

2022 年度 博士論文



光コムパルス干渉を用いた高精度長さセンシング技術に関する研究

High precision length sensing
using optical comb pulsed interference

指導教員 高橋 哲 教授

東京大学大学院 工学系研究科 精密工学専攻

学生証番号 37-176273

増田 秀征

目次

第 1 章 序論	1
1.1 研究背景	2
1.2 研究の目的	10
1.3 論文の構成	11
第 2 章 光コムパルス干渉による絶対距離計測	13
2.1 はじめに	14
2.2 光コム	15
2.2.1 光コムとは	15
2.2.2 光コムの応用	18
2.3 パルス干渉法の原理	19
2.3.1 単色光による干渉波形	19
2.3.2 白色光による干渉波形	21
2.3.3 白色光による干渉波形と光源のスペクトラムとの関係	24
2.3.4 光コムによるパルス干渉	25
2.3.5 パルス干渉法による絶対測長	26
2.4 繰り返し周波数走査によるパルス干渉	28
2.5 干渉波形のピーク決定	30
2.5.1 二乗法	30
2.5.2 ヒルベルト変換法	32
2.6 結論	34
第 3 章 光コムパルス干渉とエタロン多重反射によるエタロン絶対長計測手法の提案	35
3.1 はじめに	36
3.2 エタロンの原理と応用	37
3.3 エタロンを用いたセンシング	42

3.4 提案手法の原理	43
3.5 提案手法におけるパラメタ	46
3.6 測定精度の干渉光強度に対する依存性の検証	51
3.7 結論	55
 第4章 繰り返し周波数走査光コムの開発	57
4.1 はじめに	58
4.2 光コムの発生	59
4.3 非線形偏波回転を用いたモード同期機構	62
4.4 EDFを用いた光増幅機構	64
4.4.1 EDFの最適化	65
4.5 繰り返し周波数走査コムの製作及び特性	68
4.5.1 繰り返し周波数走査コムの製作	68
4.5.1 繰り返し周波数走査コムの調整と特性	72
4.6 まとめ	79
 第5章 空間エタロンによる原理検証	81
5.1 はじめに	82
5.2 実験系	83
5.2.1 空間エタロンのアライメント	85
5.3 安定環境下での評価実験	87
5.3.1 実験系	87
5.3.2 実験結果	88
5.4 エタロン絶対長測定値の評価	91
5.4.1 実験系	91
5.4.2 実験結果	92
5.4.3 考察	92
5.5 エタロン変位測定の評価	96
5.5.1 実験系	96
5.5.2 実験結果	98
5.6 まとめ	100
 第5章 提案手法によるファイバエタロンセンサ開発	101
6.1 はじめに	102
6.2 ファイバエタロンの開発	103
6.3 測定可能性と繰り返しの評価	106

6.3.1 実験系	106
6.3.2 実験結果	107
6.4 温度特性評価	109
6.5 歪特性評価	112
6.6 ファイバエタロンによるセンシングにおける誤差要因について	114
6.7 自己増幅ファイバエタロンによる高精度化	116
6.7.1 自己増幅ファイバエタロンの原理と開発	117
6.7.2 自己増幅ファイバエタロンの評価実験	118
6.8 まとめ	124
 第7章 導波路計測応用:ウォータガイドレーザ加工のインプロセス計測	125
7.1 はじめに	126
7.2 ウォータガイドレーザ加工について	127
7.3 加工位置のインプロセス計測手法の提案	130
7.4 本章の目的	132
7.5 第二高調波発生系の開発	133
7.5.1 SHG の理論	133
7.5.2 SHG 効率を決定するパラメタと SHG 系の設計	136
7.5.3 SHG 系の検証実験	138
7.6 ウォータガイドへの測定光の導入と強度評価	142
7.7 まとめ	147
 第8章 結論と今後の展望	149
8.1 結論	150
8.2 今後の展望	154
8.2.1 光コムの長尺化による高精度化	154
8.2.2 ファイバエタロンの短尺下による空間分解能の向上	156
8.2.3 複数のファイバエタロンによる多点の一括計	156
 参考文献	157
 業績	169

第1章 序論

1.1 研究背景	2
1.2 研究の目的	10
1.3 論文の構成	11

1.1 研究背景

人類は有史以来、多くの構造物を作り上げてきた。この歴史の中で、紀元前において成し遂げられた最も偉大な事業はピラミッドの建造であろう。ギザの大ピラミッドを見れば、紀元前 2560 年頃には人類は、各辺 230 m、高さ 146 m にも達する巨大な四角錐をなす構造物を作り上げている。この建造において、重要な要素は何であろうか。構造の設計、材料の確保、労働力の確保など多くの要素があるだろう。しかし、最も重要な要素のひとつに、単位系と測量があることは間違いない。古代エジプトではキュビットという人体を基準にした単位が用いられていた[Lehner 2008]。この単位に基づき、石を測定して切り出し、積み重ねていくことで初めて、ピラミッドのような大型構造物の建造が可能になったのだ。

さて、現代では長さの単位の定義とその実現はどのようになされているのであろうか。

1791 年に、長さの単位「メートル」は以下のように初めて定義された[NPL 2019]。

“One ten millionth of the polar quadrant of the earth passing through Paris”

しかし、「パリを通る子午線の北極から赤道までの長さの千万分の一」をそのまま使用し、長さを測定したり、比較したりすることはできない。そこで、定義された長さの実現手段として、白金イリジウム合金で製作されたメートルバー(メートル原器)が、1889 年に第一回国際度量衡総会(CGPM)でメートルの国際的な原器として認可された[BIPM 2019a]。このメートルバーにより、1 m の長さは $0.1\ \mu\text{m}$ の精度で実現された。ただし、オリジナルのメートルバーを異なるバーすべてと比較するのは難しい。そのため、ゲージブロックなどが流通可能かつ正確な長さ標準として使用された[Hebra 2009]。

1960 年に、第 11 回 CGPM でメートルの定義は以下のように改定された[BIPM 2019b]。ここで特定の光の波長が長さの定義に初めて用いられた。

“The meter is the length equal to 1 650 763.73 wavelength in vacuum of the radiation corresponding to the transition the levels $2p_{10}$ and $5d_5$ of the krypton 86 atom.”

さらに 1983 年に、第 17 回 CGPM で以下のようにメートルは再定義された[BIPM 2019c]. ここでは、光速を一定として長さの定義が秒の定義と結び付けられている.

“The meter is the length of the path traveled by light in vacuum during time interval of $1/299\,792\,458$ of a second.”

さらに、2018 年の CGPM でメートルの定義は以下のように改定された[BIPM 2019d].

“The meter, symbol m , is the SI unit of length. It is defined by taking the fixed numerical value of the speed of light in vacuum c to be $299\,792\,458$ when expressed in the unit $m\cdot s^{-1}$, where the second is defined in terms of the caesium frequency $\Delta\nu_{Cs}$.”

以上のような光の波長によるメートル定義に基づいた長さを実現するための手段としては干渉計が用いられる. 最も一般的にはマイケルソン干渉計が用いられ、任意の長さは、マイケルソン干渉計における光源が持つ波長の関数として表現される. 波長は光速を一定として周波数と結び付けられるため、光源の周波数を正確に測ることにより、正確な長さが実現される. 実際には、ヨウ素安定化ヘリウムネオンレーザー等の周波数が用いられる.

日本においては、以上のようなメートル定義の改定と、技術的な発展に従い、長さ標準も改定を重ねてきた. 日本における長さ標準の測定と校正は産業技術総合研究所（産総研）において行われる. 日本における長さの国家標準は、2009 年にヨウ素安定化ヘリウムネオンレーザーから光周波数コムレーザ（光コム）へと代わった. [産総研 2009]によれば、この変更には主に下記の 3 つの理由があるとしている.

(1) 精度向上（不確かさ低減）

長さの国家標準として発生する「波長（真空中）」が従来に比べ 300 倍高精度となった.

(2) 複数の波長に対応

これまでは、633 nm の波長のレーザの校正しか行えなかったが、光通信帯の 1.5 μm 帯および短波長域の 532 nm のレーザの校正も可能となった.

(3) 堅ろう性

装置の寿命や動作の信頼性などについても、従来のレーザをしのいでいる部分があり、これまでよりも、さらに確実な標準供給が可能となった.

このように、長さの定義とそれを実現するための国家標準が高精度化するにつれ、それらを用いて長さ計測を行う方法も発展している。特に光コムを用いた長さ計測手法は、RF 周波数標準と直接的にトレーサビリティを取れるために重要であり、多くの方法が提案されている[Coddington 2009, Joo 2006, Jin 2010].

長さ測定が実際に用いられるケースとして、光ファイバセンシングは近年注目を集めている。この用途では、外部の歪や温度等の変化を光ファイバの長さ変化から測定するものである。このような光ファイバセンサは小型軽量・長寿命・高い環境耐性等の特徴を持っており、橋梁、航空機、加速器、原油タンクなどの大型構造物の監視[Yong 2020, Leal-Junior 2018, López-Higuera 2011]や、アクセスしづらい海洋や高温などのハードな環境下での温度や歪、圧力等の監視[Wang 2020, Zhan 2006, Choi 2008], 地震や地殻の運動、土砂崩れ等の災害検知[Peng 2019, Hong 2016, Zhang 2016]といった応用が近年着目されている。例えば、温度について着目すれば、一般的な白金抵抗式の温度計を、多数あるいは広範囲に設置した上で保守することはコストが高くなってしまふ。一方でファイバセンサは上記の性質からこのような応用に向く。これらの分野は一般的に構造ヘルスモニタリングとも呼ばれ、少子高齢化が進みインフラや各種設備の保守にかかるコストが相対的に増加する日本において、極めて重要な研究課題である。

この中で特に、大型構造物の歪モニタや製造現場での温度モニタ等の用途では、微小な兆候を逃さない、または高精度に管理するために、常に高い分解能と測定精度が求められている。また、温度測定に対して、測定現場においては <0.1 K オーダの精度を持つ白金抵抗体式温度計が標準的に用いられており、ファイバセンサでも同様の精度が求められる。また、海洋温度計測や地殻歪計測等の研究用途においても 10^{-8} オーダ以上の高分解能なセンサが求められている[徳永 2012, Min 2021, Cheng 2017]. 特に「スロースリップ」と呼ばれる長周期で小さい歪を伴う地殻活動は、大規模地震活動との関連が指摘されており、この検知といった課題は重要である[Suzuki 2016, Ervin 2018].

種々のファイバセンサの中で、長さ測定を用いるものは分解能に優れ、上記のような応用に適している。この種のものでは、ファイバブラッググレーティング (FBG) やエタロンを用いるものが代表的である。以下にこれらについて詳細を述べる。

図 1.1 に一般的な FBG センサの動作原理を示した。FBG では回折構造により、特定の波長の光のみを反射させることができる。この反射波長は下式で示される。

$$\lambda_b = 2n\Lambda \quad (1.1)$$

ただし、 λ_b は反射波長（ブラッグ波長）、 n はファイバ屈折率、 Λ はグレーティング周

期である．この式を見ればブラッグ波長はグレーティング周期と比例しており，ファイバの長さや波長を紐付けることができる．さらに，外部環境のパラメタにファイバ長さを紐づけることにより，センサとして利用することができる．

しかし，ブラッグ波長の帯域が数百 pm あること，また多く用いられているものは光スペクトルアナライザによる分光を用いたものであり波長分解能に限界があることから，その分解能は一般的に 10^{-6} 程度に留まる[Wu 2010]．また，高精度な温度計として一般的に用いられている白金抵抗体式温度計の分解能は 0.01°C 以下であるが，一般的な FBG を用いたものでは 0.1°C 程度と，温度測定においても十分ではない[Duraibabu 2017, 沼尻 2011]．高分解能なものでは，狭帯域なレーザを用いて変調器により側波帯を発生させ FBG のブラッグ波長に対してロックすることにより， 10^{-8} 以上の相対分解能を得るものも提案されている[Liu 2012]が，複雑なロック機構や高精度な波長計測が必要となりコストが高くなる．

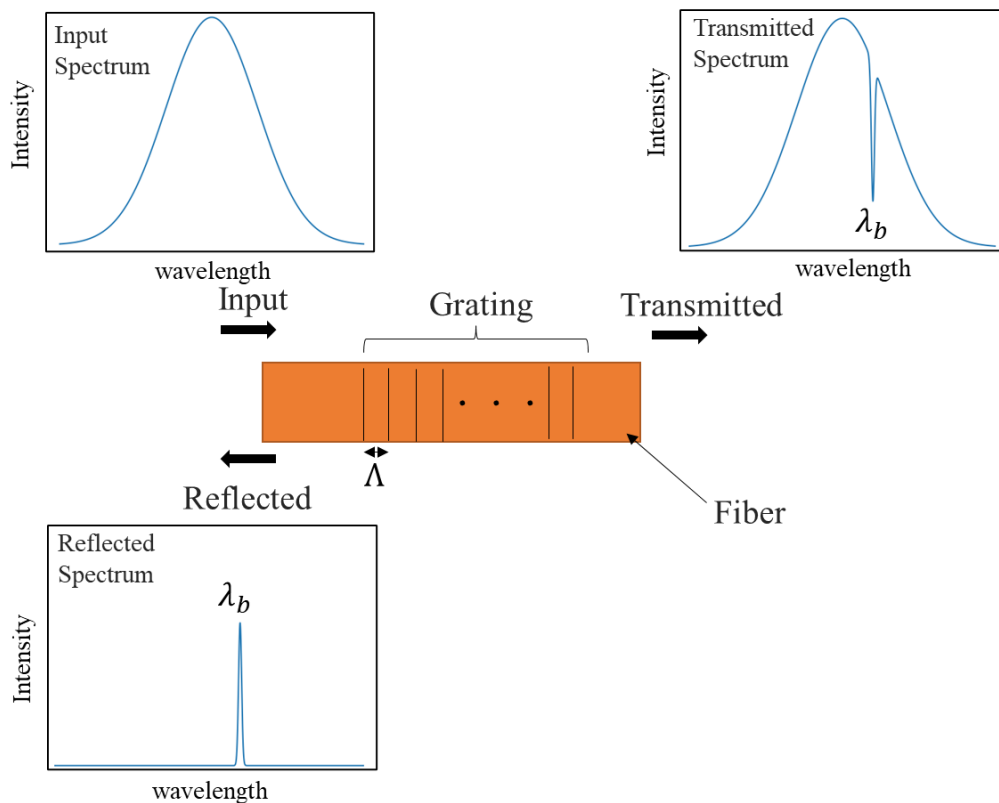


図 1.1 FBG センサの動作原理

ブラッグ波長 λ_b のグレーティング周期 Λ に対する依存性を用いてセンシングする FBG は，主にレーザ加工により製作され，縦線で示された周期的な変調を持っている

エタロンを用いるものについては、自由スペクトラム間隔を測定する方法や白色干渉により測定を行う方法がある。

前者では、単一周波数のレーザを用いて自由スペクトラム間隔を求める。狭帯域の外部共振器半導体レーザ (ECLD) でも一般に数十 kHz 程度の線幅を持つため、単に周波数走査するだけでは分解能を得ることが難しく、異なるエタロンのモードに複数のレーザを Pound-Drever-Hall (PDH) 法を用いてロックする方法がよく用いられる。この手法では、数 nm 以下、 10^{-8} 以上の高分解能な測定が可能である[Aketagawa 2010, Mandridis 2010]ものの、複雑な周波数ロック機構を必要とする。図 1.2 に代表的な PDH 法によるエタロン長測定例を示した。この方法ではエタロンの周波数スペクトル上の谷 (共鳴点) に対して、単波長レーザを電気工学変調器 (EOM) で変調して近傍に持っていくことにより、誤差信号を取り出して、共鳴点に単波長レーザをロックする。複数のレーザをロックし、その差周波数を取り出すことで、自由スペクトラム間隔とそれに対応するエタロン長を求めることができる。この方法ではロック機構の複雑さからコストが高く、また、一つのエタロンに対してロック機構を用意するため、複数のエタロンを一括して測定することが困難であるといったデメリットが有る。

また、これに準ずるものとして、光コム各縦モードに対してエタロンのスペクトルをロックする手法が提案されている[Nishiyama 2017]。この例においては、光コムの繰り返し周波数を変化させるためにこれを用いているが、エタロン長測定手法としても利用できるものと考えられる。周波数標準にロックされた光コムを利用することで、高い精度でエタロン長を得ることができると考えられるが、複雑なロック機構が必要となる点は同様である。

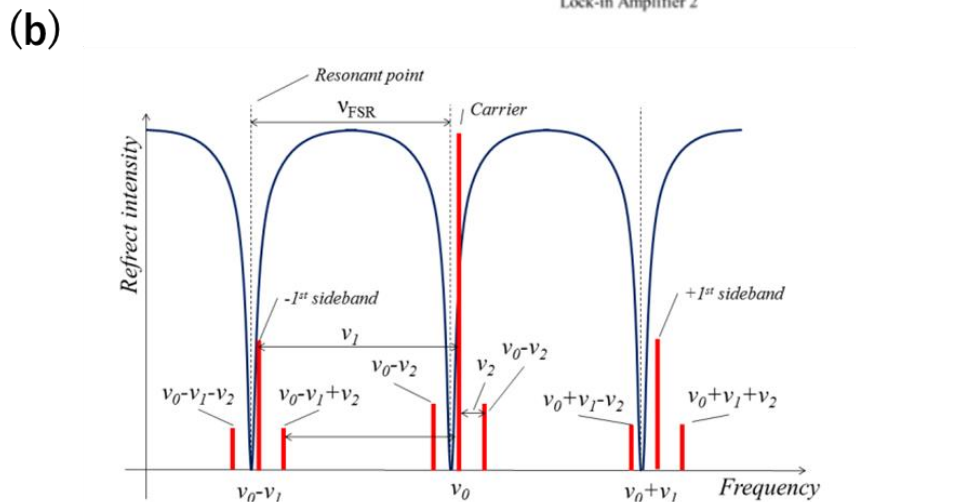


図 1.2 PDH 法を用いたエタロン長 (FSR) 測定

(a)測定系の構成 (b)エタロンとレーザのスペクトル

単波長レーザを PDH 法によりエタロンスペクトルにロックし，その周波数間隔を測定する [山岸 2015]

後者の白色干渉を用いる方法は、Extrinsic Fabry-Perot Interferometric (EFPI) センサとして、ファイバセンサでよく用いられるが、比較的シンプルな系で構成可能であるものの、分解能で劣り、一般的には 10^{-6} 程度の分解能に留まる [Huang 2010]。これは白色干渉の測定精度による制限と、可干渉距離の問題から測定長が制限されることによるものである。白色干渉を用いた代表的な測定例を図 1.3 に示した。広帯域光源からの光はエタロンセンサに導入され、その反射光は光スペアナにより分光される。その分光スペクトルは、光源のスペクトルがエタロンにより変調された形となり (図 1.3(b))、このピーク間の波長がエタロン長さに対応し、その測定ができる。

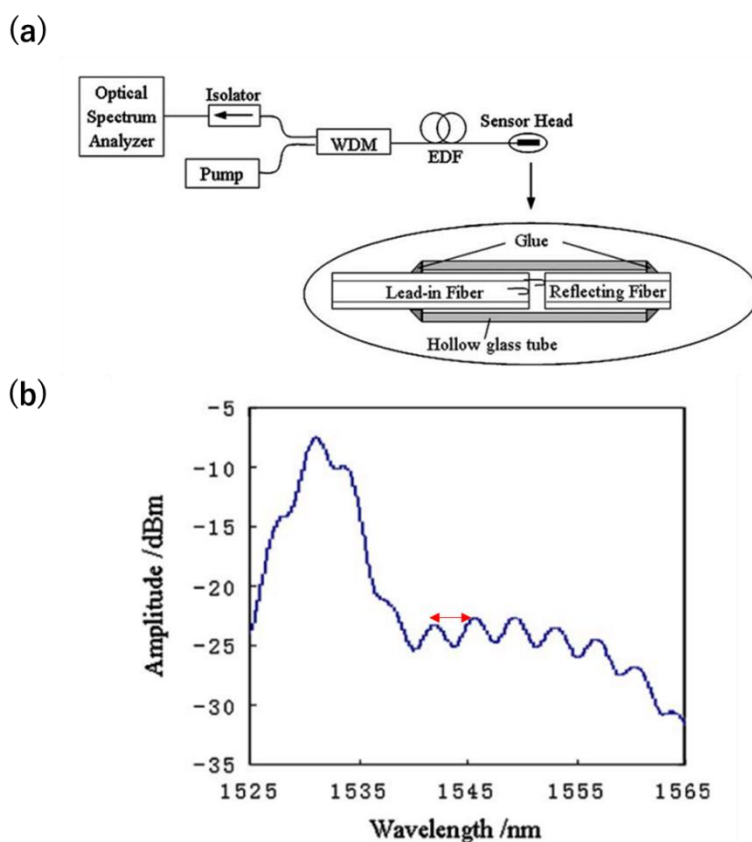


図 1.3 典型的な EFPI センサの構成

(a)測定系の構成 (b)観測されるスペクトル

光スペクトルアナライザで観測されるスペクトルはエタロン長に応じた変調を受け、間隔を測定する [Rao 2006]

このようにエタロンセンサにおいて、測定系の複雑さと測定分解能がトレードオフになっている。ファイバセンサとして実用する際には、コストの観点や多点の測定が可能であることは重要な要素であるため、シンプルな測定系で高分解能に多点測定を実現することが求められる。

そこで本研究ではこの測定系の複雑さと測定分解能のトレードオフを解消するファイバエタロンセンサの開発を行う。つまり、高精度な波長計測や複雑なロック機構を避けたシンプルな測定系で高分解能な測定が可能であるようなファイバセンサである。これは、前述の光コムを用いることで実現可能であり、本論文内で詳細を述べる。

また、これらの技術を用い、導波路測定の実用として、ウォーターガイドレーザの加工位置のインプロセス計測を行う。ウォーターガイドは高圧で水をノズルから噴出させることにより形成される水柱であり、ウォーターガイドレーザ加工ではこれを導波路としてレーザ加工を行う。この詳細については第七章に譲る。

1.2 研究の目的

本研究では，構造物や地質，海洋等の計測応用を念頭において，歪や温度等の高精度なファイバセンシングをのため，以下のような性能を持つファイバエタロンセンサの開発を目的とした．

1. 絶対長を計測可能
2. 高分解能（数百 mm に対して数 nm 以下（ 10^{-8} オーダ） ， 温度で 0.01K 程度）
3. シンプルな測定系
4. 長期的なモニタリングが可能
5. 多点の計測が可能

1 は断続的なセンシングを可能とするために重要である．2 は高精度な波長計測によるエタロン測定の精度と同程度を目標としている．3 と 4 はセンサとして利用する際にコストや保守の面で重要である．5 はファイバセンサとしての実用性に直結する．

以上を実現するためには，新しい手法を開発する必要がある．

そこで本研究では，前述のエタロン多重反射と光コムパルス干渉を同期させたエタロン絶対長測定手法を用いたファイバセンサを提案し，その開発と評価を行う．

また，これらの導波路測定技術の応用として，ウォーターガイドレーザのような，より複雑な計測対象のセンシングについても取り組む．

1.3 論文の構成

本論文では以下のような構成（図 1.4）に従って研究を記述する。

まず第 2 章では，光コムパルス干渉の原理を説明し，これによる絶対距離計測について整理する。

第 3 章では，新しい手法である，光コムパルス干渉とエタロン多重反射によるエタロン絶対長計測手法を提案する．そしてこのときのパラメタについて整理する．

第 4 章では，提案手法の実現に必要な繰り返し周波数走査コムの設計・開発を行う．

第 5 章では，提案手法の原理検証を行う．空間エタロンを構成し，開発した光コム光源を用いて測定を行い，提案手法の評価を行う．

第 6 章では，実際にファイバエタロンセンサを製作し，その性能を試験する．さらに，精度向上のための自己増幅ファイバエタロンを提案し，評価する．

第 7 章では，応用的なセンシング課題であるウォーターガイドレーザ加工の加工位置のインプロセス計測に取り組む．

最後に第 8 章で，本研究をまとめる．

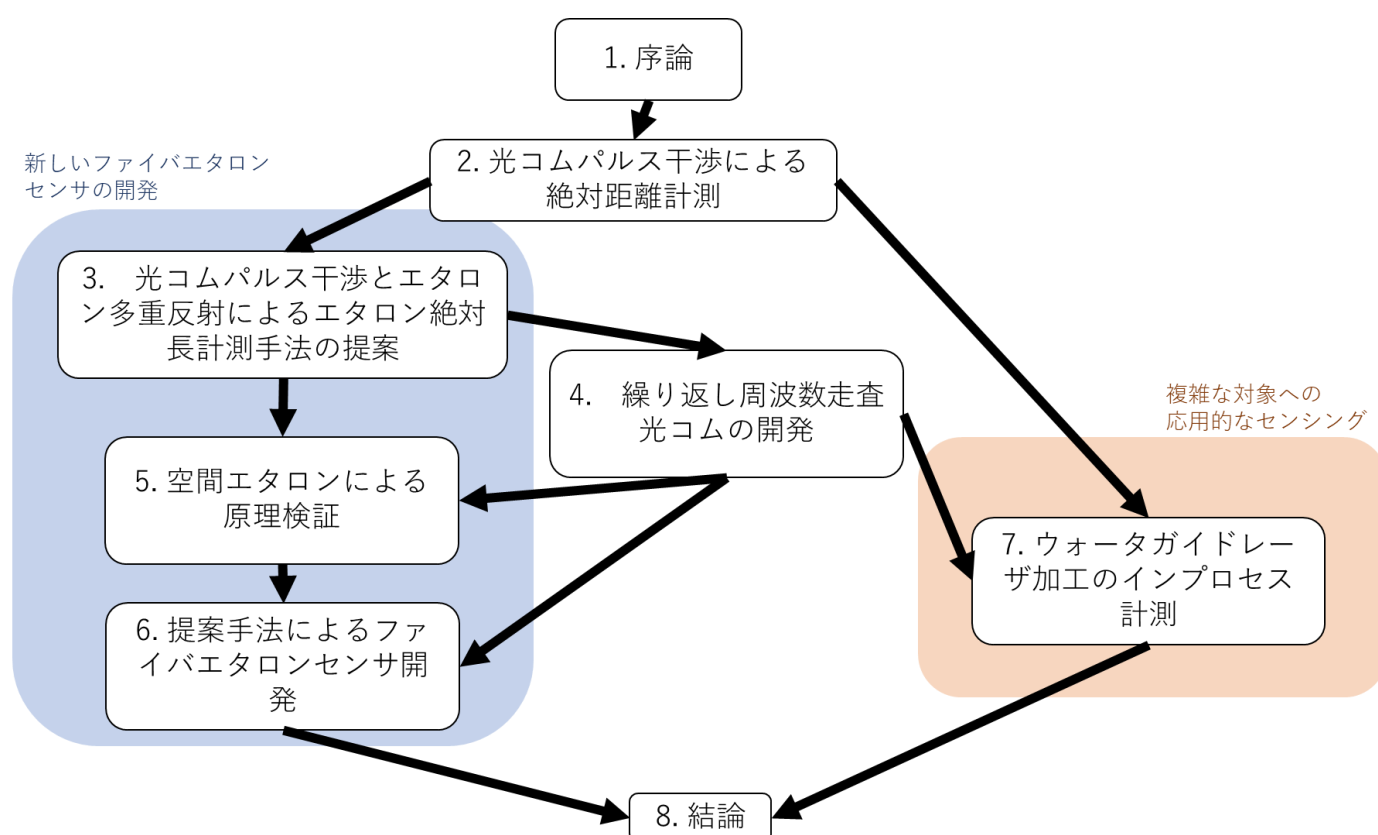


図 1.4 本論文全体の構成

第2章 光コムパルス干渉による絶対 距離計測

2.1 はじめに	14
2.2 光コム	15
2.2.1 光コムとは	15
2.2.2 光コムの応用	18
2.3 パルス干渉法の原理	19
2.3.1 単色光による干渉波形	19
2.3.2 白色光による干渉波形	21
2.3.3 白色光による干渉波形と光源のスペクトラムとの関係	24
2.3.4 光コムによるパルス干渉	25
2.3.5 パルス干渉法による絶対測長	26
2.4 繰り返し周波数走査によるパルス干渉	28
2.5 干渉波形のピーク決定	30
2.5.1 二乗法	30
2.5.2 ヒルベルト変換法	32
2.6 結論	34

2.1 はじめに

本章では光コムの概要と光コムパルス干渉による絶対距離計測の理論を整理する。

まず，光コムの特徴と応用についてまとめ，光コムを用いたパルス干渉についてその理論を説明し，パルス干渉を用いた絶対距離計測を定式化する。

次に，前述の手法の欠点である走査部の測長基準が光コム以外の部分に依存してしまうことを解消する，繰り返し周波数走査による干渉波形取得について説明する．これは次章の中核的な提案手法においても用いられる要素である。

さらに，干渉波形のピーク決定について，その代表的な手法を2つ示し，整理する。

なお，本章においての光コムの基礎及び光コムパルス干渉の理論，干渉波形のピーク決定については，筆者の修士学位論文[増田 2019]から抜粋する。

2.2 光コム

2.2.1 光コムとは

光周波数コムは現在のマックスプランク量子工学研究所の Hänsch らのグループによって提案された[Udem 1978]. 光周波数コムから出力されるレーザ光は図 2.1 に示されるように、時間領域においてパルス間隔が安定した超短パルス列となる. この超短パルス列はフーリエ変換の関係にある周波数領域においては、図 2.2 のように安定した一定の周波数間隔で多数の縦モードが並んだモード列となる. このモード列が図 2.2 のように櫛の歯状の離散スペクトル構造を示すため、光周波数コム（または単に光コム）と呼ばれている.

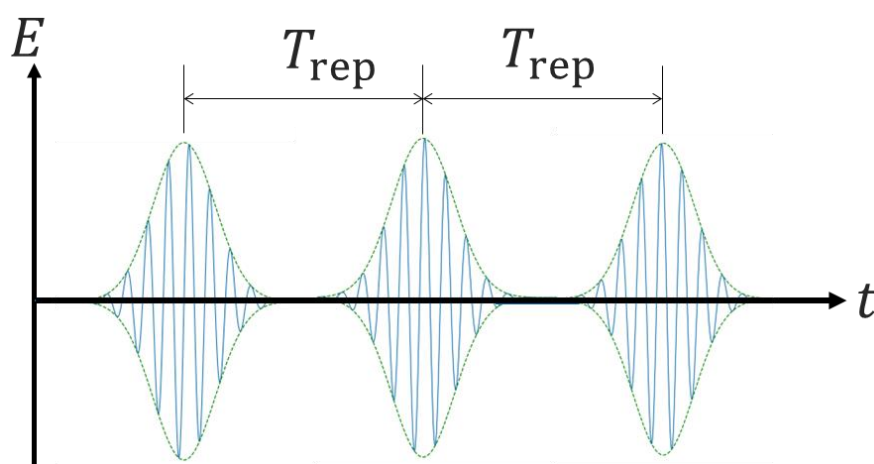


図 2.1 時間軸で観測した光コム光源
超短パルスが一定時間ごとに並ぶ

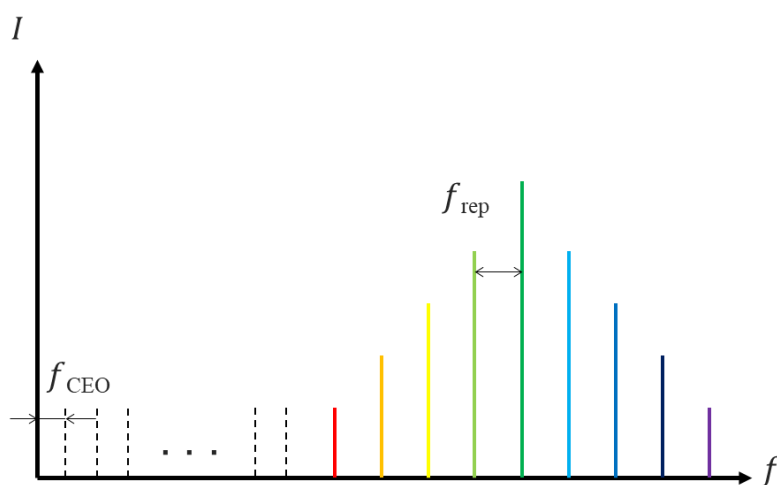


図 2.2 周波数軸上で観測した光コム光源
一定周波数ごとに縦モードが並ぶ

光コムの登場までは、レーザの絶対周波数を原子時計からいくつものレーザとの周波数比較をつなげることで決定していた（周波数チェーン）．このときの系は図 2.3 のように複雑なものとなり，コストが大きい[Schnatz 1995]．しかし，光コムでは広帯域に一定間隔で縦モードが並ぶため，レーザや周波数標準の周波数を一挙に結びつけることで簡単に，高精度に絶対周波数を決定できる．つまり，”光周波数のものさし”として利用することができる．この功績が認められ，マックスプランク研究所の Hänsch とアメリカ国立標準技術研究所の Hall は 2005 年にノーベル賞を受賞している．

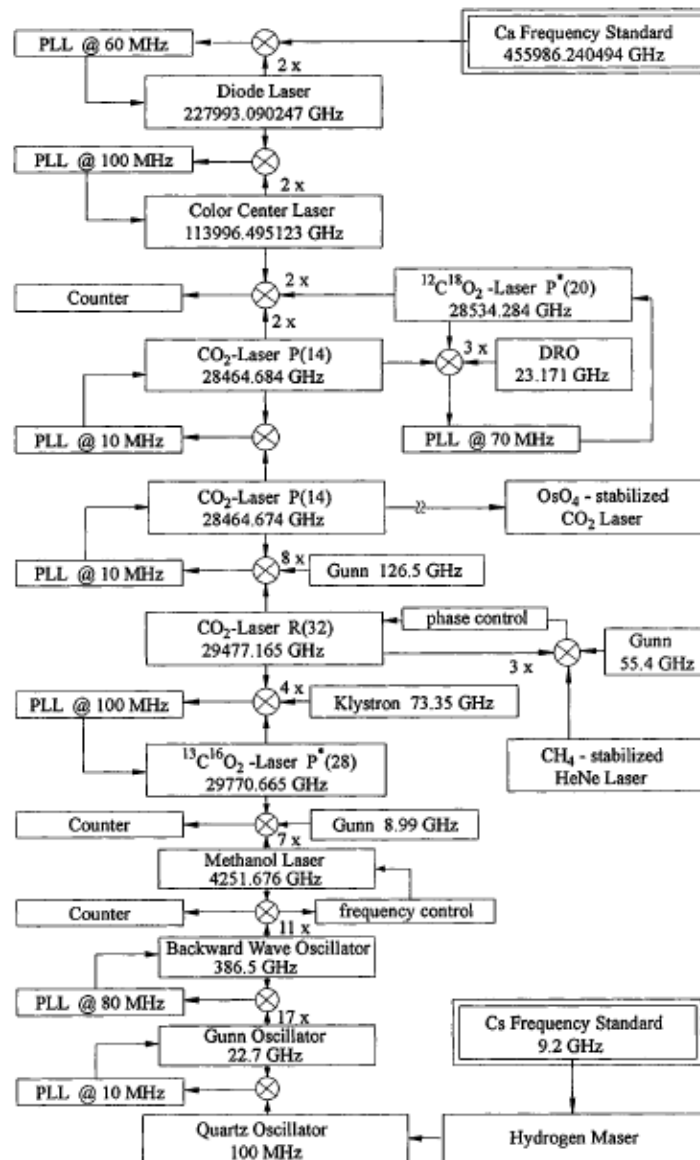


図 2.3 PTB で実施された周波数チェーンによるレーザの周波数計測 [Schnatz 1995]

光コムの振る舞いを決定するパラメタを詳しく見ていく．時間領域でのパルス間隔を T_{rep} ，周波数領域での繰り返し周波数を f_{rep} とする． T_{rep} は光パルスが共振器中を一周する時間に等しい．時間軸に並ぶ各パルスを観察すると，包絡線（エンベロープ，envelope）と搬送波（キャリア，carrier）が存在している．エンベロープは群速度で進行し，キャリアは位相速度で進行するため，それらの位相関係はパルスごとにずれを生じる．このずれはキャリア・エンベロープ・オフセット（Carrier Envelope Offset, CEO）と呼ばれる．後述するモード同期の原理による要請から，CEOの位相量 φ_{CEO} は一定値となる．周波数領域ではCEOは $1/f_{\text{rep}}$ の間に φ_{CEO} だけずれるので，下式のように表すことができる．

$$f_{\text{CEO}} = \left(\frac{\varphi_{\text{CEO}}}{2\pi} \right) f_{\text{rep}} \quad (2.1)$$

従って，光コムから発振される n 番目のモード周波数は $f(n)$ は下式のように表される．

$$f(n) = n f_{\text{rep}} + f_{\text{CEO}} \quad (2.2)$$

上式は光コムを記述する際に極めて重要な式である．一般的に， f_{rep} と f_{CEO} を制御することにより，光コムは制御される． f_{rep} は共振器長を変えることで， f_{CEO} は励起強度を変えることで制御される[Jones 2000]． f_{rep} と f_{CEO} の安定化を行うことで，光コムは絶対値の付与された「光周波数のものさし」として機能する．

2.2.2 光コムの応用

光コムの用途は、上記のような「周波数のものさし」のみならず、多様な応用に広がっている。ここでは、距離計測に用いられる代表的なものを紹介する。

- ・光コムの各モードを CW 光源として扱うもの

繰り返し周波数が数 GHz 以上の高繰り返し周波数の光コムでは、単一モードを切り出し、絶対周波数の付与された CW 光源として扱うことができる。しかし、一般的に多く用いられている光コムは繰り返し周波数が MHz オーダであるので、単一モードを切り出すのは難しく、波長可変の CW 光源を光コムのモードに同期させる方法が取られる。また、波長可変の CW 光源を光コムの各モードに対して次々に同期させることで、波長走査に周波数スケールを付与することも可能である [Schibli 2006]。

- ・セルフビートを利用するもの

単一の光コムの多数のモード同士のセルフビートを利用する。モード間のビートを取ることで、広帯域・高精度な RF やマイクロ波信号が得られることになる。変調・ヘテロダインとして利用することで、光コムの特性を保持しながら、RF やマイクロ波領域で信号処理を行うことができる。これによる距離計測は、目的としない反射光等を原因とする周期誤差の問題を抱えるものの、粗面を対象とする場合に有利であることから、広く研究されている。 [Onoe 2016]

- ・複数の光コムを用いるもの

繰り返し周波数が少しずれた複数の光コムを利用して、それらのクロスビートにより計測を行うものは、特にデュアルコム法として知られている [Coddington 2016]。これにより、高速・高精度な分光や距離計測に用いることができる [Lee 2013]。ただし、一般的には複数の光コムの周波数をキャリアエンベロープオフセットも含めてロックする必要がある、非線形光学素子や複雑なロック機構を必要とする。

