

博士論文

デジタルコヒーレント信号処理による
分散チューニング波長掃引OCTの
性能向上に関する研究

学籍番号

37-167076

所属

工学系研究科

名前

白畑 卓磨

指導教員

山下 真司

提出日

6月1日

目次

第 1 章	序論	1
1.1	研究背景	1
1.1.1	OCT の概要	1
1.1.2	光ファイバ通信とデジタルコヒーレント受信器	2
1.1.3	信号処理による光センシングとイメージング	3
1.2	研究目的	3
1.2.1	分散チューニングレーザ	3
1.2.2	分散チューニングレーザの先行研究	3
1.2.3	研究の目的	5
1.3	論文の構成	5
第 2 章	光コヒーレンストモグラフィー (OCT)	7
2.1	OCT の概要	7
2.2	OCT の種類	9
2.2.1	TD-OCT	9
2.2.2	SD-OCT	9
2.2.3	SS-OCT	10
2.3	OCT の原理	11
2.3.1	TD-OCT	12
2.3.2	FD-OCT	13
2.4	OCT の性能	14
2.4.1	分解能	14
2.4.2	撮影速度	15
2.4.3	測定可能深度	15
2.5	SS-OCT に使われる光源	16
第 3 章	分散チューニングレーザの原理	20
3.1	モード同期の原理	20
3.2	分散チューニングの原理	22
3.3	分散チューニングレーザの利点と課題	25
第 4 章	デジタルコヒーレント受信による分散チューニングレーザを用いた	

	SS-OCT の波長掃引非線形性補償と Full-Range 測定	27
4.1	ディジタルコヒーレント受信による波長非線形性の補償法	27
4.2	実験系	29
4.2.1	分散チューニングレーザの特性	30
4.3	PSF 測定による評価	30
4.4	DTSL-OCT の画像	34
4.5	まとめ	36
第 5 章	ディジタルコヒーレント信号処理による分散チューニングレーザの性能 分析と構成最適化	39
5.1	SOA の非線形性	39
5.2	実験系	41
5.3	PSF 測定による評価	43
5.4	考察	49
5.5	まとめ	52
第 6 章	圧縮センシングによる分散チューニングレーザを用いた SS-OCT の画 像再構成	53
6.1	圧縮センシングの概要	53
6.2	圧縮センシングによる画像再構成	55
6.2.1	問題設定とアルゴリズム	55
6.2.2	インコヒーレントサンプリング	58
6.3	実験系	58
6.4	ランダムアンダーサンプリングのための任意整数倍速度掃引	59
6.5	DTSL-OCT における圧縮センシング	63
6.5.1	PSF の測定	63
6.5.2	養生テープの OCT 画像の再構成	63
6.6	まとめ	64
第 7 章	結論	66
7.1	まとめ	66
7.2	結論	67
参考文献		68

第 1 章

序論

1.1 研究背景

1.1.1 OCT の概要

光コヒーレンストモグラフィー (Optical coherence tomography: OCT) は 1991 年に J.G.Fujimoto 氏らによって最初に考案された赤外線の干渉を用いた断層イメージング技術である [1]。赤外光を測定媒体として使用するため非破壊・非侵襲・非接触の撮影ができ、干渉を用いるため μm オーダでの高い空間分解能を持つが測定可能な深度が数 mm に限られるという特徴がある。OCT には主に 3 つの種類があり、それぞれ Time-domain OCT (TD-OCT)、Spectral-domain OCT (SD-OCT)、Swept-source (SS-OCT) と呼ばれる。この中でも SS-OCT は 1997 年に TD-OCT と同じく J.G.Fujimoto 氏らによって考案された手法である [2]。

SS-OCT は 3 種類の OCT の中でも最も OCT としての性能が高いが、その分光源の性能への依存度が非常に高い。SS-OCT においては広い波長帯域を高速に波長掃引が可能な光源が求められる。このような光源を作るのは非常に難しくはあるが、現在では光ファイバレーザか半導体レーザで作られるのが一般的である。光ファイバレーザは光ファイバを用いて共振器を構成し、増幅媒質を挿入することでレーザ発振をさせたものである。光ファイバレーザはファイバと光部品を一体化でき光軸ずれがないため安定性が高く保守が容易、光ファイバの狭いコアの中を伝搬するために非常に高エネルギー効率でありビーム品質にも優れる、ファイバは細くて表面積が大きいため冷却が容易、小型軽量などの利点が存在している。

光ファイバレーザの利得媒質としてはイッテルビウム (Yb) やエルビウム (Er) などの希土類添加ファイバや半導体光増幅器 (Semiconductor optical amplifier: SOA) などが使用される。これらの利得媒質は数 10 – 100 nm の利得帯域を持っているので広帯域の光を増幅できるのに加え、波長選択フィルタを共振器内に挿入しフィルタの選択波長を変化させることによって波長可変レーザを構成することができる。本研究においては SS-OCT への応用を目標とし、高速に波長掃引が可能な光ファイバレーザについての研究を行う。

1.1.2 光ファイバ通信とデジタルコヒーレント受信器

元々光ファイバは内視鏡用のために開発されたものであり、1954年に N. S. kaspary 氏らによって考案された [3]。1958年には初の光ファイバを用いた内視鏡であるファイバ스코プが開発されることになる [4]。このとき開発された光ファイバは現在のファイバと同じくコアとクラッドを持つ構造であったが、通信に使用するには損失が大きすぎた。しかし 1966年に C. Kao 氏らによって高純度のガラスを用いた光ファイバは 20 dB/km 以下に伝送損失を抑えることができ通信用への応用が可能であることを予言したことにより、通信用光ファイバの研究開発に注目が集まることになる [5]。実際に 1970年にはコーニング社により 20 dB/km の低損失な石英ガラス光ファイバが開発されることになる [6]。この業績によって C.kao 氏は 2009年にノーベル物理学賞を受賞している。また 1970年にはダブルヘテロ構造の半導体レーザの室温連続発振が成功しており、光通信の実用化が現実的となり、光通信の研究が本格的に始まるようになった。この年は光通信元年と呼ばれている。光ファイバの低損失化については 1979年には NTT による VAD (Vapor-phase axial deposition) 法により伝送損失 0.2 dB/km の光ファイバが報告されるまでに至った [7]。

光ファイバ通信の大容量化、長距離化の需要が高まる中、大きなブレイクスルーとなったのが 1987年に発表されたエルビウム添加光ファイバ増幅器 (Erbium doped optical fiber Amplifier: EDFA) である [8]。光ファイバ増幅器は光→電気→光の変換をする事無く、光ファイバの伝送損失を補償する事ができ、光ファイバの伝送損失が最も少ない 1.5 μm 帯の光を増幅することができる EDFA は現在の大容量通信においても非常に重要な役割を担っている。この発明によって伝送可能距離の長距離化とともに、波長分割多重 (Wavelength division multiplexing: WDM) 伝送が可能となりファイバ 1 本当たりの伝送容量が飛躍的に増加することになる。また WDM 伝送の性能向上のために、広い波長帯域で波長分散を補償できる分散補償ファイバや、非線形光学効果を抑制したファイバなどが開発され、さらに一方では四光波混合、ラマン増幅、自己位相変調などの非線形光学効果を積極的に利用したデバイスも開発されている。

しかし EDFA の帯域は有限であるため通信の大容量化ためには波長利用効率を向上させるための研究が重要となってきた。そして 2006年に開発されたのがデジタルコヒーレント受信器である [9]。デジタルコヒーレント受信は光 90° ハイブリットと呼ばれる位相ダイバーシティ・ホモダイン受信と高速デジタル信号処理の組み合わせが特徴である。位相や偏波の変動にデジタル信号処理を用いて対処することにより、従来のコヒーレント受信器の技術的困難性を解決することが可能となった。デジタルコヒーレント光受信器は、信号光の複素振幅を測定できるため従来のコヒーレント通信技術では補償は難しかった光ファイバの群速度分散 (group-velocity dispersion: GVD) や偏波モード分散 (polarization-mode dispersion: PMD) など、デジタル信号処理技術を駆使して補償できる。これらの多くの利点のため、デジタルコヒーレント光受信器を用いた光通信の研究が大きな注目を集めている。

本研究においては光通信の技術のブレイクスルーとなったデジタルコヒーレント受信波長掃引レーザである分散チューニングレーザを用いた SS-OCT システムに応用する研究を行う。

1.1.3 信号処理による光センシングとイメージング

近年のパーソナルコンピュータの性能向上は目覚ましく、パーソナルコンピュータの性能向上によって可能になることは非常に多い。例を挙げると 1958 年にニューラルネットワークの基礎が提案されたが、多層化はニューラルネットワークの表現力を増し性能向上に有効だとわかっていたものの、計算量を考えると当時は現実的ではなかった [10]。しかしパーソナルコンピュータの性能向上によってニューラルネットワークの多層化が現実的となり 2006 年に deep belief network が提唱されたことがきっかけとなり 2010 年代にはディープラーニングという一大分野できている [11]。

計算力の向上による影響は光を用いたセンシングやイメージングの分野にも大きな影響を与えている。信号処理による画像再構成技術で昔から良く研究されていたのは超解像度技術 (super-resolution imaging) ではあるが [12]、現在では超解像度技術を含めて様々な理論に基づいた多くの信号処理を用いたセンシング、イメージング技術が大きな注目を浴びている。ゴーストイメージングや焦点ずれによる深度測定などのように理論自体は昔から提唱されていたが計算力向上により実用になり再発掘され本格的な研究が始まったものも多い [13–16]。2005 年には信号処理による光のセンシング、イメージングの国際会議、Computational Optical Sensing and Imaging が始まるなど非常に注目を集めている分野となっている。

本研究においては 2006 年に提唱された圧縮センシングという新しい信号処理の理論、技術を分散チューニングレーザを用いた SS-OCT システムに応用する研究を行う [17]。

1.2 研究目的

1.2.1 分散チューニングレーザ

一般的な波長可変ファイバレーザを実現するためには、Fig. 1.1(a) に示すように共振器中に波長選択フィルタを挿入する。しかしこのような構成においては、掃引速度や帯域がフィルタの機械的な駆動部によって制限されてしまう。そこで本研究では分散チューニングという手法においては波長掃引を行っている。分散チューニングにおいては、Fig. 1.1(b) に示すように共振器中に高い波長分散を持つデバイスを挿入することによって、強度変調をしてモード同期を行ったときに強度変調の変調周波数に応じて発振波長が変化ようになる。この共振器中には機械的駆動部が存在しなく、電氣的に波長を掃引できるので原理的に高速で広帯域な波長掃引が可能になる。

1.2.2 分散チューニングレーザの先行研究

著者の所属する研究室ではこれまで多くの分散チューニングの研究を行っている。2006 年の分散チューニングの最初の研究では 200 kHz の掃引速度で 100 nm の掃引帯域が実現され分散チューニングの特長である広帯域な高速掃引を示すことに成功している [18]。その後 fiber bragg grating (FBG) センサーのための波長掃引光源として分散チューニングレーザが使用され、掃引帯域もさらに 180 nm に伸びることになった [19]。最初に分散チューニングレーザが

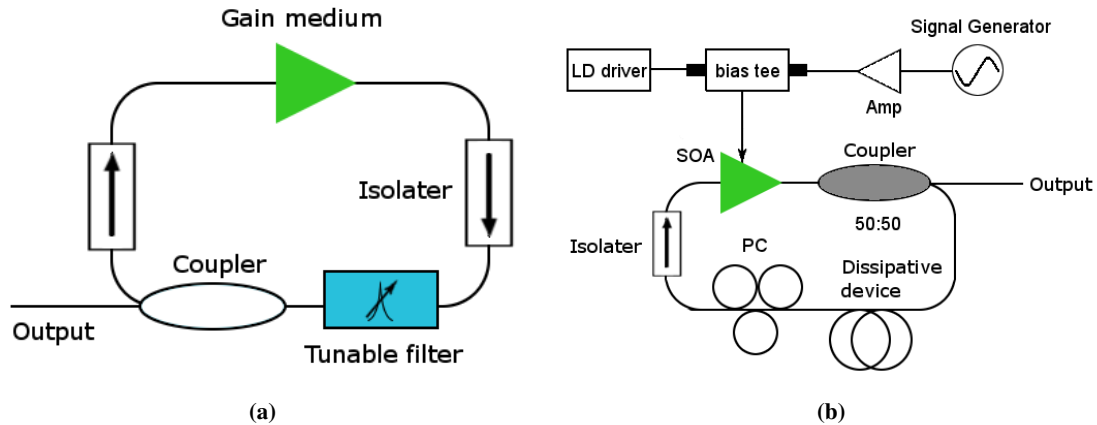


Fig.1.1: (a):光フィルタ型波長可変レーザ (b):分散チューニング波長可変レーザ

OCT に応用されたのは 2012 年であったが、その時点では SS-OCT の画像を取得するためには掃引速度を上げることができず、1kHz まで掃引速度を下げる必要があった [20]。これは分散媒質として分散補償ファイバを用いており、十分な分散量を得るために共振器長が 100 m 以上と長くなってしまったことが原因である。波長フィルタ型の波長掃引レーザにも言えることだが、長い共振器長はレーザが発振するまでに時間がかかるため高速掃引に向かないためである [21]。

その後分散媒質を変更することによって共振器長の短縮が行われた。試されたのは chirped fiber bragg grating (CFBG) と回折格子対であり、どちらも短い距離で大きな分散を持っている。2013 年には reflective semiconductor optical amplifier (RSOA) と CFBG を組み合わせることで共振器長を 4.1 m まで短縮することにより 60nm の帯域幅で 250 kHz の掃引速度の条件下で SS-OCT 画像の取得に成功している [22]。しかし画像化可能深度は粘着テープの撮影において 1 mm を下回っており、イメージング深度を改善する必要があった。SS-OCT においては波長掃引時の瞬間的な波長線幅が細ければ細いほど、コヒーレンス長が長くなりイメージング深度が向上する。このとき経験則的に強度変調周波数を上げるとコヒーレンス長が長くなるとの知見があったものの、強度変調周波数を上げると波長掃引帯域が狭まってしまうトレードオフの関係があった。この問題を解決するための方法としてパルス変調が考案された [23]。それまでは正弦波による変調しか試してきていなかったが、パルスによる変調は繰り返し周波数とパルス幅という 2 つの自由度を得ることができ、掃引帯域を決めるのは繰り返し周波数であり、コヒーレンス長を長くなる要因であったのはパルス幅の方であったために、掃引帯域とコヒーレンス長のトレードオフを除去するとともに正弦波変調では 10 GHz 必要なパルス幅 100 ps での変調で大きくコヒーレンス長の改善がなされた。

しかし短いパルス幅で変調をすることによって波長線幅が細くなるというのはフーリエ変換を考えると不可解なことであった。また CFBG を使用することによって正常分散と異常分散のどちらを使用するかを選択ができるようになり、異常分散の方が波長線幅が細くなりコヒーレンス長が長くなるという実験結果はあったが理由は分かっていなかった。そこで広帯域な増幅利得を持つために使用している増幅媒質である半導体光増幅器 (semiconductor optical amplifier: SOA) の非線形性に目を付けた。そして SOA の非線形性を含めたパルス伝搬のシミュ

レーションがアベレージモデルという方法で行われた [24]。異常分散と正常分散では SOA の非線形性の効き方が異なり、100 ps ほどの短パルス異常分散でコヒーレンス長が改善することが示された。またより実際の実験系に即したディスクリットモデルでシミュレーションが行われ、実験でも 100ps のパルス幅で異常分散がコヒーレンス長を長くすることが確認された [25]。

1.2.3 研究の目的

今までは分散チューニングレーザの構成を変えることによって性能向上を図ってきたが、本研究においては異なるアプローチ、デジタル信号処理による SS-OCT 応用のための分散チューニングレーザの性能改善を目的とする。Fig. 1.2 に本研究の概要図を示す。

本研究ではデジタルコヒーレント信号処理を分散チューニングレーザを用いた SS-OCT に応用することによって、性能改善を図っている。折り返しの除去と波長掃引非線形性の除去が同時にでき、結果として実効的な画像化可能深度を増やすことができる。信号処理による性能改善はレーザ外のコンポーネントは増えるものの、レーザの構成には依らないため分散チューニングレーザの短所であるコヒーレンス長の短さを補うことができれば非常に有用である。

同様に近年注目され始めた信号処理の理論であり、技法でもある圧縮センシングを分散チューニングレーザを用いた SS-OCT に応用した。圧縮センシングにはランダムサンプリングが必要であるが、分散チューニングレーザが電氣的に掃引可能なのを利用し任意の波形で掃引することにより、サンプリングを間引く必要なくランダムサンプリングを行った。圧縮センシングはデータ数を削減できるため、データ量が非常に大きくなる 3D 測定を繰り返す場合などに有効である。データの再構成には時間が必要となるが、パーソナルコンピュータの性能向上によりその時間もかなり短縮されている。

またデジタルコヒーレント信号処理によって波長掃引の非線形性が除去できるようになったため、改めて分散チューニングレーザの特性を正常分散と異常分散、上り掃引と下り掃引で測定しなおすことによって、SOA の非線形性と分散、SS-OCT の性能についての関係の定量的な評価を行った。

1.3 論文の構成

本論文の構成を以下に示す。

- 第 1 章：序論
- 第 2 章：光コヒーレンストモグラフィー (OCT)
本研究の応用目的である OCT について、その原理と求められる光源の性能について述べる。また SS-OCT 光源の近年の研究動向についても紹介する。
- 第 3 章：分散チューニングレーザの原理
分散チューニングの原理と課題点について述べる。
- 第 4 章：デジタルコヒーレント受信による分散チューニングレーザを用いた SS-OCT の波長掃引非線形性補償と Full-Range 測定

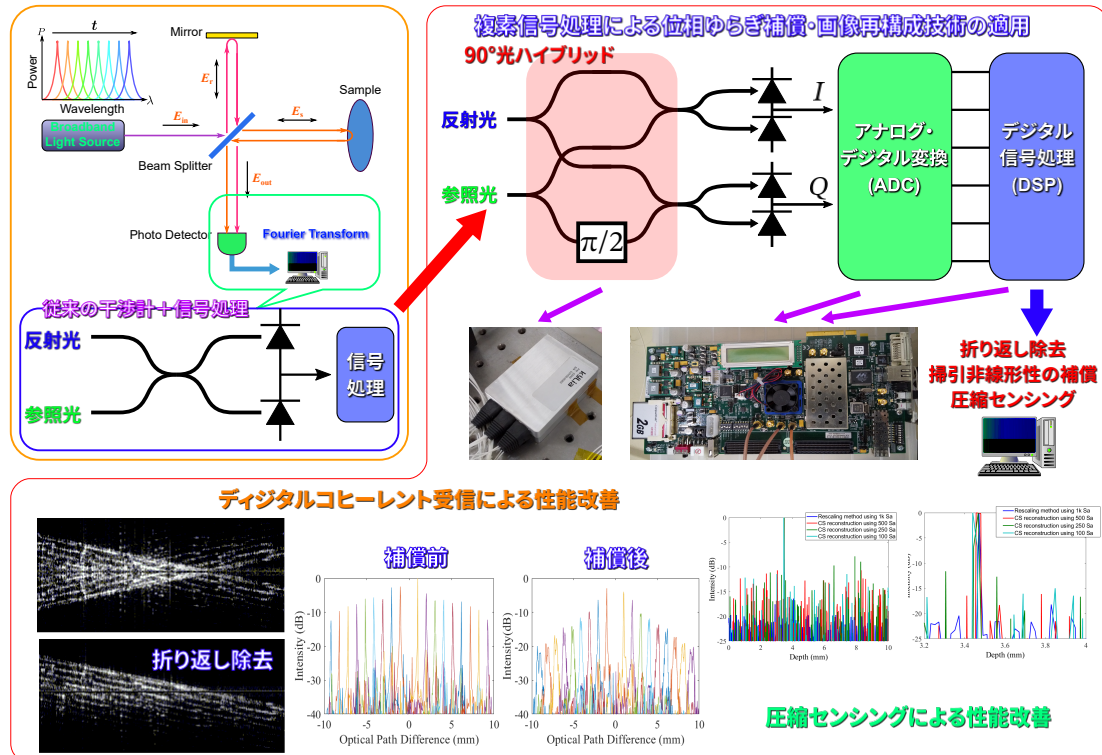


Fig.1.2: 研究の概要図

デジタルコヒーレント受信を分散チューニングレーザを用いた SS-OCT に応用することによって、折り返し画像と波長掃引の非線形性を除去し、分解能と画像化可能深度の改善を行った。

- 第 5 章：デジタルコヒーレント信号処理による分散チューニングレーザの性能分析と構成最適化
波長掃引の非線形性の除去を行った上で、分散の符号や掃引方向など分散チューニングレーザの構成を変更させることによる性能の変化を調査した。
- 第 6 章：圧縮センシングによる分散チューニングレーザを用いた SS-OCT の画像再構成
分散チューニングレーザの波長掃引波形の任意性に注目することによって圧縮センシングを分散チューニングレーザを用いた SS-OCT に応用した。
- 第 7 章：結論
本研究のまとめを行う。

第 2 章

光コヒーレンストモグラフィ (OCT)

本章では OCT についての概要と、その原理、性能について述べる。OCT には Time-domain OCT (TD-OCT) と Spectral-domain OCT (SD-OCT)、Swept-source OCT (SS-OCT) の三種類が存在しており、それぞれの OCT で必要となる光源や構成は異なる。特に光源は OCT の性能と密接に結びついており、高性能 OCT にはどのような光源が必要になるかどうかを述べる。特に SS-OCT において使われる光源である波長掃引レーザについてどのようなものが研究されてきたかを述べる。

2.1 OCT の概要

光干渉断層撮影 (Optical coherence tomography: OCT) は 1991 年に J.G.Fujimoto 氏らによって最初に考案された赤外線干渉を用いた断層イメージング技術である [1]。赤外光を測定媒体として使用するため非破壊・非侵襲・非接触の撮影ができ、干渉を用いるため μm オーダーの高い空間分解能を持つが測定可能な深度が数 mm に限られるという特徴がある。近年では OCT 技術の進歩により測定速度が向上しリアルタイムの 3D イメージングも可能となってきた [26]。眼科を中心に応用が始まっており、主として医療分野において生体画像への応用が想定されている技術である。光ファイバを用いることで内視鏡に取り付けることができ臓器の診断にも利用される [27]。OCT の原理自体は 1987 年に考案された距離測定技術である optical coherence-domain reflectometry (OCDR) [28] と同じではあるが、2D あるいは 3D の生体画像が欲しい OCT と 1D の距離測定である OCDR では応用目的が異なり、光源などアーキテクチャーに求められる性能に違いがあるので研究方向が大きく異なっている。OCT 画像の例として粘着テープを撮影したものを Fig. 2.1 に示す。また OCT 画像を金属表面の形状測定に使用した例を Fig. 2.2 に示す。OCT には高い分解能を生かした形状測定などの工業応用も考えられる。

医療分野で用いられる主なイメージング技術の分解能と測定可能深度の比較を Fig. 2.3 に示す。X 線 CT と Magnetic resonance Image(MRI) は体や臓器の全体像を画像として取得することができる代わりに、分解能は 1mm 前後と制限されている [29–32]。また特に MRI で顕著で

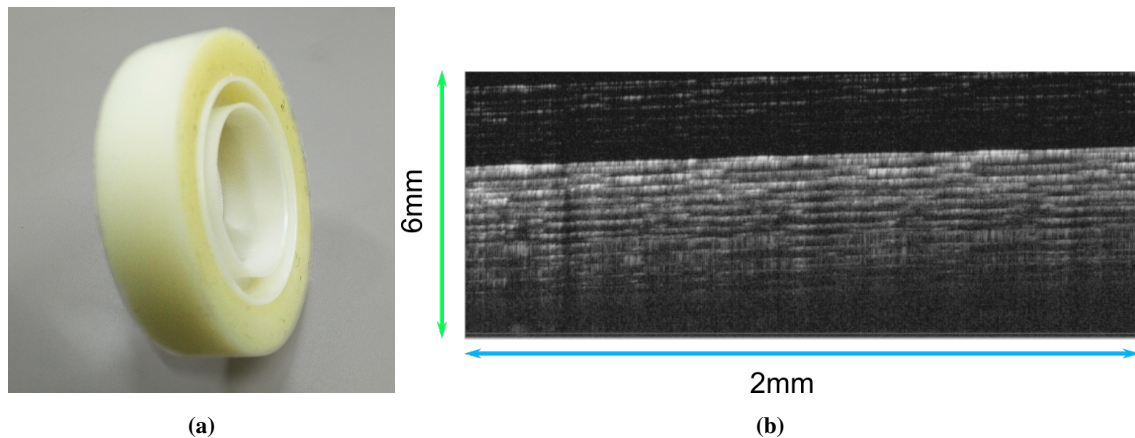


Fig.2.1: 粘着テープ (a):サンプル (b):OCT 画像 (2D)

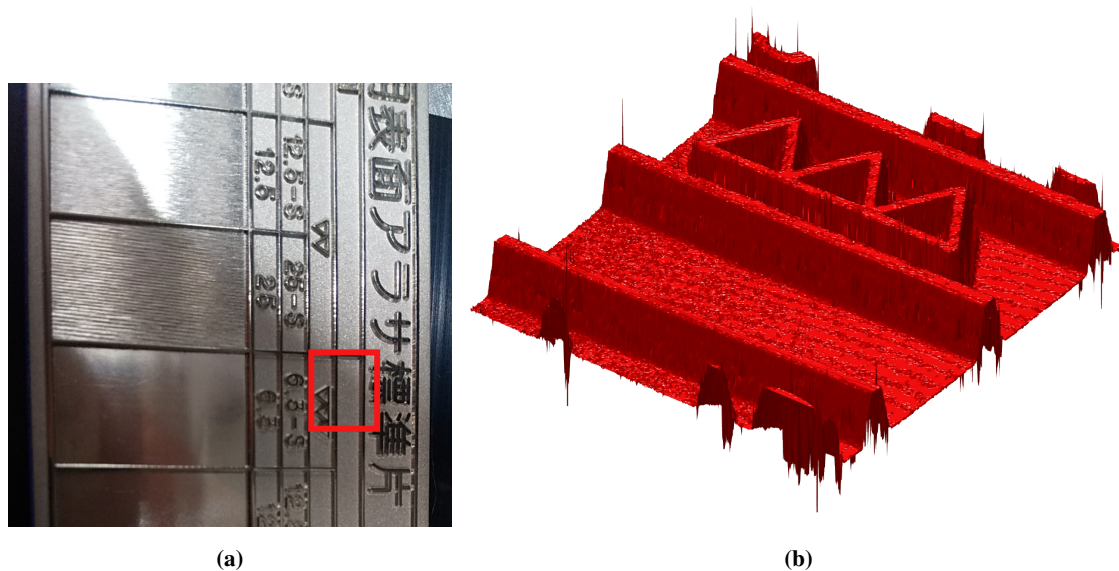


Fig.2.2: アラサ標準片 (金属) (a):サンプル (2D) (b):OCT 画像 (3D)

はあるが、測定開始から画像化が完了するまでに時間がかかるためリアルタイムでのイメージングができない。また測定媒体が X 線や強い磁場であるため人体に対する影響があるため、X 線 CT には測定可能な回数に限度があり、MRI は心臓ペースメーカなどの一部の体内埋め込み器具を使用している人には使えないなど、制限が存在している。

超音波画像診断は OCT と同じくリアルタイムでの画像化が可能な技術である [33]。測定媒体が超音波であるため人体への影響は小さく、システムも比較的小型であり OCT と似た特徴を持つ。超音波診断はイメージング可能深度が 1cm 以上と OCT と比べて高いがその反面分解能では 100 μ m 前後と OCT に劣っている。共焦点顕微鏡は非常に高い μ m 以下の分解能を持つイメージング技術ではあるが、深さ方向の画像化可能距離は 1mm 以下と非常に低い [34]。OCT は分解能と測定可能深度において共焦点顕微鏡と超音波診断の間を埋めるイメージング技術となる。

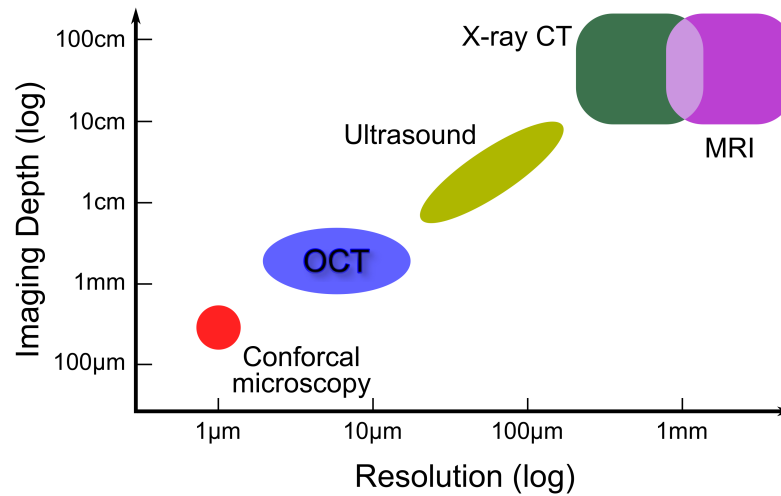


Fig.2.3: OCT と類似技術の測定可能深度と分解能の比較

2.2 OCT の種類

2.2.1 TD-OCT

現在 OCT には 3 種類の撮影原理が存在している。初めに考案された OCT は time-domain OCT (TD-OCT) と呼ばれており、Fig. 2.4 に示すようなシステムであった。マイケルソン干渉計系を元にしており、光を 2 つに分け、片方の参照光としてミラーに反射させた光と、もう一方の光は測定対象に当てることで返ってくる散乱光とを干渉させる。TD-OCT においては光源として広帯域な光を用いる。広帯域な光はコヒーレンスが非常に弱いため、このような干渉計を用いて干渉させると、サンプル側の参照側の光路長が等しい場合にのみ強い干渉が得られる。散乱光はサンプルの光軸方向全体から返ってくるが、干渉信号として現れるのは参照側の光路長と一致する部分の散乱光のみであるため、参照側のミラーを動かすことによってサンプル側の光軸方向の測定位置を変えることができる。TD-OCT は干渉計と広帯域光源のみで実現が可能なシンプルなシステムという特徴があるが、ミラーを機械的に動かすことによって深さ方向の測定を行うため、測定速度が大きく制限されてしまう。

2.2.2 SD-OCT

TD-OCT の欠点を補うため、次に考案されたのが Spectral-domain OCT (SD-OCT) である [35]。SD-OCT のシステムを Fig. 2.5 に示す。SD-OCT では TD-OCT と同様に光源として広帯域光源を用いるが、参照側のミラーは固定したまま測定を行う。参照側のミラーが固定されてはいるが光源から出力された広帯域な光の各波長成分をそれぞれ独立に考えると、各波長の波長間隔毎の位置からの散乱光の干渉が強くなる。波長ごとに干渉が強くなる反射位置間隔が線形に変化するため、ゼロ光路点から距離が離れるほど波長の変化に対する干渉強度の変化

