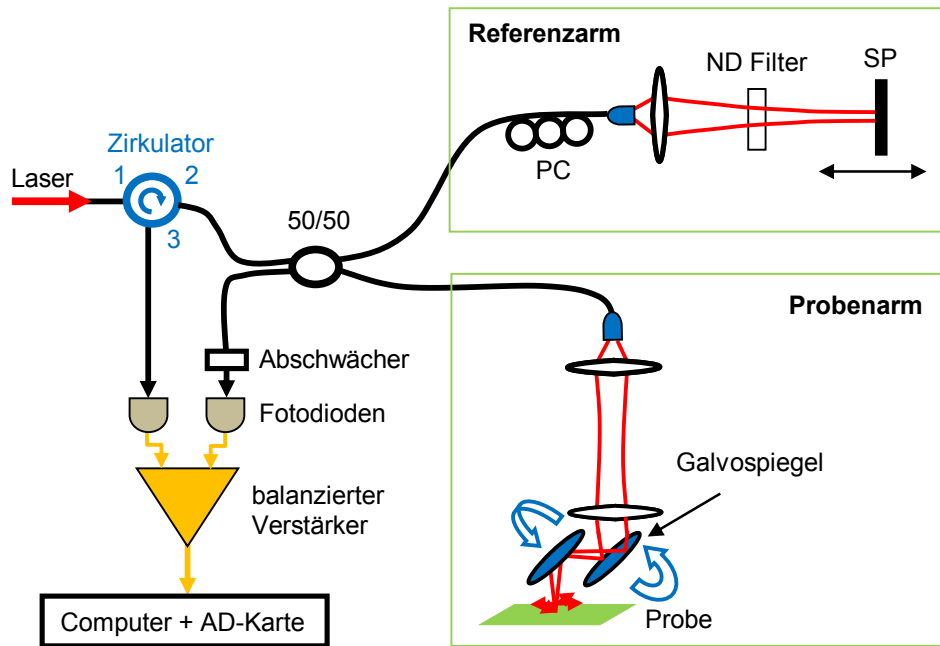


Abbildung 1.4: Aufbau eines faserbasierten SS-OCT Systems unter Verwendung eines abstimmbaren Lasers. Der Referenzarm besitzt Polarisationskontroller (PC) und Graufilter (ND) sowie eine Freistrahlstrecke mit beweglichem Spiegel (SP) zur Längenänderung. Der Probenarm besteht ebenfalls aus einer Freistrahlstrecke, dessen Licht über zwei Galvospiegel zur Abrasterung der Probe umgelenkt wird. Das jeweils zurückreflektierte Licht wird am 50/50-Strahlteiler überlagert und gelangt auf zwei Fotodioden mit anschließendem Differenzverstärker und Analog-Digital-Konversion.

reich $\Delta\lambda$ mit sehr hoher Rate durchstimmt. Das Licht tritt über eine gewöhnliche Einmodenglasfaser in das OCT-System ein (siehe Abbildung 1.4). Über einen Zirkulator, der eine optische Transmission ausschließlich von und zu den Anschlüssen 1→2 und 2→3 erlaubt, gelangt das Licht durch einen 50/50-Strahlteiler in Referenz- und Probenarm. Im Referenzarm befindet sich ein Polarisationskontroller, der aus drei hintereinanderfolgenden Schlaufen eng gewickelter Glasfaser unterschiedlicher Windungszahl besteht und unter Ausnutzung der spannungsinduzierten Doppelbrechung Verzögerungen erzeugt, welche der von üblichen $\lambda/2$ - und $\lambda/4$ -Wellenplatten entsprechen. Die Einstellung der Polarisation ist nötig, weil selbst ungekrümmte Glasfaser den Polarisationszustand des Lichts dreht und die Polarisationen des Lichts in beiden Interferometerarmen zur Maximierung des Interferenzsignals am Strahlteiler gleich sein müssen. Über eine Linse wird das Licht anschließend kollimiert, mit Graufiltern abgeschwächt und über einen in Ausbreitungsrichtung des Lichts beweglichen Spiegel so reflektiert, dass es wieder in die Glasfaser einkoppelt. Die Abschwächung dient dazu, die heterodyne Verstärkung (siehe A_R in Gl. 1.4) so einzustellen, dass die Sensitivität, die durch unterschiedliche Rauschquellen begrenzt wird, maximal ist [60].

Die Position des Spiegels wird so eingestellt, dass Referenz- und Probenarm die gleiche Länge aufweisen. Dies ist nötig, da die Signalhöhe bei FD-OCT aufgrund der Linienbreite des Lasers monoton mit der Längendifferenz abnimmt (siehe Kapitel 1.1.3). Das in den Probenarm treffende Licht wird ebenfalls kollimiert und über zwei Galvospiegel dergestalt abgelenkt, dass es nach anschließender Fokussierung durch eine weitere Lin-

se die Probenoberfläche in einer oder zwei Dimensionen abtastet. Das rückgestreute Licht gelangt über den gleichen Weg wieder zurück in die Glasfaser, interferiert am Ort des Strahlteilers mit dem Licht des Referenzarmes und propagiert weiter zu den Eingängen des Strahlteilers. Durch die Verwendung des Zirkulators kann nun die Lichtintensität an beiden Eingängen des Kopplers mittels Fotodioden gemessen werden, wobei ein variabler Abschwächer eingesetzt wird, um die Leistung auf beiden Dioden anzugleichen. Da das Lichtfeld einen Phasensprung am Strahlteiler erfährt, der sich auf die Phase des Interferenzterms überträgt, kann durch einen Differenzverstärker der Nichtsignaluntergrund abgezogen und das Signal verdoppelt werden, wodurch eine Reduktion des Rauschens im Detektionssystem erreicht wird. Das resultierende Signal wird über einen Analog-Digital-Wandler mindestens mit der Nyquist-Frequenz abgetastet und interpoliert, falls sich die optische Frequenz der Lichtquelle nicht linear in der Zeit ändert. Durch eine Fouriertransformation wird schließlich die tiefenabhängige Rückreflektion gewonnen.

1.2 Schnell abstimmbare Lichtquellen

Für die Definition eines schnell abstimmbaren Lasers kann man in der OCT-Literatur die willkürlich getroffen erscheinende Wellenlängenabstimmrate von mindestens $1 \text{ nm}/\mu\text{s}$ für Laser im Nahinfraroten finden [66], was in optischer Frequenz ausgedrückt $200 \text{ GHz}/\mu\text{s}$ entspricht und an den Bedürfnissen der optischen Kohärenztomografie orientiert ist. Um eine wünschenswerte axiale Auflösung von $10 \mu\text{m}$ in Luft zu erreichen, benötigt man gemäß Gl. 1.7 einen Laser, der über einen FWHM-Bereich von 75 nm bei einer Zentralwellenlänge von 1300 nm abstimmt. Damit ergibt sich aus obiger Forderung für die Frequenz eines schnell abstimmbaren Lasers ein Wert von 13 kHz , der hoch genug ist, den störenden Einfluss des $1/f$ -Rauschens zu verringern und somit eine schrotrauschlimierte Detektion mit hoher Sensitivität erleichtert. Um 1000 Tiefenpunkte innerhalb eines Messbereichs von 10 mm auflösen zu können, folgt zusätzlich die Anforderung, dass die instantane Linienbreite etwa um diesen Faktor kleiner als der Abstimmbereich ist. Für andere Anwendungsgebiete ergeben sich natürlich andere Anforderungen an die Spezifikationen der Laser. In der Spektroskopie beispielsweise liegt das Hauptaugenmerk oftmals auf einer möglichst geringen instantanen Linienbreite, da sie direkt mit der erzielbaren spektralen Auflösung verbunden ist und bei der nichtlinearen Frequenzkonversion mit abstimmbaren Lasern liegt das Augenmerk auf einer möglichst hohen Ausgangsleistung.

1.2.1 Entwicklung abstimmbarer Laser

Die erste abstimmbare Laserlichtquelle wurde 1965 in den Bell Labs realisiert und nutzte den Prozess der optischen parametrischen Verstärkung [67]. In den 1970er Jahren wurden abstimmbare Farbstofflaser für spektroskopische Anwendungen benutzt [68,

69], wobei hier eine möglichst niedrige Linienbreite und nicht die Abstimmgeschwindigkeit im Vordergrund der Entwicklung stand. Durch den Einsatz von elektrooptischen Modulatoren im Resonator wurden erstmals erstaunliche Abstimmgeschwindigkeiten größer als 50 kHz erzielt, allerdings mit großer Linienbreite [70] oder sehr kleinem Abstimmbereich [71]. Das Aufkommen halbleiterbasierter Verstärkermidien reduzierte die Kosten und Komplexität der Laser drastisch und eröffnete neue Methoden, die Wellenlänge durchzustimmen. Außerdem sind sie durch die kurze Lebensdauer ihres angeregten Zustands sehr gut geeignet für den Aufbau schnell abstimmbare Laser. Die Modulation des Diodenstroms erbrachte allerdings nur einen kleinen Abstimmbereich [72], Abstimmen durch Temperaturänderung des Halbleiterverstärkers ermöglichte einen etwas größeren Abstimmbereich [73], ist jedoch langsam, der Einsatz von akusto-optischen Modulatoren erlaubte schnelles Abstimmen über einen großen Spektralbereich, bei jedoch großer instantaner Linienbreite [74] und die Verwendung eines drehbaren Gitters in einem externen Resonator ist ebenfalls relativ langsam [54, 75]. Der erste Laser, welcher die für die OCT nötigen Spezifikationen in Bezug auf Abstimmbereich, instantaner Linienbreite und Geschwindigkeit erfüllen konnte, bestand fast vollständig aus Glasfaserkomponenten und nutzte eine Anordnung aus Polygonspiegel und Gitter als wellenlängenselektives Element [20]. Die Geschwindigkeit von 15,7 kHz wurde durch einen Aufbau ähnlich des in Abbildung 1.5a) gezeigten erreicht und konnte durch verschiedene Optimierungen auf bis zuletzt 115 kHz gesteigert werden [76].

1.2.2 Fourierdomänen Modenkopplung (FDML)

Die Entwicklung der Fourierdomänen Modenkopplung wurde vorangetrieben durch die Limitierung des gewöhnlichen, aus Einmodenglasfaser bestehenden abstimmbaren Ringlasers, wie er in Abbildung 1.5a) dargestellt ist. Als Lasermedium dient hierbei ein optischer Halbleiterverstärker (engl.: *semiconductor optical amplifier*, SOA), der zwi-

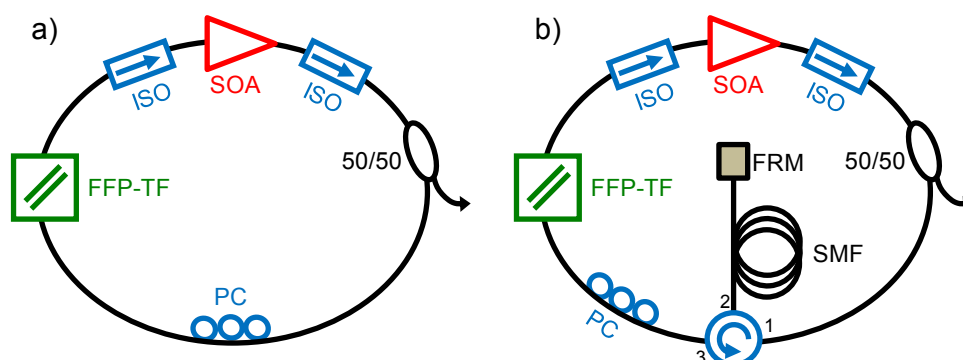


Abbildung 1.5: a) Normaler abstimmbarer Faserringlaser bestehend aus Halbleiterverstärker (SOA), schmalbandigem abstimmbarem Transmissionsfilter (FFP-TF), Polarisationskontroller (PC), Auskoppler (50/50) sowie Isolatoren (ISO) für unidirektionale Lasertätigkeit. b) Fourierdomänen modengekoppelter Laser (FDML) mit zusätzlicher Verzögerungsstrecke (SMF), die durch Verwendung von Zirkulator und Faradayspiegel (FRM) doppelt durchlaufen wird.

schen zwei optischen Isolatoren eingebettet ist, um unidirektionalen Laserbetrieb zu erzwingen. Die Wellenlänge der im Resonator aktiven Moden wird durch einen durchstimmbaren faserbasierten Fabry-Pérot Transmissionsfilter (FFP-TF) vorgegeben. Dieser besteht aus zwei mit reflektiven Schichten bedampften Faserenden, die durch einen Piezokristall mit Frequenzen von bis zu wenigen hundert Kilohertz gegeneinander bewegt werden können. Da ein Faserende zu einer Hohlfläche bearbeitet wurde, kann sich ein stabiler plan-konkaver Resonator ausbilden mit einer spektralen Transmissionsbreite von ca. 0,2 nm und einer Finesse von ca. 1000. Alternativ wird eine Kombination aus rotierendem Polygonspiegel und optischem Gitter zur aktiven Wellenlängenselektion verwendet [22], welche vergleichbare Spezifikationen aufweist. Durch die hohen Verstärkungen der SOAs von bis zu 3 Größenordnungen können problemlos 50% der Leistung pro Umlauf durch einen 50/50-Koppler ausgekoppelt werden. Die leistungsfähigsten Halbleiterverstärker weisen allerdings eine starke polarisationsabhängige Verstärkung auf, weshalb die durch die Doppelbrechung der Faser entstehende Polarisationsdrehung im Resonator mittels Polarisationskontroller ausgeglichen werden muss. Wird nun der schmalbandige Fabry-Pérot Filter periodisch über einen Wellenlängenbereich abgestimmt, so baut sich bei jeder spektralen Position Laseraktivität aus dem Fluoreszenzuntergrund des Verstärkers auf, was einige Resonatorumläufe bis zum stationären Betrieb benötigt. Der hierdurch hervorgerufenen Begrenzung der Abstimmgeschwindigkeit kann jedoch durch eine Verkürzung der Resonatorlänge teilweise begegnet werden, so dass mit diesem Design Abstimmraten von bis zu 115 kHz erreicht werden konnten [76]. Sowohl die instantane Linienbreite als auch das Rauschen steigen bei diesen Geschwindigkeit jedoch stark an, mit negativen Auswirkungen auf sowohl Sensitivität als auch messbaren Tiefenbereich in der optischen Kohärenztomografie.

Die fundamentale Grenze der Abstimmgeschwindigkeit kann umgangen werden, indem der spektrale Filter resonant mit der Lichtumlauffrequenz im Resonator abgestimmt wird, wie bereits 1975 in einem 3 m langen Farbstofflaser mit einem elektro-optischen Modulator als Filter gezeigt wurde [71]. Dieses Konzept wurde erfolgreich auf faserbasierte Ringresonatoren übertragen und ermöglichte erstmals Abstimmfrequenzen von 290 kHz mit gleichzeitig geringen Linienbreiten und geringem Rauschen [25]. Da die üblichen Fabry-Pérot Filter mechanisch bedingt nur Abstimmfrequenzen bis zu wenigen hundert kHz aufweisen, müssen die Resonatorlängen entsprechend angepasst werden, um ein resonantes Abstimmen zu ermöglichen. Dies ist bei Faserlasern sehr einfach durch Einfügen von Glasfaser in den Resonator zu realisieren, wobei sich durch Aufwickeln auf Spulen leicht mehrere Kilometer Glasfaser kompakt handhaben lassen. Dabei kann entweder die für die Resonanz benötigte Länge direkt eingefügt werden oder alternativ die halbe Länge, die dann durch den Einsatz eines Zirkulators und Faradayspiegels (FRM) doppelt durchlaufen wird (siehe Abbildung 1.5b). Dieser Operationsmodus, bei dem nicht wie bei der Modenkopplung üblich die Amplitude, sondern die optische Frequenz moduliert wird, wurde von den Erfindern als Fourierdomänen Modenkopplung (engl.: *fourier domain mode-locking*, FDML) bezeichnet, um ihn vom FM Laser als auch von der FM Modenkopplung abzugrenzen [24]. Der FDML-Laser erzeugt dann

Licht mit idealerweise konstanter Leistung, dessen Wellenlänge sich periodisch über einen bestimmten Bereich monoton verändert und zu jeder Zeit spektral schmal ist. Da modengekoppelte Laser oft durch deren Pulse charakterisiert werden, könnte man die Pulse des FDML-Lasers in Analogie als maximal gechirpt bezeichnen. Diese Eigenschaft weist auch der FM Laser auf, bei dem durch einen Phasenmodulator, der gegenüber der Frequenz des Modenabstands leicht verstimmt ist, eine Phasenbeziehung zwischen den Resonatormoden dahingehend erzeugt wird, dass die Ausgangsleistung nahezu konstant bleibt, sich die Wellenlänge allerdings aber einen kleinen Bereich periodisch ändert. Die FM Modenkopplung ist hiervon ein Spezialfall, bei dem die Frequenzverstimmung null ist und der Laser in einen gepulsten Betrieb übergeht.

Das resonante Abstimmen des schmalbandigen Filters im FDML-Laser bringt nicht nur höhere Geschwindigkeiten mit sich, sondern führt durch die repetitive Filterung des Lichts der vorangegangenen Umläufe zu einer Linienbreite, die deutlich schmaler als die Transmissionsbreite des Filters sein kann. Folglich ist das Verhältnis aus Abstimmbereich und instantaner Linienbreite im FDML-Laser größer als die Finesse des zugrunde liegenden Spektralfilters, wodurch sich der messbare Tiefenbereich in der OCT weiter erhöht. Wie stark sich die Linienbreite im Laserbetrieb reduziert, hängt maßgeblich von der Dispersion im Resonator ab, die im wesentlichen durch die Glasfaser gegeben ist. Während FDML-Laser selbst mit Dispersion bereits sehr gut funktionieren, zeigen sie mit dispersionskompensierten Aufbauten noch bessere Kohärenzeigenschaften [E2]. Durch die erforderliche Glasfaser ergibt sich jedoch eine Beschränkung der Wellenlängen, bei denen sich FDML-Laser realisieren lassen. Unterhalb von 1000 nm ist der Verlust in Faser durch Rayleigh-Streuung sehr groß und geeignete Faser, welche diese Wellenlänge einmodig führen kann, so teuer, dass FDML unattraktiv wird. Während dieses Problem bei zukünftigen schnelleren Filtern und kürzeren Resonatorlängen durch den Einsatz einer Herriott-Zelle umgangen werden könnte, bleibt die zusätzliche spektrale Beschränkung durch die Verfügbarkeit der notwendigen Faserkomponenten und Verstärkungsmedien. Die Kommerzialisierung der Glasfasertechnologie hat zur Entwicklung dieser für den Laser notwendigen Komponenten geführt, so dass diese breitbandig, günstig und mit geringem Verlust verfügbar sind. Dies gilt jedoch nur für die kommerziell genutzten Wellenlängen, so dass bisher FDML-Laser nur bei den Zentralwellenlängen 1060 nm [27, 28], 1310 nm [30, 31, 33] und 1550 nm [34, 35] aufgebaut wurden. Für die optische Kohärenztomografie sind bei Augenhintergrunduntersuchungen 800 nm [77-80] und 1060 nm [27, 81-83] interessant, bei Aufnahmen von Gewebe sowie des vorderen Augenabschnitts 1310 nm [63, 84, 85] und bei nichtmedizinischen Anwendungen, wie z.B. Längenmessungen 1550 nm [86] aufgrund der Augensicherheit. FDML-Laser gehören heute aufgrund ihrer schnellen Abstimmgeschwindigkeiten, schmaler instantaner Linienbreite und großem Abstimmbereich zu den am besten für SS-OCT geeigneten Lichtquellen [87]. Mit ihnen lassen sich die derzeit schnellsten OCT-Systeme realisieren, wobei im Rahmen dieser Arbeit die Abstimmfrequenz um eine weitere Größenordnung auf 5,2 MHz gesteigert werden konnte.

Der FDML Operationsmodus ist nun in zweierlei Hinsicht würdig, genauer erforscht zu werden. Von der Anwendungsseite her ist die Frage interessant, in wieweit sich Abstimmgeschwindigkeit und Kohärenzlänge bei gleichzeitig hoher Bildqualität der OCT steigern lassen. Aus Sicht der Physik des Lasers sind ebenfalls viele Fragen offen. Angefangen von den Mechanismen, welche Einfluss auf die Linienbreite im Laser nehmen, bis hin zu der Frage, ob FDML ein stationärer Operationsmodus mit Modenkopplung ist. Diese offenen Fragestellungen waren der Antrieb für die Experimente im Rahmen dieser Arbeit.

1.2.3 Alternative Konzepte für schnell abstimmbare Lichtquellen

Es gibt verschiedene weitere Möglichkeiten, gepulste oder Dauerstrichlichtquellen zu realisieren, die Licht mit in der Zeit veränderlicher Wellenlänge emittieren. So kann beispielsweise die Beugung von Licht an einer Schallwelle in einem akusto-optischen Modulator ausgenutzt werden, um durch Variation der Schallfrequenz eine wellenlängenselektive Filterung zu realisieren. Dies wurde in einem Freistrahlaufbau mit einer gepumpten Erbiumfaser als Verstärkermedium bei einer Modulationsfrequenz um 80 MHz demonstriert [88]. Problematisch sind jedoch die langsame Abstimmgeschwindigkeit unter 2 kHz sowie die große instantane Linienbreite um 1 nm hervorgerufen durch die niedrige Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwelle im Modulator. Eine andere Methode, welche ohne direkten Filterungsmechanismus funktioniert und in einem bewusst sehr dispersiv ausgelegten Resonator Anwendung findet, ist die dispersive Modenkopplung durch Intensitätsmodulation. Aufgrund der Dispersion ist die nötige Frequenz zum Koppeln der Moden von der Wellenlänge abhängig, so dass sie durch eine Änderung der Frequenz durchgestimmt werden kann. Im folglich gepulsten Betrieb wurden damit Abstimmraten von 100 kHz über 100 nm bei ausreichend schmaler Linienbreite erzielt [89]. Allerdings ist ein gepulster Betrieb mit hohem Intensitätsrauschen behaftet und für viele Anwendungen nachteilig. Bei den Lichtquellen mit schmalen abstimmbarem Filter gibt es neben dem bereits ausführlich diskutierten FDML-Laser und dem ihm vorausgegangenem Kurzringlaser ein System, welches breitbandiges Fluoreszenzlicht zwei Mal hintereinander mit in der Zeit schnell veränderlicher Wellenlänge filtert und nachverstärkt. Die Spezifikationen machen diese Lichtquelle für OCT brauchbar, allerdings ist das System komplexer zu betreiben und bei den Standardwellenlängen teurer als FDML-Laser [E6]. Ein weiterer Laser wurde demonstriert, bei dem ein abstimmbarer Filter mit einem akusto-optischen Modulator in einem kurzen Ringresonator kombiniert wurde [90]. Dieser Ansatz sorgt trotz Abstimmen des Filters für ein ausreichendes Seeden der Lasertätigkeit und ermöglicht schmale Linienbreiten. Allerdings limitiert der Modulator die erreichbaren Abstimmfrequenzen, so dass mit diesem Ansatz keine hohen Frequenzen erreicht werden können.

Eine Möglichkeit, ausschließlich sehr hohe Abstimmfrequenzen über 10 MHz zu erreichen besteht darin, kurze Pulse zu strecken und diese als Lichtquelle zu verwenden. Die Zeitdauer, auf die kurze Pulse mittels dispersiver Faser gestreckt werden können ist

durch die Dispersion und den Verlust dieser Faser begrenzt und liegt maximal bei 100 ns [91, 92]. Für die SS-OCT ist dieser Ansatz aufgrund der durch die hohe Abstimmgeschwindigkeit und das hohe Schuss-zu-Schuss Rauschen hervorgerufenen niedrigen Sensitivität kaum zu gebrauchen. In spektralen OCT-Systemen finden allerdings Kurzpulslaser Anwendung und durch weitere spektrale Verbreiterung mittels nachfolgender Superkontinuumsfaser konnten neue Rekorde in der axialen Auflösung erreicht werden [93].

1.3 Aufbau und Gliederung der Arbeit

In den vorigen Kapiteln wurde ein Überblick über die optische Kohärenztomografie mit schnell abstimmbaren Lasern sowie über hierzu geeignete Lichtquellen gegeben. Die im nun folgenden Hauptteil der Dissertation abgedruckten Publikationen lassen sich in zwei Teilbereiche gliedern, die parallel während der Arbeit verfolgt wurden.

Im ersten, technologischen Teil war es das Ziel, Fortschritte bei der Anwendung von FDML-Lasern in der optischen Kohärenztomografie zu erzielen. Aus diesem Bereich wurden zwei Publikationen ausgewählt. In der ersten konnte die Realisierung sogenannter „*en face*“-Schnitte in der OCT mit schnell abstimmbaren Lasern demonstriert werden. Während die Frequenzbereichs-OCT allgemein der Zeitbereichs-OCT überlegen ist, hat sie jedoch den Nachteil, dass 2D-Schnitte einer bestimmten Tiefe nur nachträglich aus einem 3D-Datensatz gewonnen werden können, was die Geschwindigkeit dieses Anzeigemodus erheblich reduziert und nicht praktikabel macht. In dieser Veröffentlichung wurde gezeigt, wie sich diese Schnitte sehr schnell und ohne Auswertung eines großen Datensatzes mit abstimmbaren Lasern und FDML-Lasern im speziellen erzeugen lassen. Die zweite ausgewählte Publikation beschäftigt sich mit der Frage, in wie weit sich die Abstimmrate von FDML-Lasern bei gleichzeitig hoher Bildqualität steigern lässt. Hierbei wurde durch den Selbstbau eines schnellen spektralen Filters eine Erhöhung der Abstimmgeschwindigkeit um über eine Größenordnung erreicht. Außerdem konnte gezeigt werden, dass sich damit, wie theoretisch erwartet, immer noch Bilder ausreichend hoher Sensitivität aufnehmen lassen. Insgesamt wurde somit das schnellste OCT-System bei gleichzeitig guter Bildqualität demonstriert.

Im zweiten, laserphysikalischen Teil sollte das Verständnis der grundlegenden Funktionsweise der Fourierdomänen Modenkopplung durch Simulationen und Experimente erweitert werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die erste Veröffentlichung überhaupt erstellt, die sich mit der detaillierten Funktionsweise dieses neuen Laseroperationsmodus befasst. Dabei ging es um den Einfluss der Dispersion der Faserverzögerungsstrecke auf Kohärenzlänge und Rauschen des Lasers, die in der OCT sowohl Tiefenbereich als auch Sensitivität beeinflussen. Durch geeignete Dispersionskompensationsfaser konnte dabei die instantane Linienbreite um eine Größenordnung gegenüber der Filterbreite reduziert werden. In der zweiten Veröffentlichung dieses Themenbereichs wurden bestehende numerische Methoden durch C. Jirauschek so modifiziert,

dass sie eine Simulation des FDML Betriebs erlaubten. Durch Messungen der Ausgangsleistung des Lasers für geringe Abweichungen von der idealen Treiberfrequenz und Vergleich mit Simulationsergebnissen konnten dann die beim Laserbetrieb maßgeblichen Effekte bestimmt werden.

Neben den vier abgedruckten Publikationen war ich an einer Reihe weiterer Veröffentlichung beteiligt. Dabei ging es um neue Verstärkermedien für einen FDML-Laser bei 1050 nm [E15], die Frage, ob auch die Wellenlänge von 1550 nm für biologische Untersuchungen geeignet ist [E1] und die Entwicklung neuer abstimmbarer Laser für die optische Kohärenztomografie [E6, E8]. Darüber hinaus wurden nichtlineare Prozesse wie Vier-Wellen-Mischung erforscht [E12], ein neues Verfahren zur schnellen Messung der Dispersion in Glasfaser entwickelt [E17], ein in optischer Frequenz lineares Abstimmverhalten des FDML-Lasers realisiert [E5] und der Ramanprozess auf seine Eignung als Verstärkungsmedium im FDML-Laser evaluiert [E11]. Diese Arbeiten wurden teilweise auf internationalen Konferenzen präsentiert [E4, E7, E10, E13, E14, E16]. Daneben führte die Entwicklung einer neuen, abstimmbaren Lichtquelle, die auf einer kaskadierten Filterung und Verstärkung von Fluoreszenzlicht basiert [E6] zu einer deutschen und internationalen Patentanmeldung [P1].

Nach Zusammenfassung und Ausblick auf zukünftige Entwicklungen der FDML-Laser folgen sowohl Literaturverzeichnis als und eine Liste der im Rahmen der Dissertation entstandenen Publikationen.

2 Erschließung neuer Anwendungsbereiche

Im Rahmen dieser Arbeit konnten einige Fortschritte bei FDML-Lasern und bei deren Anwendung in der optischen Kohärenztomografie erzielt werden. Zunächst sollen die notwendigen Grundlagen zum Verständnis der in diesem Abschnitt vorliegenden Publikationen vermittelt werden.

Die in Kapitel 2.1 abgedruckte Publikation „*Real time en face Fourier-domain optical coherence tomography with direct hardware frequency demodulation*“ befasst sich mit der Erzeugung sogenannter *en face* Schnitte in der OCT. Unter diesem Begriff versteht man zweidimensionale Schnitte, die bei einer bestimmten Tiefe aufgenommen wurden [8]. In der Frequenzbereichs-OCT ist die Erzeugung solcher Schnitte allerdings sehr aufwändig, da jede Einzelmessung zunächst nur ein Tiefenprofil unter der Fokusposition auf der Oberfläche liefert, welches wiederum speicher- und rechenintensiv aus dem aufgenommenen Interferenzsignal gewonnen werden muss. Für einen *en face* Schnitt müsste folglich die Probenoberfläche zweidimensional abgetastet werden und aus dem erzeugten volumetrischen Datensatz die gewünschte Information bei einer Tiefe extrahiert werden, was wegen der hohen Geschwindigkeit heutiger schnell abstimmbarer Laser jedoch nicht in Echtzeit möglich ist. Für bestimmte medizinische Anwendungen ist allerdings eine Darstellung solcher Schnitte mit Videorate wünschenswert. In der SS-OCT mit abstimmbaren Lasern, welche ihre optische Frequenz linear in der Zeit ändern, ist das OCT Signal einer gewissen Tiefe in einer einzelnen Frequenz des Interferenzsignals kodiert, was eine direkte Erzeugung dieser Information möglich erscheinen lässt. Üblicherweise ist jedoch die optische Frequenz-Zeit-Charakteristik schnell abstimmbarer Laser nicht linear, da für die spektrale Filterung stets schnell bewegte mechanische Teile verwendet werden, welche im Fall eines Fabry-Pérot Filters in Resonanz betrieben werden und somit harmonische Schwingungen ausführen. Schnelle Polygonspiegel haben ein ähnliches Problem, da deren Abstimmcharakteristik durch die Verwendung von Gittern linear in Wellenlänge und nicht in optischer Frequenz ist. In unserer Gruppe gelang es allerdings, ein ausreichend lineares Abstimmverhalten eines FDML-Lasers unter Verwendung eines Fabry-Pérot Filters durch Beimischung höherer Harmonischer zur Resonanzfrequenz des Filters zu erreichen [E5]. Mit dieser Vorarbeit war es nun möglich, das OCT Signal einer bestimmten Tiefe direkt zu extrahieren, ohne den Umweg über die Auswertung des kompletten 3D-Datensatzes gehen zu müssen. Dies wurde durch den Einsatz eines IQ-Demodulators realisiert, mit dem es möglich ist, die Amplitude einer einzelnen Frequenz unabhängig von deren Phasenlage zu bestimmen. Intern wird hierzu das Signal eines extern vorgegebenen lokalen Oszillators unverändert und mit 90° verschobener Phasenlage jeweils mit dem Interferenzsignal gemischt und an die Ausgänge I (*in-phase*) und Q (*quadrature*) geleitet. Durch Tiefpassfilterung und quadra-

tischer Addition der beiden Ausgänge kann nun die Signalamplitude bei der Tiefe, die durch die Frequenz des lokalen Oszillators vorgegeben wurde, bestimmt werden. In der Publikation wurde diese Methode erstmals demonstriert und die Qualität dieser Schnitte einer Tiefe mit denen aus einem 3D-Datensatz erzeugten verglichen. Darüber hinaus wird in der Publikation eine neue Methode vorgestellt, mit der man die Laserleistung über einen Abstimmzyklus exakt vorgeben kann, um störende Modulationen im Signal zu verringern, die bei der Verwendung eines zu rechteckigen Spektrums entstehen können.