- ・パルス間の干渉を用いるもの [Illingworth 1986]

光コムでは、異なるパルス間で干渉を引き起こすため、通常の白色干渉と異なり、パルス間隔に対応した任意の距離で干渉波形が得られることになる。よって、高精度で長距離の距離計測を行うことができる。また、原理的に低コヒーレントな干渉であり、干渉位置が局在化するためにノイズの影響を受け難く、弱い信号に対して有利である。この手法はシンプルな機構で実装できるものの、複数の干渉波形を弁別する必要がある点や別途走査機構が必要である点で不利である。この手法については次節で詳らかにする。

2.3 パルス干渉法の原理

本研究で用いるパルス干渉法の原理をここでは明らかにする．まず，単色光による干渉からはじめ，パルス干渉へとつなげる．

2.3.1 単色光による干渉波形

図 2.4 のようなマイケルソン干渉計による光学系を組み立てる．このとき，二光路の長さの差により時間遅れ τ が生じ，それは

$$\tau = \frac{\text{OPD}}{c} \quad (2.3)$$

と書ける．ただしOPDは二光路の光路長差， c は光速である．

ここで，干渉計に単一周波数の光が入射したときを考える．入射光の解析信号 ε を

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \exp(-i\omega t) \quad (2.4)$$

とおく．強度反射率 50%のビームスプリッタを通るごとに電場が $1/\sqrt{2}$ になることを考えてディテクターに入る信号は

$$\frac{1}{2}\{\varepsilon(t) + \varepsilon(t - \tau)\} = \frac{1}{2}\varepsilon_0 \exp(-i\omega t)\{1 + \exp(i\omega\tau)\} \quad (2.5)$$

となる．この強度を $I(\tau)$ とおくと，

$$\begin{aligned} I(\tau) &= \int \left| \frac{1}{2}\{\varepsilon(t) + \varepsilon(t - \tau)\} \right|^2 dt \\ &= \frac{1}{2}|\varepsilon_0|^2(1 + \cos \omega\tau) \end{aligned} \quad (2.6)$$

である．なお，このとき積分区間は有限な十分に長いある時間であるとし，結果は時間平均をとっている． $\omega = 1$ として，これを図示すると図 2.5 のようになる．

よって， $I(\tau)$ は τ の変化に対して正弦波的に変化する干渉波形となり， ω を既知のものとするれば $I(\tau)$ の変化より鏡の変位などを求めることができる．

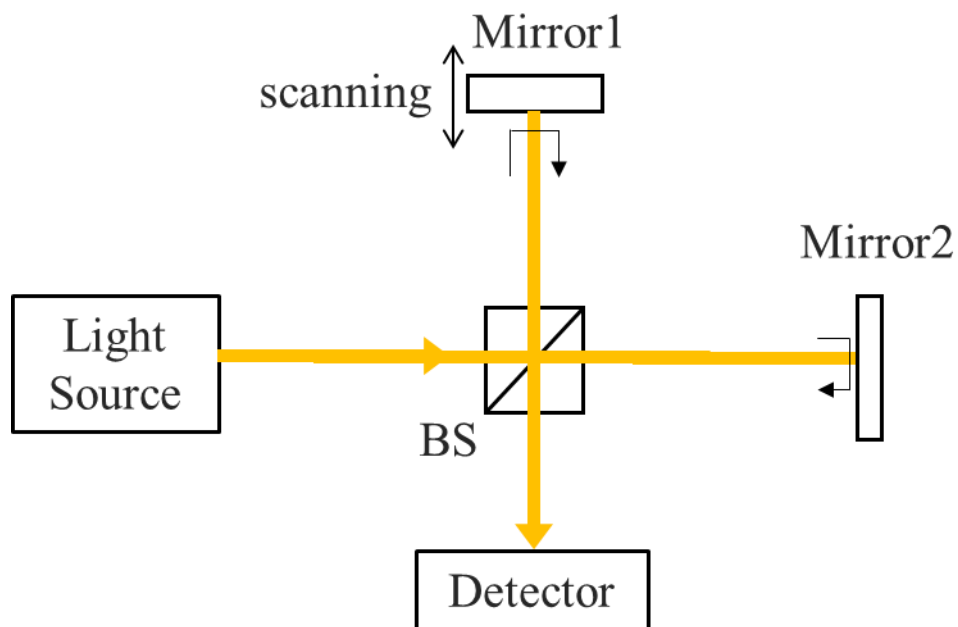


図 2.4 典型的なマイケルソン干渉計
Mirror1 のスキャニングにより干渉波形を観測することができる

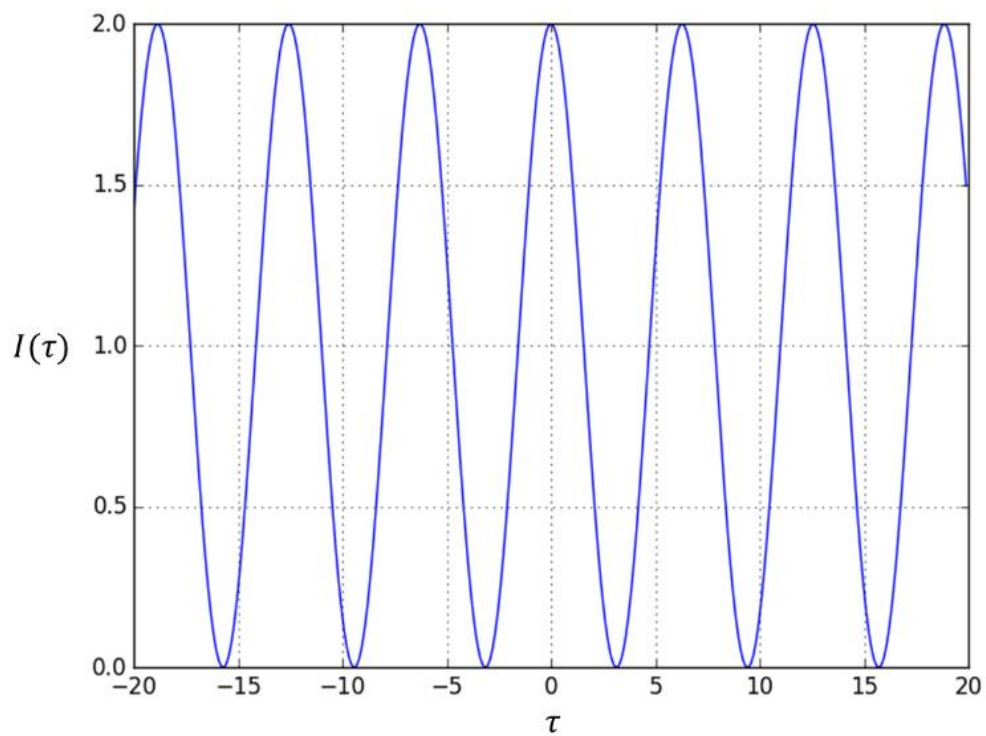


図 2.5 単色光による干渉波形
正弦波となる

2.3.2 白色光による干渉波形

スーパーミネッセントダイオード (SLD) により白色光を生じさせるとき、これは通常の半導体レーザよりも広い波長帯域を持つ。このとき発生する干渉波形の様子を考える。この干渉法は白色干渉法として知られている。

簡単のため光源の波長を離散化して考えると、白色光源は複数の波長を持った光の集まりだと考えることができる。これらの光による干渉波形をそれぞれ描画すると図 2.6 のようになる。さらに、フォトディテクタで観測する際には、測定されるのはこれらの干渉波形のインコヒーレントな足し合わせとなるため、最終的な干渉波形は図 2.7 のようになる。

図 2.7 から、白色光による干渉波形は時間遅れ（光路差と読み替えてもよい）がゼロになる付近でのみ生じ、可干渉性は低くなる。

よって、この干渉波形のピークを精密に決定することで干渉計における光路差がゼロとなる位置の情報を取り出すことができる。ピークの決定手法については 2.4 節で考える。

このような白色干渉の性質を利用することで、表面形状測定[De Groot 1995]や絶対距離計測[Winarno 2012]が可能となる。

表面形状測定については、照明光に白色光を用いて試料面と参照面との光路差を連続的に変化させることにより、光路差がゼロ付近となる位置でのみ干渉波形を生じ、その位置をトラッキングすることで表面形状を構成することができる。典型的な光学系の構成を図 2.8 に示した。白色干渉法を用いるため、位相 2π の不確定性を生じず、位相シフト法におけるアンラッピングのような処理が必要ない点が他の手法に対する利点になっている。

図 2.9 に白色干渉計を用いた絶対距離計測の例を示した。タンデム型干渉計を構成することで、複数の反射面からの干渉波形をスキャンニングステージにより走査し、そのピーク間距離を検出することで絶対距離計測を行う。この手法では 100 nm 程度の高精度で絶対計測を行うことができる。

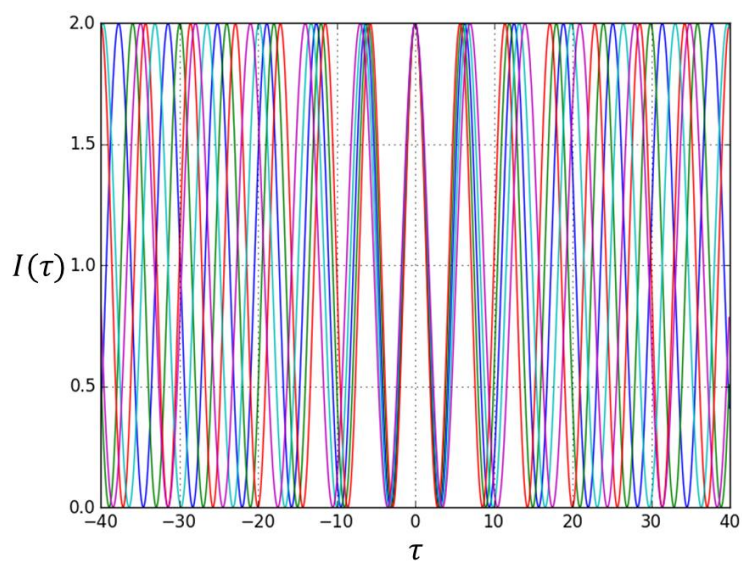


図 2.6 複数波長による干渉波形
光路差がゼロになる地点で位相が一致し強め合う

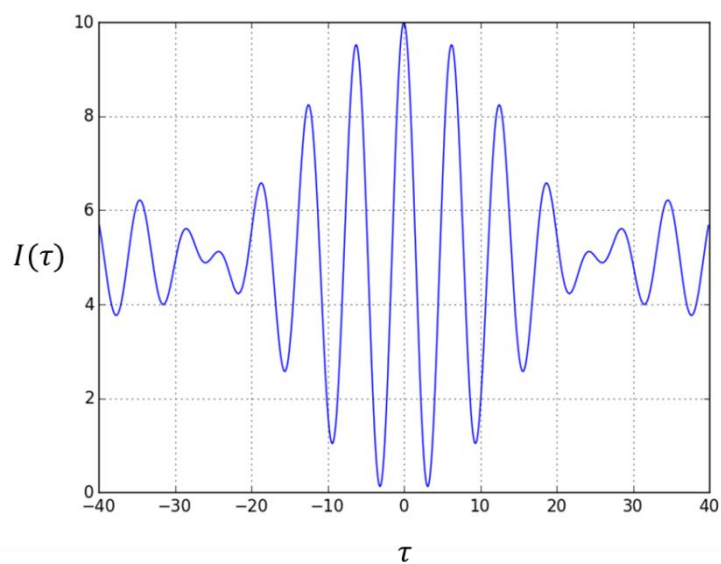


図 2.7 複数波長による干渉波形の和
光路差がゼロになる地点をピークとした包絡線を持つ干渉波形が形成される

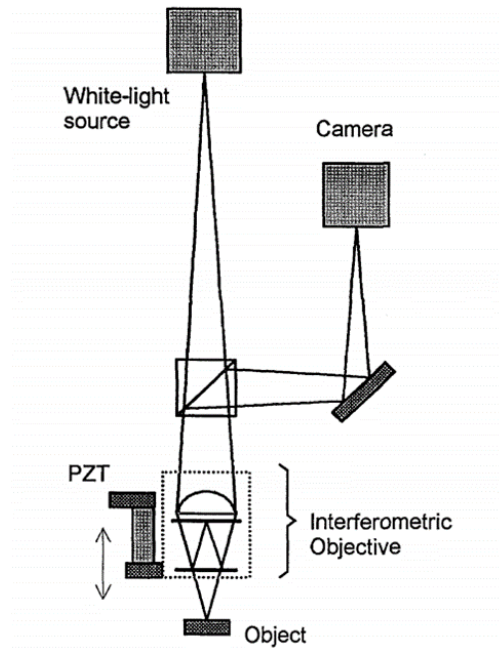


図 2.8 白色干渉計による表面形状計測 [De Groot 1995]
ミラウ型ミラーの走査により干渉を得る

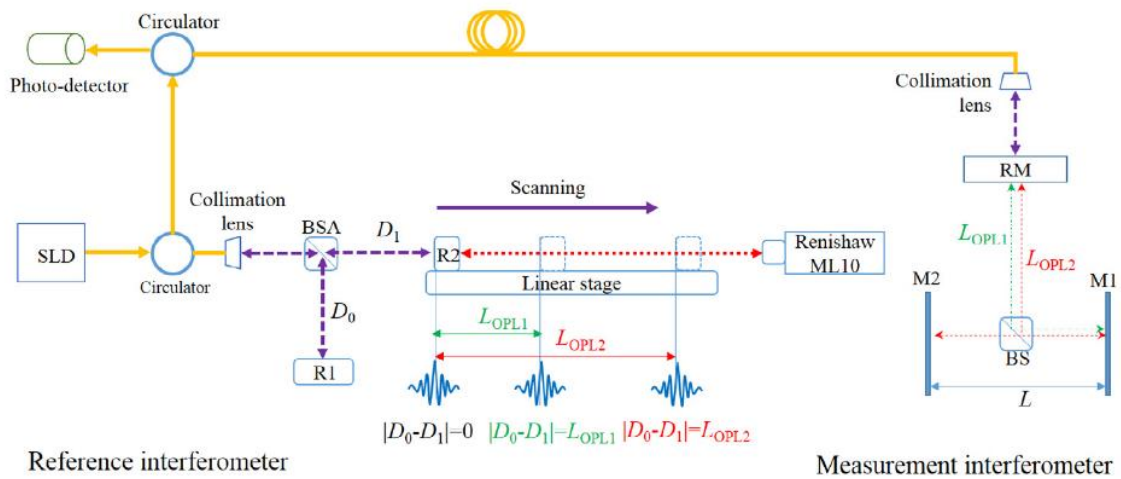


図 2.9 タンデム型白色干渉計による絶対距離計測 [Winarno 2012]
ステージの走査により，M1 と M2 のミラー間の距離を計測する

2.3.3 白色光による干渉波形と光源のスペクトラムとの関係

再び図 2.4 の光学系を考える．入射光を $\varepsilon(t)$ とすると，ディテクターに入る光の強度 $I(\tau)$ は

$$I(\tau) = \int \left| \frac{1}{2} \{ \varepsilon(t) + \varepsilon(t - \tau) \} \right|^2 dt \quad (2.7)$$

となり，この式を展開すると

$$\begin{aligned} I(\tau) &= \int \frac{1}{4} [|\varepsilon(t)|^2 + |\varepsilon(t - \tau)|^2 + \varepsilon(t)\varepsilon^*(t - \tau) + \varepsilon^*(t)\varepsilon(t - \tau)] dt \\ &= \frac{1}{2} \int |\varepsilon(t)|^2 dt + \frac{1}{4} \int \varepsilon(t) \varepsilon^*(t - \tau) dt + \frac{1}{4} \int \varepsilon^*(t) \varepsilon(t - \tau) dt \end{aligned} \quad (2.8)$$

となる．ここで，第2項が $\varepsilon(t)$ と $\varepsilon^*(-t)$ の畳み込みであり，第3項が $\varepsilon^*(t)$ と $\varepsilon(-t)$ の畳み込みであることを考えると， $I(\tau)$ のフーリエ変換は次式のようになる．

$$\begin{aligned} F[I(\tau)] &= c_0 \delta(\omega) + \frac{1}{4} \tilde{\varepsilon}(\omega) \tilde{\varepsilon}^*(\omega) + \frac{1}{4} \tilde{\varepsilon}(-\omega) \tilde{\varepsilon}^*(-\omega) \\ &= c_0 \delta(\omega) + \frac{1}{4} |\tilde{\varepsilon}(\omega)|^2 + \frac{1}{4} |\tilde{\varepsilon}(-\omega)|^2 \end{aligned} \quad (2.9)$$

ただし， c_0 は定数であり，

$$c_0 = \pi \int |\varepsilon(t)|^2 dt \quad (2.10)$$

で与えられる．

以上より， $I(\tau)$ のフーリエ変換は光源のパワースペクトル密度となることがわかる．これは **Wiener-Khinchin** の定理の帰結と一致する．

よって，光源のスペクトラムを考えることで，干渉波形の波形を予測することが可能である．また，スペクトラムの帯域が広い光源を用いるとき，その逆フーリエ変換である干渉波形の半値幅が狭くなり高精度にピークを求めることができる．

2.3.4 光コムによるパルス干渉

光コムのスペクトルが広帯域に等間隔で並ぶモードの集まりとなることは既に述べた。楕形関数のフーリエ変換がまた楕形関数となることが知られている。よって、楕形関数とみなせる光コムのスペクトラムのフーリエ変換である干渉波形も楕形関数となる。つまり、繰り返し周波数の逆数に対応した間隔で、干渉波形列が並ぶことになる。よってゼロ光路差ではない点で干渉波形が得られることになる。これが周波数領域から見たパルス干渉の原理である。

次に時間領域から考える。図 2.10 にマイケルソン干渉計をベースとしたパルス干渉計を示した。光コム光源からはパルス間隔に応じた時間ごとにパルスが照射される。ここで、干渉計の片方の腕がもう一方よりもパルス間隔の半分だけ長い場合を考える。この場合、長腕側のミラーであるパルスが反射されビームスプリッタに戻るとき、短腕側ではその次のパルスがビームスプリッタに戻ってくる。これらのパルスは干渉を引き起こし、フォトディテクタで観測される。よって、パルス間隔の半分の整数倍ごとに干渉波形が得られることになる。

以上のようにして得られた干渉波形列に対して、光路差がゼロになる点で発生する干渉波形 ($m = 0$) を 0 次の干渉波形 (ゼロフリンジ)、パルス間隔の半分の整数倍の点で発生する干渉波形 ($m = \pm j$) を $\pm j$ 次の干渉波形として定義する。

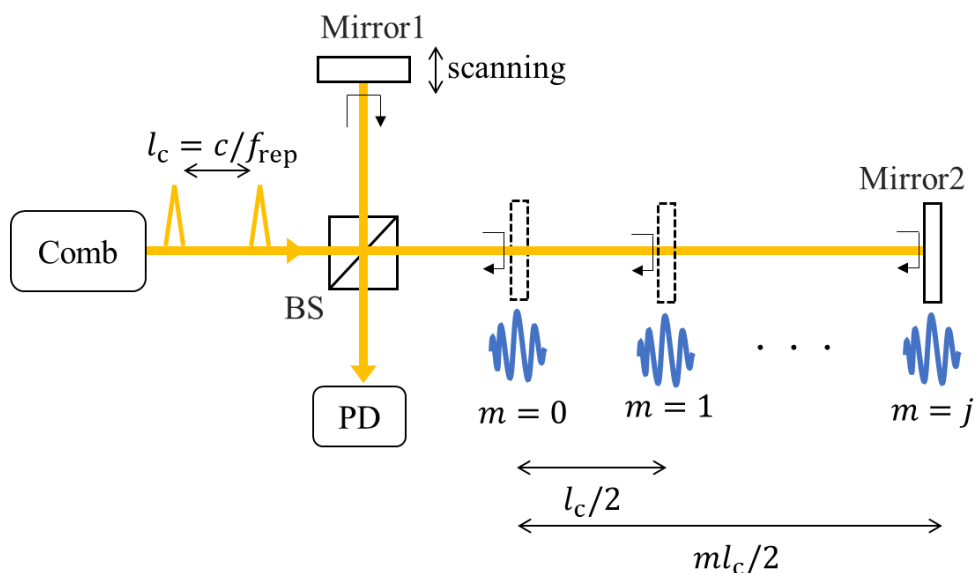


図 2.10 パルス光源を用いた干渉波形の生成
パルス間隔の半分ごとに干渉波形が生成される

2.3.5 パルス干渉法による絶対測長

パルス干渉法を用いて、任意の位置に干渉波形を発生させることにより絶対測長を行うことができる[Ye 2004].

このときの光学系を図 2.11 に示した. Reference と Target の間の絶対距離を測定する場合を考える. このとき Reference は半透明体として考える. 光コムより出射された光はビームスプリッタにより分割され, 走査腕と測定腕に導かれる. 走査腕ではスキャニングミラーが短距離を走査しており, その変位はモニタリングされる. 測定腕で Reference 及び Target で反射された光は, 走査腕でスキャニングミラーにより反射された光とビームスプリッタで合成され, フォトディテクタで観測される.

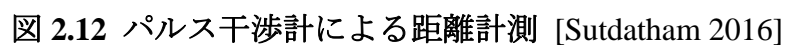
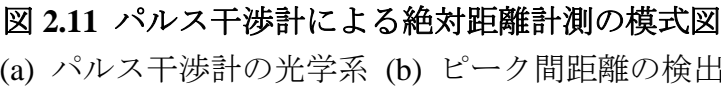
パルス干渉の特性により, Reference による干渉波形はパルス間隔の半分の整数倍離れたところにも存在し, 見かけ上 Reference がそれらの地点にあるのと同様に扱える. Reference と Target 間の距離をパルス間隔の半分の整数倍近傍となるようなとき, 見かけ上の Reference と Target による干渉波形が近傍に存在し, 両者による干渉波形が走査腕でのスキャニングにより, 同時に観測されることになる. このとき Reference と Target 間の絶対距離 L は下式により求められる.

$$n_{\text{ag}}L = \frac{jl_c}{2} + \Delta l \quad (2.11)$$

ただし, n_{ag} は光源の中心波長における空気群屈折率, j は干渉波形の次数, l_c はパルス間隔, Δl は2つの干渉波形のピーク間距離である. 光コムの特性により, パルス間隔は高精度に絶対値が判明しているため, Δl を高精度に測定することで絶対距離を求めることができる. Δl は測定距離に対して小さい値であるため, スキャニング範囲を小さく抑えることができ, 測定範囲と精度の両面において白色干渉と比較して利点を持つ.

この手法を用いて Sudatham らは 1.5 m 程度の範囲で絶対距離計測を行っている (図 2.12) [Sudatham 2016]. 光コムの後段にエタロンを挿入しているが, これは光コムによる縦モードを間引き, 実質的な繰り返し周波数を高くするよう機能している. この研究での測定の結果, 標準偏差が 10 μm 程度となり, 白色干渉計による測定のとときと比較して大きくなっている. これは, スキャニングステージを直接変位計測していないことに起因する不確かさと, エタロンフィルタによる影響の評価を適切に行っていないことによる不確かさが影響していると考えられ, これらの点において改善の余地がある.

また, 原ら[原 2018]は Sudatham らの干渉計を改良し, ボールレンズをターゲットに用いることで CMM の校正を実現している.



2.4 繰り返し周波数走査によるパルス干渉

前節で、マイケルソン干渉計の片方の腕を走査することにより、絶対距離計測を行う方法について述べた。この手法では走査時に現れる干渉波形間の距離を Δl として利用する。この Δl の測定においては、別途、変位計測を行う必要があり、この精度に最終的な測定結果が依存してしまうという欠点があった。このために先行研究においては、図 2.13 に示したように、安定化 He-Ne レーザを用いて高精度な変位計測を行っているが、複数の基準が必要な点は系の複雑性を上げ、コストが高くなってしまう。

このために本研究では、繰り返し周波数走査によるパルス干渉を用いる。この原理を図 2.14 に示した。繰り返し周波数が走査可能なコムから出射された光は、コリメータにより空間にカップリングされ、二枚のミラーにより反射される。反射光はコリメータで再びファイバにカップリングされ、サーキュレータを通して PD に投射される。ここで、二枚のミラー間の距離を光コムのパルス間隔に近い値にしたときを考える。このとき、二枚のミラーによって反射されたパルス光が同時に PD に入射することになる。そこで、光コムの共振器長を変化させてパルス間隔を走査する、つまり繰り返し周波数を走査すれば、干渉波形を得ることができる。これにより、下式を用いて二枚のミラー間の距離を測定することができる。

$$n_{\text{ag}}L = \frac{jl_c}{2} = \frac{jc}{2f_{\text{rep}}} \quad (2.12)$$

ただし f_{rep} は干渉波形のピーク位置での光コムの繰り返し周波数である。

この手法の特徴として、まず、走査が光コムの繰り返し周波数に紐付けられるため、光コムのパラメタのみを用いて測定を行うことができることが挙げられる。繰り返し周波数は図 2.14 のようにセルフビート信号から周波数カウンタを用いることで測定することができる。これに付随して f_{rep} を走査し、それ自体を周波数カウンタで測定するために、2.3.5 節での測定等で問題となる走査の幾何学的誤差に付随する問題の影響を受けない。また、光源に繰り返し周波数走査の機能が必要となるものの、光源外の光学系についてはシンプルなものとなる。更に、セルフビート信号は RF 領域で測定が可能であるため、容易にトレーサビリティを取ることができる。

このような利点があるが、測定範囲を大きく取るためには、繰り返し周波数走査範囲の大きな光コムを用いることが必要である。一般にはこのような光源は市販されていないため、これを製作する必要がある。このために本研究では第4章で必要な光コムを製作している。また、光源構成による制限によって測定範囲が制限を受ける。この点については第3章で述べるように、提案手法におけるエタロン長測定においては問題とならない。よって、繰り返し周波数走査による干渉波形取得は提案手法に適し

ており，これを用いる．

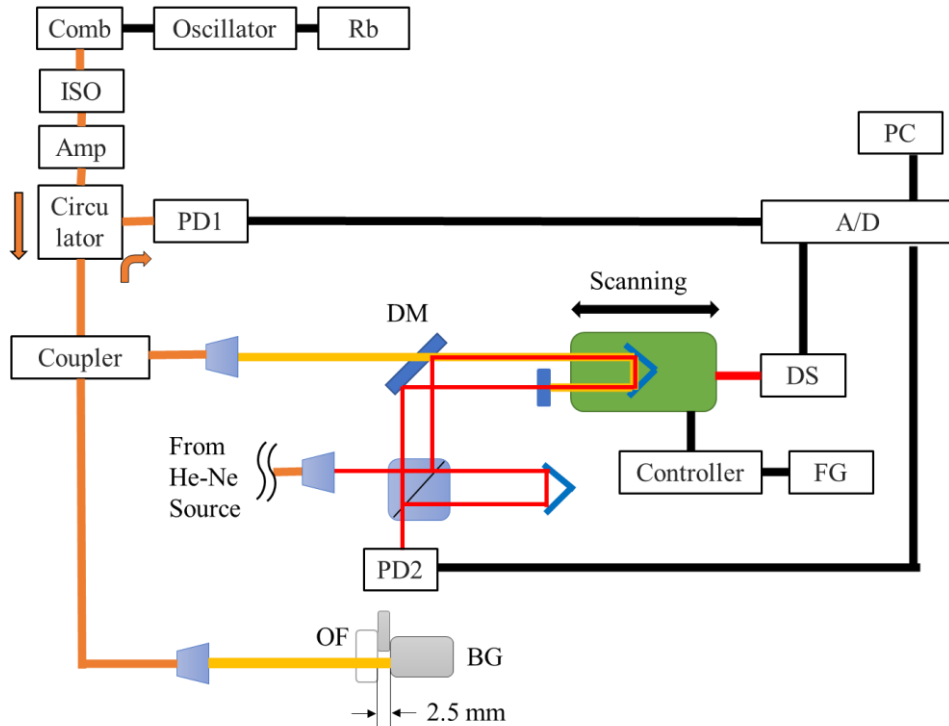


図 2.13 光コムパルス干渉を用いた絶対距離計測[増田 2019]

走査部において He-Ne レーザを光コムと同軸に入射させるなど複雑な光学系となる

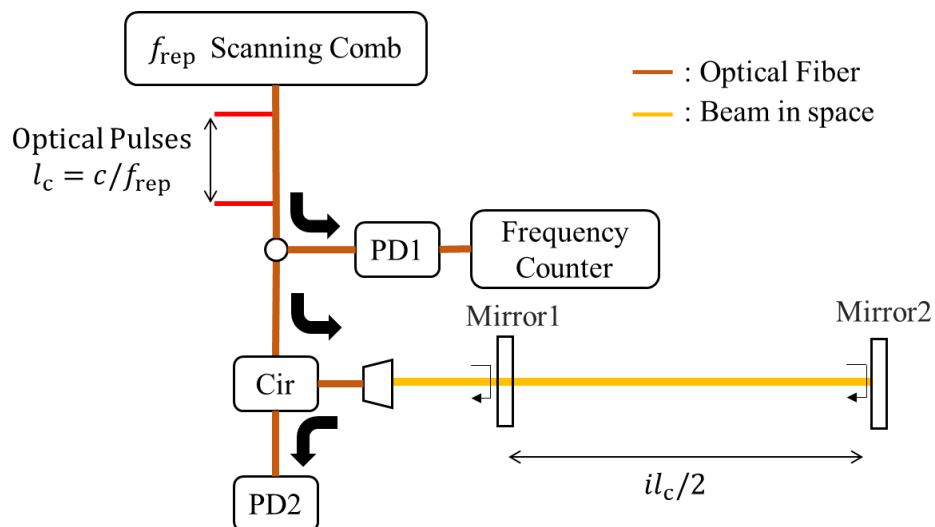


図 2.14 繰り返し周波数走査によるパルス干渉の光学系

パルス間隔（繰り返し周波数と対応）がミラー間の距離と等しくなるとき干渉波形を生じる

2.5 干渉波形のピーク決定

2.3 節で考えたような白色干渉法やパルス干渉法においては，干渉波形の包絡線のピーク決定精度は測定に直接的な影響を与える．よって適切で効率的なアルゴリズムを用いる必要がある．このために多くのアルゴリズムが提案されている[Caber 1993, Chim 1992, De Groot 1995, Dandliker 1992]が，本研究では後述のヒルベルト変換法を用いて測定を行った．

2.5.1 二乗法

干渉信号を二乗してローパスフィルタをかけることにより包絡線を取り出す手法を以下に記す[Caber 1993]．

ここで干渉計の時間遅れを τ ，干渉波形の強度信号の AC 成分を $I(\tau)$ とおくと， $I(\tau)$ は

$$I(\tau) = I_0(\tau) \cos(\omega\tau - \phi) \quad (2.13)$$

とおける．ここで $I_0(\tau)$ は $I(\tau)$ の振幅（包絡線）である．よってこれを二乗することにより，

$$\begin{aligned} I^2(\tau) &= I_0^2(\tau) \cos^2(\omega\tau - \phi) \\ &= \frac{1}{2} I_0^2(\tau) (1 + \cos 2(\omega\tau - \phi)) \end{aligned} \quad (2.14)$$

となるのでこの信号にローパスフィルタをかけ， $\cos 2\omega\tau$ 成分を消去することにより，強度信号の振幅，つまり包絡線が取り出せる．この包絡線のピークを干渉波形のピークとする．実際の信号に対してこのアルゴリズムを用いた様子を図 2.15 に示した．

ただし，この手法を用いるときにはローパスフィルタのカットオフ周波数が大きな影響を持つパラメタとなるので留意する必要がある．

本論文では，この方法を **Square Low-pass Method**（SL 法）とする．

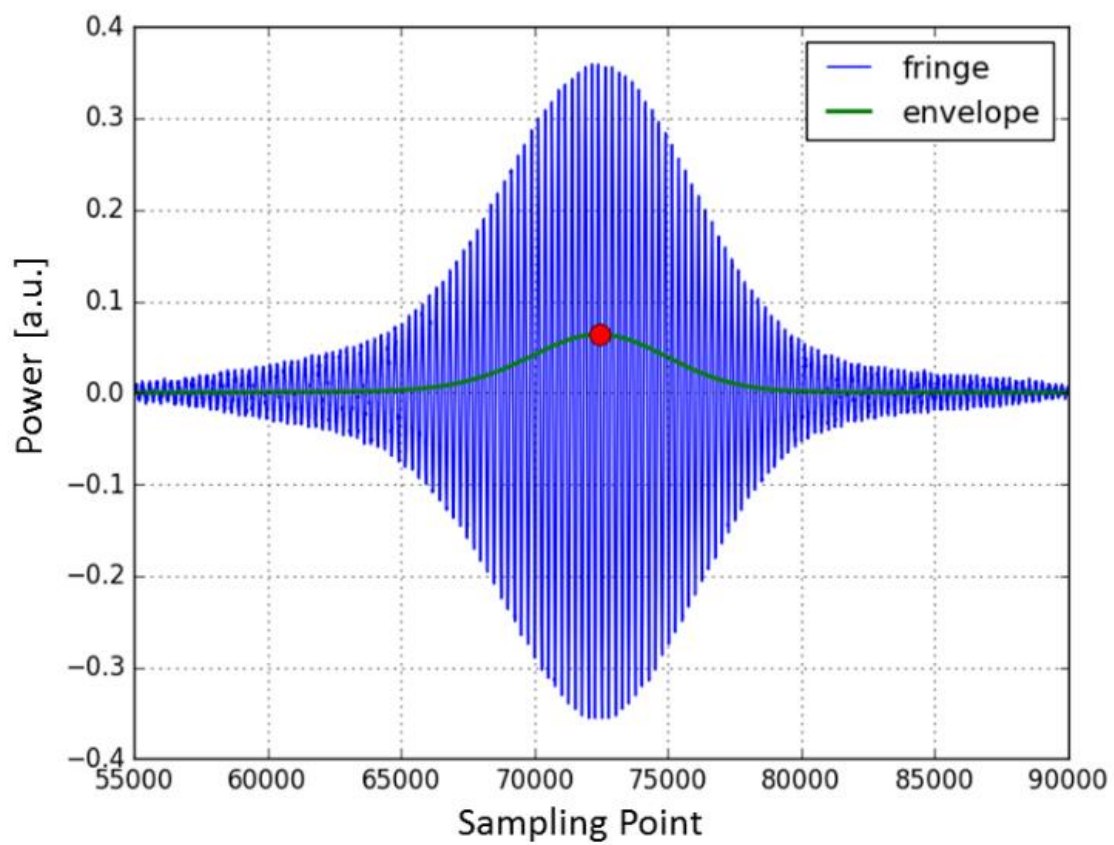


図 2.15 ローパス法によるピーク決定

2.5.2 ヒルベルト変換法

ヒルベルト変換により包絡線を求める手法を以下に記す[Dandliker 1992].