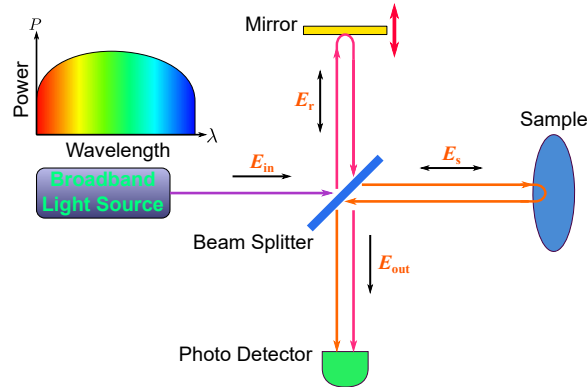


Fig.2.4: TD-OCT

が速くなる。したがって波長毎の干渉信号の周波数がサンプル内における深さ方向の散乱の反射位置情報に対応する。したがって干渉信号を波長毎に測定したデータを信号処理でフーリエ変換すると、TD-OCT の場合と同様のイメージングが可能となる。画像化にフーリエ変換が必要なことから後述する Swept-source OCT (SS-OCT) と合わせて Frequency-domain OCT (FD-OCT) とも呼ばれる。各波長の干渉信号の測定は、回折格子で波長の分解を行い、それを Charged-coupled device (CCD) アレイを用いて検出するのが一般的である。この手法では機械的な走査部分が存在しないため、TD-OCT に比べて高速な測定が可能であり、周波数分解の精度が感度に影響し TD-OCT より高感度な測定が可能となっている。

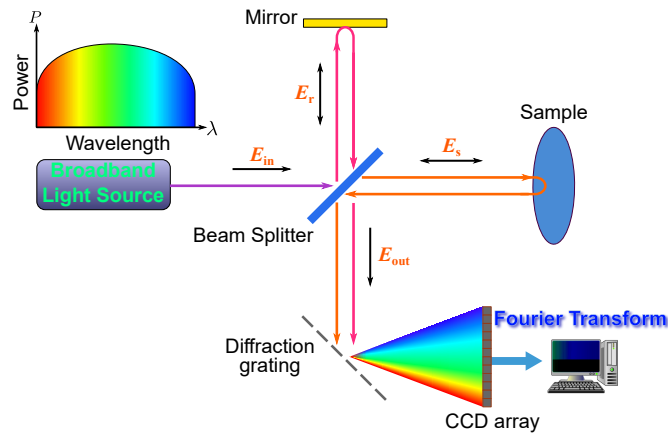


Fig.2.5: SD-OCT

2.2.3 SS-OCT

最後に考案されたのが SS-OCT である [36]。SS-OCT のシステムを Fig. 2.6 に示す。SD-OCT と同様に参照側のミラーを固定するが、光源として発振波長を時間的に掃引することが可能な、波長掃引レーザを用いる。光源の波長を時間的に線形変化させると、参照側の光の波

長とサンプル側からの反射光の波長は、光路長の差によって変化することになる。したがって波長差によって干渉信号にビートが発生し、そのビート周波数が反射位置情報に対応することになる。これは Optical frequency-domain reflectometry (OFDR) [37,38] と同じ原理であるが、TD-OCT と OCFDR の関係と同じく、応用目的が大きく異なるので、特に SS-CT と OFDR では光源に求められる性能が大きく異なる。SS-OCT では SD-OCT と同様に周波数ドメインの信号を取得するので画像化にフーリエ変換が必要となるが、受光素子としては CCD アレイが必要なく TD-OCT と同様にフォトディテクターを使用できる。CCD アレイ等による周波数分解の必要がないため、SD-OCT よりもさらに高速な OCT が期待される。また、広帯域光源と異なり光源の各波長成分はそれぞれレーザ発振しているため S/N 比が大きく、より高感度な信号を得ることが出来る。本研究ではこの SS-OCT のための光源として、分散チューニングを使った波長掃引レーザの研究を行っている。

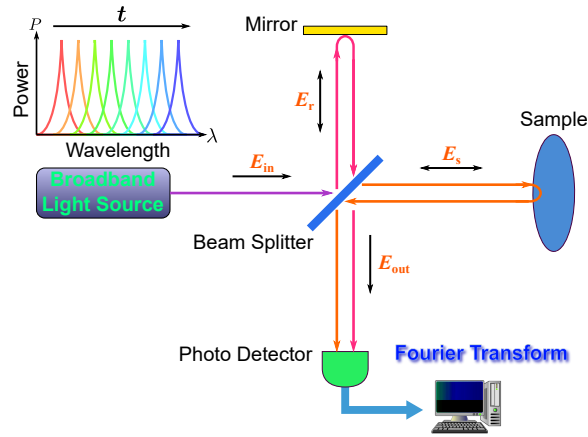


Fig.2.6: SS-OCT

2.3 OCT の原理

OCT における分解能などの性能を数値的に表すために、まずは TD-OCT における干渉信号を理論的に扱う [39] [40]。まず実電界 $E(\omega, t)$ を複素解析を用いると

$$E(\omega, t) = s(\omega) \exp[-i(\omega t + kz)] \quad (2.1)$$

と表せる。これは波動方程式から得られる光の平面波であり、 $s(\omega)$ は振幅スペクトラム、 ω は角周波数、 t は時間変化である。複素指数関数の第二項目の k は波数、 z は伝搬距離であり、干渉計内を通過していく際の位相の変化を表している。干渉計においては入力光の位相は任意であり、出力においては 2 つの光路を通った光の位相の差が検出されるため、 z に依存する項は無視することができる。ここで Fig. 2.4 に示している入力光 E_{in} 、参照光 E_r 、サンプル光 E_s は、簡易化のため参照側のミラーの反射率を 1、ビームスプリッタの分岐比を 50:50 とすると、それぞれ

$$E_{in}(\omega, t) = s(\omega) \exp(-i\omega t) \quad (2.2)$$

$$E_r(\omega, t, \Delta z) = \frac{1}{2} E_{in}(\omega, t) \exp(-i\phi(\Delta z)) \quad (2.3)$$

$$E_s(\omega, t) = \frac{1}{2} E_{in}(\omega, t) H(\omega) \quad (2.4)$$

$$E_{out}(\omega, t, \Delta z) = E_r(\omega, t, \Delta z) + E_s(\omega, t) \quad (2.5)$$

となる。ここで $H(\omega)$ は測定するサンプルの応答関数であり、 Δz は参照側ミラーの移動距離に伝搬媒質の屈折率を乗算して求められる光路長で、 $\phi(\Delta z)$ はミラーを動かしたことによる位相変化の総量であり、 $\Delta z = \Delta t c$ を用いて

$$\phi(\Delta z) = \frac{2\omega\Delta z}{c} \quad (2.6)$$

と表すことができる。ここで c は真空中の光速である。マイケルソン干渉計においては光が往復するため、ミラーの移動量にたいして実際の光路長が2倍となる。出力光をフォトディテクターで検出する場合、その受光強度 $I(\omega, \Delta z)$ はポインティングベクトルの時間平均になるので

$$I(\omega, \Delta z) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T E_{out}(\omega, t, \Delta z) E_{out}^*(\omega, t, \Delta z) dt \quad (2.7)$$

と表させる。時間平均を示す $\langle \rangle$ をつかって式 (2.7) を書き直すと

$$I(\omega, \Delta z) = \langle E_{out}(\omega, t, \Delta z) E_{out}^*(\omega, t, \Delta z) \rangle \quad (2.8)$$

となる。式 (2.8) に式 (2.5) を代入すると

$$I(\omega, \Delta z) = \langle E_s E_s^* \rangle + \langle E_r E_r^* \rangle + 2\text{Re}(\langle E_s E_r^* \rangle) \quad (2.9)$$

となる。初めの2つの項は参照光とサンプル光それぞれの自己相関を、最後の項は参照光とサンプル光との相互相関の実数部を表している。式 (2.2)-式 (2.4) を式 (2.7) に代入すると

$$I(\omega, \Delta z) = \frac{1}{4} S(\omega) |H(\omega)|^2 + \frac{1}{4} S(\omega) + \frac{1}{2} \text{Re}\{S(\omega) H(\omega) e^{-i\phi(\Delta z)}\} \quad (2.10)$$

と書ける。ここで $S(\omega) = |s(\omega)|^2$ である。サンプルの応答関数 $H(\omega)$ はスキャン方向 z の全部分の反射を考えればよく

$$H(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} r(\omega, z) \exp\left\{i \frac{2n(\omega, z)\omega z}{c}\right\} dz \quad (2.11)$$

と表すことができる。ここで $r(\omega, z)$ は後方散乱の係数でサンプルの内部構造を表しており、 $n(\omega, z)$ は周波数と位置依存の群屈折率である。式 (2.10) からサンプルの光学的内部構造が光路長変化による時間を用いても周波数を用いても取得可能なことがわかる。

2.3.1 TD-OCT

TD-OCT では参照側のミラーを時間的に動かすことで干渉信号を取得するので、式 (2.10) は

$$I(\Delta z) = \Gamma_0 + \text{Re}\{\Gamma(\Delta z)\} \quad (2.12)$$

と定数項と変数項に分けて書き表すことができる。ここで Γ_0 と $\Gamma(\Delta z)$ はそれぞれ自己相関と相互相関を表し、

$$\Gamma_0 = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) \{|H(\omega)|^2 + 1\} d\omega \quad (2.13)$$

$$\Gamma_0 = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) H(\omega) \exp\{-i\phi(\Delta z)\} d\omega \quad (2.14)$$

となる。 Δz を時間に比例するように動かしていき、 $I(\Delta z)$ をプロットすることで深さ方向の情報を構成することができる。3つのレイヤーを持つサンプルを想定した際の TD-OCT の干渉信号のシミュレーションの例を Fig. 2.7 に示す [39]。

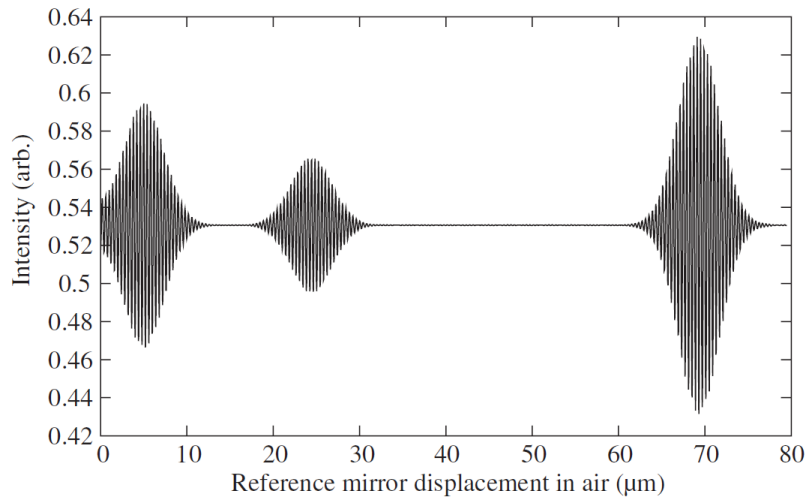


Fig.2.7: TD-OCT による 3 レイヤーサンプルの干渉信号 [39]

2.3.2 FD-OCT

SD-OCT、および SS-OCT では周波数領域で干渉信号を検出する。ミラー動かさないため $\Delta z = 0$ となり、式 (2.10) は次のように書くことができる。

$$I(\omega) = \frac{1}{4} S(\omega) \{H(\omega)^2 + 1\} \quad (2.15)$$

SD-OCT では CCD アレイを用いることで干渉信号強度 I を ω の関数として取得可能となっている。フーリエ変換を行うことで

$$\hat{I}(t) = \mathcal{F}(I(\omega)) = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) \{|H(\omega)|^2 + 1\} \exp(-i\omega t) d\omega \quad (2.16)$$

となり、TD-OCT の干渉信号を表す式 (2.14) とほぼ同じ形になり断層情報を得ることができる。SS-OCT においても波長掃引をしてビート周波数を測定するという差はあるが周波数領域で信号を取得するというのは変わらず、SD-OCT とほぼ同じ信号となる。

2.4 OCT の性能

2.4.1 分解能

TD-OCT における深さ方向の分解能を考える。式 (2.14) は $S(\omega)$ と $H(\omega)$ のフーリエ変換の畳み込みになるので、 $S(\omega)$ の逆フーリエ変換が単反射点に対する応答である点像関数 (pointed spread function: PSF) になる。そのため光源の波長帯域が広いほど、すなわち光源のコヒーレンスが悪いほど反射点での干渉が鋭く強調される形になるため分解能が向上する。光源のスペクトルがガウシアンだと仮定し、その半値全幅を $\Delta\omega$ とすると

$$S(\omega) = S_0 \exp\left\{-4 \ln(2) \left(\frac{\omega}{\Delta\omega}\right)^2\right\} \quad (2.17)$$

となる。ここで S_0 はスペクトラムのピークパワーである。これより $S(\omega)$ の逆フーリエ変換 $A(t)$ はガウシアンの包絡線を持つパルスになり、次式で表される。

$$A(t) = \mathcal{F}^{-1}[S(\omega)] = \frac{S_0 \Delta\omega}{2\sqrt{2 \ln 2}} \exp\left(-\frac{\Delta\omega^2 t^2}{16 \ln 2}\right) \quad (2.18)$$

$A(t)$ の半値全幅はコヒーレンス時間 t_c と呼ばれており式 (2.18) より

$$t_c = \frac{1}{\Delta\nu} \frac{4 \ln 2}{\pi} \quad (2.19)$$

と表すことができる。周波数スペクトル幅 $\Delta\nu = 2\pi\Delta\omega$ は、次式により波長幅 $\Delta\lambda$ と関連付けられる。

$$\frac{d\nu}{d\lambda} \approx \frac{\Delta\nu}{\Delta\lambda} = -\frac{c}{\lambda^2} \quad (2.20)$$

コヒーレンス長はコヒーレンス時間に光速をかけたものであり、式 (2.19)、式 (2.20) より

$$l_c = \frac{4 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \quad (2.21)$$

と表せる。 λ_0 は光源の中心波長である。したがって TD-OCT の分解能は光の往復を考慮して

$$R_{\text{OCT}} = \frac{l_c}{2} = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \quad (2.22)$$

となる。分解能を向上するためにはより広帯域の光を使う必要がある。

SD-OCT および SS-OCT における深さ方向の分解能は式 (2.16) にあるように TD-OCT と同様の考え方ができるため式 (2.22) をそのまま使うことができ、SD-OCT では TD-OCT と同じく光源の波長帯域の広さで決まり、SS-OCT では光源の掃引帯域で決まることになる。しかし FD-OCT で得られる干渉信号は無限長ではない故にフーリエ変換をするさいに矩形窓以外の窓関数を使うことも多く、その場合式 (2.22) よりも分解能は悪化することになる。

上記は OCT によるスキャン方向である深さ方向の分解能である。水平方向の分解能については光源の性能によらずにサンプル側の空間光学系によってのみ決まる [41]。数 mm の範囲を見ることが多い OCT ではガウシアンビームが使われることが多い。水平方向分解能 Δx はビーム幅によって決まるので最小となるビームウェストはガウシアンビームにおいて

$$\Delta x = \frac{2}{\pi} \frac{\lambda_0}{\text{NA}} \quad (2.23)$$

となる。ここで NA は対物レンズの開口数である。しかし水平方向分解能は焦点深度 (Depth of focus: DOF) とトレードオフになる。焦点深度はガウシアンビームにおいてレイリー長 z_R の 2 倍で定義され、

$$2z_R = \frac{2\lambda_0 n}{NA} \quad (2.24)$$

と表させる。非常に高い NA を持つレンズを使うと、ビームウェストの一点で高い水平分解能と SNR (signal to noise ratio) とを得られるが、その他の位置での水平分解能と SNR の悪化が著しくなってしまう。それ故に用途や光源の性能に応じて最適な NA を持つレンズを使用することが大切で、応用次第ではベッセルビームのような伝搬距離が長いビームが最適で有ることも考えられる。

2.4.2 撮影速度

TD-OCT における撮影速度は、参照ミラーを動かす速度に比例する。機械的に動かす必要があるため、速度はかなり制限されてしまう。これに対して FD-OCT ではミラーを動かす必要がないため高速な撮影が可能である。SD-OCT においては CCD アレイの露光時間によって決まるが、露光時間によって感度も変わるのでトレードオフの関係にある。SS-OCT においては光源の掃引周波数が撮影速度を決める要因となる。

OCT それ自体は深さ方向のスキャン、いわゆる A-scan しか行うことができず、OCT の撮影速度は A-scan の撮影速度を表している。水平方向のスキャン、すなわち B-scan に関しては他の方法でスキャン軸を変える必要があり、一般的には OCT の種類に問わずガルバノミラーを用いて行っており、ガルバノミラーの動きが速度を決める要因となる。

2.4.3 測定可能深度

TD-OCT においては参照ミラーを動かすことで深さ方向のスキャンを行っているので、参照ミラーの移動可能な距離が深さ方向のレンジとなる。したがって原理的には無限の深さを測定することが可能であるが、光が伝搬する仮定で損失が発生し生体組織内は光の吸収や散乱が大きいため、実際には撮影対象依存で測定可能深度が決まる。

SD-OCT においては CCD アレイのディテクタ数を N とすると、CCD アレイで得られる周波数領域の干渉信号をフーリエ変換した際の時間範囲 $\Delta\tau_{\max}$ は

$$\Delta\tau_{\max} = \frac{1}{\Delta f_{CCD}} \quad (2.25)$$

となる。 N 個の CCD アレイで光源の周波数帯域 Δf を受光することを考えると、式 (2.20) を用いて波長幅 $\Delta\lambda$ で表すと

$$N\Delta f_{CCD} = \Delta f = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2} \quad (2.26)$$

になる。式 (2.26) を式 (2.25) に代入して両辺を c/n 倍することによって時間領域の信号を深さ方向の距離に直すことができる。ここで n はサンプル内の屈折率である。測定可能深度 z_{\max} は干渉計が往復であることを考慮して 2 で割ることにより得られ、次式で表わすことが

できる。

$$z_{\max} = \frac{1}{2} \Delta \tau_{\max} \frac{c}{n} = \frac{1}{4n} \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda} N \quad (2.27)$$

また式 (2.22) と式 (2.27) より

$$z_{\max} R_{\text{OCT}} = \frac{\ln 2}{2n\pi} N \quad (2.28)$$

となるので、CCD アレイのディテクタ数が十分ではないと分解能と測定可能深度にトレードオフが生じる。

SS-OCT における測定可能深度は、光源であるレーザがどの程度ゼロ光路点から離れても干渉能力を持つか、すなわちコヒーレンス長で決まる。コヒーレンス長の定義よりこの距離においては光強度が 3dB 低下することになる。フォトディテクタにおける信号強度においては光強度が電流に直されるため 6dB 低下する距離となる。レーザのスペクトルがガウシアンであると仮定しその掃引時の瞬間間的な波長線幅を $\delta\lambda$ とすると、式 (2.22) より信号強度が 6dB 低下する距離 $l_{6\text{dB}}$ は

$$l_{6\text{dB}} = \frac{l_c}{2} = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\delta\lambda} \quad (2.29)$$

と表わすことができる。これが SS-OCT における測定可能深度の目安となる。波長掃引光源の掃引時の瞬間間的な波長線幅が細いほどコヒーレンス長が長いため、測定可能深度が向上する。

2.5 SS-OCT に使われる光源

2.4 章で述べたように SS-OCT 用の光源としては高速・広帯域な掃引が可能であること、また掃引時の瞬間間的な波長線幅が狭いことが必要となる。SS-OCT は他の OCT 方式と比べると光源への性能依存度が高いため、様々な方式を用いての研究がなされている。本節ではその研究例を紹介する。

SS-OCT 用の光源として最初に用いられたのは、共振器内に挿入した波長選択フィルタの選択波長を掃引することによって構成したファイバレーザである。波長選択フィルタとして主に用いられたのはファブリペロー型波長可変フィルタ (Fiber Fabry-Perot tunable filter: FFP-TF) とポリゴンミラー型波長可変フィルタである [21, 42, 43]。しかし 1 章で述べたようにこれらのフィルタを用いた構成では機械的な動作によって掃引速度が制限されてしまうことが問題であるが、このころはフィルタの限界まで掃引速度を上げるとレーザの発振が波長変化に追いつかず、掃引速度の上昇によるコヒーレンス長の悪化なども大きな問題であった。そのためにできるだけ共振器長を短くすることによって掃引速度の上昇による性能の悪化を抑えていたほか、周波数シフトと波長選択フィルタ両方の性質を持つ音響光学波長可変フィルタを用いることによって波長掃引による波長変化を周波数シフトによって補償するような研究も行われていた [44]。

掃引速度の上昇による性能の悪化を防ぐブレイクスルーとなった手法が 2006 年に発表されたフーリエドメインモード同期 (Fourier domain mode-locking: FDML) である [45]。FDML の原理の概念図を Fig. 2.8 に示す。掃引速度の上昇による性能の悪化を抑える手段として用いられていたのは共振器長をできるだけ短くすることであったが、FDML は逆に数百 m から数 km のファイバ共振器長に挿入する。ここで重要なのは共振器の FSR とフィルタの掃引速度を同

期させることである。波長掃引レーザの中で波長可変フィルタは透過波長を変化させ続けているが、共振器の FSR とフィルタの掃引速度を同期させた共振器中では光が一周したときには波長可変フィルタが常に同じ透過帯域を持つことになる。掃引帯域の全て波長が常に発振していることになり、各波長に対してはあたかも波長可変フィルタの帯域が動いていないように見えるため、フィルタの限界まで掃引速度を上げることができる。分散チューニングレーザは波長分散によって波長ごとの FSR を変化させていたが、FDML では波長分散をできるだけ小さくしてどの波長でも FSR を揃えることが重要となっている。Fig. 2.9 に FDML の実際の構成例を示す。波長可変フィルタの掃引速度の限界はあったものの、どの波長可変フィルタとも組み合わせることができ様々な研究がなされた [46–48]。

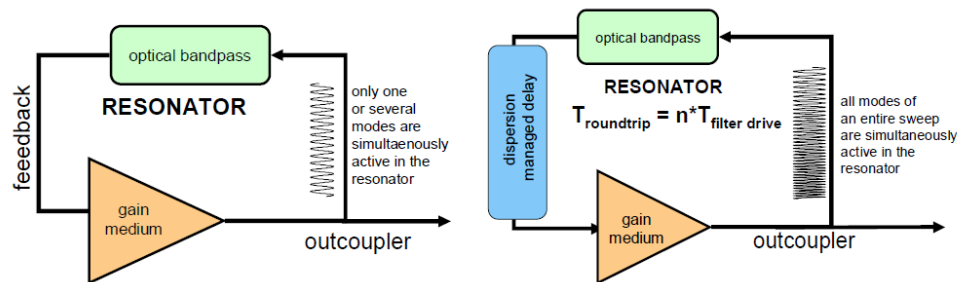


Fig.2.8: FDML の原理 [45]

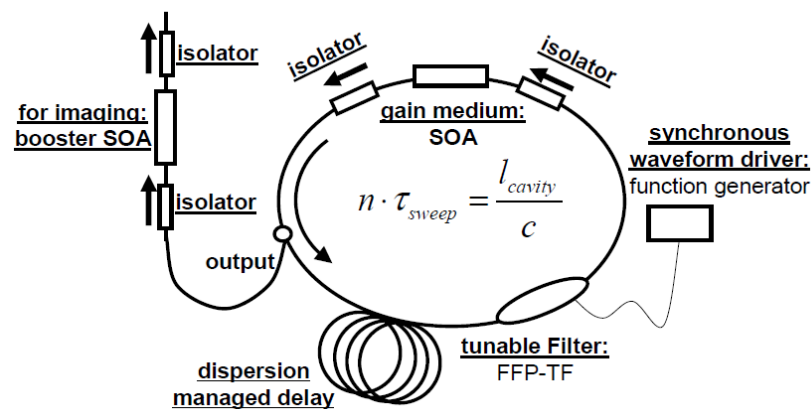


Fig.2.9: FDML の構成例 [45]

2010 年には Axsun 社が Micro Electro Mechanical Systems (MEMS) を用いた短共振器が可能な波長可変フィルタを開発し、SS-OCT システムとして売り出し始めた [49]。掃引速度 100 kHz と掃引帯域 100 nm と高い値を持ち、コヒーレンス長も 4.5mm ほどと非常に高い性能を持っており、以降製品としての SS-OCT 用レーザの 1 つの基準となった。MEMS 技術は波長可変フィルタの性能を大きく向上させることになり、Santec 社も MEMS を用いたレーザを開発しておりこのレーザも掃引速度 100 kHz、掃引帯域 110 nm 以上という高い性能を持っている [50]。2010 年以降 MEMS を用いた波長可変レーザが多く開発されることになる。

2011 年には MEMS 技術と面発光レーザ (vertical cavity surface emitting laser: VCSEL) を組

み合わせた波長掃引レーザが開発された [51]。通常の波長選択フィルタを用いる場合、フィルタの透過帯域に対して共振器の free spectral range (FSR) の方が狭いため、多モード発振のレーザとなる。しかし MEMS-VCSEL の場合には共振器長を直接変えることが可能であるため、単一の縦モードでの発振が可能となっている。MEMS-VCSEL はコヒーレンス長が 100 mm を超えており、従来の波長掃引レーザよりも非常に長いコヒーレンス長を実現することができる。Fig. 2.10 に MEMS-VCSEL の例を示す。Thorlabs 社から 1050nm と 1310nm のものが市販されるなど、実用的な SS-OCT として注目を浴びている [52]。

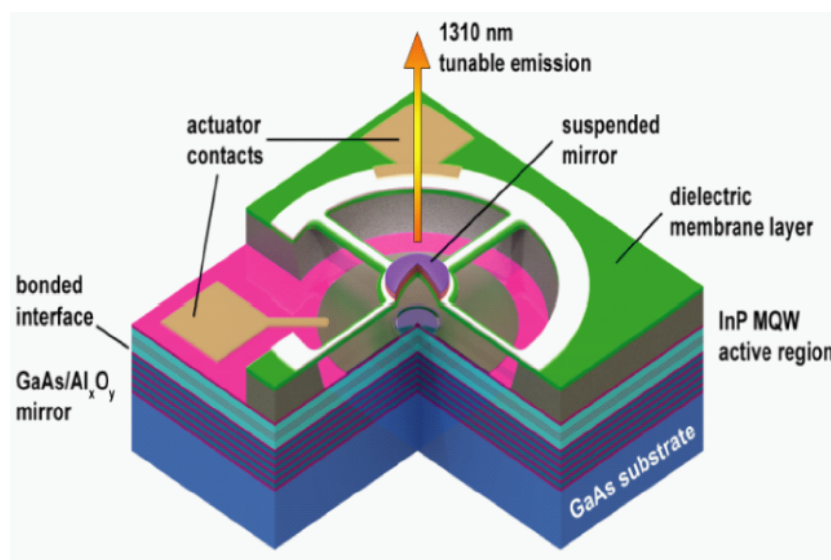


Fig.2.10: MEMS-VCSEL [51]

近年注目を浴びているものとして、NTT が開発した KTN 結晶による波長可変レーザがある [53,54]。KTN 結晶とはカリウム、タンタル、ニオブからなる酸化物結晶で、非常に大きな電気光学効果を持つことが特徴である。印加する電圧に応じて KTN 結晶に入射した光の出射角を変えることができるので回折格子と組み合わせることで高速な波長可変が可能となる。機械的な動作を含まない点が大きな利点であるが、500V という非常に大きな電圧をかける必要がある。また KTN 結晶はこれらの性質から光スキャナーとして応用も期待されている [55]。

また Time-stretch OCT (TS-OCT) と呼ばれる方法も注目されている。位相の揃った広帯域光源である数百 フェムト秒のパルスレーザと、大きい波長分散を組み合わせることによって波長掃引光源を構成し SS-OCT に応用している研究例もある [56,57] 数百フェムト秒のパルスレーザを大きな波長分散で大きくチャープさせて数百ナノ秒に広げることによって波長成分が時間にそって分布するようになる波長掃引光源となる。光源のパルスの繰り返し周波数が測定可能な速度になるため、1MHz を超える非常に高速な測定が可能となっている。しかし一般的な波長掃引光源とは異なり、各波長がレーザ発振しているわけではないので大掛かりな増幅が必要になるという欠点もある。このパルスレーザと波長分散を組み合わせる時間と波長を関連付ける手法は SS-OCT 以外にも様々な応用がなされている [58]。

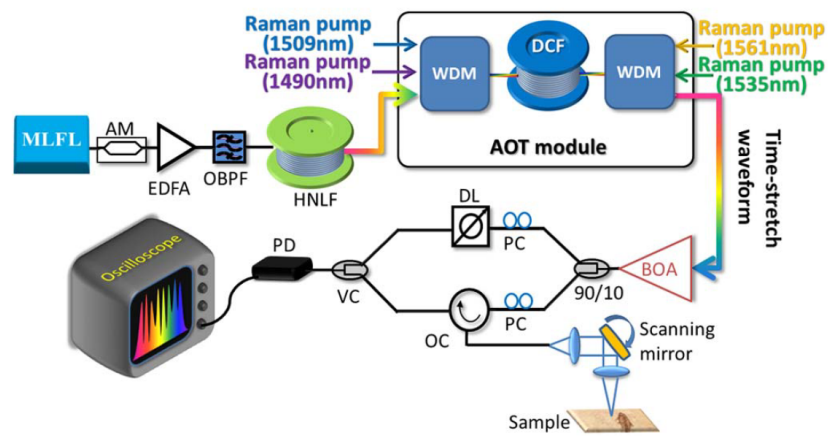


Fig.2.11: Time-strech OCT [56]

第 3 章

分散チューニングレーザの原理

本章では、モード同期手法と共振器中の分散を利用した分散チューニングによる波長可変ファイバレーザについて説明する。一般的な波長可変ファイバレーザの共振器中には波長可変光フィルタが含まれ、それに起因して波長掃引速度が制限されていた。また波長掃引速度のみならず、光フィルタの性能次第では波長掃引帯域までもが制限されてしまう。一方、分散チューニングによる波長可変ファイバレーザは、共振器中に光フィルタを必要としないため、従来の波長可変ファイバレーザよりも高速・広帯域な波長掃引が期待出来る。

3.1 モード同期の原理

まずは分散チューニングで用いるモード同期手法について説明する。モード同期とは、多モード発振のモード間の光の位相を固定することにより、周期的で短いパルス光を得る方法のことである [59]。モード同期には、強度変調器を用いるまたは増幅媒質への注入電流を変調することで行う能動モード同期と、レーザ媒質や共振器内に挿入した物質の非線形吸収によって起こる受動モード同期がある。分散チューニングではパルスの周波数の制御が容易な能動モード同期を用いている。以下に能動モード同期の原理を説明する。まず周波数領域でプロセスを考えてみる。Fig. 3.1(a) は周波数 f_m で共振器内部の光電界 (周波数 f_0) を強度変調したときの様子である。このように変調が加わると、周波数間隔 f_m の側波帯 (サイドバンド) が生じる。 $\Delta\nu$ を共振器の縦モード間隔とすると、強度変調周波数を $f_m = \Delta\nu$ あるいはその整数倍に設定したときに、これらのサイドバンドによる縦モードへの注入同期が起こる。また、モード同期のプロセスは多モードレート方程式によってもモデル化できることが知られている [60]。