In der in Kapitel 2.2 abgedruckten Publikation „*Multi-Megahertz OCT: High quality 3D imaging at 20 million A-scans and 4.5 GVoxels per second*“ konnte die maximale Abstimmgeschwindigkeit eines FDML-Lasers von 0,37 MHz auf 5,2 MHz gesteigert werden. Damit ist die Linienrate bei SS-OCT mit FDML-Lasern bei gleichzeitig sehr hohen Sensitivitäten von über 98 dB um über eine Größenordnung höher als bei allen anderen OCT-Systemen. Die Erhöhung der Geschwindigkeit konnte durch zwei verschiedene Ansätze erreicht werden. Für das Verständnis des ersten Ansatzes muss erläutert werden, dass im normalen Betrieb während einer Periode des mit einer sinusförmigen Spannung betriebenen Fabry-Pérot Filters zwei optischen Frequenzrampen im Laser generiert werden – mit entgegengesetzter Richtung. Die Rate der Frequenzrampen ist dann gleich dem Doppelten der Treiberfrequenz und ihre Dauer gleich der halben Periodenlänge. Die Dauer kann nun entweder durch Erhöhung der Treiberfrequenz oder der Treiberamplitude verkürzt werden, wobei der abstimbare Filter im letzten Fall den Verstärkungsbereich des Halbleiterverstärkers in kürzerer Zeit überstreicht und die Lasertätigkeit nicht mehr innerhalb der ganzen Halbperiode auftritt. Durch optische externe Vervielfältigung und Verzögerung der Frequenzrampen können diese anschließend so angeordnet werden, dass sie die Abstimmperiode des Filters wieder vollständig ausfüllen [26]. Dieses als *Buffering* bezeichnete Verfahren erhöht also die Abstimmrate gegenüber der Treiberfrequenz des Filters. In der Publikation wurde dies mit einer Erhöhung der Abstimmfrequenz des Filters kombiniert, was eine Erhöhung der Resonanzfrequenz dieses Elements und damit eine Neukonstruktion erforderlich machte. Während faserbasierte Fabry-Pérot Filter kommerziell erhältlich sind, haben sie designbedingt den Nachteil nur geringer Resonanzfrequenzen von typischerweise weniger als 60 kHz. Das Ziel war, durch einen Freistrahlaufbau die Masse der zu bewegenden Teile zu reduzieren, um die Resonanzfrequenz zu erhöhen. Das Ausgangsmaterial hierfür waren Ferrulen und Glasplättchen von 200 μm Dicke, die mit einer Reflexionsschicht bedampft sind, welche den Aufbau eines Fabry-Pérot Filters mit einer Finesse von ca. 800 erlauben. Die Ferrulen sind außerdem mit einer Mulde über dem Faserkern versehen, um eine stabile Resonatorgeometrie im Filter zu erlauben. Der schematische Aufbau des Freistrahlfilters ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Das dünne, ca. 3 x 3 mm große Glasplättchen ist auf einem kreisringförmigen Piezokristall aufgeklebt, um durch Anlegen einer Spannung an diesen die Distanz zwischen Glasplättchen und linker Ferrule periodisch verändern zu können. Da die transmittierte Wellenlänge von dieser Distanz abhängt, kann die spektrale Position des Filters durch die Spannung vorgegeben

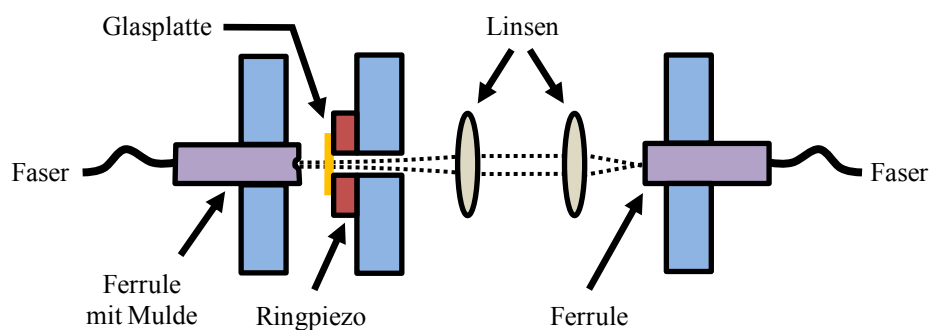


Abbildung 2.1: Aufbau des neukonstruierten sehr schnell abstimmbaren Fabry-Pérot Filters. Der Resonator wird durch die linke Ferrule und die sich in wenigen μm Abstand befindliche Glasplatte gebildet, welche durch einen ringförmigen Piezo sehr schnell bewegt werden kann. Das gefilterte Licht wird durch zwei Linsen kollimiert und wieder in eine Glasfaser eingekoppelt.

werden. Um einen freien Spektralbereich von 330 nm und eine Finesse von 870 zu erreichen, musste der Abstand zwischen beiden Elementen zunächst durch einen nicht eingezeichneten weiteren Piezostab grob auf wenige μm verringert werden. Das durch den Filter transmittierte Licht wurde mit zwei Linsen kollimiert und wieder in eine Glasfaser eingekoppelt, so dass der gesamte Filter mit Fasern verbunden werden konnte. Durch die geringe Masse von Ringpiezo und Glasplättchen wurde ein dynamischer Betrieb bei Resonanzfrequenzen von 325 kHz möglich. Dabei konnte die Amplitude soweit erhöht werden, dass beim Einsatz dieses Filters in einem FDML-Laser bei gleichzeitiger externer Vervielfachung Abstimmraten von bis zu 5,2 MHz möglich wurden. In der Publikation wird das durch diesen Laser aufgebaute SS-OCT-System charakterisiert und OCT-Bilder bei diesen hohen Geschwindigkeiten gezeigt. Obwohl die Aufnahme-rate über eine Größenordnung höher als bei bisherigen Publikationen ist, konnte die überwiegend durch die Sensitivität vorgegebene Bildqualität beibehalten werden. In dieser Publikation wurde außerdem eine weitere Erhöhung der Geschwindigkeit durch eine Parallelisierung von vier OCT-Systemen durch vier Strahlen auf der Probe demonstriert, was eine Linienrate von 20,8 MHz ergab.

2.1 OCT mit *En face*-Tiefenschnitten

Wir wenden uns nun dem Problem der sogenannten *en face* Schnitte in der optischen Kohärenztomografie schnell abstimmbarer Laser zu. Es handelt sich bei den folgenden Ausführungen um den Abdruck¹ des Artikels

B. R. Biedermann, W. Wieser, C. M. Eigenwillig, G. Palte, D. C. Adler, V. J. Srinivasan, J. G. Fujimoto, and R. Huber, "Real time en face Fourier-domain optical coherence tomography with direct hardware frequency demodulation," *Optics Letters* **33**, 2556-2558 (2008)

der von mir zusammen mit W. Wieser, C. Eigenwillig, G. Palte, D. Adler, V. Srinivasan, J. Fujimoto und R. Huber verfasst wurde. Es wird eine Methode vorgestellt, mit der es möglich ist, zweidimensionale Schnitte bei einer bestimmten Tiefe direkt aufzunehmen, ohne diese Information erst aufwändig aus einem dreidimensionalen Datensatz extrahieren zu müssen. Die Qualität dieser Methode wird anhand von OCT-Aufnahmen unter Benutzung eines FDML-Lasers demonstriert.

¹ © 2008 Optical Society of America, Inc.

Real time *en face* Fourier-domain optical coherence tomography with direct hardware frequency demodulation

Benjamin R. Biedermann,¹ Wolfgang Wieser,¹ Christoph M. Eigenwillig,¹ Gesa Palte,¹ Desmond C. Adler,² Vivek J. Srinivasan,² James G. Fujimoto,² and Robert Huber^{1,*}

¹Lehrstuhl für BioMolekulare Optik, Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität München, Oettingenstraße 67, 80538 Munich, Germany

²Department of Electrical Engineering and Computer Science and Research Laboratory of Electronics, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139, USA

*Corresponding author: Robert.Huber@physik.lmu.de

Received July 1, 2008; revised September 18, 2008; accepted September 22, 2008; posted October 6, 2008 (Doc. ID 98209); published October 30, 2008

We demonstrate *en face* swept source optical coherence tomography (ss-OCT) without requiring a Fourier transformation step. The electronic optical coherence tomography (OCT) interference signal from a k -space linear Fourier domain mode-locked laser is mixed with an adjustable local oscillator, yielding the analytic reflectance signal from one image depth for each frequency sweep of the laser. Furthermore, a method for arbitrarily shaping the spectral intensity profile of the laser is presented, without requiring the step of numerical apodization. In combination, these two techniques enable sampling of the in-phase and quadrature signal with a slow analog-to-digital converter and allow for real-time display of *en face* projections even for highest axial scan rates. Image data generated with this technique is compared to *en face* images extracted from a three-dimensional OCT data set. This technique can allow for real-time visualization of arbitrarily oriented *en face* planes for the purpose of alignment, registration, or operator-guided survey scans while simultaneously maintaining the full capability of high-speed volumetric ss-OCT functionality. © 2008 Optical Society of America

OCIS codes: 170.4500, 110.4500, 140.3600, 110.6880, 110.1650, 170.3880.

Optical coherence tomography (OCT) is a powerful biomedical imaging technique for *in vivo* imaging of tissue microstructure [1]. OCT can have better rejection of out-of-focus light than confocal laser microscopy [2]. In standard OCT depth priority scanning is performed, resulting in the standard, cross-sectional OCT images. In optical coherence microscopy (OCM), the scattering intensity of the sample is measured only at one depth and the image is formed by transversal scanning on the sample (*en face* imaging) [2], often with high transversal resolution [3,4]. Conventional OCM setups use the time domain (TD) detection technique [1]. The optical path length of the reference arm of the imaging interferometer is periodically modulated to introduce a phase shift and to generate a beat signal between light from the reference arm and backscattered light from the sample.

Recently the introduction of Fourier domain (FD) detection techniques [5,6] for OCT enabled a dramatic increase in imaging speed while maintaining high sensitivity [7–9]. Large densely sampled three-dimensional (3D) OCT data sets can now be acquired in less than 1 s using high-speed wavelength-swept lasers [10–12]. *En face* projections of the imaged tissue can then be extracted from the 3D data set [13]. In many cases this concept can provide enhanced visualization and additional information on tissue microstructure [14,15] or it can be used for absolute position registration of the individual cross-sectional OCT scans [13].

One drawback of the numerical reconstruction of *en face* views in FD-OCT is that a complete 3D data set has to be acquired prior to the extraction of the *en*

face image. Current FD-OCT systems using Fourier domain mode-locked (FDML) [11] swept laser sources [swept source OCT (ss-OCT)] achieve rates of several hundred thousand depth scans per second [12], resulting in sustained data rates of ~ 1 Gbyte/s. Since complex *real-time* data processing at these speeds is not presently cost effective, *en face* projections have been generated in software by *postprocessing* the acquired 3D data and *not in real time*. Numerical post-processing typically involves the steps of data resampling, numerical spectral shaping and apodizing, Fourier transformation, and summation over parts of the individual depth scans (A line). In this Letter we demonstrate a method for *en face* FD-OCT imaging without any of these steps, making real-time display of *en face* OCT images in fast ss-OCT possible. It should be noted that in the limit of one sample point per A scan, ss-OCT exhibits no sensitivity advantage over OCM. However, in cases where more than one resolution element per A scan is acquired for an individual pixel in the *en face* projection (e.g., for speckle reduction), the ss-OCM approach exhibits increased sensitivity. Furthermore, the presented approach opens the possibility of a *combined* real time OCT and OCM system for improved alignment, registration, stabilization, quick survey scanning, and online extraction of arbitrarily shaped surfaces while maintaining full 3D functionality.

The approach for fast hardware *en face* ss-OCT is based on the highly linear optical frequency versus time sweep characteristic, demonstrated with FDML lasers [16]. Figure 1(a) shows the setup of the laser. The ring cavity is all fiber-based and has a total op-

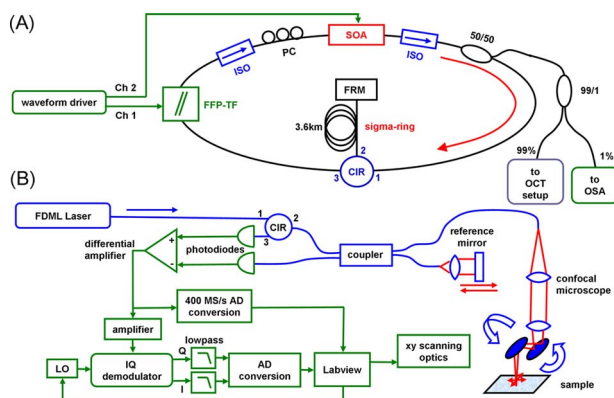


Fig. 1. (Color online) (A) Setup of the FDML laser. (B) ss-OCT/OCM setup.

tical path length of 7.2 km. A semiconductor optical amplifier (SOA) is used as a broadband gain medium, a fiber-based tunable Fabry–Perot filter (FFP-TF, Lambda Quest, LLC) acts as a spectral filter and is driven synchronously to the second harmonic of the optical cavity round-trip time with a frequency of 57 kHz to enable FDML operation [11]. The average power of the laser is 5 mW. A two-channel arbitrary waveform generator (AWG) provides the control signal for the FFP-TF and synchronously a control signal for the SOA driver to achieve arbitrary spectral shaping.

Figure 1(b) shows a schematic of the hardware *en face* FD-OCT–OCM setup. The approach is to extract the amplitude of a single frequency band from the OCT fringe signal by mixing the OCT signal with a reference frequency from a local oscillator (LO). For improved performance and to suppress the influence of phase variations, an in-phase-and-quadrature (I and Q) demodulator is used (Minicircuits MIQC-60WD+) as in heterodyne swept source OCT [17]. The in-phase (I) and quadrature (Q) outputs of the mixer are low-pass filtered with a bandwidth of 60 kHz selecting a 120 kHz wide frequency band from the fringe signal centered around the LO frequency ν_{LO} . Since 120 kHz corresponds to the effective sweep rate, the full optical bandwidth of the laser of ~ 110 nm is taken into account. By tuning the LO, an adjustable depth z can be selected: $z = (c/\nu'_O)\nu_{LO}$, where ν'_O is the sweep speed (optical frequency per time) and c is the speed of light. An *en face* image is recorded by xy scanning over the sample and recording the spectral magnitude $\sqrt{I^2 + Q^2}$ once per sweep. Acquisition of I and Q is performed synchronously to the FDML sweep rate at 57 kHz using a 16 bit analog-to-digital (AD) converter card. In addition to the real-time hardware *en face* imaging mode described, the system can be operated in the standard ss-OCT mode with a 400 Msamples/s 12 bit AD converter, and for comparison *en face* images can be extracted from 3D OCT data sets by postprocessing.

In the hardware *en face* ss-OCT implementation, numerical spectral shaping and apodizing to minimize sidelobes in the point-spread function (PSF) are not possible. Therefore, the SOA current of the laser

source is modulated such that an arbitrary spectral shape can be generated, limited only by the gain bandwidth of the SOA and the modulation bandwidth of the driver. The modulation is performed by a homebuilt 6 MHz diode driver controlled by the second channel of the AWG [Fig. 1(a)]. Shaping by an additional, active element with linear response has been demonstrated in the kilohertz range [18]. However, due to the SOA's highly nonlinear amplification characteristic near saturation as well as transient thermal effects, no simple analytical approach can be used to determine the best control waveform. Therefore, a software regulator has been implemented that iteratively optimizes the drive waveform to generate the desired spectral output power characteristic of the laser. The system acquires an intensity trace covering the time span of approximately one full laser sweep cycle. At each sampling point the deviation from the normalized target spectrum is calculated as local error parameter, and a correction value to the diode current is calculated by simple multiplication with a proportional factor for each point. The calculated new drive current transient is uploaded to the AWG. After ~ 20 iteration steps, each of which takes ~ 0.5 s, the measured intensity matches the target spectrum. Once the optimum waveform is found it is stable and does not have to be changed. The result of this method is shown in Fig. 2(a), with the spectral output of the laser with a constant diode current (ns) and with a modulation optimized for a Welch-(w) and a Hanning-(h) shaped spectrum. The corresponding fringe signals are plotted in Fig. 2(c); the insets show the applied transient diode current. The PSFs at 0.75 mm depth were measured by sweeping the RF frequency of the LO [Fig. 2(b)]. The asymmetry of the PSFs is caused by imperfect linearization. The Hanning PSF exhibits significantly reduced sidelobes compared to the constant current PSF; however, the resolution degrades from 12.4 (ns) to 17.0 μm (h). The resolution values theoretically expected from the spectra are 10.6 (ns) and 16.6 μm (h). Depending on the application, with the demonstrated shaping method axial resolution and sidelobe suppression can

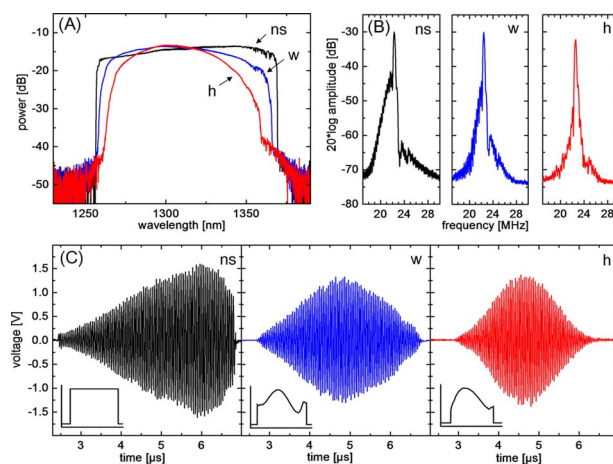


Fig. 2. (Color online) (A) Spectral laser output, unshaped (ns), Welch shaped (w), and Hanning shaped (h). (B) Corresponding PSFs in OCT setup at 0.75 mm depth. (C) Corresponding fringe signals. Insets show applied current.

be arbitrarily balanced in hardware. Besides the potential speed advantages of hardware shaping compared to spectral shaping in software, for applications with a limit of incident power on the sample, an optimized spectral shape leads to a more efficient use of light intensity and may reduce noise.

To characterize the performance of the setup for hardware *en face* ss-OCT imaging, Fig. 3 shows the PSF roll-off characteristic for a depth range of 2 mm. In the graph is added such that the peak values represent the corresponding sensitivity. A maximum system sensitivity of 108 dB at 2.5 mW average power on the sample (101 dB with optical density 3.56 neutral density filter and 7 dB backcoupling losses in the microscope accounted for) and a maximum dynamic range of 63 dB have been measured. Roll-off, sensitivity and dynamic range are comparable to standard ss-OCT values.

To investigate the imaging performance of the setup, Fig. 4 shows a comparison of two images of a grape, one generated by postprocessing of a 3D data set [Fig. 4(a)] and the other generated in real time with the hardware *en face* ss-OCT setup [Fig. 4(b)]. Both images consist of 512×512 pixels, the power on the sample was 2.5 mW, and the transverse spot size was $\sim 22 \mu\text{m}$ yielding a $480 \mu\text{m}$ confocal gate. The quality of both images is comparable, demonstrating the applicability of the hardware *en face* FD-OCT setup.

In conclusion, we demonstrate a method for hardware *en face* ss-OCT without the steps of data resampling, Fourier transformation, and numerical spectral shaping. The system can provide real-time *en face* images even for very high A line rates. Simultaneously, standard ss-OCT data can be acquired. The system will be ideally suited for real-time alignment, absolute position registration, operator-guided survey scans, search for landmark positions on the sample, etc., in future high-speed ss-OCT systems. The possibility to arbitrarily choose and track the depth of the coherence gate by adjusting the frequency of the local oscillator synchronously to the scanning will enable real-time *en face* images with arbitrarily curved surfaces that can be applied to track certain layers in tissue.

We acknowledge support from W. Zinth at the Ludwig-Maximilians-Universität München. This re-

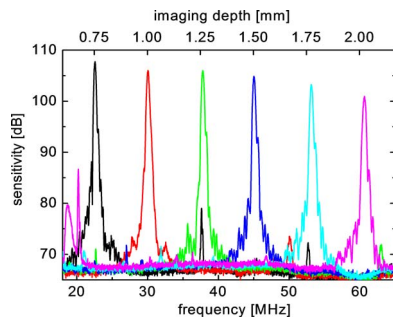


Fig. 3. (Color online) Measured roll-off for a Hanning shaped spectrum in the frequency range of 20 to 60 MHz, corresponding to imaging depths of 0.75 to 2.00 mm (average over 100 measurements).

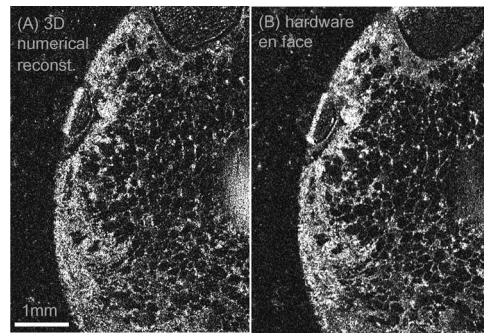


Fig. 4. (A) *En face* image of a grape generated from a volumetric 3D data set. (B) *En face* image at the same position, generated with hardware demodulation.

search was sponsored by the Emmy Noether program of the German Research Foundation (DFG) (HU 1006/2-1), the European Union (EU) project FUN OCT (FP7 HEALTH, contract 201880), the National Institutes of Health (NIH) (R01-CA75289-09 and R01-EY11289-20), and the Air Force Office of Scientific Research FA9550-071-0014 and FA9550-07-1-0101.

References

1. D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto, *Science* **254**, 1178 (1991).
2. J. A. Izatt, M. R. Hee, G. M. Owen, E. A. Swanson, and J. G. Fujimoto, *Opt. Lett.* **19**, 590 (1994).
3. E. Beaurepaire, A. C. Boccara, M. Lebec, L. Blanchot, and H. Saint-Jalmes, *Opt. Lett.* **23**, 244 (1998).
4. M. Pircher, B. Baumann, E. Gotzinger, and C. K. Hitzenberger, *Opt. Lett.* **31**, 1821 (2006).
5. A. F. Fercher, C. K. Hitzenberger, W. Drexler, G. Kamp, and H. Sattmann, *Am. J. Ophthalmol.* **116**, 113 (1993).
6. G. Häusler and M. W. Lindner, *J. Biomed. Opt.* **3**, 21 (1998).
7. R. Leitgeb, C. K. Hitzenberger, and A. F. Fercher, *Opt. Express* **11**, 889 (2003).
8. M. A. Choma, M. V. Sarunic, C. H. Yang, and J. A. Izatt, *Opt. Express* **11**, 2183 (2003).
9. J. F. de Boer, B. Cense, B. H. Park, M. C. Pierce, G. J. Tearney, and B. E. Bouma, *Opt. Lett.* **28**, 2067 (2003).
10. W. Y. Oh, S. H. Yun, G. J. Tearney, and B. E. Bouma, *Opt. Lett.* **30**, 3159 (2005).
11. R. Huber, M. Wojtkowski, and J. G. Fujimoto, *Opt. Express* **14**, 3225 (2006).
12. R. Huber, D. C. Adler, and J. G. Fujimoto, *Opt. Lett.* **31**, 2975 (2006).
13. S. L. Jiao, R. Knighton, X. R. Huang, G. Gregori, and C. A. Puliafito, *Opt. Express* **13**, 444 (2005).
14. S. W. Huang, A. D. Aguirre, R. A. Huber, D. C. Adler, and J. G. Fujimoto, *Opt. Express* **15**, 6210 (2007).
15. D. C. Adler, Y. Chen, R. Huber, J. Schmitt, J. Connolly, and J. G. Fujimoto, *Nat. Photonics* **1**, 709 (2007).
16. C. M. Eigenwillig, B. R. Biedermann, G. Palte, and R. Huber, *Opt. Express* **16**, 8916 (2008).
17. A. M. Davis, M. A. Choma, and J. A. Izatt, *J. Biomed. Opt.* **10**, 1083 (2005).
18. S. H. Yun, D. J. Richardson, D. O. Culverhouse, and B. Y. Kim, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **3**, 1087 (1997).

2.2 OCT mit höchsten Geschwindigkeiten

Die Linienrate ist eine der wichtigsten Spezifikationen eines OCT-Systems, da eine hohe Geschwindigkeit neue Anwendungsfelder ermöglicht. Im Folgenden findet sich ein Abdruck² des Artikels

W. Wieser, 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 GVoxels per second," *Optics Express* **18**, 14685-14704 (2010)

welcher von mir gemeinsam mit W. Wieser, T. Klein, C. Eigenwillig und R. Huber verfasst wurde. Es ist uns in dieser Arbeit gelungen, die Linienrate eines mit einem FDML-Laser betriebenen SS-OCT-Systems um über Faktor 50 zu steigern und damit die schnellsten OCT Aufnahmen mit hoher Sensitivität zu ermöglichen. Die Geschwindigkeitssteigerung gelang hauptsächlich mittels eines neuen Designs des Fabry-Pérot Filters, welcher auf hohe Abstimmgeschwindigkeit optimiert wurde, und der Parallelisierung mehrerer Strahlengänge durch Wolfgang Wieser. Diese Publikation wurde von der *Optical Society of America* als Highlight-Artikel im „Spotlight on Optics“ ausgewählt.

² © 2010 Optical Society of America, Inc.

Multi-Megahertz OCT: High quality 3D imaging at 20 million A-scans and 4.5 GVoxels per second

Wolfgang Wieser, Benjamin R. Biedermann, Thomas Klein, Christoph M. Eigenwillig and Robert Huber*

Lehrstuhl für BioMolekulare Optik, Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität München, Oettingenstr. 67, 80538 Munich, Germany

*Robert.Huber@LMU.DE

Abstract: We present ultra high speed optical coherence tomography (OCT) with multi-megahertz line rates and investigate the achievable image quality. The presented system is a swept source OCT setup using a Fourier domain mode locked (FDML) laser. Three different FDML-based swept laser sources with sweep rates of 1, 2.6 and 5.2MHz are compared. Imaging with 4 spots in parallel quadruples the effective speed, enabling depth scan rates as high as 20.8 million lines per second. Each setup provides at least 98dB sensitivity and $\sim 10\mu\text{m}$ resolution in tissue. High quality 2D and 3D imaging of biological samples is demonstrated at full scan speed. A discussion about how to best specify OCT imaging speed is included. The connection between voxel rate, line rate, frame rate and hardware performance of the OCT setup such as sample rate, analog bandwidth, coherence length, acquisition dead-time and scanner duty cycle is provided. Finally, suitable averaging protocols to further increase image quality are discussed.

©2010 Optical Society of America

OCIS codes: (110.4500) Imaging systems: Optical coherence tomography; (140.3600) Lasers, tunable; (110.6880) Three-dimensional image acquisition; (170.4500) Optical coherence tomography.

References and links

1. D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto, "Optical coherence tomography," *Science* **254**(5035), 1178–1181 (1991).
2. A. F. Fercher, C. K. Hitzenberger, G. Kamp, and S. Y. Elzaiat, "Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry," *Opt. Commun.* **117**(1-2), 43–48 (1995).
3. G. Häusler, and M. W. Lindner, "'Coherence radar' and 'spectral radar'-new tools for dermatological diagnosis," *J. Biomed. Opt.* **3**(1), 21–31 (1998).
4. M. A. Choma, M. V. Sarunic, C. H. Yang, and J. A. Izatt, "Sensitivity advantage of swept source and Fourier domain optical coherence tomography," *Opt. Express* **11**(18), 2183–2189 (2003).
5. J. F. de Boer, B. Cense, B. H. Park, M. C. Pierce, G. J. Tearney, and B. E. Bouma, "Improved signal-to-noise ratio in spectral-domain compared with time-domain optical coherence tomography," *Opt. Lett.* **28**(21), 2067–2069 (2003).
6. R. Leitgeb, C. K. Hitzenberger, and A. F. Fercher, "Performance of fourier domain vs. time domain optical coherence tomography," *Opt. Express* **11**(8), 889–894 (2003).
7. S. H. Yun, G. J. Tearney, J. F. de Boer, N. Iftimia, and B. E. Bouma, "High-speed optical frequency-domain imaging," *Opt. Express* **11**(22), 2953–2963 (2003).
8. W. Y. Oh, S. H. Yun, B. J. Vakoc, G. J. Tearney, and B. E. Bouma, "Ultra-high-speed optical frequency domain imaging and application to laser ablation monitoring," *Appl. Phys. Lett.* **88**(10), 103902 (2006).
9. R. Huber, M. Wojtkowski, and J. G. Fujimoto, "Fourier Domain Mode Locking (FDML): A new laser operating regime and applications for optical coherence tomography," *Opt. Express* **14**(8), 3225–3237 (2006).
10. R. Huber, 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," *Opt. Lett.* **31**(20), 2975–2977 (2006).
11. S. H. Yun, G. J. Tearney, B. J. Vakoc, M. Shishkov, W. Y. Oh, A. E. Desjardins, M. J. Suter, R. C. Chan, J. A. Evans, I. K. Jang, N. S. Nishioka, J. F. de Boer, and B. E. Bouma, "Comprehensive volumetric optical microscopy in vivo," *Nat. Med.* **12**(12), 1429–1433 (2006).
12. D. C. Adler, Y. Chen, R. Huber, J. Schmitt, J. Connolly, and J. G. Fujimoto, "Three-dimensional endomicroscopy using optical coherence tomography," *Nat. Photonics* **1**(12), 709–716 (2007).

13. R. Huber, 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," *Opt. Lett.* **32**(14), 2049–2051 (2007).
14. B. Potsaid, I. Gorczynska, V. J. Srinivasan, Y. L. Chen, J. Jiang, A. Cable, and J. G. Fujimoto, "Ultra-high speed spectral / Fourier domain OCT ophthalmic imaging at 70,000 to 312,500 axial scans per second," *Opt. Express* **16**(19), 15149–15169 (2008).
15. N. A. Nassif, B. Cense, B. H. Park, M. C. Pierce, S. H. Yun, B. E. Bouma, G. J. Tearney, T. C. Chen, and J. F. de Boer, "In vivo high-resolution video-rate spectral-domain optical coherence tomography of the human retina and optic nerve," *Opt. Express* **12**(3), 367–376 (2004).
16. Y. Yasuno, V. D. Madjarova, S. Makita, M. Akiba, A. Morosawa, C. Chong, T. Sakai, K. P. Chan, M. Itoh, and T. Yatagai, "Three-dimensional and high-speed swept-source optical coherence tomography for in vivo investigation of human anterior eye segments," *Opt. Express* **13**(26), 10652–10664 (2005).
17. R. Huber, M. Wojtkowski, J. G. Fujimoto, J. Y. Jiang, and A. E. Cable, "Three-dimensional and C-mode OCT imaging with a compact, frequency swept laser source at 1300 nm," *Opt. Express* **13**(26), 10523–10538 (2005).
18. S. L. Jiao, R. Knighton, X. R. Huang, G. Gregori, and C. A. Puliafito, "Simultaneous acquisition of sectional and fundus ophthalmic images with spectral-domain optical coherence tomography," *Opt. Express* **13**(2), 444–452 (2005).
19. S. W. Huang, A. D. Aguirre, R. A. Huber, D. C. Adler, and J. G. Fujimoto, "Swept source optical coherence microscopy using a Fourier domain mode-locked laser," *Opt. Express* **15**(10), 6210–6217 (2007).
20. W. Y. Oh, S. H. Yun, G. J. Tearney, and B. E. Bouma, "115 kHz tuning repetition rate ultra-high-speed wavelength-swept semiconductor laser," *Opt. Lett.* **30**(23), 3159–3161 (2005).
21. M. W. Jenkins, D. C. Adler, M. Gargsha, R. Huber, F. Rothenberg, J. Belding, M. Watanabe, D. L. Wilson, J. G. Fujimoto, and A. M. Rollins, "Ultra-high-speed optical coherence tomography imaging and visualization of the embryonic avian heart using a buffered Fourier Domain Mode Locked laser," *Opt. Express* **15**(10), 6251–6267 (2007).
22. V. J. Srinivasan, D. C. Adler, Y. L. Chen, I. Gorczynska, R. Huber, J. S. Duker, J. S. Schuman, and J. G. Fujimoto, "Ultra-high-speed optical coherence tomography for three-dimensional and en face imaging of the retina and optic nerve head," *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.* **49**(11), 5103–5110 (2008).
23. A. Szkulmowska, M. Szkulmowski, D. Szałag, A. Kowalczyk, and M. Wojtkowski, "Three-dimensional quantitative imaging of retinal and choroidal blood flow velocity using joint Spectral and Time domain Optical Coherence Tomography," *Opt. Express* **17**(13), 10584–10598 (2009).
24. D. Choi, H. Hiro-Oka, H. Furukawa, R. Yoshimura, M. Nakanishi, K. Shimizu, and K. Ohbayashi, "Fourier domain optical coherence tomography using optical demultiplexers imaging at 60,000,000 lines/s," *Opt. Lett.* **33**(12), 1318–1320 (2008).
25. S. Moon, and D. Y. Kim, "Ultra-high-speed optical coherence tomography with a stretched pulse supercontinuum source," *Opt. Express* **14**(24), 11575–11584 (2006).
26. K. Goda, D. R. Solli, and B. Jalali, "Real-time optical reflectometry enabled by amplified dispersive Fourier transformation," *Appl. Phys. Lett.* **93**(3), 031106 (2008).
27. B. R. Biedermann, W. Wieser, C. M. Eigenwillig, T. Klein, and R. Huber, "Dispersion, coherence and noise of Fourier domain mode locked lasers," *Opt. Express* **17**(12), 9947–9961 (2009).
28. B. Golubovic, B. E. Bouma, G. J. Tearney, and J. G. Fujimoto, "Optical frequency-domain reflectometry using rapid wavelength tuning of a Cr⁴⁺:forsterite laser," *Opt. Lett.* **22**(22), 1704–1706 (1997).
29. R. Huber, 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," *Opt. Express* **13**(9), 3513–3528 (2005).
30. T. Bajraszewski, M. Wojtkowski, M. Szkulmowski, A. Szkulmowska, R. Huber, and A. Kowalczyk, "Improved spectral optical coherence tomography using optical frequency comb," *Opt. Express* **16**(6), 4163–4176 (2008).
31. J. A. Izatt, M. R. Hee, G. M. Owen, E. A. Swanson, and J. G. Fujimoto, "Optical coherence microscopy in scattering media," *Opt. Lett.* **19**(8), 590–592 (1994).
32. A. G. Podoleanu, "Fiber optics, from sensing to non-invasive high-resolution medical imaging," *J. Lightwave Technol.* **28**(4), 624–640 (2010).
33. B. R. Biedermann, W. Wieser, C. M. Eigenwillig, and R. Huber, "Recent developments in Fourier domain mode locked lasers for optical coherence tomography: imaging at 1310 nm vs. 1550 nm wavelength," *J Biophotonics* **2**(6-7), 357–363 (2009).
34. S. H. Yun, G. J. Tearney, J. F. de Boer, and B. E. Bouma, "Removing the depth-degeneracy in optical frequency domain imaging with frequency shifting," *Opt. Express* **12**(20), 4822–4828 (2004).
35. A. M. Davis, M. A. Choma, and J. A. Izatt, "Heterodyne swept-source optical coherence tomography for complete complex conjugate ambiguity removal," *J. Biomed. Opt.* **10**(6), 064005 (2005).
36. T. Klein, W. Wieser, B. R. Biedermann, C. M. Eigenwillig, G. Palte, and R. Huber, "Raman-pumped Fourier-domain mode-locked laser: analysis of operation and application for optical coherence tomography," *Opt. Lett.* **33**(23), 2815–2817 (2008).
37. C. Jirauschek, B. Biedermann, and R. Huber, "A theoretical description of Fourier domain mode locked lasers," *Opt. Express* **17**(26), 24013–24019 (2009).
38. G. Y. Liu, A. Mariampillai, B. A. Standish, N. R. Munce, X. J. Gu, and I. A. Vitkin, "High power wavelength linearly swept mode locked fiber laser for OCT imaging," *Opt. Express* **16**(18), 14095–14105 (2008).