ある実信号 $S(t)$ に対して，解析信号 $\varepsilon(t)$ を

$$S(t) = \text{Re}[\varepsilon(t)] \quad (2.15)$$

としたとき， $\varepsilon(t)$ を求める操作をヒルベルト変換という．

また，干渉波形の強度信号 $I(\tau)$ に対して，

$$\begin{aligned} I(\tau) &= I_0(\tau) \cos(\omega\tau - \phi) \\ &= \text{Re}[A(\tau)e^{-i\omega\tau}] \\ &= \text{Re}[\varepsilon(\tau)] \end{aligned} \quad (2.16)$$

としたとき，（ただし， $A(\tau) = I_0(\tau) \exp(-i\phi)$ ）

$$|\varepsilon(\tau)| = |A(\tau)| \quad (2.17)$$

となるため，解析信号の絶対値をとることで信号の振幅（包絡線）を求めることができる．なお，実際の信号に対してこのアルゴリズムを適用したときには図 2.16 のようになる．ここで見られる通り，包絡線には帯域制限による復号の不完全性や環境の影響を受け，ノイズがのるため，まだ正確にはピークを決められない．よってさらに，ガウシアンフィッティングを適用してピークを決定した．具体的なアルゴリズムについては Levenberg-Marquard 法による非線形最小二乗法を用いた．この様子を図 2.17 に示した．この手法においてはガウシアンフィッティングにおけるフィッティング範囲が重要なパラメタになる．

本論文でも，この方法を Hilbert Gaussian Method（HG 法）とする．

前節の SL 法では，干渉波形の走査速度等に依存して最適なパラメタが変化してしまうという欠点がある．HG 法におけるパラメタはフィッティング範囲であるために，走査等のパラメタに依存せず，安定的にピーク決定を行うことができる．このとき包絡線の半値全幅程度の範囲をフィッティング範囲とすることで測定結果が安定し，本研究でもこの範囲をフィッティング範囲とする．

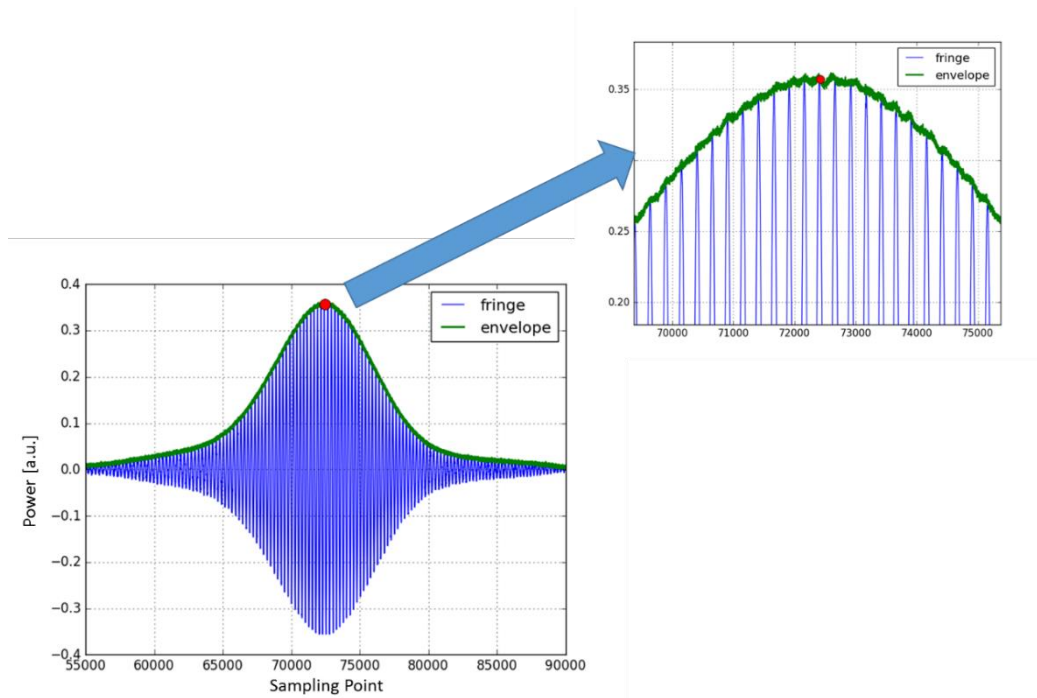


図 2.16 ヒルベルト変換による干渉波形，右上は拡大図

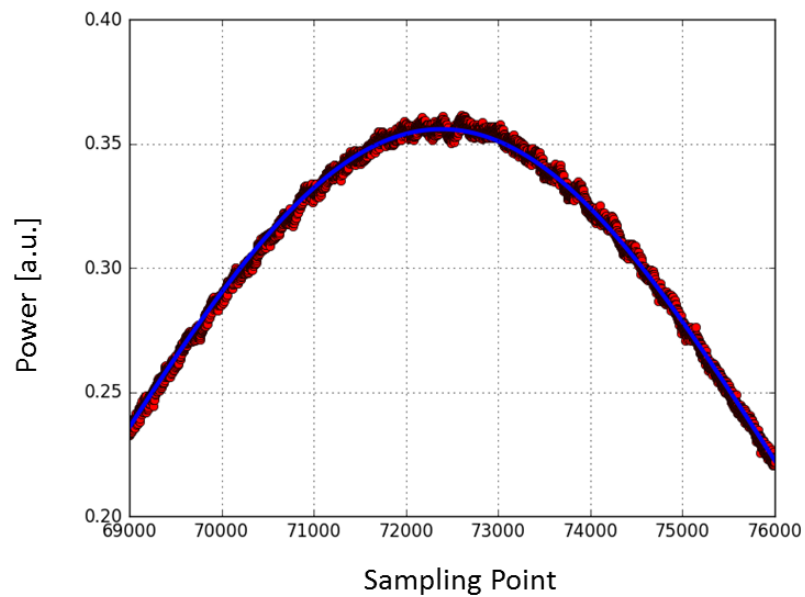


図 2.17 ガウシアンフィッティングの様子
実験的に得られた干渉波形に対して適用されている

2.6 結論

本章では光コムの基礎的事項及びパルス干渉による絶対長計測の理論を説明した。

まず、単色光の干渉及び白色干渉の理論を説明した。これを発展させる形で、腕の長さの異なるマイケルソン干渉計における光コムパルス干渉について説明した。さらに光コムの特有のパラメタである繰り返し周波数の走査によっても干渉が得られることを示した。この手法は光学系のシンプルさやトレーサビリティの取りやすさにメリットがある。一方で、走査範囲に制限がかかることがデメリットとなるが、このデメリットは、第3章で提案するエタロン長測定手法では問題とならない（これについては第3章で説明する）。よって本研究では、これを主に用いることとした。

また、干渉波形のピーク決定について、二種の手法を示し整理した。この中でヒルベルト変換法は、計算時のパラメタが走査速度等の要因に依存しないために安定的であり、これを用いる。

第2章において、光コムパルス干渉とそれを用いた絶対長計測手法について整理できた。このことは、次章以降で提案されるエタロンの多重反射を用いた光コムパルス干渉の理論の基礎となり、その実行可能性を保証する。また、これに留まらず、第7章のような新しい応用計測を実現する土台となる。

第3章 光コムパルス干渉とエタロン

多重反射によるエタロン絶対長計

測手法の提案

3.1 はじめに.....	36
3.2 エタロンの原理と応用.....	37
3.3 エタロンを用いたセンシング.....	42
3.4 提案手法の原理.....	43
3.5 提案手法におけるパラメタ.....	46
3.6 測定精度の干渉光強度に対する依存性の検証.....	51
3.7 結論.....	55

3.1 はじめに

本章では新しく，光コムパルス干渉とエタロン多重反射によるエタロン絶対長計測手法を提案する．

まず，3.2 節でエタロンに関する基本的事項を整理し，3.3 節でこれを用いたセンシングについて説明する．3.4 節で提案手法の原理について示し，3.5 節で提案手法の特性から各種パラメタについて整理し，実現に必要な素子及び条件を求める．3.6 節では，計測に必要な光強度について実験的に検討を行う．

3.2 エタロンの原理と応用

本節ではエタロンの基本的な原理とその性能を示すパラメタである FSR(Free Spectrum Range)とフィネスについて説明する．定式化は[ヤリブ 1988]をもとに行った．

エタロンは二枚のミラーを用いて構成する光共振器である．この様子を図 3.1 に模式的に示した．二枚のミラーのエネルギー反射率をそれぞれ， R_1, R_2 とする．また，共振器の幾何学長を L_e （共振器の一周長が $2L_e$ ）として，エタロンを一周する際の損失割合を A とする．このとき，ミラーでの損失は考えない．

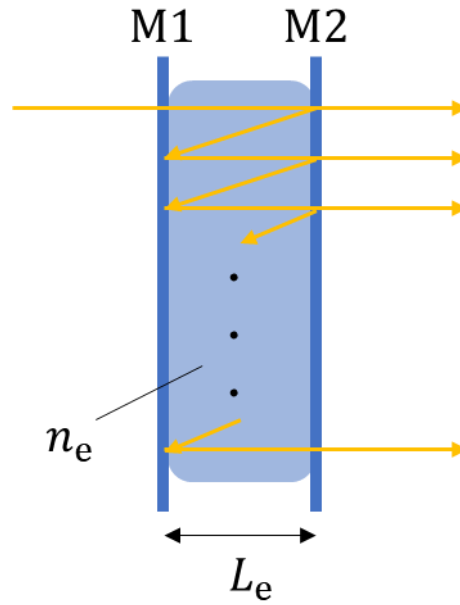


図 3.1 エタロンのモデル

M1 及び M2 はミラーであり，媒質を挟んでエタロンを構成している

エタロンに入射する電場を E_i ，透過する電場を E_t とする．共振器を一周する際の位相変化を ϕ とおく．このとき

$$\phi = \frac{4\pi L_e}{\lambda_e} = \frac{4\pi f n_{et} L_e}{c} \quad (3.1)$$

である．ただし，エタロン内での光の波長を λ_e ，エタロンの屈折率を n_{et} とする．よって透過光の電場は

$$\begin{aligned}
 E_t &= \sqrt{1-R_1}\sqrt{1-R_2}(1-A)^{\frac{1}{4}} \exp\left(\frac{i\phi}{2}\right) E_i \\
 &+ \sqrt{1-R_1}\sqrt{1-R_2}(1-A)^{\frac{1}{4}} \exp\left(\frac{i\phi}{2}\right) \left(\sqrt{R_1R_2(1-A)} \exp(i\phi)\right) E_i \\
 &+ \sqrt{1-R_1}\sqrt{1-R_2}(1-A)^{\frac{1}{4}} \exp\left(\frac{i\phi}{2}\right) \left(\sqrt{R_1R_2(1-A)} \exp(i\phi)\right)^2 E_i \\
 &+ \dots \\
 &= \sqrt{1-R_1}\sqrt{1-R_2}(1-A)^{\frac{1}{4}} \exp\left(\frac{i\phi}{2}\right) \left\{ \sum_{j=0}^{\infty} \left(\sqrt{R_1R_2(1-A)} \exp(i\phi)\right)^j \right\} E_i \\
 &= \frac{\sqrt{1-R_1}\sqrt{1-R_2}(1-A)^{\frac{1}{4}} \exp\left(\frac{i\phi}{2}\right)}{1 - \sqrt{R_1R_2(1-A)} \exp(i\phi)} E_i
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

となる．入射光強度を I_i ，透過光強度を I_t とすれば，

$$\begin{aligned}
 \frac{I_t}{I_i} &= \frac{|E_t|^2}{|E_i|^2} \\
 &= \frac{(1-R_1)(1-R_2)\sqrt{1-A}}{1 + R_1R_2(1-A) - 2\sqrt{R_1R_2(1-A)}\cos\phi}
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

である．よってその透過スペクトラムは図 3.2 のようになり，共振ピークが現れる．このとき，共振ピークは R_1 及び R_2 が大きいほど鋭くなることが見て取れる．この共振条件は m を整数として，

$$\phi = 2m\pi \tag{3.4}$$

$$\therefore f = \frac{mc}{2L_e n_{et}} \tag{3.5}$$

である．共振ピーク間の周波数間隔はFSR(Free Spectrum Range)として定義され，

$$\text{FSR} = \frac{c}{2L_e n_{et}} \tag{3.6}$$

である．

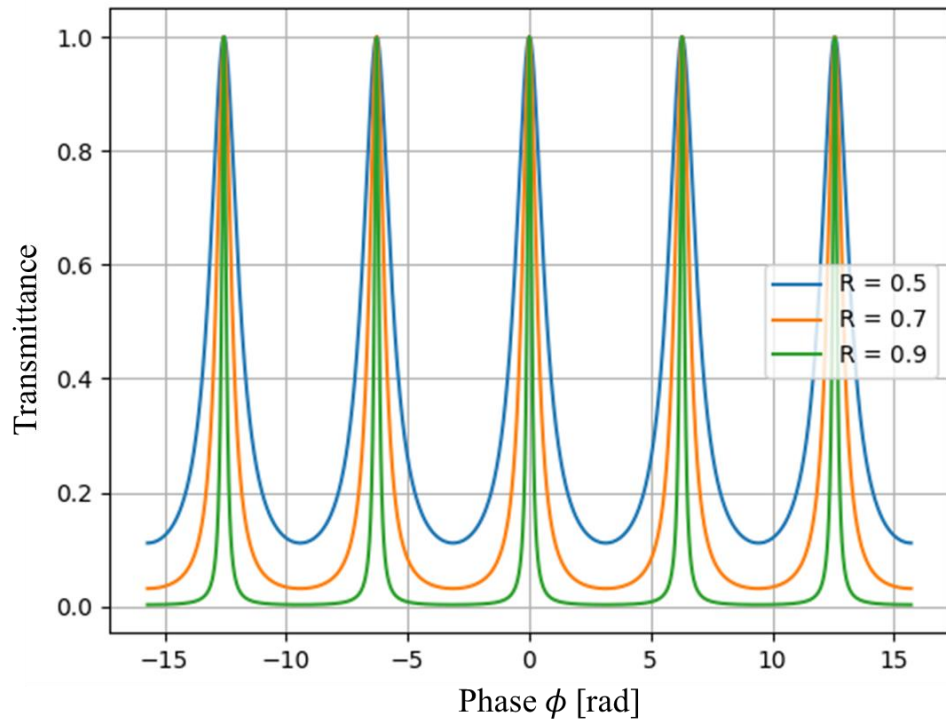


図 3.2 エタロンの透過スペクトラム

$R_1 = R_2 = R$ としている

等間隔に楕形のモードが並ぶ

また、共振の鋭さを示すフィネスは一つの共振の櫛についての半値全幅 (Full Width Half Length, FWHM) を用いて下式のように定義される。

$$F = \frac{\text{FSR}}{\text{FWHM}} \quad (3.7)$$

ただし、フィネスを F とした。FWHM について、透過光強度が共振ピークの半分となるとき、

$$k = \sqrt{R_1 R_2 (1 - A)} \quad (3.8)$$

として、そのときの位相を ϕ_h とすれば、式(3.3)より

$$\frac{(1 - R_1)(1 - R_2)\sqrt{1 - A}}{1 + k^2 - 2k\cos\phi_h} = \frac{1}{2} \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)\sqrt{1 - A}}{1 + k^2 - 2k} \quad (3.9)$$

$$\cos\phi_h = 1 - \frac{(1 - k)^2}{2k} \quad (3.10)$$

$$\phi_h = 2m\pi \pm \cos^{-1} \left\{ 1 - \frac{(1 - k)^2}{2k} \right\} \quad (3.11)$$

である。このときの周波数 f_h とすれば、

$$f_h = m\text{FSR} \pm \frac{\text{FSR}}{2\pi} \cos^{-1} \left\{ 1 - \frac{(1 - k)^2}{2k} \right\} \quad (3.12)$$

である。よって FWHM は

$$\text{FWHM} = \frac{\text{FSR}}{\pi} \cos^{-1} \left\{ 1 - \frac{(1 - k)^2}{2k} \right\} \quad (3.13)$$

である。

フィネスは

$$\begin{aligned}
 F &= \frac{\text{FSR}}{\text{FWHM}} \\
 &= \frac{\pi}{\cos^{-1} \left\{ 1 - \frac{(1-k)^2}{2k} \right\}} \\
 &= \pi \left[\cos^{-1} \left\{ 1 - \frac{\left(1 - \sqrt{R_1 R_2 (1-A)} \right)^2}{2\sqrt{R_1 R_2 (1-A)}} \right\} \right]^{-1}
 \end{aligned} \tag{3.14}$$

と表される．

定性的には反射率が高く，損失が少ないほどフィネスが大きく，共振器長が大きいほど **FSR** が小さくなる．

このようなエタロン共振器は，周波数フィルタとして用いられる．高フィネスのものをを用いることで狭帯域の周波数フィルタとして機能し，センサや精密分光の分野で多く用いられている[Islam 2014]．

また，センシング用途としても重要な役割を果たし，エタロン光学長を外部環境と紐づけることでセンサとして利用することができる．これについては次節で詳細を述べる．

3.3 エタロンを用いたセンシング

前節で説明したエタロンについて、この光学長を外界のパラメータ（温度、歪等）と紐づけてセンサとして用いることができる。

このときの測定系全体のコンセプトを図 3.3 に示した。光源からの光はファイバを通して遠方にあるファイバエタロンセンサに対して導入される。ファイバエタロンセンサは測定対象に貼り付けられていて、対象の温度や歪によりファイバエタロンセンサの長さが増える。ファイバエタロン中に導入された光は、この長さ情報により何らかの変調を受け、その情報は再びファイバを通して、解析機構に送られそこで長さ情報として読み取られる。これにより、対象の温度や歪情報を得ることができる。この手法では、光軸に沿った情報の分布を取得する分布型のセンサと異なり、エタロン全体での平均的な光学長に基づいてセンシングを行っている。

このようなポイント型のセンサは、光スイッチやその他の機構を用いて多重化され、ひとつの光源及び解析機構で複数の点の情報を得ることができる。

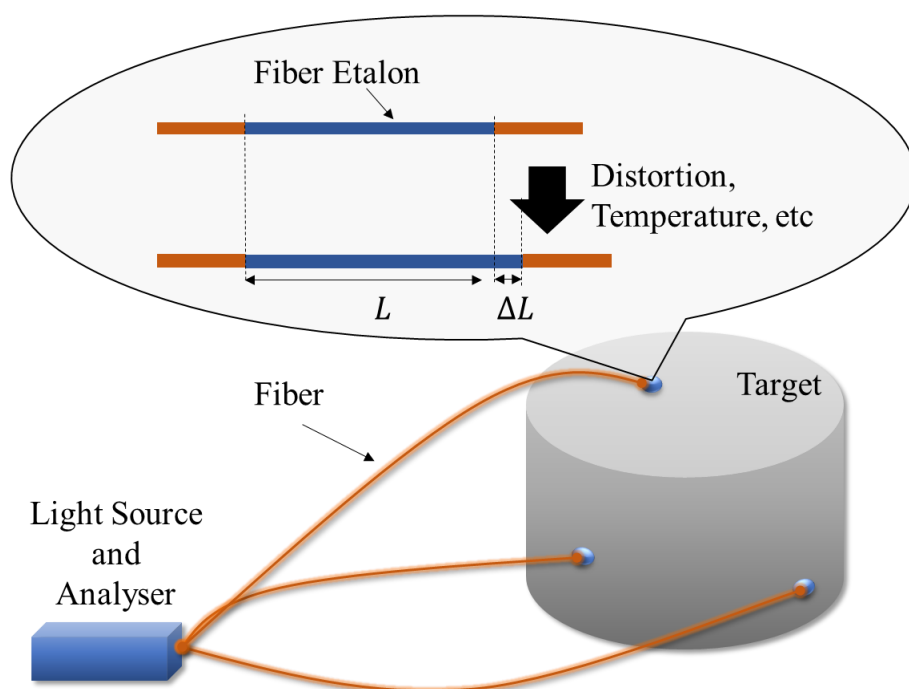


図 3.3 エタロンファイバセンサの測定モデル

ターゲットの温度や歪等の情報がファイバ長さの変化と紐づけて得られる

これを用いたセンサは第一章で説明した Extrinsic Fabry-Perot Interferometric (EFPI) センサとして研究されている。本研究では、光コムパルス干渉を用いることで、シンプルで多点計測が可能な測定系で 10^{-8} オーダの高分解能な絶対長計測が可能なセンシングシステムの開発を目指す。

3.4 提案手法の原理

本研究では、先述のエタロンと光コムを用いて、新しいエタロン絶対長測定手法を提案する。これはそれぞれの共振器長がハーモニックな関係になる場合に起きる現象を利用するものである。この原理について本節で説明する。ここでは、説明をシンプルにするため、エタロンを空間エタロンとして表示する。

エタロンにコムからのビームを導入すると、ビームは多重反射され、往復のエタロン長の整数倍に等しい多重遅延を持つことになる。図 3.4 は、光コムがファイバエタロンに導入された場合を示している。光コムパルスはエタロン多重反射により遅延を持って、多数のパルスが PD において観測される。図 3.4(a)では一般の場合($l_c \neq 2ml_e$)について示している。このとき、十分反射率の高いエタロンを仮定すれば、エタロンによって多重反射された光コムパルスは、次の光コムパルスと時間的に近い領域に存在するようになる。さらに図 3.4(b)のようにエタロンと光コムのパルス間隔が一定の条件を満たすとき ($l_c = 2ml_e$)、隣接する光コムパルス同士が時間的に重なり合うような状況となる。このとき干渉が発生する。これを整理すると、式(3.15)及び式(3.16)のような条件において干渉波形が発生することとなる。

$$\frac{l_c}{2} = ml_e \quad (3.15)$$

$$l_e = \frac{l_c}{2m} = \frac{c}{2mf_{rep}} \quad (3.16)$$

ここで、 l_e はエタロン光学長である。式(3.16)より干渉時の f_{rep} を求めることでエタロン光学長を求めることが可能である。実際の信号取得においては、 f_{rep} を走査することにより、干渉波形を取得し、そのピーク時の f_{rep} を求めることとなる。また、式(3)より、 m で除算されるため、 l_e の測定精度の向上が見込まれる。パルス干渉のピーク決定の繰り返し精度はおよそ<100 nm 程度であるため、 $m = 20$ の場合、 l_e のピーク決定時の繰り返し精度はおよそ 5 nm となる。また、測定可能な長さは、主に光コムのパルス間隔とエタロンの反射率によって主に制限されるので、100 nm を超える測定が可能である。エタロン長さは(3.16)式より f_{rep} と紐付けられ、この光コムの繰り返し周波数はセルフビート現象を用いることで容易に RF 周波数標準と結びつけることが可能であり、トレーサビリティを確保できる。これらの特徴が、図 3.4 のようなシンプルなシステムで実現可能である。

この手法の特徴を総括すれば、光コムとエタロンの多重反射を利用することにより、その比に応じた高精度化を実現している。また、光コムの性質を利用した繰り返し周波数の走査によって、高精度な波長計測を必要としないシンプルな系で高精度な走査と測定を行っている。

図 3.4 は空間エタロンを対象としているが、センサとして用いる際にはこれをファイバエタロンで置き換える．このファイバエタロンを測定対象に設置することで、その温度や歪をセンシングする．これについては第 6 章で詳しく説明する．

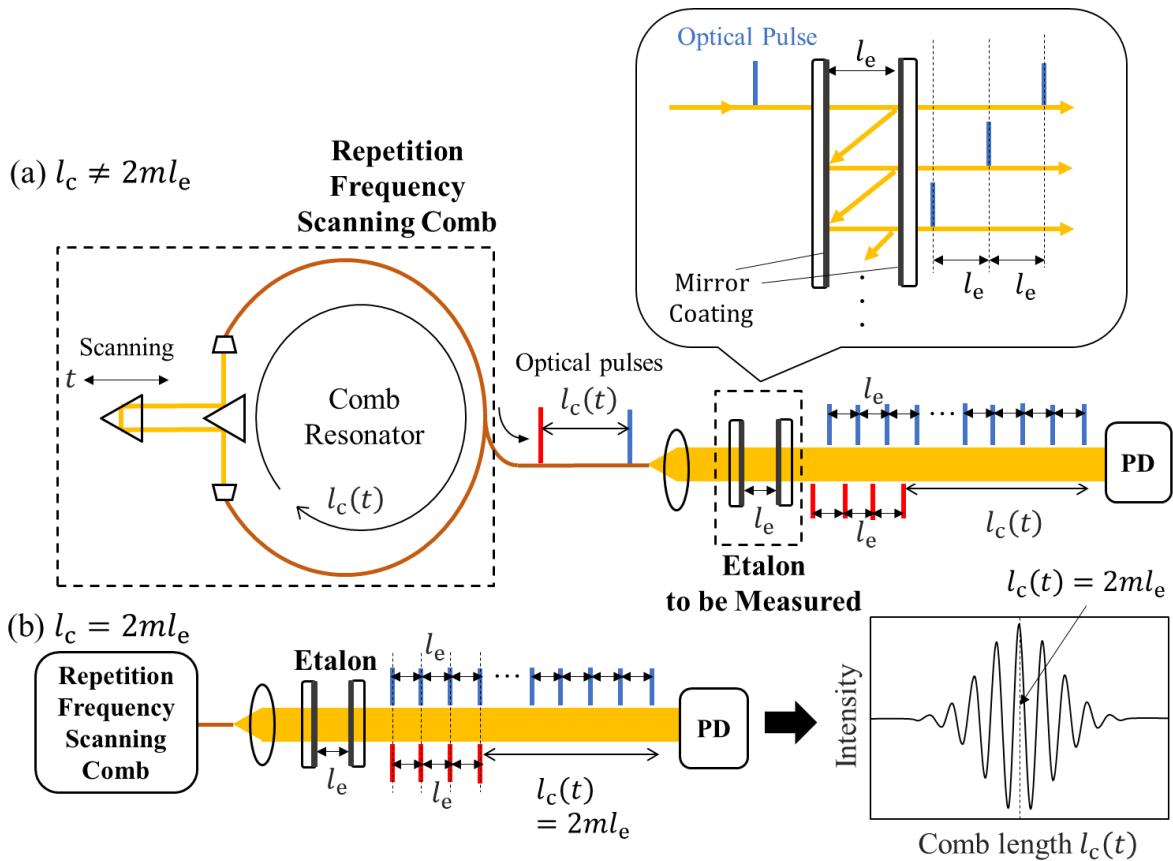


図 3.4 提案手法によるエタロン長測定

(a)一般の場合 (b)光コム共振器長とエタロン長がハーモニックな関係となるとき
(b)の場合，エタロンを素通りした光と多重反射を受けた光が干渉し，干渉信号が得られる

また，干渉波形は特定の繰り返し周波数の位置に局在するため，エタロン長を少しずつずらすことで，複数のエタロンからの干渉波形を一括で取得することができる．それぞれからの干渉波形は異なる位置に生じるため，適切な設計により相互的な影響は避けられる．このときの系を図 3.5 に示した．図 3.5 では三個のエタロンを並列に接続している．このときそれぞれのエタロン長に対応した光コム共振器長（繰り返し周波数）で干渉波形を生じる．これらをずらすことで，一挙に干渉波形を取得し，多点計測を行うことができる．

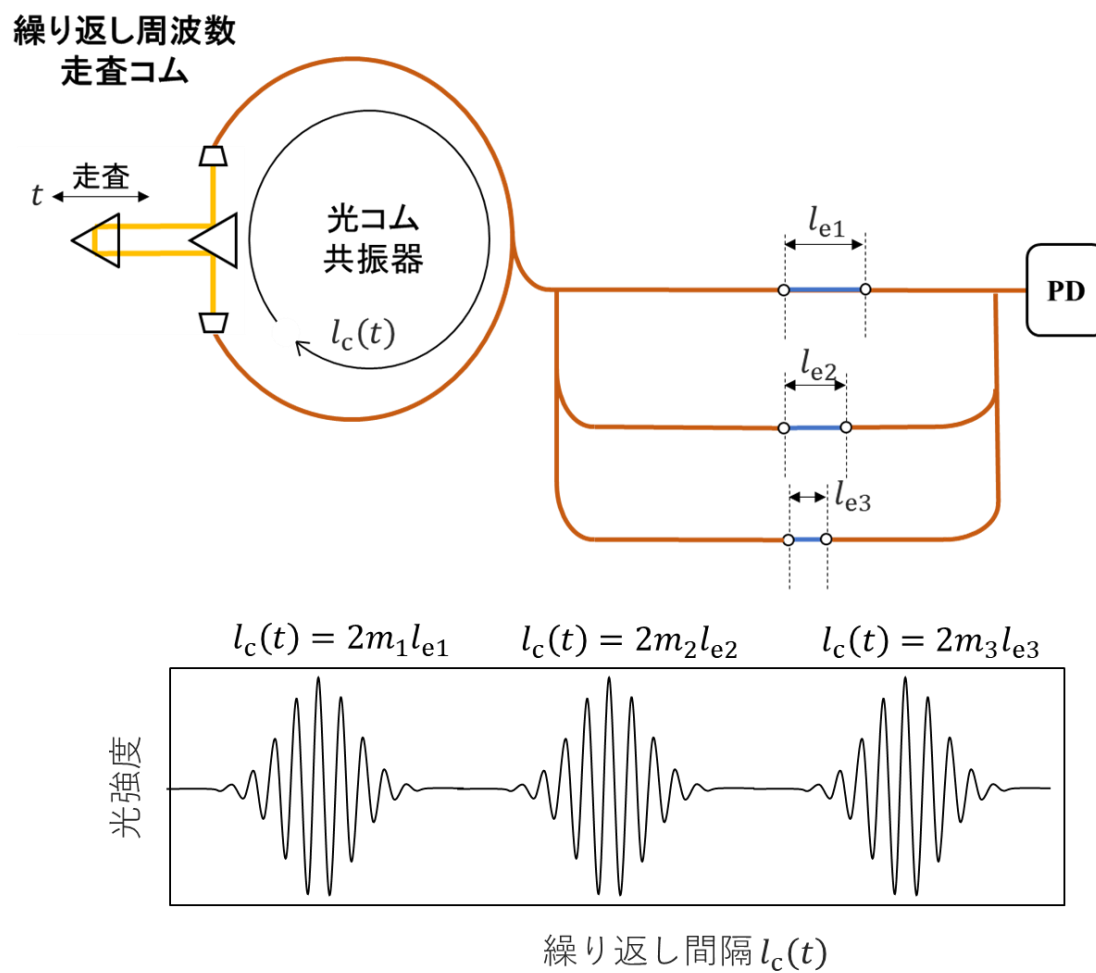


図 3.5 提案手法の多点計測時のセットアップ

それぞれのエタロン長をずらすことで、複数の干渉波形を一挙に取得できる

3.5 提案手法におけるパラメタ

ここでは，測定精度と各パラメタの依存関係について，整理する．

エタロン長測定の精度の各パラメタに対する依存関係を示したのが，図 3.6 である．

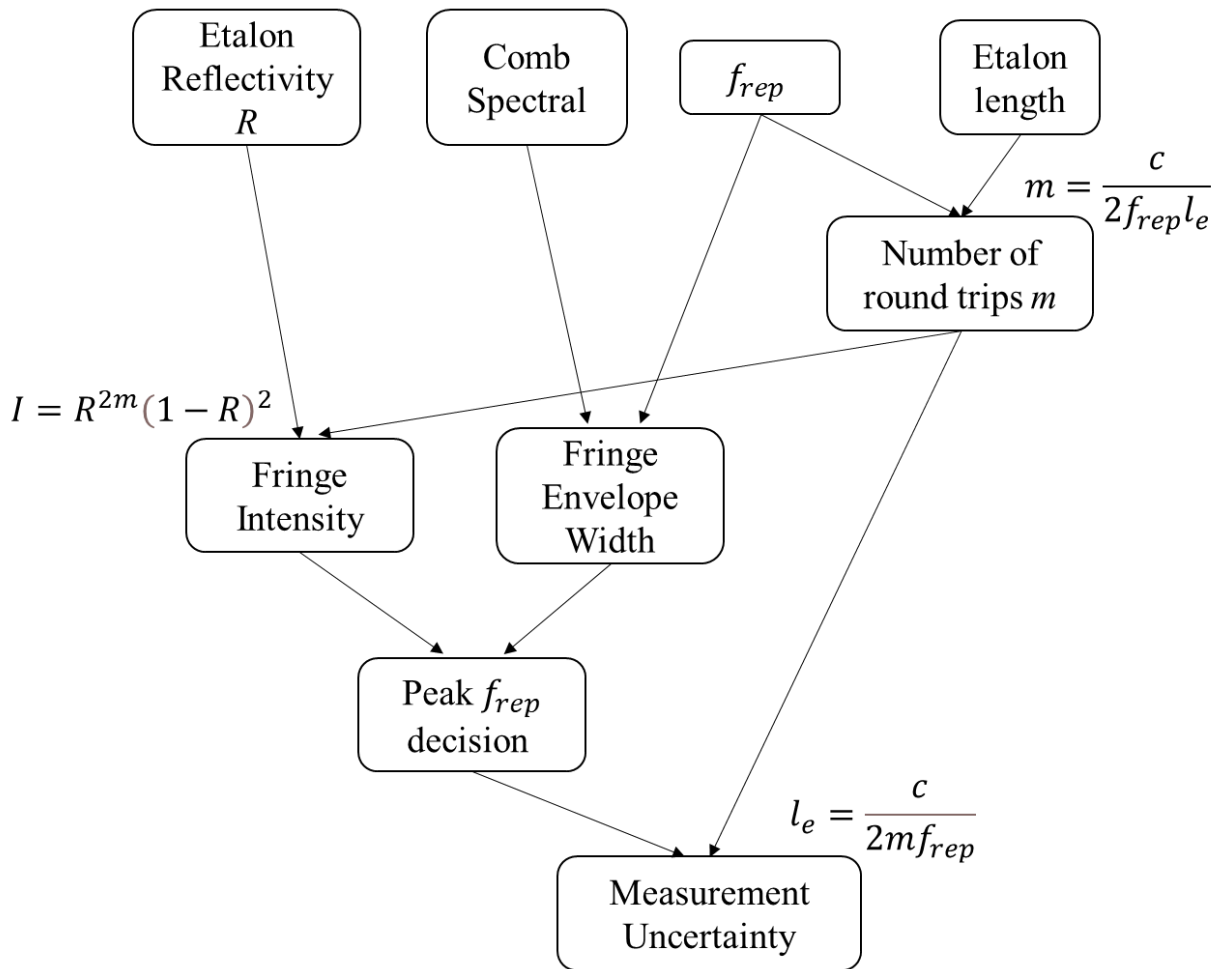


図 3.6 提案手法によるエタロン長測定時の各パラメタの依存関係

提案手法におけるエタロン長測定の精度全体は，干渉波形のピークにおける繰り返し周波数の決定精度及び往復回数 m に依存する．

往復回数に対する依存性は式により示されて，その精度は往復回数 m に反比例する．

$$l_e = \frac{c}{2mf_{rep}} \quad (3.17)$$

往復回数 m はコムの繰り返し周波数及びエタロン長の比で決定され，下式で示される．

$$m = \frac{c}{2f_{rep}l_e} \quad (3.18)$$

コムの繰り返し周波数が小さいほど、またはエタロン長が小さいほど、往復回数は大きくなり、エタロン長計測の絶対精度向上につながる。

ピーク決定の精度については干渉波形の強度及び干渉波形の幅に依存する。一般的に干渉波形の強度が強いほど、SN 比が向上し、計測精度は向上する。

干渉波形の強度は隣り合うパルス間で完全に干渉する場合、エタロンによる反射を考えて、下式によって与えられる。

$$I = R^{2m}(1 - R)^2 \quad (3.19)$$

ただし、 I は干渉強度、 R はエタロンミラーの反射率である。往復回数を増やすとき、干渉強度が減少するが、(3.17)式より、エタロン長決定の精度は向上する。また、往復回数に依存して最適な反射率 R が存在する。

干渉波形の幅は光コム自体のスペクトル形状と幅に依存し、幅が大きいほどシャープな干渉波形が得られる。また、干渉波形の幅は f_{rep} の二乗に反比例するため、これが小さい方が精度的に有利である。

これらの制約を考え、機器による制限を考慮して各パラメタを決定する必要がある。通信波長帯の光コムを用いるとき通常のパルス干渉におけるピーク決定の精度は<100 nm 程度であるため、数 nm 以下の精度を目標とするととき余裕を持って $m = 20$ 以上とすることが望ましい。

$m = 20 - 25$ での m 往復後の光強度をエタロンミラーの反射率に対してプロットしたものが図 3.8 である。このグラフから $m = 20 - 25$ 程度においてエタロンミラーの反射率は $R = 0.94 - 0.96$ 程度で最大値をとると考えられる。理想的にはこの付近の反射率のミラーを用いるのが望ましい。また、これらのパラメタ設定により、入力光に対して 0.03%程度、ミラーで反射されずに透過する光に対して 12%程度の反射光が得られると考えられ、これらの値が十分であるかは検討の必要がある。測定精度の光強度に対する依存性については、3.6 節で実験的に検証する。

次に、必要な繰り返し周波数走査範囲について考える。これが小さいときには、走査範囲内に目標とする干渉波形が存在せず ($l_c = 2ml_e$ となる l_c が走査範囲内に存在しない)、干渉波形を見つけることができない。 $l_c = 2ml_e$ の式を考えると、 l_c が m の逆数分の割合の走査範囲を持つときに、走査範囲内に $l_c = 2ml_e$ となるときの干渉と、 $l_c = 2(m + 1)l_e$ となるときの干渉の両者が現れることとなる。例えば $m = 20$ のときには5%程度の繰り返し周波数走査範囲が必要である。図 3.7 に 5%の繰り返し周波数走査

範囲を持つときの測定可能なエタロン長の範囲をバーとして示した. $m = 20$ 付近で前後の m のバーの範囲が被る, つまり, この付近のエタロン長は必ず測定できることとなる. ここから, $m = 20$ 以上のときに, 必要な繰り返し周波数走査範囲は 5%程度であることが分かる.

第5章の実験におけるパラメタである, $R = 0.94$, 光コムスペクトルを中心波長 1555 nm, FWHM 40 nm のガウシアン, $f_{rep} = 34.2$ MHz, 往復回数 $m = 25$ として, それぞれの光コムのモードから干渉波形を生成し重ね合わせることで, シミュレーションしたものが図 3.9 である. このとき, 内部のキャリア波の周期は 6.085Hz, 干渉波形の半値全幅は 285 Hz になっている. 第5章では, これらの値を実際の干渉波形と比較し評価する.