次に時間領域でモード同期のプロセスを考える。Fig. 3.1(b) は強度変調によって周波数 f_m で周期的な損失ができる様子である。レーザは損失が小さいほど光を多く生み出す。強度変調に損失を受けた光は共振器を一周した後に再び強度変調の損失を受けることになる。このとき強度変調を共振器の縦モード $\Delta\nu$ の整数倍で変調を行っていると、光は同じ損失の強度変調を再び受けることになる。この状態においては最も低い損失で強度変調された光は常に最も低い損失で強度変調されることになるため、損失の差が微小であったとしても周回の間に増強され、共振器は定常状態で最も損失が小さくなるときにモード同期によるパルス列を放射することになる。

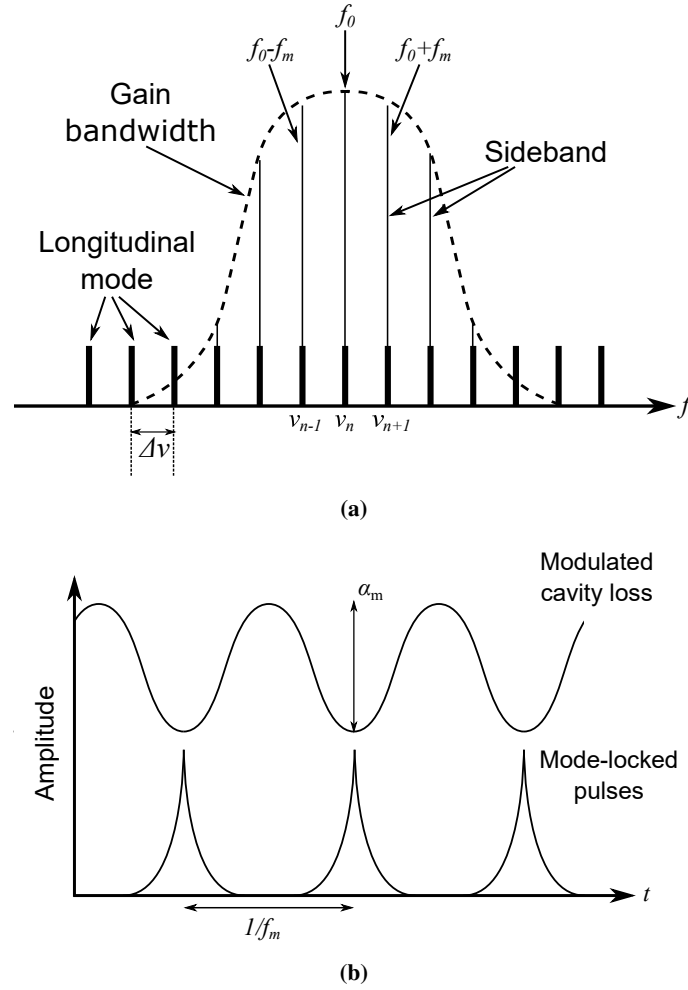


Fig.3.1: モード同期の原理 (a):周波数領域 (b):時間領域

次にモード同期をマスター方程式によって定量的に導出する [61] [62]。ファイバレーザ中のパルスの伝搬は非線形シュレディンガー方程式によって記述できる。光が共振器を1週する度に受ける利得、損失、群速度分散 (Group Velocity Dispersion: GVD)、自己位相変調 (Self Phase Modulation: SPM)、モードロッカーの効果を考慮して、レーザ発振の場合は各効果による光電界の包絡線 $A(t)$ の変化が全体として0で一定となり定常状態にであるので、Ginzburg-Laudau 方程式 [63] を用いると、次のような方程式が成立する。

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2}(\beta_2 + ig_c T_2^2) \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i \left(\gamma + \frac{i}{2} \alpha_2 \right) |A|^2 A + \frac{1}{2}(g_c - \alpha) A \quad (3.1)$$

ここで β_2 は群速度分散を表す2次の伝搬定数である GVD、 g_c は共振器中の利得平均値、 T_2 は利得帯域の逆数、 $\gamma|A|^2$ は自己位相変調効果、 α_2 は過飽和吸収に関するパラメータ、 α は損失を表す。この方程式はモード同期のマスター方程式と呼ばれることがある。モード同期を考える場合、損失 α は次の式で表すことができる。

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_m [1 - \cos(\omega_m t)] \quad (3.2)$$

α_c は共振器全体の損失、 α_m は変調器によって与えられる角周波数 ω_m の損失である。

まず GVD、SPM、過飽和吸収の効果を無視し、式 (3.1) において $\alpha_2 = 0$ 、 $\beta_2 = 0$ 、 $\gamma = 0$ とする。また数 ps 程度のパルス幅の場合は変調周期に対して十分短いので、式 (3.2) において $\cos(\omega_m t) \approx 1 - (\omega_m t)^2/2$ としてよい。これにより式 (3.1) は以下のように書き直すことができる。

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{g_c}{2} \left(A + \Omega_g^2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \right) - \frac{1}{2} \left(\alpha_c + \frac{1}{2} \alpha_m \omega_m^2 t^2 \right) A \quad (3.3)$$

ただし Ω_g は利得帯域幅で $T_2 = 1/\Omega_g$ である。定常状態においては、この式の解は $A(z, t) = B(t) \exp(i\kappa z)$ の形になる。 $B(t)$ はガウス型の解を持ち、

$$B_n(t) = C_n H_n \frac{t}{T_0} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t}{T_0} \right)^2 \right] \quad (3.4)$$

と表される。ここで $n = 0, 1, 2, \dots$, H_n は次数のエルミート多項式、 T_0 はパルス幅で、

$$T_0 = \left[\frac{2g_c}{\alpha_m \Omega_g^2 \omega_m^2} \right]^{1/4} \quad (3.5)$$

と表される。 C_n はパルスエネルギーに関連した正規化定数である。伝搬定数 κ は様々なレーザパラメータに依存していて、次式のようになる。

$$i\kappa = g_c - \alpha_c - \alpha_m \omega_m^2 T_0^2 \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (3.6)$$

定常状態では κ は実数でなければならない。式 (3.5) より T_0 は $\alpha_m \omega_m^2$ の $-1/4$ 乗に比例する。 $\alpha_m \omega_m^2$ は変調器による損失が最大となる部分の曲率であるから、短パルスの形成にはピークパワー付近での透過率の曲率が重要となり、パルス形のような鋭敏な透過率を持ったモードロッカーが必要である。能動モード同期では電気光学変調器や増幅器のポンプの注入電流を直接変調するのが一般的である。その場合には電氣的な変調となってしまう電氣的特性による変調周波数の制限により短パルスの生成には向かないと考えられる。一方変調周波数を変更が可能であるため高次のモード次数でのパルス発振を容易に行うことができ、次節で述べる高繰り返し周波数の発振には非常に有利である。また式 (3.5) より正弦波による変調を仮定すると短パルス化のためには繰り返し周波数が高い方が有利であることもわかる。

3.2 分散チューニングの原理

光ファイバ中の光の伝搬速度は真空中の光速を屈折率で割った値である。さらに波長分散の影響により屈折率は波長依存性をもつため、分散補償ファイバ (Dispersion compensating fiber: DCF) のような波長分散の大きい光ファイバを用いると、屈折率の波長依存性が大きくなるために波長によって光の伝搬速度が異なるという状況が顕著になる。光通信や短パルス生成において、この現象はパルスの広がりを引き起こすため好ましくなく、通常のシングルモードファイバ (Single mode fiber: SMF) と異なる分散をもつ DCF 等を用いて波長分散を抑えることが

多い。一方分散チューニングでは高い波長分散を持つ共振器と強度変調による能動モード同期を組み合わせることで波長可変レーザを構成する。このような共振器の強度変調周波数を変化させると、発振波長も同様に変化し制御可能になる。

まず分散チューニングの原理について定性的に説明する。共振器における縦モードの FSR は下のよう表される。

$$\text{FSR} = \frac{c}{nL} \quad (3.7)$$

ここで c は真空中の光速、 n は光ファイバ、 L は共振器長である。式 (3.7) からわかるように、FSR は光ファイバ中の光の屈折率 $n = n(\omega)$ に依存している。このため波長分散の大きい共振器を構成すると、Fig.3.2 のように FSR は周波数依存性を持ち、縦モード間隔が一定ではなくなる。このような共振器に外部から特定の周波数を用いて強度変調をかけると、変調周波数に対応する FSR をもつ波長にのみモード同期がかかり発振することになる。このモード同期の変調周波数を変化させると、発振波長は変調周波数とともに変化していき、波長可変レーザとして利用可能になる。この手法を分散チューニングと呼ぶ。

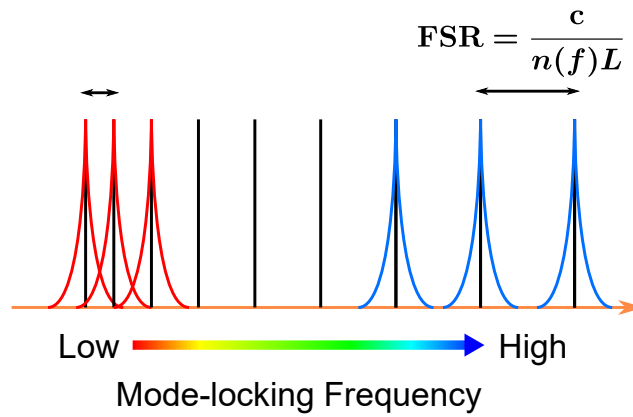


Fig.3.2: 分散チューニングの概念図

次にこの原理を定量的に説明する。リング型光ファイバレーザの発振条件は

$$\beta(\omega_K)L = 2K\pi \quad (3.8)$$

で表される。ここで K は整数、 $\beta(\omega_K)$ は角周波数 ω_K の伝搬定数、 L は共振器長である。これより

$$\{\beta(\omega_{K+1}) - \beta(\omega_K)\}L = 2\pi \quad (3.9)$$

であり、 $\omega_{K+1} \sim \omega_K$ を仮定すると

$$(\omega_{K+1} - \omega_K) \frac{d\beta}{d\omega} L = 2\pi \quad (3.10)$$

が得られる。ここで $\text{FSR} = F(\omega) = (\omega_{K+1} - \omega_K)/2\pi$ より

$$F(\omega) = \left[\frac{d\beta}{d\omega} L \right]^{-1} \quad (3.11)$$

と表すことができる。 $\beta(\omega)$ を ω_0 まわりでテイラー展開して式 (3.11) に代入すると、

$$F(\omega) = \frac{1}{L} \left[\beta_1 + \beta_2(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_3(\omega - \omega_0)^2 + \dots \right]^{-1} \quad (3.12)$$

となる。2 次の伝搬定数 β_2 までを考えると ω_0 まわりでの分散による FSR の変化量 $\Delta F(\omega)$ は

$$\Delta F(\omega) = \beta_2 L F_0^2 \Delta\omega \quad (3.13)$$

と表せる。ただし $F_0 = F(\omega_0) = (\beta_1 L)^{-1}$ である。式 (3.13) を $\Delta\omega = -2\pi\Delta\lambda/\lambda^2$ 、 $\beta_2 = -\lambda^2 D/2\pi$ を用いて書き直すと、

$$\Delta\lambda = -\frac{1}{DLF_0^2} \Delta F(\omega) = -\frac{n_0}{cDF_0} \Delta F(\omega) \quad (3.14)$$

が得られる。ただし D は共振器中の単位長さあたりの波長分散値であり分散パラメータと呼ばれ、 n_0 は $\omega = \omega_0$ での屈折率である。

能動モード同期では FSR の整数倍で強度変調をかけるので、 N を整数として変調周波数 f_m は FSR を用いて $f_m = N \cdot F_0$ と置くことができる。周波数 f_m で強度変調をかけた際の N 次モード発振による発振波長の変化 $\Delta\lambda_m$ は

$$\Delta\lambda_m = -\frac{n_0}{cDf_N} \Delta f_m = -\frac{n_0 L}{cD_{\text{total}} f_N} \Delta f_m \quad (3.15)$$

となる。ここで $f_N = N \cdot F_0$ 、 D_{total} は共振器中の全分散量、 Δf_m はモード同期周波数 f_m の変化量である。式 (3.15) からわかるように、変調周波数を線形に掃引することで、発振波長も線形に掃引することが可能である。

分散チューニングの波長可変幅は利得媒質の利得帯域によって決まるが、その最大値は変調周波数の可変範囲によって決まる。ここで他の次数のモードによる発振を考える。式 (3.15) に $N+1$ 次モードの発振を付け加えると

$$\Delta\lambda_m = -\frac{n_0}{cDf_N} \Delta f_m = -\frac{n_0}{cDf_{N+1}} (\Delta f_m + F_0) \quad (3.16)$$

を満たすことがわかる。モード同期周波数 f_m の変化量が FSR を超えると隣の次数のモードの発振に移るため、発振波長は連続的に変化せず、再び発振の始まる波長へと戻ってしまう。このため同一のモードでの発振において Δf_m の最大値は共振器の FSR に等しい。式 (3.15) において $\Delta f_m = F_0$ として計算すると、波長可変幅の最大値 $\Delta\lambda_{\text{max}}$ を求めることができ

$$\Delta\lambda_{\text{max}} = \frac{n_0}{c|D|f_N} F_0 = \frac{1}{|D_{\text{total}}|f_N} \quad (3.17)$$

と表せる。ただしここでは分散の符号を考慮し、最大値が正になるように計算している。式 (3.17) からわかるように、共振器中の全分散量、および変調周波数が小さいほど、波長可変帯域の最大値が大きくなる。

次に分散値が大きい共振器におけるモード同期パルスのは波長線幅を考える。GVD の効果と強度変調の効果のみを考慮し、定常状態を考えると、式 (3.1) は

$$\left[-iDL \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{g_c}{2} - \frac{\alpha_c}{2} - \frac{\alpha_m}{2} (2\pi f_m t)^2 \right] A = 0 \quad (3.18)$$

と書き直すことができる [64]。モード同期のパルスはチャープしたガウス型のパルスとして扱われる。このパルスのスペクトラムの FWHM δf_{FWHM} は次式で与えられる。

$$\delta f_{\text{FWHM}} = 4 \left(\frac{f_m \ln 2}{\lambda} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\pi^3 c \alpha_m}{|D|L} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.19)$$

式 (3.19) より変調周波数 f_m が小さいほど、また総分散量 $|D|L$ が大きいほど、SS-OCT の測定可能深度に影響する周波数線幅が小さくなることがわかる。したがって、分散量に関しては波長可変幅と周波数線幅の間にトレードオフの関係があることがわかる。変調周波数に関しては低ければ低い方が良いように思われるが、実際には低い変調周波数ではレーザが発振しない、または大きく周波数線幅が広がってしまうということ、分散の符号により線幅が変化するなど式 (3.19) に従わないことがわかっている [25]。これは式 (3.18) において変調器による損失が共振器全体に平均化されていると考えていること、共振器内の SPM を考慮していないためである。特に増幅媒体である SOA 内の SPM の影響は強く、また局在化された変調器の損失の影響は平均化された変調より SPM の影響を強くするため、式 (3.18) から求められる周波数線幅と実際に得られる周波数線幅は大きく異なる。共振器に応じて適切な f_m や分散の符号を選択することが SS-OCT 光源としての高性能化のために必要になっている。

3.3 分散チューニングレーザの利点と課題

分散チューニングレーザを SS-OCT 用の波長掃引光源として利用する利点について説明する。一般的な波長掃引の方法である機械的な波長選択フィルタを用いる光源と違い、電気的な制御によって発振波長をコントロールできる。これにより高速・広帯域な波長掃引が原理的に可能である。実際に 250kHz の高速掃引を使用して SS-OCT 画像の取得に成功している [22]。

分散チューニングの別の利点としては必要なものが強度変調器と分散媒体であり、光通信用のコンポーネントを利用することができて、特に 1.55 μm での制作が非常に簡単なことである。また強度変調と分散媒体さえあればよく、ファイバや空間系など導波路の形に関わらずどのような増幅媒質に対してでも応用が可能なので、1.55 μm に限らずどの波長帯でも波長掃引レーザを構成することができる点が挙げられる。波長帯に応じて散乱と吸収特性が異なるため SS-OCT の光源として利用する場合、観察したいサンプルによっては大きな利点がでてくる。

また掃引の線形性と自由度の面でも他のレーザと比べて優れている。ファブリペロー型の波長選択フィルタでは通常一方向の波長掃引を線形に行うことが難しく、正弦波の線形性の良い部分を使用するか三角波の上りと下りのいずれかの掃引を使用するなどの工夫が必要となる。

しかし分散チューニングレーザでは原理的に線形に掃引が可能であるため、掃引レーザとしての使い勝手が非常に良い。また掃引方法はモード同期の変調周波数を周波数変調するだけで掃引の自由度が非常に高い。この掃引の自由度は圧縮センシングを SS-OCT に応用するさいに非常に役に立つ。

分散チューニングレーザの一番の課題は SS-OCT に応用した際に画像化可能深度が浅いことである。これは掃引中の瞬間的な波長線幅が広いことが原因である。先行研究ではパルス変調によるモード同期と異常分散を使用することで狭線幅化が図られている [23, 25]。

第 4 章

デジタルコヒーレント受信による 分散チューニングレーザを用いた SS-OCT の波長掃引非線形性補償と Full-Range 測定

この章では光 90° ハイブリット [9] を用いたデジタルコヒーレント受信を分散チューニングレーザを用いた SS-OCT(DTSL-OCT) に応用する。DTSL-OCT の欠点の 1 つにコヒーレンス長の短さによる測定可能深度の狭さが挙げられる。また分散チューニングレーザは波長掃引を線形に可能ではあるが、実際は波長掃引にわずかに非線形性が存在しており分解能を悪化させてしまう。これらの問題点をデジタルコヒーレント受信による複素信号処理によってフルレンジ測定と波長掃引の非線形性補償を行い、実効的な測定可能深度を上げることで解決を行った。

4.1 デジタルコヒーレント受信による波長非線形性の補償法

Fig. 4.1 に 2 つの干渉計を用いた DTSL-OCT の実験系を示す。2 つの干渉計のうち、1 つは OCT 画像を取得するために使われ、もう一方は波長掃引の位相ゆらぎを検出し補償するための補助干渉計として使用する。波長掃引レーザの周波数掃引レートを γ とすると、波長掃引レーザの光電界 $E(t)$ は

$$E(t) = A_0 \exp\{j[2\pi f_0 t + \pi\gamma t^2 + \theta(t)]\} \quad (4.1)$$

と表すことができる。ここで A_0 は初期光電界強度、 f_0 は初期光周波数、 $\theta(t)$ は時間 t における掃引の非線形性や位相雑音による位相ゆらぎである。簡易化のためにサンプルとして反射率 r の単一反射面を使用した場合を仮定する。バランスフォトディテクタによって得られる in-phase 干渉信号 I は

$$I = 2rA_0 \cos[2\pi\gamma\tau t + \Delta\theta(t, \tau) + C] \quad (4.2)$$

となる。ここで τ はサンプル経路側の光の遅れ時間、 $\Delta\theta(t, \tau) = \theta(t) - \theta(\tau)$ は波長掃引の非線形性を表す位相ゆらぎ、 C は定数である。一方の干渉信号のみを使用しても OCT 画像の取

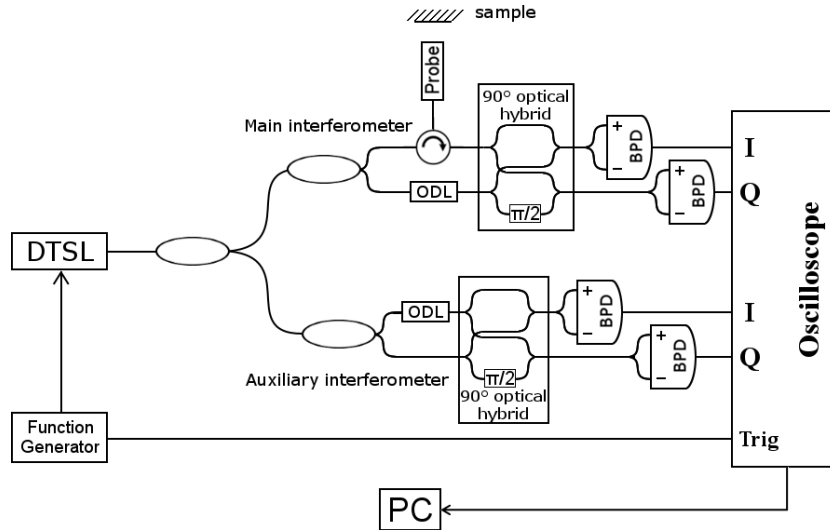


Fig.4.1: Experimental setup of DTSL-OCT system (ODL: optical delay line, BPD: balanced photo detector, PC: personal computer)

得は可能であるが、式 (4.2) においては周波数の正負を判別することができず、信号の折返しを取り除くことはできない。

ディジタルコヒーレント受信においてはもう一方の干渉信号 Q も使用する。2つの干渉信号 I と Q は 90° 光ハイブリッドを使用することにより位相が 90° 異なるため、orthogonal 干渉信号 Q は

$$Q = 2rA_0 \sin[2\pi\gamma\tau t + \Delta\theta(t, \tau) + C] \quad (4.3)$$

と表せられる。これら 2つの干渉信号を使用することによって、複素信号として式 (4.2) と式 (4.3) を再構成すると以下ようになる。

$$I + jQ = 2rA_0 \exp\{j[2\pi\gamma\tau t + \Delta\theta(t, \tau) + C]\} \quad (4.4)$$

2つの干渉信号を複素信号として処理することによって、周波数の正負の判別が可能になり折返しの除去が可能になるとともに位相情報の簡易な取得と操作が可能となる。

一般的のためにサンプルが連続的な反射率分布 $r(\tau)$ を持つと仮定すると、式 (4.4) は

$$I + jQ = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\tau) \exp\{j[2\pi\gamma\tau t + \Delta\theta(t, \tau)]\} d\tau \quad (4.5)$$

と書き直すことができる。ここで $\rho(\tau)$ は $\rho(\tau) = 2A_0r(\tau) \exp(jC)$ である。位相ゆらぎが十分に小さい場合、

$$\Delta\theta(t, \tau) \sim \Delta\psi(t)\tau \quad (4.6)$$

が成り立つ。式 (4.6) が成り立つ範囲では式 (4.5) の複素信号は

$$I + jQ = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\tau) \exp\{j[2\pi\gamma t + \Delta\psi(t)]\tau\} d\tau \quad (4.7)$$

となる。ディジタルコヒーレント受信によって補助干渉計の信号から $\psi(\tau)$ を推定することができるため、

$$2\pi\gamma t + \Delta\psi(t) = 2\pi\gamma t' \quad (4.8)$$

を満たすような t' を使い、複素干渉信号の時間軸を取り直すことで位相ゆらぎ $\psi(\tau)$ を取り除き波長掃引の非線形性を補償できる。本研究ではこのようにリスケーリング法とデジタルコヒーレント受信を用いることによって、信号の折返しの除去と波長掃引の非線形性の補償を同時に行う。

4.2 実験系

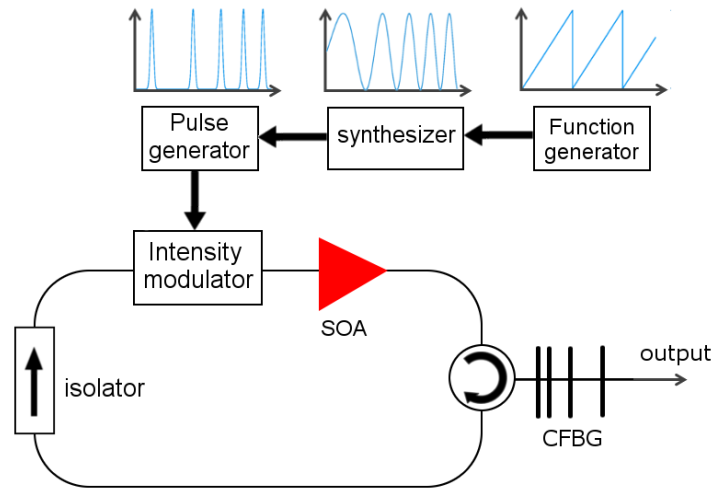


Fig.4.2: 分散チューニングレーザの構成 (SOA: semiconductor optical amplifier, CFBG: chirped fiber bragg grating)

以下に実験系の概要を示す。波長掃引光源として分散チューニングレーザを用いている。Fig. 4.2 に実験に使用した分散チューニングレーザを示す。増幅媒体として半導体光増幅器 (Semiconductor optical amplifier: SOA)(BOA1004P,Tholabs) を使用した。光サーキュレータを使用して分散チューニングのための高分散媒質である chirped fiber bragg grating(CFBG)((PSR-1550-100,Teraxion) に光を入射させるとともに、その反射光を共振器内に戻している。CFBG の分散量は 10 ps/nm の異常分散、反射率は 70 % のものを使用した。また光サーキュレータはリング型共振器の発振方向を決める光アイソレータの役割もしている。モードロッカーとして 12 GHz の変調速度を持つニオブ酸リチウム電気光学強度変調器 (LN 強度変調器) (IM-1550-PM,Optilab) を使用し、LN 強度変調器は偏波依存性を持つため、全てのファイバに偏波維持ファイバを使用した。共振器長は 11.9 m でありこれは FSR が 16.8 MHz に相当する。LN 強度変調器にはシンセサイザ (N5181A,Agilent) を用いて発生させた正弦波を電気パルス発生器 (EPG-200B,Alnair Labs) に入力して、100 ps のパルスにした後に RF 増幅器で増幅した後に LN 強度変調器に入力を行っている。パルス波形による変調は分散チューニングレーザのコヒーレンス長を改善することが知られている [23]。周波数変調はファンクション・ジェネレータで鋸波をつかってシンセサイザに入力することで行っている。

4.2.1 分散チューニングレーザの特性

Fig. 4.3 に分散チューニングレーザの強度変調の周波数を手動で変化させたときに得られる、光スペクトラムアナライザ (optical spectrum analyzer: OSA) で取得した、各周波数での光スペクトラを示す。強度変調の周波数を 788.7 MHz から 795.7 MHz に変化させることで、分散チューニングレーザの発振波長が 1579 nm から 1527 nm に動く。式 (3.17) により計算される変調周波数 f_N が 791.7 MHz のときの最大の波長可変幅 $\Delta\lambda_{\max}$ は 126.3 nm である。この最大波長可変幅は理論的なものであり実際には増幅利得に波長依存性があるので、増幅利得の低い中心波長から離れた波長での発振の際に、利得の高い部分が意図せず発振しないように掃引したい範囲より大きくとる必要がある。

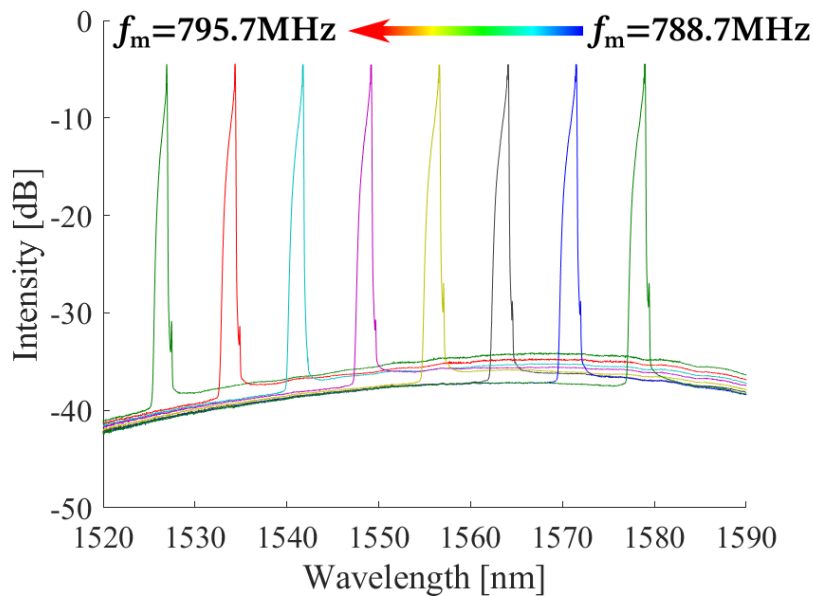


Fig.4.3: 分散チューニングレーザの静特性スペクトラ

Fig. 4.4 は周波数変調をして発振波長を動かしながら、光 OSA のピークホールド機能で測定した光スペクトラである。周波数変調は掃引速度が 5 kHz、10 kHz、20 kHz、50 kHz、100 kHz 周期の鋸波で行っている。変調周波数を 788.2 MHz から 795.2 MHz の範囲で動かし、発振波長は 1531 nm から 1581 nm の 50 nm の範囲を掃引している。光パワーメータで測定した掃引中の分散チューニングレーザの光パワーは掃引速度に依らず 6.2 dBm であった。

4.3 PSF 測定による評価

Fig. 4.1 に分散チューニングを用いた SS-OCT システムの実験図を示す。2 つの 90° 光ハイブリッドモジュール (COH24,Kylia) と 4 つの帯域幅 30 kHz - 1.6 GHz のバランスフォトディテクタ (balanced photo detector: BPD) をデジタルコヒーレント受信のために使用している。ディテクタで検出した干渉信号の測定には帯域幅 1 GHz、垂直分解能が 8 bit のデジタルオシロスコープ (MDO3104:Tektronix) を用いた。波長掃引 1 回に対して 1000 サンプル

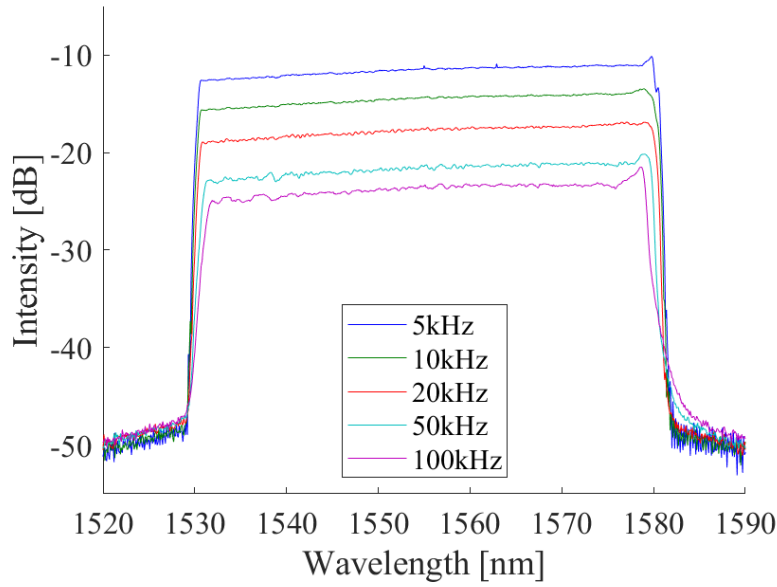


Fig.4.4: 分散チューニングレーザの動特性ピークホールドスペクトラム

グを取得し、そのうちの 95 % を実際の信号として使用した。これは分散チューニングレーザの立ち上がりの掃引が不安定な部分を使用しないためである。調整可能な光ディレイライン (ODL-330, Santec) を干渉計の一方に使用し、光路差 (optical path delay: OPD) の調整を可能にしている。