39. R. Leonhardt, B. R. Biedermann, W. Wieser, and R. Huber, "Nonlinear optical frequency conversion of an amplified Fourier Domain Mode Locked (FDML) laser," *Opt. Express* **17**(19), 16801–16808 (2009).
 40. M. K. K. Leung, A. Mariampillai, B. A. Standish, K. K. C. Lee, N. R. Munce, I. A. Vitkin, and V. X. D. Yang, "High-power wavelength-swept laser in Littman telescope-less polygon filter and dual-amplifier configuration for multichannel optical coherence tomography," *Opt. Lett.* **34**(18), 2814–2816 (2009).
 41. M. Y. Jeon, J. Zhang, Q. Wang, and Z. Chen, "High-speed and wide bandwidth Fourier domain mode-locked wavelength swept laser with multiple SOAs," *Opt. Express* **16**(4), 2547–2554 (2008).
 42. K. König, M. Speicher, R. Bückle, J. Reckfort, G. McKenzie, J. Welzel, M. J. Koehler, P. Elsner, and M. Kaatz, "Clinical optical coherence tomography combined with multiphoton tomography of patients with skin diseases," *J Biophotonics* **2**(6-7), 389–397 (2009).
 43. B. D. Goldberg, B. J. Vakoc, W. Y. Oh, M. J. Suter, S. Waxman, M. I. Freilich, B. E. Bouma, and G. J. Tearney, "Performance of reduced bit-depth acquisition for optical frequency domain imaging," *Opt. Express* **17**(19), 16957–16968 (2009).
 44. C. M. Eigenwillig, B. R. Biedermann, G. Palte, and R. Huber, "K-space linear Fourier domain mode locked laser and applications for optical coherence tomography," *Opt. Express* **16**(12), 8916–8937 (2008).
 45. B. R. Biedermann, W. Wieser, C. M. Eigenwillig, G. Palte, D. C. Adler, V. J. Srinivasan, J. G. Fujimoto, and R. Huber, "Real time en face Fourier-domain optical coherence tomography with direct hardware frequency demodulation," *Opt. Lett.* **33**(21), 2556–2558 (2008).
 46. Y. L. Chen, D. M. de Bruin, C. Kerbage, and J. F. de Boer, "Spectrally balanced detection for optical frequency domain imaging," *Opt. Express* **15**(25), 16390–16399 (2007).
-

1. Introduction

Optical coherence tomography (OCT) [1] is an imaging modality that can provide three-dimensional (3D) information of the scattering properties of biological samples. However, the slow data acquisition speed of early time domain (TD) OCT systems in the range of ~1kHz usually limited OCT imaging to single B-frame acquisition protocols and usually no full 3D-data sets have been acquired.

The introduction of frequency domain (or Fourier domain; FD) detection techniques with higher sensitivity [2–7] for optical coherence tomography has led to a dramatic increase in imaging speed. Line rates of ~50–400kHz are now possible [8–14]. At these speeds, it becomes feasible to acquire entire 3D data sets, offering a greatly improved flexibility in image data visualization, analysis, quantification and processing [15–17]. Examples reflecting the advantage of 3D data include (a) the reconstruction of collapsed en face views for absolute registration of OCT scans [18], (b) sectioning and the extraction of arbitrarily curved slices out of the 3D data set [11,12], (c) volumetric quantification of tissue morphology features, e.g. macular holes for diagnosis of disease progression, (d) the reduction of sampling errors caused by missing a sample location in 2D imaging [11], and pseudo optical coherence microscopy for simultaneous high resolution en face projections [19]. Besides these applications, where the high imaging speed is mainly used for acquiring 3D image data, high speed OCT can also give access to the observation of transients, dynamics and rapid changes in samples [20,21], which are simply too fast for slower systems. The third major application of high speed imaging is trading of speed against image quality or functional contrast. Averaging several frames acquired with a high speed system usually yields improved image quality due to reduced speckle content [22]. Also, by advanced image processing algorithms, 3D data acquired at high speed can be used to extract functional image information such as Doppler flow – so speed can also be used to generate functional image contrast [23].

Even though all these applications already demonstrated the tremendous potential of 3D OCT imaging, in most cases the 3D data sets had highly unbalanced numbers of samples in each of the three dimensions, or the acquisition time was too long for routine in vivo imaging of non-trained patients. Typical values for the dimension of 3D data sets are somewhere in the range of 500 x 500 x 100, i.e. 500 pixels per depth scan, 500 depth scans/lines per frame and 100 frames [16,17]. With a 50kHz line rate system, such a data set can be acquired in 1 second. However, roughly isotropic sampling, especially in the two transverse directions, is mandatory for many analysis functions operating on 3D data. Data set sizes of ~500 x 500 x 500 would be desired for most standard projections, ~2000 x 2000 x 500 for high definition *en*

face visualizations. Aiming at a maximum acquisition time of ~0.2s for a full 3D scan, OCT line rates between 1MHz and 20MHz are necessary.

This means, for many applications, line rates in excess of 1MHz A-scan rate are highly desired. However, the main problem impeding the increase of imaging rate is the requirement to maintain good image quality. To provide sufficient image quality for most OCT applications, a multi-MHz OCT system should have ~10 μ m axial resolution in tissue and >95dB sensitivity. There have been two demonstrations of OCT systems with line rates of more than 1MHz:

Choi et al. demonstrated a spectral domain (SD) OCT approach with a 60MHz line sampling rate [24]. However, since their analog detection bandwidth was only 12MHz and only 256 samples per scan before Fourier transformation have been acquired, the effective A-scan rate was 12MHz and hence the maximum resulting voxel rate was $12\text{M} \cdot 128 = 1.5\text{GVoxels/s}$. The achieved sensitivity value of 88dB was measured with a 700kHz analog bandwidth for each pixel readout circuit, so only at 700kHz equivalent line rate. A deterioration of the image quality at the highest analog bandwidth of 12MHz was observed.

Moon et al. demonstrated a swept source OCT (SS-OCT/OFDI) approach with a 5MHz line rate [25]. Their analog bandwidth was 4GHz at a sweep duration of 70ns, yielding $2 \cdot 4 \cdot 10^9 \cdot 70 \cdot 10^{-9} = 560$ samples per sweep. Assuming that the roll-off performance is good enough to achieve usable interference signal frequencies up to Nyquist, the voxel rate is $0.5 \cdot 560 \cdot 5 \cdot 10^6 = 1.4\text{GVoxels/s}$. Due to a sensitivity of 40dB no OCT imaging was demonstrated.

In this paper we demonstrate OCT imaging with good image quality, ~100dB sensitivity and 11 μ m axial resolution in tissue at more than 4GVoxels/s, more than twice as high as the setups demonstrated previously.

There have been additional reports on non-OCT, high-speed ranging concepts in the MHz range, e.g. by Goda et al. [26], who also used a stretched pulse design. The system was demonstrated in a profilometry application with a spectral coverage of only ~15nm resulting in 227 μ m axial resolution which is insufficient for biomedical OCT imaging. Only one single trace was acquired, no imaging was demonstrated.

As described, all three previously demonstrated cases suffered from low sensitivity or insufficient axial resolution, preventing OCT imaging with good quality. So up to now, it was unclear, if high quality OCT imaging with multi-megahertz line rates is possible and if typical OCT imaging performance can be achieved at these rates. In this paper we demonstrate OCT imaging with good image quality, ~100dB sensitivity and ~10 μ m axial resolution in tissue at ~4GVoxels/s, 20MAscans/s, $4 \times 3650 = 14,600$ frames/s and one volume in 25ms. This speed is sustained over the acquisition time of a full 3D volumetric data set and already accounts for dead time caused by the scanners. To the best of our knowledge, this represents the highest voxel rate as well as the fastest 2D and 3D OCT imaging speed ever reported. Table 1 compares the performance of state-of-the art high speed OCT systems to the results presented in this paper.

To achieve this goal, a series of strategies was applied which are discussed in detail in this paper: (a) A novel, ultra-high speed bulk optic Fabry Perot filter was developed to achieve wavelength sweep rates of up to 5MHz, (b) the unique dual output configuration of buffered [10,13] FDML lasers was used to increase the total output power, (c) a novel multi-spot beam delivery system was developed to reduce aberration, (d) a specially adapted scan protocol was used for reliable volumetric data fusion, (e) a numeric image data phase shift algorithm was applied to enable bidirectional beam scanning on the sample with seamless interlacing and (f) a 4 channel 8-bit analog-to-digital converter (ADC) in combination with four specially designed high-bandwidth dual-balanced photodiodes for reduced excess noise at high electronic bandwidth were used. A thorough analysis of the influence of these different strategies on the total system performance is provided by comparison of three different layouts at speeds between 4 and 20MHz line rate.

Table 1. Comparison of Several Recent High-Speed OCT Systems^a

	P_{20dB} MPixel/s	V_{20dB} MVoxels/s	Scan rate MHz	Sens. dB
Setup B8	1250	4500 (1100 x 4)	10.4 (2.6 x 4)	104
Setup B16	1100	4000 (1000 x 4)	20.8 (5.2 x 4)	98
Setup F (with LPF)	450	900 (230 x 4)	4.0 (1.0 x 4)	105
Huber et al. [10]	350	<350	0.37	98
Potsaid et al. [14] 3D mode (conf. C)	100	80	0.25	91
Potsaid et al. [14] (conf. D)	90	<90	0.31	98
Huber et al. [13]	110	<110	0.24	91
Choi et al. [24]	(1500)	(1500)	12.0	<88
Moon et al. [25]	(1400)	(1400)	5.0	40

^aValues in brackets represent upper limit estimates since neither the 20dB roll-off point nor the 3D scan duty cycle were known. The 88dB sensitivity in [24] was measured at merely 700kHz equivalent scan rate. Voxel rates with “<” sign do not take into account scanner dead times and trigger re-arming. Setup F is characterized with the 450MHz low-pass filter. Other groups using the Baser Sprint CMOS camera reach a performance similar to that of Potsaid et al. [14].

1.1. Key parameters for OCT image quality

The 5 most important parameters to characterize an OCT setup are: Sensitivity, roll-off performance (relevant for FD-OCT only), dynamic range, axial resolution, and imaging speed.

Sensitivity specifies the highest possible attenuation in the sample arm (i.e. smallest possible back reflection) which can still be detected. Usually the detection threshold is set where the signal to noise ratio (SNR) reaches 1. Shot noise in the detector, caused by light from the reference arm, fundamentally limits sensitivity. Especially for high imaging speeds, lasers with low relative intensity noise (RIN) are mandatory, because high speed photo-receivers have lower responsivity/trans-impedance gain making higher levels of reference arm power necessary for sufficient total signal gain. In order to avoid excess noise, lasers with good RIN performance, such as FDML lasers [27], are required to reach shot noise limited detection. For good image quality in biomedical applications the sensitivity should be $>95\text{dB}$.

The roll-off performance determines the decrease in the OCT signal strength with ranging depth, caused by either the limited instantaneous coherence length of the applied light source in SS-OCT [4,27–29] or the limited overall resolution of the spectrometer in SD-OCT [30]. Although depending on the sample, as a rule of thumb, a good OCT system should provide roll-off values of 20dB or less over 2mm ranging depth, corresponding to R-number values [27] of $>0.1\text{mm/dB}$.

The dynamic range is the ratio in signal strength between strongest and weakest reflection which can be measured *simultaneously* within one A-scan. Biomedical OCT images often have a dynamic range of $\sim 35\text{dB}$, so an OCT system should provide 40-50dB.

Axial resolution in OCT is given by the total spectral width and shape of the light source. For SS-OCT, the spectral width is the wavelength swept range of the light source. In biomedical applications, for good image quality the resolution in tissue should be $\leq 10\mu\text{m}$.

Imaging speed in OCT can be defined as number of depth scans (A-scans) per second, number of frames per second (B-frames) or number of voxels per second. Which one of these values makes more or less sense in a special situation depends on the scanning protocol and the imaging setup; e.g. in optical coherence microscopy (OCM) [31] en face frame rates are used rather than the rate of A-scans per second. In SS-OCT a useful value for the effective voxel rate [32] cannot be simply provided based on the sample rate of the ADC as discussed in the following.

1.2. Characterizing OCT imaging speed: Scan rate, pixel rate, voxel rate

In most cases, OCT speed is characterized by the axial depth scan rate (A-scan rate or line rate). For SS-OCT systems, it is given by the sweep repetition rate and for SD-OCT by the line rate of the applied line scan camera. While this figure is undoubtedly important, it alone does not seem very suitable to characterize the imaging speed: For example, most line scan cameras can be operated at higher speed if fewer pixels are used, but this does *not* mean that OCT imaging is getting faster. It merely means that axial resolution and/or imaging range is sacrificed to obtain a higher axial scan rate. The amount of extracted information per time usually stays rather constant. The same argument applies when doubling sweep speed in an SS-OCT system without also increasing the analog detection bandwidth. The extreme cases are systems with en face scanning priority, e.g. in optical coherence microscopy (OCM) [31], where the entire depth scan consists of only one point – in such a case, specifying a line rate would not make sense.

Since the main purpose of OCT imaging is to *extract volumetric information* from a sample and represent it as a 2D/3D data set made up of pixels/voxels, the most meaningful measure for OCT imaging speed is the amount of extracted *information per time*, i.e. 2D pixel rate P and 3D voxel rate V [32]:

$$P = N_p / T_2 \quad V = N_v / T_3.$$

Here, T_2 is the time required to acquire a 2D data set (B-frame) consisting of N_p pixels. T_3 is the time required to acquire a complete 3D data set consisting of N_v voxels and includes reduced duty cycles and dead times, e.g. caused by limited agility of the beam scanning optics, such as flyback and turning times of galvo scanners, trigger re-arming times etc. For a B-frame with N_A depth scans and for a 3D volume composed of N_B B-frames, it is straightforward to define

$$N_p = N_A \cdot Z \cdot N_v = N_p \cdot N_B = N_A \cdot N_B \cdot Z,$$

with Z as the number of resolution elements per depth-scan. Care has to be taken that the pixels and voxels *can actually carry information*: The roll-off performance of the laser and the applied analog detection setup limit the value of Z . For higher imaging depths in SS-OCT, the response drops due to instantaneous linewidth as well as limitations in the analog bandwidth of the detection path including photodiode, transimpedance amplifier and data acquisition system. This behavior is commonly characterized by the roll-off and its associated R number [27] and puts an upper limit to the value of Z .

The 6dB roll-off figure often used to characterize OCT systems is not suitable for our objective to characterize the number of information-carrying depth samples: Higher speed systems usually have a steeper roll-off expressed in mm/dB and still deliver useful depth information well beyond the 6dB roll-off point [14]. Although good OCT systems have a dynamic range of ~50-60dB [10], OCT images in biomedical application, typically have a dynamic range of merely ~30-40dB [33]. As OCT images are usually viewed on a logarithmic scale, for many biomedical OCT samples, it makes sense to define the -20dB (half of the dynamic range on a log scale) roll-off depth as the highest information-carrying depth when computing the pixel and voxel rates.

For SS-OCT systems *without dead time between sweeps*, i.e. 100% duty cycle, the pixel and voxel rates of a system can be obtained particularly easily by observing the interferometer fringe frequency f at some specific roll-off value. Using the 20dB threshold introduced above, the fringe frequency f_{20dB} at the -20dB roll-off depth is assumed as the highest information-carrying frequency provided that the sampling rate is at least twice as high. The pixel rate P_{20dB} is then equal to this fringe frequency f_{20dB} and the voxel rate V_{20dB} is the pixel rate multiplied with the 3D acquisition duty cycle (fraction of time spent acquiring data). This

simple relation holds because $f_{20\text{dB}}$ is the highest frequency which actually carries usable image information and hence $Z = f_{20\text{dB}}/f_{\text{sweep}}$ and $N_A/T_2 = f_{\text{sweep}}$. In other words, since $f_{20\text{dB}}$ is the highest frequency carrying information, $2 \cdot f_{20\text{dB}}$ sampling rate is required for Nyquist sampling and after the FFT, $Z = 2 \cdot f_{20\text{dB}}/f_{\text{sweep}}/2$ resolution elements remain. Zero padding or faster sampling does increase the number of samples but not the number of information carrying resolution elements Z . However, several techniques using active optical elements in the SS-OCT setup can double this rate [34,35]. Here, we also assume that the axial resolution achieved in the setup is given by the integrated spectrum of the light source and no additional broadening of the axial point spread function occurs.

As an example, a SS-OCT system might run at a bidirectional scan rate of $2 \times 50\text{kHz}$ and 100nm spectral width using a 350MHz photo detector attached to a 1GSamples/s (GS/s) ADC. After Fourier transform, each A-scan will consist of $10\mu\text{s}/1\text{ns}/2 = 5,000$ samples, suggesting $Z = 5,000$ and a pixel rate of $2 \cdot 50,000\text{kHz} \cdot 5,000 = 500\text{MPixels/s}$. However, one wavelength sweep direction of the bidirectional operation may not be used and the roll-off performance of the source might limit the highest usable fringe frequency to 250MHz , reducing the effective pixel rate to 125MPixels/s . The voxel rate may again be somewhat smaller than this pixel rate due to trigger re-arming delays and delays introduced by the scanning optics. So, not only the sampling rate of the ADC, but also the whole performance of the setup has to be considered.

Similarly, to compute the $P_{20\text{dB}}$ pixel rate for spectrometer-based OCT systems, not the *total* number of camera pixels has to be used. Relevant pixels are only those which cover the light source spectrum, *and* the required equivalent number of pixels to resolve the 20dB roll-off depth has to be used when estimating the number of information carrying pixels per second, $P_{20\text{dB}}$. For example, the configuration C in [14] has a 20dB roll-off over 2.0mm which happens to be the computed depth range with 800 pixels on the camera resulting in 400 information carrying pixels in the OCT image. We assume that the spectrum covers all 800 pixels, which means no “hidden zero-padding” by non-illuminated pixels occurs. Then, at 250kHz scan rate, the pixel rate $P_{20\text{dB}} = 100\text{MHz}$.

2. Experimental setup

2.1. Design considerations

The main goal of the research presented here was to investigate, up to which speed 2D and 3D SS-OCT imaging is possible with good image quality by simultaneously applying several techniques to increase the acquisition rate. The performance of several different setups is compared.

Two main strategies are applied to scale the OCT imaging speed: Firstly, we use an FDML laser, especially designed for ultra-high speed wavelength sweep operation. Here, an FDML laser is the light source of choice because FDML is a stationary laser operating regime [36,37] and so in most practical cases it provides no fundamental sweep speed limitation [9,29], high output power [38–40], low intensity noise [27], wide sweep range [41], and minor phase noise as well as operation in the 1050nm [13,22], the 1310nm [9,41] and the 1550nm [33,39] range for various types of OCT applications. Second, we use a multi-spot scanning approach with 4 spots on the sample to quadruple the OCT line rate. The concept of our setup is similar to the one described in [40]. It is based on the idea of the multi-beam approach used in the commercial system by Michelson Diagnostics Ltd. (e.g. see [42]), however with transversely separated spots on the sample, reducing thermal stress.

As the depth scan rate increases, the power on the sample has to be increased as well, to maintain high sensitivity. Assuming shot-noise limited detection at 1310nm with a photodiode response of 0.95A/W and a backcoupling efficiency of 75% in the sample arm, a scan rate of 1MHz requires a power of 4.5mW on the sample to achieve 100dB sensitivity. Speed and sensitivity are inversely proportional, so for 20MHz , 90mW would be required which,

depending on the scanning protocol, might be above the laser exposure safety limits. However, light-induced stress on the sample can be reduced by using multiple well-separated beams. According to ANSI and European laser exposure standards, on skin the incident power is averaged over a 3mm aperture. If the individual spots are separated by significantly more than 3mm, the sum of the laser power of two or more spots can be higher than the power for an individual spot. A similar approach might relax the power constraints to some extent for retinal imaging, too.

Aiming at very high speed, the major design considerations were:

1. An FDML laser is used as swept laser source with the advantage of good sweep speed scalability at low relative intensity noise.
2. A newly developed high speed sweep filter is driven at the highest possible frequency which still provides sufficient filter response.
3. The concept of buffering [10] is applied to further increase the sweep rate.
4. Two separate booster amplifiers make optimum use of the two outputs from the buffer stage, providing sufficient optical power on the sample.
5. Multiple well-separated spots on the sample increase the effective scan rate and reduce thermal stress on the sample caused by the laser spots.
6. A specially tailored 1GHz photo-receiver system is used for the optimum compromise between analog electronic bandwidth and responsivity / transimpedance gain.

In contrast to spectrometer-based FD-OCT systems, the main cost and complexity of an SS-OCT setup is associated with the laser source itself rather than the detector. The detection using a balanced photo receiver and a fast ADC is easily duplicated [40,42] and allows the use of several distinct imaging spots, scanning different parts of the sample [40]. Buffering [10] quite naturally matches this multi-spot design, since external buffer stages [13] usually have two outputs: Instead of wasting half of the power, each of the two outputs can supply half the number of the spots.

Due to the high fringe frequencies, ADC sampling rates in the GS/s range are required. Especially for economic multi-channel operation, this requirement currently limits the data converter bit depth to 8 bit. However, in agreement with the results reported in [43], we also observe in our system that 8 bits provide enough dynamic range: In Fig. 1 we compare the resulting image quality when data sampled with a 12 bit ADC (400MS/s digitizer by GaGe Applied) is artificially bit-reduced during post-processing. The images were created with a 100kHz SS-OCT system. It is noteworthy that artificial bit reduction to 8 bit during post processing corresponds to an ADC with an effective number of bits (ENOB) of nearly 8 while real world 8 bit ADCs usually have an ENOB of 7.x (e.g. National Semiconductor's 8 bit ADCs ADC08D1000 and ADC08B3000 have an ENOB of 7.4 and 7.1 at 1GS/s and 3GS/s, respectively). Hence, unlike [43], we include images at bit depths below 8 bit in our comparison to show that significant image degradation occurs at an ENOB <7 and real world 8 bit ADCs are suitable for OCT imaging. As a consequence of reduced bit depth, the preamplifier gain of the ADC has to be set more carefully than with 12 or 14bit ADCs so that little dynamic range is wasted.

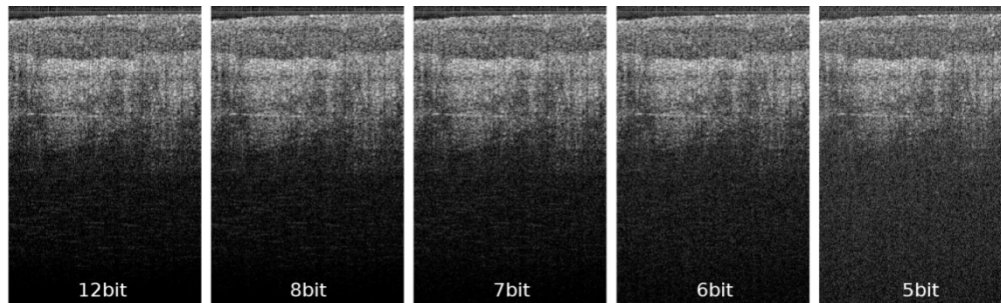


Fig. 1. Comparison of OCT images of the same sample (human finger) acquired with different effective bit depths (ENOB). The actual acquisition was performed with 12 bits and the resolution for individual images was lowered in software during post-processing. Real-world 8 bit ADCs at 1-3GS/s correspond to an image quality similar to the 7 bit image.

Modern digital real-time oscilloscopes commonly provide adequate bandwidth on up to 4 channels with 8 bit each, making the use of 4 imaging spots a natural choice. In our case, the 3D acquisition data size is limited to 64 million samples per spot by the 256Mb storage of the oscilloscope (DPO7104 from Tektronix).

For the spot separation, a value of 2mm is a good overall compromise: Laser safety regulations make use of a 3mm aperture, hence only 2 of the 4 spots account for exposure. The “native” size of a 3D data set is then 8mm along the spot separation axis supporting 330 independent scan steps for a spot size of 24 μ m on the sample. Using 2-4 sampling points per mode field diameter suggests roughly 600-1200 scans per frame. Alternatively, a smaller spot separation could be used in order to trade in increased light-induced stress for higher scan range flexibility. For example, with 0.5mm spacing along the slow scan axis, the “native” 3D cubes can have any even length (2, 4, 6, 8mm,...) along the slow axis. However, this also comes with increased post-processing effort as for 8mm, 16 individual 3D-sub-cubes would have to be merged.

2.2. Balancing sweep frequency and buffering multiplier

In FDML, the sweep frequency of the laser is limited by the wavelength tuning speed of the optical band pass filter, which, in our implementation is a piezo electric actuator (PZT) driven Fabry-Pérot filter. As the wavelength tuning speed of a sinusoidally driven filter is a product of amplitude and frequency, either of these parameters can be increased to achieve higher tuning speeds. Especially when increasing the drive amplitude of the filter, the sweep of interest fills only a fraction of the period and therefore the concept of buffering can be used to fill up the duty cycle to 100% with delayed copies of one sweep [10,13]. Depending on the type of PZT used in the Fabry-Pérot filter, there are usually several mechanical resonances where the filter can be driven over an optical bandwidth of typically 100nm which gives adequate resolution in OCT. We found that the roll off performance of the FDML laser is improved if the filter is driven at a higher resonance frequency and lower amplitude, probably because the shorter FDML cavity length introduces less dispersion and self phase modulation [27,37]. In contrast, the buffering factor, i.e. the number of sweep copies, seems to have no observable effect on OCT performance, at least up to 16x buffering. Buffer factors above 16x are normally unpractical since they demand very large filter tuning ranges.

To find the maximum sweep speed of the filter, the optical response of each resonance frequency of the filter has been checked, and the one which allowed for fastest wavelength tuning speed chosen. Next, the highest possible sweep range was determined experimentally and an adequate buffer stage (4x, 8x or 16x) was built.

2.3. FDML laser sources

Three different FDML laser sources, called *F*, *B8* and *B16*, were built and compared. The first source, *F* (see Fig. 2), features a *fiber*-based Fabry-Perot filter (FFP-TF, LambdaQuest LLC - special “no-gel” version with reduced damping), driven at 257kHz, followed by a 4x buffer stage resulting in a sweep rate of 1.0MHz. The sweep rate was limited by the response and the thermal stress of the piezo crystal in the filter. The other two lasers, *B8* and *B16* (see Fig. 3), use a home-built *semi-bulk optics* Fabry-Perot filter (BFP-TF) driven at 325kHz, followed by an 8x and 16x buffer stage, respectively. The *B8* laser has a sweep range of more than 100nm at 2.6MHz scan rate while *B16* provides a scan rate of 5.2MHz but is limited to 80nm by the filter: Larger tuning ranges were prevented by mechanical contact of the filter facets. The BFP-TF simply consists of two 0.5” mirror mounts holding the fibers, and the cavity makes use of a glass plate with reflective coating. For a compilation of the various parameters, see Table 2, which also includes the scanning protocol and 2D/3D-data set sizes in imaging application.

Table 2. Key Parameters of the 3 Different Setups^a

	<i>F</i>	<i>B8</i>	<i>B16</i>
FDML resonance frequency	257 kHz	325 kHz	325 kHz
Buffer factor	4	8	16
Eff. sweep rate per spot	1.0 MHz	2.6 MHz	5.2 MHz
Sweep range	110 nm	100 nm	80 nm (filter limited)
Filter FSR and width (-3dB)	205 nm, 340 pm	330 nm, 380 pm	330 nm, 380 pm
Linewidth (FWHM)	80 pm	150 pm	240 pm
Laser output power	4 x 6.35 mW	8 x 2.3 mW	16 x 1.17 mW
Booster output pwr (no mod.)	2 x 90 mW	2 x 100 mW	2 x 85 mW
Power on sample	4 x 16 mW (WS)	4 x 30 mW	4 x 25 mW
Measured sensitivity (SNR = 1)	105 dB	104 dB	98 dB
Shot noise limit	105 dB	104 dB	100 dB
Analog bandwidth	450 MHz (LPF)	1 GHz	1 GHz
Acquisition sample rate	1.25 GS/s	2.5 GS/s	2.5 GS/s
<i>R</i> number (roll-off)	0.34 mm/dB	0.21 mm/dB	0.10 mm/dB
-20dB roll-off OCT depth	6 mm	4.8 mm	2.3 mm
RIN@1GHz (sweep average)	1.0%	0.7%	1.5%
Samples per depth scan	1200	950	475
Depth resolution in tissue	11 um (WS)	11 um	13 um
3D scan size (D x L x F x S)	1200 x 600 x 85 x 4	950 x 640 x 100 x 4	475 x 1280 x 100 x 4
3D scan duty cycle	50%	90% (bidir)	90% (bidir)
Max fringe frequency (20dB)	(760 MHz)	1.25 GHz	1.1 GHz
2D depth scan line rate	4.1 MHz	10.4 MHz	20.8 MHz
Sustained 3D depth scan rate	2.1 MHz	9.4 MHz	18.7 MHz
Sust. 2D pixel rate (1 spot)	450 MHz	1.25 GHz	1.1 GHz
Sust. frame rate (4 spots)	3.3 kHz	14.6 kHz	14.6 kHz
Sust. 3D voxel rate (4 spots)	900 MVoxels/s	4.5 GVoxels/s	4.0 GVoxels/s

^aLaser *F* applied booster current modulation to Welch shape (WS), so that no software apodizing was necessary. Lasers *B8* and *B16* used constant booster current and a Hann shaped window function for imaging; their measured resolution is specified without apodizing. “bidir” denotes bidirectional scanning. The 3D scan size is limited by oscilloscope storage (256Mb): D x L x F x S specifies number of depth samples x number of depth scan lines per frame x number of frames x number of spots. For imaging at 1.25GS/s, a separate low pass filter (LPF) was used, so although the 20dB roll-off frequency is 760MHz without the LPF, the detection bandwidth of 450MHz has to be used for pixel and voxel rate computations.

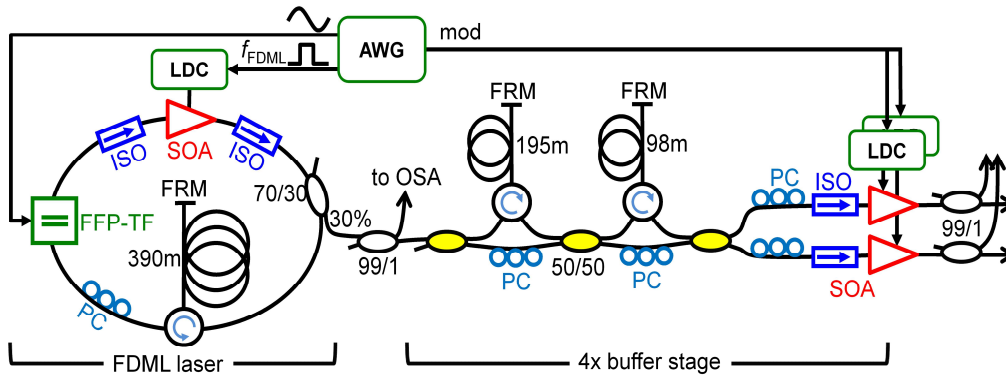


Fig. 2. FDML laser “F” with fiber-based filter (FFP-TF), followed by a 4x buffer stage with 2 booster SOAs. (FRM: Faraday rotation mirror; ISO: isolator; AWG: arbitrary waveform generator; PC: polarization controller; LDC: laser diode controller)

The basic setup of the FDML laser *F* is similar to the ones described previously [9,13,44,45]. To minimize polarization effects, laser *F* makes use of circulators in the cavity as well as in the buffer stage. We found that due to the highly polarization dependent gain of the booster semiconductor optical amplifiers (SOA, Covega type BOA-1132), reliable operation of all buffered sweeps over at least 100nm required the use of circulators and polarization controllers (PC) in each branch. In contrast to this, the faster lasers *B8* and *B16* and their buffer stages could be operated very well without circulators, probably because the shorter fiber spools reduced polarization effects.

Both setups include a 99/1 coupler between the laser and the buffer stages for wavelength monitoring on an optical spectrum analyzer (OSA). Further 99/1 couplers after each buffer SOA were integrated for sweep amplitude shaping [45] and monitoring of polarization controller adjustments.

The output coupler in the FDML laser cavity was placed after the SOA and not after the filter so that more power is available for the buffer stages and the booster SOAs. Although this design features two successive SOAs without filter in between, we found that it outperforms approaches where the output coupler is placed after the filter: The booster SOA *does* amplify ASE from the laser SOA, but the substantially higher input power saturates the booster and results in good suppression of booster ASE background. The overall ASE background therefore compares favorably to setups where the ASE-free *post-filter* laser output is boosted.

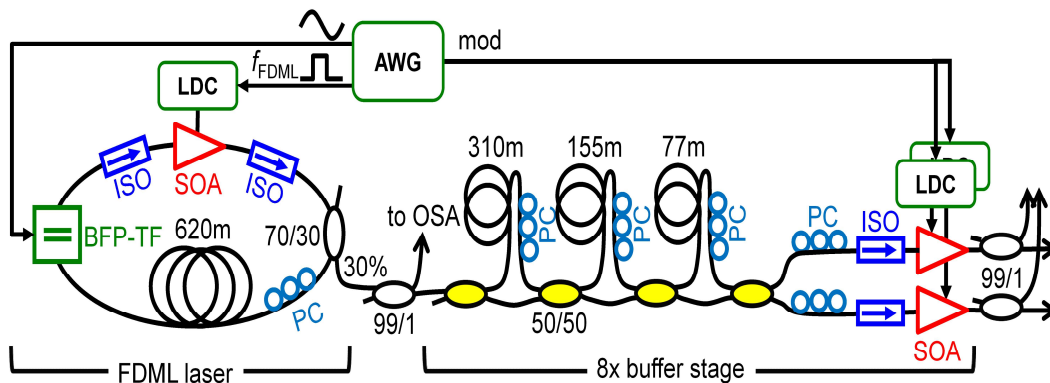


Fig. 3. FDML laser “B8” with bulk Fabry-Pérot tunable filter (BFP-TF), followed by an 8x buffer stage with 2 booster SOAs. The laser “B16” differs merely by adding another buffer stage element with 39m fiber delay.