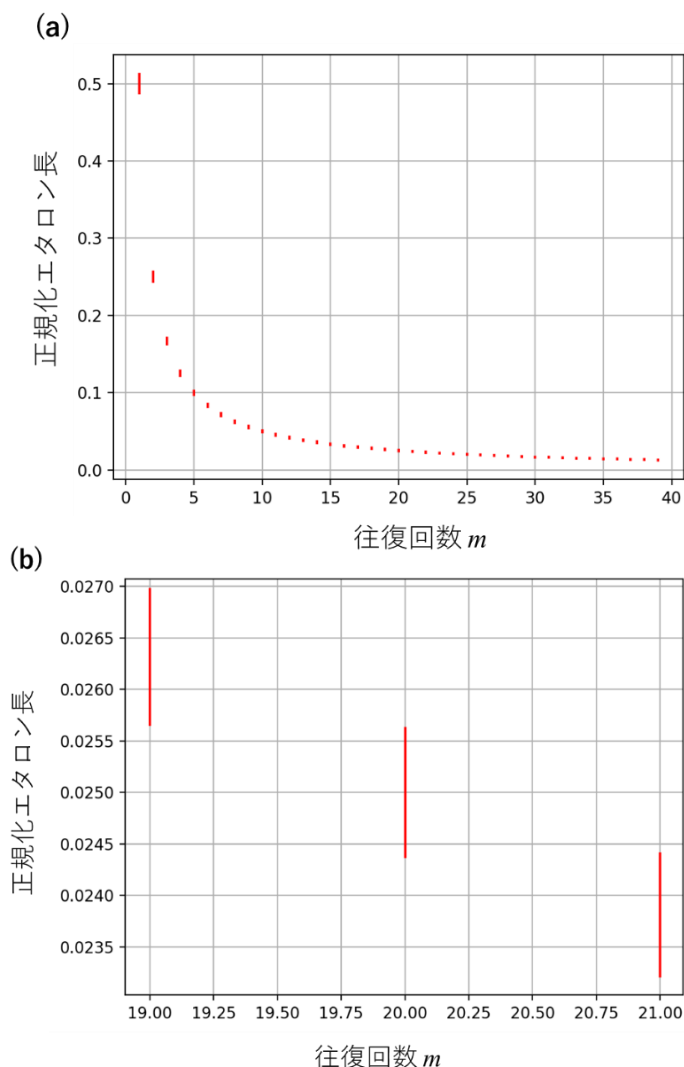


図 3.7 繰り返し周波数走査範囲を 5%としたときの測定可能なエタロン長範囲
縦軸は光コム共振器長で正規化したエタロン長
バーの範囲のエタロン長を測定可能

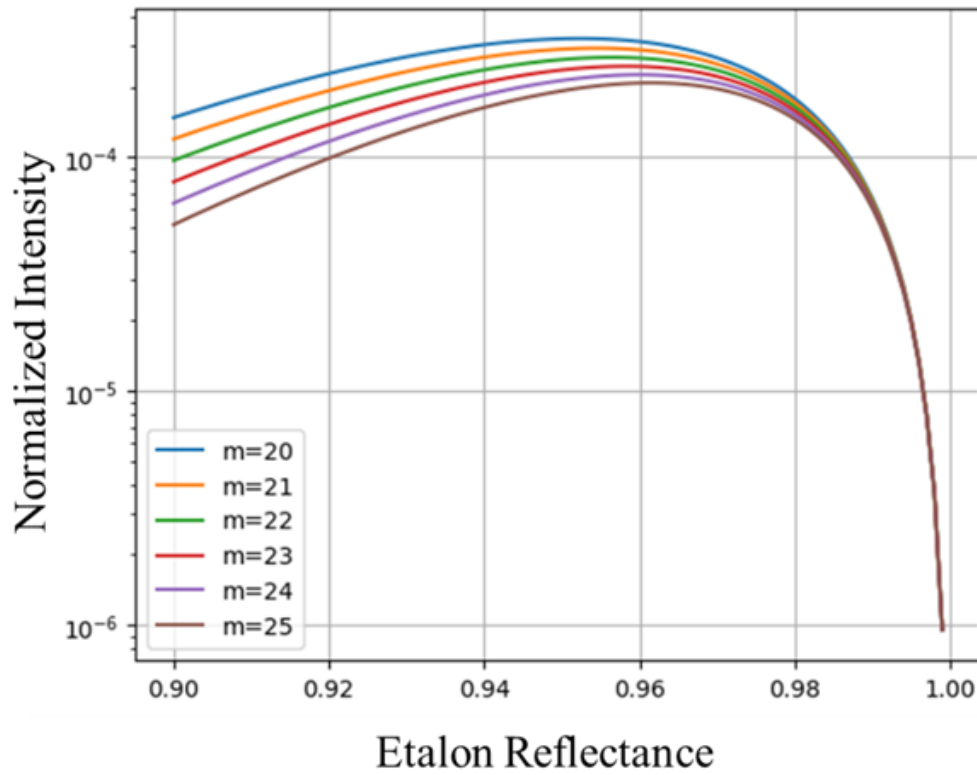


図 3.8 エタロン反射率に対する m 回往復後の光強度
縦軸は入射光強度で正規化されている

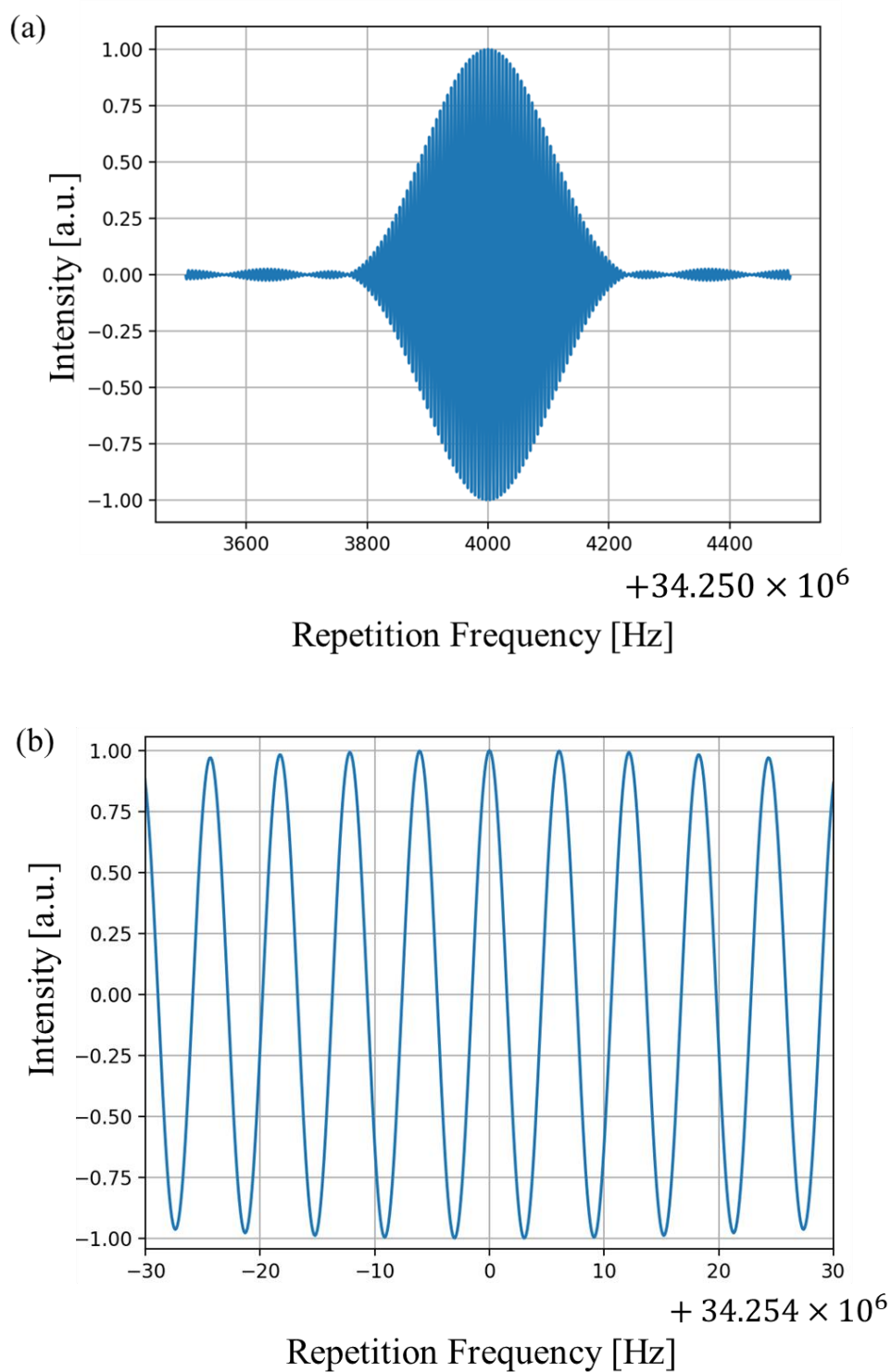


図 3.9 シミュレーションされた干渉波形
(a)全体 (b)拡大図

3.6 測定精度の干渉光強度に対する依存性の検証

前節での検討において、エタロンを 20-25 回往復後に想定される透過光強度は、反射率を 95%程度とした理想的なエタロンにおいて、入射光に対して 0.03%程度、ミラーで反射されずに透過する光に対して 12 %程度である。一般的に干渉強度が低くなるときの干渉波形の SN 比が低下し、精度が低下することが考えられ、このような条件で適切な測定が可能であるか検証する必要がある。

そこで、本節では、マイケルソン干渉計を用いて片側の光路の強度を変化させたときの応答を調べる。これにより、測定精度の干渉光強度に対する依存性を検証することができる。

このときの実験系を図 3.10 に示した。光コムから出射された光はまずアッテネータにより減衰される。減衰された光はサーキュレータを通して、コリメータに導入され、空間に対してビームとして結合される。このビームはビームスプリッタによって分割され、Mirror 1 及び Mirror 2 によって反射される。反射光はコリメータにより再びファイバに入り、サーキュレータを通して EDFA (Erbium Doped Amplifier)に導入され増幅される。増幅後の光は、PD で検出され、DAQ で AD 変換される。ここで Mirror 2 側の光路においては、三角プリズム及びコーナキューブによる遅延光路が設けられ、コーナキューブはピエゾステージ(PX400, Piezosystem Jena)により走査される。この走査は変位計 (LK-H020, Keyence) によりモニタリングされる。走査時には、マイケルソン干渉計の 2 つの光路の長さが等しくなる付近で干渉波形を生じる。ステージはおよそ 400 μm 程度の範囲を 2 Hz で走査する。

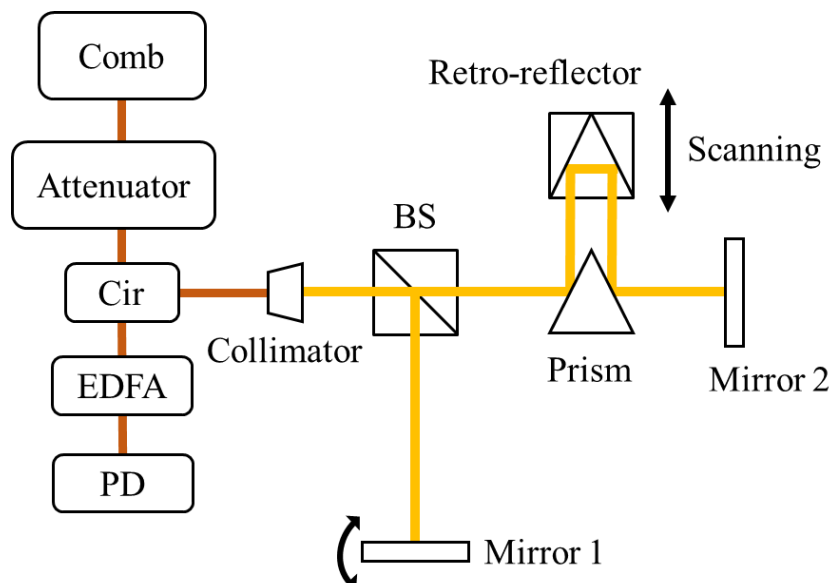
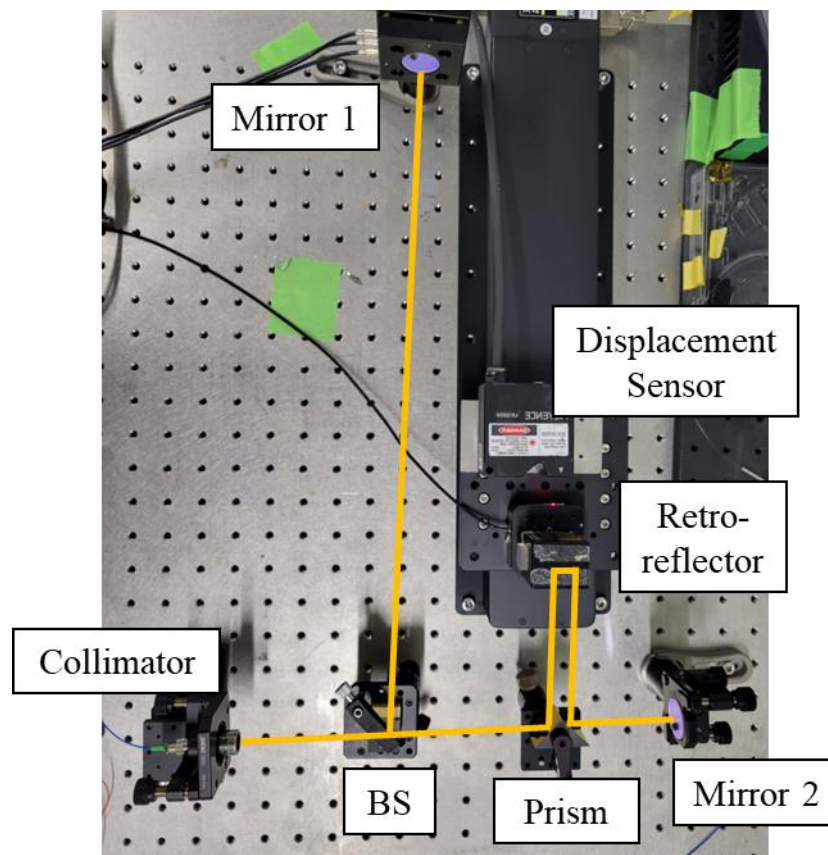


図 3.10 測定精度の干渉光強度に対する依存性の検証のための実験系

Cir: Circulator, BS: Beam-splitter, PD: Photo Detector



Mirror 1 の角度を変化させることにより干渉強度を変化させる

図 3.11 測定精度の干渉光強度に対する依存性の検証のための実験系の写真

ここで **Mirror 1** 側のアライメントを故意にずらすことにより，片側光路の強度を減衰させることができる．

このような変化を与えたときの干渉波形の出現位置の繰り返しを測定する．

アッテネータで与える減衰については，95%エタロンを通過するときの減衰に合わせて 1/400 程度に設定されており，2dBm から-24dBm に減衰される．また，第 6 章の実験で用いる 99%のエタロンを想定して 1/10000 の減衰を与えたときについても測定を行う．このとき実験室の気温は実験開始時で 22.8 °C，実験終了時で 23.0 °Cであった．また，湿度は 57 %，気圧は 1010 hPa であった．

この結果を図 3.12 に示した．横軸は **Mirror 2** の光路側の強度に対する **Mirror 1** の光路側の強度の比である．縦軸は 10 秒間の測定の標準偏差である．また，得られた干渉波形を図 3.13 に示している．0 dB のときには良好な干渉波形が得られているが，-30 dB 付近では大部分がノイズに埋もれてしまっている．このときには図 3.12 でも示されて

いる通り、繰り返しが大きくなっている．少なくとも-25 dB 程度までは、繰り返しは 100 nm 以下程度であり、この範囲までは光強度に対する依存性を示さず精度良く測定ができると考えられる．この傾向は 95% エタロンを想定したときと 99% エタロンを想定したときにおいて同様である．また、光路を完全に遮断したときに PD で観測されるノイズの標準偏差を、Mirror 2 側が遮断されてないときの標準偏差と比較すると 10 倍程度であった．これらから、今回の想定ではコム光源からのノイズが支配的であると考えられる．よって、精度よく測定可能な範囲は光コム光源のノイズによって制限され、本研究における光コムでは、二光路の強度比が-25 dB 程度までであれば精度よく測定できると考えられる．さらに反射率の高いエタロンを想定する、つまりアッテネータでの減衰を大きくすれば、PD による検出時のノイズ等の影響が見られると考えられるが、今回では見られていない．

以上から、前節で想定されるエタロンにより生じる二光路の光強度の比である 12 % 程度 (-9.2 dB 程度) においては十分な余裕を持って、測定可能であると考えられる．また、往復回数の限界としては、 $m=60$ 程度までは許容されるものと考えられる．

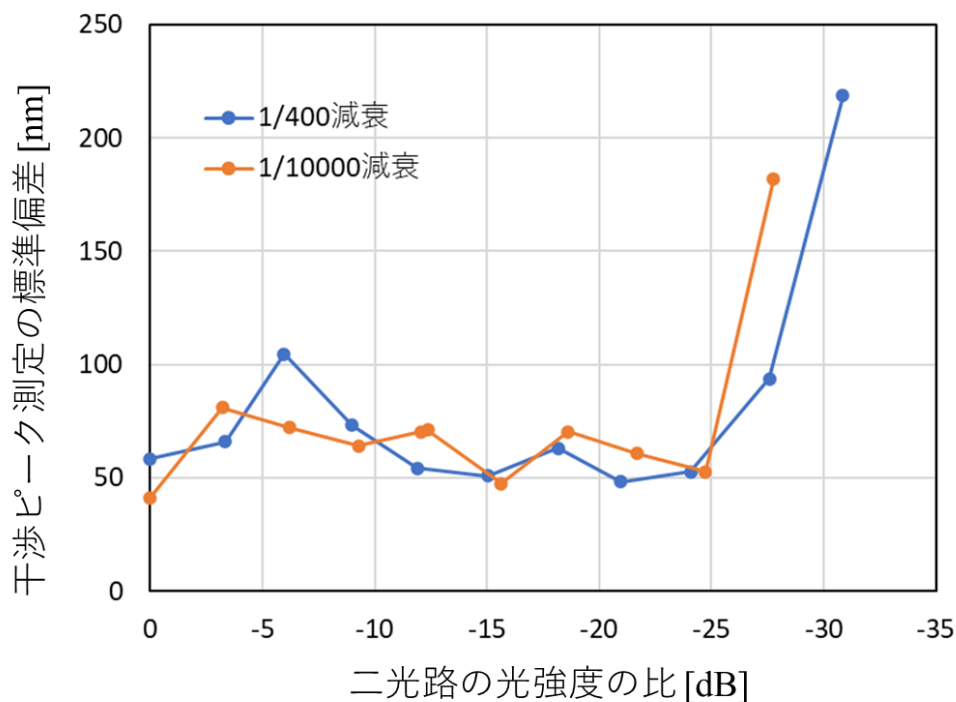


図 3.12 二光路の強度を変化させたときの干渉波形のピーク測定の標準偏差
想定されるエタロンに対応してそれぞれ 1/400 と 1/10000 の減衰をアッテネータにより与えている

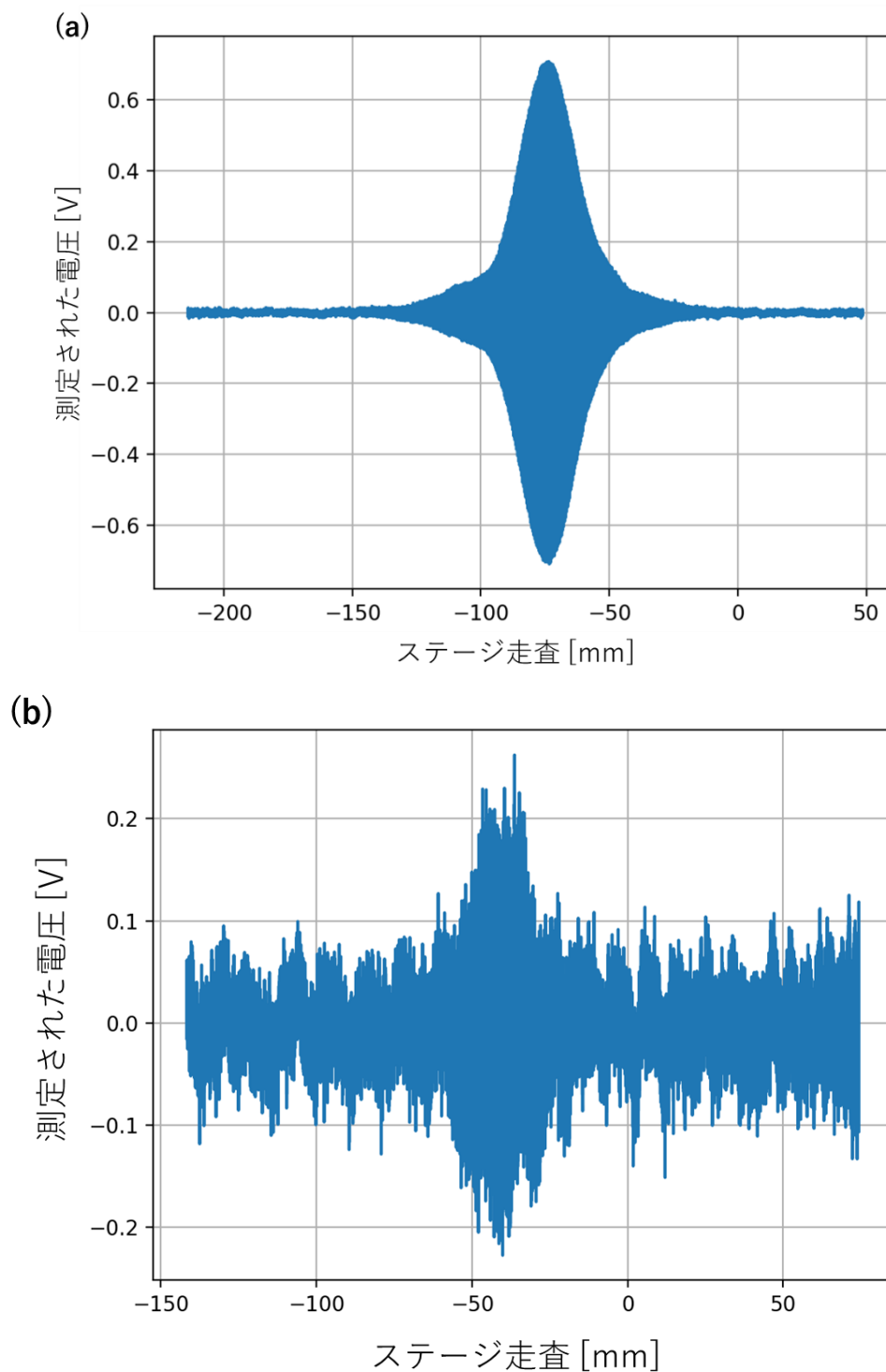


図 3.13 1/400 減衰時に測定された干渉波形

(a)二光路の光強度が等しいとき

(b)Mirror 1 側の光路の強度が Mirror 2 側の-30.9 dB となるとき

3.7 結論

本章では、光コムパルス干渉とエタロン多重反射によるエタロン絶対長計測手法を提案した。

まず、基礎となるエタロンの原理と特性について整理し、これを用いたファイバセンシング手法について述べた。ファイバエタロンを用いたセンシングでは、外部環境の歪や温度等の変化によるエタロン長の変化を測定する。

このようなセンサとしての用途を考えたとき、シンプルで多点計測が可能な測定系で 10^{-8} オーダの高分解能な絶対長計測が可能なシステムができれば、製造現場や地質等の学術研究において大きく有用である。そこで第2章で述べた光コムパルス干渉を用いた新しいエタロン長計測手法を提案した。これはエタロン長と光コム共振器長がハーモニックな関係になるときに干渉が発生する現象を利用するものであり、通常の白色干渉と比べたときに、エタロン光学長と光コム共振器長の比の分、高精度化が望める。

また、この手法に関するパラメタを整理し、目標とする分解能を実現するための実装について検討した。これを実現するためには、往復回数 m は20以上が必要であり、この条件に従ってエタロン長と光コム共振器長を決定する。必要な繰り返し周波数走査範囲は、繰り返し周波数の5%程度であり、これを実現する光コムを次章で開発する。エタロンの反射率としては、 $m = 20$ のときに反射率95%程度が最適値であることがわかった。

また、計測に必要な光強度について実験的に検討を行ったところ、一方の光路がもう一方の光路の-25 dB程度の強度となるまでは精度良く計測が行えることが分かった。よって、 $m = 20$ 及び反射率95%程度にエタロンをセッティングをしたとき、そのまま透過する光と m 回往復後に透過する光との強度比は-9.2 dB程度であるため、問題なく測定できることが想定される。

第3章において述べたエタロンと光コムパルス干渉を用いた新しい計測手法は、本論文の中核となる提案である。

以上を踏まえて、第4章で必要な光コムの開発、第5章で原理検証実験を行う。

第4章 繰り返し周波数走査光コムの 開発

4.1 はじめに	58
4.2 光コムの発生	59
4.3 非線形偏波回転を用いたモード同期機構	62
4.4 EDF を用いた光増幅機構	64
4.4.1 EDF の最適化	65
4.5 繰り返し周波数走査コムの製作及び特性	68
4.5.1 繰り返し周波数走査コムの製作	68
4.5.1 繰り返し周波数走査コムの調整と特性	72
4.6 まとめ	79

4.1 はじめに

本章では, 提案手法を実現するために必要な繰り返し周波数走査コムの開発を行う. 開発する光コムには以下のような特徴が必要である.

1. 広い繰り返し周波数走査範囲 (繰り返し周波数の 5%程度)
2. >30 nm 程度の波長帯域
3. モード同期の安定性

1.は第3章での検討から分かる通り, コンセプトの実現のために重要である. 2.は干渉波形の形状に関係し, 市販のもの (C-Fiber, Menlo) と同程度以上を目標とした. 3.は継続して実験を行うために重要である.

まず光コムの発生原理について 4.2 節で述べる. 次に採用するモード同期機構である非線形偏波回転について 4.3 節で説明する. さらにエルビウム添加ファイバによる光増幅について 4.4 節で述べる. 4.5 節では実際に製作と特性の評価を行う.

4.2 光コムの発生

光コムを発生させるための重要な概念としてモード同期がある。モード同期とは、レーザ共振器中で励起される各モード間の位相関係を固定することである。

まず、モード同期されたレーザの振る舞いを考える。 N 個のモードの合成電場 $E(t)$ は次式で表される。

$$E(t) = \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{+\frac{N-1}{2}} A_n \exp i((\omega_0 + n\Delta\omega)t + \phi_n) \quad (4.1)$$

ただし、 A_n は n 番目のモードの強度、 ω_0 は中心角周波数、 $\Delta\omega$ はモード間隔、 ϕ_n は n 番目のモードの位相である。このようなレーザがモード同期されているとき、 $\phi_n = 0$ として（一定としても同様の結果が得られる）、次のように変形できる。

$$E(t) = A_0 \frac{\sin\left(\frac{N\Delta\omega t}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\Delta\omega t}{2}\right)} \exp(i\omega_0 t) \quad (4.2)$$

ただし、簡単のため、 $A_n = A_0$ とした。これをプロットしたものが図 4.1 である。これより、周期 $T = 2\pi/\Delta\omega$ ごとに繰り返すパルス列が発生することが見て取れる。また、パルス幅は $2\pi/N\Delta\omega$ であり、励起されるモード数に反比例する。よって超短パルス光を発生させるには広帯域で多くのモードを励起させることが重要である。また、逆に超短パルス光が発生するとき、そのモードの位相関係はロックされる（モード同期）。

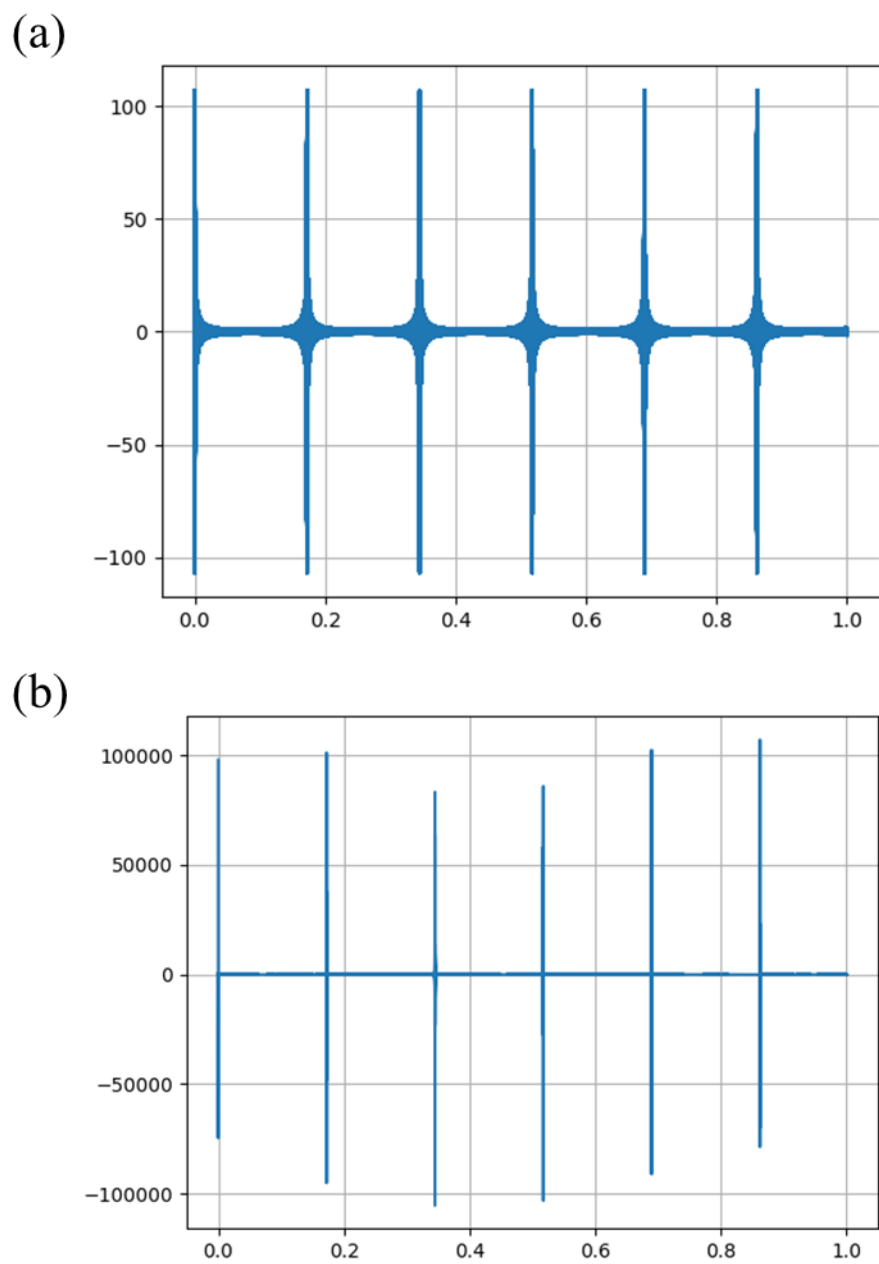


図 4.1 式に従ってシミュレートしたパルス列

(a) 100 本程度のモードを励起したとき (b) 100000 本程度のモードを励起したとき

このようなモード同期を発生させる方法として受動モード同期[Haus 1975a]と能動モード同期[Haus 1975b]がある．ここでは安定性がよく、多く用いられる受動モード同期について述べる．受動モード同期には可飽和吸収体を用いられる．可飽和吸収体の透過特性 T は以下のように表せる．

$$T = \exp\left(-\frac{\sigma N_0 L}{1 + \frac{I_{in}}{I_s}}\right) \quad (4.3)$$

ただし、 I_{in} は入射光強度、 I_s は飽和強度、 σ は吸収断面積、 N_0 は吸収分子密度、 L は媒質中の伝搬長さである．光が可飽和吸収体を透過する際に、光強度が弱いときは強い吸収を受けるが、強度が増大するときにはほとんど損失なしに通過できることが見て取れる．つまり、光強度の強い成分のみが抽出され、さらにレーザ媒質で増強されることで定常的なパルスが形成される．これを周波数軸で見ると、各モード間の位相関係が固定される、つまり、モード同期が実現される．

また、形成されたパルスが共振器中で形状を保ったまま伝搬するためには光ソリトン効果が重要である[アラグワール 1997]．このために、光コムの共振器においては、分散を制御することが重要である．

本研究において用いるのは、増幅機構としてエルビウムドープファイバ (EDF) を、モードロックの機構として非線形偏波回転を用いるものである．この構成により、最もコストが低い形で、繰り返し周波数走査コムを実装できる．非線形偏波回転によるモードロック機構については4.3節で、光増幅機構については4.4節で整理する．

4.3 非線形偏波回転を用いたモード同期機構

光コムの受動モード同期する機構としては、衝突モード同期色素レーザを[Valdmanis 1985]やカーレンズモード同期レーザ[Telle 2002]、過飽和吸収体によるモード同期レーザ[Bao 2011]、非線形偏波回転によるモード同期レーザ[Brunton 2013]等が実用化されている。この中で非線形偏波回転を用いるものは、一般的に用いられる偏光素子のみによって実装できるためコストが低く、過飽和吸収体等の化学的安定性が低い素子を用いないため、長期的安定性が高い。また、近年、多くの偏波素子がファイバ素子に組み込まれた形で実装されているため、前述の EDF を用いたファイバレーザとの親和性が高い。これらのことから、本研究では非線形偏波回転を利用したモード同期機構を用いている。

非線形偏波回転によるモード同期の原理を以下に述べる。

光ファイバ中に光を導入するとき、導波路構造の狭い断面積中に高強度な光が閉じ込められ、長い相互作用長のファイバ中を低損失に伝搬するため、多くの非線形現象が観察される。例えば、誘導ラマン散乱、誘導ブルリアン散乱、4 光波混合、高調波発生、光カー効果、自己位相変調、相互位相変調等が挙げられ、種々の用途に利用されている。

非線形偏波回転は自己位相変調と相互位相変調により生じる。光がファイバ中を伝搬するとき、自身の強度に起因して屈折率変化を生じる（光カー効果）。自己位相変調は光カー効果による屈折率変化により、自身の位相が強度に応じて非線形に変化する現象である。相互位相変調はファイバ内を2つ以上の光が同時に伝搬するときに、一方の強度変化によりもう一方の実効的な屈折率が変化し、もう一方の位相が変化する現象である。非線形偏波回転は、これらの位相変化によりファイバ中をパルスが伝搬する際に偏波が強度に依存して回転する現象である。

非線形偏波回転を偏光子と組み合わせて用いることにより、パルス圧縮に用いることができる。この様子を図 4.2 に示した。光ファイバ中に直線偏光の光を導入するとき、十分な強度を持っていれば、非線形偏波回転により楕円偏光の光として出力される。パルス光を導入するときを考えれば、強度の高いパルス中央付近では非線形偏波回転が発生し、裾野付近ではこれは起きない。よって、出力光の偏光を偏波コントローラで調整することで、偏光子に通したときにパルス中央付近の光のみを取り出す事ができる。このときパルス全体では、裾野の部分が吸収され、狭いパルス光が得られる。これは実質的に過飽和吸収体と同様の働きをしている。

この機構を共振器中に組み込むことで、繰り返しパルス圧縮を行い、狭パルス幅のレーザを得ることができる。これは周波数領域で見れば、4.2 で示したように各モードの位相関係が同期されること（モード同期）に相当する。

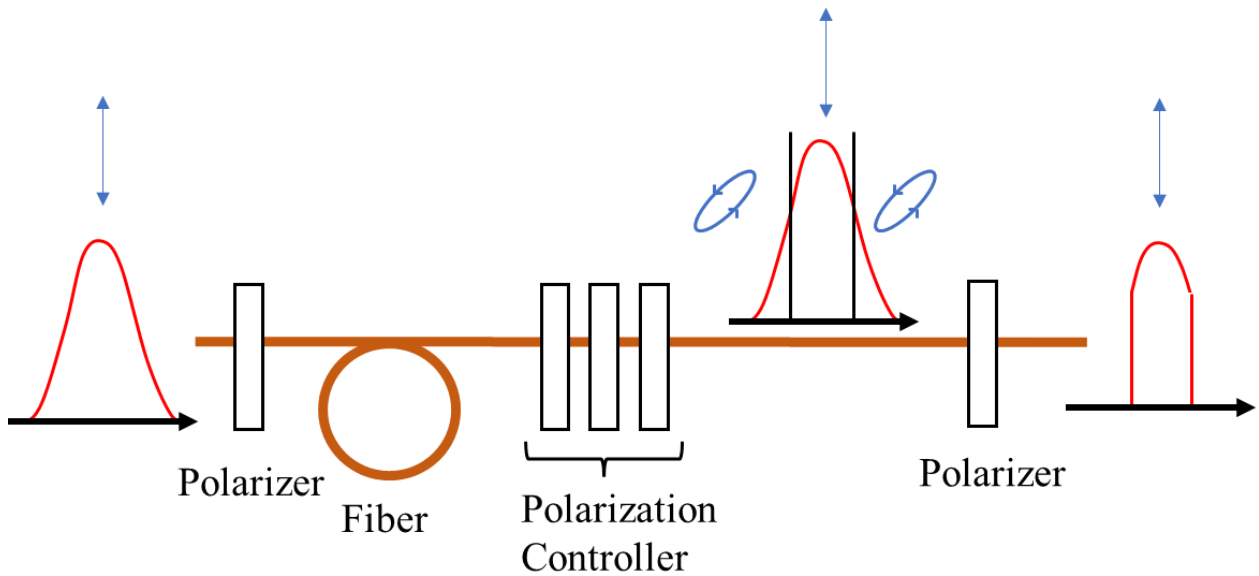


図 4.2 非線形偏波回転によるパルス圧縮の原理

ファイバに入射した直線偏光の光パルスは中央付近のみ非線形偏波回転の影響で偏光が変化する. 偏波コントローラで中央付近のみを再び直線偏光にして偏光子に通せば, 中央はそのまま通過し, 裾野付近は減衰される. 結果としてパルス幅が圧縮される.

4.4 EDF を用いた光増幅機構

モード同期レーザ用の光増幅機構として，チタンサファイアの固体レーザを用いたもの[Knox 1992]や，エルビウムドープファイバ (EDF) ・イッテルビウムドープファイバ (YDF) などのコアに希土類元素を添加したファイバ光増幅機構を用いたもの[Thapa 2014]が実用化されている．後者のようなファイバ光増幅機構を用いたレーザはファイバとその他の光学素子を一体化できるために比較的アライメントがずれにくく，安定で保守が容易である．また，昨今の技術向上及び需要増加による大量生産により，低コストで手に入れることができる．この傾向は通信用途で用いられる EDF で顕著であり，通常のファイバと変わらないコストで入手可能である．このため，本研究では EDF を用いた光増幅機構を採用する．

図 4.3 に EDF を用いた光増幅機構の構成例を示した．いずれにおいても励起光を波長多重分割カップラにより，EDF に導入・励起し，EDF 中で信号光を増幅する．挿入された光アイソレータは，寄生発振及び自然放出増幅光のフィードバックを抑制する役割を持っている．EDF による出力光は典型的には 1530-1610nm の通信波長帯である．

構成としては，信号光と励起光の伝搬方向が同一方向である前方励起型，逆方向である後方励起型，両者を用いる双方向励起型がある．前方励起型では雑音特性に優れて出力特性に劣り，後方励起型ではその逆である．双方向励起型では特に強い増幅が必要なときに用いる．よってここでは，前方励起型の構成を採用する．

励起光は 980 nm と 1480 nm 帯がある．雑音特性は前者が良く，出力においては後者が優れる．共振器中に用いるものには，雑音特性の方が重要であるため，980 nm 帯を用いる．

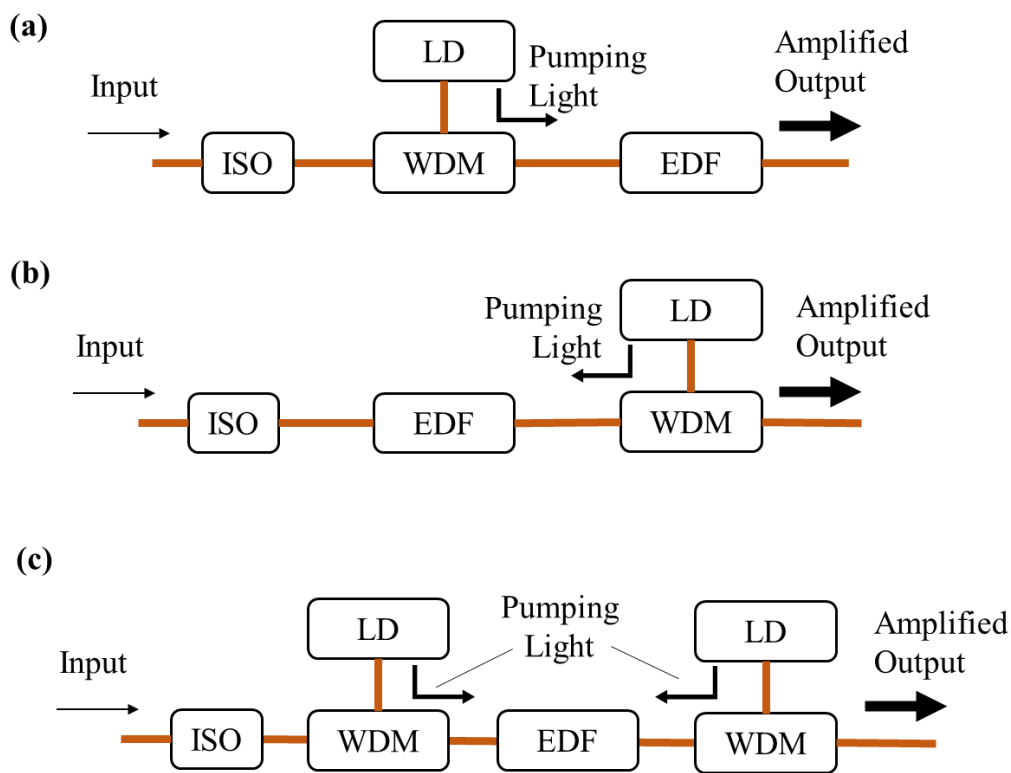


図 4.3 ファイバ光増幅器の構成
(a)前方励起型 (b)後方励起型 (c)双方向励起型

4.4.1 EDF の最適化

EDF は三準位系を形成し、そのレート方程式から挙動を導くことができる。ここでは、光源製作に用いる EDF のパラメタを決定する。

EDF の選定において重要となるパラメタは、ドープ濃度と長さ、分散である。
分散については、通常のファイバと合わせて用いたときにゼロ分散とできるよう、正常分散性のものが望ましく、正常分散性の EDF で入手性が良いものは表 4.1 の 2 種である。

表 4.1 用いた EDF とそのパラメタ

		Er30-4	Er110-4
Erbium concentration	[ions/m ³]	2.50E+25	8.00E+25
GVD	[ps ² /km]	23.0	23.0
MFD	[10 ⁻⁶ m]	6.5	6.5
Core diameter	[10 ⁻⁶ m]	3.00	3.10

一般的に EDF を用いた光増幅器では、ドープ濃度とファイバ長さの積である濃度条長積を用いて特性を評価することが多い[吉田 1994]. ここで図 4.4 に一般的な EDF の特性を示した. EDF は飽和的な挙動を示し、最適となる濃度条長積が存在する. つまり、ドープ濃度に合わせて最適となる長さを選択する必要がある. ドープ濃度が高ければ短いファイバ長が最適となり、低ければその逆である.