まずデジタルコヒーレント受信を使わずに 1 つの BPD で行ったそれぞれの光路差での PSF の測定を Fig. 4.5(a) に示す。分散チューニングレーザの掃引範囲と掃引速度をそれぞれ 43 nm と 100 kHz に設定した。波長掃引の非線形性の補償はしてなく、得られた信号に高速フーリエ変換 (fast Fourier transformation: FFT) のみを行っている。対象的な信号がゼロ光路点を中心として表れているが、左側の信号は実信号を FFT したことによって生じてしまう偽の信号ピークであり、右側のピークが本当の PSF である。Fig. 4.5(b) にデジタルコヒーレント受信を用いて複素信号処理をした際の PSF を示す。信号の折返しが 48dB、抑制されていることが確認できる。使用した光 90° ハイブリッドの in-phase 位相と orthoganal 位相のばらつきが $\pm 5^\circ$ であり、その範囲で一樣にばらついていると仮定したときにシミュレーションから得られる折返しの抑制は 64 dB である。64 dB に近づけるには光 90° ハイブリットと BPD の間のファイバの長さの違い BPD とオシロスコープ間のケーブルの長さの違いの補償が必要である。48 dB は OCT のフルレンジ測定には十分な値であり、分散チューニングレーザのコヒーレンス長の短さによる信号の劣化を補償可能である。

次に波長掃引の非線形性の補償を行った。非線形性の補償はオシロスコープでデータの取得を行った後、PC を用いてオフラインで信号処理を行っている。信号処理は最初に補助干渉計から得られる複素信号の位相角度から式 (4.7) における $\Delta\psi(t)$ を計算する。その後 $\Delta\psi(t)$ を用いて式 (4.8) からリスケールリングされた g を計算する。 g は等間隔ではなく主干渉計から得られた干渉信号は不等間隔サンプリングされていることになるため、そのままでは FFT を使用できない。本研究ではスプライン内挿を用いることで不等間隔サンプリングデータを等間

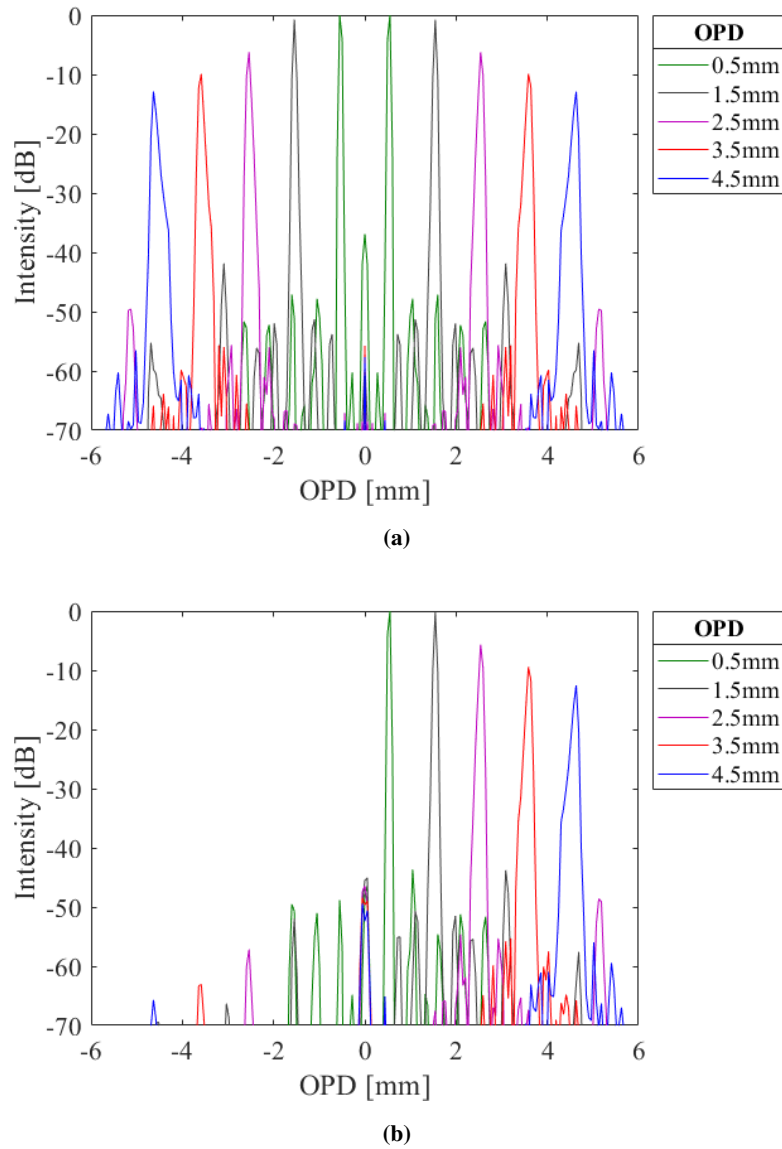


Fig.4.5: DTSL-OCT の PSF (a): シングル BPD 受信 (b): デジタルコヒーレント受信

隔サンプリングデータへと変換している。内挿された等間隔データを FFT すれば非線形性が補償された SS-OCT 画像や PSF を得ることができる。

Fig. 4.6 は複素信号処理をして測定した PSF であり、Fig. 4.6(a) が波長掃引の非線形性を補償する前の PSF、Fig. 4.6(b) がリスケリング法を用いて非線形性を補償した後の PSF である。補助干渉計の光路差は 2.5 mm に調整しており、これは $\tau = 8.3$ ps に値する。補償後の PSF の方が明らかに鋭くなっており、ピークの値も光路差が大きくなっても減少しにくくなっているのが確認できる。

Fig. 4.7 には発振波長の掃引がどの程度線形であるかを確認するために、理想的な線形掃引に対する実際の波長掃引の偏差を示す。偏差は補助干渉計から得られる補償に使用した $\Delta\psi$ から計算している。3 回の測定結果を重ねて表示しており、いずれの掃引でもほぼ同じ形の偏差をしており再現性があることがわかる。線形掃引がなされず微小な偏差が残る理由の 1 つは高

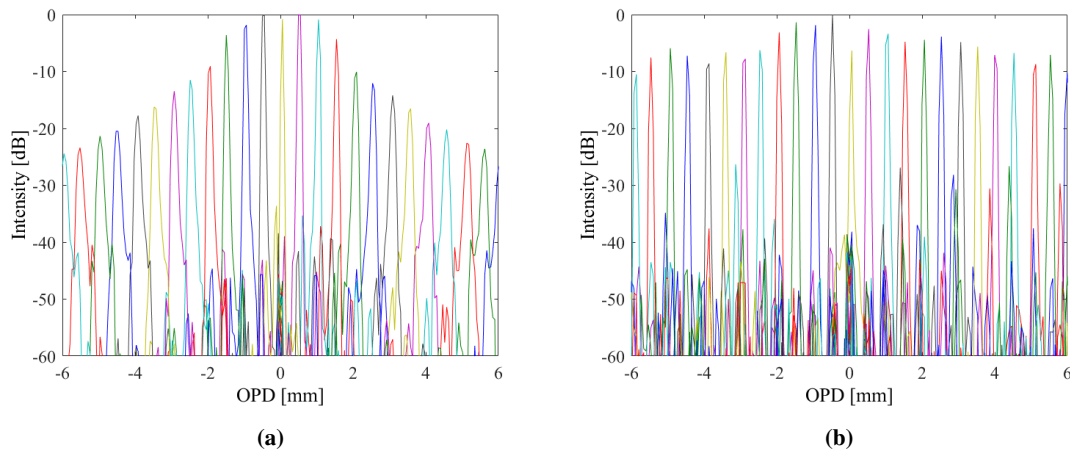


Fig.4.6: DTSL-OCT の PSF (a): 非線形性の補償前 (b): 非線形性の補償後

次の分散の影響である。発振波長の変化を表す式 (3.16) を導出する過程で高次の分散を無視しているが、実際には高次分散の影響で式 (3.16) から発振波長がずれることになる。構成した分散チューニングレーザの主な分散媒質は CFBG であるので、CFBG の高次の分散が原因の 1 つとなる。もう 1 つの原因は共振器全体の波長依存損失と SOA の波長依存の増幅利得と考えられる。たとえ分散チューニングレーザの周波数掃引を線形に行ったとしても波長掃引が完全に線形になることは難しく、わずかな位相変化が残ってしまう。

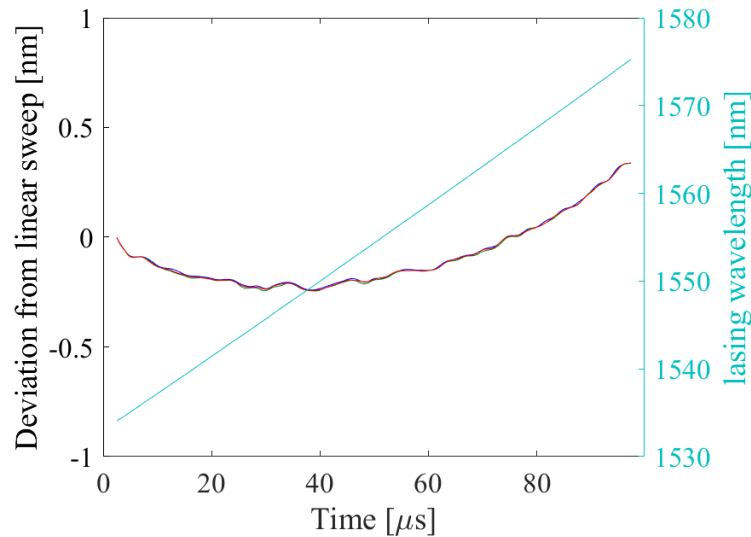


Fig.4.7: 線形掃引からの偏差

Fig. 4.8(a) は補償前の PSF と補償後の PSF の分解能を比較している。SS-OCT の分解能は一般的に PSF の半値全幅 (full width half maximum: FWHM) と定義される。43 nm の波長掃引に対応する理論的な分解能は式 (2.22) を往復を考えずに 2 倍にすることより $49.3 \mu\text{m}$ であるが、SS-OCT は掃引速度で決まる有限長の離散フーリエ変換 (discrete Fourier transformation: DFT) であるため、43 nm の波長掃引に対応するフーリエ変換後のサンプリング間隔は $56 \mu\text{m}$

に制限される。サンプリング点の間に信号が存在する場合スペクトル漏れが発生するため正確な半値全幅を測定できない。そのため測定した PSF をガウシアン関数でフィッティングしてその半値全幅を計算している。補償前の PSF の分解能は光路差が増えるにつれて急激に悪化していくが、補償後の PSF の分解能は光路差に関わらず全ての地点でほぼ $85\text{ }\mu\text{m}$ で一定に保っている。PSF のピークが 6 dB 減少する距離である 3.6 mm の光路差における分解能は補償前で $135\text{ }\mu\text{m}$ であったのが、補償後には $85\text{ }\mu\text{m}$ に改善された。 43 nm の波長掃引の理論値である $49.3\text{ }\mu\text{m}$ に比べ実験値は 1.72 倍になる。比較としてシミュレーションによってハミング窓を用いてサンプリング点の間の周波数を持つ正弦波を離散フーリエ変換し、実験と同様にガウス関数でフィッティングして半値全幅を求めて平均化すると $70\text{ }\mu\text{m}$ となる。実験値とハミング窓のシミュレーションを比べると 1.21 倍である。これはこの方法では補償できない高速な位相雑音が存在していると考えられる。

Fig. 4.8(b) は補償前の PSF と補償後の PSF でのピーク強度を比較している。ピーク強度はサンプリング間隔が広いため Fig. 4.8(a) と同様にガウス関数でフィッティングすることでピーク強度を計算している。補償によって分解能が向上したため、ピークにパワーが集中してピーク強度も同時に改善している。PSF のピーク強度が 6 dB 減少する距離は補償前の 1.4 mm から補償後には 3.6 mm に向上した。信号の減少率で表すとリスケーリング法による波長掃引の非線形性の補償によって 4.3 dB/mm から 1.7 dB/mm に改善したことになる。今回使用した分散チューニングレーザのコヒーレンス長は、 6 dB 減少する距離で定義されるので 3.6 mm となる。

4.4 DTSL-OCT の画像

続いてデジタルコヒーレント受信を組み込んだ DTSL-OCT システムを用いて OCT 画像の測定をした。Fig. 4.9(a) に使用したプローブユニットを示す。プローブユニットは Santec の OCT システム、IVS-2000 で使われているものを使用して集光と水平方向のスキャンを行っている。プローブユニットは光サーキュレータを用いることで干渉計に組み込んでいる。水平方向のスキャン数は 1000 スキャンであり、距離に換算すると 10 mm である。OCT 画像 1 枚あたりの総データ量はサンプリング数にして 1 M サンプリングであり、各サンプリング点は使用したオシロスコープの垂直分解能である 8 bit の情報を持つので 1 Mbyte になる。光源の分散チューニングレーザの掃引帯域は 50 nm 、掃引速度を 10 kHz に設定し、エルビウム添加ファイバ増幅器 (erbium-doped fiber amplifier: EDFA)(PMFA-20, PriTel) を用いて分散チューニングレーザの出力を 17.0 dBm まで増幅している。Fig. 4.9(b) に DTSL-OCT のサンプルとして選んだ養生テープを示す。 $1.55\text{ }\mu\text{m}$ の波長帯は水の吸収が大きく生体組織を測定するのには向かない。養生テープは水による吸収を気にする必要がなく、厚さが約 0.1 mm であり分解能の数倍あるため構造を観察するのに適しておりサンプルとして選んだ。

Fig. 4.10 に養生テープの DTSL-OCT 画像を示す。OCT 画像の実際のサイズは縦 5 mm 、横 10 mm である。画像の中央に見える横線はゼロ光路点であり、BPD の AC カプリングからの出力なので現れてしまうものである。Fig. 4.10(a) は非線形性の補償なしで光 90° ハイブリッドの I 信号のみを FFT して画像化したものである。養生テープをゼロ光路点を跨ぐよ

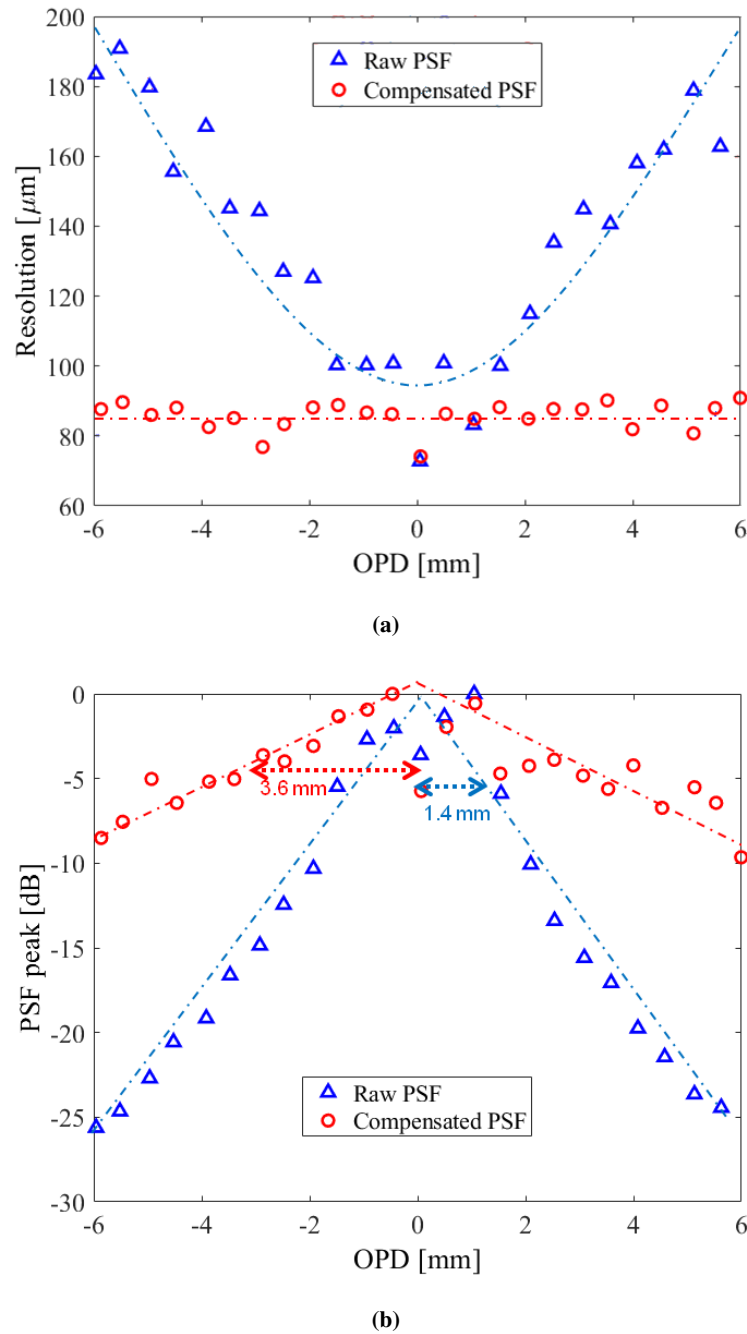


Fig.4.8: (a): PSF の分解能 (b): PSF の強度ピーク

うに配置したために本来の画像とミラーイメージが重なり合っている。Fig. 4.10(b)に示すのは非線形性の補償なしで $I-Q$ 信号を用いて複素信号処理をして画像化したものである。Fig. 4.10(a) と比べるとミラーイメージが除去されており、画像の重なりが解決している。Fig. 4.10(c) は非線形性の補償と複素信号処理の両方を行い FFT で画像化したものになる。Fig. 4.10(b) と比べると非線形性の補償による分解能の向上による影響があまり見えない。Fig. 4.8(a) にあるように 2 mm 以内の光路差では分解能の改善が小さいため、今回の養生テープの測定位置においては非線形性の補償による性能改善はあまり大きくない。また画像深度は

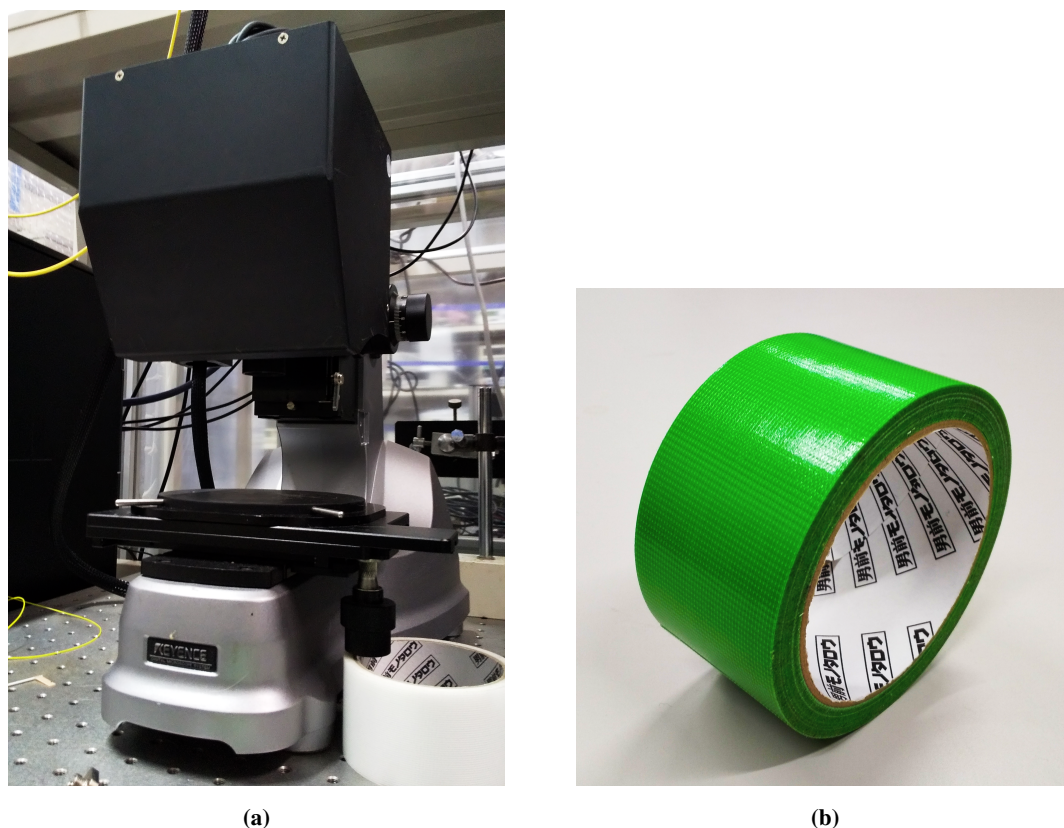


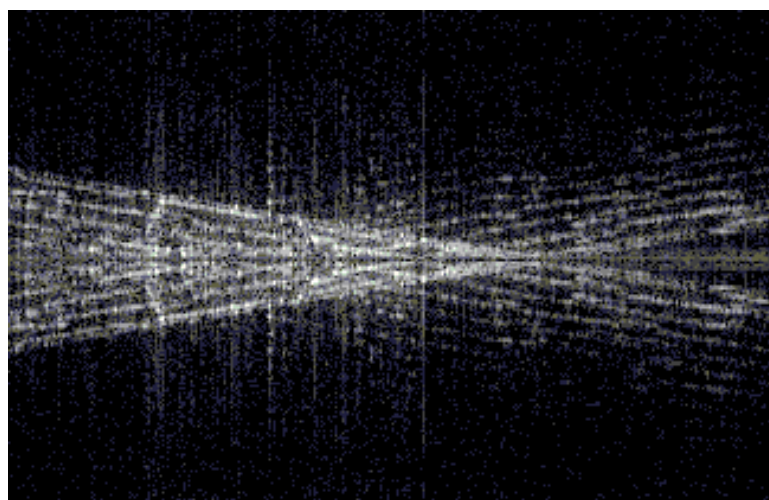
Fig.4.9: (a): OCT のプローブユニット (b): 測定した養生テープ

およそ 3 mm であり、コヒーレンス長の影響よりもサンプルの吸収、散乱による影響が画像化可能深度をより制限している。画像化可能深度は画像の左端で最大となっている。これはサンプルの吸収、散乱による信号減衰が大きい地点で、コヒーレンス長による信号の減衰が少なくなっており、適切な位置にサンプルが置かれているからである。

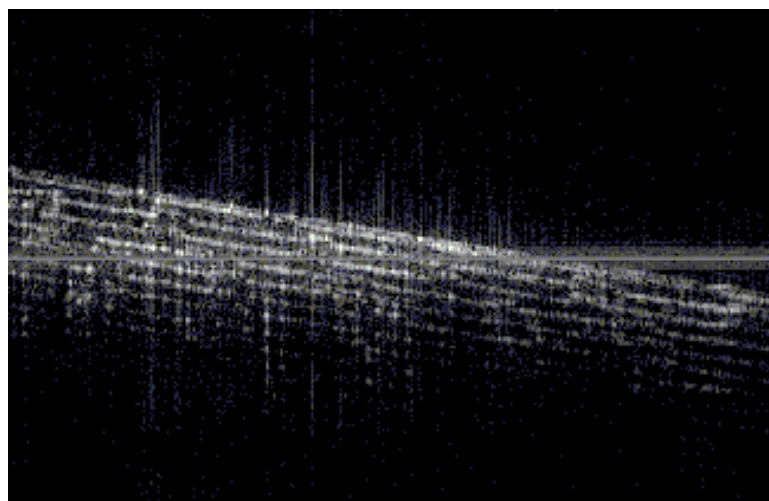
Fig. 4.11 にゼロ光路点か数 mm 離れた地点に養生テープを置いたときの DTSL-OCT 画像を示す。Fig. 4.11(a) では非線形性の補償がなく、サンプルの位置がゼロ光路点から離れているので、コヒーレンス長の影響による画像化深度の影響が大きい。Fig. 4.11(b) では非線形性の補償がされており、ゼロ光路点からも離れているため、テープの層の鮮明化が Fig. 4.10 よりもはっきりと確認できる。

4.5 まとめ

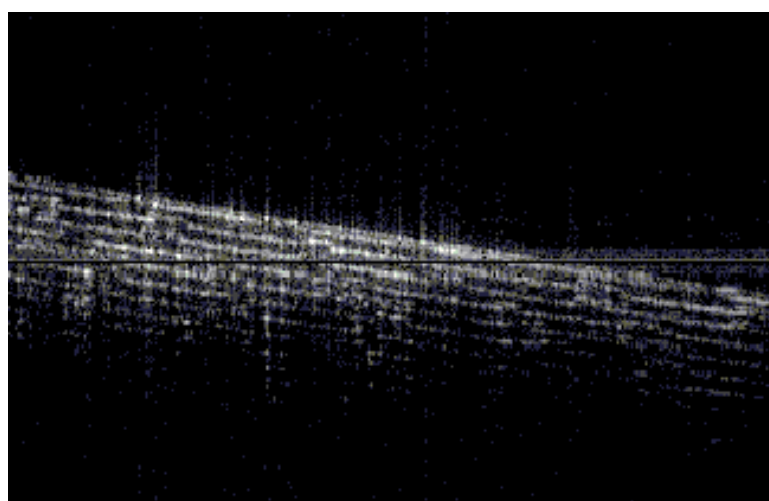
本章ではデジタルコヒーレント受信を DTSL-OCT システムに応用して複素信号処理を行った。複素信号処理によって干渉信号の位相情報を獲得できるようになり、画像の折り返しを判別することが可能になった。折り返しの除去は DTSL-OCT システムにおいてフルレンジでの画像の再構成を可能にして、実効的な画像化可能深度を 2 倍にすることができた。さらに複素信号処理は位相情報の取得の簡易化にもつながり、光源のレーザの波長掃引の非線形性が原因となる干渉信号の位相ゆらぎの補償も可能になり、画像の分解能も向上した。43nm の掃



(a)



(b)



(c)

Fig.4.10: 養生テープの DTSL-OCT 画像 (5 mm×10 mm) (a): 実信号処理・補償なし (b):複素信号処理・補償なし (c): 複素信号処理・補償あり

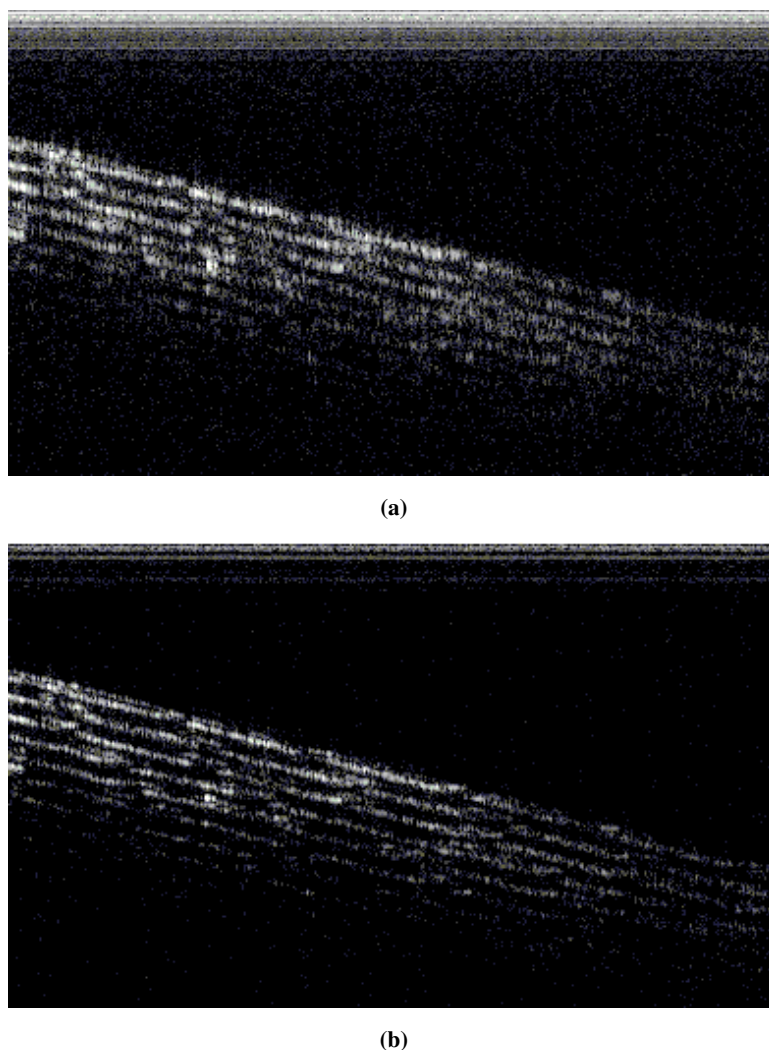


Fig.4.11: 養生テープの DTSL-OCT 画像 (5 mm×10 mm) (a):補償なし (b):補償あり

引範囲において深さ方向分解能はサンプルの位置によらずに $\sim 85 \mu\text{m}$ に改善した。さらに波長掃引の非線形性の補償によって PSF のピークの強度が見かけ上のコヒーレンス長である 6 dB 減少する光路差も 1.4 mm から 3.6 mm に向上した。画像折り返し除去による効果も含めると 6 dB 減少する実効的な光路差は 7.2 mm まで延びたことになる。

まとめるとデジタルコヒーレンス受信によって画像の折り返し除去と波長掃引の非線形性の補償によるフルレンジ測定と深さ方向分解能の改善によって画像化可能深度を可能な限り引き上げることができ、DTSL-OCT の短所であったコヒーレント長の短さを補うことに成功した。

第 5 章

デジタルコヒーレント信号処理による分散チューニングレーザの性能分析と構成最適化

本章では分散チューニングレーザの性能を分析し、最適化を図る。一般的な波長フィルタを用いた波長掃引レーザは波長の掃引方向によって性能が異なる。それは共振器内のファイバや増幅媒体の非線形光学現象が原因とされる。分散チューニングレーザにも同様に掃引方向の性能の違いが確認されているが、それだけではなく使用する分散媒質が正常分散か異常分散かでも性能が異なる。異常分散の上り方向波長掃引が実験的にもシミュレーションでも良いとされているが、実験とシミュレーションでコヒーレンス長を決める波長線幅が大きく異なるなど問題があった [24, 25, 65]。4 章で行った波長掃引非線形性を用いることでコヒーレンス長を正しく求めることができるようになったため、改めて構成を変えたときの分散チューニングレーザの性能を確かめる。

5.1 SOA の非線形性

分散チューニングレーザのパルス幅はパルス幅変調を行った場合でもそこまで広くなく、4 章のように 100ps のパルス幅で変調をした場合でも、分散チューニングレーザのパルス幅も変調のパルス幅より大きく狭くなることはない。このパルス幅では分散チューニングレーザは大きな分散媒質を使用することもあいまってファイバの非線形光学効果の影響は無視できるほど小さい。しかし増幅利得の帯域幅が広いという理由で SS-OCT 用の波長掃引レーザの光源としてよく使われる SOA の非線形性は非常に大きい。増幅媒質として使われる erbium doped fiber (EDF) などのゲインファイバは数 m の長さで使われるのに対して、SOA は 1 mm 程度の長さで増幅を行うためである。SOA の持つ非線形性で特に影響があると考えられるのはファイバに比べて高い自己位相変調 (self phase modulation :SPM) と増幅利得の時間的非対称性である。増幅媒質の利得の時間応答は以下の式で表される [66]。

$$\frac{\partial g}{\partial t} = \frac{g_0 - g}{\tau_c} - \frac{g|A|^2}{E_{\text{sat}}} \quad (5.1)$$