All filters were driven by a multichannel arbitrary waveform generator (AWG; TTI TGA12104) followed by a home-built high speed piezo driver. Special, home built high-speed laser diode controllers (LDC) modulated the SOA current to enable FDML lasing over a fraction of a filter cycle only, as required for buffering (Laser *F*: duty cycle 25%, driver WL-LDC10D from Wieserlabs (www.wieserlabs.com), 6MHz bandwidth; lasers *B8* and *B16*: duty cycles 12.5% and 6.25%).

2.3 Multi-spot interferometer

The OCT sample is scanned with 4 separate laser spots to effectively quadruple the 3D acquisition speed. Figure 4 shows the 4-spot interferometer. Each of the two boosted outputs from the buffer stage supplies two spots. A fused fiber coupler splits the light from the buffer SOA into reference (20%) and sample arm (80%). The reference arm includes an adjustable common freespace delay of ~30cm matched to the free air path length of the sample arm for equal dispersion. Each of the spots has an individual adjustable delay (~2cm) to match the coherence gate among the spots. By slightly misaligning its freespace coupling, the reference arm power can be attenuated. The circulator in the reference arm serves two purposes: It compensates the dispersion introduced by the circulator in the sample arm and effectively reduces the mechanical length of the freespace common delay by a factor of 2. This interferometer design has the advantage that less power is wasted than by using a 50/50 coupler and an attenuator in the reference arm.

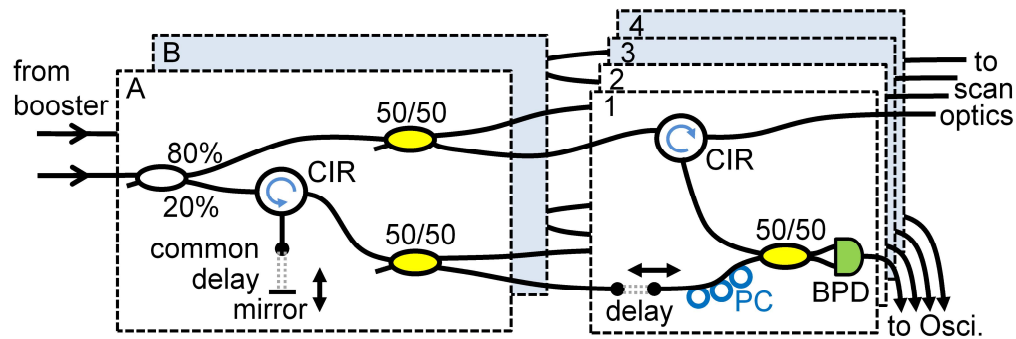


Fig. 4. 4-spot interferometer (CIR: circulator; BPD: balanced photo diode).

The fringe signal contrast is maximized for each spot using a polarization controller (PC). The signal is detected with a home built low-noise dual balanced InGaAs photoreceiver (BPD) with 1GHz bandwidth and 3300V/W trans-impedance gain (WL-BPD1GA from Wieserlabs (www.wieserlabs.com)). The photoreceiver is AC-coupled with a lower cutoff frequency slightly higher than the sweep repetition rate, in order to suppress background signal introduced by the chromatic imbalance of the 50/50 coupler in front of the detector. Fringe signals from an isolated reflection for setup *B16* are shown in Fig. 6 (right). Especially for large reference arm power near the excess noise limit, this chromatic imbalance forms the major electrical signal contribution on the ADC and hence limits the achievable dynamic range. By setting the lower 3dB cutoff frequency to $2 \cdot f_{\text{sweep}}$, signal contributions at the sweep repetition frequency are suppressed by 9dB. Hence, the first 2 depth resolution elements (which are normally unusable anyway) are traded in for typically 3-6dB more dynamic range.

2.4 Multi-spot scanner optics

Light from the 4 individual sample arms from the interferometer is focused on the sample at 4 different locations separated by 2mm along the slow axis of the galvanometer (galvo) mirrors of the beam scanner unit. Apart from aberrations in the objective, the axial focus plane is the same for all spots. This setup (see Fig. 5, left) allows the imaging system to simultaneously acquire 4 complete 2D B-frames along the fast galvo axis, with a spacing of 2mm.

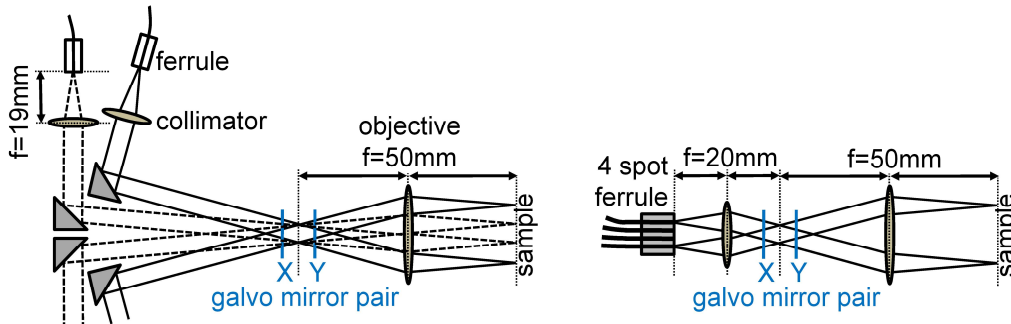


Fig. 5. Left: 4-spot imaging setup with XY-galvo scanner and objective. Right: Alternative approach with multi fiber ferrule.

For 3D imaging, the fixed 2mm distance requires that the 4 3D volumes of each spot cover an 8mm range along the slow axis. In practice, to help merging the data sets, we chose to scan slightly more than 2mm along the slow axis to obtain at least ~10% overlap between the 3D volumes acquired by the individual spots.

Each individual sample arm fiber is first collimated with a 19mm achromatic doublet. Prismatic mirrors for beam steering ensure all 4 beams cross each other right between the two galvo mirrors. This way, the required free aperture of the mirrors is just insignificantly larger than for a single collimated beam. A 50mm achromatic doublet forms the objective. It is placed 50mm from the galvo mirrors to achieve telecentric scanning.

The sample is located in the focus 50mm in front of the objective. The 50:19 lens ratio results in a theoretical spot size (mode field diameter) of $24\mu\text{m}$ on the sample. 2mm spot spacing is achieved by an angle of 2.3° between individual beams. This requires a distance $>14\text{cm}$ between the galvo mirrors and the prismatic mirrors due to the collimated beam diameter of 5.5mm.

Since the achromatic doublet is not specially corrected for off-axis projection, the backcoupling efficiency for the outer beams (~40%) is reduced compared to the central beams (~60%). Furthermore, the axial focal position differs slightly which can be compensated by adjusting the individual collimators. Despite these differences, Fig. 6 (left) shows that OCT imaging performance of all 4 spots is similar.

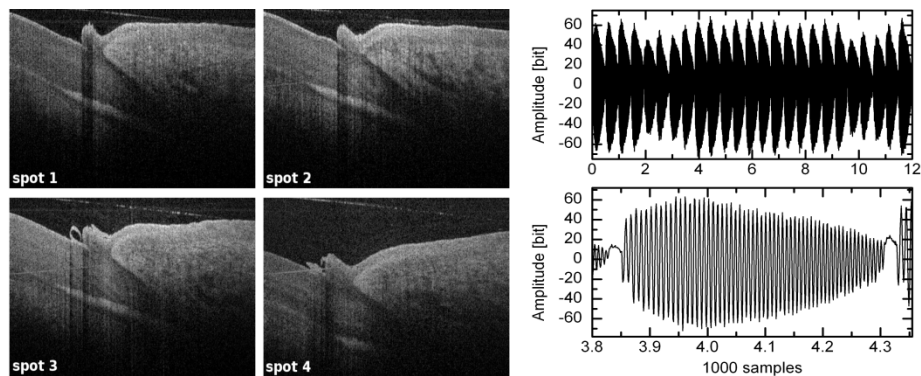


Fig. 6. Left: Frames from the 3D data set shown in Fig. 12 (center) acquired with setup *B8* at 2.6MHz depth scan rate. Each frame is from a different spot of the multi-spot setup and shows that all 4 spots deliver similar OCT performance. Each frame consists of 600 A-scans with 512 depth samples each; the 2D frame rate during 3D scanning was ~3.6kHz. Right: Interference fringes from the setup *B16* acquired at 2.5GS/s as used for imaging. The upper graph shows 25 sweeps and the lower graph is a magnification of the same data set showing a single sweep.

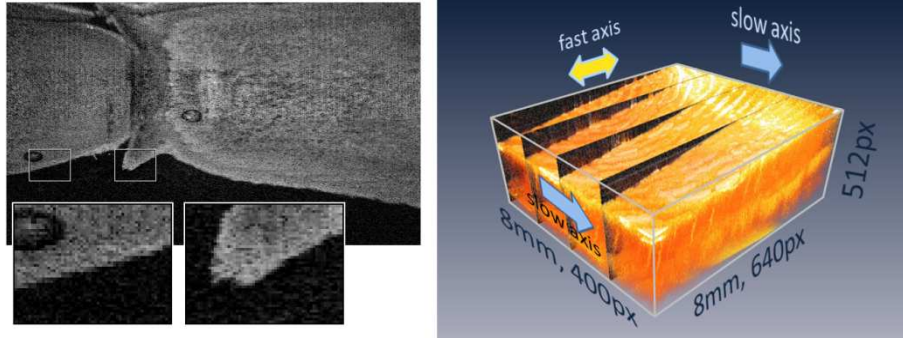


Fig. 7. Left: En-face cut (605 x 360 pixel) at depth position 100 samples (0.7mm) showing human nailfold. The fast axis is oriented horizontally. Small images show magnifications of selected image parts. Zipper artifact caused by bidirectional scanning and multispot operation are hardly visible. Right: Typical nearly-isotropic scanning protocol for 3D OCT imaging at 4 x 2.6MHz with setup *B8*. The final 3D data set has 512 depth samples, 605 A-scans per B-frame and 360 B-frames. Setup *B16* is similar but makes use of twice as many A-scans on the fast axis while providing half the number of depth samples. The shown 3D data was acquired with setup *B16* at 4 x 5.2MHz line rate (14.6kHz frame rate) and shows human skin with well visible perspiratory glands.

We also investigated an alternative realization of the multi-spot imaging setup, using a home built multi fiber ferrule (Fig. 5, right). This approach was similar to the one used in [40]. For a spot spacing of 2mm on the sample, the ferrule requires a fiber spacing of 0.8mm and forces a clear aperture >8mm on a 20mm collimator. Using an achromatic doublet as collimator, we found that the outer spots suffer from poor backcoupling efficiencies of merely ~10% (inner spots: ~45%) due to aberrations caused by these off-axis beams. Hence, without a specially designed multi-element objective, for our setup, the multi-fiber ferrule approach is inferior compared to the setup described earlier. Hence, all the data presented in the following was acquired with the multi-collimator setup.

2.5. 3D data acquisition

The main goal of 3D imaging is to generate an isotropically sampled 3D cube with roughly equal numbers of voxels in both scanning directions and a roll-off limited number of voxels along the depth direction. From the roll-off characteristic of the setup *B8*, a sample rate of 2.5GS/s is the best available choice (1.25GS/s is below Nyquist while 5GS/s would waste storage). A typical A-scan acquired this way consists of 950 samples resulting in 475 depth samples after Fourier transform (alternatively 512 samples with 8% zero padding). The available oscilloscope storage then allows for a raster grid of 640 A-scans per B-frame and 400 B-frames. Accounting for 15% overlap between the spots, the resulting 3D data set is 640 x 340 x 512 voxels. For this protocol, a B-frame is acquired in only 246 μ s equivalent to a frame rate of 4065Hz for each spot. Similar considerations led to the 3D scan size of setup *F* with 340 frames in total and 600 scans per frame (see Table 2).

2.6. Bidirectional scanning and removal of “zipper” artifacts

Imaging at high speed puts high stress on the fast axis galvo scanner and pushes non-resonant scanners to their mechanical limits. In the slow 4MHz setup *F*, the galvo scanner was driven with a modified triangle waveform resulting in a linear scan during 50% of the time and deceleration, flyback and acceleration in the other 50%. This 50% scan duty cycle effectively decreases the sustained 3D voxel rate since half the time is spent waiting for the mirror to return. For setups *B8* and *B16*, this gets even worse: It turned out that 246 μ s/B-frame from setup *B8* is already at the limit of what the galvo mirror can do in *sinusoidal* motion. For this reason, the data sets from *B16* feature a scanner-limited number of 1280 A-scans per B-frame.

To work around the scan speed limitation imposed by dead times during galvo mirror flyback and in order to compensate for the sinusoidal motion of the mirrors at the required high speeds, we use a bidirectional scanning protocol for the fast axis. Bidirectional scanning with non-resonant galvo scanners usually generates “zipper”-like artifacts caused by off-axis vibrations of the mirror. Scans in forward and backward direction exhibit slightly different appearance showing up as an interlaced line artifact. To remove this artifact, prior to imaging, we performed a 3D scan of a film stripe target with 0.5mm line spacing with the same bidirectional scan parameters as used later for imaging the sample of interest. The lines were oriented parallel to the slow axis. The resulting 3D data set was integrated along the depth direction to obtain a flattened 2D “top view” on the stripe target. This image gives good contrast and allows to identify 16 individual stripes for an 8mm scan range. The B-frame sampling trigger was adjusted so that forward and backward scans show up symmetrically and hence cover the same image area. All odd and all even frames were averaged to obtain two stripe cuts, corresponding to forward and backward scan directions. In these cuts, the stripes show up as peaks with good contrast. They are not equally spaced because of the sinusoidal motion of the scanner. Due to bidirectional scanning, odd and even frames differ in their scan direction, so the first peak in the forward cut can be identified with the last peak in the backward cut. By identifying each of the 16 peaks in both scan directions, a 5th order interpolation polynomial can be obtained for each scan direction. These 2 polynomials stay valid as long as the scan parameters remain unchanged and were used to convert all B-frames during subsequent 3D imaging. The described method is highly effective and the “zipper”-like stripe effect caused by errors introduced during the process is barely visible in volumetric data renderings as well as in en-face cuts (see Fig. 7).

2.7. Merging data sets from multiple spots

For 3D image generation, 4 individual 3D cubes, one for each spot, have to be fused into one. The scan ranges were chosen to overlap by about 15%, so that 4 x 100 B-frames could be merged into one 3D data set containing 340 frames. The overlapping frames were simply cut out from one of the data sets but help aligning the 4 individual cubes. Although the optical setup was adjusted carefully, we found that a shift of 1-2 voxels along the fast axis was necessary for smooth transition. Furthermore, due to slightly different reference arm power and backcoupling efficiencies, the cut levels during post-processing were set differently for each sub-cube to achieve equal contrast and brightness. Once adjusted, offsets and cut levels were found constant throughout the imaging session.

The scan optics (Fig. 5) uses pre-objective telecentric scanning so that the optical path length stays constant during scanning and hardly any depth curvature is introduced in the OCT data. This is especially important when merging data sets from multiple distinct imaging spots to avoid introducing image artifacts. The almost completely seamless image fusion of the 4 different 3D data sets as well as the artifact removal during line interlacing by our algorithm is shown in Fig. 7 (left).

3. Results

3.1. Characterization of the swept laser sources

All presented setups were characterized for several properties including power, sweep range, RIN, sensitivity and measured resolution. The numbers are summarized in Table 2.

All lasers exhibit good relative intensity noise (RIN) performance. Inter-sweep RIN values [27] covering a detection bandwidth from 5MHz to 1GHz were <1.5% (see Table 2). This is especially important for high speed imaging because usually, lower trans-impedance gain in high speed photodiodes has to be compensated by increased reference arm power.

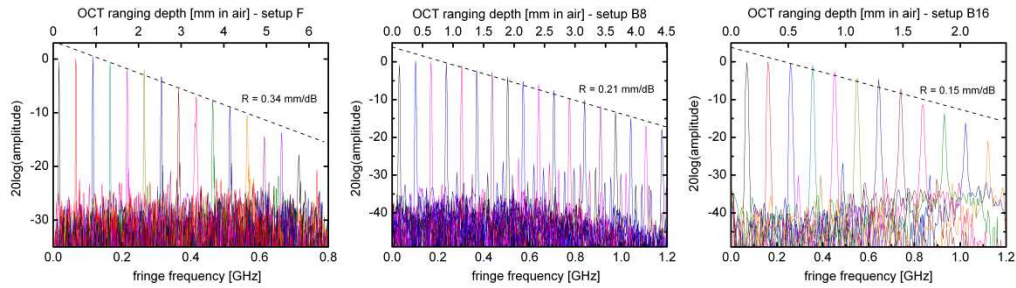


Fig. 8. Roll-off characteristics of the lasers (*F*, *B8*, *B16*), measured after the booster SOA. The lasers with bulk filters show significant side lobes caused by amplitude modulation over the sweep introduced by an uncoated glass surface within the home built Fabry Perot filter.

Lower-noise laser sources allow for higher reference arm power levels before excess noise from the laser starts to dominate the total observed noise. We found that especially for the setups *B8* and *B16*, the fine adjustment of the FDML sweep frequency to values with low RIN was necessary to achieve good sensitivity and OCT images free of excess noise.

Setups *F* and *B8* reach shot-noise limited detection when a suitable reference arm power is adjusted; setup *B16* comes very close lacking only 2dB to shot noise limit. We used a reference arm power of $\sim 1\text{mW}$ for all three configurations; the oscilloscope's vertical gain was set to achieve a full range between 100 and 400mV for sensitivity measurements and imaging. Due to this high reference arm power, chromatic imbalance in the interferometer creates a large background, despite the use of a dual balanced detection. This chromatically imbalanced background has previously been identified to prevent shot noise limited detection in certain setups [46].

Here, we find that for configurations *F* and *B8*, the excellent RIN performance of the FDML lasers [27] allows to reach shot noise limited detection. For configuration *B16*, its increased RIN makes the sensitivity fall 2dB short of shot noise.

The measured sensitivity (as specified in Table 2) was obtained by use of a calibrated reflector in the sample arm (filter with OD 2.8 in front of a mirror) and observing the resulting SNR of the OCT signal (i.e. peak height to RMS noise). It represents the true sensitivity of the imaging setup despite its back-coupling losses. The corresponding shot noise limited sensitivity in Table 2 was computed from the sample arm power for an SNR of 1 and reduced by the sample-to-detector back-coupling ratio. This means, a lossless beam delivery unit would increase both values in the table.

The roll-off performance of the sources is shown in Fig. 8. It is noteworthy that for setups *B8* and *B16*, the 20dB roll-off depth occurs at fringe frequencies above 1GHz which is above the analog bandwidth of our oscilloscope. These setups also exhibit distinct sharp side lobes at $\sim 100\text{MHz}$ (setup *B8*) and $\sim 200\text{MHz}$ (setup *B16*) offset caused by laser amplitude ripples introduced by the home-made bulk optics Fabry-Perot filter.

3.2. Imaging performance

For setup *F*, due to mentioned constraints in acquisition memory, the sampling rate was set to 1.25GS/s and hence a 450MHz lowpass filter was inserted to avoid aliasing of signals above Nyquist frequency. Setups *B8* and *B16* were acquired at 2.5GS/s with a bandwidth of $\sim 1\text{GHz}$; see Table 2 for a summary. We find that the images, especially those generated with the setup *B8* at a sweep rate of 2.6MHz, show remarkable quality similar to images acquired at much lower speed.

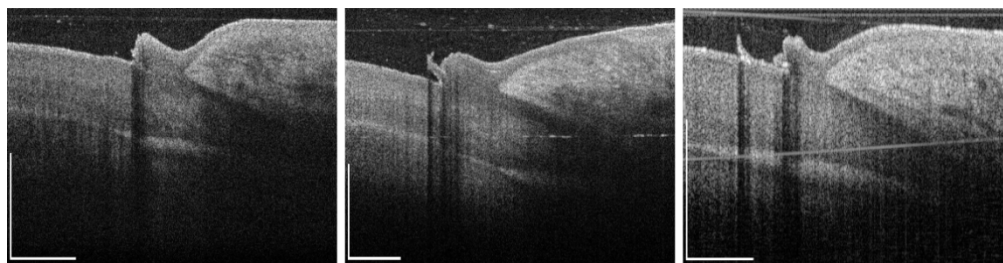


Fig. 9. Direct comparison of imaging performance of the three setups *F*, *B8* and *B16* (left to right): The images show in-vivo B-frames of human finger (nail bed) acquired at 1.0, 2.6 and 5.2MHz depth scan rate, respectively. All three images are single non-averaged B-frames consisting of 1250 A-scans each. The corresponding acquisition times were 1.3ms, 480 μ s and 240 μ s, respectively. Scale bars denote 1mm in water.

Figure 9 is a direct comparison of OCT imaging performance of the three presented setups. The images showing in-vivo nail bead of the same finger consist of 1250 A-scans each, and were not subject to averaging. The acquisition times were 1.3ms, 480 μ s and 240 μ s, respectively (only 1 of the 4 imaging spots used). We find the quality of all three images is remarkably good, although the image of setup *B16* exhibits larger speckle size due to the reduced sweep range.

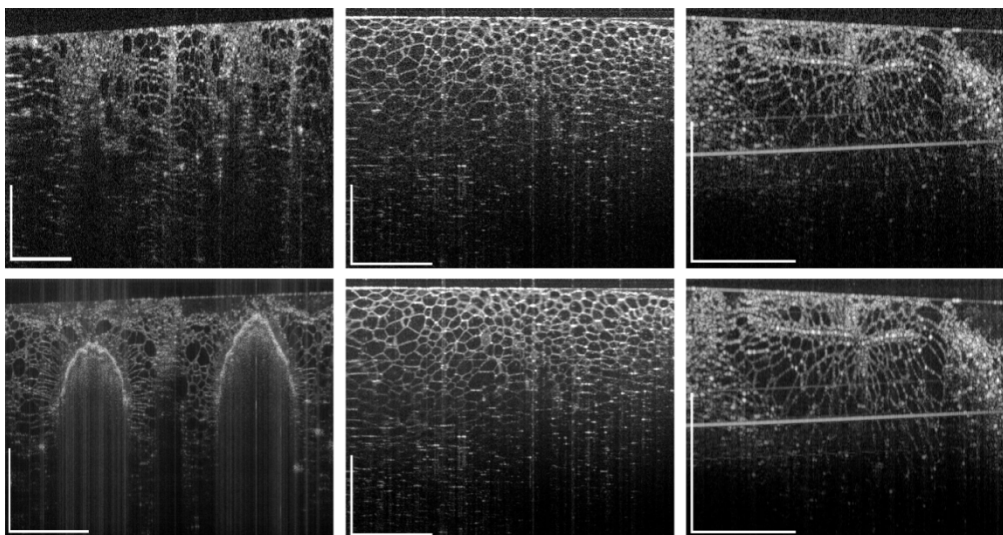


Fig. 10. Image comparison of the setups *F*, *B8* and *B16* (left to right) at 1.0, 2.6 and 5.2MHz depth scan rate showing cellular structures of kiwi (left) and cucumber (center and right). The top row shows single B-frames, each consisting of 800 A-scans and acquired in 800 μ s, 310 μ s and 155 μ s, respectively. The bottom row shows gliding frame averages over several B-frames: For setups *B8* and *B16* (center, right), the lower images are gliding averages over 5 such B-frames as shown on the top row and taken in intervals of \sim 1s. For setup *F* (left), 10 frames consisting of 1024 A-scans of a different location in the kiwi were averaged in acquisition intervals of \sim 1s. Scale bars denote 1mm in water.

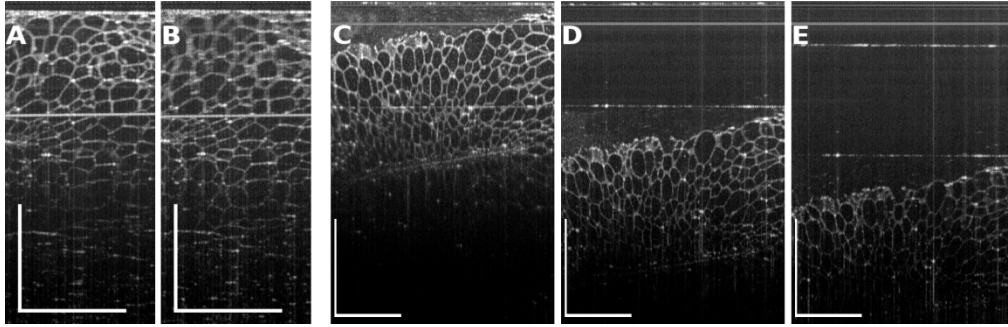


Fig. 11. Images of cucumber taken with setup *B8* at 2.6MHz depth scan rate. A, B: Increased penetration by focusing deeper into the sample while sacrificing sharpness near the surface. (208 A-scans cut out, slow gliding average over 5 frames) C-E: Imaging the same sample at 3 different positions shows that the 2.6MHz system can deliver signal even from 3mm imaging depth as expected from the roll-off performance (670 A-scans cut out, slow gliding average over 5 frames). Scale bars denote 1mm in water.

A similar comparison can be seen in Fig. 10 showing cellular structures (kiwi slice for setup *F* and cucumber slices for setups *B8* and *B16*). The top row shows single B-frames made up of merely 800 A-scans (acquisition time: 800 μ s, 310 μ s, 155 μ s). On the bottom row, gliding averages over several B-frames taken in intervals of \sim 1s are shown. The gliding average uses an exponential damping of the image content of previous frames by computing each pixel as $p_{t+1} = [p_{t-1} \cdot (n-1) + p_t]/n$ where n is the specified number of averaged frames. The interval time is given by the live preview frame rate of our software and dominated by data transmission time over network and additional delays found to be necessary during remote configuration of the oscilloscope.

Figure 11 (right) shows the behavior of the imaging system regarding OCT ranging depth. It can be seen that even at 2.6MHz depth scan rate, the OCT depth range is larger than the depth of field of the applied 50mm objective and covers all the ranging depth expected from the roll-off performance (Fig. 8). In the images a couple of horizontal line-artifacts can be seen: The well-pronounced line just above the figure caption letters is of constant brightness across all A-scans. The exact origin of this line is unknown, however, it can be suppressed by background subtraction. Therefore, it is barely visible in most images, but in the image series C, D, E, an outdated background data set had been used. Slight drift in the laser requires to capture a background data set (consisting of the average of 100 A-scans) every \sim 5 minutes.

The lower line in C is the mirrored reflection from the glass surface of the 1mm glass plate which holds the cucumber sample. In the image C, this line is the folded back mirror image of the *near* glass surface and hence strikes right through the cucumber sample. In D, this line is the *far* glass surface which has direct contact to the cucumber sample. It appears to be at the same depth just as a matter of coincidence but in fact these 2 lines in C and D are different glass surfaces. In E, both the glass surfaces can be seen. The *near* glass surface is not visible in D because it was positioned right at zero delay and cropped away together with the first 5 depth samples of each image. As can be seen in Fig. 11, A and B, the penetration depth can be increased by focusing deeper into the sample when sacrificing sharpness near the surface.

Complete 3D reconstructions of volumetric data sets can be seen in Fig. 12; a corresponding 3D movie for each setup is available online.

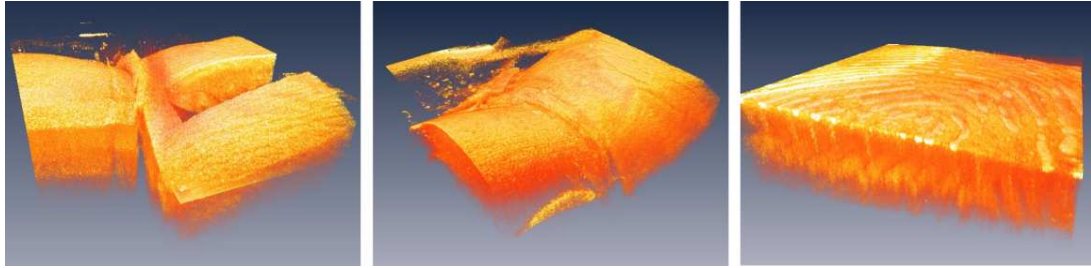


Fig. 12. 3D reconstructions of OCT data: 3D movies online. Left: (Media 1) Human finger near the nail with certain parts cut out to reveal internal structure. Data acquired with setup *F* at 1MHz scan rate. The data set consists of 306 frames, each frame has 600 A-scans with 350 depth pixels after cropping. Center: (Media 2; high-resolution version: Media 3) Human finger near the nail consisting of 340 frames, each frame made up of 600 A-scans containing 512 depth samples (cropped to 350 pixels in depth). Imaging was performed with setup *B8* at 4 x 2.6MHz depth scan rate. The complete acquisition (including galvo dead times) was performed in 25ms. Right: (Media 4) Human skin taken with setup *B16* at 4 x 5.2MHz depth scan rate. The 3D cube consists of 360 frames with a size of 1200 A-scans. Depth samples were zero-padded to 512 samples after FFT and then cropped to 330 pixels. The total acquisition time including galvo dead time was 25ms.

3.3. Volume averaging as new method for speckle reduction in multi-MHz OCT

Image quality in multi-kHz systems can be improved by averaging multiple B-frames. Not only shot noise and noise from the acquisition system is reduced but usually also the speckle “noise” is lowered due to sample motion, thermal motion diffusion and similar effects, resulting in a better image. However, in very fast OCT systems, such as the ones presented here, B-frame averaging at full acquisition speed does not significantly reduce speckle content: As can be seen in Fig. 13, the speckle pattern is found to be fairly stable over successive B-frames acquired at a rate of ~ 2 kHz. While the background noise is reduced, the speckle pattern stays nearly unaffected.

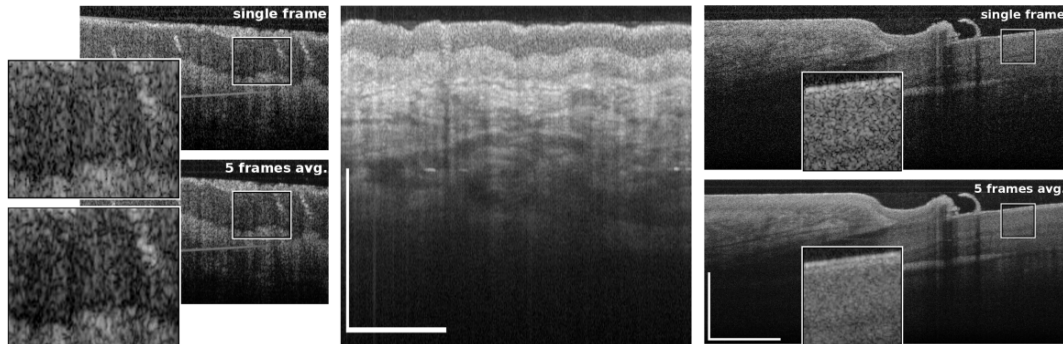


Fig. 13. Comparison of different averaging protocols. Left: Single B-frame (top) with 600 A-scans and an average over 5 such B-frames (bottom). The images were acquired with setup *B16* at 5.2MHz line rate and show human skin with visible perspiratory glands. The averaged frames were acquired at a rate of ~ 2 kHz and show stable speckle behavior as can be seen in the magnified parts. Center: In-vivo image of human skin (finger midjoint) taken with setup *B8* at 2.6MHz depth scan rate. The shown image is a gliding average over 5 consecutive B-frames each consisting of 700 depth scans and acquired at a frame rate reduced to ~ 1 Hz. The image not only shows remarkable penetration depth but also reduced noise and speckle. Right: Images of human nailfold with 1200 A-scans taken with setup *F* at 1MHz depth scan rate. The top image is a single B-frame while the bottom image is an average of 5 such B-frames spaced apart by $12\mu\text{m}/\text{frame}$ along the slow axis and acquired at a frame rate of ~ 300 Hz. The magnifications show the speckle reduction effect. Scale bars denote 1mm in water.

If, in contrast, B-frame averaging is performed at a slower frame rate, the speckle contrast reduces, as can be seen in Figs. 10 (bottom row) and 13 (center). Hence, multi-MHz OCT imaging offers a completely new averaging option: For speckle reduction, several complete 3D data sets can be acquired successively and then averaged ensuring that the same point in the sample is sampled at a sufficiently low repetition rate. The effect is expected to be similar to the shown frame averages taken at lower frame rates. Alternatively, a 3D cube with very high aspect ratio can be acquired which consists of merely a few B-frames slightly separated along the slow axis. These B-frames can be averaged for speckle reduction as shown in Fig. 13 (right). Shot noise and acquisition noise can be suppressed by any of the presented averaging methods. We find that for best image quality, the optimum number of averaged acquisitions is 5-8.

4. Conclusion and outlook

In conclusion, we present OCT imaging with good image quality at up to 20 million lines per second. A sustained net voxel rate of 4.5GVoxels per second is achieved over a 950 x 640 x 360 volume. Such a 3D data set is acquired within 25ms. 4.5GVoxels per second, 14,600 frames per second and a volume acquisition time corresponding to 40 volumes per second represents the fastest sustained 2D and 3D OCT speed demonstrated so far measured by frame rate, line rate and voxel rate.