そこで、各種の EDF に対する最適長を実験的に求める. 実験系を図 4.5 に示した. LD (1999CHB, 3sp) からの波長 976 nm の励起光は WDM カプラにより EDF を励起する. 励起光の強度は 200 mW 程度である. 市販の光コムからの波長 1550 nm の信号光 (1.0 mW) は同様に WDM カプラで EDF に導入され、増幅された後に ISO を通り、デジタルマルチメータでその強度が検出される. ISO の波長依存性により、励起光はここでカットされる.

EDF をある長さから一定長カットしていき、融着を繰り返すことで、ファイバ長さに対する依存性を調べる.

結果を図 4.6 に示した. ER30-4 と ER110-4 の最適長はそれぞれ、2500 mm, 530 mm 程度である. ER30-4 は比較的緩やかな特性を示している. 最適長での強度は ER110-4 の方が大きい.

光コムの共振器に用いることを考えると、ゼロ分散補正のために異常分散性のファイバと組み合わせる必要がある. 1550 nm の波長帯で最もよく用いられる SMF-28 の GVD は $-22.9 \text{ ps}^2/\text{km}$ であり、今回用いる EDF とほぼ 1:1 で組み合わせる必要がある. このとき ER-110-4 では最適長が短く扱いづらい. このため本研究では、光コム共振器に ER-30-4 を 2500 mm 用いる.

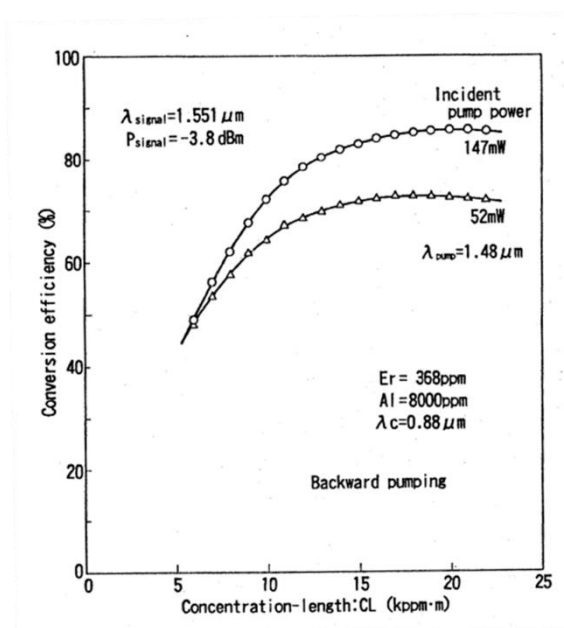


図 4.4 EDF の一般的な特性

濃度条長積に対して変換効率は飽和的な挙動を示す[吉田 1994]



図 4.5 EDF 最適化のための実験系

EDF を一定長ずつカットしながら，強度を測定する

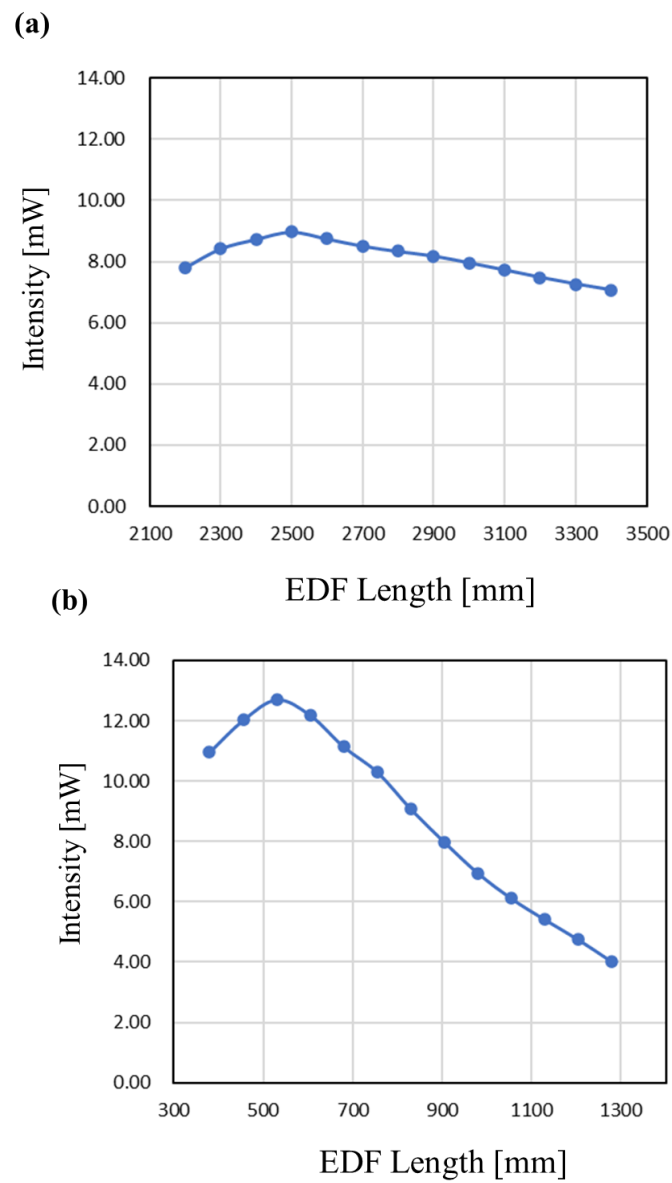


図 4.6 EDF 長を変化させたときの増幅後強度

(a)ER30-4 (b)ER110-4

4.5 繰り返し周波数走査光コムの製作及び特性

4.5.1 繰り返し周波数走査光コムの製作

以下で実際に繰り返し周波数走査光コムの設計と製作を行う。

図 4.7 に製作された繰り返し周波数走査光コムの構成を示す。980 nm の LD 光源 (1999CHB, 3sp) より出射された光は WDM カプラ (WDM-1-9855-N-B-1-F, AFR) によって EDF に導入される。EDF は 4.4 節における実験結果より 2500 mm とした。EDF により増幅された光は、ファイバ偏波コントローラ (FPC030, Thorlabs) によりその偏光を制御される。その後、偏波依存アイソレータ (PMI-1-55-P-2-L-Q-F, AFR) により、特定方向の偏光の取り出し及び一方向への整流が行われる。これらの機構により、4.3 節で示したモード同期が行われる。次に、走査部に導入される。ここでは、ステージ上にレトロリフレクタが設置されており、これを動かすことで、コムの共振器長を変化させることができる。レトロリフレクタを利用することで、ステージ走査時の角度誤差の影響を小さくできる。これはレトロリフレクタが傾いたときにもビーム方向が変化しないためである。ステージは走査範囲 65 mm の粗動ステージ (SGSP20-85, シグマ光機) の上に、微動用のピエゾステージ (PX400, Piezosystem Jena) が載せられており、干渉波形の探索のために粗動ステージを、測定時には微動ステージを用いる。最後に、ファイバカプラ (SBC-1-55-10-1-L-1, AFR) により、光の一部が取り出され、出力光として利用される。残りの光は再び EDF に入り、増幅される。

光パルスが共振器中を周回するとき受けるファイバによる分散はコム光の発生のために重要である。光パルスが分散を受けるとき、そのパルス幅は大きくなってしまう。このため、共振器中を全体でゼロに近くするようにしなければ、モード同期が行われない。正常分散性の ER-30/4 と異常分散性の SMF-28 をそれぞれ 2500 mm, 1:1 で組み合わせることにより、共振器全体でゼロ分散となるように設計されている。

各素子間はファイバ融着器 (31S, フジクラ) により、融着する。これによりコネクタによるカップリングと比較して損失を抑えながら共振器を構成することができる。

また、提案手法においては、干渉波形の包絡線ピーク位置を検出しており、干渉波形のキャリアに影響を与える f_{ceo} を安定化する必要がない。これは光コムの低コスト化につながる。

この光コムは積極的なファイバ部品の利用により、走査部を除けば 25 万円程度で製作されており、光源としては低コストである。

また以下で、用いた素子の中で動作が重要であるファイバ偏波コントローラと偏波依存アイソレータについて詳細を説明する。

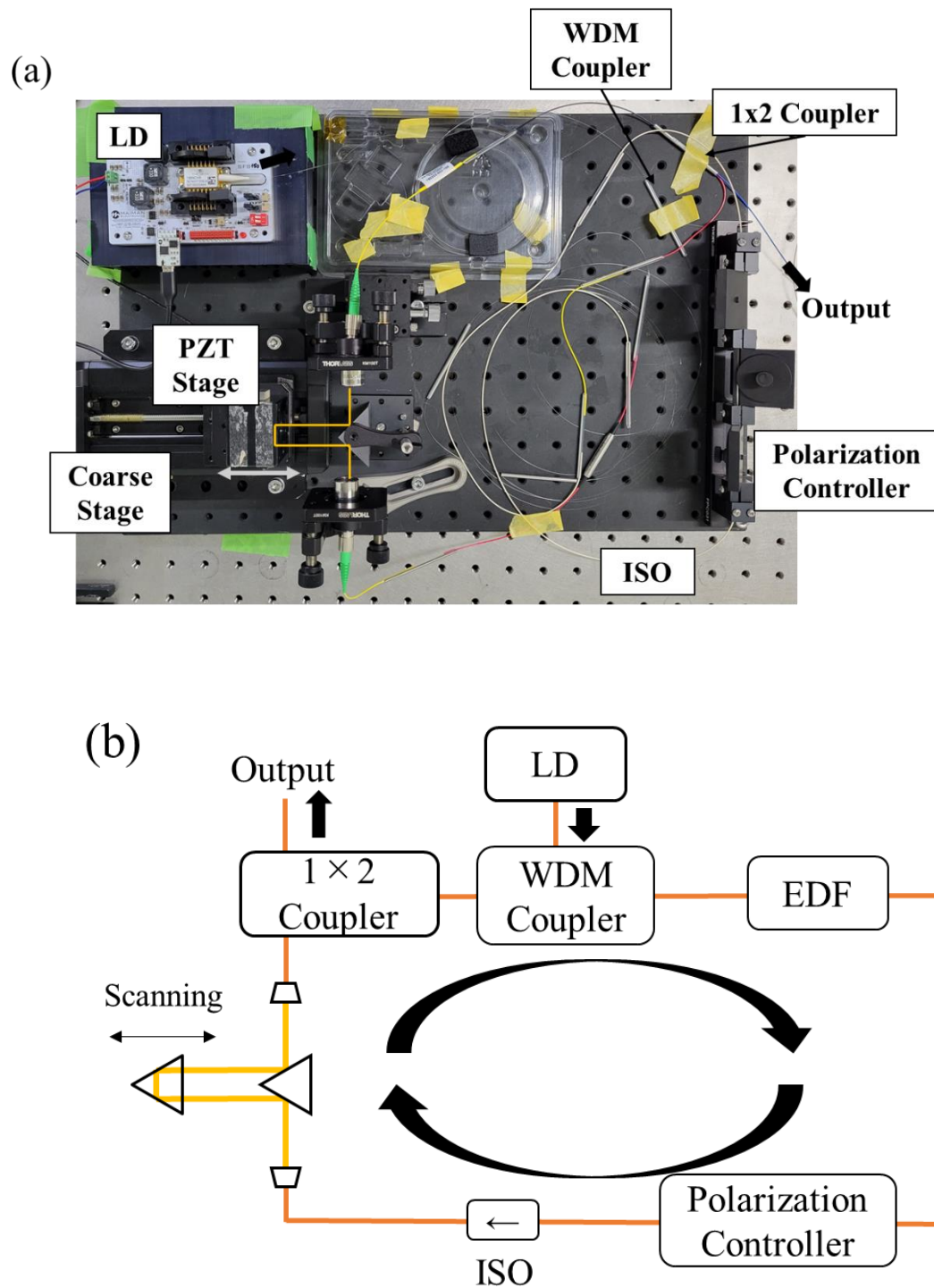


図 4.7 製作された繰り返し周波数走査光コム
(a)写真 (b)模式図

・ファイバ偏波コントローラ

このとき用いたファイバ偏波コントローラを図 4.8 に示した。このファイバ偏波コントローラでは、光ファイバをコイル状に巻くことによって応力を発生させ、複屈折を生み出している。この複屈折によるリターダンスは下式によって示される。

$$\phi = \frac{2\pi^2 a N d^2}{\lambda D} \quad (4.4)$$

ただし、 ϕ は位相変化、 a は定数（石英ファイバでは約 0.133）、 N はループ数、 d はファイバのクラッド径、 D はループ径である。

これを利用することで、1/2 波長板や 1/4 波長板を構成することができる。例えば、1550 nm の光に対して、 $D = 56 \text{ mm}$ で $N = 3$ のループを用いれば 1/4 波長板を構成することができる。同様に $D = 56 \text{ mm}$ で $N = 6$ のループにより、1/2 波長板を作ることができる。

このループを回転させることで、通常の波長板と同様の動作を実現している。さらに、ループを複数作ることによって偏波コントローラとして機能する。

このようなファイバ偏波コントローラは、通常の波長板を用いるものと比較して低コストで実装できる。また、空間とのカップリングを必要としないため低損失である。ファイバにかかる応力を用いているため、リターダンスの量が正確でない点（通常の波長板ではその厚みを変化させられる）は特定の用途では問題となる。しかし、モード同期においては、各波長板の組み合わせによる総合的な偏光回転が重要であり、各波長板によるリターダンスが正確である必要がない。よってこれを用いている。

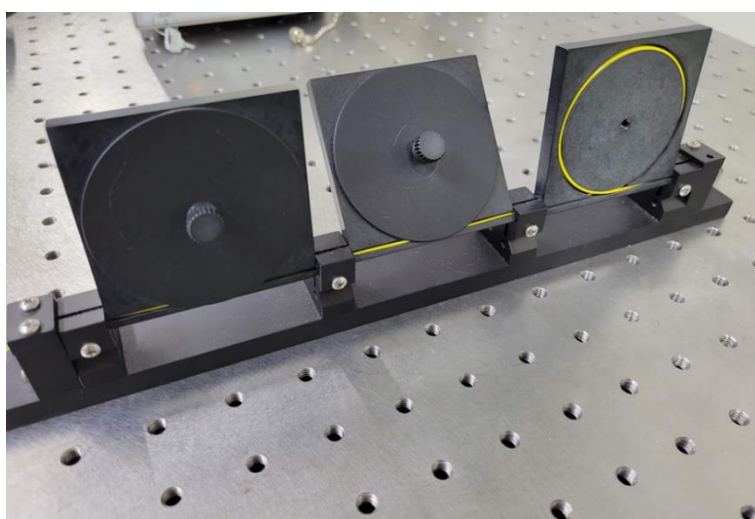


図 4.8 ファイバ偏波コントローラ

右のパドルはカバーを外しており、このように内部でファイバが巻かれている

- ・ 偏波依存アイソレータ

光アイソレータは特定方向の光のみを透過し、逆方向の光はブロックするような素子である。この方式は2つあり、偏波依存型と偏波無依存型である。

偏波依存型は特定方向の偏光を持った入射光にのみ動作するものである。この動作原理を図 4.9(a)に示した。ファラデーローテータは入射光の偏光を特定方向に回転させる素子であり、これと偏光子を利用することで偏波依存アイソレータとして動作する。特定方向以外に入射光は偏光子によりカットされ透過しない。

偏波無依存型は入射光の偏光に関係なく光アイソレータとして動作するものである。これは図 4.9(b)のように、複屈折性の結晶を用いることで実装される。

一般的なファイバ素子では、偏波無依存型のアイソレータが用いられるが、ここでは偏波依存型のアイソレータを用いている。これによりアイソレータとしてだけでなく、非線形偏波回転によるモード同期における偏光子としての役割も持たせることができ、光損失の低下及びコストの低減につながる。

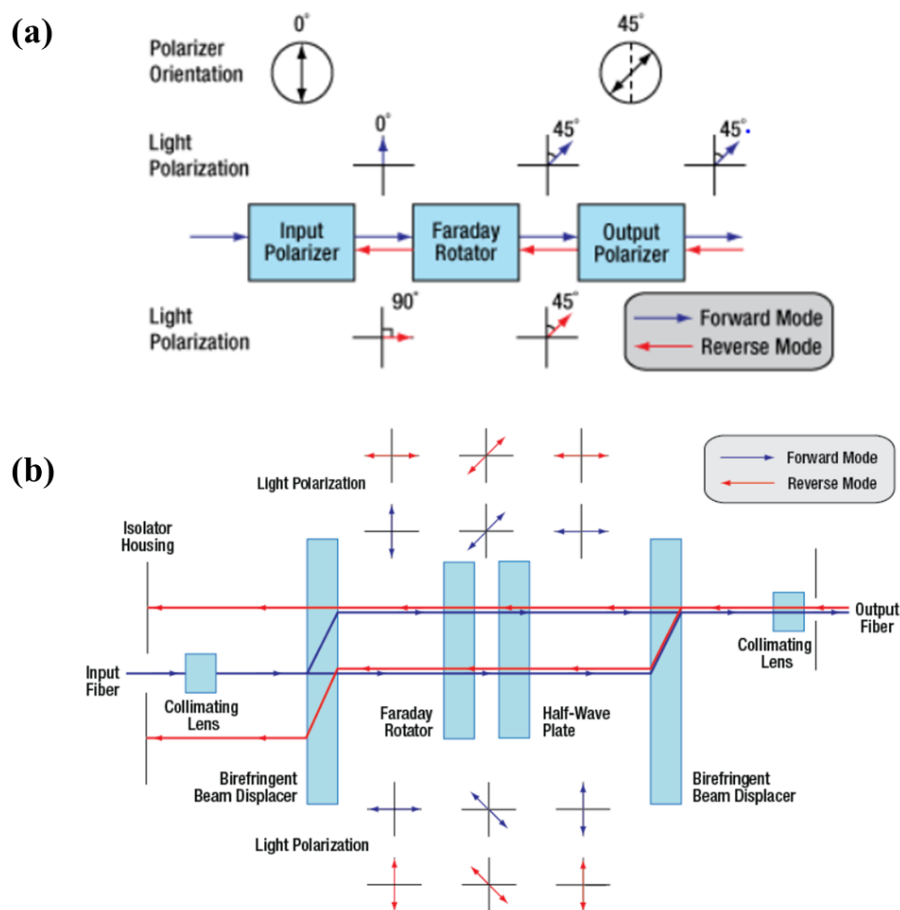


図 4.9 アイソレータの原理 [Thorlabs 2022]

(a)偏波依存アイソレータ (b)偏波無依存アイソレータ

4.5.1 繰り返し周波数走査光コムの調整と特性

非線形偏波回転を用いるコムでは，その原理から，偏波コントローラによる調整が必要である．以下に製作された光コムのモード同期のための調整について述べる．

光コムの調整は，光スペクトル及びセルフビート信号の RF 領域での観察により行う．このときの系を図 4.10 に示した．光コムからの出力光はカップラで分岐され，一方は PD に，もう一方は光スペクトルアナライザ（AQ6370D, Yokogawa）に入射する．PD からの電気信号は RF スペクトルアナライザ（R3273, Advantest）に入り，セルフビート信号が観察される．モード同期時には RF スペクトルアナライザにより図 4.11 のように安定したセルフビート信号が発生する．また，RF スペクトルが安定している際にも共振器中に複数のパルスが周回するマルチパルス発振が起きることがある．これを防ぐために光スペクトルアナライザによる観察を行う．マルチパルス発振時には光スペクトルが図 4.12(c) のように変調される．マルチパルス発振は励起光強度が大きいときに起きやすく，これを低くすることで防ぐことができる．

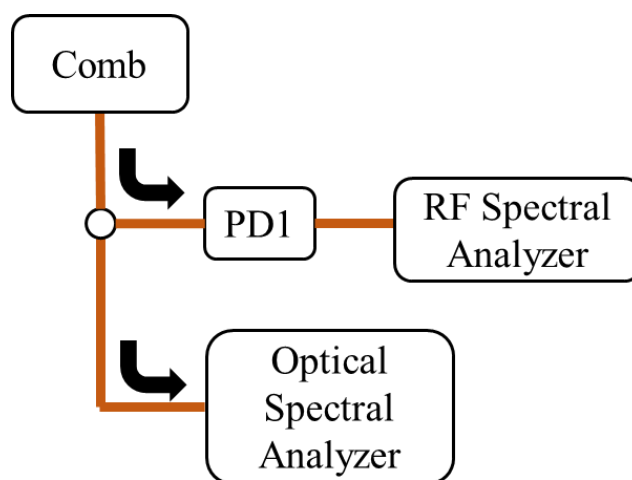


図 4.10 モード同期調整時の光学系

RF スペクトルアナライザと光スペクトルアナライザにより観察しながら調整を行う

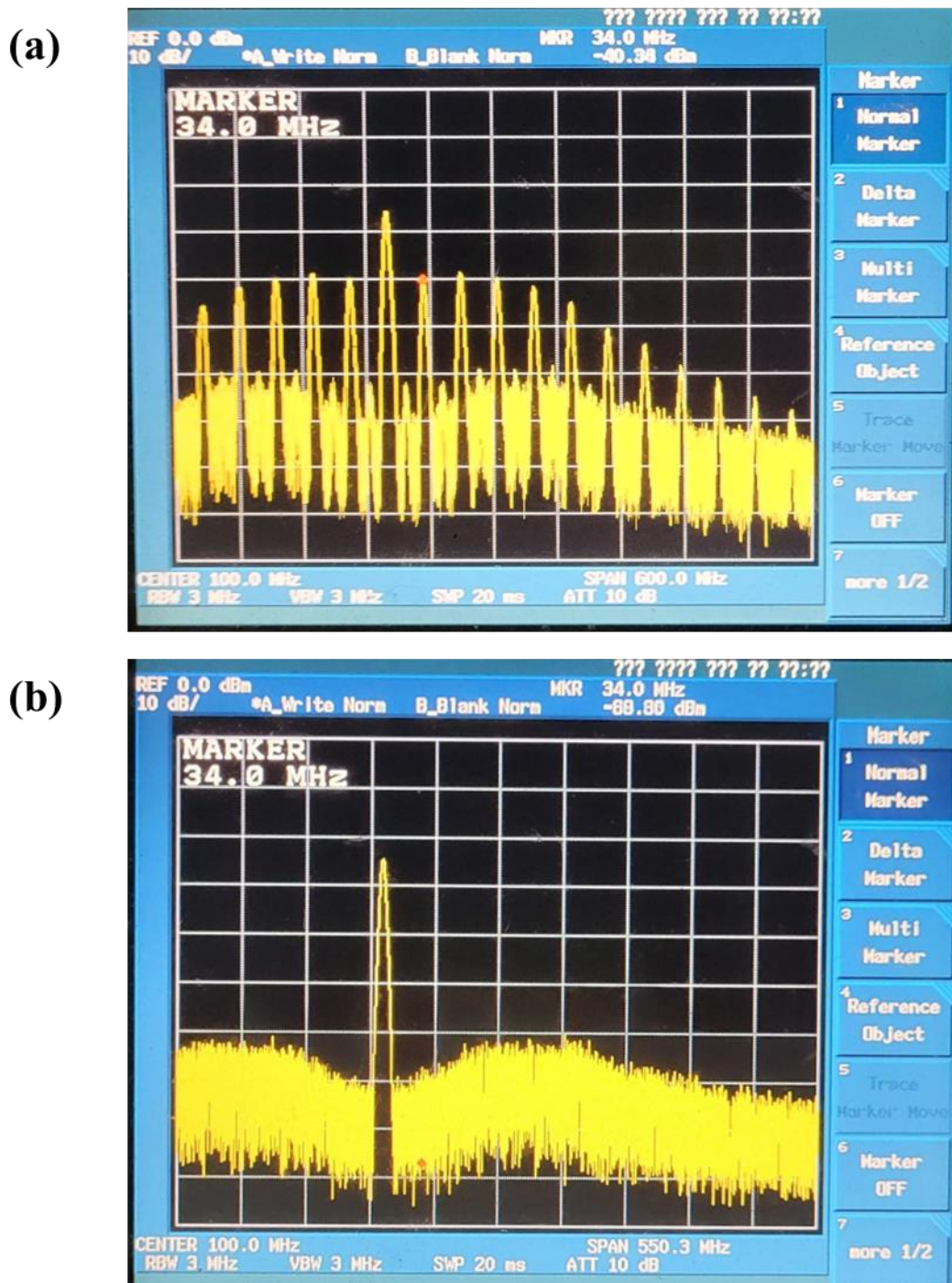


図 4.11 RF スペクトルアナライザによるセルフビート信号の観察像

(a)モード同期時 (b)非同期時

モード同期された場合にのみセルフビート信号が出現する

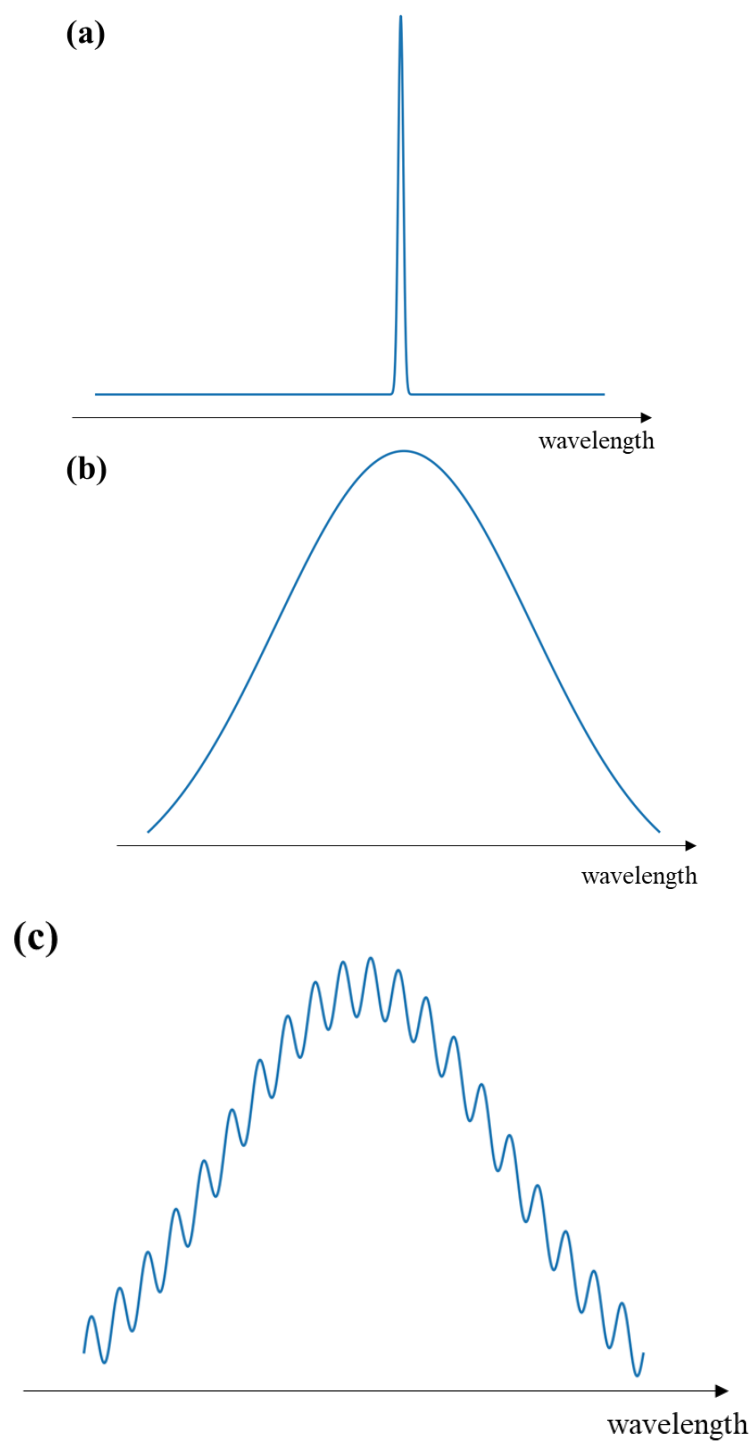


図 4.12 光スペクトルアナライザによるモード同期の観察
(a)非同期時, CW 発振する (b)同期時 (c)マルチパルス発振時

実際の調整は以下の手順で行う．

- 1 LD の励起強度を光コムのモード同期の閾値より大きく設定する
- 2 RF スペクトルアナライザを観察しながら偏波コントローラを調整し、セルフビート信号が安定する偏波状態を見つける
- 3 光スペクトルアナライザを観察しながら励起光強度を下げ、シングルパルス発振を得る

1 について、一般的に光コムがモード同期するためには、一定以上の強度で励起する必要がある．これが大きいほどモード同期が起きやすいため、安定動作させるときの励起強度より大きく設定する方が、モード同期する偏波状態の探索のために有利である．2 について、特定の偏波状態になったとき、突発的に RF スペクトルが安定する．このときの動作は、理想状態に近づくにつれ徐々に安定するといったものではなく、安定と非安定が二値的に判断できる．一度モード同期させれば、偏波コントローラを微動させてもモード同期状態が維持される．3 について、光スペクトルだけではなく干渉信号から判断することもできる．マルチパルス発振時には、干渉信号に間欠的にノイズが乗る．

製作された光コムで以上の調整を行った結果、モード同期状態が得られた．このときの光スペクトルを図 4.13 に示す．このときの帯域は、40 nm 程度であり、市販品と同程度以上の帯域が得られている．また、繰り返し周波数は 34.5 MHz を中心に ± 0.3 MHz 程度の走査範囲を持つ．

実験室の環境 ($24^{\circ}\text{C} \pm 1^{\circ}\text{C}$ 程度) においては一週間程度、連続してモード同期状態を維持しながら発振が可能であり、長期的安定性についても実用的である．

また、図 4.14 のような形で実装することで、繰り返し周波数を基準周波数にロックする既存の形での利用も可能である．このとき、セルフビート信号はローパスフィルタで基本モードのみが取り出され、基準信号と位相比較器で比較される．この誤差信号はピエゾステージにフィードバックされ、安定化される．このときの繰り返し周波数の計測結果を図 4.15 に示した．ロック時に繰り返し周波数が一定となっている．パルスが立っているのは周波数カウンタの量子化誤差である．

本節で開発した光コムは粗動ステージを変更することにより更に走査範囲を拡大できる．一例として走査長 300 mm のステージ (OSMS26-300, シグマ光機) に変更したものを図 4.16 に示した．このとき繰り返し周波数は 33.4 MHz を中心に ± 1.1 MHz 程度の走査範囲となる．この構成においても全走査範囲で安定してモード同期が確認できた．この構成では、走査範囲はおよそ 6.4 % であり、当初の目標値を達成できている．

以上から、本研究で必要な繰り返し周波数走査コムを実装できた．次節では実際に繰り返し周波数走査により干渉信号を得て評価する．

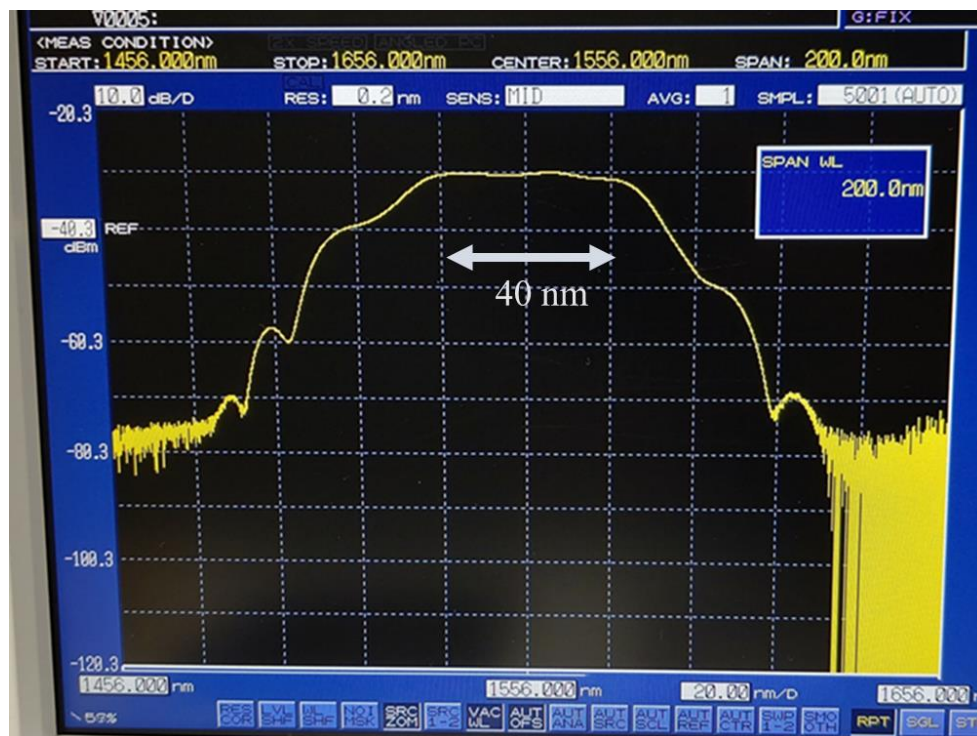


図 4.13 光スペクトルアナライザによる観察結果
40 nm 以上の帯域を確保できている

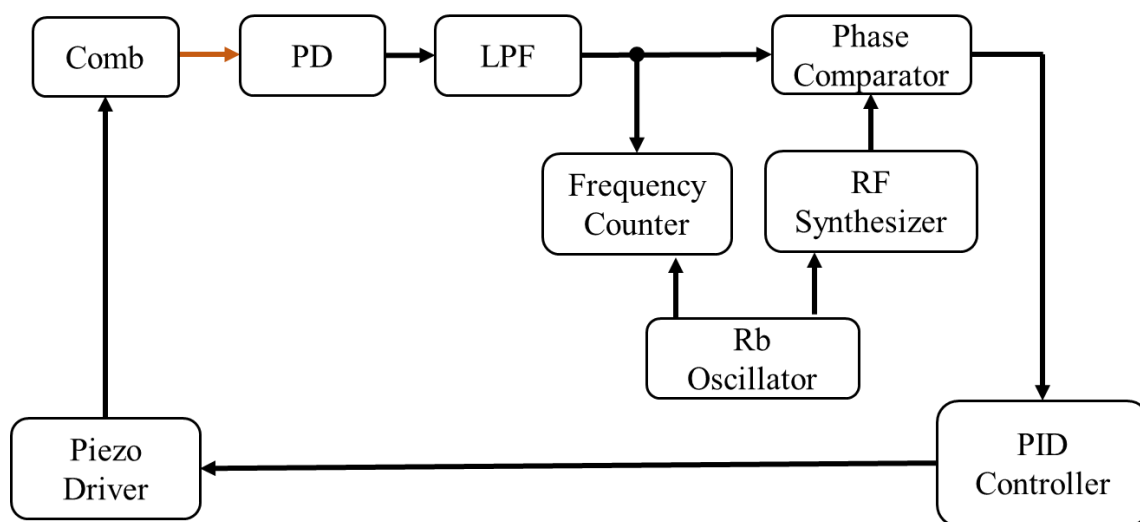


図 4.14 繰り返し周波数ロック時の系
RF 信号に対して、セルフビート信号を用いてロックすることができる

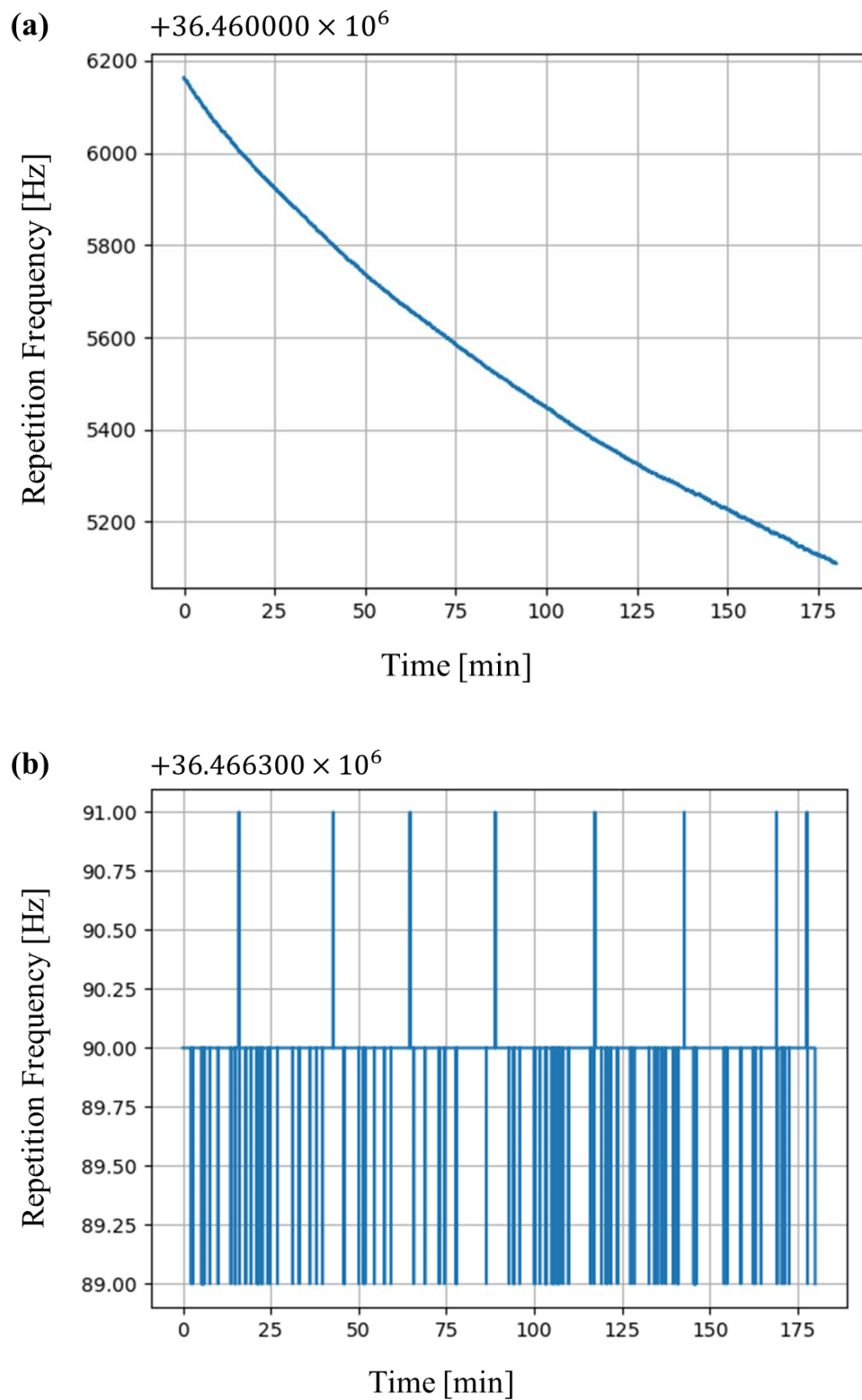


図 4.15 繰り返し周波数ロック時の挙動

(a)フリーラン時 (b)ロック時

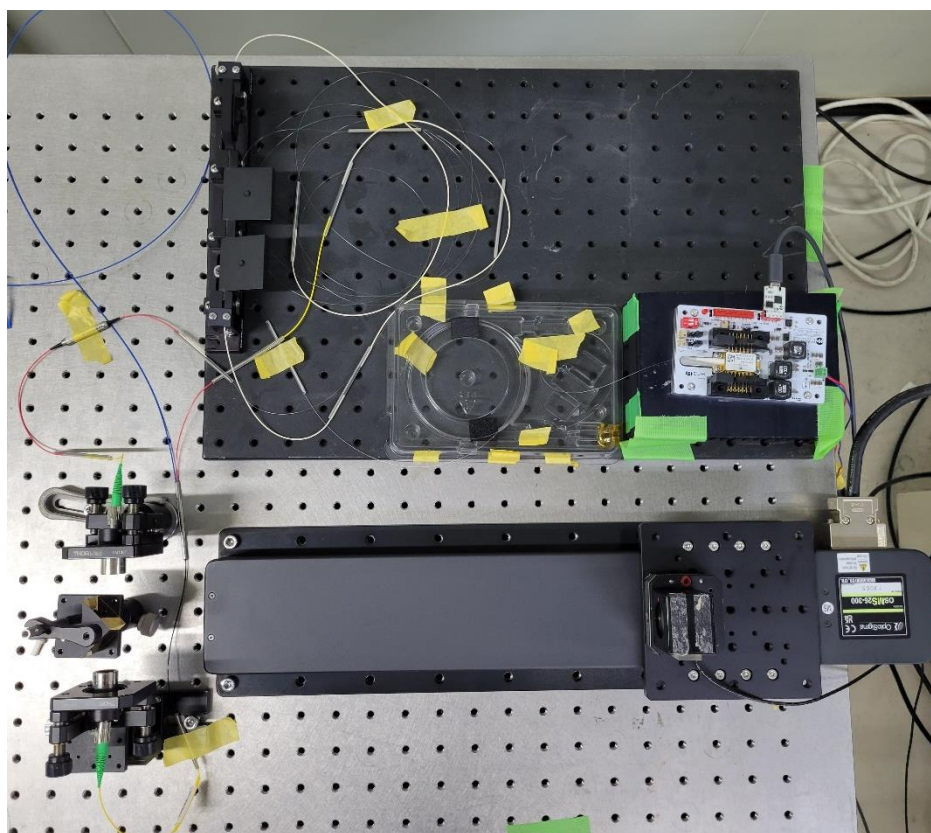


図 4.16 ロングステージを用いて走査範囲を広げた光コム
走査範囲は $33.4 \text{ MHz} \pm 1.1 \text{ MHz}$ で 6.4 %程度である.