ここで g は光増幅利得、 g_0 は非飽和利得、 E_{sat} は飽和エネルギー、 τ_c はキャリアライフタイムであり利得が回復する時間を表している。EDF はキャリアライフタイムがミリ秒程度であるためパルスの繰り返し時間よりも十分に長い場合が多くパルス間で利得が回復しないため、安定状態において連続光 (continuous wave :CW) とパルスでの違いがほぼ存在しない。このような場合 EDF の利得 G は一般に

$$G = \exp \left(\frac{g_0 L}{1 + P_{\text{in}}/P_{\text{sat}}} \right) \quad (5.2)$$

と表される。ここで L はファイバ長、 P_{in} は入力パワー、 P_{in} は飽和パワーである。しかし SOA のキャリアライフタイムは数百 ps であり、一周 10 m のファイバ共振器の FSR は 20 MHz でありこれは繰り返し時間 50 ns に相当するためキャリアライフタイムより十分に長い。このとき SOA の利得はパルス間で回復してしまうため利得は式 (5.2) のようにはならず式 (5.1) を用いて時間応答を考える必要がある。パルス幅が十分に広い場合や、パルスエネルギーが十分に低い場合は式 (5.2) に近い利得を示すが、共振器中の安定状態においては、共振器中の損失が非常に高い場合を除いてパルスエネルギーは十分に高い。このような場合 SOA はパルスの前端を強く増幅するが、パルスの途中で利得が飽和してしまいパルスの後端の増幅は弱くなってしまう。Fig. 5.1 にパルスに対する SOA の利得の時間応答の一例を示す。Fig. 5.1 にあるように対称的なパルスを入力しても利得の時間応答は対称的にはならない。

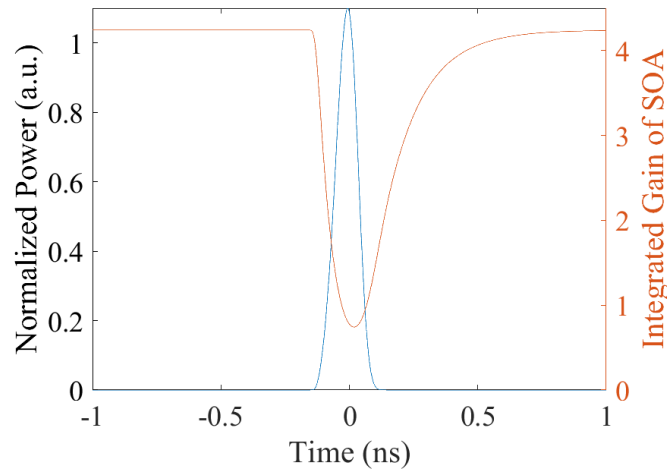


Fig.5.1: パルスに対する SOA の利得の時間応答

また SOA は kerr 効果による SPM による周波数シフトもファイバと比べて大きい。SOA の長さ L に対する SOA 全体の利得を $h(t) = \int_0^L g(t)dz$ とすると式 (5.1) から [67]

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{g_0 L}{\tau_c} - \frac{h}{\tau_{\text{eff}}} - \frac{P_{\text{in}}(t)}{E_{\text{sat}}} (e^h - 1) \quad (5.3)$$

と表せる。ここで τ_{eff} は実効的なキャリアライフタイムであり、SOA の注入電流を大きくしていくと自然放出光の再吸収によって実効的なキャリアライフタイムが数十 ps 程度まで短くなる。SPM による非線形位相変化 ϕ_{nl} は利得 h を用いて

$$\phi_{\text{nl}}(t) = -\frac{\alpha}{2} h(t) \quad (5.4)$$

と表すのが一般的である [67, 68]。ここで α は SOA の SPM による周波数線幅の増大を表す値である。SOA の SPM による周波数チャープ $\Delta\nu_0$ は非線形位相変化 ϕ_{nl} に対して $2\pi\Delta\nu_0 = -d\phi_{nl}/dt$ の関係性があるため、式 (5.4) を用いると

$$\Delta\nu_0(t) = \frac{\alpha}{4\pi} \frac{dh}{dt} \quad (5.5)$$

と表すことができる。そのためパルスの前端では長波長側へ波長シフトし、パルスの後端では短波長側へ波長シフトすることになる。利得には Fig. 5.1 に表すように非対称性があるため、パルス前端でのチャープはパルス後端でのチャープよりも大きい。そのため SOA を通過した光は全体としては長波長に波長シフトすることになる。

5.2 実験系

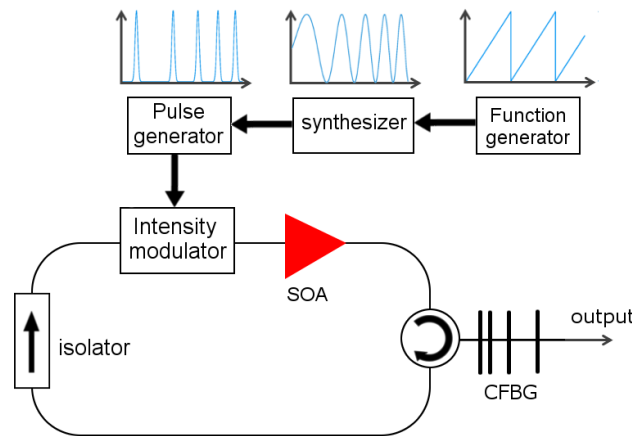


Fig.5.2: 分散チューニングレーザの構成 (SOA: semiconductor optical amplifier, CFBG: chirped fiber bragggrating)

以下に実験系の概要を示す。Fig. 5.2 に実験に使用した分散チューニングレーザを示す。増幅媒体として SOA を使用した。光サーキュレータを使用して分散チューニングのための高分散媒質である CFBG (PSR-1550-100, Teraxion) に光を入射させるとともに、その反射光を共振器内に戻している。CFBG の分散量は ± 10 ps/nm であり、光の入射方向によって正常分散と異常分散を使い分けることができる。反射率 70 % のものを使用した。また光サーキュレータはリング型共振器の発振方向を決める光アイソレータの役割もしている。モードロッカーとして 12 GHz の変調速度を持つ LN 強度変調器 IM-1550-PM, Optilab) を使用し、LN 強度変調器は偏波依存性を持つため、全てのファイバに偏波維持ファイバを使用した。共振器長は 11.1 m でありこれは FSR が 18.1 MHz に相当する。これは異常分散使用時の値であり、共振器長と FSR は正常分散使用時と異常分散使用時を切り替えるときに CFBG の入射方向を入れ替えるためにファイバを切断後、融着を行っているので正常分散使用時は共振器長 11.2 m と 0.1 m だけ長くなっている。LN 強度変調器にはシンセサイザ (N5181A, Agilent) を用いて発生させた正弦波を電気パルス発生器 (EPG-200B, Alnair Labs) に入力して、100 ps のパルスにした後に

RF 増幅器で増幅した後に LN 強度変調器に入力を行っている。パルス波形による変調は分散チューニンググレーザのコヒーレンス長を改善することが知られている [23]。周波数変調はファンクション・ジェネレータで鋸波をつくってシンセサイザに入力することで行っている。

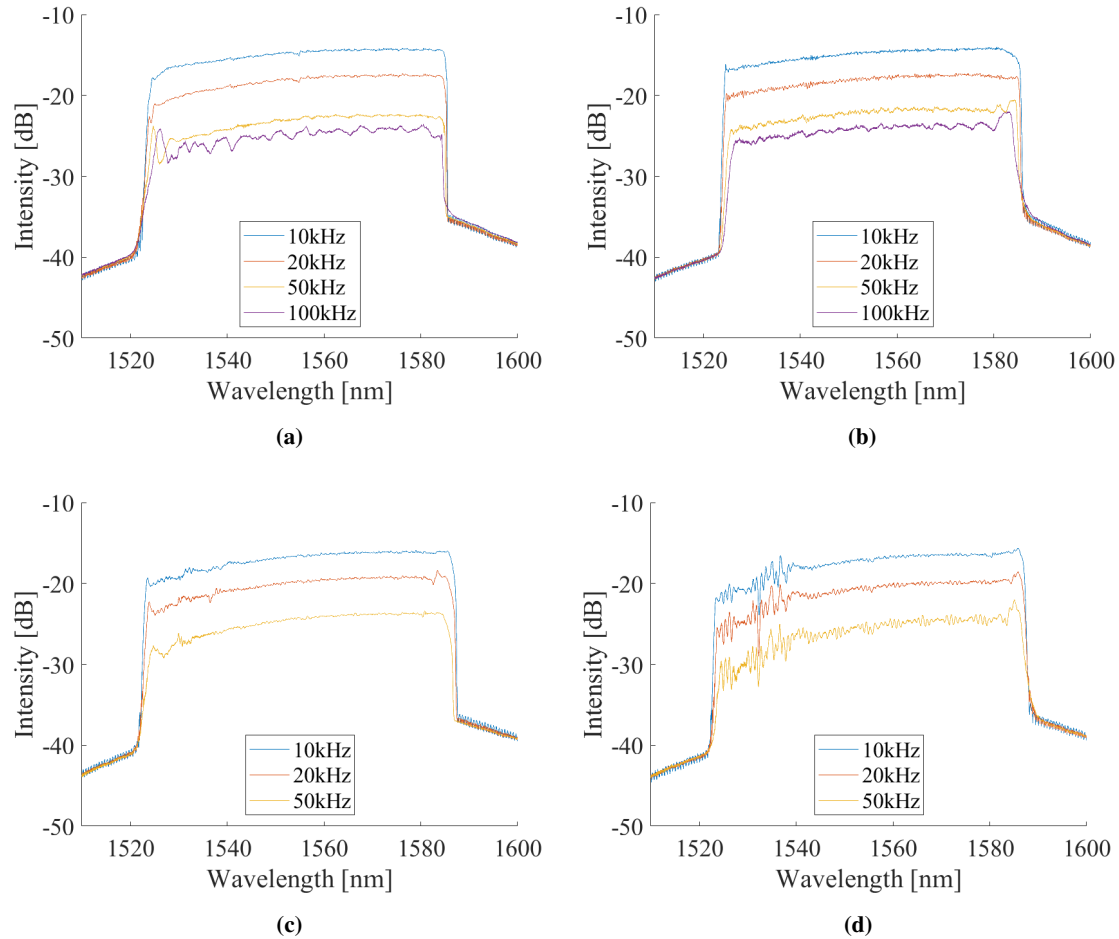


Fig.5.3: ピークホールドスペクトラ (a): 異常分散・上り方向掃引 (b): 異常分散・下り方向掃引 (c): 正常分散・上り方向掃引 (d): 正常分散・下り方向掃引

Fig. 5.3 は正常分散、異常分散と掃引方向を切り替えたときの OSA(AQ6317, Ando) で取得したピークホールドスペクトラムを示す。強度変調周波数を 722.0 MHz から 729.0 MHz を変化させることによって、掃引した波長範囲を 1525 nm から 1585 nm の 60 nm に設定してある。これは式 (2.22) と用いて分解能に換算すると $35.3 \mu\text{m}$ になる。散チューニンググレーザでは正常分散、異常分散を入れ替えると式 (3.15) より強度変調周波数変化による波長変化の方向が変わってしまうので掃引方向については特別言及がなければ波長方向を基準とする。単に上り方向掃引といえは波長が増加するように掃引したことを表す。また掃引速度の違いによって OSA で測定したパワーが異なるように見えるが、これは OSA のピークホールド機能を使用時の積分時間の影響で掃引速度の増加が測定上のパワーを減少させているのが主な原因である。Fig. 5.3(a)、Fig. 5.3(b) は異常分散を使用時のピークホールドスペクトラムであるが、掃引速度が 50kHz を超えるとリングングが起きてしまっている。リングングは 100kHz の掃引速度になると掃引全体に広がってしまっている。またリングングは上り掃引方向のほうが大きく

なっている。Fig. 5.3(c)、Fig. 5.3(d) は正常分散を使用時のスペクトラムである。異常分散よりもわずかにリングングは小さい。また下り掃引のときには短波長側での掃引が安定して少なく、パワーも低めになっている。この理由はいくつかあり、まず使用した SOA の中心波長が 1565nm であり、1530nm 付近は掃引した波長帯域の中では利得が低くなっているため発振が難しくなっている。次に中心波長から遠ざかる位置の波長であるため、利得が高い波長から利得が低い波長へと変化していくため波長の変化が遅くなってしまう。最後に SOA の長波長シフトによって下り方向掃引自体が適さない。これらが主な理由と考えられる。

5.3 PSF 測定による評価

Fig. 5.4 に分散チューニングを用いた SS-OCT システムの実験図を示す。2 つの 90° 光ハイブリッドモジュール (COH24,Kylia) と 4 つの帯域幅 30 kHz - 1.6 GHz のバランスフォトディテクタ (balanced photo detector: BPD) をデジタルコヒーレント受信のために使用している。ディテクタで検出した干渉信号の測定には帯域幅 1 GHz、垂直分解能が 8 bit のデジタルオシロスコープ (MDO3104:Tektronix) を用いた。常にオシロスコープの最大のサンプリングレート 2.5 GSa/s を使用したので波長掃引 1 回に対するサンプリング数は掃引速度によって異なっている。取得した 1 掃引の信号の 85 % を実際の信号として使用した。これは分散チューニングレーザの立ち上がりの掃引が不安定な部分を使用しないためである。調整可能な光ディレイライン (ODL-330,Santec) を干渉計の一方に使用し、光路差 (optical path delay: OPD) の調整を可能にしている。波長非線形性の補償に使用した補助干渉計側の光路差は 3 mm に調整している。波長掃引の非線形性の補償は 4 章と同じ方法で行っておりリスケーリング法を用いている。

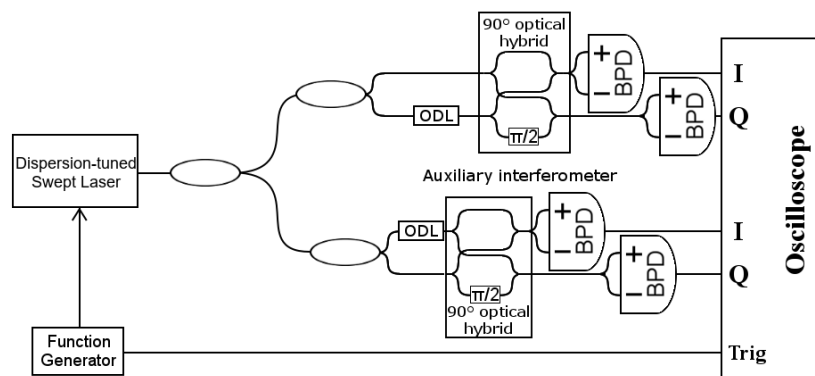


Fig.5.4: DTSL-OCT 実験系 (ODL: optical delay line, BPD: balanced photo detector, PC: personal computer)

コヒーレンス長を評価するために分散、掃引速度、掃引方向を変更させながら PSF の測定を光路差約 1 mm 間隔で行った。コヒーレンス長は PSF のピークパワーが 6 dB 減少する距離と定義され、測定可能深度に関わる指標である。掃引速度は 10 kHz、20 kHz、50 kHz、100 kHz に変えて測定を行っている。Fig. 5.5 に異常分散、下り方向掃引時の PSF を示す。Fig. 5.5(a)、(b)、(C) より掃引速度が増えるにつれて OPD の増加によるピークパワーの減少が急激に顕著になっており、コヒーレンス長が大きく減少していることが確認できる。また掃引速度を 100

kHz に設定したときには干渉波形を取得することができなかった。Fig. 5.5(d) は PSF のピークパワーの推移を Fig. 5.5(e) には PSF の FWHM で定義される分解能を示す。64 倍の長さにするゼロパディングを行った後に FFT をすることでピークパワーとピークパワーの位置、分解能となる FWHM を求めている。ピークパワーの推移は 10kHz の掃引時でも直線になっていなく、スペクトラムの形状が歪になっていることが予想される。波長掃引の非線形性の補償によってどの光路差でも分解能が一定にはなっていない、OPD が 9.8 mm の位置で分解能が 80.6 μm になってしまっている。Fig. 5.6 には異常分散、上り方向掃引時の PSF を示す。下り方向掃引と比べるとコヒーレンス長が非常に長くなっており、また掃引速度の上昇によるコヒーレンス長の悪化も抑えられる。しかし 50 kHz の掃引速度でも十分なコヒーレンス長をとれていたにも関わらず、Fig. 5.6(d) に示すように 100 kHz では干渉波形が取得できていなく、かろうじて光路差が 0.5 mm の地点で干渉がとれているだけである。また Fig. 5.6(f) に示すように分解能は 59.0 μm でほぼ一定となっており、わずかに悪化が見える掃引速度 50 kHz のときでも光路差が 9.2 mm のとき、分解能は 62.8 μm にしか広がっていない。Fig. 5.3(d) には正常分散、下り方向掃引時の PSF を示す。SOA の長波長シフトとは相性が悪い下り方向掃引ではあるが、異常分散、下り方向掃引時と比べると、掃引速度の上昇によるコヒーレンス長の減少は確かにあるものの、異常分散時と比べるとその減少は大きくない。Fig. 5.7(c) にあるように掃引速度 50 kHz までは PSF を広い範囲に渡って取得できているが、100 kHz の掃引速度になると異常分散と同様に干渉波形の取得は出来なかった。また Fig. 5.8(f) に示される分解能の光路差による変化は、異常分散、下り方向掃引時と同様に光路差が大きくなると悪化が見え、光路差 9.6 mm のときに分解能が 79.8 μm と似た値になっている。しかし分解能の悪化の傾向が異なり、異常分散、下り方向掃引時では二次関数的な変換をしていたのに対して、光路差に対して線形に近い形で分解能が悪化している。Fig. 5.3(c) には正常分散、上り方向掃引時の PSF を示す。Fig. 5.8(a)、(b)、(c) を見ると、グラフの概形がほとんど同じでありコヒーレンス長がほとんど変化していない。また Fig. 5.8(d) には 100 kHz の掃引速度で取得した PSF を示している。正常分散、上り方向掃引が唯一 100 kHz の掃引速度で PSF を取得しコヒーレンス長を取得できた構成となる。Fig. 5.8(f) の分解能の変化は光路差が大きい場所での悪化が見えるが、下り方向掃引ほどではない。また 20 kHz の掃引速度のときに最も分解能の悪化が抑えられている。100 kHz は測定できているもののコヒーレンス長も短く、分解能も大きく悪化してしまっており非線形性の補償が上手くいっていない。

表 1 に分散チューニングレーザを各条件で掃引を行ったときのコヒーレンス長を示す。上り掃引と下り掃引では分散関係なく上り掃引の方が良いコヒーレンス長を示している。これは SOA の自己位相変調による長波長シフトを考えると、短波長側へ掃引する下り掃引は損失が大きく、SOA の自己位相変調と下り掃引との相性が悪いと考えられる。正常分散と異常分散を比べると異常分散の方がコヒーレンス長が良く、測定可能深度を考えると異常分散が SS-OCT 応用には向いていると考えられる。しかし掃引速度 100 kHz で唯一測定可能なのが正常分散上り掃引であり、また下り方向掃引においても 10 kHz のコヒーレンス長では異常分散を使用したときの方がコヒーレンス長が長くなっているが、正常分散は掃引速度が上昇したときのコヒーレンス長の悪化が緩やかであり、20 kHz、50 kHz では逆転している。正常分散の方が掃引速度上昇のコヒーレンス長への影響が少なく、SS-OCT に高掃引速度を要求するときには正

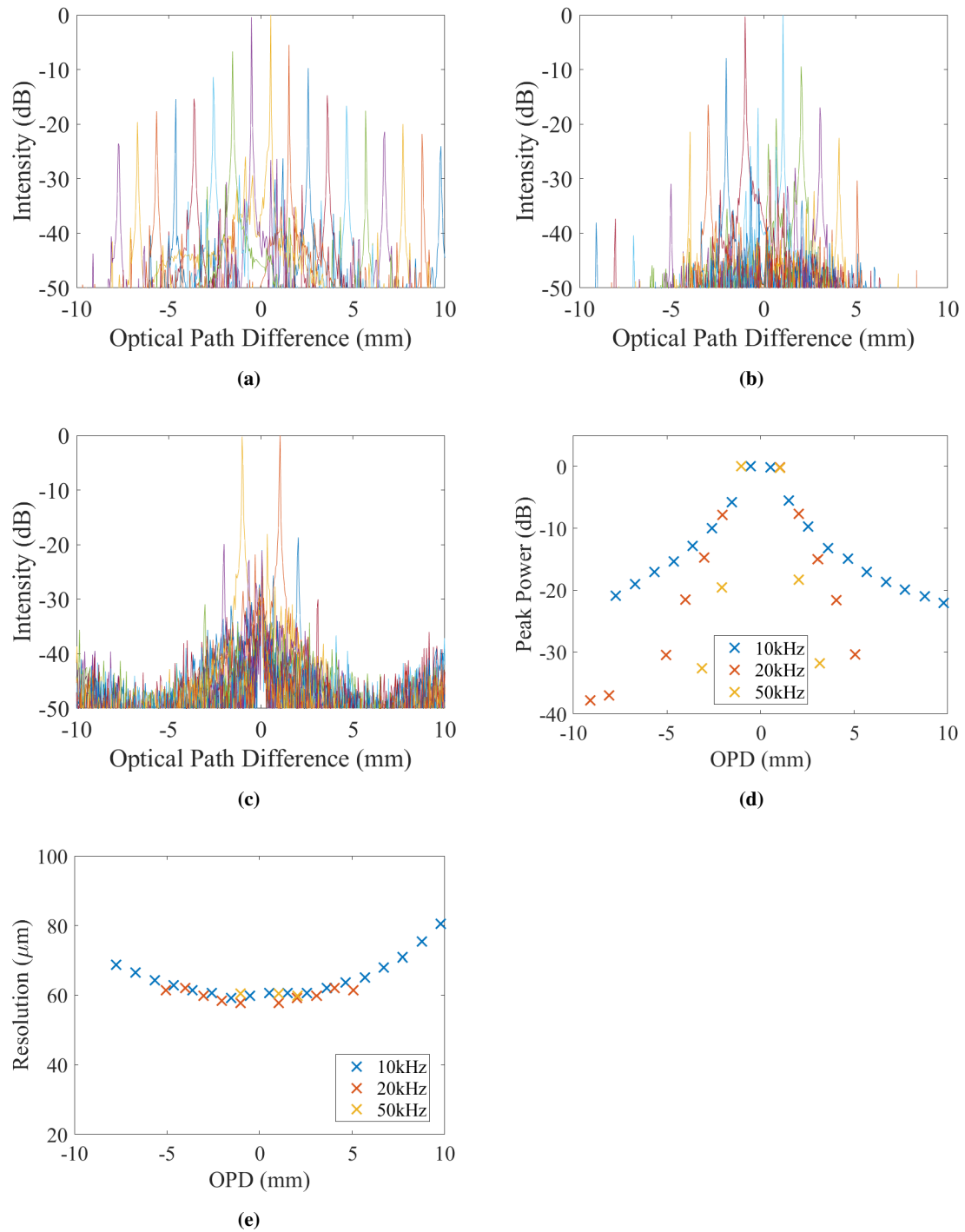


Fig.5.5: 異常分散・下り方向掃引時の PSF (a): 掃引速度 10 kHz (b): 掃引速度 20 kHz (c): 掃引速度 50 kHz (d): ピーク強度 (e): 分解能

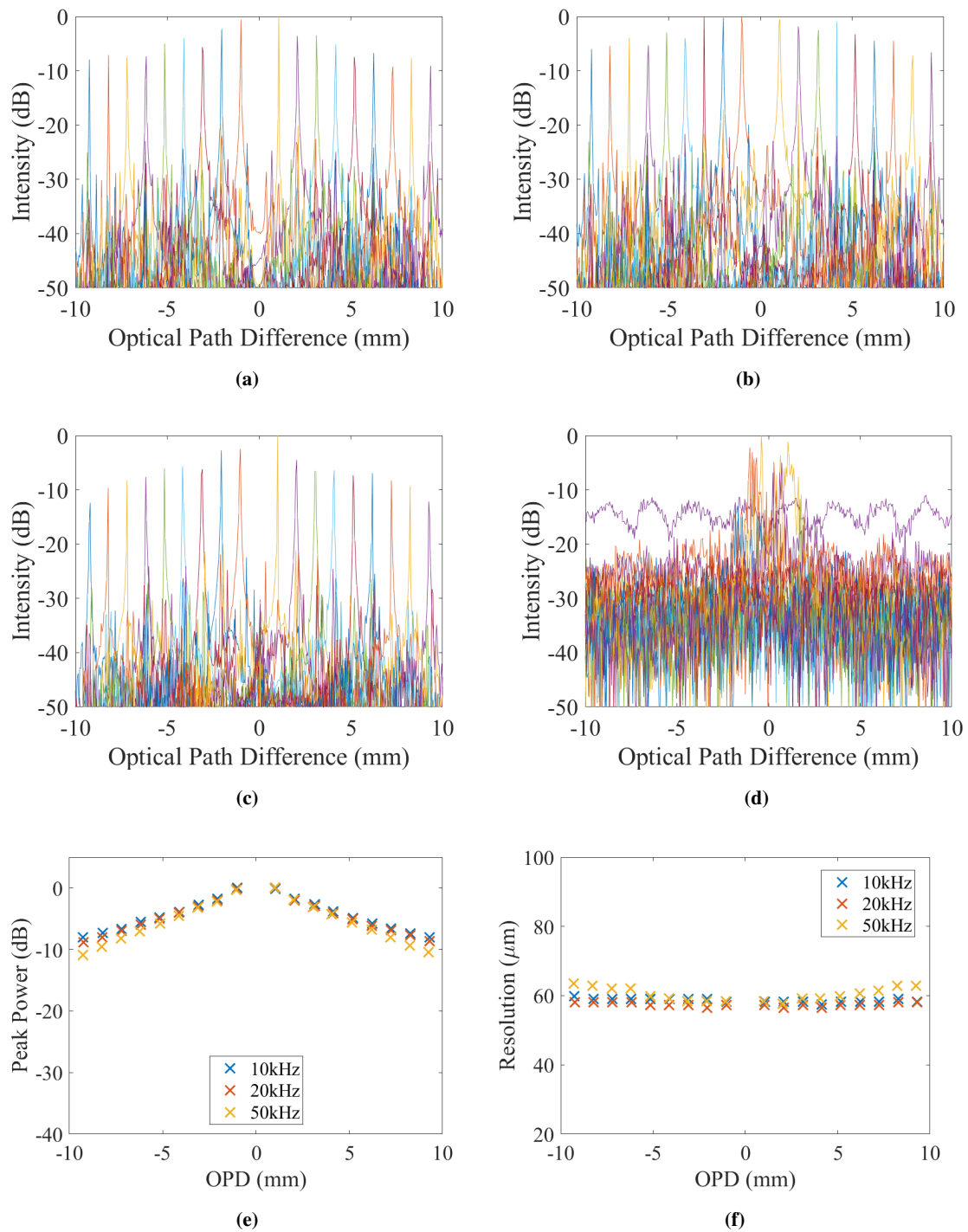


Fig.5.6: 異常分散・上り方向掃引時の PSF (a): 掃引速度 10 kHz (b): 掃引速度 20 kHz (c): 掃引速度 50 kHz (d): 掃引速度 100 kHz (e): ピーク強度 (f): 分解能

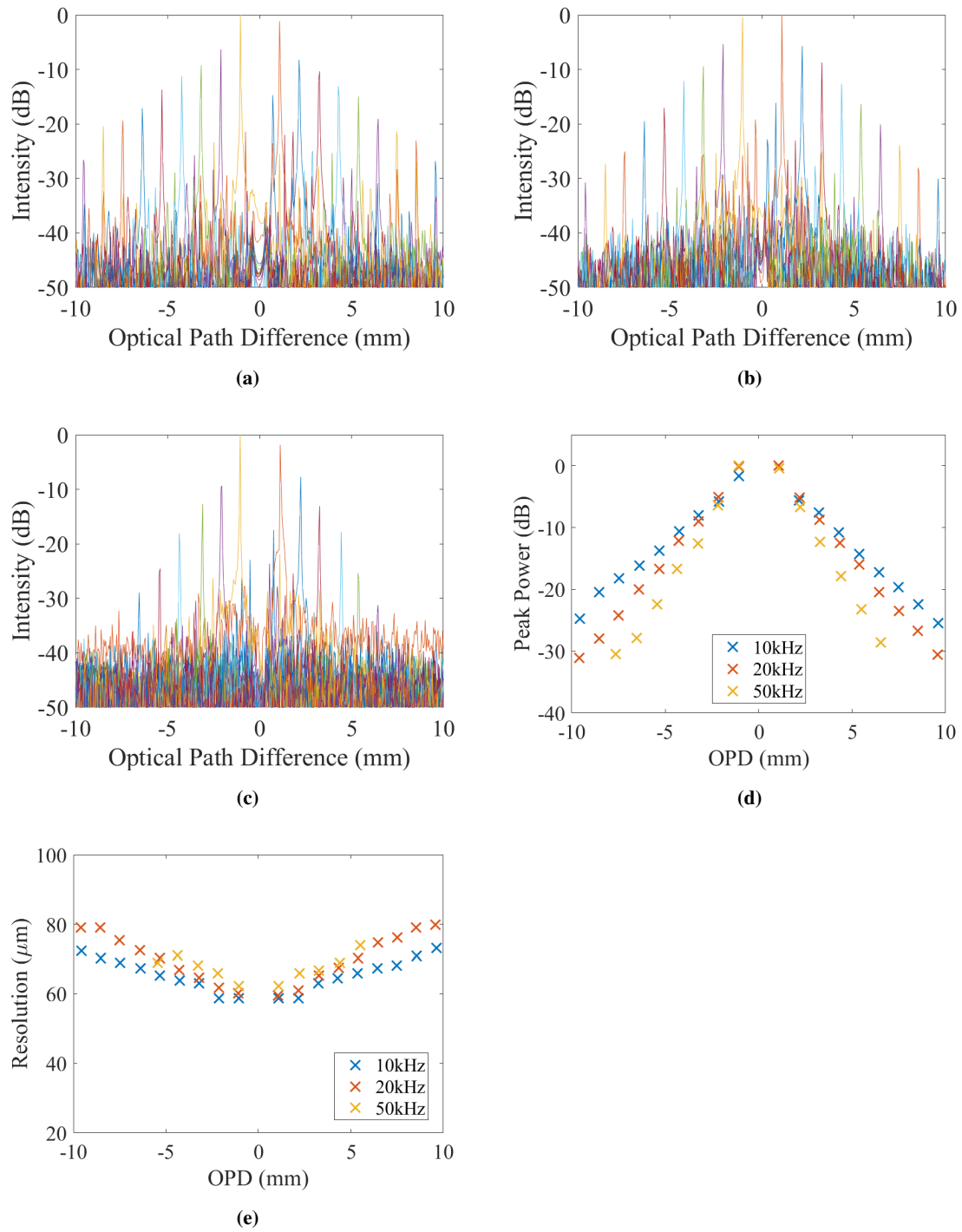


Fig.5.7: 正常分散・下り方向掃引時の PSF (a): 掃引速度 10 kHz (b): 掃引速度 20 kHz (c): 掃引速度 50 kHz (d): ピーク強度 (e): 分解能