Several techniques to push the speed have been applied, and the related performance data, problems and advantages of laser, data acquisition system and optical layout are discussed in detail. This includes the design and implementation of an FDML laser with a 5MHz wavelength sweep repetition rate, the layout of an optical multi-spot beam delivery system with a greatly improved back-coupling efficiency, a novel algorithm for line de-interlacing from the bidirectional scans, and an algorithm for seamless fusion of the different 3D data volumes.

This work implies that in the future, multi-megahertz OCT systems with good image quality might be available for high definition 3D snapshots in a series of applications. This might dramatically improve the ease of use in clinical application with patients.

Further, especially for the extraction of phase information for Doppler imaging this high speed offers the great advantage that by comparing adjacent A-scans and simultaneously adjacent B-frames, a huge dynamic range of Doppler flow velocities could be measured.

Also, by simply averaging adjacent voxels from the stable speckle pattern of a 3D volume, the image quality can be improved in a much more defined way than by frame averaging with slower systems and relying on sample motion. Considering frame counts of 3-7 for effective speckle averaging, multi-megahertz OCT systems can provide high quality images at many 100kHz.

The reduction of the total scanning time combined with ultra-rapid translation of the spot on the sample might also enable increased optical powers on the sample because of the reduced total absorbed energy. It should be emphasized that for a single OCT volume acquisition, once the scan speed is fast enough to represent only a pulsed illumination for each spot on the sample, further increased OCT imaging speed at constant sensitivity might be possible since the amount of light (i.e. the amount of photons per scanned sample location) stays constant, so more power can be applied.

Acknowledgements

The authors acknowledge support from Prof. W. Zinth at the Ludwig-Maximilians-University Munich. This research was sponsored by the Emmy Noether Program of the German Research Foundation (DFG - HU 1006/2-1) and the European Union project FUN OCT FP7 HEALTH, contract no. 201880.

3 Verständnis der grundlegenden Funktionsweise

Neben dem Erreichen technologischer Fortschritte bei FDML-Lasern und deren Einsatz in der optischen Kohärenztomografie, war es auch Ziel dieser Arbeit, das Verständnis über die grundlegende Funktionsweise der Fourierdomänen Modenkopplung zu erweitern. Erst durch ein Verständnis des Zusammenspiels der unterschiedlichen Faserkomponenten und des Einflusses der darin auftretenden physikalischen Effekte können wichtige Lasereigenschaften wie die instantane Linienbreite verbessert werden und fundamentale Fragen geklärt werden, wie genau Modenkopplung in diesem Operationsmodus stattfindet.

Die in Kapitel 3.1 abgedruckte Publikation „*Dispersion, coherence and noise of Fourier domain mode locked lasers*“ beschäftigt sich mit der Frage, welchen Einfluss die durch die Glasfaser hervorgerufene Dispersion auf die beiden Lasereigenschaften instantane Linienbreite und relatives Intensitätsrauschen hat. Die Dispersion stellt im FDML-Laser ein Problem dar, da die periodische spektrale Filterung resonant zur Lichtumlaufzeit erfolgt, die dann wellenlängenabhängig wird. Hierdurch wachsen nach entsprechend vielen Umläufen die Resonatorverluste für diejenigen Wellenlängen an, die den spektralen Filter nicht mehr im Transmissionsmaximum seiner Mittenwellenlänge treffen, was zur Unterbrechung und zum Neustart der Lasertätigkeit aus dem Fluoreszenzuntergrund führt. In diesem Modell würde man durch Dispersion eine Vergrößerung der instantanen Linienbreite und eine Erhöhung des Laserrauschens erwarten, abhängig von der Transmissionsbreite des spektralen Filter, welche bestimmt, nach wie vielen Umläufen die Lasertätigkeit zusammenbricht. Die Dispersion der Glasfaser ist bei 1550 nm zwar größer als bei 1310 nm, lässt sich aber durch den Einsatz von Dispersionskompensationsfaser um zwei Größenordnungen reduzieren, was eine Variation dieses Parameters ermöglicht. Für die Untersuchung wurde deshalb ein FDML-Laser bei einer Zentralwellenlänge von 1550 nm aufgebaut. Instantane Linienbreite und Intensitätsrauschen wurden für zwei unterschiedlich große Dispersionswerte bei jeweils zwei Fabry-Pérot Filtern, die sich in ihrer Transmissionsbreite um über eine Größenordnung unterschieden, untersucht. Um diese Eigenschaften besser mit anderen schnell abstimmbaren Lasern ähnlicher Spezifikationen vergleichen zu können, wurden in der Publikation jeweils neue Metriken eingeführt. Insgesamt konnte gezeigt werden, dass sich, wie erwartet, die Linienbreite durch die Kompensation der Dispersion erheblich verringern lässt. Die Aussagen bezüglich des Intensitätsrauschens sind hingegen weniger klar, was auf ein noch unzureichendes Verständnis der Fourierdomänen Modenkopplung schließen lässt und weitere Experimente erforderlich macht. Einen alternativen Zugang bieten numerische Simulationen, wenn sie mit experimentellen Daten wie Laserleistung, Rauschen oder instantaner Linienbreite verglichen werden.

In der in Kapitel 3.2 abgedruckten Publikation „*A theoretical description of Fourier domain mode locked lasers*“ wird erstmals ein theoretisches Modell eines FDML-Lasers präsentiert, welches anhand numerischer Simulationen und experimenteller Mes-

sungen validiert wird. Diese Publikation ist in Zusammenarbeit mit C. Jirauschek entstanden, welcher die Herleitung der Gleichungen, deren Implementation in Software und die numerische Simulation durchgeführt hat. Auf der experimentellen Seite musste der FDML-Laser zunächst sehr genau charakterisiert werden. Dazu wurden Dispersion und Verlust des Resonators spektral abhängig bestimmt sowie die Verstärkung des Halbleiterverstärkers in Abhängigkeit von Eingangsleistung und Wellenlänge parametrisiert. Ausgangspunkt für die theoretischen Betrachtungen war die nichtlineare Schrödingergleichung (NSG) mit der Näherung langsam variierender Amplituden. Dabei werden Effekte wie Dispersion, Selbstphasenmodulation, spektral abhängige Verstärkung und Verlust sowie die Linienverbreiterung im Halbleiterverstärker [94] berücksichtigt. Ein Problem bei der numerischen Lösung der NSG ist das große Zeit-Bandbreite-Produkt eines FDML-Lasers, bedingt durch den großen Abstimmbereich während einer extrem langen Periode. Um eine genügend hohe spektrale und zeitliche Auflösung in der Simulation zu erreichen, wäre deshalb eine kaum handhabbare Menge an Gitterpunkten nötig. Man kann sich jedoch die Tatsache zu Nutze machen, dass im Laser Spektrum und Zeit bzw. Ort nicht beliebig verteilt sind, sondern einer idealerweise linearen Relation unterliegen. Deshalb bietet es sich an, zu jedem Zeitpunkt bzw. Ort im Laser nur einen kleinen spektralen Bereich um die jeweilige instantane optische Frequenz, die durch den Filter fest vorgegeben wurde, zu betrachten, was die Zahl der notwendigen Gitterpunkte um einen Faktor 1000 reduziert und somit die Simulationszeit drastisch verkürzt. Die sich ergebende nichtlineare partielle Differentialgleichung wurde dann mit der sogenannten *Split-Step* Methode numerisch gelöst. Hierbei werden linearer und nichtlinearer Teil der Differentialgleichung unabhängig voneinander gelöst, wobei der lineare Teil im Frequenzbereich und der nichtlineare Teil im Zeitbereich zu behandeln sind. Die Simulation der Gleichung erfolgt durch Aufteilung der Propagationsstrecke in kleine Subintervalle und der stationäre Zustand wird schließlich durch Propagation über viele Resonatorumläufe gewonnen. In dieser Veröffentlichung wurde zunächst nur die Laserleistung während eines Abstimmzyklus für verschiedene kleine Abweichungen der idealen Treiberfrequenz betrachtet und mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Dabei konnte gezeigt werden, dass die Ausgangsleistung des Lasers bestimmt wird von den Verstärkungs- und Sättigungseigenschaften des Halbleiterverstärkers, den spektral abhängigen Resonatorverlusten, der Dynamik des Spektralfilters und der Linienverbreiterung im Verstärkungsmedium.

3.1 Dispersion, Kohärenzlänge und Rauschen

Der Einfluss der Dispersion eines mit der Fourierdomänen Modenkopplung betriebenen Ringresonators auf die Kohärenz- und Rauscheigenschaften der Laserstrahlung war bisher nicht untersucht. Die ersten detaillierten Untersuchungen hierzu finden sich im Abdruck³ des Artikels

B. R. Biedermann, W. Wieser, C. M. Eigenwillig, T. Klein, and R. Huber, "Dispersion, coherence and noise of Fourier domain mode locked lasers," *Optics Express* **17**, 9947-9961 (2009)

den ich mit W. Wieser, C. Eigenwillig, T. Klein und R. Huber verfasst habe. Die Dispersion innerhalb des Resonators konnte durch den Einsatz von Dispersionskompensationsfaser soweit reduziert werden, dass eine Erniedrigung der instantanen Linienbreite um über eine Größenordnung gegenüber der Breite des Spektralfilters gelang. In der Veröffentlichung werden Rauschen und Kohärenzlänge nicht nur in Abhängigkeit der Treiberfrequenz des Lasers quantifiziert, sondern auch neue Metriken eingeführt, mit deren Hilfe sich diese Eigenschaften leicht mit anderen Laserquellen vergleichen lassen.

³ © 2009 Optical Society of America, Inc.

Dispersion, coherence and noise of Fourier domain mode locked lasers

Benjamin R. Biedermann, Wolfgang Wieser, Christoph M. Eigenwillig,
Thomas Klein and Robert Huber*

*Lehrstuhl für BioMolekulare Optik, Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität München,
Oettingenstr. 67, 80538 Munich, Germany*

*Corresponding author: Robert.Huber@Physik.Uni-Muenchen.DE

Abstract: We report on the effect of chromatic dispersion on coherence length and noise of Fourier Domain Mode Locked (FDML) lasers. An FDML laser with a sweep range of 100nm around 1550nm has been investigated. Cavity configurations with and without dispersion compensation have been analyzed using different widths of the intra-cavity optical band-pass filter. The measurements are compared to non-FDML wavelength swept laser sources. Based on these observations, a simple model is developed providing a connection between timing, photon cavity lifetime and characteristic time constant of the filter. In an optimized configuration, an instantaneous laser linewidth of 20pm is observed, corresponding to a 10x narrowing compared to the intra-cavity optical band-pass filter. A relative intensity noise of -133dBc/Hz or 0.2% at 100MHz detection bandwidth during sweep operation is observed. For optimum operation, the filter drive frequency has to be set within 2ppm or 120mHz at 51kHz.

©2009 Optical Society of America

OCIS codes: (140.3600) Lasers, tunable; (110.4500) Imaging systems: Optical coherence tomography; (120.3180) Instrumentation, measurement, and metrology: Interferometry; (110.4280) Noise in imaging systems; (260.2030) Dispersion; (170.4500) Optical coherence tomography

References and links

1. R. Huber, M. Wojtkowski, and J. G. Fujimoto, "Fourier Domain Mode Locking (FDML): A new laser operating regime and applications for optical coherence tomography," *Opt. Express* **14**, 3225-3237 (2006).
2. R. Huber, 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," *Opt. Express* **13**, 3513-3528 (2005).
3. D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto, "Optical Coherence Tomography," *Science* **254**, 1178-1181 (1991).
4. S. H. Yun, G. J. Tearney, J. F. de Boer, N. Iftimia, and B. E. Bouma, "High-speed optical frequency-domain imaging," *Opt. Express* **11**, 2953-2963 (2003).
5. S. H. Yun, C. Boudoux, G. J. Tearney, and B. E. Bouma, "High-speed wavelength-swept semiconductor laser with a polygon-scanner-based wavelength filter," *Opt. Lett.* **28**, 1981-1983 (2003).
6. R. Huber, M. Wojtkowski, J. G. Fujimoto, J. Y. Jiang, and A. E. Cable, "Three-dimensional and C-mode OCT imaging with a compact, frequency swept laser source at 1300 nm," *Opt. Express* **13**, 10523-10538 (2005).
7. M. Y. Jeon, J. Zhang, and Z. P. Chen, "Characterization of Fourier domain mode-locked wavelength swept laser for optical coherence tomography imaging," *Opt. Express* **16**, 3727-3737 (2008).
8. M. Y. Jeon, J. Zhang, Q. Wang, and Z. Chen, "High-speed and wide bandwidth Fourier domain mode-locked wavelength swept laser with multiple SOAs," *Opt. Express* **16**, 2547-2554 (2008).
9. G. Y. Liu, A. Mariampillai, B. A. Standish, N. R. Munce, X. J. Gu, and I. A. Vitkin, "High power wavelength linearly swept mode locked fiber laser for OCT imaging," *Opt. Express* **16**, 14095-14105 (2008).
10. Y. Mao, C. Flueraru, S. Sherif, and S. Chang, "High performance wavelength-swept laser with mode-locking technique for optical coherence tomography," *Opt. Commun.* **282**, 88-92 (2009).
11. D. C. Adler, 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," *Opt. Lett.* **32**, 626-628 (2007).

12. T. Klein, W. Wieser, B. R. Biedermann, C. M. Eigenwillig, G. Palte, and R. Huber, "Raman-pumped Fourier-domain mode-locked laser: analysis of operation and application for optical coherence tomography," *Opt. Lett.* **33**, 2815-2817 (2008).
13. J. J. Armstrong, M. S. Leigh, D. D. Sampson, J. H. Walsh, D. R. Hillman, and P. R. Eastwood, "Quantitative upper airway imaging with anatomic optical coherence tomography," *American Journal of Respiratory and Critical Care Medicine* **173**, 226-233 (2006).
14. D. C. Adler, S. W. Huang, R. Huber, and J. G. Fujimoto, "Photothermal detection of gold nanoparticles using phase-sensitive optical coherence tomography," *Opt. Express* **16**, 4376-4393 (2008).
15. D. C. Adler, J. Stenger, I. Gorczynska, H. Lie, T. Hensick, R. Spronk, S. Wolohojian, N. Khandekar, J. Y. Jiang, S. Barry, A. E. Cable, R. Huber, and J. G. Fujimoto, "Comparison of three-dimensional optical coherence tomography and high resolution photography for art conservation studies," *Opt. Express* **15**, 15972-15986 (2007).
16. P. M. Andrews, Y. Chen, M. L. Onozato, S. W. Huang, D. C. Adler, R. A. Huber, J. Jiang, S. E. Barry, A. E. Cable, and J. G. Fujimoto, "High-resolution optical coherence tomography imaging of the living kidney," *Laboratory Investigation* **88**, 441-449 (2008).
17. R. Huber, 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," *Opt. Lett.* **32**, 2049-2051 (2007).
18. L. A. Kranendonk, 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," *Opt. Express* **15**, 15115-15128 (2007).
19. L. A. Kranendonk, R. Huber, J. G. Fujimoto, and S. T. Sanders, "Wavelength-agile H₂O absorption spectrometer for thermometry of general combustion gases," *Proc. Combust. Inst.* **31**, 783-790 (2007).
20. V. J. Srinivasan, D. C. Adler, Y. L. Chen, I. Gorczynska, R. Huber, J. S. Duker, J. S. Schuman, and J. G. Fujimoto, "Ultrahigh-Speed Optical Coherence Tomography for Three-Dimensional and En Face Imaging of the Retina and Optic Nerve Head," *Invest. Ophthalmol. Visual Sci.* **49**, 5103-5110 (2008).
21. D. C. Adler, Y. Chen, R. Huber, J. Schmitt, J. Connolly, and J. G. Fujimoto, "Three-dimensional endomicroscopy using optical coherence tomography," *Nature Photonics* **1**, 709-716 (2007).
22. S. W. Huang, A. D. Aguirre, R. A. Huber, D. C. Adler, and J. G. Fujimoto, "Swept source optical coherence microscopy using a Fourier domain mode-locked laser," *Opt. Express* **15**, 6210-6217 (2007).
23. M. W. Jenkins, D. C. Adler, M. Gargsha, R. Huber, F. Rothenberg, J. Belding, M. Watanabe, D. L. Wilson, J. G. Fujimoto, and A. M. Rollins, "Ultrahigh-speed optical coherence tomography imaging and visualization of the embryonic avian heart using a buffered Fourier Domain Mode Locked laser," *Opt. Express* **15**, 6251-6267 (2007).
24. E. J. Jung, C. S. Kim, M. Y. Jeong, M. K. Kim, M. Y. Jeon, W. Jung, and Z. P. Chen, "Characterization of FBG sensor interrogation based on a FDML wavelength swept laser," *Opt. Express* **16**, 16552-16560 (2008).
25. V. J. Srinivasan, R. Huber, I. Gorczynska, J. G. Fujimoto, J. Y. Jiang, P. Reisen, and A. E. Cable, "High-speed, high-resolution optical coherence tomography retinal imaging with a frequency-swept laser at 850 nm," *Opt. Lett.* **32**, 361-363 (2007).
26. J. Zhang, Q. Wang, B. Rao, Z. P. Chen, and K. Hsu, "Swept laser source at 1 μ m for Fourier domain optical coherence tomography," *Appl. Phys. Lett.* **89**, 3 (2006).
27. M. A. Choma, M. V. Sarunic, C. H. Yang, and J. A. Izatt, "Sensitivity advantage of swept source and Fourier domain optical coherence tomography," *Opt. Express* **11**, 2183-2189 (2003).
28. C. M. Eigenwillig, B. R. Biedermann, G. Palte, and R. Huber, "K-space linear Fourier domain mode locked laser and applications for optical coherence tomography," *Opt. Express* **16**, 8916-8937 (2008).
29. R. Huber, 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," *Opt. Lett.* **31**, 2975-2977 (2006).
30. S. Nezam, B. J. Vakoc, A. E. Desjardins, G. J. Tearney, and B. E. Bouma, "Increased ranging depth in optical frequency domain imaging by frequency encoding," *Opt. Lett.* **32**, 2768-2770 (2007).
31. Y. Yasuno, Y. J. Hong, S. Makita, M. Yamanari, M. Akiba, M. Miura, and T. Yatagai, "In vivo high-contrast imaging of deep posterior eye by 1- μ m swept source optical coherence tomography and scattering optical coherence angiography," *Opt. Express* **15**, 6121-6139 (2007).
32. Y. Yasuno, V. D. Madjarova, S. Makita, M. Akiba, A. Morosawa, C. Chong, T. Sakai, K. P. Chan, M. Itoh, and T. Yatagai, "Three-dimensional and high-speed swept-source optical coherence tomography for in vivo investigation of human anterior eye segments," *Opt. Express* **13**, 10652-10664 (2005).
33. A. Yariv, *Optical Electronics in Modern Communication* (Oxford University Press, Inc., Oxford, 1997).
34. B. Biedermann, W. Wieser, C. Eigenwillig, G. Palte, D. Adler, V. Srinivasan, J. Fujimoto, and R. Huber, "Real time en face Fourier-domain optical coherence tomography with direct hardware frequency demodulation," *Opt. Lett.* **33**, 2556-2558 (2008).
35. A. Bilenca, S. H. Yun, G. J. Tearney, and B. E. 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," *Opt. Lett.* **31**, 760-762 (2006).

1. Introduction

Recently, the introduction of Fourier Domain Mode Locking (FDML) [1] has helped to overcome physical limitations of the sweep repetition rate of rapidly wavelength swept laser sources [2]. Such sources can be employed for optical coherence tomography (OCT) [3] using frequency domain detection [4]. This technique is called swept source OCT (ss-OCT) or optical frequency domain imaging (OFDI). Especially for wavelengths longer than 1050nm, where standard silicon based line array detectors cannot be used, ss-OCT appears attractive in order to achieve fastest imaging rates. Standard swept lasers for OCT [2, 5, 6] essentially consist of a laser gain medium for light amplification, an output coupler for energy extraction and a periodically driven optical band-pass filter for active wavelength selection. FDML lasers have an additional optical delay line with a length of several kilometers, so that the optical roundtrip frequency in the cavity is shifted down to several tens of kHz and can be synchronized to the sweep frequency of the optical band-pass filter [1, 7-10]. In this operation mode, every sweep is seeded by the previous one, leading to a much more stable laser operation with respect to intensity and optical phase noise [11]. In addition, the laser has better coherence properties by a reduction of the instantaneous linewidth, making it suitable for OCT applications that need large imaging ranges [12, 13]. FDML lasers have already proven superior performance in a number of sensing and ranging applications [11, 14-24].

In this paper we present a detailed analysis of coherence and noise of FDML lasers, depending on filter drive frequency detuning and amount of cavity dispersion. The results provide insight into phase and amplitude noise of the laser light itself.

Because the optical delay line is implemented as additional km-long single mode fiber, the laser cavity can exhibit a significant amount of chromatic dispersion, resulting in different roundtrip times for different wavelength components. It has been demonstrated that a limited amount of dispersion can be tolerated at 1050nm and 1310nm and the output power and the maximum sweep bandwidth can be optimized by an appropriate choice of filter bandwidth and sweep rate even in a dispersive regime [17]. However, the influence of chromatic dispersion on laser intensity noise and instantaneous coherence properties has not been investigated in detail yet.

In this paper we address the questions: (1) How much dispersion compensation is necessary for optimum laser performance? (2) What is the connection between sweep filter bandwidth and amount of dispersion compensation? (3) How does chromatic dispersion affect the effective cavity photon life time, i.e. how many roundtrips can a photon make in the laser despite missynchronization due to dispersion? (4) How do timing mismatch effects caused by detuning the drive frequency of the sweep filter affect coherence and noise and how does this interact with time mismatch effects caused by dispersion? (5) How much improvement in coherence length and reduction in noise can be achieved by a dispersion compensated setup? To investigate these questions, we implemented an FDML laser at 1550nm center wavelength, because dispersion compensation fiber (DCF) to cancel chromatic dispersion in standard single mode fiber (SMF) is readily available at this wavelength. The dispersion compensated setup can be converted to a setup with higher dispersion by exchanging the spool of DCF with one of SMF. In addition, we have used two different fiber Fabry-Pérot tunable filters (FFP-TF) as optical band-pass filter, one with a 0.28nm bandwidth and one with a 0.02nm bandwidth.

2. Experimental setup

2.1. Setup of the laser and the detection scheme for noise and coherence length

Figure 1 shows the FDML laser, which consists of a semiconductor optical amplifier (SOA, Covega Corp. - type BOA1004) as polarization dependent broadband gain medium centered at 1550nm. Two optical isolators (ISO), before and after the amplifier ensure unidirectional lasing. 30% of the intensity is coupled out of the resonator by a 70/30 coupler.

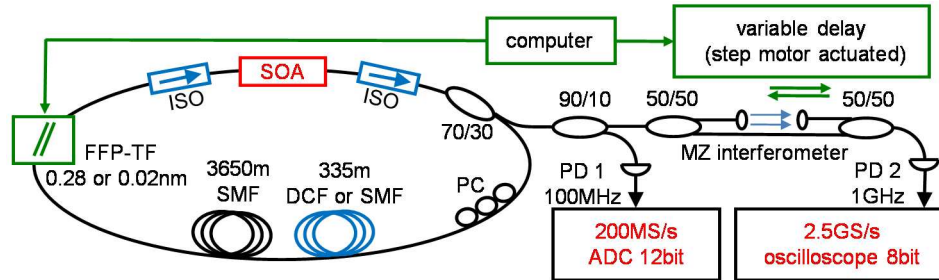


Fig. 1. Schematic diagram of the FDML ring laser and the two detection schemes. The laser consists of a semiconductor optical amplifier with two built-in isolators, a 70/30 output coupler, a spool of 335m of DCF or SMF fiber, a spool of 3650m SMF fiber and a fiber FFP-TF as optical filter. The power detection is based on a 100MHz photo diode that is AD converted. The coherence length measurement is done with a Mach Zehnder interferometer, whose output is detected on a 1GHz photodiode and AD converted. The piezo voltage of the FFP as well as the delay of the interferometer are adjusted by a computer.

The remaining light in the cavity passes through a polarization controller (PC), a spool of 335m of either standard single mode fiber (SMF, OFS - type Allwave ZWP) or dispersion compensation fiber (DCF, OFS - type LLWBDK-C) and a spool of 3650m SMF. After passing through a FFP-TF of either 0.28nm (Lambda Quest, LLC - finesse 600, free spectral range (FSR) ~ 168 nm) or 0.02nm (Micon Optics, Inc. - finesse 4800, FSR 100nm) full width at half maximum (FWHM) transmission window, the light is coupled back to the SOA. 90% of the light intensity from the laser is attenuated to ~ 1 mW and detected with a 100MHz bandwidth photo receiver (Thorlabs - type PDB150C and 100MHz low-pass filter, Mini-Circuits). The signal is sampled by an analog-to-digital converter (ADC) at a rate of 200MS/s and a resolution of 12bits (GaGe Applied Technologies - model CS12400).

The remaining 10% of the light pass through a Mach Zehnder interferometer (MZI) consisting of two 50/50 couplers and a variable delay line. The delay line is actuated by a step motor and can be controlled by a personal computer. The interference signal is detected with a 1GHz bandwidth photo diode (Menlo Systems - model FPD310) and sampled with a digital oscilloscope (Tektronix, Inc. - model DPO7104) at 2.5GS/s with 8 bit resolution. The tuning frequency of the FFP-TF is given by the total optical path length of the cavity and is ~ 51 kHz. The average output power of the laser was around 3.5mW.

By removing the delay fibers, a non-FDML laser could be configured for comparison. The cavity length was 18m and this laser was used as a fixed wavelength source and as swept source at lower repetition rates.

3. Chromatic dispersion

In our FDML laser cavity, chromatic dispersion is the main cause for synchronization errors, polarization mode dispersion (PMD) is neglected in our analysis. It is < 400 fs, according to the specifications of < 0.2 ps/(km^{0.5}) and therefore much smaller than chromatic dispersion.

The main part of chromatic dispersion is caused by the long spool of single mode fiber of the delay line, which essentially consists of fused silica. For fibers, the chromatic dispersion is

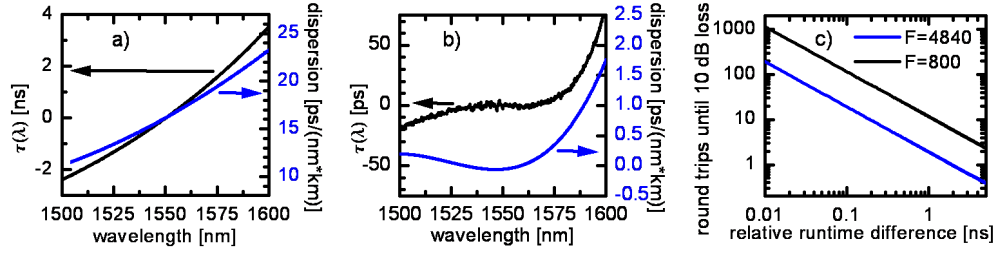


Fig. 2. Measured relative roundtrip time difference and dispersion for the cavity: (a) Without dispersion compensation and (b) with dispersion compensation. (c) Calculated number of possible roundtrips in the cavity as a function of the relative roundtrip time difference.

usually given by the parameter $D(\lambda)$ in units of ps/(nm²km). In our case, to quantify the synchronization mismatch after one roundtrip for the different wavelength components caused by dispersion in a cavity of length l , it is more practical to use the relative roundtrip time difference $\tau(\lambda)$ with respect to a center wavelength λ_c , which is given by the integral $\tau(\lambda) = l \int_{\lambda_c}^{\lambda} D(\lambda') d\lambda'$. If we assume perfect synchronization in the center of the sweep at

1550nm, the dispersion of the FDML laser can be expressed as roundtrip time mismatch for a certain wavelength relative to the center wavelength. For highly accurate compensation, the total dispersion of the cavity was measured with a home built dispersion analyzer. We used 335m of dispersion compensation fiber and adjusted the length of the standard single mode fiber such that the dispersion was minimal in a 100nm window from 1500nm to 1600nm where the laser is operated. As can be seen from Figs. 2(a) and 2(b), the relative roundtrip time mismatch has been reduced by nearly two orders of magnitude by the use of DCF and is on the order of several tens of picoseconds with the DCF. For a narrower range of ~40nm around 1550nm it is only a few ps. To understand the influence of dispersion on FDML operation in a simple model, we estimate the maximum possible photon cavity lifetime, which is a measure for how many roundtrips a photon can make until it is absorbed. This value can be used to compare FDML with continuous wave (cw) operation in lasers [12].

In this simple model, the number of possible roundtrips gives the maximum number of repetitive filtering events in the laser limited by missynchronization caused by dispersion. The transmission through a Fabry-Pérot cavity around the transmission wavelength λ_0 is given by the Airy formula

$$T(\lambda) = \frac{1}{1 + \left(\frac{2F}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\pi \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_{fsr}}\right)},$$

where F denotes the finesse of the filter and $\Delta\lambda_{fsr}$ the free spectral range. When the filter is sinusoidally tuned over a range of $\Delta\lambda = \alpha\Delta\lambda_{fsr}$ with a frequency f , the maximum sweep speed is given by $v_{max} = \pi f \alpha \Delta\lambda_{fsr}$. The maximum number of roundtrips n in a cavity with chromatic dispersion is reached, when the additional loss q caused by the n th filtering event exceeds the effective gain of the cavity, which is around 10dB for our laser. A lower limit for the number of roundtrips can then be estimated to be

$$n = \frac{\arcsin\left(\frac{\pi}{2F} \sqrt{10^{q/10} - 1}\right)}{\alpha\pi^2 f\tau}.$$

In the experiment, the number of roundtrips will be higher, because the filter drive frequency is matched to the roundtrip time of wavelength components in the center of the sweep. So, the maximum roundtrip time mismatch will occur at the edges of the sweep, where the filter scan speed is slower due to the sinusoidal drive waveform. In Figure 2c the expected number of

roundtrips n is plotted for the two fiber Fabry-Pérots with different transmission bandwidths used in this experiment. For the 0.28nm and the 0.02nm FWHM filter, the number of roundtrips rises from below 10 and below 1 in the case without to around 1000 and 100 in the case with dispersion compensation, respectively. This consideration does not account for amplitude- and phase-noise effects caused by the amplification in the SOA that is required to balance the losses. However, an effect of the increased number of filtering events should be seen in the instantaneous coherence length and linewidth as well as in the noise performance.

4. Instantaneous coherence length and linewidth

4.1 Measuring the linewidth of rapidly swept lasers

The instantaneous linewidth or coherence length of a laser is of high interest for a comprehensive understanding of the laser operation, because it is linked to its *phase noise properties*. Characterizing the instantaneous linewidth of rapidly swept lasers is not straight forward, because the laser sweeps or switches wavelength on a time scale of nanoseconds, far beyond the typical acquisition time of spectrometers. Furthermore, for many applications, not only the instantaneous linewidth, but also the jitter or uncertainty of the center wavelength is important, because in most cases rapidly swept lasers are used to encode optical wavelength in time. As a consequence, a highly accurate time-wavelength relation between successive sweeps is required, not only a narrow linewidth. Furthermore, it is often important to correlate the time-wavelength jitter to the jitter of neighboring wavelengths to distinguish between a “shift” of the whole spectrum from a “breathing” in between wavelength regions within the sweep. Therefore, sampling techniques using fast shutters are also not the ideal solution. In some cases, for special spectral positions, narrow gas absorption features can be used to get access to the laser linewidth [18, 19], but they also only represent a spectral gate and do not directly measure the laser linewidth.

For these reasons, rapidly swept lasers are often characterized using a Michelson interferometer or a MZI. The laser is wavelength swept and the fringe signal is observed while the arm length imbalance of the interferometer is increased. The decay or roll-off in fringe amplitude, i.e. fringe visibility over arm length difference is then often used to quantify the instantaneous coherence length [2, 25, 26]. However, this approach does not account for phase fluctuations in the sweep. An alternative is to resample the signal to an equidistant raster in optical frequency and perform a Fourier transform for each arm length mismatch. When the resulting peaks are plotted versus arm length difference, the roll-off of peak amplitudes can be considered as a measure for the “average” instantaneous coherence length of the source over the sweep. This method to measure swept laser sources is most often used in OCT applications, because it also provides the point spread functions (PSF), the axial resolution in OCT applications [2, 27] and information about the accuracy of the time-frequency resampling step [28]. We will apply this method here and derive the parameter R - a single number to characterize the roll-off.

4.2 Interferometric roll-off measurements of FDML laser

In an FDML laser, it is expected that the instantaneous linewidth depends on the bandwidth of the FFP-TF and on the number of successive spectral filtering events, narrowing the spectrum. In FDML operation for a constant FWHM filter bandwidth (FBW), the cavity photon lifetime or the number of possible roundtrips should increase with smaller relative roundtrip time difference τ caused by dispersion and lower tuning range of the filter α (see section 3).

Figure 3 shows the Fourier transforms for different arm length imbalances in a Michelson interferometer corresponding to the measured PSFs in OCT application. As described, the envelope of the roll-off is the Fourier transform of the “averaged” instantaneous spectrum, the shape of each peak corresponds to the envelope spectrum of the whole sweep. The scale is adjusted such that it corresponds to the offset in a Michelson interferometer that is half the

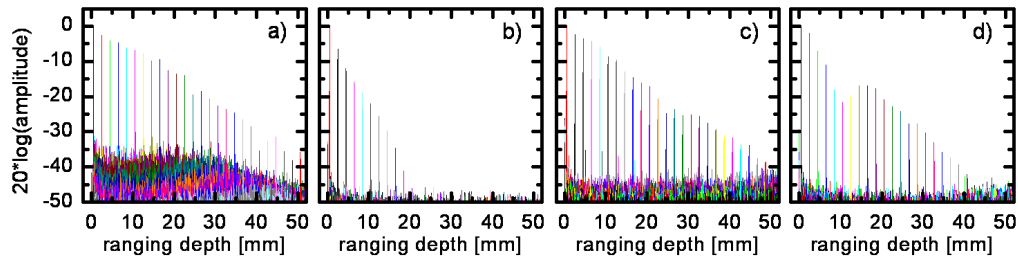


Fig. 3. Roll-off of PSFs for different setups with 100nm tuning range. a) dispersion compensated, FBW=0.28nm; b) uncompensated, FBW=0.28nm; c) dispersion compensated, FBW=0.02nm; d) uncompensated, FBW=0.02nm.

difference in optical path length. The tuning range of the laser was 100nm. The displayed data was recorded from the sweep which runs from long to short wavelengths. As previously reported [29], a significant difference for the other sweep direction could not be observed. It can be seen that in the case of the FFP-TF with a FBW=0.28nm there is a substantial increase in coherence length by dispersion compensation (Figs. 3(a) and 3(b)). For the FFP with FBW=0.02nm, there is only a very minor increase in coherence length (Figs. 3(c) and (d)), but the coherence is already very good in the non-compensated setup and comparable to the dispersion compensated setup with the FBW=0.28nm filter. For a more quantitative discussion, we will introduce the R-number for swept laser sources.