4.6 まとめ

本章では、提案手法を実現するために必要な繰り返し周波数走査コムの開発を行った。必要な性能は以下のものである。

1. 広い繰り返し周波数走査範囲（繰り返し周波数の 5%程度）
2. >30 nm 程度の波長帯域
3. モード同期の安定性

これを実現する光コムを開発する。

まず一般的なモード同期の原理について述べた。そして、モード同期を引き起こす機構について整理し、本研究では、ファイバ素子のみで実現でき化学的安定性も高いため、非線形偏波回転を用いたモード同期機構を採用した。これは自己位相変調及び相互位相変調による非線形な偏波回転を利用するものである。

次に増幅機構である EDF とそれを含めた素子の配置について検討した。本研究ではノイズフィギュアに優れる前方励起型を採用した。また、入手可能な EDF について、その長さの最適値を実験的に検討し、ER30-4 を 2500 mm 用いるときに製作する光コムに最適であることを示した。

次に実際に繰り返し周波数走査光コムの製作を行った。そして各素子の機能とモード同期の調整について述べた。開発した光コムは以下のような特性を示した。

1. 最大 $33.4 \text{ MHz} \pm 1.1 \text{ MHz}$ の繰り返し周波数走査範囲（繰り返し周波数の 6.4%程度）
2. 40 nm 以上の波長帯域
3. 一週間以上連続してモード同期

以上より、開発した光コムは必要となる仕様を満たし、提案手法に用いることができる。

第 4 章で繰り返し周波数走査光コムを開発したことは、提案手法の実現にとって不可欠である。また、ここで得られた応用物理学的知見や光源製作技術は、次章以降における応用計測や実験系の構成にとって非常に重要である。

次章では開発した光コムを用いて提案手法の原理検証実験を行う。

第5章 空間エタロンによる原理検証

5.1 はじめに	82
5.2 実験系	83
5.2.1 空間エタロンのアライメント	85
5.3 安定環境下での評価実験	87
5.3.1 実験系	87
5.3.2 実験結果	88
5.4 エタロン絶対長測定値の評価	91
5.4.1 実験系	91
5.4.2 実験結果	92
5.4.3 考察	92
5.5 エタロン変位測定の評価	96
5.5.1 実験系	96
5.5.2 実験結果	98
5.6 まとめ	100

5.1 はじめに

本章では，第三章で提案したエタロンと光コムを用いた新しいエタロン絶対長測定手法の原理検証実験を行う．このために，最終的な目標であるファイバエタロンではなく，空間エタロンを用いて，検証実験を行う．空間エタロンを用いるのは，構造がシンプルであるために他の要素が絡まず原理を純粹に反映しやすいため，また空間構成であるために長さ測定の評価が容易であるためである．

5.2 節で全体に共通する実験系について述べる．5.3 節では，繰り返しを評価し，提案手法の特徴である高精度化が実現できているか検証する．5.4 節では，エタロン絶対長の測定値を三次元測定機の測定値と比較することにより，絶対長計測の妥当性を検証する．5.5 節では，エタロンに変位を与え，その変位の測定値を He-Ne 干渉計と比較することにより変位計測の妥当性を検証する．

5.2 実験系

ここでは本章で共通して用いられる実験系について述べる。

図 5.1 に実験系全体を示す。

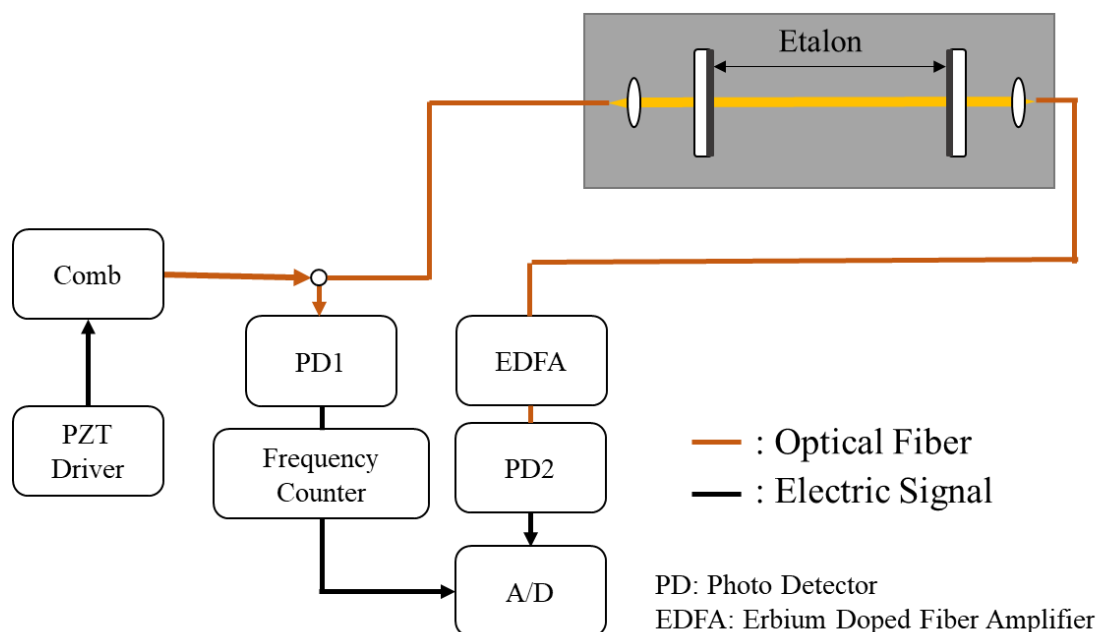


図 5.1 空間エタロンによる原理検証のための実験系

本実験では光源として、第 4 章で開発した繰り返し周波数走査光コムを用いている。PZT Driver からの信号により繰り返し周波数の走査を行う。

光コムからの光はファイバケーブルで 2 つの経路に分けられ、一方の光路では PD1 によって光が検出される。その繰り返し周波数は周波数カウンタ（Iwatsu, sc-7215a）によって測定される。

もう一方の経路では、光は図 5.2 に示されるような本実験のために作製された空間エタロンに導入される。このエタロンは光学レール上に載せられた 2 つの平板ミラーにより構成される。ファイバから出射されたコム光はコリメートされてエタロンに導入され、多重反射された後に再びコリメータによりファイバにカップリングされ、PD2 方面へと導かれる。エタロン長は光学レール及びステージにより可変である。今回の実験では第 3 章での検討からエタロンミラーに反射率 94% のミラーを用いている。平行平板エタロンでは、二鏡面を平行にすることが重要で、これが崩れてしまうときには干渉波形が観測されない。このためにアライメントが重要でありこれについては後述する。

エタロンからの出力光は Erbium Doped Fiber Amplifier (EDFA) (AEDFA-PA-30, Amonics) で増幅され, PD2 で検出される. 2 つの PD からの信号は A/D コンバータで検出され, 解析が行われる.

光コム共振器長 (f_{rep} に対応) を制御するピエゾステージを走査しながら, PD2 で干渉縞を検出し, 干渉波形のピーク位置での繰り返し周波数を測定し, エタロン長を得ることができる.

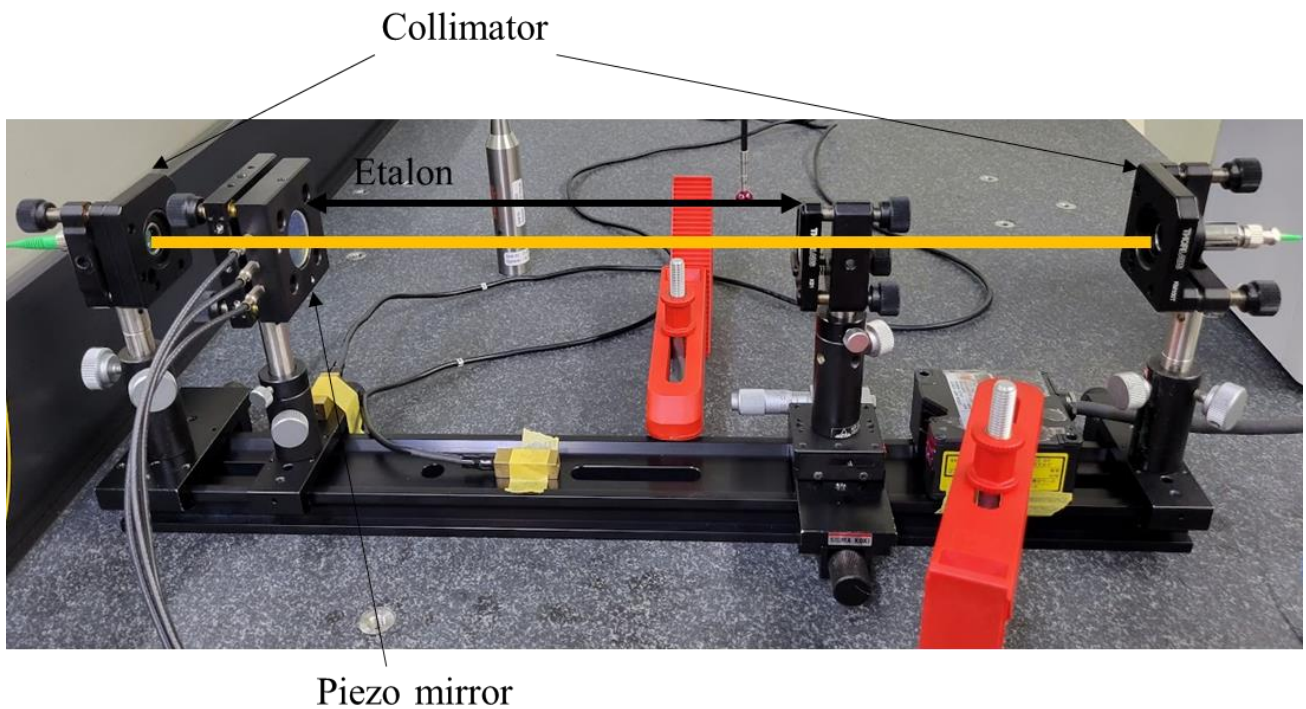


図 5.2 基本的な空間エタロンの実装

ピエゾミラーにより高精度にミラー間を平行にアライメントする

5.2.1 空間エタロンのアライメント

空間エタロンにおいては2つのミラーが平行であることが重要であり、傾きがある場合、光線がウォークオフしてしまい、干渉波形を得ることができない。この傾向は特に今回用いるような平行平板エタロンで顕著であり、手動でのアライメントは困難である。そのため、本実験では図 5.3 のようにピエゾ素子で傾きを変化させられるミラー（KC1-PZ/M, Thorlabs）を用いている。これを利用したアライメント手順について以下に述べる。

アライメントのための光学系を図 5.3 に記した。以下の手順でアライメントを行う。

1. Col 1 及び Col 2 を PD1 での強度が最大となるよう設置
2. Mirror を PD2 での強度が最大となるよう設置
3. Piezo Mirror を PD2 での強度が最大となるよう設置
ここまでで大体のアライメントができている。以下でさらに角度を調整する。
4. Piezo Mirror の一つの軸を少しずらす
Mirror からの反射光強度が PD2 で観測できるようになる。
5. Mirror を PD2 での強度が最大となるよう再調整
Piezo Mirror を設置した影響で多少のずれがあるので、これを補正する。
6. Piezo Mirror を PD2 での強度が最大となるよう再調整
7. 干渉波形を探索する
見つからなければ再び 4 に戻って調整
8. 干渉波形の強度が最大となるよう Piezo Mirror をアライメント

エタロン内で複数往復した光を測定するため、また干渉波形を生じる条件が厳しいため、以上のような複雑なアライメント手順が必要となる。また、数日経てば温度変化等によりミラーを支える機構がドリフトし、アライメントが崩れてしまう。この場合には再び 4 からアライメントをやり直す。

これらの手順により干渉波形を得ることができた。この状態で Piezo Mirror の軸をずらしたところ、およそ $10\ \mu\text{rad}$ の範囲で干渉波形が得られていた。手動でアライメントするときの分解能の限界は使用したミラーホルダーでは $5\ \mu\text{rad}$ 程度であるため、手動での調整が困難であることが分かる。

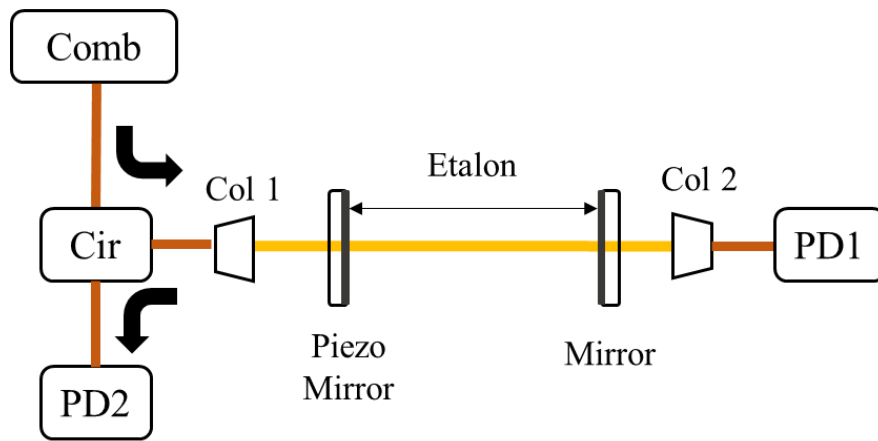


図 5.3 空間エタロンアライメントのための光学系
Cir:サーキュレータ, Col 1, Col 2:コリメータ

5.3 安定環境下での評価実験

ここでは，構成した空間エタロンを用いて，提案手法で想定される測定が実現可能であることを確認する．また，測定系を安定した環境下で構築し，その繰り返しを評価する．これにより提案手法の特性である高精度化が実現されているか検証する．

5.3.1 実験系

提案手法における測定において，エタロンは外部環境から大きく影響を受ける．特に外界温度の影響を強く受け，提案手法そのものの精度や分解能を評価しようとするとき，外界の温度変動により適切な評価が難しくなる．今回アルミニウム製の光学レール上にエタロンを構成しているためにその熱膨張の影響を受ける．光学レールの線膨張係数を $20 \times 10^{-6}/\text{K}$ とすれば，1K の温度変化によって 3500 nm もの熱膨張が加わってしまう．これを防ぐために系全体を発泡スチロールによる断熱構造で覆い，十分な温度ならしの後に測定を行った．このときの実験系を図 5.4 に示す．このときのエタロン長はおよそ 175 mm 程度に設定され，これは光コムの共振器長の 1/50 である ($m = 25$)．また断熱容器の内外の温度を白金抵抗温度計 (TSP01, Thorlabs) により計測している．実験時の湿度及び気圧は環境測定器 (EC10, Renishaw) により計測され，それぞれ 68.5 %，1000.5 hPa であった．

上記の系で，干渉波形を取得し，そのピークにおける光コムの繰り返し周波数からエタロン光学長を算出し，その繰り返しを評価した．

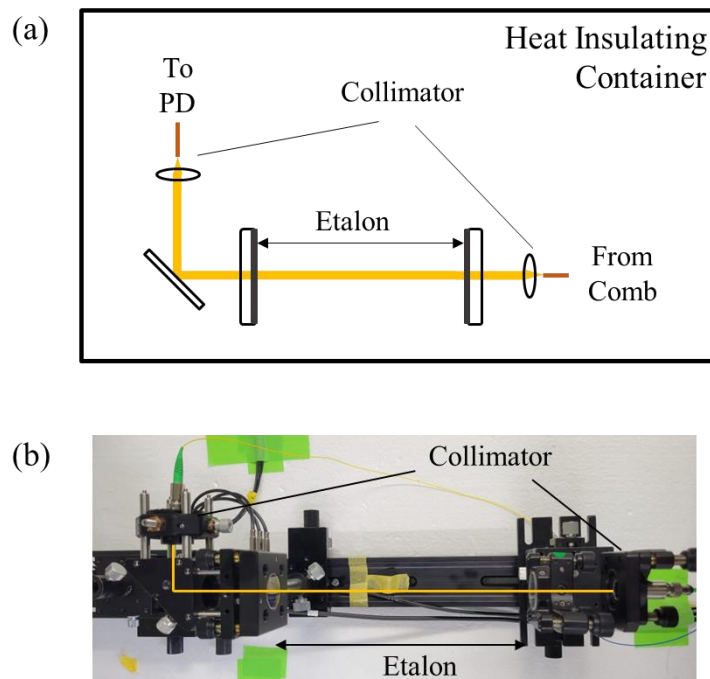


図 5.4 繰り返しの評価のための実験系

空間エタロンは光学レールごと断熱容器内に入れられる

5.3.2 実験結果

得られた干渉波形を図 5.5 に示した．これより光コムの一連の繰り返し周波数走査により良好な干渉波形が得られていることが見て取れる．図 5.5(b)のキャリア周波数について、この測定では 6.079 Hz であった．これは第3章でのシミュレーション値の 6.085 Hz とよく一致し、所望の干渉波形が得られていることを示している．また、包絡線の半値全幅は 593 Hz でシミュレーション値の 285 Hz より大きくなっている．この一つの要因は EDFA（帯域 $1530\text{-}1563 \text{ nm}$ ）による帯域制限であると考えられる．光コムの一連の帯域は $1536\text{-}1576 \text{ nm}$ であるために実効的な増幅帯域は 27 nm となる．シミュレーションでは 40 nm の帯域を設定しており、干渉波形の包絡線の幅は帯域に反比例するために、 27 nm の帯域で計算すると 422 Hz となる．その他、光コムの一連のパルス間のコヒーレンスや各素子での分散の影響も要因として挙げられる．

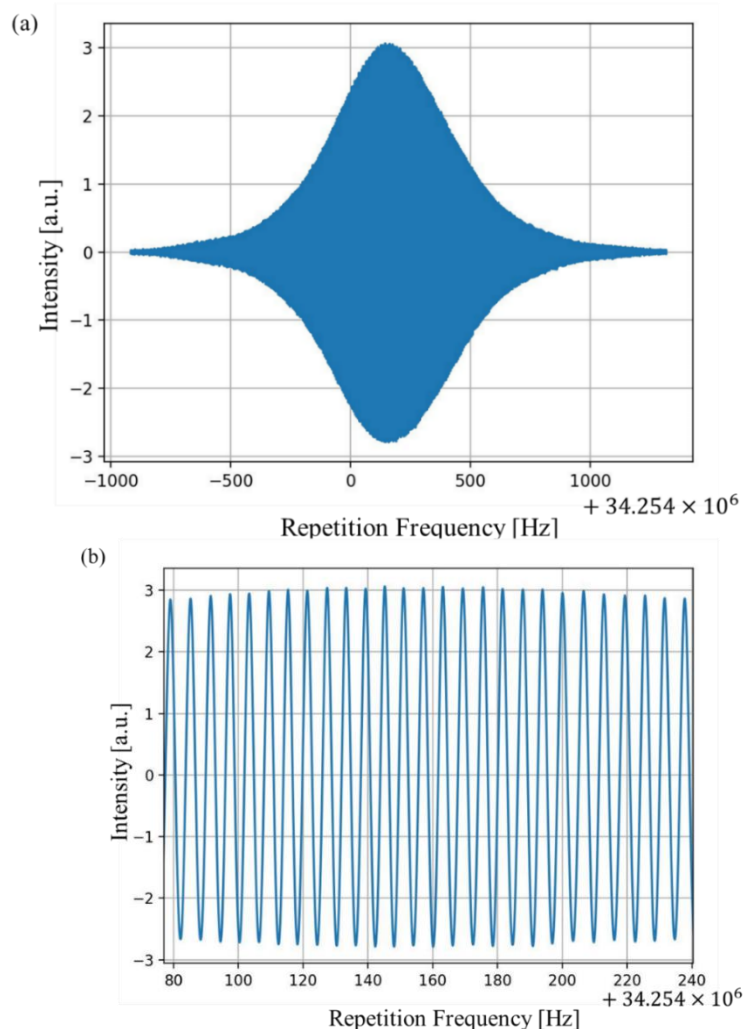


図 5.5 得られた干渉波形

通常のパルス干渉と同様の良好な波形を示している

エタロン長測定を行ったときの温度変化を図 5.6 に示した。また、このときの測定結果を図 5.7 に示した。測定はそれぞれおよそ 200 秒間にわたって行われた。測定時には実験室から退出し、外部から機器をコントロールする形で測定を行った。

図 5.7(a)では温度ならしの途中のとき、図 5.7(b)は断熱し十分な温度ならしを行ったときの結果である。

図 5.7(a)では大きなドリフトが観察され、測定手法そのものの精度について議論することが難しい。このようなドリフトを避けるために温度的な安定化は必須であると考えられる。

図 5.7(b)では、150-200 秒程度ではドリフト的な挙動は見られるものの、全体的にはランダムで、図 5.7(a)で見られたようなドリフトはある程度抑えられている。このことから図 5.7(a)におけるドリフトの主要な要因は温度によるものと考えられる。

図 5.7(b)での測定における測定値の標準偏差は 1.48nm である。2 σ で評価すれば繰り返しは 2.96 nm である。このときの相対精度は 1.7×10^{-8} であり、目標とする分解能に対し、十分な値である。光コムパルス干渉における干渉波形のピーク決定精度は過去の実験結果より、<100 nm 程度である。今回の実験系においてはファイバエタロンの往復長と光コム共振器長との比は 25 であり、繰り返しも 1/25 になることが期待される。今回の実験結果においても数十分の一程度になっており、期待された効果が得られている。よって、提案手法における光コムを用いた測定の高精度化が実現されている。この値は熱膨張の影響を含むものであるが、それでも目標に対して十分な値となっている。

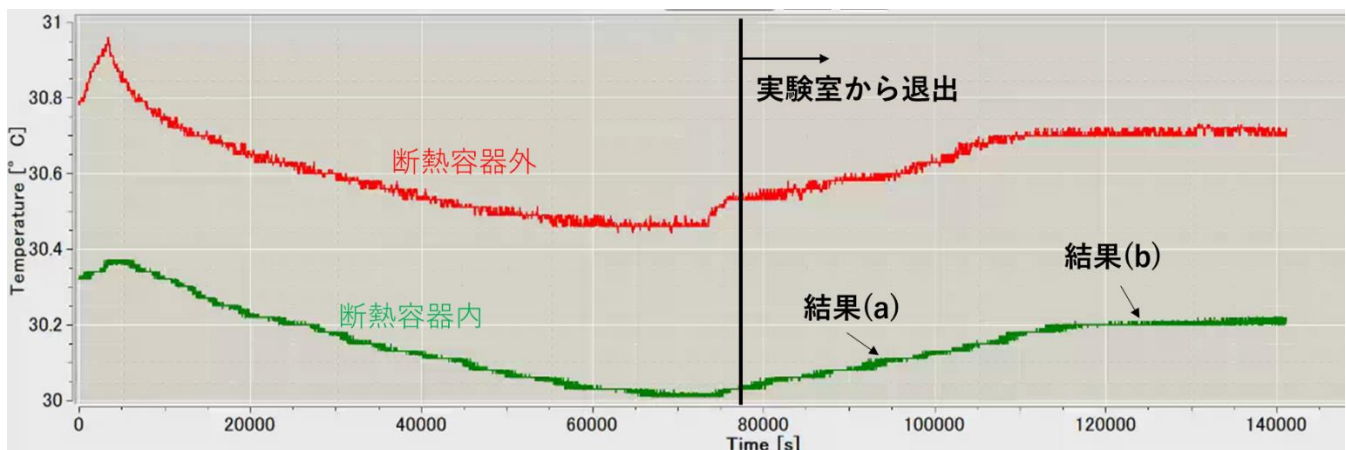


図 5.6 実験時の温度変化

80000 秒あたりで実験室から退出し、遠隔で測定を行っている

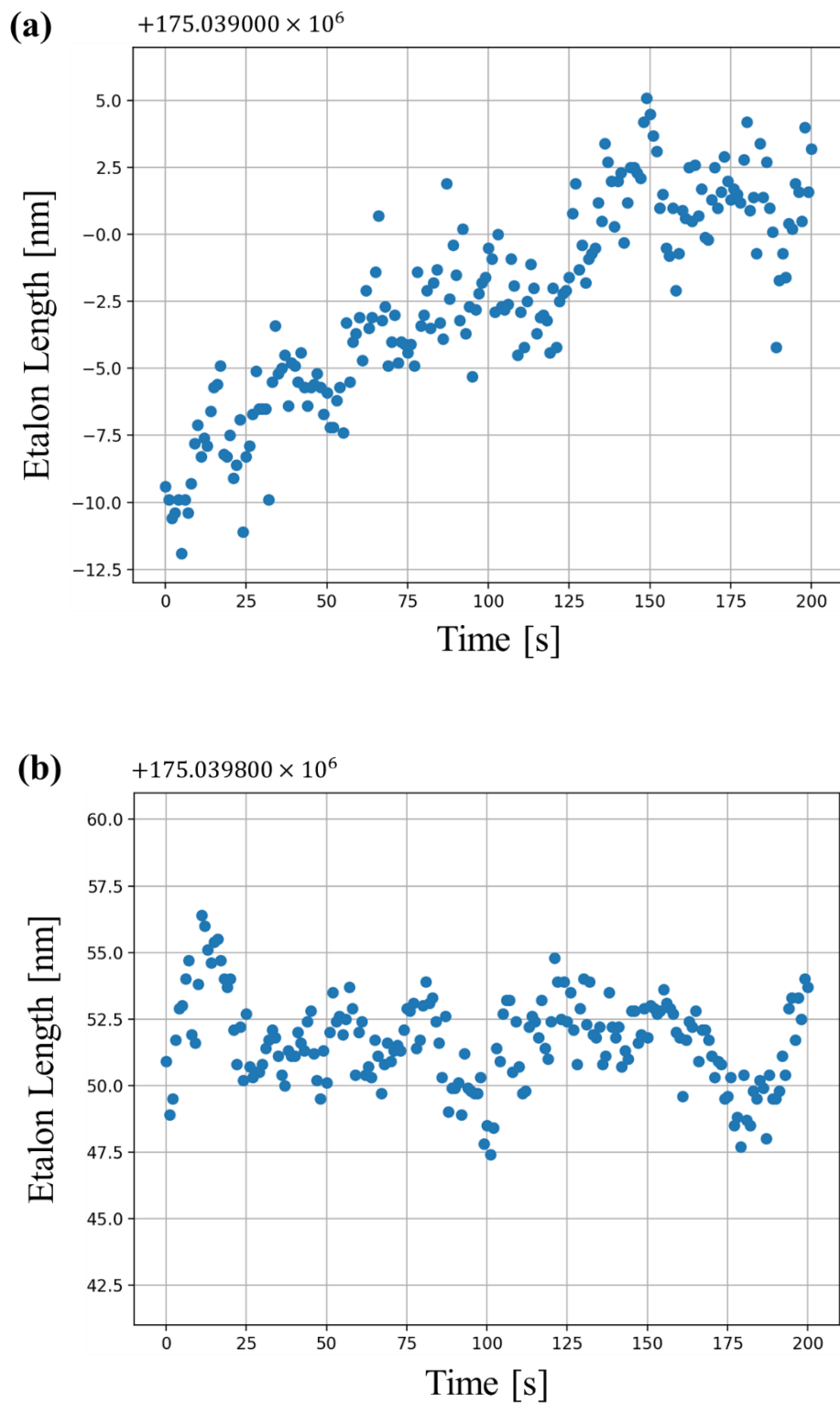


図 5.7 提案手法によるエタロン長測定の実験結果
(a)温度ならし前 (b)温度ならし後

5.4 エタロン絶対長測定値の評価

本節では、提案手法による測定絶対値の妥当性を検証するため、市販の三次元測定機（CMM）による測定値と比較することにより評価を行う。

5.4.1 実験系

前節と同様に、光学レール上に固定したエタロンに対し、その反射面間の距離を CMM（Mitutoyo, CYSTA Apex S 574）により測定する。このときエタロンはおよそ 219 mm に設定し、これは光コム共振器長の 1/40 に相当する（ $m = 20$ ）。

このときの様子を図 5.8 に示した。

CMM による測定では、エタロンミラーにプローブを接触させて座標計測を行う。実際の計測においては、一方のミラーに対して四点接触させ、それらが作る平面を計算する。もう一方のミラーに対してプローブを接触させ点を取り、平面と点の間の距離をエタロン長とする。

CMM による測定後、提案手法によりエタロン長を測定し比較する。このとき得られるのは光学長であるため、光源波長に対応する群屈折率を用いて補正を行う。補正はシドーの式[Ciddor 1996]を用いて行う。シドーの式から得られた屈折率の波長依存性の曲線より、光源の中心波長での群屈折率を計算して用いる。

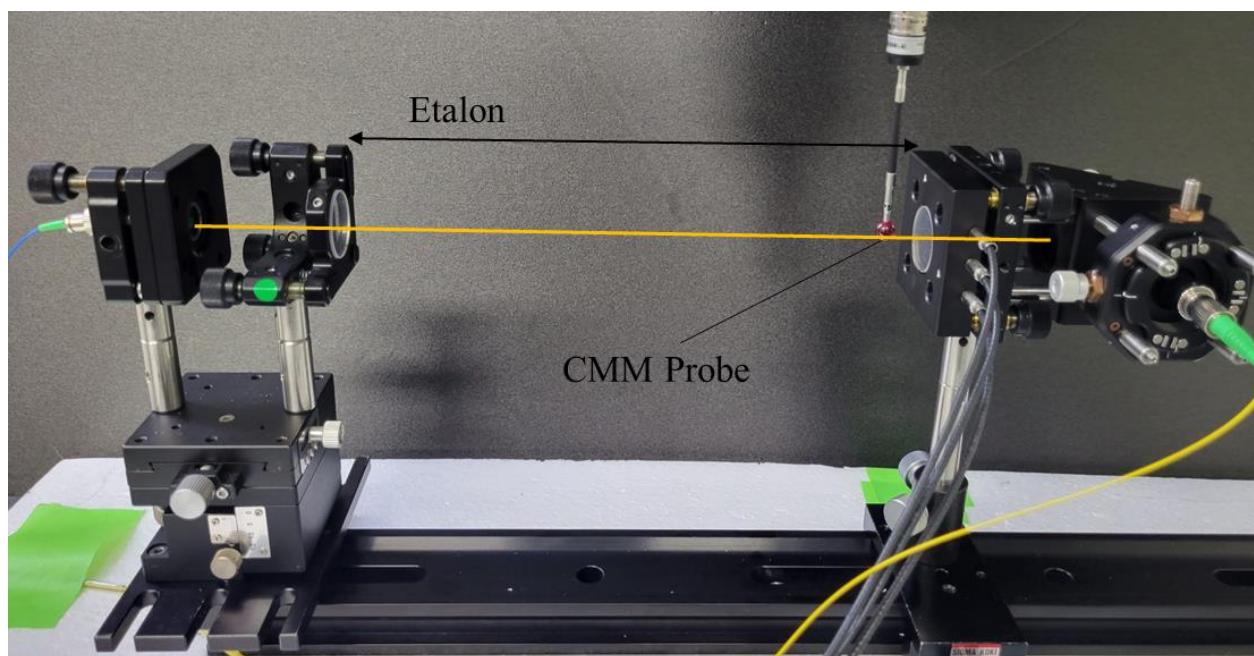


図 5.8 CMM との比較時の様子

CMM では両方のエタロンミラーにタッチして測定を行う

5.4.2 実験結果

この結果を表 5.1 に示した. 実験時の湿度及び気圧は No.1 で 62.0% 及び 1016.0 hPa, 温度は開始時 22.5℃ 終了時 22.4℃ であった. No.2 では, 57.0 % 及び 1016.0 hPa, 開始時 21.9℃ 終了時 21.9℃ であった.

2 日間に分けて測定しており, 空気屈折率補正後の測定値同士の差はそれぞれ, 0.121 μm 及び 0.774 μm であった.

表 5.1 CMM との計測値の比較

	No. 1	No. 2
Comb Measured Value [mm]	218.846121	218.840174
CMM Measured Value [mm]	218.846000	218.839400
Difference [μm]	0.121	0.774

5.4.3 考察

CMM の測定値と提案手法による測定値を比較する. このために, まず本節で行ったエタロン絶対長計測について, その測定精度をバジェットシートによって整理する.

表 5.2 に提案手法でエタロン絶対長を計測する際に想定される不確かさ要因をバジェットシート上で示した.

繰り返しは 5.3 節の実験結果より得た. 繰り返し周波数の誤差は周波数カウンタに同期されているルビジウム発振器 (FS725, SRS) の安定性から得ている. これは走査の誤差に相当する.

幾何学的誤差については, 2 種類を想定しており, それぞれ図 5.9 及び 5.10 に示した.

エタロンを固定している光学レールの熱膨張についてはアルミの線膨張係数を用いている.