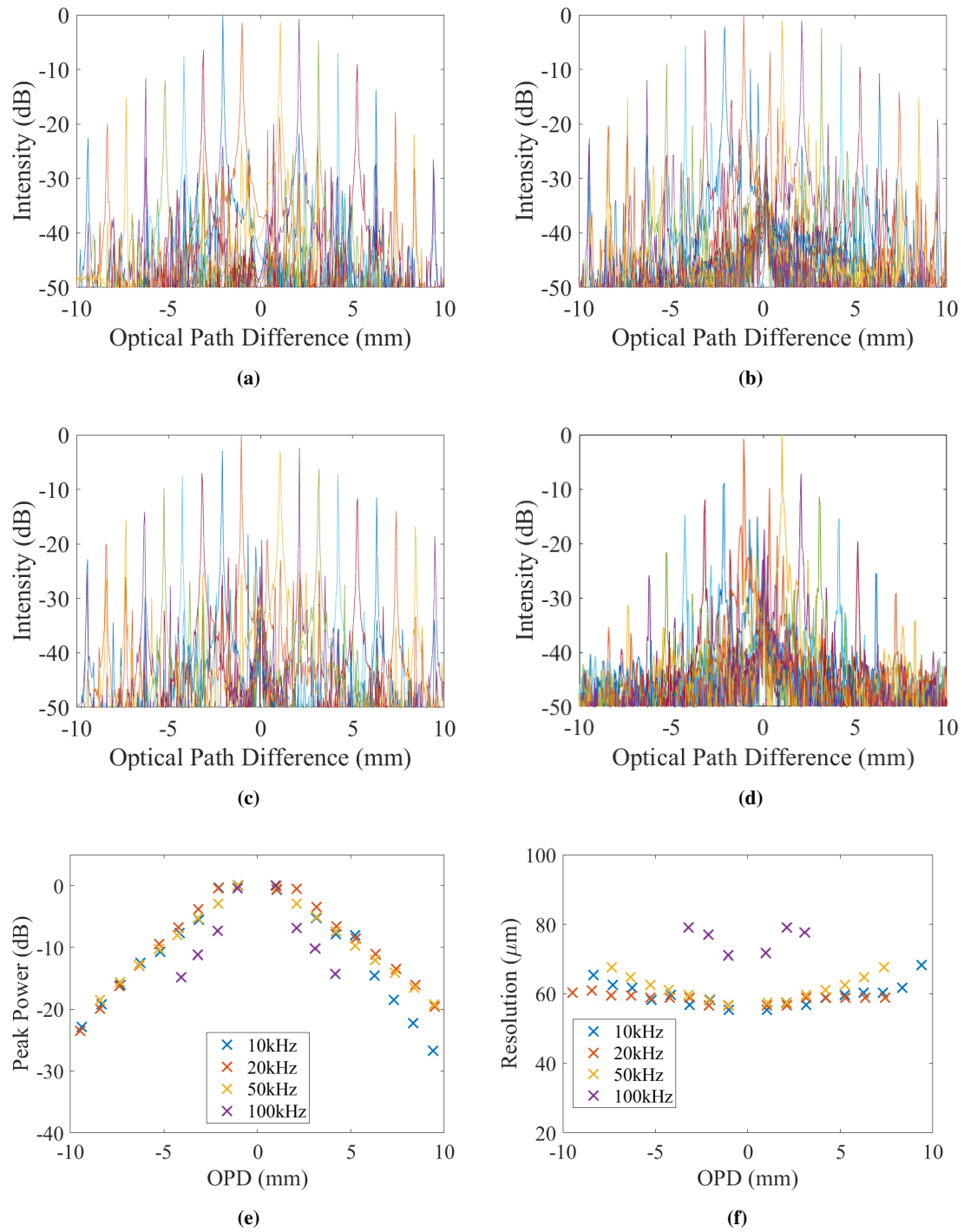


Fig.5.8: 正常分散・上り方向掃引時の PSF (a): 掃引速度 10 kHz (b): 掃引速度 20 kHz (c): 掃引速度 50 kHz (d): 掃引速度 100 kHz (e): ピーク強度 (f): 分解能

常分散の方が優れている。コヒーレンス長においては異常分散、上り掃引が最も良いコヒーレンス長を示しており、その中でも掃引速度が一番低い 10 kHz のときに 6.41 mm のコヒーレンス長を示している。しかし正常分散の中においてコヒーレンス長が一番長いのは上り掃引時の 50 kHz のときであり、高速に掃引しているときである。一般的にコヒーレンス長を決める瞬時線幅は掃引速度が上昇するほど広がってしまい、コヒーレンス長を悪化させるものと考えられている [21]。また PSF のピークが 6 dB 減少する距離というものは厳密に瞬時線幅を決めるものではなく、4 章にあるように波長掃引の非線形性による光路差が大きいときの分解能の悪化がコヒーレンス長を悪化させることもあるが、Fig. 5.8(f) を見ると 50 kHz のときの分解能が一番悪いので、波長掃引の非線形性が完全に補償できたときにはよりコヒーレンス長が増すものと考えられる。したがって正常分散では掃引速度の上昇によって必ずコヒーレンス長が悪化するのではなく、コヒーレンス長を最長にする最適な掃引速度があるということになる。

Table.5.1: 分散チューニングレーザ掃引時のコヒーレンス長

掃引速度	10 kHz	20 kHz	50 kHz	100 kHz
異常分散 下り方向掃引	2.72 mm	0.812 mm	0.404 mm	NA
異常分散 上り方向掃引	6.41 mm	6.08 mm	4.91 mm	NA
正常分散 下り方向掃引	2.10 mm	1.70 mm	1.27 mm	NA
正常分散 上り方向掃引	2.16 mm	2.07 mm	2.42 mm	1.29 mm

5.4 考察

SOA の SPM による長波長シフトと、本研究で得られた結果の関係を考察する。まず Table 5.2 に Table 5.1 を式 (2.21) を用いて瞬時的な波長線幅に直したものを示す。同様に式 (5.5) を式 (2.20) を用いて波長幅に変換すると SOA の波長シフト量 $\Delta\lambda_0(t)$ は

$$\Delta\lambda_0(t) = -\frac{\alpha\lambda_0^2}{4\pi c} \frac{dh}{dt} \quad (5.6)$$

となる。式 (5.6) を用いて今回の条件でのおおよその長波長シフト量を概算する。まず使用した SOA の小信号利得から $h = 5.3$ となる。これは dB に換算すると 23dB となる。SOA の SPM の大きさを表すパラメータ α は典型値である $\alpha = 5$ を使用する [67]。 α の値は量子ドット構造を使用した SOA の場合 $\alpha = 1$ となり小さくなる [68]。仮定として SOA の利得 h が変調パルス幅の間を線形に 0 まで減少すると考えると、この条件下での長波長シフト量 $\Delta\lambda_{\text{shift}}$ は

$$\Delta\lambda_{\text{shift}} = \frac{\alpha\lambda_0^2}{4\pi c} \frac{h}{t_p} = 0.169 \text{ nm} \quad (5.7)$$

Table.5.2: 分散チューニングレーザ掃引時の瞬間的な波長線幅

掃引速度	10 kHz	20 kHz	50 kHz	100 kHz
異常分散 下り方向掃引	0.779 nm	2.61 nm	5.25 nm	NA
異常分散 上り方向掃引	0.331 nm	0.349 nm	0.432 nm	NA
正常分散 下り方向掃引	1.01 nm	1.25 nm	1.67 nm	NA
正常分散 上り方向掃引	0.980 nm	1.03 nm	0.876 nm	1.65 nm

となる。ここから 1 掃引あたりの総長波長シフト量 $\Delta\lambda_{\text{total}}$ は

$$\Delta\lambda_{\text{total}} = \frac{f_{\text{FSR}}}{f_{\text{sweep}}} \Delta\lambda_{\text{shift}} \quad (5.8)$$

と表すことができる。 f_{sweep} は掃引周波数、 $f_{\text{FSR}} = 18.1 \text{ MHz}$ は共振器の FSR である。掃引周波数 $f_{\text{sweep}} = 50 \text{ kHz}$ のとき、 $\Delta\lambda_{\text{total}} = 60.9 \text{ nm}$ となる。式 (5.8) を SOA の波長シフトによる掃引速度補正量 Δf_{sweep} に書き直すと

$$\Delta f_{\text{sweep}} = \frac{f_{\text{FSR}}}{\Delta\lambda} \Delta\lambda_{\text{shift}} \quad (5.9)$$

となる。ここで $\Delta\lambda$ は掃引帯域である。波長掃引帯域が 60 nm であるので $\Delta f_{\text{sweep}} = 50.8 \text{ kHz}$ となり、SOA を理想的な周波数シフターと考えると掃引速度が 50 kHz のときに波長掃引による発振波長変化がほぼ完全に補償されることになる。正常分散の上り掃引が 50 kHz のときにコヒーレンス長が最も長くなるのはこのことが原因と考えられる。Fig. 5.9 に正常分散時の掃引速度を変化させたときの瞬間的な波長線幅を示す。Fig. 5.9(a) には Table 5.2 の正常分散部分をそのままグラフ化したものを、Fig. 5.9(b) には長波長シフトの影響が大きいと考えられる上り掃引の 50 kHz と 100 kHz に掃引速度補正量 Δf_{sweep} を引いたものを示す。Fig. 5.9(a) では見られない掃引速度に対する対称性が Fig. 5.9(b) には現れている。また SOA の長波長シフトによる掃引速度の補償量が一致している正常分散の上り掃引 50 kHz にだけ見られる特徴として式 (4.8) における $\Delta\psi$ の変化がある。簡易化のため式 (4.8) を

$$\left(1 + \frac{1}{2\pi\gamma} \frac{d}{dt} \Delta\psi\right) dt = (1 + \Delta\Gamma) dt = dt' \quad (5.10)$$

と書き直す。 $\Delta\Gamma$ は正規化された周波数掃引レートの変化を表し、掃引の非線形性の補償の際にサンプリングポイントのリスキューリングに使われる値である。Fig. 5.10 に 4 つの掃引条件における正規化された周波数掃引レートの変化を補助干渉計の信号から計算し、測定された 18 回分を示す。Fig. 5.10(a)、(b)、(c) はそれぞれ異常分散・下り掃引 20 kHz 、異常分散・上り掃引 50 kHz 、正常分散・下り掃引 10 kHz のときの $\Delta\Gamma$ を示している。Fig. 5.3(a) の 100 kHz 掃引時のピークホールドスペクトラに見られる波長リップルが周波数掃引レートに影響している

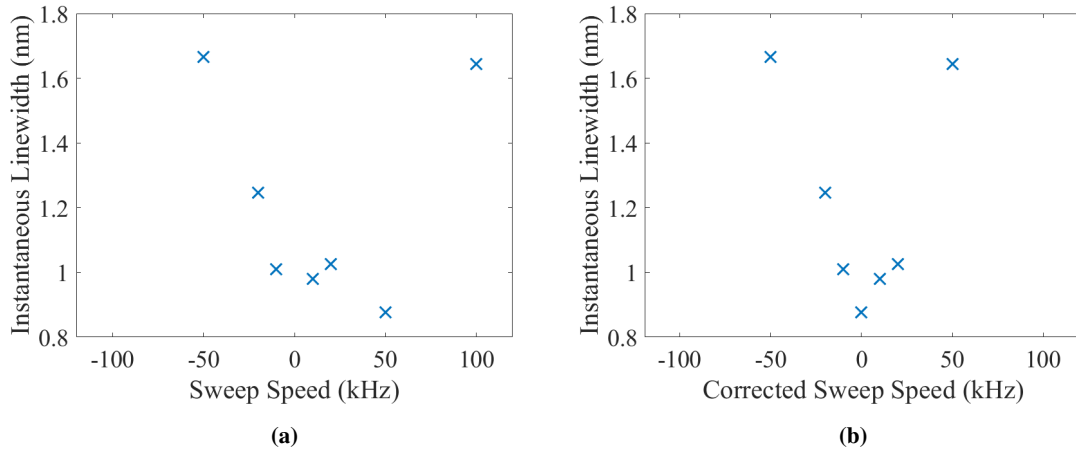


Fig.5.9: 正常分散使用時の瞬間的な波長線幅 (a):補正なし (b):補正あり

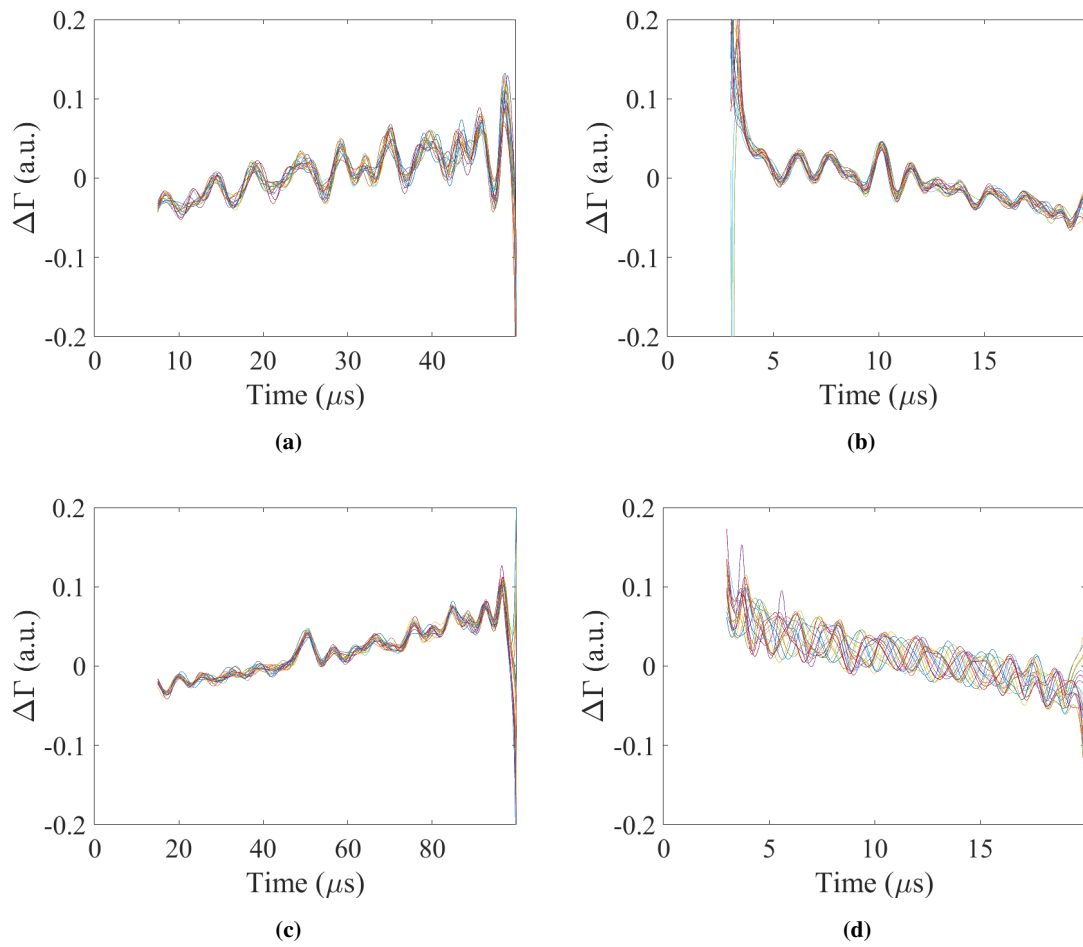


Fig.5.10: 正規化された周波数掃引レートの変化 (a): 異常分散・下り掃引 20 kHz (b): 異常分散・上り掃引 50 kHz (c): 正常分散・下り掃引 10 kHz (d): 正常分散・上り掃引 50 kHz

と考えられ、18回の測定データで概形がほぼ一致している。それに比べて Fig. 5.10(d) の周波数掃引レートはどの測定においても同じ 400 kHz のゆらぎを持っているが、それぞれの測定においてその位相は異なる。これは SOA の長波長シフトにおいて発振状態が維持されているため波長依存性による発振のしやすさの影響を周波数掃引レートが受けにくくなっているからである。周波数掃引レートのゆらぎの位相は周波数掃引波形のジッタが主な原因と考えられる。以上の理由により正常分散・上り掃引 50 kHz においては長波長シフトによる掃引速度補償が機能していると考えられる。また SOA の長波長シフト量を増やすことにより掃引速度を大きく上げられる可能性がある。

正常分散と比べ異常分散では低掃引速度のときにコヒーレンス長が一番長く、掃引速度の補償が機能していない。これは分散方向の違いによる SPM の影響の違いが関係している。正常分散において SPM は周波数チャープを強めるように働くが、異常分散において SPM は周波数チャープを打ち消すように働く。そのため SOA の長波長シフトによる掃引速度の補償は正常分散より影響が小さくなってしまう。その代わり周波数チャープの打ち消しによる波長線幅の挟線幅化への影響が異常分散では現れる。現状の結果では異常分散による SOA の長波長シフトを増やしたときに波長線幅の挟線幅化が維持されるかがわからず、場合によっては掃引速度の補償量とトレードオフになる可能性もある。

最後に SOA の長波長シフト量の調整方法について考える。まず SOA 固有のパラメータ h と α であるが基本的に SOA によって固定であるため、長波長シフト量を大きくするには増幅利得が大きい SOA を使う必要がある。また長波長シフト量を小さくするには α が小さい量子ドット構造の SOA を使用すると大幅に下げることができる。また変調パルス幅によってもコントロール可能ではあるが、フーリエ限界パルス幅があるので例えば FWHM が 10 ps のガウシアン型のパルスを用いると波長線幅が 0.353 nm よりも小さくはならないのでコヒーレンス長が悪化してしまう。また強度変調器もより高い帯域幅のものを使う必要もある。パルス幅による長波長シフト量の調整は下げる方向にしか使えないと考えられる。以上より長波長シフト量をこれ以上大きくするのは難しいことがわかる。しかし 1 掃引あたりの総長波長シフト量 $\Delta\lambda_{\text{total}}$ においては共振器の FSR が影響しているので短共振器化をすることによって大きくすることはできる。

5.5 まとめ

本章においては波長掃引の非線形性を補償した状態で分散チューニンググレーザの構成によって性能がどう変化するのかを調査した。異常分散のときにコヒーレンス長が長くなることがわかってしたが、正常分散のときに異常分散よりも高速に掃引が可能であることを明らかにした。また SOA の長波長シフト量を定量的に評価することによって、長波長シフトによる掃引速度の補償が機能していることを確認した。

第 6 章

圧縮センシングによる分散チューニングレーザを用いた SS-OCT の画像再構成

本章では圧縮センシングを分散チューニングレーザを用いた SS-OCT に応用する。圧縮センシングはナイキスト周波数よりも低いサンプリングレートでも信号を再構成可能な信号処理の理論である。分散チューニングレーザは任意の波形で波長掃引可能であり、ランダムサンプリングのようなインコヒーレントサンプリングが必要な圧縮センシングとは相性が良い。

6.1 圧縮センシングの概要

圧縮センシングが最初に提唱されたのは 2006 年であり、非常に少ないサンプリング数から対象の信号を再構成するというものである [17,69]。圧縮センシングは広い分野での応用が可能であり、近年では多くの注目を集めており様々な研究がなされている。医療画像分野でも活発な研究がなされており、核磁気共鳴画像法 (magnetic resonance imaging: MRI) においては特に多くの研究がなされている [70]。圧縮センシングはナイキストサンプリングよりも少ないサンプリング数で原信号を再構成する信号処理の技術、理論である。

Fig. 6.1 は圧縮センシングによる信号再構成を簡易的に表してものである。圧縮センシングにおいて重要であるのは原信号が疎 (スパース) 性を持つこととフーリエとインコヒーレントなサンプリングである。インコヒーレントなサンプリングは周波数領域の画像化においてはランダムに間引きされたサンプリングにあたる。もし原信号がスパース性を持ち、測定データをインコヒーレントにサンプリングできたならば、測定データのサンプリング数が少なくても線形最適化問題を解くことにより原信号を再構成することが可能である。MRI は圧縮センシングと相性が非常によく、それは MRI のサンプリング軌道は任意に選ぶことができるのでインコヒーレントにサンプルされた信号を取得するのが容易であるからである。圧縮センシングの利点としては少ないデータ数から一定条件から原データを再構成することによってデータを圧縮した状態で取得できるので、測定時間の高速化とデータ量の低下があげられる。近年の CPU や GPU の著しい進化によって計算時間、計算コストが下がっているため、再構成に必要な線

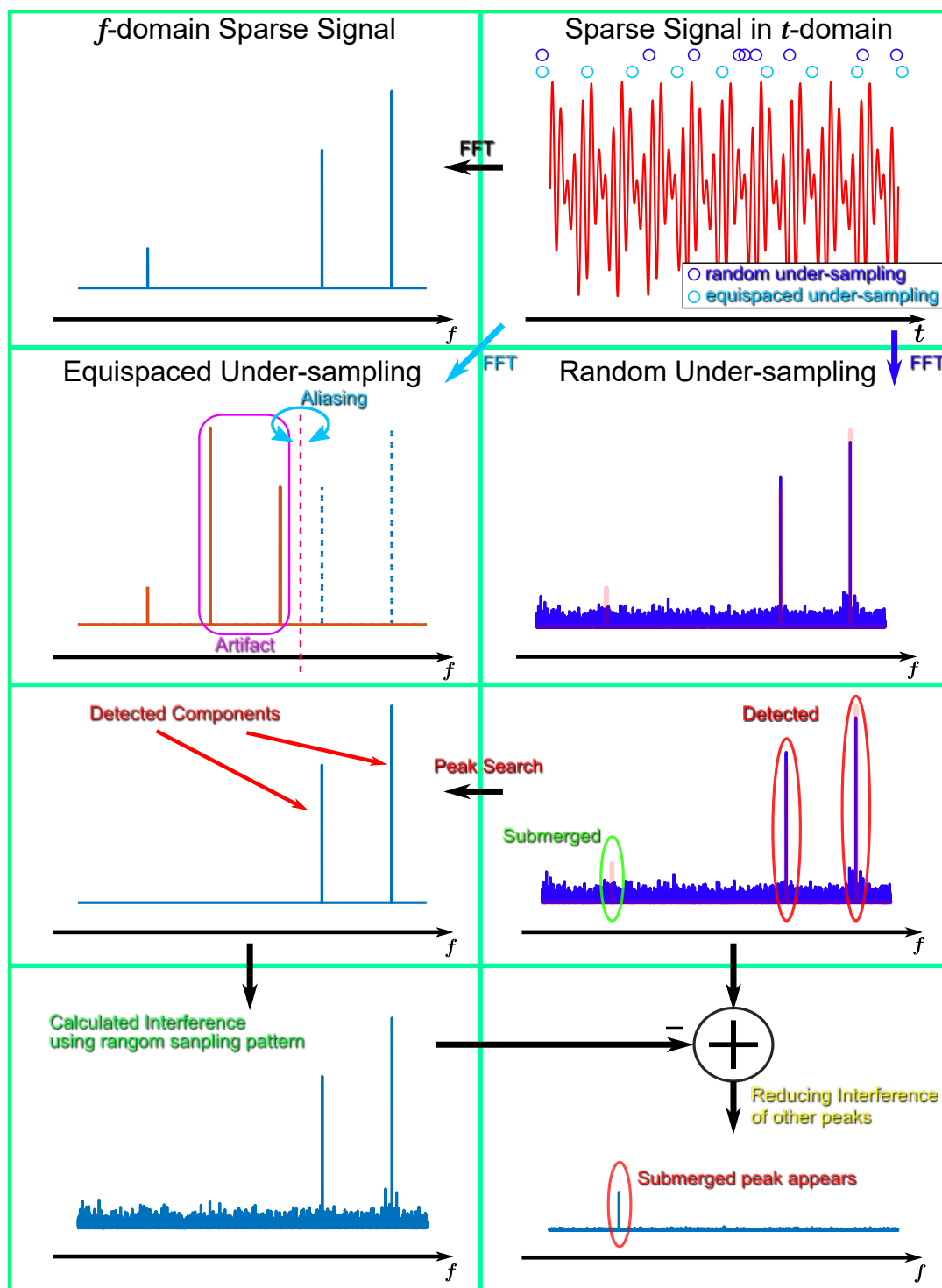


Fig.6.1: 圧縮センシングによる再構成の簡易図

形最適化問題を解くことにも時間がかからなくなっている。またデータ量の低下を目的とするのではなく、サンプリング点を適切に配置することによって特定のデータをより高い分解能でとることも可能である [71]。

圧縮センシングは SD-OCT においてはすでに研究されており、CCD アレイ全てからデータを取得するのではなく、ランダムにデータを取得する CCD アレイを選ぶことによりランダムアンダーサンプリングを行っておりデータ量の削減に成功している [72, 73]。SS-OCT においては 2019 年に圧縮センシングが応用されているが、波長掃引の線形性のための k-clock キャリブレーションの取得に使われているが、SS-OCT 画像そのものには使われていない [74]。先行研究の多くはランダムアンダーサンプリングをフルサンプリングデータからランダムに間引くことで行っている。データの間引くことによる圧縮センシングの利用はデータ量やデータ帯域幅の削減には有効である一方、間引きによって一部の信号が無駄になり SNR の低下を招くこともある。それゆえに間引きを使用した圧縮センシングは、データ量やサンプリングレート、データ帯域幅に問題がなければ可能な限りフルデータを使用したほうがよい。

本章では圧縮センシングを SS-OCT に応用してサンプリング数を間引くことなく画像の再構成を行う。分散チューニングレーザを SS-OCT の波長掃引光源として使用することで、ランダムアンダーサンプリングを可能にしている。分散チューニングレーザは強度変調の周波数で発振波長が決まるため電氣的な発振波長のコントロールが可能な波長掃引レーザである。そのため波長掃引波形を任意の波形で掃引することができる。この分散チューニングの特徴がランダムな波長掃引を可能にする。従来の SS-OCT では 4 章で述べたように掃引の非線形性は分解能の悪化させてしまうが、ランダムアンダーサンプリングのために敢えて非線形な波長掃引を行う。非線形な掃引が使用した状態で時間領域で等間隔にサンプリングを行うと、周波数領域では不等間隔なサンプリングになる。周波数領域でランダムアンダーサンプリングは折れ線形の掃引波形を用いることで実現可能である。

6.2 圧縮センシングによる画像再構成

6.2.1 問題設定とアルゴリズム

圧縮センシングにおける問題設定は復元したい対象信号 x を、 x の線形変換で表される少ないサンプリング数の観測信号 y_u から復元することである [17]。SS-OCT においてはこの線形変換はフーリエ変換であるため

$$y_u = \mathcal{F}_u x \quad (6.1)$$

と表すことができる。ここで \mathcal{F}_u は不完全なフーリエ変換である。 y_u のサンプリング数が少ないため基本的に \mathcal{F}_u の逆変換は存在せず、 x を復元することはできない。しかし x がスパース性をもつとき、圧縮センシングにおいて x は復元可能となる。スパース性を持つ信号とは、適当な基底の下で多くの成分の大きさがゼロまたはゼロとみなせるほど小さい信号である。圧縮センシングはスパース性を用いることによって以下のような制約付き最適化問題

$$\min_x \|\Psi x\|_1, \text{ s.t. } \|\mathcal{F}_u x - y_u\|_2 < \varepsilon \quad (6.2)$$

に落とし込み対象信号 x を復元する。ここで ε は信号の同一性の評価を行う定数である。また Ψ はスパース表現ベクトルであり、今回の研究では OCT イメージ自体のスパース性をそのまま利用したため Ψ は単位行列である。 l_p ノルムは

$$\|\alpha\|_p = \left(\sum_i \alpha_i^p \right)^{1/p} \quad (6.3)$$

と定義される。このように圧縮センシングでは l_1 ノルムの最小化をすることによってスパース性を利用し、対象信号の復元を行う。式 (6.2) を探索によって解を求める方法は多くの方法が存在している。本章では解を求めるために、まず式 (6.2) をラグランジュの未定乗数法を用いた制約なしの最適化問題として

$$\min_x \|\mathcal{F}_u x - y_u\|_2^2 + \lambda \|\Psi x\|_1 \quad (6.4)$$

に書き換えることができる。ここで λ は信号のスパース性と同一性のトレードオフを決める正則化定数である。 λ の値に応じてスパース性と同一性をどちらをより重視して探索するかが決まる。式 (6.4) は iteratively shrinkage soft-thresholding algorithm (ISTA) を用いることで解くことができる [75]。ISTA は

$$x_{k+1} = \text{soft}(x_k + \frac{\lambda}{2L} \mathcal{F}_u^* (y_u - \mathcal{F}_u x_k), \frac{1}{L}) \quad (6.5)$$

のように逐次代入によって解くことが可能である。ここで $\text{soft}(x, a) = \frac{x}{|x|} \max(|x| - a, 0)$ は複素平面における軟しきい値関数であり、 $L = 2\lambda \|\mathcal{F}_u^* \mathcal{F}_u\|$ はリップシッツ定数である。本研究では ISTA を高速にしたアルゴリズムである fast iteratively shrinkage soft-thresholding algorithm (FISTA) を使用して、圧縮センシングの信号復元を行っている [76]。FISTA では過去の情報を用いることで高速化を図っており、高速化関数 β_k を

$$\beta_{k+1} = \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + 4\beta_k^2} \right) \quad (6.6)$$