4.3 The R-number: A measure for coherence

For further discussion of the coherence properties, we want to derive a single number to characterize the roll-off properties of wavelength swept lasers. This parameter R should have the following 3 properties: (1) It should be numerically stable and robust against systematic errors. This means, in contrast to the often cited 6dB roll-off point [30], it ideally takes all measured PSFs into account using the maximum available amount of information. (2) R should be proportional to the coherence length rather than any inverse quantity, like spectral width. Thus, a better source has a higher R number. (3) R should have a descriptive unit that makes it easy to judge the sources practical use, especially in OCT and ranging applications. Such a R-number with the described properties will be derived in the following.

Figure 3 shows that the roll-offs exhibit a predominantly single exponential decay characteristic, which would correspond to a Lorentzian shaped instantaneous spectrum. Such an exponential decay, i.e. a linear roll-off on a logarithmic scale has been observed for most rapidly swept laser sources over a major part [1, 14, 30] or almost the entire range [21, 25, 27, 29, 31, 32] of measured delay settings in the interferometer. In the cases where the roll-off does not exhibit a highly linear roll-off on a logarithmic scale, often the measured range was too small, only up to a roll-off of 5-10dB. If the measurement extends to a range of 20dB or more, roll-offs of most sources appear to exhibit the exponential coherence decay characteristic.

Now, to quantify the coherence roll-off properties of the laser with a single number, an exponential decay curve is fitted to the signal maxima of the linear PSFs and the inverse decay constant in units of mm/dB is used as a measure of coherence – we term this constant roll-off length R. At the center wavelength of the laser, an inverse Fourier transform of the transmission spectrum of the 20pm and 0.28nm FBW FFP-TFs lead to R-numbers of R=1.3mm/dB and R=0.14mm/dB, respectively (see Table 1 – column iFFT spectrum).

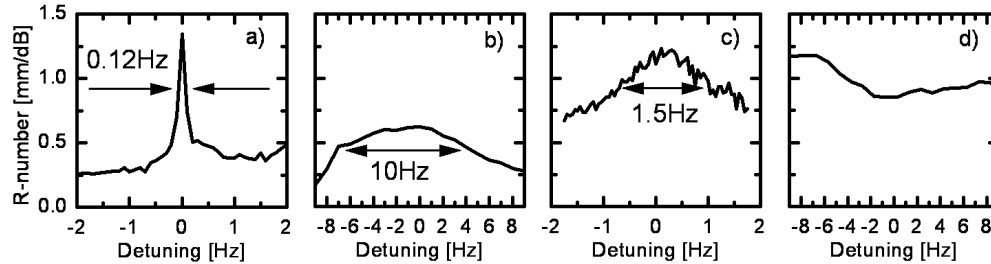


Fig. 4. Decay constant of the roll-off plotted versus cavity detuning for varying FFP filter bandwidth and amount of dispersion at a tuning range of 100nm: (a) dispersion compensated, FBW=0.28nm (b) dispersion uncompensated, FBW=0.28nm (c) dispersion compensated, FBW=0.02nm (d) dispersion uncompensated, FBW=0.02nm.

4.4 Coherence and drive frequency detuning

To investigate the dependence of the coherence properties on timing mismatch effects caused by chromatic dispersion and detuning of the filter drive frequency, we measured the R-number dependence on drive frequency for setups with different total dispersion. The laser has been detuned relative to the frequency with maximum R-number.

Depending on cavity losses, FBW of the FFP-TF and SOA gain, detuning of more than 10Hz suppresses lasing over the full 100nm tuning range and leads to an increased width of the PSF. However, in the frequency range of Fig. 4 of only ± 8 Hz, no variation in the width of the PSF could be observed. In the dispersion compensated setup with FBW=0.28nm (Fig. 4(a)), we observe a sharp feature within a very small frequency range of ~ 0.12 Hz FWHM, where the R-number is improved up to 1.4mm/dB. Without dispersion compensation (Fig. 4(b)), there is no such feature and the curve appears flatter with a FWHM of ~ 10 Hz. This effect can be explained by the increased number of spectral filtering events through dispersion compensation. In the compensated setup it is possible to achieve good synchronization of all wavelengths simultaneously. Therefore, the maximum achievable R-number is higher, but only for a very narrow range of filter drive frequencies. The non-compensated setup is more forgiving and less critical, because due to dispersion, there is always good synchronization in some parts of the spectrum, but never over the full sweep range. So the curve in Fig. 4(b) has a lower maximum and is broader. Compared to the width of the filter of FBW=0.28nm, which corresponds to an R-number of 0.14mm/dB, the dispersion compensated setup achieves a 2-10x line narrowing, the non-compensated setup a 2-4x improvement by FDML operation.

Surprisingly, with the FBW=0.02nm filter and with dispersion compensation (Fig. 4(c)), there is no sharp resonance peak as in Fig. 4(a), only a flat feature with a width of ~ 1.5 Hz is observed. In the non-compensated setup, the R-number is almost constant for all measured values of detuning. This observation may be explained by the optical filter response times and will be discussed in the next sub-section.

The maximum achievable R-numbers are summarized in Table 1. It also shows the R-numbers for FDML lasers with reduced sweep range as well as for a non-FDML laser with a FBW=0.28nm at 2kHz and 20kHz sweep rate. The reduction in sweep range from 100nm to 40nm reduces the effective sweep speed and enables more effective roundtrips. This leads to an increase in the R-number.

4.5 Resonance time constant of the FFP-TF

Most of the observed features in Fig. 4 can be explained by the typical resonance time of the FFP-TF. For a FBW=0.28nm and a FBW=0.02nm at 1550nm, corresponding to optical frequency bandwidths of $BW=35$ GHz and $BW=2.5$ GHz, the characteristic time constants $\tau=1/BW$ are 29ps and 400ps, respectively. We only consider "typical timescales" for a rough

estimate and neglect effects of the actual envelope of the E-field. This means that in a simple model, any optical field passing through the filter is “washed out” over ~30ps or ~400ps.

Table 1. R-numbers for different FBWs for dispersion uncompensated (DNC) and dispersion compensated (DC) FDML lasers as well as for a standard swept laser. iFFT gives the R-number corresponding to the different widths of the FFP-TF calculated by inverse Fourier transformation of the FFP transmission spectrum.

	DNC 100nm	DC 100nm	DNC 40nm	DC 40nm	iFFT spectrum
FDML: FBW=0.28nm	0.6	1.4	0.9	1.7	0.14
FDML: FBW=0.02nm	0.9	1.2	1.0	1.0	1.3
Non FDML: FBW=0.28nm	0.36 (2 kHz) / 0.14 (20 kHz)				

The light intensity after the filter cannot change substantially on a time scale much faster than the ~30ps or ~400ps. Thus, timing errors, no matter if they are caused by dispersion or detuning of the sweep filter drive frequency, should only be critical if they are substantially larger than the 30ps or 400ps.

The observed peak feature in Fig. 4(a) has a width of ~120mHz. This corresponds to a timing error of $\Delta T = \Delta f / F_{\text{DRIVE}}^2 = 0.12\text{Hz} / (51000\text{Hz})^2 = 46\text{ps}$. This value is on the order of the characteristic time constant of the FBW=0.28nm filter of 30ps. Accurate timing is needed due to the fast response of the wide filter. This means that an accurate setting of the sweep filter drive frequency and good dispersion compensation is required.

The observed, wider peak feature in Fig. 4(c) has a width of ~1.5Hz. This corresponds to a timing error of $\Delta T = \Delta f / F_{\text{DRIVE}}^2 = 1.5\text{Hz} / (51000\text{Hz})^2 = 577\text{ps}$. This value is on the order of the characteristic time constant of the FBW=0.02nm filter of 400ps. The peak in Fig. 4(c) is wider; the coherence is good over a broad range. Even if it appears non-intuitive, timing is less critical with the narrower filter because the characteristic time constant is longer.

The observed, wider peak feature in Fig. 4(b), in the case of the non-dispersion-compensated setup, has a width of ~10Hz. This corresponds to 4ns timing error, which is roughly the timing error caused by dispersion: $\Delta T = 16\text{ps/nm/km} \cdot 3.5\text{km} \cdot 50\text{nm} = 2800\text{ps}$. In Fig. 1(d) no characteristic resonance or time constant is evident.

So, in a simple model, most of the observed features in Fig. 4 can be explained and we observe that as a rule of thumb, for FDML operation with maximal coherence length, the timing error caused by dispersion and sweep filter drive frequency error has to be on the order of the typical filter time constant $\tau = 1/\text{BW}$ or less.

5. Relative intensity noise (RIN)

5.1 Measuring the RIN of rapidly swept lasers

In the previous section the *coherence properties and linewidth* of FDML lasers have been discussed. They are related to the *phase noise* of the laser output. In this section we will investigate the *amplitude noise* of the FDML laser, which is linked to the *intensity noise* of the laser. We will investigate the relative intensity noise (RIN) performance depending on the amount of cavity dispersion and filter drive frequency detuning. For this quantitative analysis, a discussion of how to measure noise in a rapidly wavelength swept laser will be given first.

The power of a laser can be expressed as $P = P_0 + \Delta P(t)$ with an offset power P_0 and time dependent fluctuations $\Delta P(t)$. When the intensity noise of a fixed wavelength continuous wave (cw) laser is analyzed quantitatively, often the single-sided noise power spectral density $S_{\Delta P}(f)$ is used. It can be measured with a photodiode and a radio frequency (RF) spectrum analyzer or calculated by Fourier transformation of normalized power fluctuations recorded in the time domain [33]. Such measurements are shown in Fig. 5 for the ASE output from the

SOA (a-b) and the swept FDML laser (c-e). About 1mW of the output from the SOA or the FDML laser was recorded with a 100MHz bandwidth photo receiver and digitized at 200Msamples/s at 12bit resolution. A trace of 1 or 16 million points was Fourier transformed

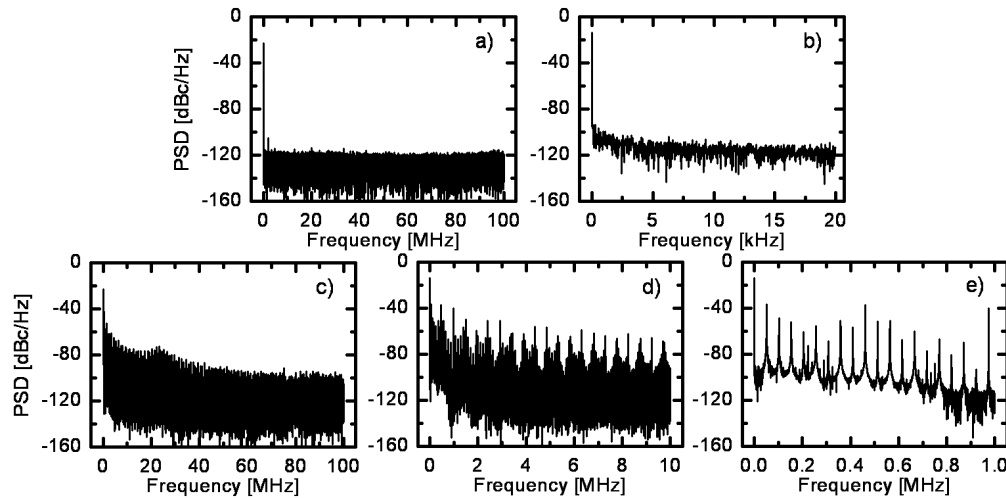


Fig. 5. Normalized RF power spectra of ASE from the SOA (a-b) and the swept FDML laser (c-e). The ASE emission shows a flat spectrum over almost the entire measurement bandwidth (a). A slight increased noise level is observed for frequencies $<2\text{kHz}$ (b). The peak signals from laser emission obscure measurement of the noise level (c). The background is flat at least for a frequency range from $0.8\text{MHz} - 100\text{MHz}$.

and the square of the amplitude is displayed as power spectrum. The equivalent RF-resolution bandwidths (RBW) are 200Hz and 15Hz, respectively. The spectrum is normalized to units of dBc/Hz by adding a constant on the logarithmic scale such that the DC component is $10 \cdot \log(1\text{Hz}/\text{RBW})$.

5.2 Disadvantage of RIN characterization of wavelength swept lasers by the noise RF-spectrum

It can be seen in Fig. 5(a) that the noise power spectral density (PSD) of the ASE for the SOA has an almost completely flat characteristic throughout the detection bandwidth at a mean value of $-126\text{dBc}/\text{Hz}$. At the very low frequency end $<2\text{kHz}$ the PSD slightly increases (Fig. 5(b)). For a cw light source the RF spectra provide direct access to noise performance. However, in the case of wavelength swept lasers, the disadvantage of the noise PSD characterization can be seen in Figs. 5(c)-5(e).

In wavelength swept laser sources, the output power changes while the laser is tuned due to the spectral dependence of the gain profile. This results in a periodic power modulation with the filter drive frequency. This modulation does not represent noise, but actually in many OCT applications, a specially tailored power envelope rather than constant output level is desired [34]. This modulation leads to a superimposed signal in the noise power spectral density with equidistant frequencies corresponding to the laser cavity mode spacing. The feature appears as spikes with a 51kHz spacing in the RF spectrum (Fig. 5(e)) similar to RF spectra of pulsed lasers. Especially because of their narrow frequency spacing, the observed peaks obscure the noise. Furthermore, the disadvantage of RF spectral analysis is that it cannot measure the noise of the laser at different wavelengths.

Thus, it is better to use the root mean square value of relative intensity noise $\delta P/P$, which is defined as:

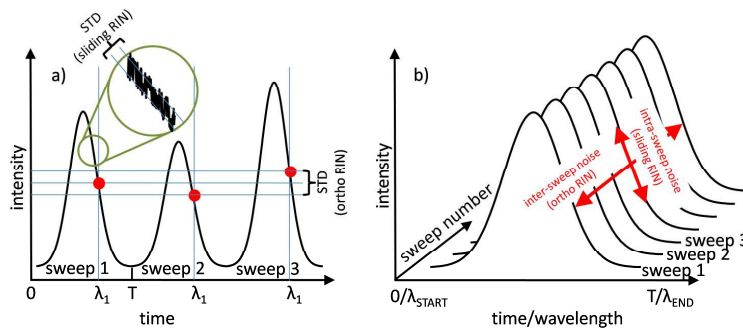


Fig. 6. Intra-sweep noise (sliding RIN) and inter-sweep noise (ortho RIN).

$$\frac{\delta P}{P} = \frac{\sqrt{(\Delta P)^2}}{P_0} = \sqrt{\int_{f_1}^{f_2} S_{\Delta P}(f) df} = \sqrt{S_{\Delta P} \Delta f}$$

where f_1 and f_2 are the boundaries of the detection bandwidth interval $\Delta f = f_2 - f_1$ of the measurement system and $\overline{S_{\Delta P}}$ is the mean noise PSD. A drawback of this single number $\delta P/P$ is that the information on the frequency dependence of the noise is lost. However, since the noise PSD $S_{\Delta P}$ is almost flat over our measurement bandwidth Δf as shown in Figs. 5 (a)-5(e), the noise power for any bandwidth can easily be calculated from the single RIN value $\delta P/P$. The RIN $\delta P/P$ can be measured by recording the laser intensity with an ADC and calculating the standard deviation of the samples. This gives the mean noise PSD $\overline{S_{\Delta P}}$ over the measurement bandwidth. The advantage of taking only the RIN for characterizing swept source lasers is that this value can be measured for *each wavelength of the laser independently*. In our setup the mean noise PSD $\overline{S_{\Delta P}}$ was determined by first measuring the transient power of 100 unidirectional sweeps with a 150MHz photo diode and a 100MHz low-pass filter, sampling at 200MS/s with a 12bit resolution ADC. Each of the 100 records consisted of 2000 samples, corresponding to 10 μ s total duration for each record, which is half the cycle duration of the FDML laser.

5.3 Intra-sweep and inter-sweep noise (sliding RIN / ortho RIN)

In order to investigate the wavelength dependence of the RIN performance, the sampling points should be selected in a way such that all samples correspond to a particular wavelength. The symmetry of a repetitively wavelength swept laser source offers two distinct ways to allocate the samples for the calculation of the standard deviation $\delta P/P$.

(1) The first method to measure wavelength resolved noise in periodically swept lasers is to analyze the power fluctuations within one sweep over a short time span. The measured “intra-sweep noise” can be understood as short term time fluctuations while the source is sweeping. The concept is sketched in Fig. 6(a) in form of the magnified inset. The samples to calculate the RIN are taken with a very short time window, over which the laser does not significantly change its wavelength. This “sliding RIN” standard deviation (STD) is calculated by analyzing the deviation of several (~2-100) neighboring samples. To account for the power envelope of the laser, a fit curve has to be subtracted from each sample point first. Alternatively, the mean power value of each sample point, determined by averaging a sufficient number of sweeps, can be subtracted. The second method is valid, if the integrated noise power up to the repetition frequency is negligible compared to the power of the sliding RIN bandwidth (see below), i.e. the fluctuation from sweep to sweep is substantially smaller than fluctuations within one sweep. In our case, this ratio was ~1:200, so we used the second method, because it is less complex and more robust than section wise data fitting. The sliding RIN is very critical for OCT applications, because it directly affects the dynamic range. If the

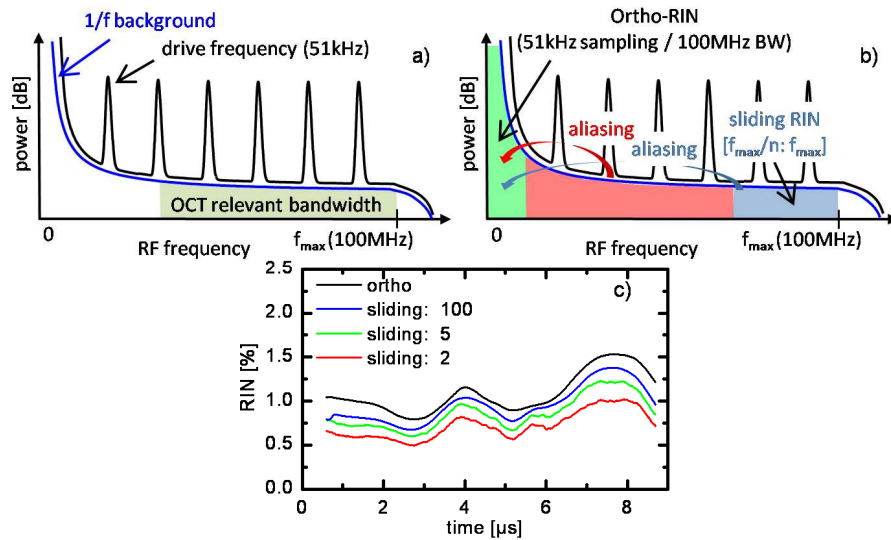


Fig. 7. Schematic of relevant features in the RF power spectrum for a 51kHz sweep rate laser and a 100MHz analog detection bandwidth. a) Schematic of RF spectrum of a FDML laser, total spectrum (black), noise background (blue), bandwidth relevant for swept source OCT (green filled area). b) Noise bandwidth measured with sliding-noise measurement (blue colored) and ortho-noise measurement (green). If ortho-RIN is measured with high analog bandwidth, the noise content of all frequencies is aliased into the band between DC and $1/2f$. c) For an increasing number of samples taken into account, the sliding noise approaches the ortho-noise values.

source power fluctuates within one sweep, the fringe signal is modulated, generating a background. Dual balancing does not reduce this effect and weak reflections might be obscured by the noise background, generated from a strong reflection. We will refer to this type of noise as intra-sweep noise measured with a “sliding RIN analysis”. In the frequency domain, the sliding RIN analysis measures the integrated noise from the maximum analog bandwidth f_{max} , in our case 100MHz, down to $2f_{SR}/n$ with n being the number of neighboring samples and f_{SR} the sample rate. The sketch in Fig. 7(b) visualizes the relevant RF bandwidth in the blue filled area, which is only a part of the OCT relevant RF bandwidth. For a unidirectional ss-OCT setup, the relevant RF-bandwidth stretches approximately from the inverse sweep duration up to the maximum analog detection bandwidth. For the bidirectional sweep operation in our case, this is from ~ 102 kHz up to 100MHz (green filled area, Fig. 7(a)).

(2) The second method to measure spectrally resolved noise in periodically wavelength swept lasers is to select samples of different sweeps but at the same wavelength position. This measurement reflects the change of the intensity from one sweep to the next at a certain wavelength position. It would be directly relevant for spectroscopic measurements, where small changes in transmitted intensity are to be measured [18, 19]. The concept is sketched in Fig. 6(a) in form of the red marked dots, indicating the temporal positions of the samples to calculate the standard deviation for a certain wavelength. It could be expected, that this “inter-sweep noise” is suppressed in FDML lasers, since they have a feedback in between sweeps. We measured this type of noise by calculating the standard deviation for one sample out of each of the 100 acquired records at the same time position within each sweep. Figure 6(b) shows the concept and why we will refer to this type of noise as “inter-sweep noise” or “ortho-RIN”. In the frequency domain, this type of measurement covers a RF bandwidth from half the laser repetition rate f down to the inverse sampling duration $1/T_{acquisition}$. The corresponding frequency span is indicated by the green filled area in Fig. 7 (b). The temporal spacing of the 100 samples is 20μs, resulting in a RF bandwidth of 250Hz up to 25kHz.

However, it is important to emphasize that the noise, measured with this technique, covers the range from 250Hz up to 100MHz, because higher frequency components are aliased into the measured low frequency range (Fig. 7(b)), as the analog bandwidth of the detection system is 100MHz. The ortho-RIN measurement covers more than the OCT relevant RF-bandwidth and is therefore the most conservative value, which yields the worst case values for noise. The ortho-RIN values are always higher than the sliding RIN values. This can be seen in Fig. 7(c) where the ortho-RIN is plotted (black curve) as well as the sliding RIN for different numbers

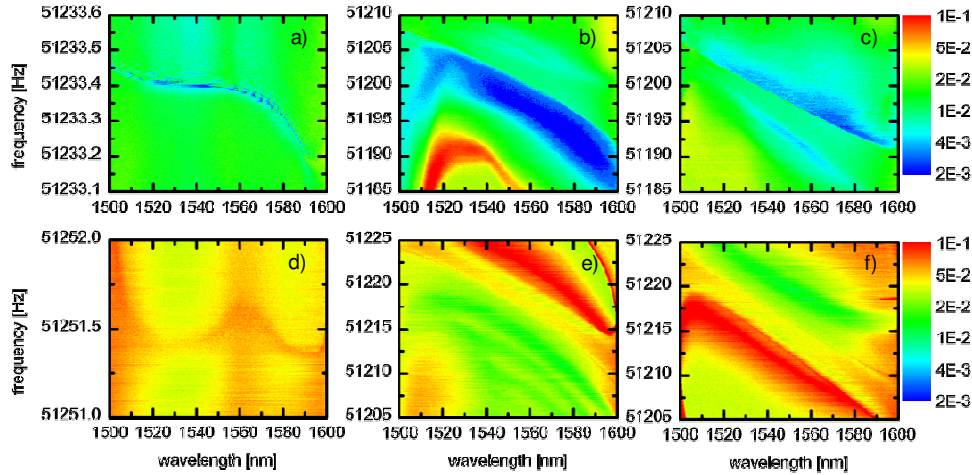


Fig. 8. RIN in FDML operation for different setups: a) dispersion compensated FBW=0.28nm FFP-TF (high to low wavelength sweep), b) uncompensated FBW=0.28nm FFP-TF (high to low wavelength sweep), c) uncompensated FBW=0.28nm FFP-TF (low to high wavelength sweep), d) dispersion compensated FBW=0.02nm FFP-TF (high to low wavelength sweep), e) uncompensated FBW=0.02nm FFP-TF (high to low wavelength sweep), f) uncompensated FBW=0.02nm FFP-TF (low to high wavelength sweep). The different frequency ranges result from slight different cavity lengths for the different setups.

of neighboring points, 2 up to 100. As described, the ortho-noise covers a RF range of 250Hz up to 100MHz, the sliding RIN measurements cover 2MHz and 40MHz to 100MHz for 100 and 5 points, respectively. In the special case of $n=2$, both lower and upper cutoff frequencies are 100MHz. As the cutoff-edges of the frequency response are softened for smaller values of n , the response function still exhibits a significant effective area. For higher values of neighboring points, the calculated noise value does not really represent the noise for a “single wavelength” but rather for a range.

Therefore, we will use the ortho-noise (inter-sweep noise) values in the following. To measure the ortho-noise, 100 records, each of which contained 2000 samples of the intensity trace of one sweep, have been analyzed. Then, the standard deviation at fixed positions within the records was calculated, corresponding to certain wavelengths. This yields the wavelength dependence of the RIN $\delta P/P(\lambda)$. The calculated RIN values are then the integrated noise spectral density for a detection bandwidth of 250Hz to 100MHz.

The RIN of 1mW spectrally unfiltered ASE from the SOA has a value of 0.4% which translates to a mean power spectral density of -128dBc/Hz over the 100MHz detection bandwidth. The relative intensity noise of ASE in a 0.28nm band, i.e. the noise of ASE transmitted through the filter, is much higher and was measured to be -108dBc/Hz, which corresponds to a RIN of 4%. This high value would be the RIN per pixel in spectral OCT systems and may affect their dynamic range. The RIN of a non-swept, fixed wavelength short fiber-ring laser (same setup, no FDML fiber spool) with the same SOA and FFP-TF and a power of 1mW gives a RIN value of 0.15% translating to a noise PSD of -136dBc/Hz. This

was the lowest achievable with this setup. The shot noise limit for a 1550nm light source with 1mW power is -156dBc/Hz equivalent to a RIN of $1.5 \cdot 10^{-4}$ at 100MHz detection bandwidth.

4.4 The spectral dependence of ortho-RIN in FDML lasers

The RIN performance of non-FDML lasers typically exhibits a strong dependence on sweep frequency especially for sweep rates near the single roundtrip limit [2]. We observed for the non-FDML laser an ortho-RIN value of 0.8% at 2kHz sweep rate and 3.0% for 25kHz sweep rate, measured at 100MHz analog detection bandwidth. It is expected that FDML lasers are less noisy than standard wavelength swept lasers, as every wavelength component is seeded by the light from the preceding roundtrips and therefore lasing does not have to be build up from amplified spontaneous emission (ASE) repetively. Obviously, the seeding is only efficient for all wavelength components, if the laser is driven at its resonance frequency [1] and if the chromatic dispersion lies below a certain threshold [17].

As with the coherence length, a compensation of dispersion in the cavity should increase the number of effective roundtrips for a specific wavelength and decrease noise. Increasing the finesse of the FFP should impede seeding, therefore increased noise is expected. As the optimum laser frequency and each wavelength component are linked by the dispersion relation, we plot the relative intensity noise versus frequency and versus wavelength of the laser. The results are two dimensional plots, where the RIN value is color coded (Fig. 8).

Figures 8(b) and 8(c) show the ortho-RIN for the non-dispersion compensated cavity and for a FBW=0.28nm for the two sweep directions of the laser. In both plots, there is a region of low noise which follows the dispersion relation shown in Fig. 2(a). While in non-FDML swept lasers the sweep from short to long wavelengths exhibits more power [2], we found for our FDML setup, that the other sweep direction performs better with respect to RIN. This is consistent with the observation that the dynamic range in OCT application of FDML lasers at 1310nm was observed to be better for backward-sweeps (long to short wavelength sweeping) [29]. Also, as previously reported, we did not observe a significant difference between in the roll-off length R for the two sweep directions [29]. In FDML operation near resonance the backward sweep does not exhibit reduced power compared to the forward sweep as in non-FDML sources, so it is unclear if there is a connection between the observation of reduced RIN in one sweep direction and the frequency downshift by non-linear effects in the SOA [35].

Surprisingly, in the dispersion compensated case shown in Fig. 8(a), both the absolute value of noise and the frequency span of low noise operation is not better or even worse than without the compensation fiber. The region of low noise operation is narrower. The behavior is equal for both sweep directions. As in the uncompensated case, a line of low noise follows qualitatively the dispersion relation given in Fig. 2(b), when the frequency differences are translated into relative roundtrip time differences. Why the noise level is not lower than in the uncompensated setup is currently unclear. It might be speculated that the increased number of effective roundtrips in the dispersion compensated setup makes the laser more sensitive to any noise or perturbation. Additionally, the reduced linewidth and increased coherence length might enhance parasitic non-linear effects due to the increased interaction length, like Brillouin scattering or four-wave mixing in the long fiber delay line. Nevertheless, in both, the dispersion compensated and the non-compensated setup with an FBW=0.28nm, there are frequency-wavelength combinations, where the noise approaches 0.15% or -136dBc/Hz. This value was the noise observed for the fixed wavelength non-FDML short ring laser and might be dominated by the gain element. However, in none of the FDML configurations, compensated or non-compensated, there is a filter drive frequency, where all wavelength components exhibit this low noise level of 0.15%.

The FBW=0.02nm setup exhibits in general more noise than the setup with FBW=0.28nm. This may be explained by the inversely proportional increase of the noise of filtered ASE with filter bandwidth [36]. With high dispersion in the cavity, the RIN for both sweep directions is

shown in Figs. 8(e) and 8(f). As in the case with the large bandwidth filter, the noise performance of the setup with high dispersion is better than that of the dispersion compensated setup. In the case with low dispersion shown in Fig. 8(d), there is no decrease in noise level visible. The lack of sharp features in Figs. 8(d) and 4(c) may again be explained by the long filter response time.

5. Conclusion

We investigated the noise performance and the coherence properties of an FDML laser with different amounts of chromatic dispersion in the laser cavity. The laser covered a wavelength sweep range of 1500nm-1600nm at a sweep repetition rate of $2 \times 51,000$ sweeps per second. For a systematic investigation, the roll-off length R was introduced to specify the coherence. This value is numerically stable, robust against errors and the graphic unit mm/dB is useful for OCT applications. We show that for FDML lasers it is sufficient to characterize the RIN by the standard deviation of the measured intensity at identical positions across successive sweeps. This ortho-noise value covers the full RF bandwidth relevant for optical sensing and it can be measured for each wavelength independently.

Compared to the used optical band-pass filter, we observe a linewidth reduction in FDML operation by a factor of 4 without dispersion compensation and more than a factor of 10 with dispersion compensation. The corresponding linewidth of the laser emission was around 20pm using an FBW=0.28nm filter. A drive frequency accuracy better than 120mHz at 51kHz was required. Using a more narrowband filter of FBW=20pm, the synchronization is much less critical and good coherence properties are observed over a larger range of drive frequencies. Sufficient coherence for depth ranging capabilities of several centimeters in OCT applications is demonstrated.

An analysis of the relative intensity noise shows that with the FDML laser -136dBc/Hz RIN can be achieved over an RF measurement bandwidth of 250Hz to 100MHz. This corresponds to 0.15% power fluctuations. At the laser power of 1mW, this value is 20dB higher than the shot noise limit.

The underlying mechanisms causing the observed properties of coherence and noise can be explained by the specific time constant of the intra-cavity filter. The inverse time constant corresponding to the optical filter bandwidth on a frequency scale corresponds well with the time mismatch introduced by slight detuning of the filter drive frequency.

The presented observations can serve as basis to estimate the performance achievable with FDML lasers, they can be used for the design and layout of FDML lasers tailored for specific applications and they can serve as basis for a comprehensive theoretical understanding of FDML in the future.

Acknowledgment

We would like to acknowledge support from Prof. W. Zinth at the Ludwig-Maximilians-University Munich. This research was sponsored by the Emmy Noether program of the German Research Foundation (DFG - HU 1006/2-1) and the European Union project FUN OCT (FP7 HEALTH, contract no. 201880).

3.2 Eine theoretische Beschreibung von FDML

Um die wesentlichen physikalischen Effekte, welche bei der Fourierdomänen Modenkopplung zum Tragen kommen, zu quantifizieren, ist ein numerischer Zugang zum Laserbetrieb erforderlich. Dies gestaltet sich durch die große Resonatorlänge und das Verhältnis aus instantaner Linienbreite zu Abstimmbereich schwierig, da diese Eigenschaften ein sehr großes Simulationsgitter erforderlich machen. Im folgenden Abdruck⁴ des Artikels

C. Jirauschek, B. Biedermann, and R. Huber, "A theoretical description of Fourier domain mode locked lasers," *Optics Express* **17**, 24013-24019 (2009)

welchen ich mit C. Jirauschek und R. Huber verfasst habe, wird eine neue Methode vorgestellt, welche eine sehr effiziente Simulation eines FDML-Lasers erlaubt. Der Vergleich der Simulation mit experimentellen Daten erbrachte eine sehr gute Übereinstimmung und die Erkenntnis, dass der FDML-Laser durch das Zusammenspiel des Halbleiterverstärkers und der darin hervorgerufenen Linienverbreiterung, der spektral abhängigen Verluste und den Eigenschaften des abstimmbaren Filters bestimmt ist. Die Erkenntnis, dass der einmal gestartete FDML-Laser auch ohne Fluoreszenzuntergrund weiterläuft, ist ein erstes Indiz dafür, dass die Fourierdomänen Modenkopplung einen stationären Operationsmodus darstellt.