図 5.9 はビームがエタロンに対して, 斜めに入射した場合であり, こちらは手動でアライメントしたときのおおよそのずれである 5 μrad ずれたときの経路長を想定して

いる．これはピエゾミラーを用いてアライメントしたときと手動でアライメントしたときの誤差から実験的に得た値である．このとき，ミラー間の距離を l とすれば，ビームの航行距離とのずれ Δl は下式で表される．

$$\Delta l = l \left(\frac{1}{\cos \theta} - 1 \right) \quad (5.1)$$

ただし， θ はビームとミラーの垂線のなす角である．

図 5.10 はエタロンの両ミラーの平行が崩れる場合である．このとき n 回往復後のミラー間のビームの航行距離を l_n ，ビームとミラーの垂線のなす角を ϕ_n とすれば，それらの関係は下式のように漸化式的に表せる．

$$\phi_n = 2\theta + \phi_{n-1} \quad (5.2)$$

$$l_n = \frac{l_{n-1} \cos \phi_{n-1}}{\cos(2\theta + \phi_{n-1})} (\tan(3\theta + \phi_{n-1}) \sin(4\theta + 2\phi_{n-1}) + \cos(4\theta + 2\phi_{n-1})) \quad (5.3)$$

ただし， θ はミラーの角度ずれである．

$$\phi_0 = 0 \quad (5.4)$$

$$l_0 = l \quad (5.5)$$

として，20 回往復までのビームの平均的な航行距離と l との差を求めた．このときピエゾミラーによるアライメントの限界である $0.5 \mu\text{rad}$ ずれたときの想定している．

また，空気屈折率補正の項については，測定機器の不確かさに対応して値を算出している．

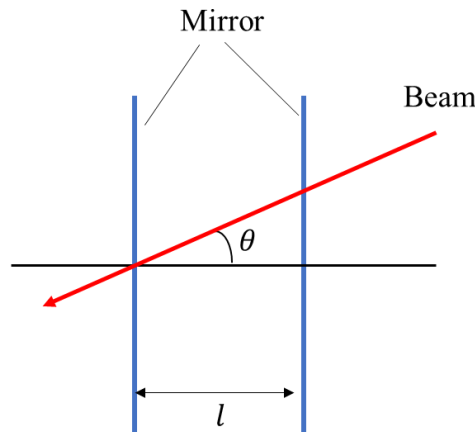


図 5.9 ビーム角度のずれによる幾何学的誤差のモデル

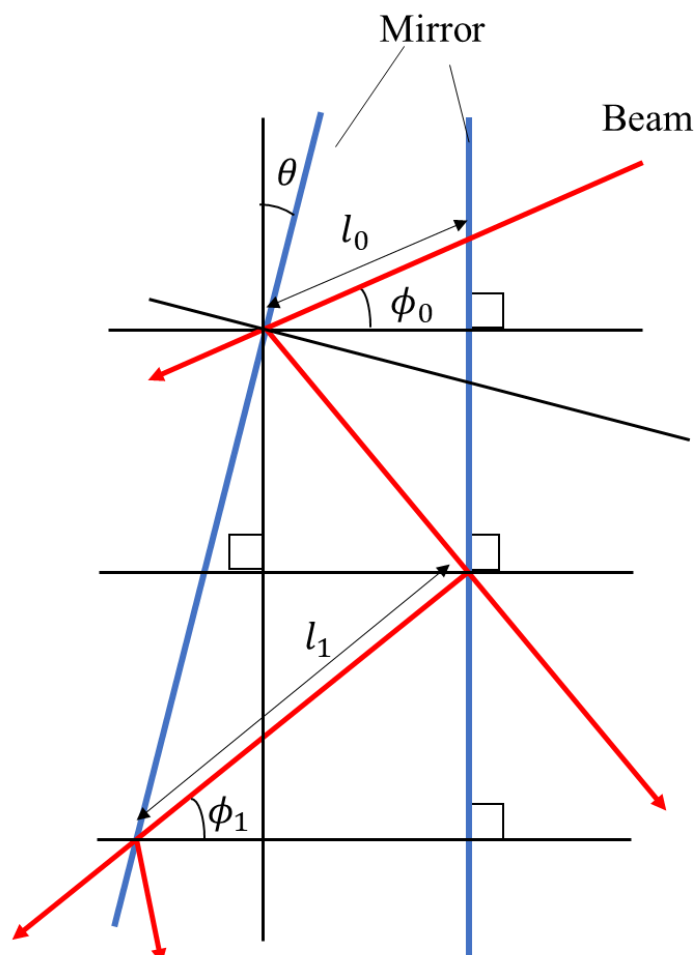


図 5.10 ミラー間の平行のずれによる幾何学的誤差のモデル

全体の不確かさを、 $L=219\text{ mm}$ の空間エタロンに対して、包含係数を 2 として計算すれば、 $1.2\text{ }\mu\text{m}$ 程度となる。これは環境影響の項による影響が大きく、特に空間エタロンを実装している基盤である光学レールの熱膨張の影響が支配的である。

その他の項目は環境補正に対して十分小さく、気相中での限界精度が出ている。センシングでの利用を考えれば、環境項はそもそも測定対象であるので、問題とならないことには留意する必要がある。これについては、6.6 節でセンサとしての利用を想定したときの誤差要因について考察している。

一方で、CMMの最大許容長さ誤差（MPE）は $1.7 + 4L/1000$ （L：測定長さ[mm]）であり、本実験では $2.5 \mu\text{m}$ 程度に相当する。

これらの値を念頭において、本実験における測定値の誤差を考えれば、これらの値を十分下回っており、CMMの精度範囲内で測定絶対値の妥当性が検証された。

さらなる精度での比較評価を望む場合には、低熱膨張ブロックゲージ等によって空間エタロンを実装することが考えられる。これによって、提案手法による測定での熱膨張項の影響を低減でき、さらにブロックゲージの校正値を用いCMMを利用しないために、さらなる精度が期待できる。ただし、通常のブロックゲージの両端にミラーをリングングする形の実装を実験的行ったところ、干渉波形を得ることができなかったため、平行度の良いブロックゲージ及び高度なリングング技術が必要となるものと考えられる。

本節では、マイクロメートルオーダでの評価になったため、次節で変位をナノメートルオーダで評価することで補完している。

表 5.2 提案手法によるエタロン長測定時のバジェットシート

Uncertainty Source	Standard uncertainty, $u(x_i)$	Sensitivity coefficient, c_i	Uncertainty contribution, $u(y_i)$
Repeatability of measurement	1.48 nm	1	1.48 nm
Repetition frequency	5.77×10^{-10}	1	0.13 nm
Geometric Error			
Etalon parallelism	0.002 nm	1	0.002 nm
Beam perpendicularity	0.036 nm	1	0.036 nm
Thermal expansion of optical-rail	0.115 K	$2.35 \times 10^{-5} \text{ l/K}$	592 nm
Refractive index of air compensation			
Ciddor's equation	$< 10^{-8}$	1	2.19 nm
Air humidity	0.577%	$1.02 \times 10^{-8} \text{ l/%RH}$	1.29 nm
Air temperture	0.115 K	$9.15 \times 10^{-7} \text{ l/K}$	23.0 nm
Air pressure	57.7 Pa	$2.64 \times 10^{-9} \text{ l/Pa}$	33.4 nm
Combined uncertainty	1187 nm		

5.5 エタロン変位測定の評価

5.4 節では、マイクロメートルオーダーで測定絶対値を評価した。本節ではこれよりも微小なオーダーで測定値を評価する。数 nm オーダーで絶対値が値付けられているものを用意するのは困難であるため、ここでは変位測定によって検証する。また、一般にエタロンをセンサとして扱うときには、変位が重要となるため、最終的な目標であるファイバエタロンセンサの実現のためにも本実験は重要である。

5.5.1 実験系

エタロン長に微小な変位を与え、市販の He-Ne 干渉計 (ML10, Renishaw) と光コムによる測定値を比較することで評価する。このときの様子を図 5.11 に示した。エタロンは前節までと同様に二枚の平行平板ミラーにより構成されており、その長さはおおよそ 175 mm である。エタロンミラーの一方はステージ上に固定された板上に配置されている。He-Ne 干渉計はビームスプリッタと 2 つのコーナキューブを用いて構成されており、コーナキューブの一方は先程の板上に、一方は光学レールに対して固定されている。これにより、ステージが動作するとき、エタロン長さと He-Ne 干渉計の測定値は同じ値だけ変動することになるので、変位の比較が可能である。また、それぞれの光軸はその中心と角度が一致するようにアライメントされており、アッペ誤差やその他幾何学的誤差を低減している。また、本実験においても温度変化は測定値に悪影響を与える。これを低減するため、He-Ne 干渉計の測定長さとエタロンの測定長さが等しくなるように配置しており、熱膨張による影響をキャンセルするような構成になっている。また、5.2 節と同様、断熱容器にパッケージし、十分な温度ならしの後に測定を行っている。

このときの温度、湿度及び気圧は 29.63 °C, 63.4 %, 1004.4 hPa であった。

本実験においては、ステージをピエゾアクチュエータにより 17.5 μm 程度変位させる。その測定前後における変位を提案手法と He-Ne 干渉計で比較する。

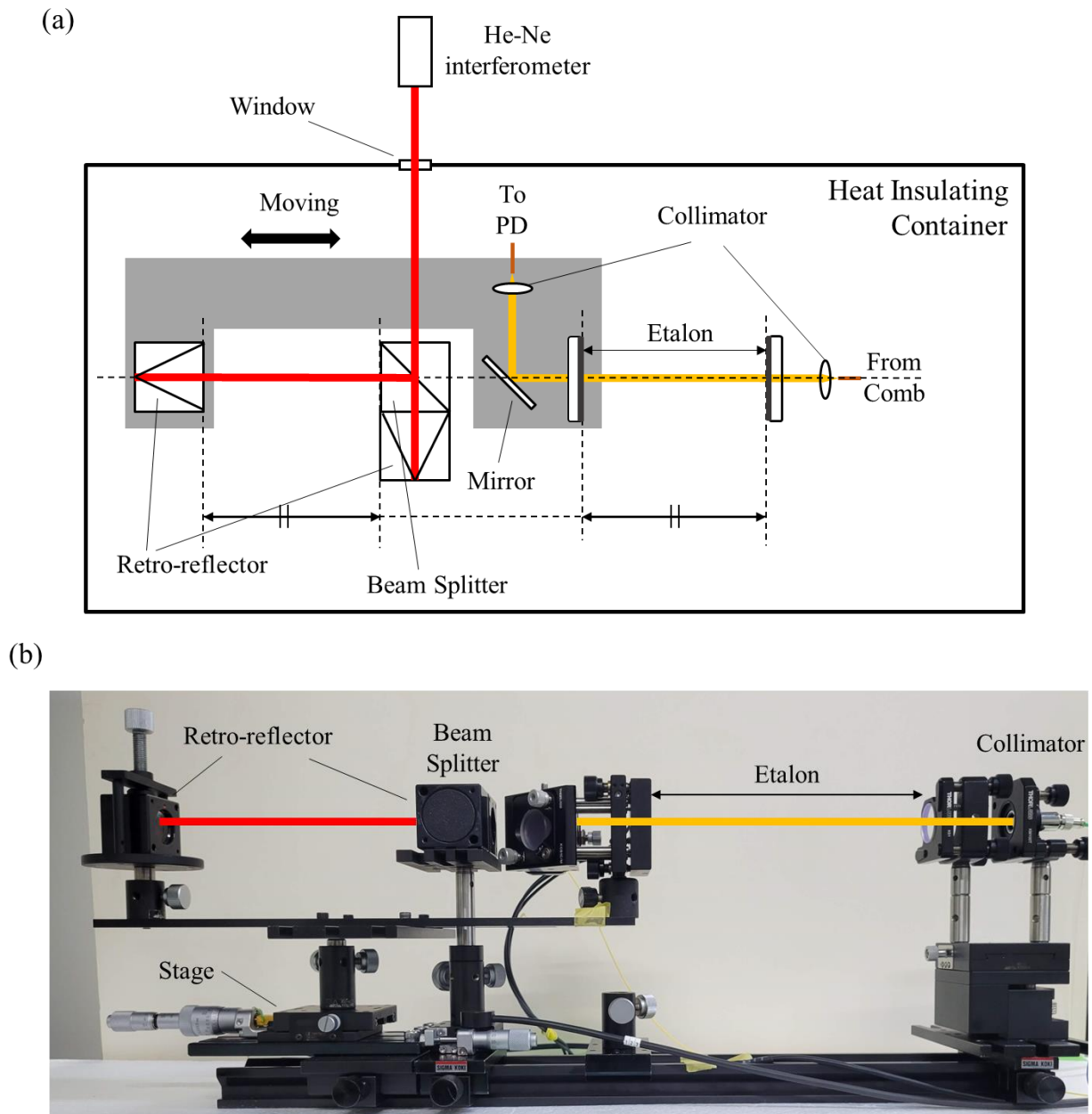


図 5.11 エタロン変位測定の評価のための実験系

(a)上方から見たときの模式図 (b)横から見たときの写真

ステージの動作により(a)の灰色部分全体が変位し，エタロンと He-Ne 干渉計に同様の
変位を与える

5.5.2 実験結果

測定結果を図 5.12 に示した。ピエゾアクチュエータは一定のクリーピングを示している。それぞれ変位前後を拡大したものを図 5.12(b)及び図 5.12(c)に示した。それぞれにおいて、およそ両者の測定値が同様の変化をしている様子が見て取れる。図 5.12(c)においては振動による変化が観察されるが、これは両者の測定データで現れており、よく一致している。変位前後において、提案手法における測定値が存在する範囲で平均値をとり、差を求めると、提案手法において $17.774895\text{ }\mu\text{m}$ 、He-Ne 干渉計における測定値は $17.774183\text{ }\mu\text{m}$ であった。両者の差は 1 nm 以下であり、よく一致している。

以上により、変位測定において、提案手法と市販の He-Ne 干渉計はよく一致し、微小な領域においても提案手法の妥当性が検証された。これによりセンサとしての実現可能性が示された。

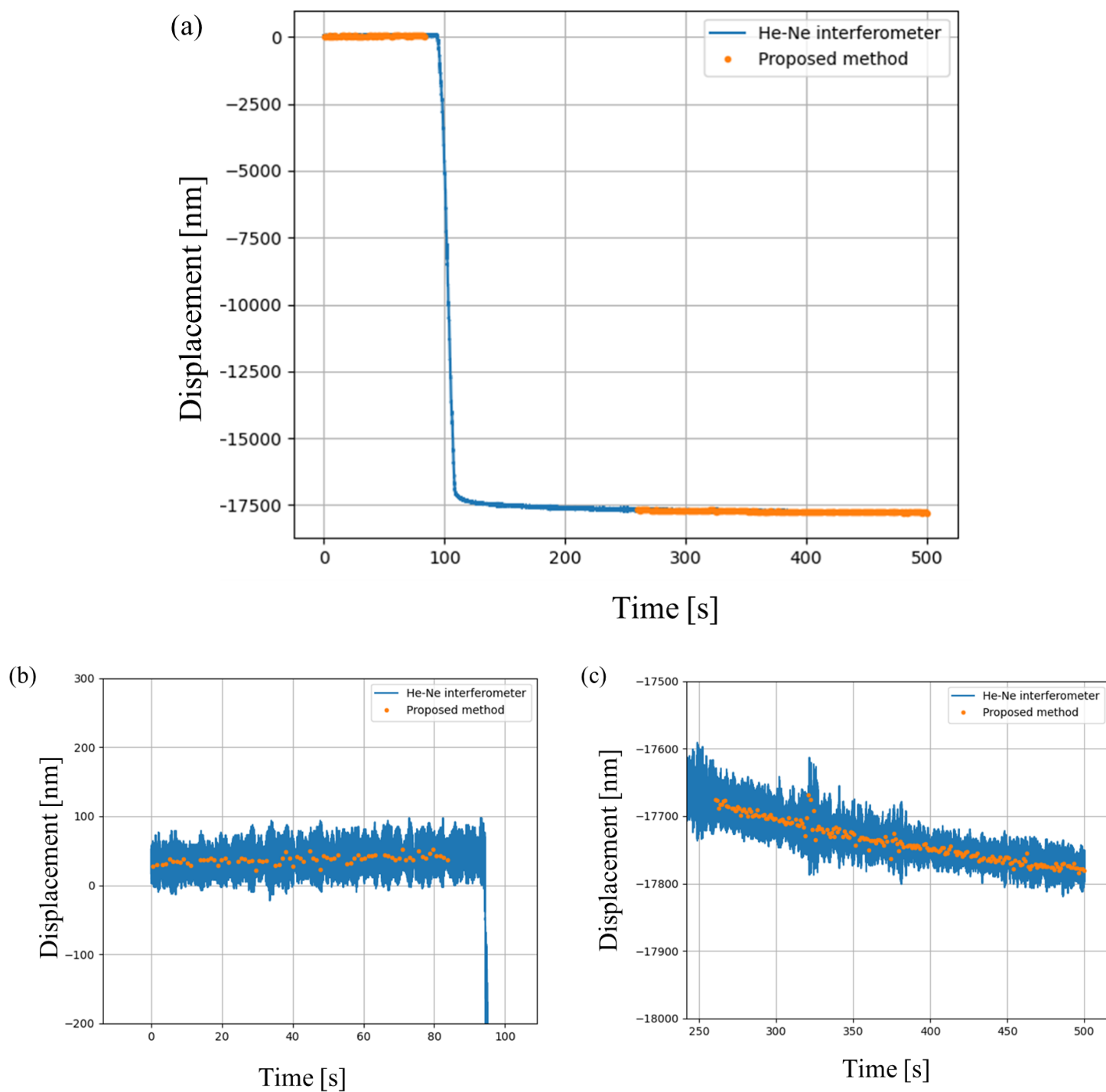


図 5.12 提案手法と He-Ne 干渉計による変位計測の比較結果

(a)全体 (b)変位前 (c)変位後

それぞれの変位は同様の傾向を示している

5.6 まとめ

本章では，提案手法の原理検証のために，繰り返し周波数走査コムと空間エタロンを用いて実験系を構成し，その評価を行った．

まず，空間エタロンの実装を行った．空間エタロンはその長さや変位を捕捉することが容易であるために，原理検証に適する．空間エタロンの実装においては，二枚のミラーのアライメントが重要であり，ピエゾミラーを用いることで高精度なアライメントが達成された．これは以降の干渉波形取得のために不可欠で，手動のアライメントでは干渉波形を得ることは難しい．

この空間エタロンに対し，第4章で開発された繰り返し周波数走査コムを用いてエタロン長の測定系を構成した．このときターゲットの干渉波形を得ることができ，提案手法の実現可能性が示された．

さらに測定手法の精度的評価を行った．約 175 mm のエタロンを安定環境下に設置した際の繰り返しは 2σ で評価すれば，2.98 nm であり，測定原理に従って，高精度化が実現されている．このときの相対精度は 1.7×10^{-8} であり，目標とする分解能に対し，十分な値である．また，その測定絶対値を CMM と比較して評価したところ両者の差は $<1 \mu\text{m}$ 以下であり，CMM の MPE の範囲内でよく一致し，絶対値の妥当性が示された．17.5 μm 程度の微小な変位を与え，He-Ne 干渉計の測定値と比較したときには，両者の差は 1 nm 以下であり，こちらにおいても測定値の妥当性を示すとともにセンサとしての利用可能であることを示した．

以上により，提案された測定手法の原理は実現可能であり，十分な精度を持って機能することが示された．

第4章における原理検証により，提案手法の妥当性が示された．このことは，次章のファイバエタロンセンサの測定の実現可能性を保証する．

次章で実際にファイバエタロンを用いてセンサとしての実装を行う．

第6章 提案手法によるファイバエタ ロンセンサ開発

6.1 はじめに	102
6.2 ファイバエタロンの開発	103
6.3 測定可能性と繰り返しの評価	106
6.3.1 実験系	106
6.3.2 実験結果	107
6.4 温度特性評価	109
6.5 歪特性評価	112
6.6 ファイバエタロンによるセンシングにおける誤差要因について	114
6.7 自己増幅ファイバエタロンによる高精度化	116
6.7.1 自己増幅ファイバエタロンの原理と開発	117
6.7.2 自己増幅ファイバエタロンの評価実験	118
6.8 まとめ	124

6.1 はじめに

本章では、実際にファイバエタロンセンサを製作し、その性能を試験する。

6.2 節では開発したファイバエタロンについて説明する。

6.3 節では、繰返し精度を評価するために、ファイバセンサを安定な環境下に設置し、ファイバエタロン光学長の計測を行う。

6.4 節では、ファイバエタロンセンサに温度変化を与え、そのときの応答から温度センサとしての性能を評価する。

6.5 節では同様に歪を与えたときの特性を評価する。

6.6 節では、実際にセンサとして取り扱うときの誤差要因について検討を行う。

6.6 節では、第 3 章で議論した、往復回数と干渉強度のトレードオフを解消するために、自己増幅ファイバエタロンを提案する。さらに実際に製作し、その評価を行う。

6.2 ファイバエタロンの開発

エタロンは二つの反射素子と媒質によって構成される．これはファイバエタロンも同様であり，反射素子等により種々の実装ができる．以下は先行研究における例である．

1. 多層膜コーティングや金属による反射面をファイバで挟み込むもの [Chen 2019]
2. ファイバの間に空間ギャップを設け，端面を反射面として用いるもの [Wang 2010]

中でも 1 は実装が容易であり，広い反射帯域も見込める．このため，本研究ではこれを用いる．

また，先行研究においては単なるファイバを反射面で挟み込むことで，ファイバエタロンとしていた[Sudatham 2015]が，本研究においてこれは問題となる．ファイバは大きな波長分散を持つためである．これにより波長に依存して感じる屈折率が異なる．提案手法では，一方の光路はファイバエタロンを素通りし，もう一方の光路はファイバエタロン中で光コムの共振器長と等しい距離を往復したものが干渉するので，実質的に数 m 分のファイバによる分散を受けることとなり，干渉波形が大きく広がる．これにより，ピーク決定が困難になり，精度低下の要因となる．

これを解決するために，光コムの製作のところでも述べたように分散補正を行い，エタロン一往復での分散をゼロにする必要がある．

これらを踏まえて開発したファイバエタロンを図 6.1 に示した．

ファイバエタロンを構成するファイバは二種類からなっており，異常分散性ファイバ (SMF-28, Thorlabs) と正常分散性ファイバ (DCF-4, Thorlabs) である．これらを 1:4 の比で融着することにより全体の分散をゼロとした．

反射面はファイバコネクタで多層膜コーティングを挟み込むことにより，実装する．コネクタ周りの構造を図 6.2 に示した．このとき，外側のファイバコネクタに多層膜コーティングを施すことで，その間のファイバを自由に変えられ，エタロン長を可変とすることができる．多層膜には反射率 99 % のものを用いた．このとき 20 回往復後の光強度は第 3 章で導いた最適値から 1/4 程度になるが，十分干渉が得られる範囲である．

ファイバエタロンを 200 mm 程度とする場合には，融着に必要なファイバリード長（融着点から左右にそれぞれ 100mm 程度余分なファイバが必要）の関係で，既製のファイバコネクタ（ファイバが通され研磨されているもの）を用いることが難しい．このため，コネクタ付けを行う必要がある．コネクタ付けでは，ベアファイバをフェルールに通し，エポキシ樹脂でギャップを埋め，接着，端面を研磨する必要がある．研磨の様子を図 6.3 に示した．ファイバ端面を顕微鏡で観察しながら研磨を行う．研磨により得られたファイバ端面が図 6.4 である．このように良好な端面が得られた．

以上のような形で，ファイバエタロンを実装した．次節以降ではこれを用いる．

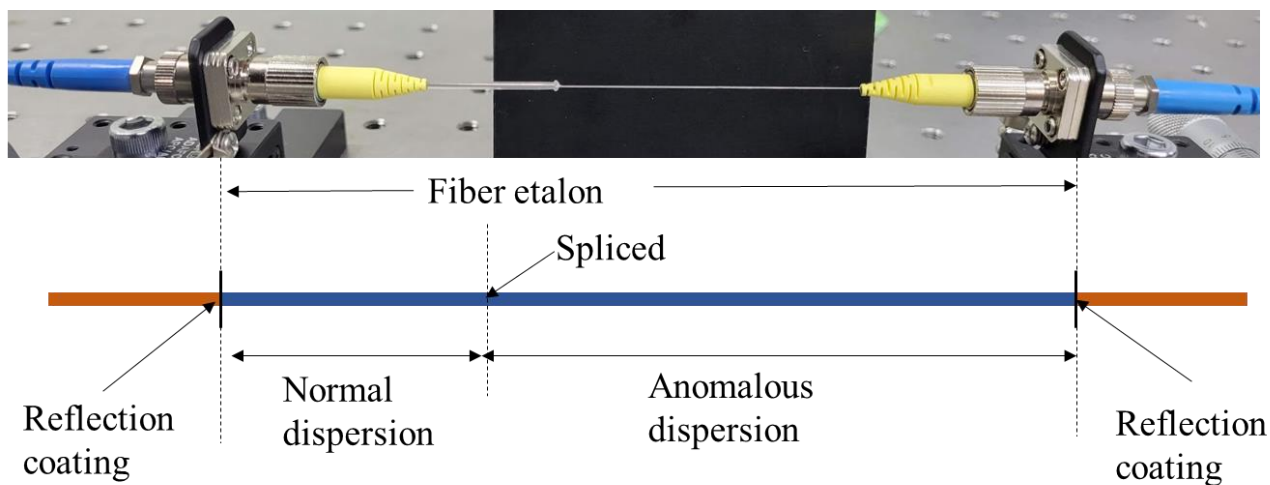


図 6.1 製作したファイバエタロン
2 種のファイバにより分散補正を行っている

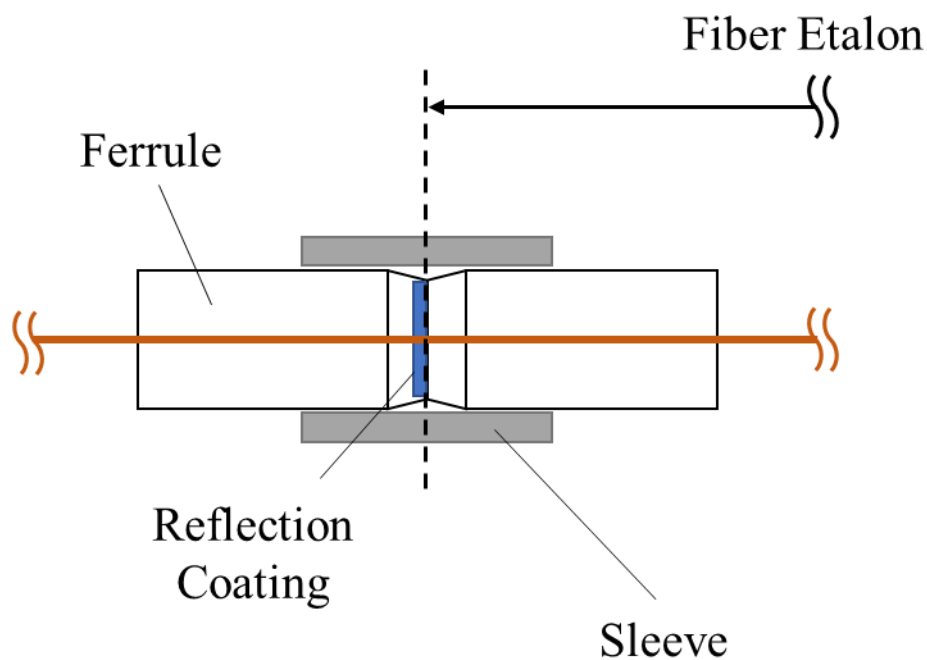


図 6.2 ファイバエタロンの端面構造
外側のフェルルールに反射コートが施されている

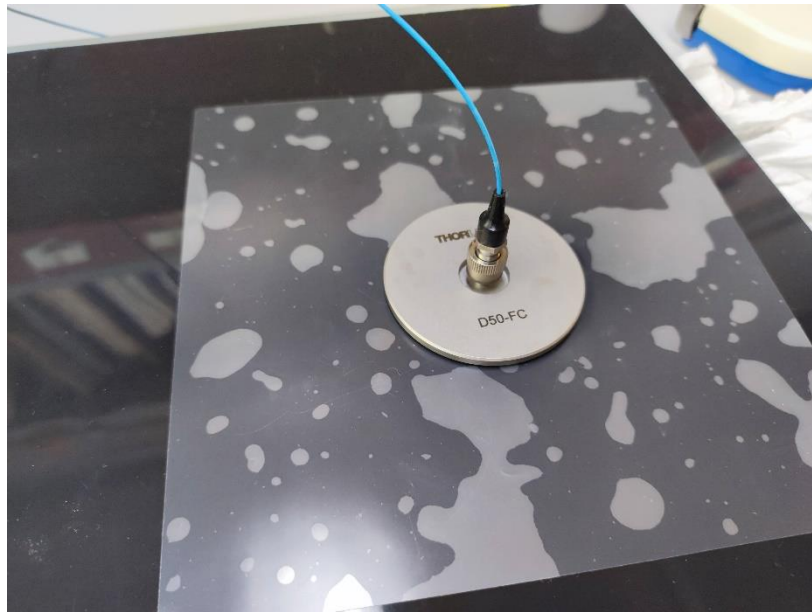


図 6.3 ファイバ端面研磨時の様子
研磨シートにより，治具でファイバ端面を抑えながら研磨を行う

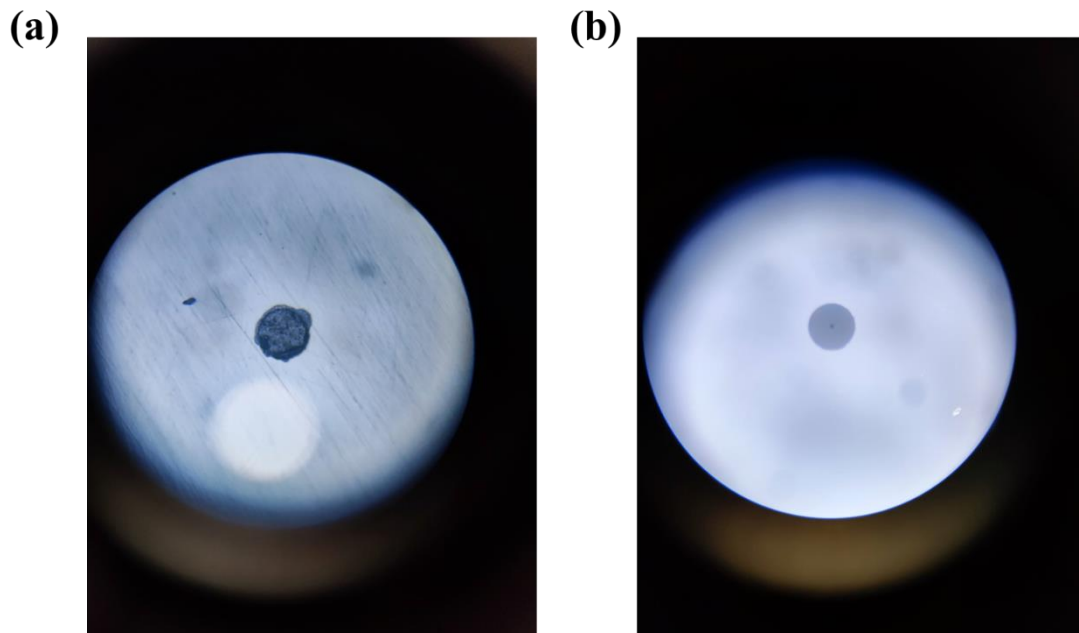


図 6.4 ファイバ端面観察像
(a)研磨前 (b)研磨後
中央の黒い部分がファイバのクラッドである

6.3 測定可能性と繰り返しの評価

ファイバエタロンと光コムを用いた提案手法の特性を評価するために、光コムやエタロンを含む測定系を安定した環境下で構築し、その測定精度をその繰り返しから評価する。

6.3.1 実験系

図 6.5 に実験系全体を示す。

本実験では光源として、前章までと同様に第3章で製作した繰り返し周波数走査コムを用いている。

光コムからの光はファイバカプラで2つの経路に分けられ、一方の光路では、PD1によって光が検出される。その繰り返し周波数は周波数カウンタ (Iwatsu, sc-7215a) によって測定される。

もう一方の経路では、光は図 6.6 に示される本実験のために製作されたファイバエタロンに導入される。このファイバエタロンの長さは、コムのパルス間隔の整数分の一となるように設計されており、このファイバエタロンの光学長は約 217 mm で、光コム共振器長の約 40 分の 1 である ($m = 20$)。

エタロンのからの出力光は Erbium Doped Fiber Amplifier (EDFA) で増幅され、PD2 で検出される。2つの PD からの信号は A/D コンバータで検出され、解析が行われる。

光コム共振器長 (f_{rep} に対応) を制御するピエゾステージを走査しながら、PD2 で干渉縞を検出し、干渉波形のピーク位置での繰り返し周波数を測定する。本実験における走査周波数は 1Hz に設定した。

提案手法における測定において、ファイバエタロンは外部環境から大きく影響を受ける。特に外界温度の影響を強く受け温度変化は精度評価の誤差要因として働く。提案手法そのものの精度や分解能を評価しようとするとき、外界の温度変動により適切な評価が難しくなる。

よって本実験において、ファイバエタロンは図 6.6 のように断熱容器中に設置することで温度を安定化させ、測定手法そのものの特性の評価を行う。また、振動の影響を避けるため、系全体を除振台の上に載せている。12 時間程度の温度ならしの後、断熱容器内の温度は 22.7 °C となった。

上記の系で、干渉波形を取得し、そのピークにおける光コムの繰り返し周波数から、下式によりエタロン光学長を算出し、その繰り返しを評価する。

$$l_e = \frac{l_c}{2m} = \frac{c}{2mf_{rep}} \quad (6.1)$$

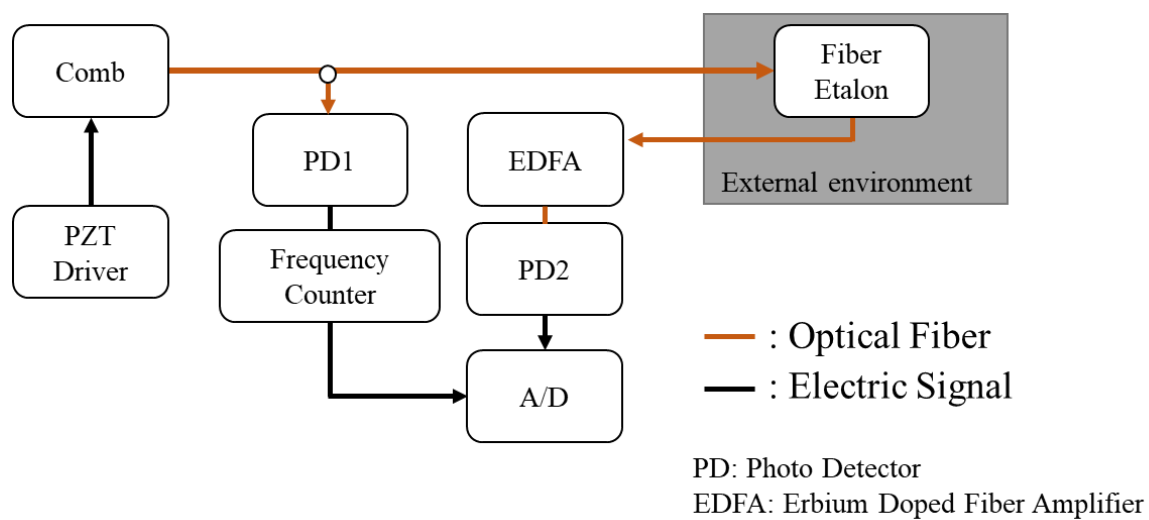
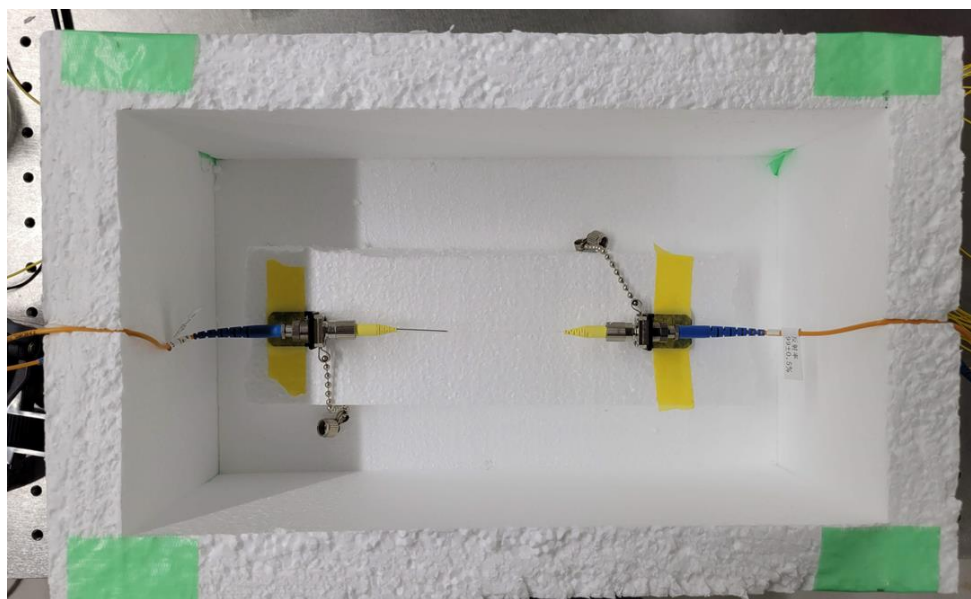


図 6.5 ファイバエタロン長測定時の光学系

図 6.6 断熱容器中に設置されたファイバエタロン
測定時には蓋をしている

6.3.2 実験結果

得られた干渉波形を図 6.7 に、測定結果を図 6.8 に示した. この測定標準偏差は 1.88 nm である. $\sigma = 2$ とすれば繰り返しは 3.76 nm である. ファイバエタロン長に対する

相対精度としては、 1.73×10^{-8} であり、従来の EFPI センサと比べて高精度な測定が
できている。ここから、ファイバエタロンを用いた際にも、第 5 章の空間エタロンに
おける測定結果と同様に提案手法が機能していることが示されている。

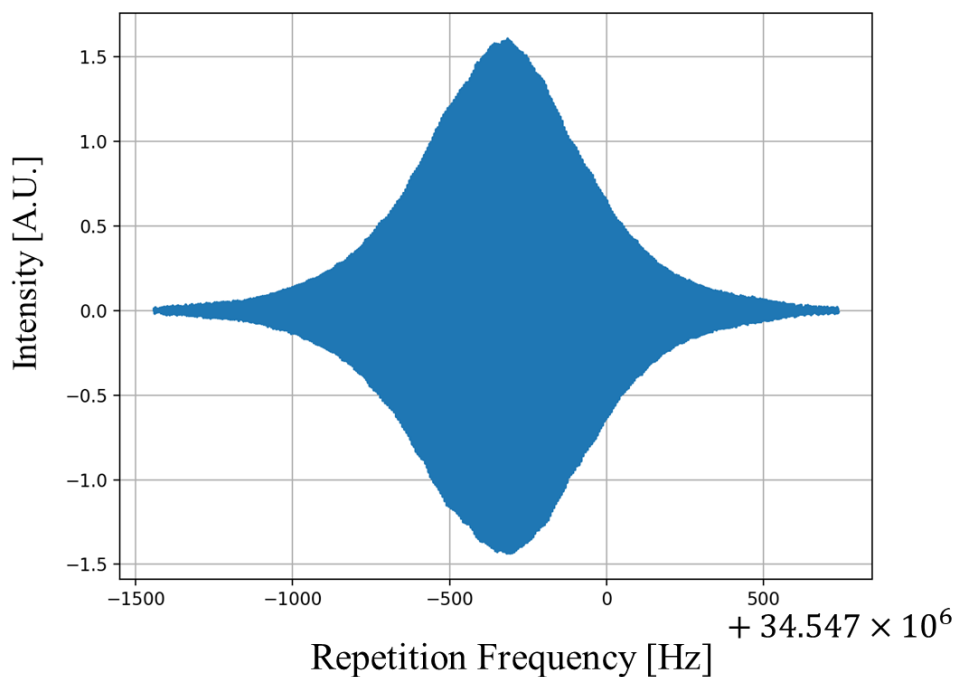


図 6.7 得られた干渉波形

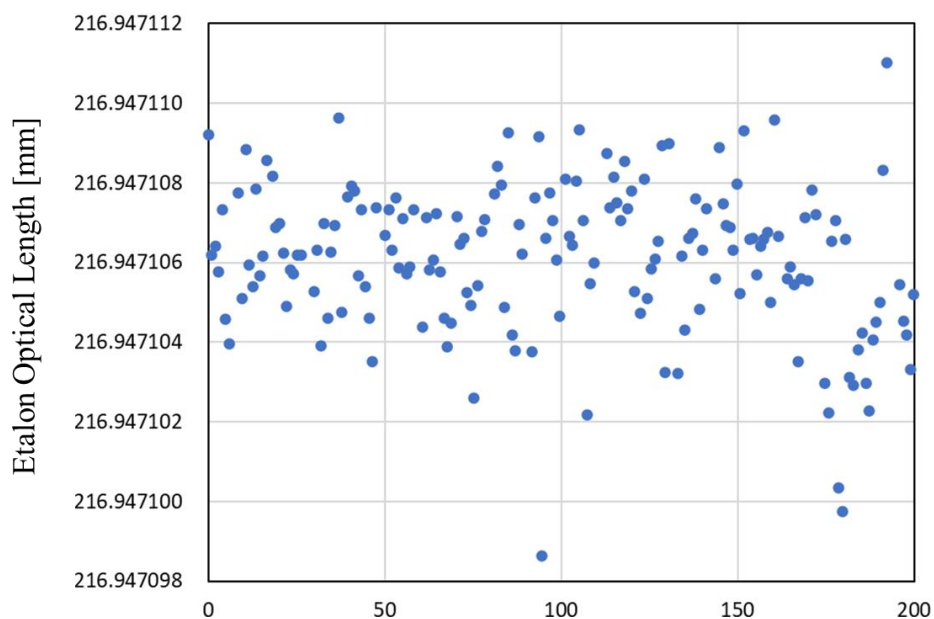


図 6.8 安定環境下での測定結果
標準偏差は 1.88 nm

6.4 温度特性評価

本節では，ファイバエタロンを温度センサとして利用したときを想定し，これに温度変化を与えることでその特性を評価する．このとき温度は測定対象としての意味を持つ．提案手法を温度センサとして用いるとき以下の式により温度変動を求めることができる．

$$k\Delta T = \frac{\Delta L}{L} \quad (6.2)$$

ただし， k はファイバエタロン光学長の温度係数， ΔL はファイバエタロン光学長の変動， L はファイバエタロン光学長である． k を事前に校正し既知のものとすればその他の要素を測定することで ΔT を求めることができる．