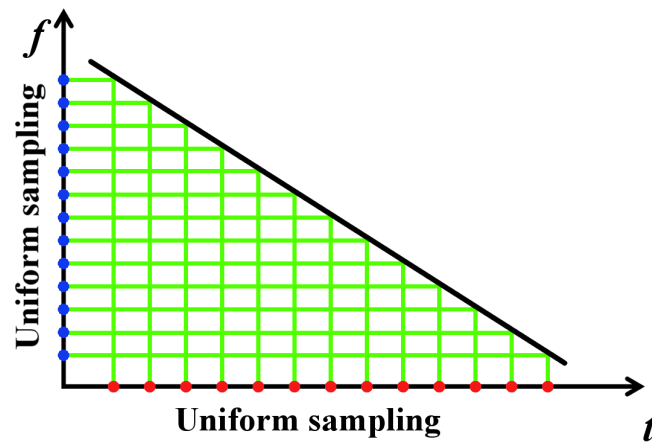
と定義する。初期状態は $\beta_1 = 1$ である。この β_k を用いて x_k と x_{k-1} の線形結合で表される z_k を

$$z_{k+1} = x_k + \frac{\beta_k - 1}{\beta_{k+1}} (x_k - x_{k-1}) \quad (6.7)$$

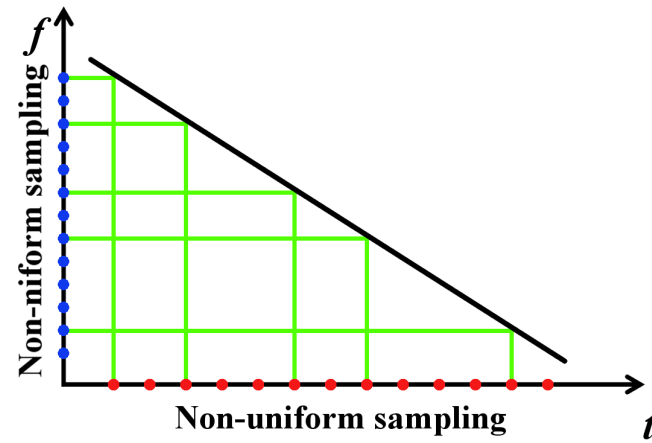
のように定義する。初期状態は $z_1 = x_0$ である。 z_k を用いると FISTA では x_k が x_{k-1} と x_{k-2} の線形結合の特定の点の近くに存在するという仮定のもと式 (6.5) が

$$x_{k+1} = \text{soft}(z_{k+1} + \frac{\lambda}{2L} \mathcal{F}_u^* (y_u - \mathcal{F}_u z_{k+1}), \frac{1}{L}) \quad (6.8)$$

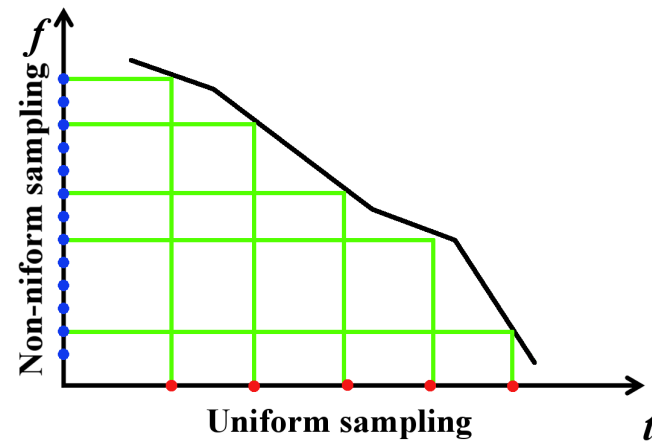
のように書き換わる。式 (6.7) において $(\beta_k - 1)/\beta_{k+1}$ は最初は 0 から始まりその後は徐々に 1 に近づくように変化する。反復の最初の段階においては FISTA と ISTA に大きな違いはないが、最終的な解に近づくほどに x_k の変化が小さくなってしまふ。そこで FISTA は変化が小さくなるのを補正するように過去の情報を用いることで最終的な解に早く近づくようにしている。



(a)



(b)



(c)

Fig.6.2: 間引きなしでの周波数領域ランダムアンダーサンプリングの概念図 (a): 等間隔時間サンプリングと等間隔周波数サンプリング（線形掃引時） (b): 不等間隔時間サンプリングと不等間隔周波数サンプリング（線形掃引時） (c): 等間隔時間サンプリングと不等間隔周波数サンプリング（非線形掃引時）

6.2.2 インコヒーレントサンプリング

圧縮センシングに必要な条件はスパース性だけではなく、スパース表現ベクトルと SS-OCT においてはフーリエ変換となる線形変換がインコヒーレントである必要がある。これは Fig. 6.1 にあるように信号を等間隔に間引いた場合などインコヒーレンスではないときに生じるエイリアシングによるアーティファクトは除去することは難しいが、インコヒーレントサンプリングによって生じる雑音は全体に均等に分布するため信号がスパースだと仮定すれば除去可能だからである。一般的にこれはランダムサンプリングであれば条件を満たす。

本研究では光源の波長掃引波形を非線形にすることによって、時間間隔に等間隔でデータを取得したときに周波数空間上では不等間隔データとなるようにしている。Fig. 6.2 に掃引波形に対する時間空間上サンプリングと周波数空間上サンプリングについての概念図を示す。Fig. 6.2(b) に示すように線形掃引がなされているときは周波数空間上で不等間隔にサンプリングを行うときには、必ず時間空間上で不等間隔サンプリングが必要となる。しかし Fig. 6.2(c) に示すように非線形な掃引波形を用いると、時間空間上で等間隔サンプリングを行うと自然に周波数空間上では掃引波形に応じた間隔の不等間隔サンプリングになる。波長掃引の非線形性は 4 章で述べたように分解能の悪化を招くが、本章では逆に非線形性を利用することになる。掃引波形は周波数空間上において等間隔サンプリングからランダムに間引いたようになる波形を用いた。

6.3 実験系

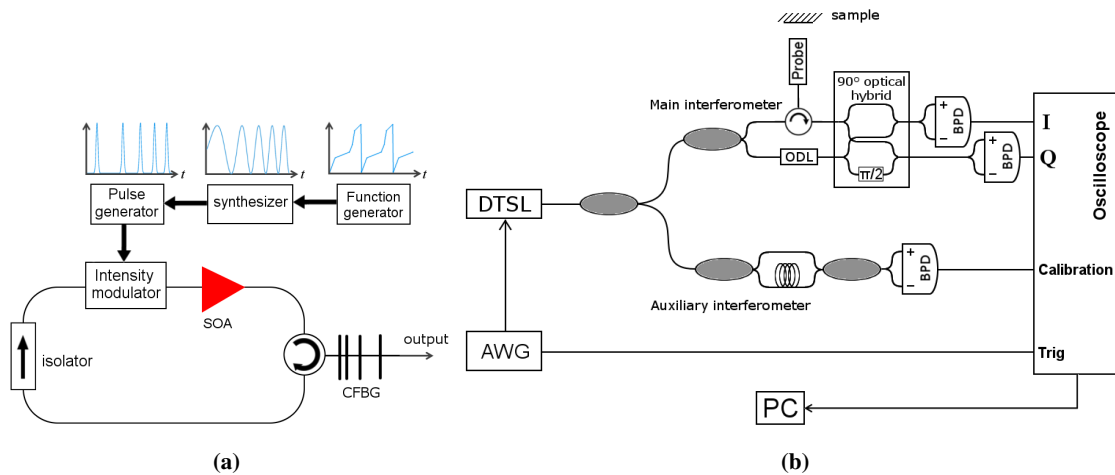


Fig.6.3: (a): 分散チューニングレーザの実験系 (b): DTSL-OCT システム

BPD: balanced photo detector, AWG: arbitrary waveform generator, ODL: optical delay line

以下に実験系の概要を示す。波長掃引光源として分散チューニングレーザを用いている。Fig. 6.3(a) に実験に使用した分散チューニングレーザを示す。増幅媒体として SOA(BOA1004P,Tholabs) を使用した。光サーキュレータを使用して分散チューニングのための高分散媒質である CFBG(PSR-1550-100,Teraxion) に光を入射させるとともに、その反射光

を共振器内に戻している。CFBG は 10 ps/nm の異常分散、反射率 70 % のものを使用した。また光サーキュレータはリング型共振器の発振方向を決める光アイソレータの役割もしている。モードロッカーとして 12 GHz の変調速度を持つ LN 強度変調器 (IM-1550-PM,Optilab) を使用し、LN 強度変調器は偏波依存性を持つため、全てのファイバに偏波維持ファイバを使用した。共振器長は 10.3 m でありこれは FSR が 19.5 MHz に相当する。LN 強度変調器にはシンセサイザ (N5181A,Agilent) を用いて発生させた正弦波を電気パルス発生器 (EPG-200B,Alnair Labs) に入力して、100 ps のパルスにした後に RF 増幅器で増幅した後に LN 強度変調器に入力を行っている。パルス波形による変調は分散チューニングレーザのコヒーレンス長を改善することが知られている [23]。波長掃引を決める周波数変調は RF シンセサイザに任意波形発生器 (arbitrary waveform generator: AWG)(33522A, Agilent) を用いて行っている。使用した任意波形発生器は 250 MSa/s のサンプリングレート、垂直分解能 16 ビットで任意波形を作成可能である。掃引波形は乱数発生器を用いて Fig. 6.2(c) にあるように周波数領域でランダムに間引きされたサンプリングになるように生成される。発振波長は強度変調周波数を 786.0 MHz から 778.0 MHz に変化させることで 1523 nm から 1575 nm に掃引している。掃引速度は 10 kHz に設定した。分散チューニングレーザの波長掃引中の平均出力は 0.52 dBm であった。

Fig. 6.3(b) に分散チューニングを用いた SS-OCT システムの実験図を示す。光 90° ハイブリッドモジュール (COH24,Kylia) と 3 つの帯域幅 30 kHz - 1.6 GHz のバランスフォトディテクタ (balanced photo detector: BPD) をフルレンジ測定のためのデジタルコヒーレント受信のために使用した。調整可能な光ディレイライン (ODL-330,Santec) を干渉計の一方に使用し、光路差の調整を可能にした。補助干渉計として光 90° ハイブリッドを用いていない干渉計も使用しており、波長掃引が正しく行われているかの確認として使用した。ディテクタで検出した干渉信号の測定には帯域幅 1 GHz、垂直分解能が 8 bit のデジタルオシロスコープ (MDO3104:Tektronix) を用いた。波長掃引 1 回に対してもしも圧縮をしていない場合は 1000 サンプリングを取得し、そのうちの 95 % を実際の信号として使用した。これは分散チューニングレーザの立ち上がりの掃引が不安定な部分を使用しないためである。取得した信号を用いて PC 上でオフラインの信号処理を行った。式 (6.8) の正規化定数 λ は $\lambda = 1 \times 10^{-4}$ に設定した。

6.4 ランダムアンダーサンプリングのための任意整数倍速度掃引

圧縮センシングのための周波数領域でランダムアンダーサンプリングになるような入力波形の作成方法を示す。まず乱数から圧縮率に応じてランダムに間引きを行うことによってランダムアンダーサンプリングパターンを作成する。次にオシロスコープでサンプリングする各点における掃引波形の傾きがランダムアンダーサンプリングパターンのサンプリング間隔の線形写像になるように、掃引波形の傾きを決定する。連続した掃引波形にするため各点における掃引波形の傾きが維持されるように任意波形発生器のサンプリングレートで値を挿入していく。以上の方法で圧縮センシング用の波形を生成した。その結果入力波形にはベースとなる傾きが存在し、オシロスコープのサンプリングレートに対応した位置でベースとなる傾きの整数倍に

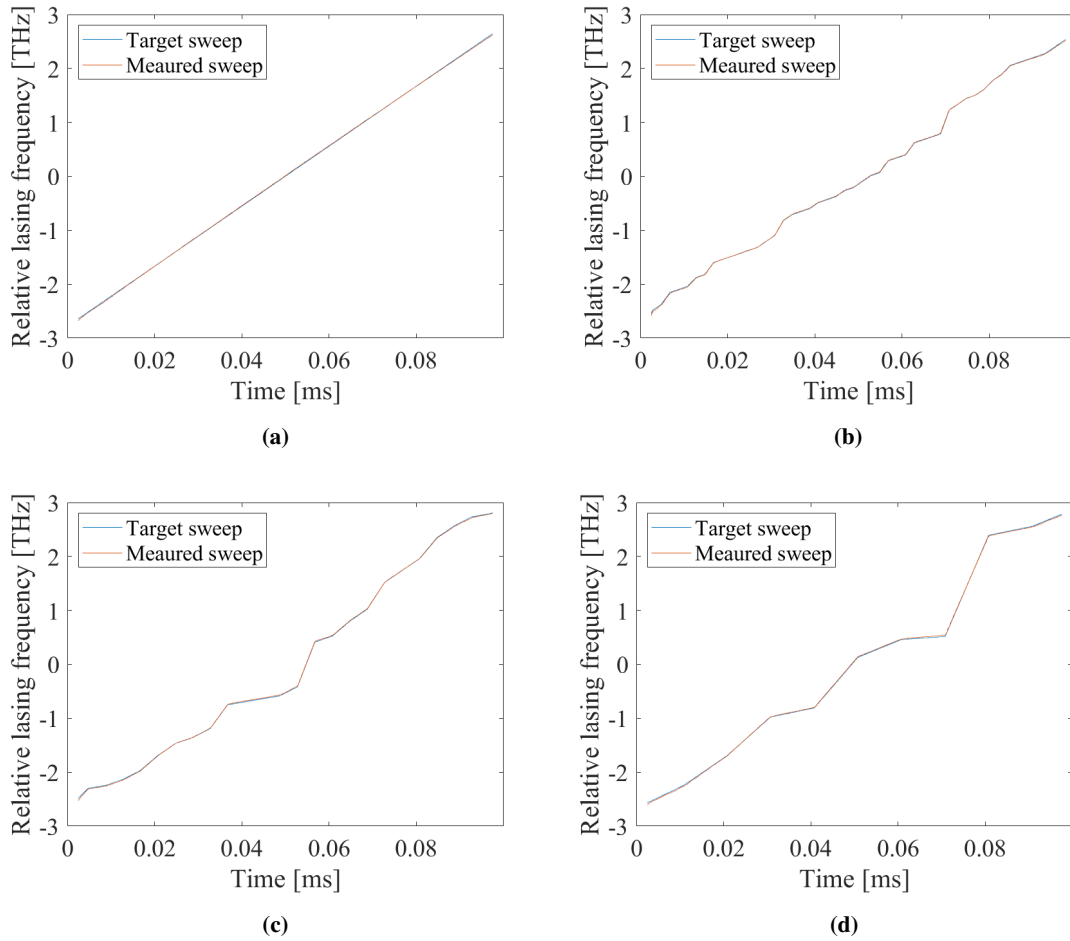


Fig.6.4: 発振波長変化 (a): 線形掃引 (b): 圧縮センシング用掃引波形（圧縮率 0.5） (c): 圧縮センシング用掃引波形（圧縮率 0.25） (d): 圧縮センシング用掃引波形（圧縮率 0.1）

なり、折れ線グラフのような波形になる。入力波形を決めるには圧縮率だけではなくオシロスコープのサンプリングレートの両方を決める必要がある。

分散チューニングレーザの波長掃引と任意波形発生器から入力した波形の比較を行った。掃引波形は補助干渉計の信号をヒルベルト変換してその位相角をアンラップすることによって求められる。Fig. 6.4 に 4 種類の入力波形に対する波長掃引の波形を示す。Fig. 6.4(a) には線形掃引時の掃引波形を示す。Fig. 6.4(b), (c), (d) はそれぞれ圧縮率 0.5、0.25、0.1 に対応しており、波形の傾きがベースとなる傾きの整数倍でランダムに変化している様子が確認できる。測定された掃引波形と入力波形はほぼ一致している。分散チューニングレーザが任意波形による波長掃引を高い精度で可能なことが確認できた。

Fig. 6.5 には波長掃引の実験値と理想値の偏差を示す。Fig. 6.5(a) に示される線形掃引における偏差は、4 章で述べたように高次分散と波長依存の損失と利得が原因と考えられる。Fig. 6.5(b), (c), (d) における周波数偏差は線形掃引のときと似たような傾向を示すが、周波数の傾きが変わる部分である折れ線の頂点において偏差にスパイクが生じている。圧縮率が上昇するにつれて傾きの変化が大きくなるのでその頂点でのスパイクも大きくなってしまっている。これらの偏差は圧縮センシングが使えないほど大きくはないが、周波数ドメインにおけるサン

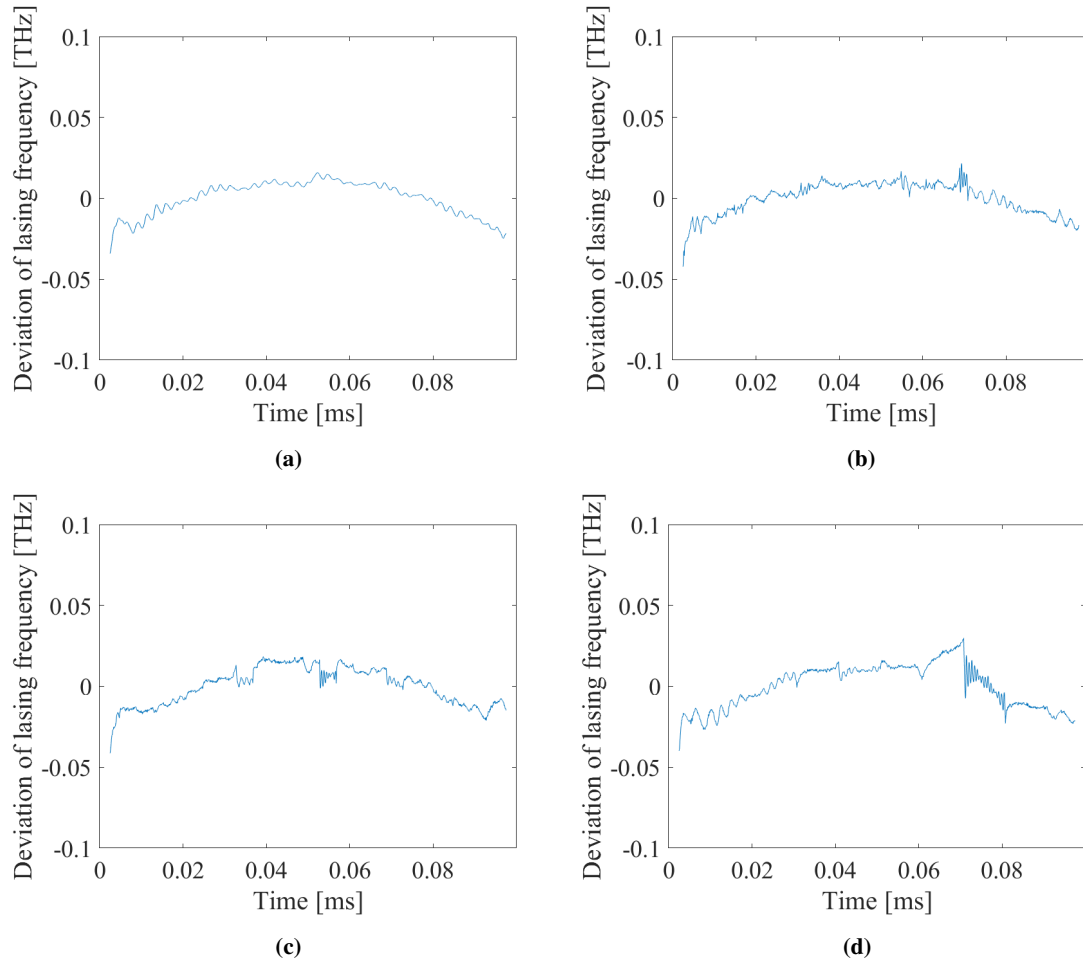


Fig.6.5: 発振波長変化の実験値と理想値の周波数差 (a): 線形掃引 (b): 圧縮センシング用掃引波形 (圧縮率 0.5) (c): 圧縮センシング用掃引波形 (圧縮率 0.25) (d): 圧縮センシング用掃引波形 (圧縮率 0.1)

プリングのジッタとなり悪影響を及ぼす。圧縮率の増加はサンプリングジッタの増大により精度面を悪化させる可能性がある。

Fig. 6.6 に上記の 4 種類の波形を用いて分散チューニングレーザの波長を掃引したときの出力のピークホールドスペクトラムを示す。掃引速度 10kHz で発振波長は 1523nm から 1573nm の間を波長掃引している。線形掃引を行った時のピークホールドスペクトラムはどの波長では一定の強度を保っているが他の波長では一定ではない。圧縮センシング用の折れ線波波形の波長を行ったときにはパワーが大きく変動している。これは実際にはレーザのパワーが変動しているのではなく、OSA のピークホールド機能の積分時間の影響で掃引速度が大きいほどピークホールドスペクトラムのパワーが下がってしまい、圧縮センシング用の波形の掃引速度の変化がそのまま凹凸として表れている形になる。

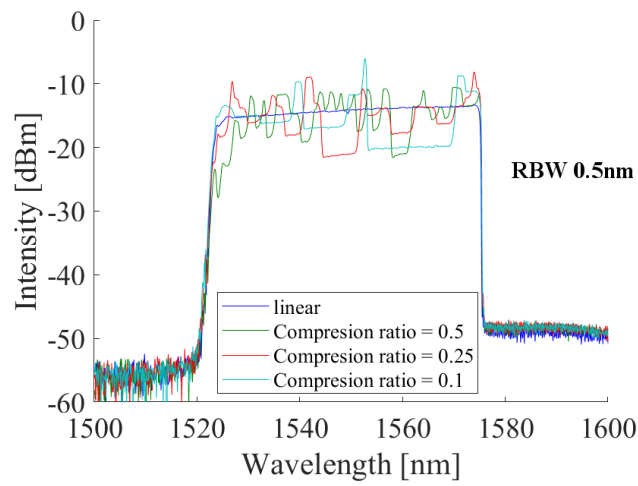
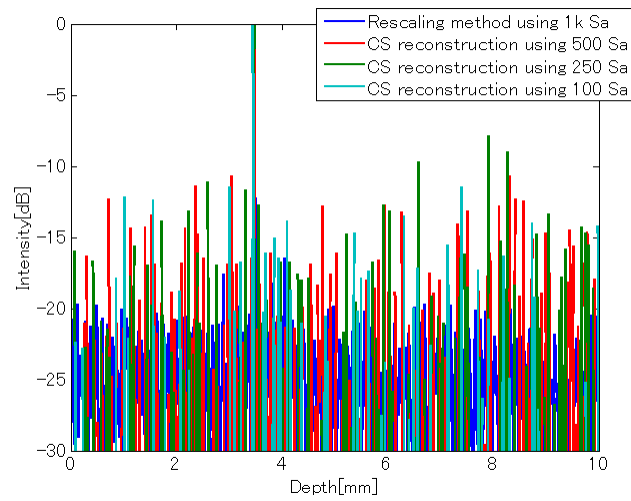
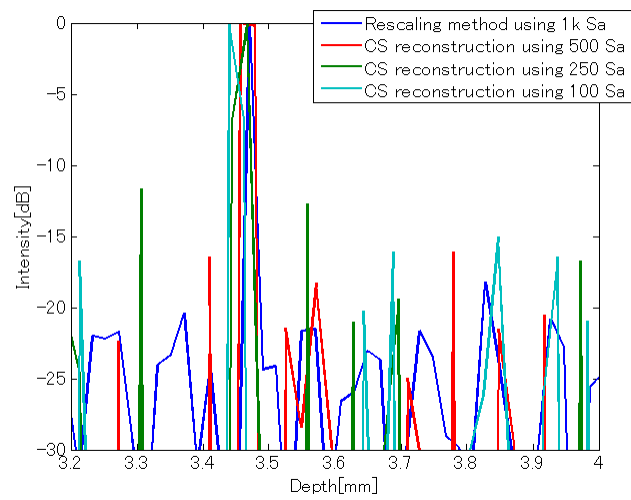


Fig.6.6: 圧縮センシング用の波形での波長掃引時のピークホールドスペクトラ



(a)



(b)

Fig.6.7: 圧縮センシングを用いて再構成された PSF (a): 広範囲 (b): ピーク周辺を拡大

6.5 DTSL-OCT における圧縮センシング

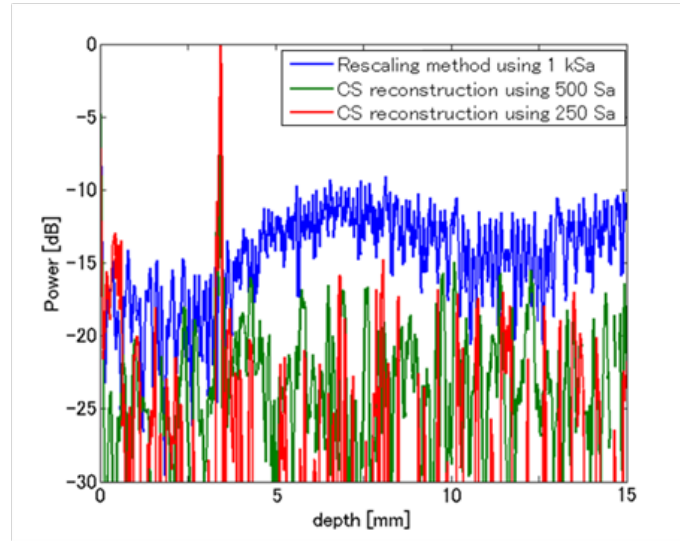
6.5.1 PSF の測定

ここでは前述した波形を用いて分散チューニングレーザの掃引を行い圧縮センシングを用いて SS-OCT 画像を再構成する。まずはサンプルとしてミラーを用いて PSF の測定を行った。Fig. 6.7 には圧縮センシングによって再構成された圧縮率 0.5、0.25、0.1 の波形を用いたときの PSF を示す。比較として 4 章と同じリスケーリング法で計算された PSF も示してある。リスケーリング法では 1000 サンプルポイントを使用しているが、圧縮センシングで再構成された信号は圧縮率 0.5、0.25、0.1 に対応して 500、250、100 サンプルポイントしか使用していない。PSF の半値全幅で求められる分解能は、圧縮センシングを行ったときでも $36.5\ \mu\text{m}$ と圧縮率に関わらず一定であり、リスケーリング法を使用した PSF と一緒に値になっている。また PSF のピークの位置が圧縮率 0.1、サンプル数にして 100 ポイントを使用したときの PSF のピークがわずかにずれているが、これは低圧縮率になればなるほど掃引の不安定性によるサンプルジッタの悪化によって起きたものと考えられる。

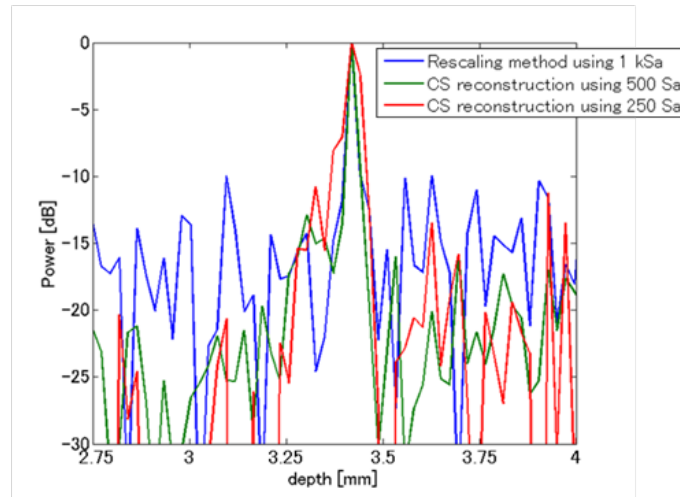
Fig. 6.8 にはランダムアンダーサンプリングになるように作成した波形ではなく正弦波を用いて圧縮センシングを試みた場合の PSF を示す。非線形性をもっており、周波数ドメインで不等間隔サンプリングになるので比較として正弦波での測定、再構成も行った。ランダムアンダーサンプリング用の波形を用いた時と比べると 100 サンプルポイントのときには PSF の再構成に失敗しているが、250、500 サンプルポイントのときには PSF が再構成できている。正弦波を用いたときの周波数ドメイン上のサンプリングのインコヒーレンス性は低いが、PSF は単反射点でありスパース性が非常に高いため PSF の再構成はサンプル数によっては再構成可能となっている。リスケーリング法のノイズフロアが高くなっているのは、通常使用しない正弦波の頂点部分付近も使用してリスケーリング法を行っているからである。頂点付近では波長がほとんど変化しないため補償のためにその部分のリスケーリングが極端に大きくなってしまったためである。

6.5.2 養生テープの OCT 画像の再構成

Fig. 6.9 には養生用テープをサンプルとして使用したときの縦 4 mm、横 5 mm の OCT 画像を示す。養生用テープをサンプルとして使用したのは熱さが約 0.1 mm であり、OCT の分解能に対して丁度いい厚さであることと、層構造を持つのでスパース性がある画像にあたるからである。500 サンプルと 250 サンプルを用いて圧縮センシングで再構成した場合は元の画像と同様のイメージが取れている。しかし 100 サンプルを用いた場合はテープの層の一部が消えてしまっており、完全な復元ができていないことがわかる。正弦波は掃引波形として使用した場合には圧縮率に関係なく養生用テープの OCT 画像を再構成することはできなかった。



(a)

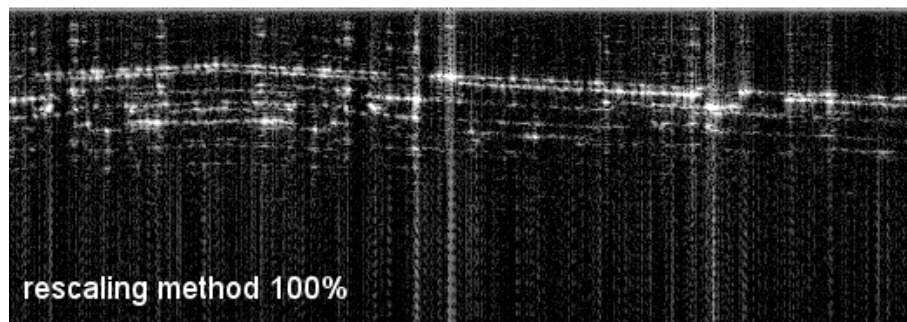


(b)

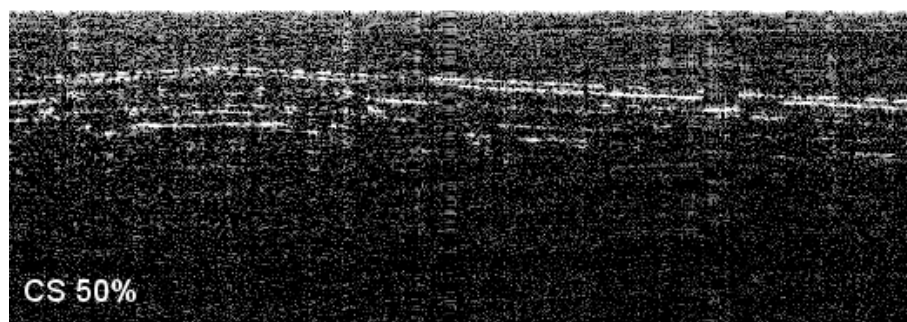
Fig.6.8: 圧縮センシングを用いて再構成された PSF (a): 広範囲 (b): ピーク周辺を拡大

6.6 まとめ

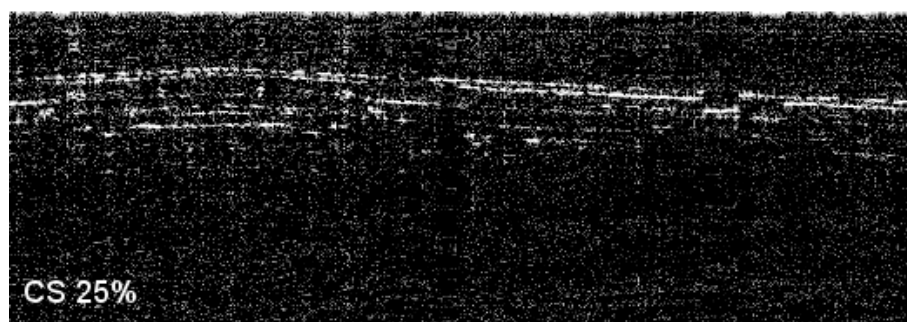
本研究では分散チューニングファイバレーザを用いることによってランダムサンプリングを可能し、圧縮センシングの SS-OCT への応用を初めて行った。分散チューニングファイバレーザは波長掃引を任意の波形で行えることで時間的に等間隔なサンプリングからでも周波数空間上で任意のサンプリングが可能であり圧縮センシングに適している。25 % のサンプリング数でも圧縮センシングによる再構成をすることで、100 % のサンプリングを用いた場合と変わらない養生用テープの OCT イメージを得ることができた。