⁴ © 2009 Optical Society of America, Inc.

A theoretical description of Fourier domain mode locked lasers

Christian Jirauschek,^{1,*} Benjamin Biedermann,² and Robert Huber²

¹*Institute for Nanoelectronics, Technische Universität München, Arcisstraße 21, D-80333 Munich, Germany*

²*Lehrstuhl für BioMolekulare Optik, Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität München, Oettingenstr. 67, D-80538 Munich, Germany*

*jjirauschek@tum.de

Abstract: The first theoretical model of Fourier domain mode locking operation is presented. A specially tailored dynamic equation in a moving spectral reference frame is derived, enabling efficient numerical treatment, despite the broad laser spectrum and the extremely long cavity. The excellent agreement of the presented theory with experiment over a wide range of operation parameters enables a quantitative assessment of the relevant physical effects, such as the spectral loss modulation and gain saturation dynamics, amplified spontaneous emission, linewidth enhancement, and self-phase modulation.

©2009 Optical Society of America

OCIS codes: (140.3600) Lasers, tunable; (140.3430) Laser theory; (170.4500) Optical coherence tomography.

References and links

1. R. Huber, M. Wojtkowski, and J. G. Fujimoto, "Fourier Domain Mode Locking (FDML): A new laser operating regime and applications for optical coherence tomography," *Opt. Express* **14**(8), 3225–3237 (2006).
2. D. C. Adler, Y. Chen, R. Huber, J. Schmitt, J. Connolly, and J. G. Fujimoto, "Three-dimensional endomicroscopy using optical coherence tomography," *Nat. Photonics* **1**(12), 709–716 (2007).
3. R. Huber, 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," *Opt. Lett.* **31**(20), 2975–2977 (2006).
4. L. A. Kranendonk, 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," *Opt. Express* **15**(23), 15115–15128 (2007).
5. D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliavito, and J. G. Fujimoto, "Optical coherence tomography," *Science* **254**(5035), 1178–1181 (1991).
6. V. J. Srinivasan, D. C. Adler, Y. L. Chen, I. Gorczynska, R. Huber, J. S. Duker, J. S. Schuman, and J. G. Fujimoto, "Ultra-high-speed optical coherence tomography for three-dimensional and en face imaging of the retina and optic nerve head," *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.* **49**(11), 5103–5110 (2008).
7. J. M. Schmitt, R. Huber, and J. G. Fujimoto, "Limiting ischemia by fast Fourier-domain imaging," in *Optical Coherence Tomography in Cardiovascular Research*, E. Regar, P. W. Serruys, and T. G. van Leeuwen, eds. (Informa HealthCare, London, 2007), p. 257.
8. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press, San Diego, 2001).
9. A. Bilenca, S. H. Yun, G. J. Tearney, and B. E. 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," *Opt. Lett.* **31**(6), 760–762 (2006).
10. D. Cassioli, S. Scotti, and A. Mecozzi, "A time-domain computer simulator of the nonlinear response of semiconductor optical amplifiers," *IEEE J. Quantum Electron.* **36**(9), 1072–1080 (2000).

1. Introduction

The recent introduction of Fourier Domain Mode Locking (FDML) [1] has helped to overcome physical limitations of rapidly wavelength swept laser sources. With sweep ranges of more than 150 nm at 1300 nm center wavelength [2], instantaneous linewidths of a few tens of picometers [1] and sweep repetition rates of more than 370 kHz [3], FDML lasers are the light source of choice for many biomedical imaging [1] and sensing applications [4]. In optical coherence tomography (OCT), which originally used a broadband light source [5], FDML lasers have enabled unprecedented imaging rates for densely sampled volumetric data sets, improving the visualization of tissue morphology. First *in vivo* experiments with FDML based OCT systems have already demonstrated superior performance in ophthalmology [6],

gastroenterology [2] and cardiology [7]. In FDML, a narrowband optical bandpass filter is driven in resonance with the optical roundtrip time of the laser cavity. The required resonator length of several kilometers is realized by a long delay line consisting of single mode fiber (SMF). As each wavelength component circulates in the cavity such that it is transmitted through the filter at every pass, FDML represents a stationary operating regime. Lasing does not have to build up repetitively as in conventionally swept laser sources, resulting in improved noise performance, coherence length, output power and higher maximum sweep repetition rates [1]. In spite of the numerous applications of FDML lasers demonstrated so far, up to now, a theoretical description of FDML has not been available. In this paper, we derive a dynamic equation enabling us to identify the physical effects relevant for FDML, and we clarify the role of amplified spontaneous emission (ASE) for self-starting and for the steady state operation of FDML lasers. A theoretical understanding of FDML is essential for a further optimization of the laser performance. Furthermore, the derived dynamic equation sets the stage for a future development of simplified analytical FDML models.

2. Experimental setup

Figure 1 shows the experimental setup of the FDML laser used for this study. The entire circular part of the laser consists of polarization maintaining (PM) fiber and polarizers (POL). A semiconductor optical amplifier (SOA, Covega Corp.) with a gain maximum centered at 1320 nm is used as a gain medium. Two isolators (ISO) ensure uni-directional lasing. A tunable PM Fabry-Perot filter with a bandwidth of ~ 0.15 nm and a free spectral range of 130 nm (FFP-TF, Lambda Quest, LLC.) is used as sweep filter. The cavity design is based on a sigma-ring configuration. Light from the SOA is coupled by the polarization beam splitter (PBS) into the linear part of the cavity with a 2.0 km length of standard SMF. A Faraday rotating mirror (FRM) at the end rotates the polarization by 90° upon backreflection. The PBS transmits the 90° rotated light to the FFP-TF and then back to the SOA. The FFP-TF filter is driven sinusoidally over an 80 nm range with a sweep rate of 50.95 kHz in resonance to the optical roundtrip time of light in the cavity, or it is slightly detuned by a defined amount for comparison with the theory. The transient output power is measured with a 100 MHz photodiode (PD) at the output coupler directly after the SOA. For determining the spectral gain profile of the SOA at different levels of saturation, a second output coupler is added before the SOA. The measured transients are compared to the theoretical results for different operation parameters to investigate the accuracy of the theoretical model.

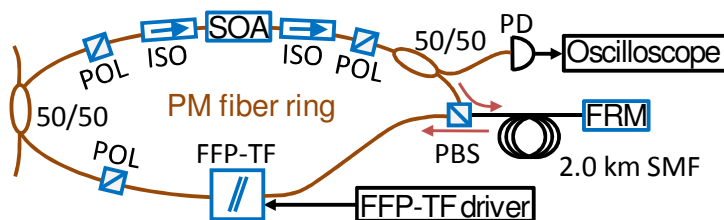


Fig. 1. Setup of the FDML laser.

3. Theoretical model

Unlike for standard mode locked fiber lasers, a straightforward simulation of the FDML laser is impeded by the huge time-bandwidth product of the optical output, resulting from a large spectral sweep range of 80 nm combined with extreme optical cavity lengths of ~ 4 km. We solve this problem by deriving a special dynamic equation for FDML operation. The laser is modeled as an optical system consisting of an SOA, an output coupler, a length of SMF and a tunable optical bandpass filter. We start from a generalized nonlinear Schrödinger equation (NSE) based on the slowly varying amplitude approximation [8],

$$\partial_z A = \left[g(z, i\partial_t)(1-i\alpha) - a(z, i\partial_t) - iD_2(z)\partial_t^2 + D_3(z)\partial_t^3 + i\gamma(z)|A|^2 \right] A. \quad (1)$$

The field is represented by its complex envelope $A(z, t)$, describing the modulation of the optical carrier field around a center frequency f_c , with the instantaneous optical power given by $|A|^2$. Here, the retarded time t is defined with respect to a frame moving along with the optical field, and z denotes the position in the laser system along the propagation direction, suppressed in the following for a more compact notation. The coefficients D_2 , D_3 and γ describe the second and third order dispersion and self-phase modulation, assumed to be constant in the delay fiber and zero for the other optical components. The spectral gain of the optical amplifier and loss in the fiber system are characterized by $g(\omega)$ and $a(\omega)$, respectively. In Fourier domain, these coefficients are functions of the optical frequency $\omega = 2\pi f$, corresponding to the operator $i\partial_t$ in time domain. Furthermore, coupling between the gain and the refractive index in the SOA is accounted for by the linewidth enhancement factor α , and saturation effects are also included as discussed further below.

A pivotal element of the FDML laser is the sweep filter, a narrowband optical bandpass filter periodically driven at a rate f_s in resonance with the optical roundtrip time T . This sweeping action, reflected by a time dependent bandpass center frequency $f_c + \omega_0(t)/(2\pi)$, is not yet included in Eq. (1). The huge time-bandwidth product of the FDML output ($\sim 15\text{THz} \times 20\mu\text{s}$) would require a prohibitively large number of 3×10^8 simulation grid points to reach sufficient temporal and spectral resolution in a direct simulation of Eq. (1). The crucial step is to introduce a swept filter reference frame moving along with the center frequency, in which the optical spectrum is limited by the narrow sweep filter bandwidth rather than being set by the sweep range, allowing a reduction of the number of grid points by a factor of ~ 1000 . This transformation is achieved by adapting the *instantaneous* frequency of the optical carrier wave to the sweep filter position, leading to the transformed envelope

$$u = A \exp\left(i \int^t \omega_0(t') dt'\right). \quad (2)$$

This approach accounts for the complex FDML dynamics, and is quite different from conventional swept laser simulations, where the filter detuning occurs over many roundtrips and it is sufficient to shift the frequency window once per roundtrip [9]. In the new reference frame, Eq. (2), the sweep filter can simply be described by a static loss coefficient $a_s(\omega)$. Inserting Eq. (2) in Eq. (1) and adding the sweep filter term, we arrive at the full propagation equation

$$\begin{aligned} \partial_z u = \exp\left(i \int^t \omega_0 dt'\right) & \left[g(i\partial_t)(1-i\alpha) - a(i\partial_t) - iD_2\partial_t^2 + D_3\partial_t^3 \right] \\ & \times \left[\exp\left(-i \int^t \omega_0 dt'\right) u \right] + \left[i\gamma|u|^2 - a_s(i\partial_t) \right] u. \end{aligned} \quad (3)$$

For FDML lasers, the sweep rate f_s is small enough that the terms $\sim u\partial_t\omega_0$ and $\sim \omega_0\partial_t u$ can be neglected. While the contribution of third order dispersion is generally small, it is in the following considered through its leading term. Furthermore, the frequency dependent gain and loss in the first term of Eq. (3) vary only slightly over the spectral width of u , which is limited by the narrow sweep filter bandwidth. We then arrive at a simplified dynamic equation

$$\partial_z u = \left[g(\omega_0)(1-i\alpha) - a(\omega_0) + i\omega_0^2 D_2 + i\omega_0^3 D_3 - iD_2\partial_t^2 + i\gamma|u|^2 - a_s(i\partial_t) \right] u, \quad (4)$$

i.e., $g(\omega)$ and $a(\omega)$ are evaluated at the instantaneous sweep filter center frequency $\omega = \omega_0(t)$. Equation (4) can much more easily be numerically handled than Eq. (3), and it is also more accessible to interpretation: On the one hand, FDM operation is governed by the complex interplay between the sweep-enforced modulation of gain, loss and dispersion, and on the other hand, the shaping of the instantaneous spectrum due to bandpass filtering of the sweep filter, self-phase modulation, dispersive effects, and gain-related linewidth enhancement. This complex dynamics gives rise to an optical intensity modulation of the laser output and determines the coherence properties of the optical field. In this context, gain saturation effects play an important role and must be taken into account; also the role of amplified spontaneous emission (ASE) generated in the SOA is considered in the simulation.

4. Results

In the following, we investigate a typical FDM setup as shown in Fig. 1. Here, the SOA is modeled as a lumped element with an amplitude gain $G = \exp(\int g dz)$, obtained by integrating over the length of the gain medium. In this context, we have to consider not only the spectral gain profile, but also the wavelength-dependent saturation behavior of the SOA. The gain of our SOA has been carefully measured as a function of both incident optical frequency and power as shown in Fig. 2(a), and is implemented accordingly in our simulation. The gain recovery dynamics, characterized by the carrier lifetime τ_c in the SOA [9], is fast compared to the sweep-induced optical power modulation, but not necessarily faster than optical fluctuations caused by ASE. We take this effect into account by using a quasi-instantaneous gain saturation model in our simulation, determining the saturation level of the gain in Fig. 2(a) at a given time t not directly from the instantaneous optical power $P(t)$, but rather based on a moving average value $P_{av}(t)$ with an exponential memory decay time τ_c , $P_{av}(t) = \tau_c^{-1} \int_{-\infty}^t P(t) \exp((\tau - t)/\tau_c) d\tau$. For the carrier lifetime and the linewidth enhancement factor, we assume typical values of $\tau_c = 380$ ps and $\alpha = 5$ [9]. ASE is also included, allowing the simulation to self-start from noise and adding a noise floor to the laser output. This effect is here modeled by an equivalent noise source with constant spectral power density P_f at the input of the ideal SOA, and numerically implemented as additive white Gaussian noise [10]. Here we use $P_f = P_n / \int G(f) df = 0.66 \mu\text{W/THz}$, computed from the noise power $P_n = 1.7$ mW measured directly after the SOA for blocked laser cavity and the experimentally determined small signal gain (blue curve in Fig. 2(a)).

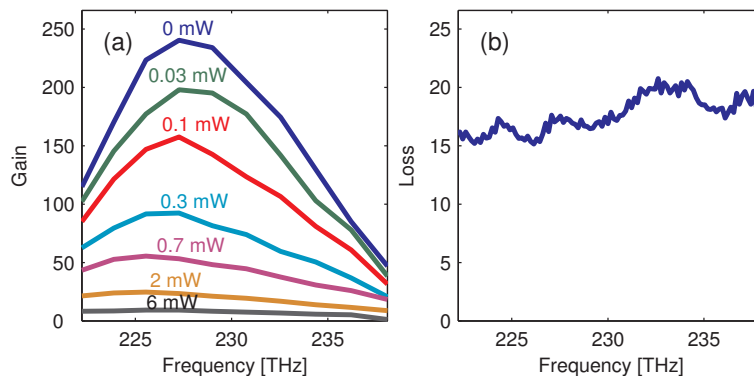


Fig. 2. (a) Experimentally measured SOA power gain (linear scale) as a function of optical frequency for various values of the incident optical power. (b) Experimentally measured overall cavity power loss (linear scale) as a function of optical frequency. The sweep filter has been tuned to maximum transmission at each measured frequency.

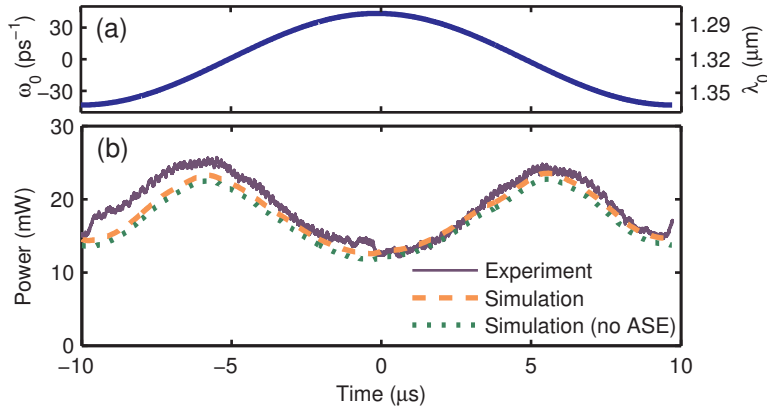


Fig. 3. (a) Frequency offset ω_0 and corresponding center wavelength λ_0 of the sweep filter versus time. (b) Instantaneous output power versus time, as obtained from experiment (solid line) and from a simulation with ASE (dashed line) and without ASE (dotted line).

After the SOA and the 50/50 output coupler, the light propagates through a fiber section with total length 4.03 km, giving rise to a resonator roundtrip time T of about 20 μs. The fiber dispersion, absorption and self-phase modulation are implemented according to the product specifications for standard SMF. The sweep filter is modeled as a lumped element with complex Lorentzian transmission characteristic $t_s = \exp(-\int a_s dz) = T_{\max}^{1/2} / (1 - 2i\omega / \Delta)$, using $\Delta = 0.169 \text{ ps}^{-1}$ and $T_{\max} = 0.5$. Also the overall frequency dependent loss in the experimental setup, caused by the various components in the laser cavity, has been carefully characterized (see Fig. 2(b)), and is accounted for by an absorption coefficient $a(\omega)$ in the simulation.

We present simulation results for a typical FDML setup as shown in Fig. 1, sinusoidally driven with a sweep range of 80 nm centered around 1320 nm, i.e., $\omega_0(t) = \Delta\omega / 2 \times \cos(2\pi f_s t)$ with $\Delta\omega = 8.79 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$. Equation (4) is numerically solved using the split-step Fourier method [8]. The temporal simulation window is adapted to the sweep period $1/f_s$, taking advantage of the implicit periodic boundary conditions in the algorithm. Here, 2^{23} (≈ 8 million) grid points are used. The simulation is self-starting from ASE noise, and typically converges after 10-1000 roundtrips, depending on the laser parameters. We have ensured convergence of the solution in the time and frequency domain, only limited by the small random fluctuations due to the ASE noise floor. We emphasize that all simulations are performed self-consistently without fitting parameters, i.e., all parameters are obtained from literature or, where not available, from experimental characterization as discussed above. The results enable us to address two crucial questions of FDML operation: (1) What is the role of ASE for self-starting and for the stationary operation of FDML? (2) What physical mechanisms are important for FDML at the various operation points?

To investigate the stationary operation, we first take into account ASE in the SOA as discussed above, and compare the result to the simulation where ASE is only used for the initial seeding. We assume exact synchronization of the sweep filter to the roundtrip time, i.e., $f_s = 1/T$. Figure 3(a) shows the sweep filter frequency offset over time, and in Fig. 3(b), the experimentally measured instantaneous power at the output coupler and the corresponding numerical results with and without ASE are displayed. The agreement between the experiment and simulation is excellent, and the small deviations are mainly ascribed to the limited accuracy in the experimental characterization of the SOA, in particular the spectrally dependent saturation behavior. It should be emphasized that the simulation results with and without ASE are practically identical, apart from a small offset for the curve with ASE, which is due to the additive broadband noise floor from the SOA. A fast convergence to steady state

operation after a few ten roundtrips is observed in both cases. These results show that ASE is only required for self-starting but not for stationary operation, underlining the fact that FDML operation resembles stationary lasing, rather than being dominated by noise bursts with repetitive build up from ASE.

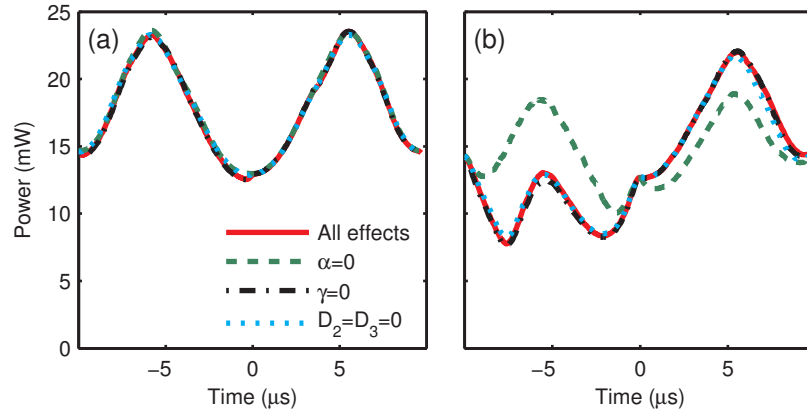


Fig. 4. Simulated instantaneous output power versus time, as obtained by neglecting various effects. (a) No detuning. (b) Detuning by $\delta = 10$ Hz .

Our numerical model makes it also possible to assess the influence and relevance of the various physical effects on the FDML dynamics in a straightforward manner. Figure 4 shows the simulated instantaneous output power as obtained by including all effects considered in Eq. (4), and by neglecting linewidth enhancement, self-phase modulation, and dispersion, respectively. In Fig. 4(a), the results are displayed for the case of no detuning, as in Fig. 3. All the curves are very close to each other, indicating that FDML operation is here only weakly affected by these effects, but is instead exclusively governed by the spectral characteristics and the gain saturation of the SOA, the cavity loss, and the sweep filter action. This is in agreement with the experimentally observed remarkable stability of FDML operation over a wide range of operation settings.

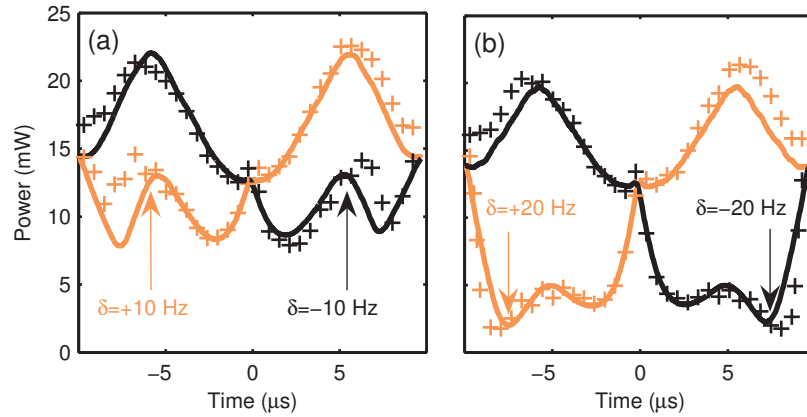


Fig. 5. Theoretical (solid curves) and experimental (crosses) instantaneous output power versus time for various degrees of detuning: (a) $\delta = \pm 10$ Hz ; (b) $\delta = \pm 20$ Hz .

To assess the quality and robustness of the simulation results as compared to the experiment, we investigate how FDML operation is affected by a frequency detuning δ between the sweep filter and the roundtrip time, i.e., $f_s = 1/T + \delta$. Such an effect is

implemented by imposing a temporal delay $T^2\delta$ on the optical field envelope A before the sweep filter at each roundtrip. The dynamics become more complex if the sweep rate is slightly detuned with respect to the roundtrip frequency, i.e., $\delta \neq 0$. In Fig. 4(b), the results are shown for a detuning of 0.2% with respect to the roundtrip frequency, corresponding to $\delta = 10\text{Hz}$. The simulation converges to steady state much more slowly than in the non-detuned case, requiring several 100 roundtrips. Moreover, this weak detuning already has a significant effect on the simulated instantaneous output power: The wavelength of the light impinging on the sweep filter is now shifted with respect to the central filter wavelength, and since the sweep filter is very narrow ($\sim 0.15\text{ nm}$), a small shift already leads to a significant damping of the optical field. The linewidth enhancement and to a small degree also the self-phase modulation now affect the simulation result, giving rise to spectral shifting and broadening which can counteract or enhance the detuning action. Also the dispersion has some effect due to the temporal shifting of the different frequency components, but this effect is small since we operate here around the zero dispersion point of the fiber.

To assess in how far the simulations of the detuned laser in Fig. 4(b) describe real FDML operation, Fig. 5 shows the experimentally measured instantaneous output power for positive and negative detuning of the sweep filter by $\pm 10\text{ Hz}$ (Fig. 5(a)) and $\pm 20\text{ Hz}$ (Fig. 5(b)), along with the corresponding simulation results. Detuning affects the two sweep directions asymmetrically, see Figs. 4(b) and 5. As can be deduced from Fig. 4(b), this asymmetry is mainly caused by the wavelength shifting effect of linewidth enhancement. A sign change in detuning causes a near inversion of the instantaneous output power trace in both theory and experiment. The good agreement between experiment and theory even for the detuned case strongly indicates that Eq. (4) takes into account all physical effects relevant for FDML operation. We have also successfully tested our model for experimental setups with increased sweep rates and modified sweep filter drive waveforms like linear ramps.

5. Conclusions

In conclusion, we present for the first time a theoretical model for FDML operation. An equation using a sliding frequency reference frame is derived, resulting in about three orders of magnitude speed improvement and reduction in memory requirement, thus enabling a simulation of FDML lasers with their broad output spectrum and long cavity length. Comparison to the experimental results shows excellent qualitative and also quantitative agreement for various operating conditions. This model enables us to clarify the role of ASE in the FDML dynamics. The simulation results clearly demonstrate that FDML is a stationary operation mode, and ASE is only required for self-starting. Convergence to steady state is observed after 10-1000 roundtrips, depending on the detuning. We find that the FDML operation is governed by the interplay between the gain action in the optical amplifier, the cavity loss and the sweep filter dynamics. For a detuned sweep filter, additional effects like linewidth enhancement contribute to the shaping of the laser output. The introduced model for Fourier domain mode locking provides the basis for a deeper understanding of FDML operation, and is essential for a further optimization of FDML lasers.

Acknowledgments

C. Jirauschek acknowledges support from Prof. P. Lugli at the TUM, and B. Biedermann and R. Huber would like to acknowledge support from Prof. W. Zinth at the LMU Munich. This work was supported by the German Research Foundation (DFG) within the Emmy Noether program (JI 115/1-1 and HU 1006/2-1) and under Grant No. JI 115/2-1 as well as by the European Union project FUN OCT (FP7 HEALTH, Contract No. 201880).

Résumé und Ausblick

Die Entdeckung von Lasern, welche nach dem Prinzip der Fourierdomänen Modenkopplung (FDML) funktionieren, hat die Forschung im Bereich der optischen Kohärenztomografie mit schnell abstimmbaren Lasern vorangetrieben. FDML-Laser zeichnen sich dadurch aus, dass bei ihnen die Wellenlänge resonant zur Lichtumlaufzeit im Resonator moduliert wird. Dadurch ergeben sich herausragende Eigenschaften wie hohe Abstimmgeschwindigkeit bei gleichzeitig schmaler instantaner Linienbreite. Neben ihrer Eignung für die optische Kohärenztomografie (OCT) sind FDML-Laser auch aus physikalischer Sicht interessant, da es sich bei ihnen um einen neuen Lasertyp handelt, bei dem viele Prozesse, welche Einfluss auf die Lasertätigkeit ausüben, noch unverstanden sind. Das Dissertationsthema war deshalb von Anfang an dahingehend ausgelegt, den beiden Gebieten Anwendung und Verständnis der Operationsweise gleichermaßen forschersische Aufmerksamkeit zukommen zu lassen.

Da FDML-Laser ihre Lasertätigkeit nicht bei jeder neuen spektralen Position erneut aus dem Fluoreszenzuntergrund aufbauen müssen, gilt für sie nicht die fundamentale Grenze der Abstimmgeschwindigkeit anderer abstimmbarer Laser, was den Weg zu sehr hohen Geschwindigkeiten ebnete [25]. Aus Sicht der Anwendung dieser Laser in der OCT war hierbei die Frage zu klären, bis zu welcher Abstimmrate des Lasers überhaupt noch Bilder hoher Qualität erreichbar sind. Während in den einleitenden Kapiteln ein Ausdruck für die Sensitivität, welche mit der Bildqualität zusammenhängt, hergeleitet wurde und sich daraus eine maximal sinnvolle Abstimmrate von wenigen MHz errechnen ließ, blieb der experimentelle Beweis dieser Erkenntnis bislang aufgrund fehlender Lichtquellen aus. Im Rahmen dieser Arbeit wurde deshalb ein FDML-Laser mit maximal möglicher, allein durch den spektralen Filter begrenzten, Geschwindigkeit aufgebaut, um OCT mit einer Linienrate von einigen MHz durchzuführen. Dabei konnte gezeigt werden, dass selbst bei Abstimmraten von 5,2 MHz noch gute OCT Bilder hoher Qualität und Sensitivität erzielbar sind [E18]. Da die maximalen Linienraten vor dieser Arbeit bei 370 kHz lagen [26], konnte somit die Abstimmgeschwindigkeit um über eine Größenordnung erhöht werden. Durch Parallelisierung mehrerer Strahlengänge gelang darüber hinaus eine weitere Vervierfachung der Linienrate. Dies eröffnet neue Anwendungsgebiete, die auf sehr hohe Geschwindigkeiten angewiesen sind, wie die Aufnahme dreidimensionaler Volumina mit hoher Abtastdichte bzw. Aufnahmezeit, wie sie beispielsweise in der Entwicklungsbiologie [95, 96] nötig sind. Wenn diese hohen Geschwindigkeiten auch bei FDML-Lasern mit für die Untersuchung am menschlichen Augen geeigneten Wellenlängen erreicht werden könnten, so wäre die Aufnahme voll-

ständiger Volumendatensätze der Netzhaut möglich, was neue medizinische Diagnoseansätze ermöglichen würde [97].

Während der Nutzen einer noch weiteren Erhöhung der Abstimmgeschwindigkeit der FDML-Laser zumindest für die OCT unklar ist, so wäre eine weitere Verringerung der instantanen Linienbreite von großem Vorteil, da hierdurch das Signal-Rausch-Verhältnis weniger stark zu großen Tiefen hin abfällt und sich dadurch der Tiefenmessbereich vergrößert. Bei OCT Untersuchungen der vorderen Augenkammer [63, 64] oder der oberen Atemwege [65] wäre dies sehr hilfreich. Bei der Verringerung der Linienbreite sind jedoch nicht so schnell Erfolge zu erzielen wie bei der Erhöhung der Abstimmrate, da hierfür erst ein fundamentales Verständnis der zur Linienbreite betragenden Prozesse nötig ist.

In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass die durch die Glasfaser hervorgerufene Dispersion im Resonator einen starken Einfluss auf die Linienbreite besitzt und sich diese durch geeignete Dispersionskompensation bereits um eine Größenordnung im Vergleich zur Filterbreite verringern lässt [E2]. Eine weitere Reduktion der Dispersion im Resonator wäre wünschenswert, um zu beobachten, ob die Linienbreite weiter verringert werden kann. Da dies mit Dispersionskompensationsfasern allerdings nicht spektral breitbandig möglich ist, müssten hierzu andere Ansätze verfolgt werden, wie die Herstellung auf den Resonator angepasster Faser-Bragg-Gitter [98-100] oder den Einbau dispersiver Freistrahlstrecken [101, 102].

Die Aussagen einer verringerten Dispersion auf das Intensitätsrauschen des FDML-Lasers sind hingegen aufgrund eines fehlenden Modells unklar. Dabei ist auch für die Anwendung der FDML-Laser in der OCT das Rauschen von Interesse, da es bestimmt, unter welchen Bedingungen eine Detektion am Limit des Schrotrauschens und damit die höchstmögliche Sensitivität bzw. Bildqualität möglich ist [60]. Für diese experimentell schwer zugänglichen Fragestellungen wäre ein theoretisches Modell der Fourierdomänen Modenkopplung wünschenswert. Ein erster Schritt dahin ist die numerische Lösung der nichtlinearen Schrödingergleichung des im Laser umlaufenden elektrischen Felds unter Berücksichtigung aller notwendiger linearer wie nichtlinearer Effekte, welche von C. Jirauschek durchgeführt wurde. Für die Simulation war es notwendig, Verstärkung und Verlust der Komponenten des Lasers sehr genau spektral und leistungsabhängig zu charakterisieren. Durch Vergleich von Simulation und Experiment konnte dann auf die wesentlichen physikalischen Effekte geschlossen werden, die bei der Laseroperation zusammenwirken. Die ersten Untersuchungen beschränkten sich zunächst auf die Analyse der Laserleistung während eines Abstimmzyklus für verschieden starke Abweichungen von der idealen Treiberfrequenz. Dabei ergab sich, dass die Laserleistung vom Zusammenwirken der Verstärkungs- und Sättigungseigenschaften des Halbleiterverstärkers, der Dynamik des spektralen Filters, den spektral abhängigen Resonatorverlusten und der Linienverbreiterung im Verstärker, charakterisiert durch den sogenannten Henry-Faktor [94] bestimmt wird. Außerdem konnten die experimentellen Daten sehr gut wiedergegeben werden, was einen sehr guten Ausgangspunkt für eine Verfeinerung des Modells darstellt. Um in zukünftigen Simulationen Aussagen auch über sowohl

instantane Linienbreite als auch Intensitätsrauschen treffen zu können, müssen verschiedene Effekte eventuell detaillierter in die Simulation implementiert bzw. neue berücksichtigt werden. Hier ist zum Beispiel an die durch den Halbleiterverstärker hervorgerufene Dispersion, an die transiente Entstehung des Filterungsvorgangs im Fabry-Pérot Filter, an Polarisierungseffekte oder an eventuell vorhandene selbstregulierende Prozesse wie bei der Solitonausbreitung zu denken.

Neben der Nützlichkeit der Simulationen für die Verbesserung der Lasereigenschaften, welche zu neuen Anwendungsfeldern führen können, sind auch noch fundamentale Fragen bezüglich der Modenkopplung zu klären. Der Begriff Fourierdomänen Modenkopplung wurde gewählt, um auf eine Analogie zur gewöhnlichen Modenkopplung, wie sie zur Erzeugung kurzer Pulse genutzt wird, hinzuweisen. Während bei der Modenkopplung meist der Resonatorverlust resonant zur Lichtumlaufzeit moduliert wird, was einer Variation der Amplitude im Zeitbereich entspricht, wird beim FDML-Laser die optische Frequenz resonant moduliert und damit die Amplitude im Frequenzbereich variiert. Wie stark die Resonatormoden im FDML-Laser gekoppelt sind, ist noch unverstanden und erfordert weitere Experimente. Während dieser Arbeit wurde ein Experiment begonnen, welches die Existenz von Resonatormoden in Form einer Kammstruktur nachweisen soll. Hierzu wurde das Laserlicht eines kompletten Abstimmzyklus mit dem Licht der vorherigen Umläufe räumlich überlagert und Interferenz beobachtet. Dies konnte durch ein Interferometer erreicht werden, dessen Armlängendifferenz gleich einem Vielfachen der Resonatorlänge ist, was mittels Glasfaser leicht zu bewerkstelligen ist. Über die Abnahme der Höhe des Interferenzsignals lässt sich bei dieser diskreten Autokorrelation eine Aussage über die Kammstruktur des FDML-Lasers ableiten. Erste Ergebnisse legen die Existenz stabiler Resonatormoden nahe. Ein Indiz für eine Phasenbeziehung dieser Moden untereinander ist die Tatsache, dass während des Laserbetriebs kaum Leistung an dem schmalbandigen abstimmbaren Filter dissipiert wird, obwohl dieser eine hohe Finesse von typischerweise 1000 aufweist und alle Moden gleichzeitig im Resonator aktiv sind. Der wirkliche Nachweis der Modenkopplung kann eventuell in der Zukunft erbracht werden. Ein mögliches Experiment wäre, das Licht eines Abstimmzyklus des Lasers durch dispersive Faser zu einem Puls zu komprimieren. Aus der erreichbaren Pulsbreite ließe sich dann auf den Grad der Modenkopplung schließen. Wenn die Erzeugung von Pulsen mit einer Dauer von wenigen Pikosekunden gelänge, so wäre das außerdem eine technologisch sehr interessante Möglichkeit, hohe Pulsenergien mittels eines Halbleiterverstärkers zu erzeugen. Die sehr kurze Ladungsträgerlebensdauer von weniger als 1 ns [103] limitiert nämlich bei diesen Verstärkern die Energiemenge, welche als optische Anregung gespeichert werden kann, so dass hohe Pulsenergien nur durch zeitliche Kompression um mehrere Größenordnungen erreichbar sind.