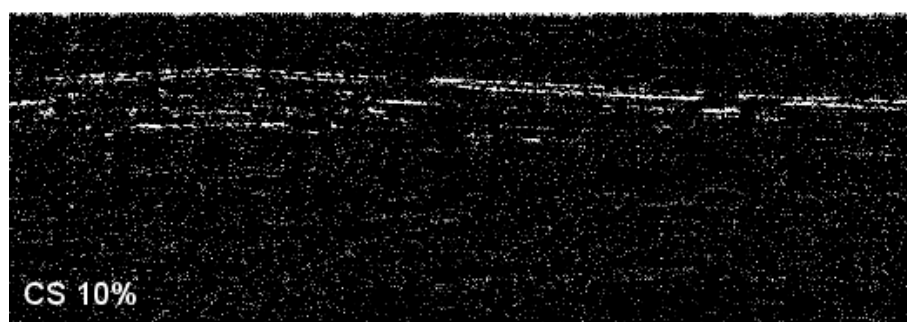
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig.6.9: 養生テープの OCT 画像 (4 mm×5 mm) (a): リスケーリング法 (1000 サンプル) (b): 圧縮センシング (500 サンプル) (c): 圧縮センシング (250 サンプル) (d): 圧縮センシング (100 サンプル)

第 7 章

結論

7.1 まとめ

本研究においてはデジタルコヒーレント信号処理を用いることによって高速・広帯域波長可変ファイバレーザである分散チューニングの性能を向上させる研究を行った。デジタルコヒーレント信号処理を用いると光源の構成を変えることなく、SS-OCT システムとしての性能を改善できるので本質的に低いコヒーレンス長を持つ分散チューニングレーザには非常に有用である。またデジタルコヒーレンス信号処理の一環として任意波形による波長掃引が可能である分散チューニングレーザ特徴を利用して圧縮センシングを SS-OCT システムに応用している。

第 2 章においては OCT の歴史、および原理についての説明を行った。OCT の撮影手法には TD-OCT、SD-OCT、SS-OCT が存在する。参照用のミラーを動かさなければならない TD-OCT に比べて SD-OCT、SS-OCT の方が撮影速度や感度の面で優れている。SD-OCT においては露光時間が必要なので感度と画像化速度にトレードオフがあり、CCD アレイの数によっては分解能と画像化可能距離にもトレードオフができてしまう。また SS-OCT はその性能の光源への依存度が非常に高く、高速・高分解能・高イメージング深度のために、高速・広帯域・狭瞬時線幅の波長掃引レーザが必要となる。分散チューニングレーザは機械的なフィルタに制限されない波長掃引が可能となるため、SS-OCT 応用に適していることを述べた。

第 3 章では分散チューニングの原理を述べた。分散チューニングは能動モード同期を用いたレーザであり、共振器の分散値を大きくすることで、強度変調周波数の操作による発振波長の制御が可能となる。機械的なフィルタに制限されないため高速・広帯域な波長掃引、構成の簡便さ、掃引の線形性と自由度が利点であることを述べた。また高速掃引時における瞬間的な波長線幅の拡大が現時点の大きな課題であることも述べた。これは SS-OCT におけるイメージング深度の低下につながるため、OCT 応用を考える上で解決しなければならない問題である。

第 4 章ではデジタルコヒーレント受信を分散チューニングレーザを用いた SS-OCT に応用することによって波長掃引の非線形性の補償とフルレンジ測定を行った。デジタルコヒーレント受信は位相情報の簡易な取得が可能であるので、折り返しの除去によるフルレンジ測定と波長掃引の非線形性の測定が可能になる。線形掃引が可能である分散チューニングにおいても波長掃引の非線形性が存在しており、非線形性を補償することによって波長掃引幅 43 nm に

においてサンプル位置に関わらずどの位置でも分解能が $85\text{ }\mu\text{m}$ を達成した。また分解能が良くなったことによって PSF のピークも改善し、コヒーレンス長の目安となる PSF ピークの 6dB 落ちの距離も 1.4 mm から 3.6 mm に改善し、フルレンジ測定の効果も合わせると実効的には 2 倍の 7.2 mm まで向上した。

第 5 章においては第 4 章で用いた波長掃引の非線形性の補償を分散チューニングレーザに対して行い、分散の符号、掃引方向と掃引速度を変化させたときの性能の変化の評価を行った。異常分散、上り掃引時にコヒーレンス長が長くなることは経験則的に知られていたが、正常分散上り掃引時に最も高速な掃引が可能であることを発見した。また SOA の長波長シフト量を定量的に評価することで、長波長シフトがどの程度波長掃引を補っているかの考察を行った。今回の実験条件では 50 kHz の波長掃引に値する長波長シフトが SOA 内で起きており、実際に正常分散においては 50 kHz で上り掃引を行ったときにコヒーレンス長が最も長くなるのを確認した。

第 6 章においては圧縮センシングを分散チューニングレーザを用いた SS-OCT に応用した。圧縮センシングにおいてはランダムサンプリングが重要となるが、分散チューニングレーザの掃引波形の任意性を用いることによって時間等間隔サンプリングで周波数領域ではランダムサンプリングにすることが可能である。実際に使用した波形はサンプリング点において傾きがベースとなる傾きの整数倍でランダムに変化する波形である。圧縮センシングを用いることで 25 % のサンプリング数から養生テープの OCT 画像を再構成することができた。

7.2 結論

本研究では分散チューニングレーザの光源の構成によらない信号処理による性能向上により、OCT 技術の発展に貢献した。分散チューニングレーザは高速掃引が可能なレーザであるため、SS-OCT 応用にはもともと適している。今回の研究で大きな問題点であったイメージング深度の改善が示されたため、今後 SS-OCT 用のレーザとしての更なる利用が期待できる。また分散チューニングレーザを用いた SS-OCT に圧縮センシングの応用が可能であることを示した。圧縮センシングは現在注目を浴びている技術であり、データ量の低下や掃引速度の高速化、高分解能化など、使用方法によりデータの冗長性を利用して色々な性能を向上可能である。分散チューニングという非常にユニークな技術が、OCT を初めとする光センシングの分野において更なる活躍をすることを期待している。

参考文献

- [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 et al., “Optical coherence tomography,” *science* **254**, 1178–1181 (1991).
- [2] F. Lexer, C. K. Hitzenberger, A. Fercher, and M. Kulhavy, “Wavelength-tuning interferometry of intraocular distances,” *Applied Optics* **36**, 6548–6553 (1997).
- [3] H. H. HOPKINS and N. S. Kapany, “A flexible fibrescope, using static scanning,” *Nature* **173**, 39–41 (1954).
- [4] B. Hirschowitz, L. Curtiss, C. Peters, and H. Pollard, “Demonstration of a new gastroscope, the “fiberscope” ,” *Gastroenterology* **35**, 50–53 (1958).
- [5] K. C. Kao and G. A. Hockham, “Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies,” in *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, vol. 113 (IET, 1966), pp. 1151–1158.
- [6] F. Kapron, D. B. Keck, and R. D. Maurer, “Radiation losses in glass optical waveguides,” *Applied Physics Letters* **17**, 423–425 (1970).
- [7] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka, and T. Miyashita, “Ultimate low-loss single-mode fibre at 1.55 μm ,” *Electronics Letters* **15**, 106–108 (1979).
- [8] R. Mear, L. Reekie, I. Jauncey, and D. Payne, “Low noise erbium doped fiber amplifier operating at 1.54 μm ,” *Electron. Lett.* **23**, 1027–1028 (1987).
- [9] D.-S. Ly-Gagnon, S. Tsukamoto, K. Katoh, and K. Kikuchi, “Coherent detection of optical quadrature phase-shift keying signals with carrier phase estimation,” *Journal lightwave technology* **24**, 12 (2006).
- [10] F. Rosenblatt, “The perceptron: A probabilistic model for information storage and organization in the brain,” *Psychological review* **65**, 386–408 (1958).
- [11] G. E. Hinton, S. Osindero, and Y.-W. Teh, “A fast learning algorithm for deep belief nets,” *Neural computation* **18**, 1527–1554 (2006).
- [12] S. C. Park, M. K. Park, and M. G. Kang, “Super-resolution image reconstruction: a technical overview,” *IEEE signal processing magazine* **20**, 21–36 (2003).
- [13] T. B. Pittman, Y. H. Shih, D. V. Strekalov, and A. V. Sergienko, “Optical imaging by means of two-photon quantum entanglement,” *Phys. Rev. A* **52**, R3429–R3432 (1995).
- [14] J. H. Shapiro, “Computational ghost imaging,” *Phys. Rev. A* **78**, 061802 (2008).
- [15] J. Ojeda-Castañeda, R. Ramos, and A. Noyola-Isgleas, “High focal depth by apodization and

- digital restoration,” *Applied optics* **27**, 2583–2586 (1988).
- [16] C. Zhou, S. Lin, and S. K. Nayar, “Coded aperture pairs for depth from defocus and defocus deblurring,” *International journal computer vision* **93**, 53–72 (2011).
 - [17] E. J. Candès, J. Romberg, and T. Tao, “Robust uncertainty principles: Exact signal reconstruction from highly incomplete frequency information,” *IEEE Transactions on information theory* **52**, 489–509 (2006).
 - [18] S. Yamashita and M. Asano, “Wide and fast wavelength-tunable mode-locked fiber laser based on dispersion tuning,” *Optics Express* **14**, 9299–9306 (2006).
 - [19] Y. Nakazaki and S. Yamashita, “Fast and wide tuning range wavelength-swept fiber laser based on dispersion tuning and its application to dynamic fbg sensing,” *Optics express* **17**, 8310–8318 (2009).
 - [20] Y. Takubo and S. Yamashita, “In vivo oct imaging using wavelength-swept fiber laser based on dispersion tuning,” *IEEE Photonics Technology Letters* **24**, 979–981 (2012).
 - [21] 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,” *Optics express* **13**, 3513–3528 (2005).
 - [22] Y. Takubo and S. Yamashita, “High-speed dispersion-tuned wavelength-swept fiber laser using a reflective soa and a chirped fbg,” *Optics express* **21**, 5130–5139 (2013).
 - [23] H. Nagai and S. Yamashita, “Coherence improvement in dispersion-tuned swept laser by pulse modulation,” *Electronics Letters* **50**, 1729–1731 (2014).
 - [24] Y. Hasegawa, T. Shirahata, and S. Yamashita, “Analysis of dynamic properties of dispersion-tuned swept lasers,” *Journal Lightwave Technology* **33**, 219–226 (2014).
 - [25] Y. Takubo, T. Shirahata, and S. Yamashita, “Optimization of a dispersion-tuned wavelength-swept fiber laser for optical coherence tomography,” *Appl. Opt.* **55**, 7749–7755 (2016).
 - [26] 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,” *Opt. Express* **18**, 14685–14704 (2010).
 - [27] X. Liu, M. J. Cobb, Y. Chen, M. B. Kimmey, and X. Li, “Rapid-scanning forward-imaging miniature endoscope for real-time optical coherence tomography,” *Opt. Lett.* **29**, 1763–1765 (2004).
 - [28] R. C. Youngquist, S. Carr, and D. E. N. Davies, “Optical coherence-domain reflectometry: a new optical evaluation technique,” *Opt. Lett.* **12**, 158–160 (1987).
 - [29] W. A. Kalender, “X-ray computed tomography,” *Physics Medicine Biology* **51**, R29–R43 (2006).
 - [30] G. Wang, H. Yu, and B. De Man, “An outlook on x-ray ct research and development,” *Medical Physics* **35**, 1051–1064 (2008).
 - [31] M. Akçakaya, T. A. Basha, R. H. Chan, W. J. Manning, and R. Nezafat, “Accelerated isotropic sub-millimeter whole-heart coronary mri: Compressed sensing versus parallel imaging,” *Magnetic Resonance Medicine* **71**, 815–822 (2014).

- [32] D. J. Larkman and R. G. Nunes, "Parallel magnetic resonance imaging," *Physics Medicine Biology* **52**, R15–R55 (2007).
- [33] P. N. T. Wells, "Ultrasound imaging," *Physics Medicine Biology* **51**, R83–R98 (2006).
- [34] J. Pawley, *Handbook of biological confocal microscopy*, vol. 236 (Springer Science & Business Media, 2006).
- [35] A. Fercher, C. Hitzenberger, G. Kamp, and S. El-Zaiat, "Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry," *Optics Communications* **117**, 43 – 48 (1995).
- [36] 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).
- [37] H. Barfuss and E. Brinkmeyer, "Modified optical frequency domain reflectometry with high spatial resolution for components of integrated optic systems," *Journal Lightwave Technology* **7**, 3–10 (1989).
- [38] U. Haberland, W. Ruetten, V. Blazek, and H. J. Schmitt, "Investigation of highly scattering media using near-infrared continuous wave tunable semiconductor laser," in *Optical Tomography, Photon Migration, and Spectroscopy of Tissue and Model Media: Theory, Human Studies, and Instrumentation*, vol. 2389 B. Chance and R. R. Alfano, eds., International Society for Optics and Photonics (SPIE, 1995), pp. 503 – 512.
- [39] J. M. Schmitt, "Optical coherence tomography (oct): a review," *IEEE Journal Selected Topics Quantum Electronics* **5**, 1205–1215 (1999).
- [40] P. H. Tomlins and R. K. Wang, "Theory, developments and applications of optical coherence tomography," *Journal Physics D: Applied Physics* **38**, 2519 (2005).
- [41] W. Drexler, M. Liu, A. Kumar, T. Kamali, A. Unterhuber, and R. A. Leitgeb, "Optical coherence tomography today: speed, contrast, and multimodality," *Journal biomedical optics* **19**, 071412 (2014).
- [42] 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," *Optics letters* **28**, 1981–1983 (2003).
- [43] 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).
- [44] S. Yun, D. Richardson, D. Culverhouse, and B. Y. Kim, "Wavelength-swept fiber laser with frequency shifted feedback and resonantly swept intra-cavity acoustooptic tunable filter," *IEEE Journal Selected Topics Quantum Electronics* **3**, 1087–1096 (1997).
- [45] R. Huber, M. Wojtkowski, and J. Fujimoto, "Fourier domain mode locking (fdml): A new laser operating regime and applications for optical coherence tomography," *Optics express* **14**, 3225–3237 (2006).
- [46] 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," *Optics express* **16**, 2547–

- 2554 (2008).
- [47] S. Marschall, T. Klein, W. Wieser, B. R. Biedermann, K. Hsu, K. P. Hansen, B. Sumpf, K.-H. Hasler, G. Erbert, O. B. Jensen et al., “Fourier domain mode-locked swept source at 1050 nm based on a tapered amplifier,” *Optics express* **18**, 15820–15831 (2010).
 - [48] T. Klein, W. Wieser, C. M. Eigenwillig, B. R. Biedermann, and R. Huber, “Megahertz oct for ultrawide-field retinal imaging with a 1050nm fourier domain mode-locked laser,” *Optics express* **19**, 3044–3062 (2011).
 - [49] B. Potsaid, B. Baumann, D. Huang, S. Barry, A. E. Cable, J. S. Schuman, J. S. Duker, and J. G. Fujimoto, “Ultrahigh speed 1050nm swept source/fourier domain oct retinal and anterior segment imaging at 100,000 to 400,000 axial scans per second,” *Optics express* **18**, 20029–20048 (2010).
 - [50] K. Totsuka, K. Isamoto, T. Sakai, A. Morosawa, and C. Chong, “Mems scanner based swept-source laser for optical coherence tomography,” in *Optical Coherence Tomography and Coherence Domain Optical Methods in Biomedicine Xiv*, vol. 7554 (International Society for Optics and Photonics, 2010), p. 75542Q.
 - [51] V. Jayaraman, J. Jiang, H. Li, P. Heim, G. Cole, B. Potsaid, J. G. Fujimoto, and A. Cable, “Oct imaging up to 760 khz axial scan rate using single-mode 1310nm mems-tunable vcsels with 100nm tuning range,” in *Quantum Electronics and Laser Science Conference*, (Optical Society of America, 2011), p. PDPB2.
 - [52] V. Jayaraman, G. Cole, M. Robertson, C. Burgner, D. John, A. Uddin, and A. Cable, “Rapidly swept, ultra-widely-tunable 1060 nm mems-vcsels,” *Electronics letters* **48**, 1331–1333 (2012).
 - [53] S. Yagi, K. Naganuma, T. Imai, Y. Shibata, S. Ishibashi, Y. Sasaki, M. Sasaura, K. Fujiura, and K. Kato, “A mechanical-free 150-khz repetition swept light source incorporated a ktn electro-optic deflector,” in *Optical Coherence Tomography and Coherence Domain Optical Methods in Biomedicine XV*, vol. 7889 (International Society for Optics and Photonics, 2011), p. 78891J.
 - [54] Y. Okabe, Y. Sasaki, M. Ueno, T. Sakamoto, S. Toyoda, S. Yagi, K. Naganuma, K. Fujiura, Y. Sakai, J. Kobayashi et al., “200 khz swept light source equipped with ktn deflector for optical coherence tomography,” *Electronics letters* **48**, 201–202 (2012).
 - [55] J.-H. Chao, W. Zhu, C.-J. Chen, A. L. Campbell, M. G. Henry, S. Yin, and R. C. Hoffman, “High speed non-mechanical two-dimensional ktn beam deflector enabled by space charge and temperature gradient deflection,” *Optics express* **25**, 15481–15492 (2017).
 - [56] J. Xu, C. Zhang, J. Xu, K. Wong, and K. Tsia, “Megahertz all-optical swept-source optical coherence tomography based on broadband amplified optical time-stretch,” *Optics letters* **39**, 622–625 (2014).
 - [57] J. Xu, X. Wei, L. Yu, C. Zhang, J. Xu, K. Wong, and K. K. Tsia, “Performance of megahertz amplified optical time-stretch optical coherence tomography (aot-oct),” *Optics express* **22**, 22498–22512 (2014).

- [58] K. Goda and B. Jalali, “Dispersive fourier transformation for fast continuous single-shot measurements,” *Nature Photonics* **7**, 102–112 (2013).
- [59] W. E. Lamb, “Theory of an optical master,” *Phys. Rev.* **134**, A1429–A1450 (1964).
- [60] D. Kuizenga and A. Siegman, “Fm and am mode locking of the homogeneous laser - part i: Theory,” *IEEE Journal Quantum Electronics* **6**, 694–708 (1970).
- [61] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, “Analytic theory of additive pulse and kerr lens mode locking,” *IEEE Journal Quantum Electronics* **28**, 2086–2096 (1992).
- [62] G. P. Agrawal, *Applications of nonlinear fiber optics* (Academic press, 2020).
- [63] J. D. Moores, “On the ginzburg-landau laser mode-locking model with fifth-order saturable absorber term,” *Optics Communications* **96**, 65 – 70 (1993).
- [64] K. Tamura and M. Nakazawa, “Dispersion-tuned harmonically mode-locked fiber ring laser for self-synchronization to an external clock,” *Opt. Lett.* **21**, 1984–1986 (1996).
- [65] A. Takada, M. Fujino, and S. Nagano, “Dispersion dependence of linewidth in actively mode-locked ring lasers,” *Optics Express* **20**, 4753–4762 (2012).
- [66] G. P. Agrawal and N. A. Olsson, “Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers,” *IEEE Journal quantum electronics* **25**, 2297–2306 (1989).
- [67] P. P. Baveja, D. N. Maywar, A. M. Kaplan, and G. P. Agrawal, “Self-phase modulation in semiconductor optical amplifiers: impact of amplified spontaneous emission,” *IEEE journal quantum electronics* **46**, 1396–1403 (2010).
- [68] S. Melnik, G. Huyet, and A. V. Uskov, “The linewidth enhancement factor α of quantum dot semiconductor lasers,” *Optics Express* **14**, 2950–2955 (2006).
- [69] D. L. Donoho, “Compressed sensing,” *IEEE Transactions on information theory* **52**, 1289–1306 (2006).
- [70] M. Lustig, D. Donoho, and J. M. Pauly, “Sparse mri: The application of compressed sensing for rapid mr imaging,” *Magnetic Resonance Medicine: An Official Journal International Society for Magnetic Resonance Medicine* **58**, 1182–1195 (2007).
- [71] S.-J. Wei, X.-L. Zhang, J. Shi, and G. Xiang, “Sparse reconstruction for sar imaging based on compressed sensing,” *Progress In Electromagnetics Research* **109**, 63–81 (2010).
- [72] X. Liu and J. U. Kang, “Compressive sd-oct: the application of compressed sensing in spectral domain optical coherence tomography,” *Optics express* **18**, 22010–22019 (2010).
- [73] N. Zhang, T. Huo, C. Wang, T. Chen, J.-g. Zheng, and P. Xue, “Compressed sensing with linear-in-wavenumber sampling in spectral-domain optical coherence tomography,” *Optics letters* **37**, 3075–3077 (2012).
- [74] Y. Ling, W. Meiniel, R. Singh-Moon, E. Angelini, J.-C. Olivo-Marin, and C. P. Hendon, “Compressed sensing-enabled phase-sensitive swept-source optical coherence tomography,” *Optics express* **27**, 855–871 (2019).
- [75] I. Daubechies, M. Defrise, and C. De Mol, “An iterative thresholding algorithm for linear inverse problems with a sparsity constraint,” *Communications on Pure Applied Mathematics*:

A Journal Issued by Courant Institute Mathematical Sciences **57**, 1413–1457 (2004).

- [76] A. Beck and M. Teboulle, “A fast iterative shrinkage-thresholding algorithm for linear inverse problems,” SIAM journal on imaging sciences **2**, 183–202 (2009).

著者発表文献

-投稿論文-

- [1] T. Shirahata, S. Y. Set, and S. Yamashita, “Compensation of phase-uncertainty-induced impairments in dispersion-tuned swept laser OCT using digital coherent detection,” IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology, 38(23), 6492-6498, Dec, 2020.
- [2] T. Shirahata, S. Y. Set, and S. Yamashita, “Optimization of dispersion-tuned swept fiber laser using digital coherent detection for optical coherence tomography” IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology, (投稿予定)
- [3] T. Shirahata, S. Y. Set, and S. Yamashita, “Signal reconstruction in dispersion-tuned swept laser OCT using compressed sensing,” IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology, (投稿予定)

-国際学会-

- [4] T. Shirahata and S. Yamashita, “Full-range measurement and nonlinear sweep compensation in SS-OCT using digital coherent receiver,” Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) 2016, San Jose, USA, no. JTu5A.135, 5-10// June 2016.
- [5] T. Shirahata, S. Y. Set, and S. Yamashita, “Signal reconstruction in SS-OCT using compressed sensing” , Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) 2018, no.ATu3I.2, San Jose, USA, May 13-18, 2018.

-国内学会・研究会-

- [6] 白畑卓磨, 山下真司, “デジタルコヒーレント受信を用いた SS-OCT の Full range 測定,” 第 63 回応用物理学会春季学術講演会, 東京工業大学, 東京, no.21p-P15-4, 2016 年 3 月 19-22 日.
- [7] 白畑卓磨, セットジイヨン, 山下真司, “ディジタルコヒーレント受信と圧縮センシングによる SS-OCT の高性能化 (シンポジウム講演),” 2018 年電子情報通信学会ソサイエティ大会, 金沢大学, 石川, no.BI-6-6, 2018 年 9 月 11-14 日.
- [8] 白畑卓磨, セットジイヨン, 山下真司, “圧縮センシングを用いた SS-OCT の信号再構成,” 第 79 回応用物理学会秋季学術講演会, 名古屋国際会議場, 名古屋, no.18p-PA4-18, 2018 年 9 月 18-21 日.
- [9] 白畑卓磨, 金磊, セットジイヨン, 山下真司, “ディジタルコヒーレント受信による波長掃引非線形性の測定と補償”, 応用物理学会秋季学術講演会, 20p-PA4-2, 北海道大学札幌キャンパス, 2019 年 9 月

-その他の論文-

- [10] Y. Hasegawa, T. Shirahata, and S. Yamashita, “Analysis of dynamic properties of dispersion-tuned swept lasers,” Journal Lightwave Technology33, 219 – 226 (2014).
- [11] Y. Takubo, T. Shirahata, and S. Yamashita, “Optimization of a dispersion-tuned wavelength-swept fiber laser for optical coherence tomography,” Appl. Opt.55, 7749 – 7755 (2016).
- [12] G. Kovacevic, T. Shirahata, B. Wu, P. Yuan, T.-H. Xiao, L. Jin, T. Inoue, S. Maruyama, Z. Cheng, S. Y. Set, and S. Yamashita, “Patterned graphene on SiN waveguides for modelocking of fiber lasers,” Japanese Journal Applied Physics57, 102701 (2018).

[13] Y. Zhu, Z. Cui, X. Sun, T. Shirahata, L. Jin, S. Yamashita, and S. Y. Set, “Fiber-based dynamically tunable Lyot filter for dual-wavelength and tunable single-wavelength mode-locking of fiber lasers”, Optics Express, 28(19), 27250-27257, 2020.

[14] H. Jiang, Y. Huang, Z. Zhao, T. Shirahata, L. Jin, S. Yamashita, and S. Y. Set, “Laser mode locking using a single-mode-fiber coil with enhanced polarization-dependent loss,” Opt. Lett. 45, 2866-2869 (2020)

-その他の学会

[15] G. Kovacevic, T. Shirahata, P. Yuan, S. Y. Set, and S. Yamashita, “Study of high loss fiber laser cavities mode-locked by NPR,” 第 65 回応用物理学会学術講演会, no.17p-A404-2, 早稲田大学, 2018 年 3 月 17 日-20 日

[16] G. Kovacevic, T. Shirahata, P. Yuan, S. Y. Set, S. Yamashita, “Influence of Intra-Cavity Loss on Mode-Locking of Fiber Lasers,” Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEO-PR) 2018, no.Th4A.7, Hong Kong, July 29-Aug. 3, 2018

[17] 溝口慧, 白畑卓磨, セットジイヨン, 山下真司, “PM-Figure 8 Laser の最適化について,” レーザ学会「ファイバーレーザー技術」専門委員会第 2 回委員会, 休暇村支笏湖, 北海道, 2018 年 7 月 26-27 日.

[18] 溝口慧, 白畑卓磨, セットジイヨン, 山下真司, “偏波維持 8 の字型レーザの共振器内ロスによるソリトン発振,” 第 79 回応用物理学会秋季学術講演会, 名古屋国際会議場, 名古屋, no.19a-PA3-4, 2018 年 9 月 18-21 日.

[19] 白畑卓磨, 溝口慧, セットジイヨン, 山下真司, “減衰器による 8 の字型レーザの最適化,” 第 79 回応用物理学会秋季学術講演会, 名古屋国際会議場, 名古屋, no.19a-PA3-3, 2018 年 9 月 18-21 日

[20] Z. Zhang, T. Shirahata, S. Y. Set, and S. Yamashita, “1 μ m dispersion-tuned wavelength-swept fiber laser with broad tuning range,” 第 79 回応用物理学会秋季学術講演会, 名古屋国際会議場, 名古屋, no.20a-PB2-1, 2018 年 9 月 18-21 日.

[21] G. Kovacevic, T. Shirahata, B. Wu, P. Yuan, T.-H. Xiao, L. Jin, T. Inoue, S. Maruyama, Z. Cheng, S. Y. Set and S. Yamashita, “Mode locking of fiber lasers using patterned graphene on SiN waveguides,” 第 79 回応用物理学会秋季学術講演会, 名古屋国際会議場, 名古屋, no.20a-PB5-10, 2018 年 9 月 18-21 日.

[22] 溝口慧, 白畑卓磨, セットジイヨン, 山下真司, “Figure 8 Laser の発振条件の考察,” レーザ学会第 525 回研究会「ファイバーレーザー技術」, 名古屋大学, 名古屋, P6, 2018 年 11 月 16 日.

[23] 溝口慧, 白畑卓磨, 金磊, セットジイヨン, 山下真司, “8 の字型レーザにおける非線形増幅ループミラーの変調強度依存性,” 応用物理学会春季学術講演会, 東京工業大学, 東京, no.12a-PA2-1, 2019 年 3 月 9-12 日

[24] 滝口耕司, 白畑卓磨, 金磊, セットジイヨン, 山下真司, “位相変調器を用いた 8/9 の字型ファイバーレーザー”, 応用物理学会秋季学術講演会, 19p-E205-11, 北海道大学札幌キャンパス, 2019 年 9 月.

[25] Y. Zhu, X. Sun, H. Jiang, T. Shirahata, L. Jin, S. Y. Set, and S. Yamashita, “Short length

Lyot-filter utilized in dual-wavelength and wavelength tunable mode-locked fiber laser generation”, Asia Communications and Photonics (ACP) Conference, M4B.3, Chengdu, November 2019.

[26] Z. Zhang, C. Zhang, T. Shirahata, S. Yamashita, and S. Y. Set, “Non-Mechanical Scanning AMCW Laser Rangefinder Using Wavelength-Swept Dispersion-Tuned Fiber”, 応用物理学会春季学術講演会, 15a-PA2-16, 上智大学四谷キャンパス, 2020 年 3 月

[27] 滝口耕司, 白畑卓磨, 金磊, セットジイヨン, 山下真司, “周波数シフトにより位相バイアスを与える非線形光学ループミラーを用いた 9 の字型ファイバレーザ”, 応用物理学会春季学術講演会, 14a-PB3-5, 上智大学四谷キャンパス, 2020 年 3 月

[28] Z. Zhang, C. Zhang, T. Shirahata, S. Yamashita, and S. Y. Set, “Non-mechanical scanning AMCW laser rangefinder using wavelength-swept dispersion-tuned fiber laser”, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), JTu2G.34, San Jose, May 2020

[29] K. Uyama, T. Shirahata, L. Jin, S. Y. Set, and S. Yamashita, “All-PM dual-comb fiber ring laser using CNT-SA”, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), SW4R.2, San Jose, May 2020

[30] 山口尚紀, 白畑卓磨, 張超, 山内隆典, 鈴木巨生, セットジイヨン, 山下真司, “光周波数変調連続波型測距システムの掃引非線形性補償手法の検討”, 応用物理学会秋季学術講演会, 8p-Z19-23, 2020 年 9 月

[31] Y. Huang, H. Jiang, Z. Zhao, T. Shirahata, L. Jin, S. Y. Set, and S. Yamashita, “All-fiber mode-locking laser using low-V-number fiber with enhanced polarization dependent loss”, 応用物理学会秋季学術講演会, 11a-Z16-8, 2020 年 9 月