Es sind also noch sehr viele spannende Fragen offen, die es in zukünftigen Experimenten zu beantworten gilt. Dabei können sich experimentelle und theoretische Untersuchungen ergänzen und gegenseitig beflügeln.

Literaturverzeichnis

- [1] V. Y. Panin, F. Kehren, C. Michel, and M. Casey, "Fully 3-d pet reconstruction with system matrix derived from point source measurements", *Ieee Transactions on Medical Imaging* **25**, 907-921 (2006).
- [2] J. C. Bamber and M. Trstam, *The physics of medical imaging* (Adam Hilger, Bristol and Philadelphia, 1988).
- [3] F. Romero-Borja, K. Venkateswaran, A. Roorda, and T. Hebert, "Optical slicing of human retinal tissue in vivo with the adaptive optics scanning laser ophthalmoscope", *Appl. Opt.* **44**, 4032-4040 (2005).
- [4] M. Wojtkowski, V. Srinivasan, J. G. Fujimoto, T. Ko, J. S. Schuman, A. Kowalczyk, and J. S. Duker, "Three-dimensional retinal imaging with high-speed ultrahigh-resolution optical coherence tomography", *Ophthalmology* **112**, 1734-1746 (2005).
- [5] D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto, "Optical coherence tomography", *Science* **254**, 1178-1181 (1991).
- [6] J. F. de Boer, B. Cense, B. H. Park, M. C. Pierce, G. J. Tearney, and B. E. Bouma, "Improved signal-to-noise ratio in spectral-domain compared with time-domain optical coherence tomography", *Opt. Lett.* **28**, 2067-2069 (2003).
- [7] W. Drexler and J. G. Fujimoto, "State-of-the-art retinal optical coherence tomography", *Progress in Retinal and Eye Research* **27**, 45-88 (2008).
- [8] J. A. Izatt, M. R. Hee, G. M. Owen, E. A. Swanson, and J. G. Fujimoto, "Optical coherence microscopy in scattering media", *Opt. Lett.* **19**, 590-592 (1994).
- [9] D. Huang, "Ophthalmic optical coherence tomography market: Past, present, & future" (2009), retrieved <http://www.octnews.org/articles/1027616/ophthalmic-optical-coherence-tomography-market-pas/>.
- [10] Z. Chen, T. E. Milner, D. Dave, and J. S. Nelson, "Optical doppler tomographic imaging of fluid flow velocity in highly scattering media", *Opt. Lett.* **22**, 64-66 (1997).
- [11] Z. Chen, T. E. Milner, S. Srinivas, X. Wang, A. Malekafzali, M. J. C. van Gemert, and J. S. Nelson, "Noninvasive imaging of in vivo blood flow velocity using optical doppler tomography", *Opt. Lett.* **22**, 1119-1121 (1997).
- [12] J. A. Izatt, M. D. Kulkarni, S. Yazdanfar, J. K. Barton, and A. J. Welch, "In vivo bidirectional color doppler flow imaging of picoliter blood volumes using optical coherence tomography", *Opt. Lett.* **22**, 1439-1441 (1997).
- [13] J. De Boer, S. Srinivas, A. Malekafzali, Z. Chen, and J. Nelson, "Imaging thermally damaged tissue by polarization sensitive optical coherence tomography", *Opt. Express* **3**, 212-218 (1998).
- [14] M. R. Hee, D. Huang, E. A. Swanson, and J. G. Fujimoto, "Polarization-sensitive low-coherence reflectometer for birefringence characterization and ranging", *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics* **9**, 903-908 (1992).

-
- [15] S. Jiao and L. V. Wang, "Two-dimensional depth-resolved mueller matrix of biological tissue measured with double-beam polarization-sensitive optical coherence tomography", *Opt. Lett.* **27**, 101-103 (2002).
- [16] H. Ren, Z. Ding, Y. Zhao, J. Miao, J. S. Nelson, and Z. Chen, "Phase-resolved functional optical coherence tomography: Simultaneous imaging of in situ tissue structure, blood flow velocity, standard deviation, birefringence, and stokes vectors in human skin", *Opt. Lett.* **27**, 1702-1704 (2002).
- [17] C. E. Saxer, J. F. de Boer, B. H. Park, Y. Zhao, Z. Chen, and J. S. Nelson, "High-speed fiber based polarization-sensitive optical coherence tomography of in vivo human skin", *Opt. Lett.* **25**, 1355-1357 (2000).
- [18] U. Morgner, W. Drexler, F. X. Kärtner, X. D. Li, C. Pitris, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto, "Spectroscopic optical coherence tomography", *Opt. Lett.* **25**, 111-113 (2000).
- [19] J. M. Schmitt, S. H. Xiang, and K. M. Yung, "Differential absorption imaging with optical coherence tomography", *Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision* **15**, 2288-2296 (1998).
- [20] S. H. Yun, G. J. Tearney, J. F. de Boer, N. Iftimia, and B. E. Bouma, "High-speed optical frequency-domain imaging", *Optics Express* **11**, 2953-2963 (2003).
- [21] B. Potsaid, I. Gorczynska, V. J. Srinivasan, Y. Chen, J. Jiang, A. Cable, and J. G. Fujimoto, "Ultrahigh speed spectral / fourierdomain oct ophthalmic imaging at 70,000 to 312,500 axial scans per second", *Opt. Express* **16**, 15149-15169 (2008).
- [22] S. H. Yun, C. Boudoux, G. J. Tearney, and B. E. Bouma, "High-speed wavelength-swept semiconductor laser with a polygon-scanner-based wavelength filter", *Opt. Lett.* **28**, 1981-1983 (2003).
- [23] W. Y. Oh, S. H. Yun, B. J. Vakoc, G. J. Tearney, and B. E. Bouma, "Ultrahigh-speed optical frequency domain imaging and application to laser ablation monitoring", *Applied Physics Letters* **88**(2006).
- [24] Siegman, *Lasers* (University Science Books, Mill Valley, 1986).
- [25] R. Huber, M. Wojtkowski, and J. G. Fujimoto, "Fourier domain mode locking (fdml): A new laser operating regime and applications for optical coherence tomography", *Opt. Express* **14**, 3225-3237 (2006).
- [26] R. Huber, 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", *Opt. Lett.* **31**, 2975-2977 (2006).
- [27] R. Huber, 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", *Opt. Lett.* **32**, 2049-2051 (2007).
- [28] S. Marschall, T. Klein, W. Wieser, B. R. Biedermann, K. Hsu, K. P. Hansen, B. Sumpf, K.-H. Hasler, G. Erbert, O. B. Jensen, C. Pedersen, R. Huber, and P. E. Andersen, "Fourier domain mode-locked swept source at 1050 nm based on a tapered amplifier", *Opt. Express* **18**, 15820-15831 (2010).
- [29] K. H. Y. Cheng, B. A. Standish, V. X. D. Yang, K. K. Y. Cheung, X. Gu, E. Y. Lam, and K. K. Y. Wong, "Wavelength-swept spectral and pulse shaping utilizing hybrid fourier domain modelocking by fiber optical parametric and erbium-doped fiber amplifiers", *Optics Express* **18**, 1909-1915 (2010).

- [30] S.-W. Huang, A. D. Aguirre, R. A. Huber, D. C. Adler, and J. G. Fujimoto, "Swept source optical coherence microscopy using a fourier domain mode-locked laser", *Opt. Express* **15**, 6210-6217 (2007).
- [31] M. Y. Jeon, J. Zhang, Q. Wang, and Z. Chen, "High-speed and wide bandwidth fourier domain mode-locked wavelength swept laser with multiple soas", *Opt. Express* **16**, 2547-2554 (2008).
- [32] M. K. K. Leung, A. Mariampillai, B. A. Standish, K. K. C. Lee, N. R. Munce, I. A. Vitkin, and V. X. D. Yang, "High-power wavelength-swept laser in littman telescope-less polygon filter and dual-amplifier configuration for multichannel optical coherence tomography", *Optics Letters* **34**, 2814-2816 (2009).
- [33] T.-H. Tsai, C. Zhou, D. C. Adler, and J. G. Fujimoto, "Frequency comb swept lasers", *Opt. Express* **17**, 21257-21270 (2009).
- [34] E. J. Jung, C. S. Kim, M. Y. Jeong, M. K. Kim, M. Y. Jeon, W. Jung, and Z. P. Chen, "Characterization of fbg sensor interrogation based on a fdml wavelength swept laser", *Optics Express* **16**, 16552-16560 (2008).
- [35] H.-S. Lee, E.-J. Jung, M.-Y. Jeong, and C.-S. Kim, "Broadband wavelength-swept raman laser for fourier-domain mode locked swept-source oct", *J. Opt. Soc. Korea* **13**, 316-320 (2009).
- [36] M. A. Duguay and A. T. Mattick, "Ultrahigh speed photography of picosecond light pulses and echoes", *Appl. Opt.* **10**, 2162-2170 (1971).
- [37] A. P. Bruckner, "Picosecond light scattering measurements of cataract microstructure", *Appl. Opt.* **17**, 3177-3183 (1978).
- [38] J. G. Fujimoto, S. De Silvestri, E. P. Ippen, C. A. Puliafito, R. Margolis, and A. Oseroff, "Femtosecond optical ranging in biological systems", *Opt. Lett.* **11**, 150-152 (1986).
- [39] H. Park, M. Chodorow, and R. Kompfner, "High resolution optical ranging system", *Appl. Opt.* **20**, 2389-2394 (1981).
- [40] A. F. Fercher, K. Mengedoht, and W. Werner, "Eye-length measurement by interferometry with partially coherent light", *Opt. Lett.* **13**, 186-188 (1988).
- [41] X. Clivaz, F. Marquis-Weible, R. P. Salathé, R. P. Novák, and H. H. Gilgen, "High-resolution reflectometry in biological tissues", *Opt. Lett.* **17**, 4-6 (1992).
- [42] J. M. Schmitt, A. Knüttel, and R. F. Bonner, "Measurement of optical properties of biological tissues by low-coherence reflectometry", *Appl. Opt.* **32**, 6032-6042 (1993).
- [43] A. F. Fercher, C. K. Hitzenberger, W. Drexler, G. Kamp, and H. Sattmann, "In-vivo optical coherence tomography", *Am. J. Ophthalmol.* **116**, 113-115 (1993).
- [44] E. A. Swanson, J. A. Izatt, M. R. Hee, D. Huang, C. P. Lin, J. S. Schuman, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto, "In vivo retinal imaging by optical coherence tomography", *Opt. Lett.* **18**, 1864-1866 (1993).
- [45] M. R. Hee, C. R. Baumal, C. A. Puliafito, J. S. Duker, E. Reichel, J. R. Wilkins, J. G. Coker, J. S. Schuman, E. A. Swanson, and J. G. Fujimoto, "Optical coherence tomography of age-related macular degeneration and choroidal neovascularization", *Ophthalmology* **103**, 1260-1270 (1996).
- [46] M. R. Hee, C. A. Puliafito, C. Wong, E. Reichel, J. S. Duker, J. S. Schuman, E. A. Swanson, and J. G. Fujimoto, "Optical coherence tomography of central serous chorioretinopathy", *Am. J. Ophthalmol.* **120**, 65-74 (1995).
- [47] J. S. Schuman, Puliafito C.A., Fujimoto J.G., *Optical coherence tomography of ocular diseases*, 2nd ed. (Slack Inc., Thorafare, 2001).

-
- [48] P. Parsa, S. L. Jacques, and N. S. Nishioka, "Optical properties of rat liver between 350 and 2200 nm", *Appl. Opt.* **28**, 2325-2330 (1989).
- [49] M. E. Brezinski, G. J. Tearney, B. E. Bouma, J. A. Izatt, M. R. Hee, E. A. Swanson, J. F. Southern, and J. G. Fujimoto, "Optical coherence tomography for optical biopsy - properties and demonstration of vascular pathology", *Circulation* **93**, 1206-1213 (1996).
- [50] A. F. Fercher, C. K. Hitzenberger, G. Kamp, and S. Y. Elzaiat, "Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry", *Opt. Commun.* **117**, 43-48 (1995).
- [51] G. Hausler and M. W. Lindner, "``coherence radar" and ``spectral radar"---new tools for dermatological diagnosis", *Journal of Biomedical Optics* **3**, 21-31 (1998).
- [52] M. Wojtkowski, A. Kowalczyk, R. Leitgeb, and A. F. Fercher, "Full range complex spectral optical coherence tomography technique in eye imaging", *Opt. Lett.* **27**, 1415-1417 (2002).
- [53] M. Wojtkowski, R. Leitgeb, A. Kowalczyk, T. Bajraszewski, and A. F. Fercher, "In vivo human retinal imaging by fourier domain optical coherence tomography", *Journal of Biomedical Optics* **7**, 457-463 (2002).
- [54] S. R. Chinn, E. A. Swanson, and J. G. Fujimoto, "Optical coherence tomography using a frequency-tunable optical source", *Opt. Lett.* **22**, 340-342 (1997).
- [55] B. Golubovic, B. E. Bouma, G. J. Tearney, and J. G. Fujimoto, "Optical frequency-domain reflectometry using rapid wavelength tuning of a cr4+:Forsterite laser", *Opt. Lett.* **22**, 1704-1706 (1997).
- [56] U. H. P. Haberland, V. Blazek, and H. J. Schmitt, "Chirp optical coherence tomography of layered scattering media", *Journal of Biomedical Optics* **3**, 259-266 (1998).
- [57] F. Lexer, C. K. Hitzenberger, A. F. Fercher, and M. Kulhavy, "Wavelength-tuning interferometry of intraocular distances", *Appl. Opt.* **36**, 6548-6553 (1997).
- [58] W. Demtröder, *Experimentalphysik 2* (Springer, Berlin Heidelberg, 2002).
- [59] B. E. Bouma and G. J. Tearney, eds., *Handbook of optical coherence tomography* (Marcel Dekker, New York, 2002).
- [60] R. Leitgeb, C. Hitzenberger, and A. Fercher, "Performance of fourier domain vs. Time domain optical coherence tomography", *Opt. Express* **11**, 889-894 (2003).
- [61] M. Choma, M. Sarunic, C. Yang, and J. Izatt, "Sensitivity advantage of swept source and fourier domain optical coherence tomography", *Opt. Express* **11**, 2183-2189 (2003).
- [62] Z. Committee, *American national standard for safe use of lasers: Ansi z136.1-2000* (Laser Institute of America, 2007).
- [63] M. Gora, K. Karnowski, M. Szkulmowski, B. J. Kaluzny, R. Huber, A. Kowalczyk, and M. Wojtkowski, "Ultra high-speed swept source oct imaging of the anterior segment of human eye at 200 khz with adjustable imaging range", *Opt. Express* **17**, 14880-14894 (2009).
- [64] Y. Yasuno, V. D. Madjarova, S. Makita, M. Akiba, A. Morosawa, C. Chong, T. Sakai, K. P. Chan, M. Itoh, and T. Yatagai, "Three-dimensional and high-speed swept-source optical coherence tomography for in vivo investigation of human anterior eye segments", *Optics Express* **13**, 10652-10664 (2005).
- [65] J. J. Armstrong, M. S. Leigh, D. D. Sampson, J. H. Walsh, D. R. Hillman, and P. R. Eastwood, "Quantitative upper airway imaging with anatomic optical

- coherence tomography", *American Journal of Respiratory and Critical Care Medicine* **173**, 226-233 (2006).
- [66] W. Drexler, *Optical coherence tomography: Technology and applications*, Biological and medical physics, biomedical engineering (Springer, 2008).
- [67] J. A. Giordmaine and R. C. Miller, "Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO_3 at optical frequencies", *Physical Review Letters* **14**, 973 (1965).
- [68] D. J. Taylor, S. E. Harris, S. T. K. Nieh, and T. W. Hansch, "Electronic tuning of a dye laser using the acousto-optic filter", *Applied Physics Letters* **19**, 269-271 (1971).
- [69] H. Walther and J. L. Hall, "Tunable dye laser with narrow spectral output", *Applied Physics Letters* **17**, 239-& (1970).
- [70] J. M. Telle and C. L. Tang, "Direct absorption spectroscopy using a rapidly tunable cw dye laser", *Opt. Commun.* **11**, 251-253 (1974).
- [71] J. M. Telle and C. L. Tang, "Very rapid tuning of cw dye laser", *Applied Physics Letters* **26**, 572-574 (1975).
- [72] R. Passy, N. Gisin, J. P. Vonderweid, and H. H. Gilgen, "Experimental and theoretical investigations of coherent OFDR with semiconductor-laser sources", *J. Lightwave Technol.* **12**, 1622-1630 (1994).
- [73] W. V. Sorin, D. K. Donald, S. A. Newton, and M. Nazarathy, "Coherent fmcw reflectometry using a temperature tuned Nd:YAG ring laser", *IEEE Photonics Technol. Lett.* **2**, 902-904 (1990).
- [74] G. A. Coquin and K. W. Cheung, "Electronically tunable external-cavity semiconductor-laser", *Electronics Letters* **24**, 599-600 (1988).
- [75] W. R. Trutna and L. F. Stokes, "Continuously tuned external-cavity semiconductor-laser", *J. Lightwave Technol.* **11**, 1279-1286 (1993).
- [76] W. Y. Oh, S. H. Yun, G. J. Tearney, and B. E. Bouma, "115 kHz tuning repetition rate ultrahigh-speed wavelength-swept semiconductor laser", *Optics Letters* **30**, 3159-3161 (2005).
- [77] W. Drexler, U. Morgner, R. K. Ghanta, F. X. Kartner, J. S. Schuman, and J. G. Fujimoto, "Ultrahigh-resolution ophthalmic optical coherence tomography", *Nature Medicine* **7**, 502-507 (2001).
- [78] C. Hitzenberger, P. Trost, P.-W. Lo, and Q. Zhou, "Three-dimensional imaging of the human retina by high-speed optical coherence tomography", *Opt. Express* **11**, 2753-2761 (2003).
- [79] N. V. Iftimia, D. X. Hammer, C. E. Bigelow, T. Ustun, J. F. de Boer, and R. D. Ferguson, "Hybrid retinal imager using line-scanning laser ophthalmoscopy and spectral domain optical coherence tomography", *Opt. Express* **14**, 12902-12908 (2006).
- [80] N. Nassif, B. Cense, B. Park, M. Pierce, S. Yun, B. Bouma, G. Tearney, T. Chen, and J. de Boer, "In vivo high-resolution video-rate spectral-domain optical coherence tomography of the human retina and optic nerve", *Opt. Express* **12**, 367-376 (2004).
- [81] K. Kurokawa, K. Sasaki, S. Makita, M. Yamanari, B. Cense, and Y. Yasuno, "Simultaneous high-resolution retinal imaging and high-penetration choroidal imaging by one-micrometer adaptive optics optical coherence tomography", *Opt. Express* **18**, 8515-8527 (2010).
- [82] E. C. Lee, J. F. de Boer, M. Mujat, H. Lim, and S. H. Yun, "In vivo optical frequency domain imaging of human retina and choroid", *Opt. Express* **14**, 4403-4411 (2006).

-
- [83] Y. Yasuno, Y. Hong, S. Makita, M. Yamanari, M. Akiba, M. Miura, and T. Yatagai, "In vivo high-contrast imaging of deep posterior eye by 1- μ m swept source optical coherence tomography and scattering optical coherence angiography", *Opt. Express* **15**, 6121-6139 (2007).
- [84] D. C. Adler, Y. Chen, R. Huber, J. Schmitt, J. Connolly, and J. G. Fujimoto, "Three-dimensional endomicroscopy using optical coherence tomography", *Nat. Photonics* **1**, 709-716 (2007).
- [85] C. C. Yang, M.-T. Tsai, H.-C. Lee, C.-K. Lee, C.-H. Yu, H.-M. Chen, C.-P. Chiang, C.-C. Chang, and Y.-M. Wang, "Effective indicators for diagnosis of oral cancer using optical coherence tomography", *Opt. Express* **16**, 15847-15862 (2008).
- [86] M. Wurm, K. Wiesauer, K. Nagel, M. Pircher, E. Gotzinger, C. K. Hitzenberger, and D. Stifter, "Spectral-domain optical coherence tomography: A novel and fast tool for ndt", *European Ndt Days in Prague 2007: Ndt in Progress, Proceedings*, 225-232 (2007).
- [87] M. Wojtkowski, "High-speed optical coherence tomography: Basics and applications", *Appl. Opt.* **49**, D30-D61 (2010).
- [88] P. F. Wysocki, M. J. F. Digonnet, and B. Y. Kim, "Broad-spectrum, wavelength-swept, erbium-doped fiber laser at 1.55 μ m", *Opt. Lett.* **15**, 879-881 (1990).
- [89] S. Yamashita and M. Asano, "Wide and fast wavelength-tunable mode-locked fiber laser based on dispersion tuning", *Opt. Express* **14**, 9299-9306 (2006).
- [90] S. H. Yun, D. J. Richardson, D. O. Culverhouse, and B. Y. Kim, "Wavelength-swept fiber laser with frequency shifted feedback and resonantly swept intracavity acoustooptic tunable filter", *Ieee Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **3**, 1087-1096 (1997).
- [91] S. Moon and D. Y. Kim, "Ultra-high-speed optical coherence tomography with a stretched pulse supercontinuum source", *Opt. Express* **14**, 11575-11584 (2006).
- [92] J. W. Walewski and S. T. Sanders, "High-resolution wavelength-agile laser source based on pulsed super-continua", *Applied Physics B-Lasers and Optics* **79**, 415-418 (2004).
- [93] I. Hartl, X. D. Li, C. Chudoba, R. K. Ghanta, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, J. K. Ranka, and R. S. Windeler, "Ultrahigh-resolution optical coherence tomography using continuum generation in an air?Silica microstructure optical fiber", *Opt. Lett.* **26**, 608-610 (2001).
- [94] C. H. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor-lasers", *Ieee Journal of Quantum Electronics* **18**, 259-264 (1982).
- [95] M. W. Jenkins, D. C. Adler, M. Gargasha, R. Huber, F. Rothenberg, J. Belding, M. Watanabe, D. L. Wilson, J. G. Fujimoto, and A. M. Rollins, "Ultrahigh-speed optical coherence tomography imaging and visualization of the embryonic avian heart using a buffered fourier domain mode locked laser", *Optics Express* **15**, 6251-6267 (2007).
- [96] M. W. Jenkins, O. Q. Chughtai, A. N. Basavanhally, M. Watanabe, and A. M. Rollins, "In vivo gated 4d imaging of the embryonic heart using optical coherence tomography", *Journal of Biomedical Optics* **12**(2007).
- [97] M. Niemeijer, M. K. Garvin, B. van Ginneken, M. Sonka, and M. D. Abramoff, "Vessel segmentation in 3d spectral oct scans of the retina - art. No. 69141r", *Medical Imaging 2008: Image Processing, Pts 1-3* **6914**, R9141-R9141 (2008).

- [98] K. O. Hill, F. Bilodeau, B. Malo, T. Kitagawa, S. Theriault, D. C. Johnson, J. Albert, and K. Takiguchi, "Chirped in-fiber bragg gratings for compensation of optical-fiber dispersion", *Optics Letters* **19**, 1314-1316 (1994).
- [99] F. Ouellette, P. A. Krug, T. Stephens, G. Dhosi, and B. Eggleton, "Broad-band and wdm dispersion compensation using chirped sampled fiber bragg gratings", *Electronics Letters* **31**, 899-901 (1995).
- [100] J. A. R. Williams, I. Bennion, K. Sugden, and N. J. Doran, "Fiber dispersion compensation using a chirped in-fiber bragg grating", *Electronics Letters* **30**, 985-987 (1994).
- [101] M. E. Durst and C. Xu, "Kilohertz tunable dispersion compensation with a bimorph piezo deformable mirror", 2009 Conference on Lasers and Electro-Optics and Quantum Electronics and Laser Science Conference (Cleo/QELS 2009), Vols 1-5, 556-557 (2009).
- [102] Y. Ozeki, G. Omura, and K. Itoh, "Broadband group delay dispersion compensation for a microscope objective lens with a specially-designed mechanical deformable mirror", *Optics Express* **16**, 2778-2783 (2008).
- [103] K. H. Lee, K. H. Park, and W. Y. Choi, "Measurement of the carrier lifetime and linewidth enhancement factor of semiconductor optical amplifiers using their optical modulation responses", *Optical Engineering* **43**, 2715-2718 (2004).

Vollständige Publikationsliste

- [E1] B. R. Biedermann, W. Wieser, C. M. Eigenwillig, and R. Huber, "Recent developments in Fourier Domain Mode Locked lasers for optical coherence tomography: Imaging at 1310 nm vs. 1550 nm wavelength", *Journal of Biophotonics* **2**, 357-363 (2009).
- [E2] B. R. Biedermann, W. Wieser, C. M. Eigenwillig, T. Klein, and R. Huber, "Dispersion, coherence and noise of Fourier domain mode locked lasers", *Optics Express* **17**, 9947-9961 (2009).
- [E3] B. R. Biedermann, W. Wieser, C. M. Eigenwillig, G. Palte, D. C. Adler, V. J. Srinivasan, J. G. Fujimoto, and R. Huber, "Real time en face Fourier-domain optical coherence tomography with direct hardware frequency demodulation", *Optics Letters* **33**, 2556-2558 (2008).
- [E4] C. Eigenwillig, B. Biedermann, and R. Huber, "Optical Coherence Tomography Imaging with k-Space Linear Fourier Domain Mode Locked Lasers", 2008 Conference on Lasers and Electro-Optics & Quantum Electronics and Laser Science Conference, Vols 1-9, 152-153 (2008).
- [E5] C. M. Eigenwillig, B. R. Biedermann, G. Palte, and R. Huber, "K-space linear Fourier domain mode locked laser and applications for optical coherence tomography", *Optics Express* **16**, 8916-8937 (2008).
- [E6] C. M. Eigenwillig, B. R. Biedermann, W. Wieser, and R. Huber, "Wavelength swept amplified spontaneous emission source", *Optics Express* **17**, 18794-18807 (2009).
- [E7] C. M. Eigenwillig, B. R. Biedermann, W. Wieser, and R. Huber, "Wavelength swept ASE source", in (SPIE, 2009), 73720O.
- [E8] C. M. Eigenwillig, W. Wieser, B. R. Biedermann, and R. Huber, "Subharmonic Fourier domain mode locking", *Optics Letters* **34**, 725-727 (2009).
- [E9] C. Jirauschek, B. Biedermann, and R. Huber, "A theoretical description of Fourier domain mode locked lasers", *Optics Express* **17**, 24013-24019 (2009).
- [E10] C. Jirauschek, C. Eigenwillig, B. Biedermann, and R. Huber, "Fourier Domain Mode Locking Theory", 2008 Conference on Lasers and Electro-Optics & Quantum Electronics and Laser Science Conference, Vols 1-9, 1403-1404 (2008).
- [E11] T. Klein, W. Wieser, B. R. Biedermann, C. M. Eigenwillig, G. Palte, and R. Huber, "Raman-pumped Fourier-domain mode-locked laser: analysis of operation and application for optical coherence tomography", *Optics Letters* **33**, 2815-2817 (2008).
- [E12] R. Leonhardt, B. R. Biedermann, W. Wieser, and R. Huber, "Nonlinear optical frequency conversion of an amplified Fourier Domain Mode Locked (FDML) laser", *Optics Express* **17**, 16801-16808 (2009).
- [E13] S. Marschall, T. Klein, W. Wieser, B. Biedermann, K. Hsu, B. Sumpf, K.-H. Hasler, G. Erbert, O. B. Jensen, C. Pedersen, R. Huber, and P. E. Andersen, "FDML swept source at 1060 nm using a tapered amplifier", in (SPIE, 2010), 75541H.
- [E14] S. Marschall, T. Klein, W. Wieser, B. Biedermann, K. Hsu, B. Sumpf, K.-H. Hasler, G. Erbert, O. B. Jensen, C. Pedersen, R. Huber, and P. E. Andersen, "High-power FDML laser for swept source-OCT at 1060 nm", in (SPIE, 2010), 77150B.

- [E15] S. Marschall, T. Klein, W. Wieser, B. R. Biedermann, K. Hsu, K. P. Hansen, B. Sumpf, K.-H. Hasler, G. Erbert, O. B. Jensen, C. Pedersen, R. Huber, and P. E. Andersen, "Fourier domain mode-locked swept source at 1050 nm based on a tapered amplifier", *Opt. Express* **18**, 15820-15831 (2010).
- [E16] G. Palte, W. Wieser, B. R. Biedermann, C. M. Eigenwillig, and R. Huber, "Fourier domain mode locked (FDML) lasers for polarization sensitive OCT", in (SPIE, 2009), 73720M.
- [E17] W. Wieser, B. R. Biedermann, T. Klein, C. M. Eigenwillig, and R. Huber, "Ultra-rapid dispersion measurement in optical fibers", *Optics Express* **17**, 22871-22878 (2009).
- [E18] W. Wieser, 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 GVoxels per second", *Optics Express* **18**, 14685-14704 (2010).

Patentanmeldungen

- [P1] R. A. Huber, C. Eigenwillig, B. Biedermann, "Wavelength-tunable light source", International PCT Application Pub. No. WO/2010/026197, 11.03.2010

Danksagung

Zu guter Letzt möchte ich mich bei denjenigen bedanken, die maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zunächst ist Robert zu nennen, dem ich dafür danke, mich in seiner anfänglich kleinen Nachwuchsgruppe aufgenommen zu haben. Besonders zu schätzen weiß ich die vielen Stunden, die er sich Zeit genommen hat, um seine Erfahrung zu teilen und sie in die Planung neuer Experimente und die Diskussion experimenteller Resultate einfließen zu lassen. Darüber hinaus bin ich ihm dankbar für die Aufrechterhaltung eines kontinuierlichen Mittelzuflusses, der sich in einer sehr umfangreichen Laborausstattung manifestiert hat und somit ein kreatives Experimentieren ermöglichte.

Bei Prof. Zinth möchte ich mich dafür bedanken, dass ich an seinem Lehrstuhl promovieren konnte und von der umfangreichen optischen Erfahrung und Ausstattung profitiert habe. Die nicht nur kollegiale, sondern freundschaftliche Stimmung unter den Mitarbeitern am Lehrstuhl war sehr angenehm. Der Werkstatt danke ich für die oft schnelle Fertigung von Bauteilen und Änderungen an solchen, wodurch ich viel Zeit sparen konnte und sich Experimente schneller realisieren ließen.

Christoph hat zwei Monate vor mir mit seiner Doktorarbeit begonnen und die ersten Schritte im neu auszustattenden Labor unternommen. Ich danke ihm für die Erfahrung, die er mit mir geteilt hat und seine Ratschläge zur Lösung etlicher experimenteller Probleme. Mit Wolfgang habe ich einige Experimente zusammen durchgeführt und seine vielfältigen experimentalphysikalischen Fähigkeiten zu schätzen gelernt. Außerdem danke ich ihm für die unzähligen elektronischen Schaltungen, die er entwickelt und gelötet hat und die viele Experimente beflügelt haben. Bei Thomas möchte ich mich für die vielen erleuchtenden Diskussionen zu mathematischen Hintergründen unserer Forschung und für die Unterstützung bei den ersten Gehversuchen mit dem Office-Paket bedanken. Allein dreien danke ich außerdem für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Bei meiner Diplomandin Gesa sowie den Werkstudenten Simon, Rainer, Corinna und Kathrin möchte ich mich für ihre Begeisterung für die Physik bedanken, welche die Betreuung zur Freude werden ließ.

Christian Jirauschek und Sebastian Todor danke ich für die fruchtbare Zusammenarbeit bei der theoretischen und numerischen Betrachtung des FDML-Lasers sowie die erleuchtenden Diskussionen.

Meinen Eltern danke ich für die naturwissenschaftliche Förderung während meiner Schulzeit und die notwendige finanzielle wie moralische Unterstützung, ohne die das Physikstudium nicht möglich gewesen wäre.

Lebenslauf

Benjamin Biedermann, geboren am 1.5.1981 in Ochsenfurt

- | | |
|--------------------|---|
| 1991 - 2000 | Besuch des Gymnasiums Marktbreit |
| 2000 - 2001 | Zivildienst bei der Arbeiterwohlfahrt Marktbreit |
| 2001 - 2003 | Grundstudium der Physik an der Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg |
| 2003 - 2007 | Hauptstudium der Physik an der Ludwig-Maximilians-Universität München |
| 2006 - 2007 | Diplomarbeit zum Thema:
<i>Optische Spininitialisierung und spinabhängige Laserspektroskopie an einzelnen selbstorganisierten Quantenpunkten</i> |
| 2007 | Diplom |
| 2007 - 2010 | Promotionsstudium und wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität München |