本実験においては，温度的な一様性や安定性を考え，水中にファイバエタロンを設置し，その水温を変化させた．このときの様子を図 6.9 に示した．水中温度は市販の温度センサ（TSP01，Thorlabs）によりモニタリングされている．断熱容器中で，水 2.0 L 程度に対し，30 W 程度の出力のヒーターで加熱を行い，300 秒で 1K 程度の温度上昇を与える．このときの温度センサと提案手法による測定結果を比較することで温度センサとしての特性を評価する．

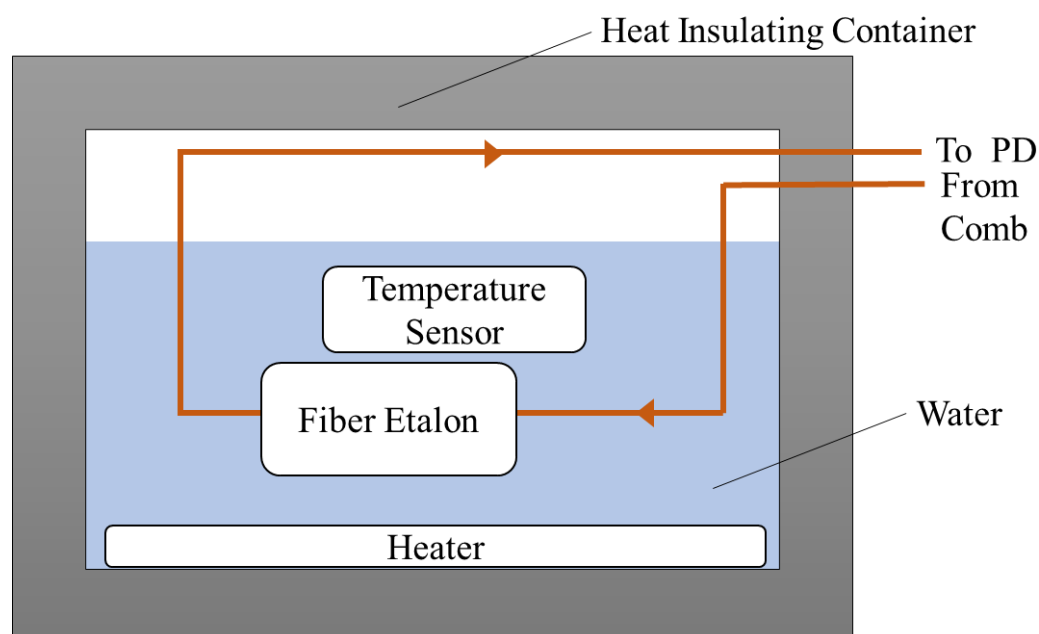


図 6.9 温度特性評価のための実験系
断熱容器内で水温を加熱する

このときの実験結果を図 6.10 に示す。温度センサで計測した温度に対し、ファイバエタロン光学長が線形な応答を示している。それぞれのデータの相関係数は 0.999987 であり、良好な線形性を示しており、温度センサとして利用可能であることが示されている。

このグラフの傾きからファイバエタロン光学長の温度係数が計算され、この値はおおよそ $12.9 \times 10^{-6} / \text{K}$ である。ファイバの温度依存性は通常、熱膨張係数と熱光学係数の和で示され、一般的には $6.3 \times 10^{-6} / \text{K}$ 程度である。本実験ではこれに対し、二倍程度の値が得られているが、これはファイバ表面に種々の物質が構造的に接合されており、それらに引っ張られて伸縮したためであると考えられる。特に融着保護スリーブにおいてファイバは熱可塑性ポリマにより接着されており、これは一般的に $50 \sim 100 \times 10^{-6} / \text{K}$ 程度の温度係数を持っているため、大きく熱膨張に寄与するものと考えられる。実用的には温度係数が既知であり、線形な関係を保っていれば、温度センサとして用いることができる。実験結果から十分な線形性を持っているため問題ないと考えられる。

ファイバエタロンを温度センサとして使用した場合、217 mm エタロンでは本実験の結果から、感度は 2800 nm/K、繰り返しから分解能を計算すれば、0.0012 K となり、温度センサを想定したとき、良好な分解能を示している。

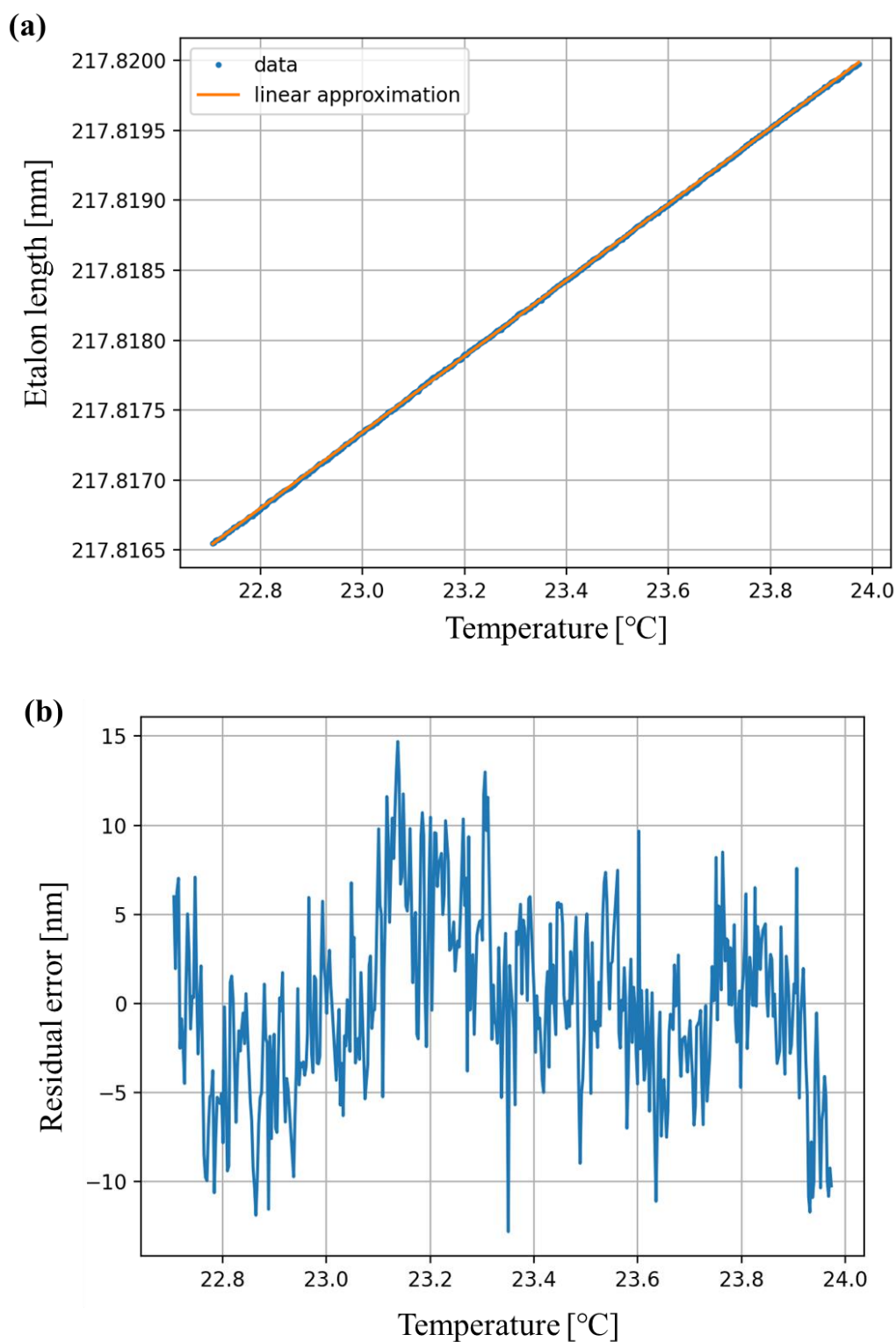


図 6.10 温度特性の実験結果

(a)温度計による測定値に対するエタロン長の測定値 (b)線形近似からの残差

6.5 歪特性評価

本節では、ファイバエタロンを歪センサとして利用したときを想定し、ファイバエタロンを伸長することでその特性を評価する。

この実験系を図 6.11 に示した。前述のファイバエタロンはその端面を内包するコネクタ部がステージ及び定盤上に固定されている。このステージを伸ばすことにより、ファイバエタロンに歪みを与える。ファイバが破断される限界を考え、ファイバがピンと張った状態から 0.35 mm 程度ステージを動かした。このときのステージ変位は三角測量型の変位計（Keyence, LK-H025）により測定している。0.05 mm ステップごとにステージを動かす、このときの変位計信号及びファイバエタロンからの信号を取得する。これらのデータを比較することにより、歪特性を評価する。

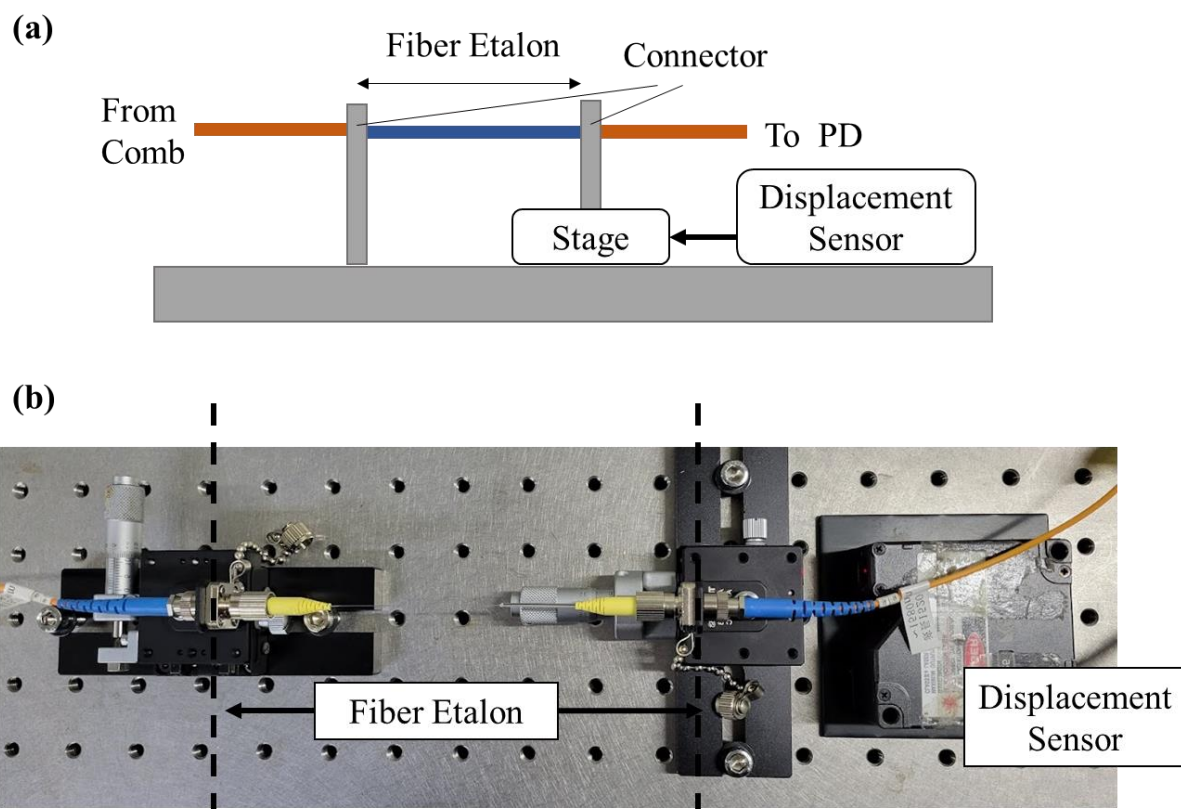


図 6.11 歪特性評価のための実験系

(a)模式図 (b)写真

ステージを動作させることによりファイバに引っ張りを加える

得られた実験結果を図 6.12 に示した。ステージの変位に対し、提案手法により測定されたファイバエタロン光学長は線形な応答を示しており、その相関係数は 0.999935 であり、良好な線形性を示している。ステージ変位に対するエタロン光学長の傾きはおおよそ 1.003 である。ファイバが単純に伸長するのみだと考えると、この傾きはファイバの屈折率に一致していなければならないが、今回の実験結果は対応していない。一般的にファイバを伸長するとき光弾性係数による影響を受け、ファイバが伸長するとき屈折率が小さくなるため、この影響を受けたものと考えられる。

以上の実験結果より、提案手法を用いたファイバエタロンの計測を、歪センサとしても用いることができることが示される。

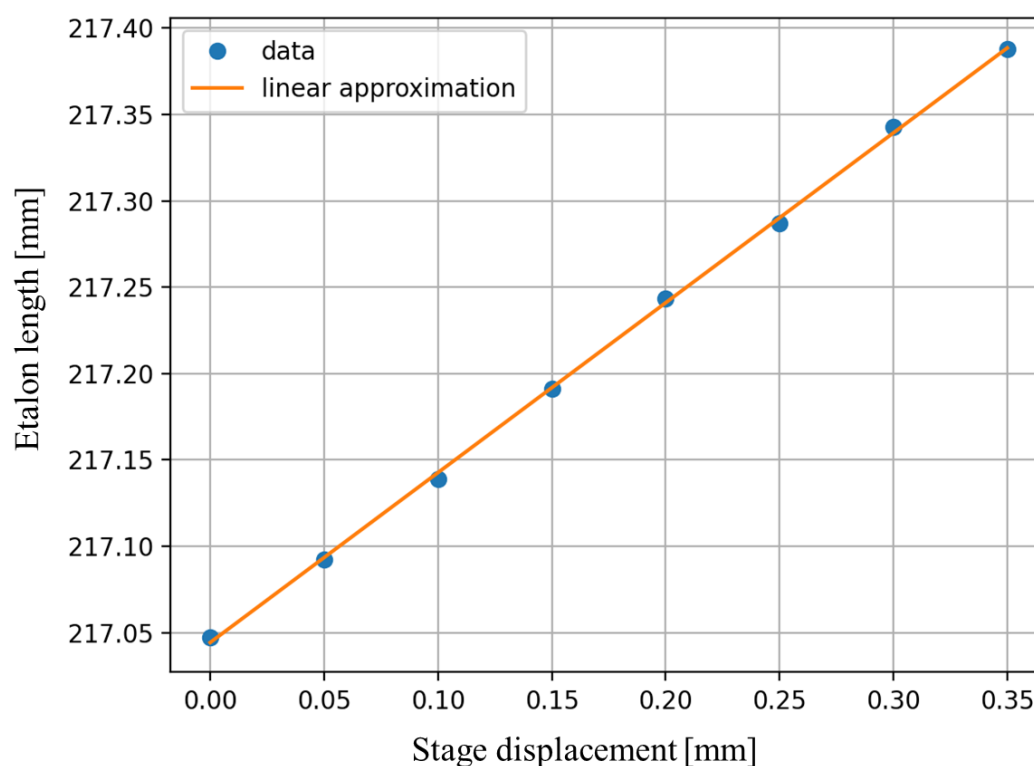


図 6.12 歪特性の実験結果

6.6 ファイバエタロンによるセンシングにおける誤差要因について

本節では、ファイバエタロンを実際にセンサとして用いるときの誤差要因について、検討する。特に歪と温度を測定する際の誤差要因について考える。検討する要素について以下に列挙した。

1. 歪の影響
2. 温度の影響
3. 走査の誤差
4. エタロン屈折率の影響
5. 繰り返しに含まれる諸要因

1.と 2.について、基本的に提案手法では歪によるエタロン光学長変化と温度によるエタロン光学長変化を弁別できない。このため、温度をセンシングする際には歪が、歪をセンシングする際には温度がそれぞれ誤差要因となり得る。温度センシングであれば、歪を受けないようにセンサの設置について十分留意する必要がある。歪センシングにおいては、温度の変動を避けるのは難しく、このため種々の補償法が提案されている。例えば、2つの同様のセンサを用いて補償する手法[Wu 2010, Kuang 2017]や、材料の熱膨張と設置の工夫で温度補償する手法である[Hayano 2003]。前者では2本のセンサを用意し、一方は測定対象に設置し、もう一方は自由に動くような設置にすると、後者は歪の影響を受けず温度変動のみの影響を受けるため、差し引きすることで歪による影響が得られる。後者では、温度変動を受けた際に部材による熱膨張で圧縮を加え、センサの熱膨張による影響を相殺する。これらのような実装上の応用で1.と 2.の影響については対処可能である。

3.について、本手法では光コム共振器長をステージで走査して変化させることにより、繰り返し周波数を走査している。通常の白色干渉法のように走査を変位計等を用いてモニタリングしている訳ではなく、直接的に測定対象の長さとは結びつけられる繰り返し周波数に依拠している。このため、走査のモニタリング時の幾何学的誤差の影響等を受けない。よって走査の誤差は周波数カウンタによる誤差と等しく、RF発振器等と同期させることにより $<10^{-9}$ の精度を得ることができる。

4.について、提案手法ではエタロン光学長の測定を行っている。つまり歪や温度変動による屈折率変化も含めて測定される。歪や温度をセンシングする際には、屈折率変化による影響や非線形性も含めて校正を行うことが前提となるために、問題とならない。ただし、設置方法によっては、再現性がなくなる場合も考えられる。例えば、

測定するときによってファイバの曲がり方が異なってしまうような設置を行ってしまうような場合である．よって，設置方法については十分留意する必要がある．

5.について，これは今回の測定実験では繰り返しの含まれている諸要因である．例えば，光源や PD においてのノイズ等である．実験室内では低く抑えられているものの，実際の利用でも留意する必要がある．ただし，ファイバセンサでは測定対象の位置と測定機器の位置を離れたところに設置することが容易であるので，問題になりにくいものと考えられる．

6.7 自己増幅ファイバエタロンによる高精度化

第3章で述べたように提案手法では、下式に従ってエタロン長が測定される。

$$l_e = \frac{l_c}{2m} = \frac{c}{2mf_{rep}} \quad (6.3)$$

ただし、 l_e はエタロン光学長、 l_c は光コム共振器長、 m は整数、 c は光速、 f_{rep} は繰り返し周波数である。ここで m は下式によって決定される。

$$m = \frac{l_c}{2l_e} \quad (6.4)$$

上式によれば、 m が大きいほど、 l_e 決定の際の精度は向上する。つまり、光コム共振器長を大きくすることにより、精度向上を狙うことができる。しかし、 m が大きいときエタロンによる反射時の減衰により干渉強度が減衰し精度低下につながる。これらにより m についてのトレードオフが形成されている。このときの往復ごとの減衰の様子を図6.13に示した。図6.13はエタロン反射率を99%としたときである。ただし、実際のファイバエタロンでは端面での損失や伝搬での損失などにより光強度はさらに低下する。

本節ではこのトレードオフを解決する手段として、エタロン自体に増幅機構を組み込んだ自己増幅ファイバエタロンを提案する。詳細について以下で述べる。

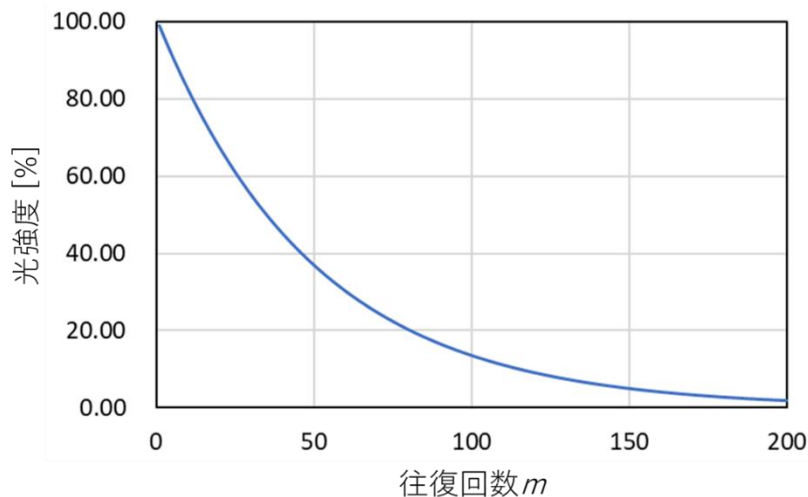


図 6.13 エタロン往復回数に対する透過する光強度
入射光の光強度を1としている

6.7.1 自己増幅ファイバエタロンの原理と開発

提案する自己増幅ファイバエタロンの原理を図 6.14(a)に示した。自己増幅ファイバエタロンでは、ファイバエタロン内に EDF を組み込むことにより増幅機構とする。LD のポンプ光 (980 nm) は WDM カプラを通りファイバエタロン内に導入され、EDF を励起する。光源からの光 (1550 nm) は同様に WDM カプラを通りファイバエタロン内に導入される。このファイバエタロン内で、往復ごとに増幅されることで、実質的な損失の小さなエタロンを構成することができる。

片端のコーティングをダイクロイックミラーと同様のコーティングとすることで、976 nm のポンプ光を透過させ、1550 nm の信号光を反射させることができる。これにより、適切にエタロンとして機能させることができる。

また、EDF は正常分散性を持っており、異常分散性のファイバと組み合わせることにより分散補正を行うことができる。

実際に製作された自己増幅ファイバエタロンを図 6.14(b)に示した。ここでは往復回数増加時の効果を示しやすくするために、できるだけ小さいサイズで実装している。ファイバエタロンの機械長はおよそ 60 mm である。反射コートは 1550 nm 光に対して 99 % の反射率のものを用いている。976 nm 光に対する透過率は実測値で 42 % 程度であり、ダイクロイックな挙動を示している。また、正常分散性の EDF (ER30-4, Thorlabs) と異常分散性のファイバ (SMF28, Thorlabs) をおよそ 1:1 で融着している。

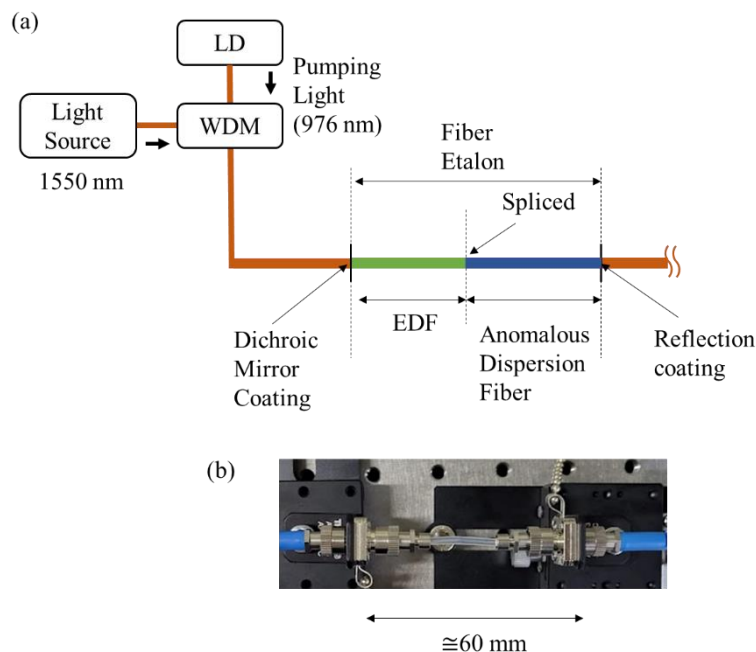


図 6.14 自己増幅ファイバエタロン
(a)模式図 (b)製作されたファイバエタロン

6.7.2 自己増幅ファイバエタロンの評価実験

提案した自己増幅ファイバエタロンの原理検証のため、実際に干渉計を組んで、エタロン長の測定実験を行った。

図 6.15 に実験系を示す。コムからの光は WDM カプラを通して自己増幅ファイバエタロンに導入される。光コムからの出力はおよそ 2.0 mW 程度である。LD からの励起光 (976 nm) は自己増幅ファイバエタロンに導入され、EDF を励起する。ファイバエタロンからの光は EDFA で増幅され、PD2 で検出される。ここで導入された 976 nm 光は EDFA 内の波長選択的な素子によりカットされるため PD2 での検出に影響を与えない。コムの繰返し周波数を走査することで、干渉波形を得ることができる。コムの繰返し周波数は周波数カウンタで取得される。光コム中のピエゾステージの走査周波数は 1 Hz である。自己増幅ファイバエタロンの光学長はおよそ 97 mm である。

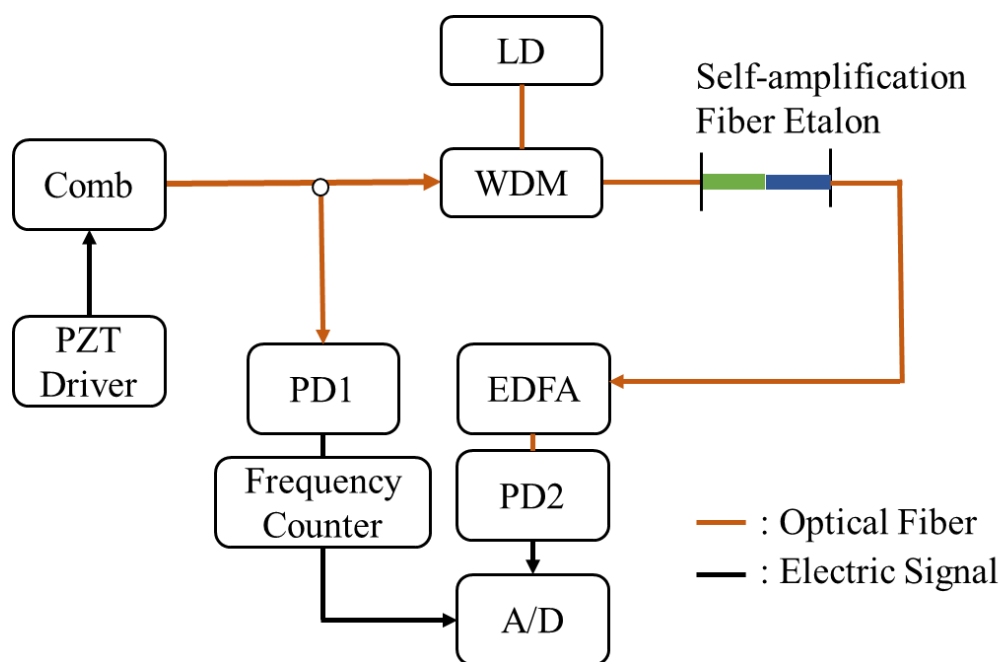


図 6.15 自己増幅ファイバエタロンの評価のための実験系

LD からの励起光を WDM カプラで自己増幅ファイバエタロンに導入している

この実験系で、適切な光コムを適切な繰返し周波数に設定することにより、干渉波形を得ることができた。このときの光コムの繰返し周波数はおよそ 34.252 MHz であり、 $m = 45$ に相当する。

得られる干渉強度は LD による励起強度に依存する。励起しないときには干渉波形は見られず、励起強度を上げて行くにつれ干渉波形が観察されるようになる。ある程度以上に励起強度を上げるとき、干渉強度は飽和し、その後はノイズが大きくなるのみである。本実験では、飽和する少し前に励起強度を設定した。このときの励起光強度はおよそ 100 mW である。

このとき得られた干渉波形を図 6.16 に示した。干渉波形はこれまでと異なる形状を示している。この原因については高次の干渉が得られるためだと考えられる。エタロンによる往復での損失が十分に小さい時、光コムの隣り合うパルスだけではなく、一つ飛ばし、あるいは複数個飛ばしのパルス同士が、エタロンによる多重往復を経た後に干渉する。つまり $m = 45$, $m = 90$, $m = 135 \dots$ といったような干渉が同一の位置で発生し得る。これをここでは高次の干渉と呼ぶ。ただし、このような高次の干渉では、繰返し周波数決定時の誤差も 2 倍となるため、エタロン長決定精度には変化がないことに留意する。高次の干渉では、繰返し周波数を横軸としたときキャリア波の周波数が 2 倍、3 倍、4 倍といったように変化するため、干渉波形の形状が変化する。

干渉波形をフーリエ変換したものを図 6.17 に示した。図 6.17(a)は自己増幅ファイバエタロンにより得られたフーリエ変換像、図 6.17(b)は通常ファイバエタロンで得られたものである。自己増幅ファイバエタロンによるものは、ピークが一定ごとに出現しており、これはそれぞれの次数の干渉波形のキャリア周波数に対応している。この様子から自己増幅ファイバエタロンでは、高次干渉の減衰が少ないことが見て取れる。これはファイバによる減衰が小さいことと対応しており、提案した原理が機能していることを示している。ここでは 10 次程度 ($m = 45$) までは明確にピークが得られている。

また、図 6.18 にそれぞれの次数のキャリア周波数でバンドパスフィルタをかけ、それぞれの次数の干渉波形を抽出したものを示した。高次になるほど横幅が圧縮されるが、分散の影響による広がりも大きくなり、それらにより干渉波形の横幅が決定されている。

また、断熱容器内に入れてエタロン長測定したものを図 6.19 に示した。このときの断熱容器内の温度は 22.1 °C であった。基本波の干渉波形からピーク位置を測定している。このときの測定の標準偏差は 0.64 nm であり、 $\sigma = 2$ とすれば繰返しは 1.28 nm であった。6.3 節におけるファイバエタロンの測定値と比較して精度が向上しているが、これは往復回数が増えた影響を受けている。相対精度は 1.31×10^{-8} であった。よって、エタロンに自己増幅機構を実装した際にも、通常ファイバエタロンと比較して、

遜色ない結果が得られており、提案手法が精度的にも問題なく機能していることが示されている。

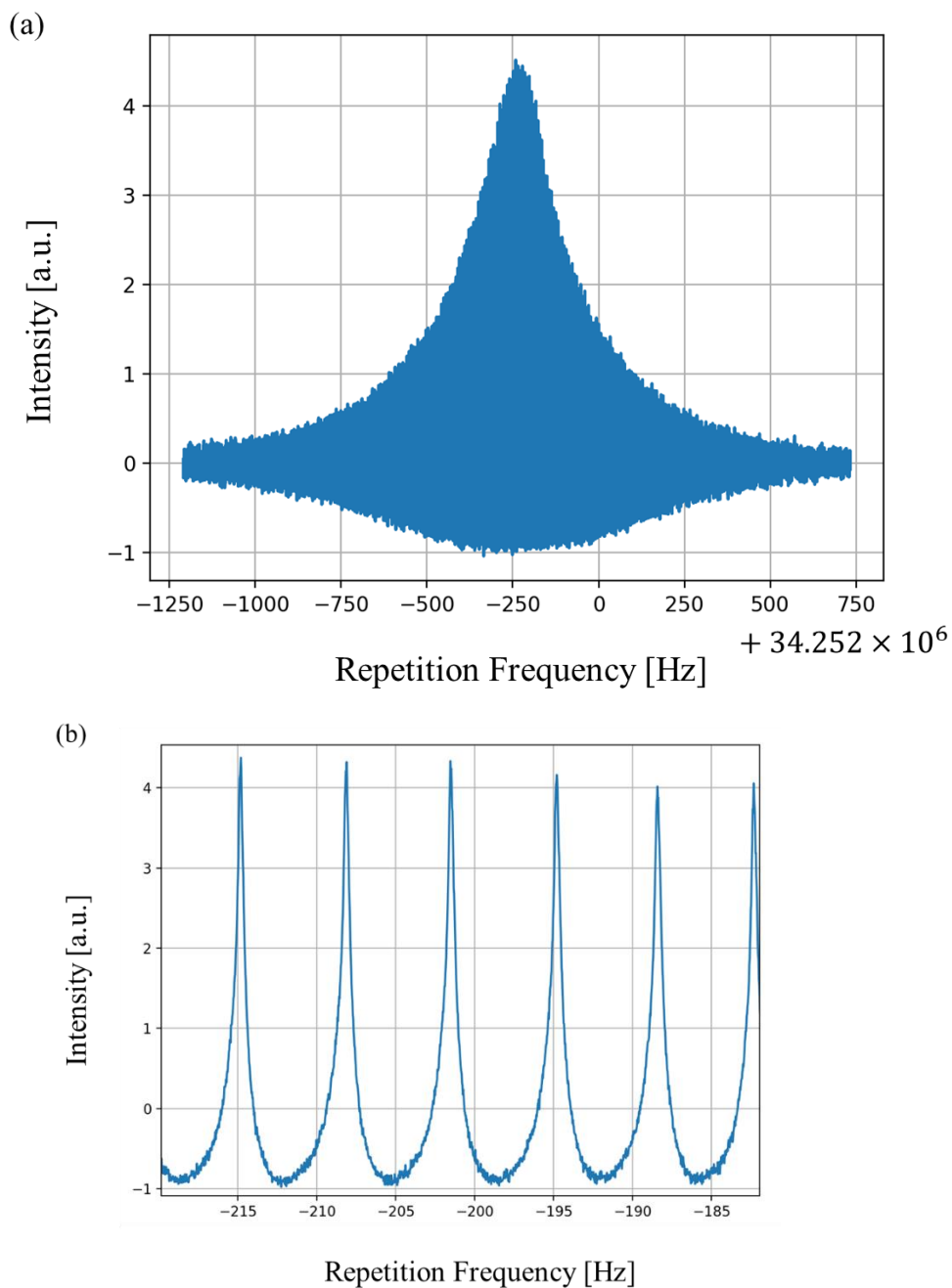


図 6.16 取得された干渉波形

(a) 全体 (b)拡大図

上下方向に非対称性を示している

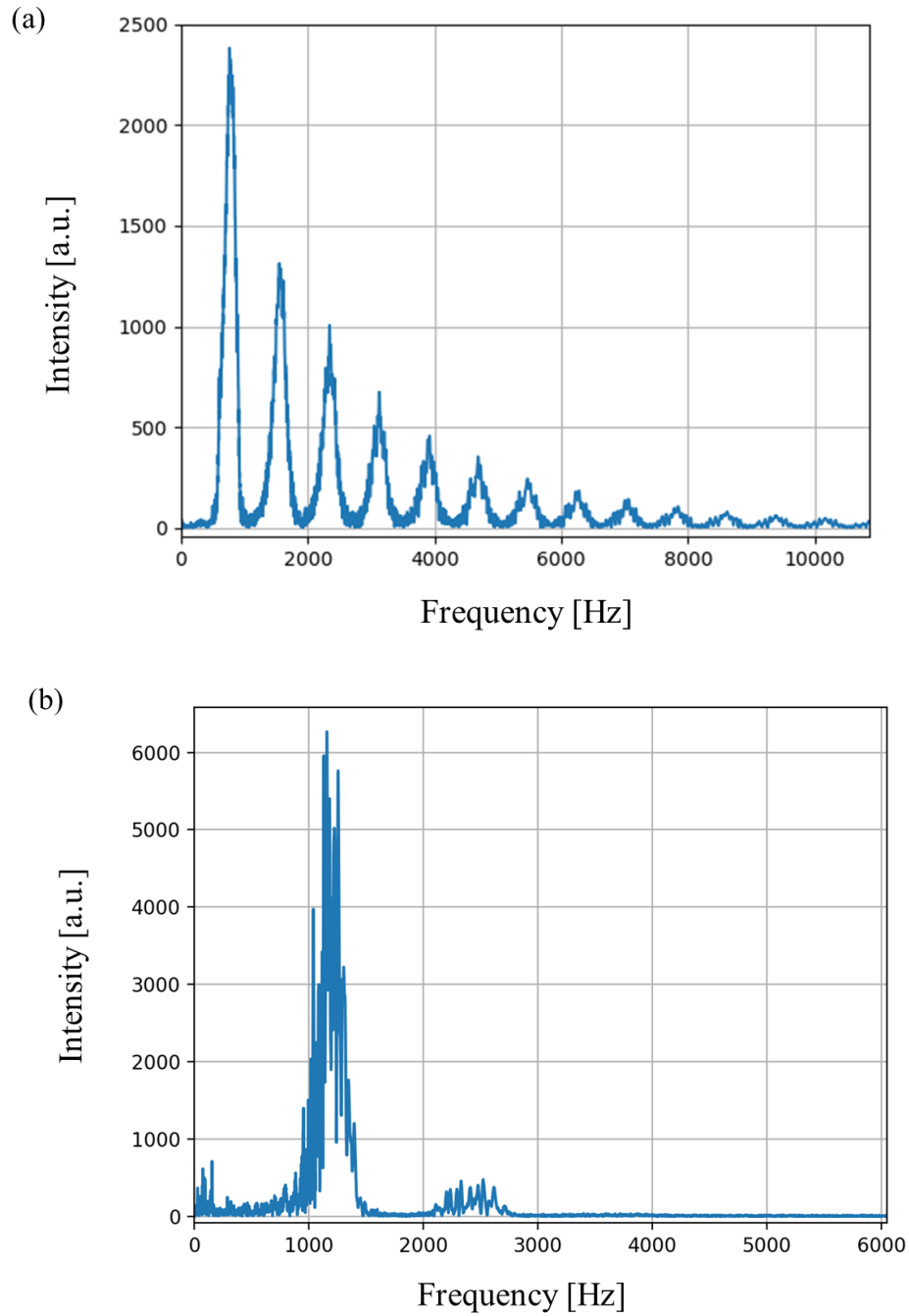


図 6.17 干渉波形の時間信号のフーリエ変換

(a)自己増幅ファイバエタロンによる干渉波形

(b)通常ファイバエタロンによる干渉波形

(a)では高次の干渉が減衰されずに現れていることが見て取れる

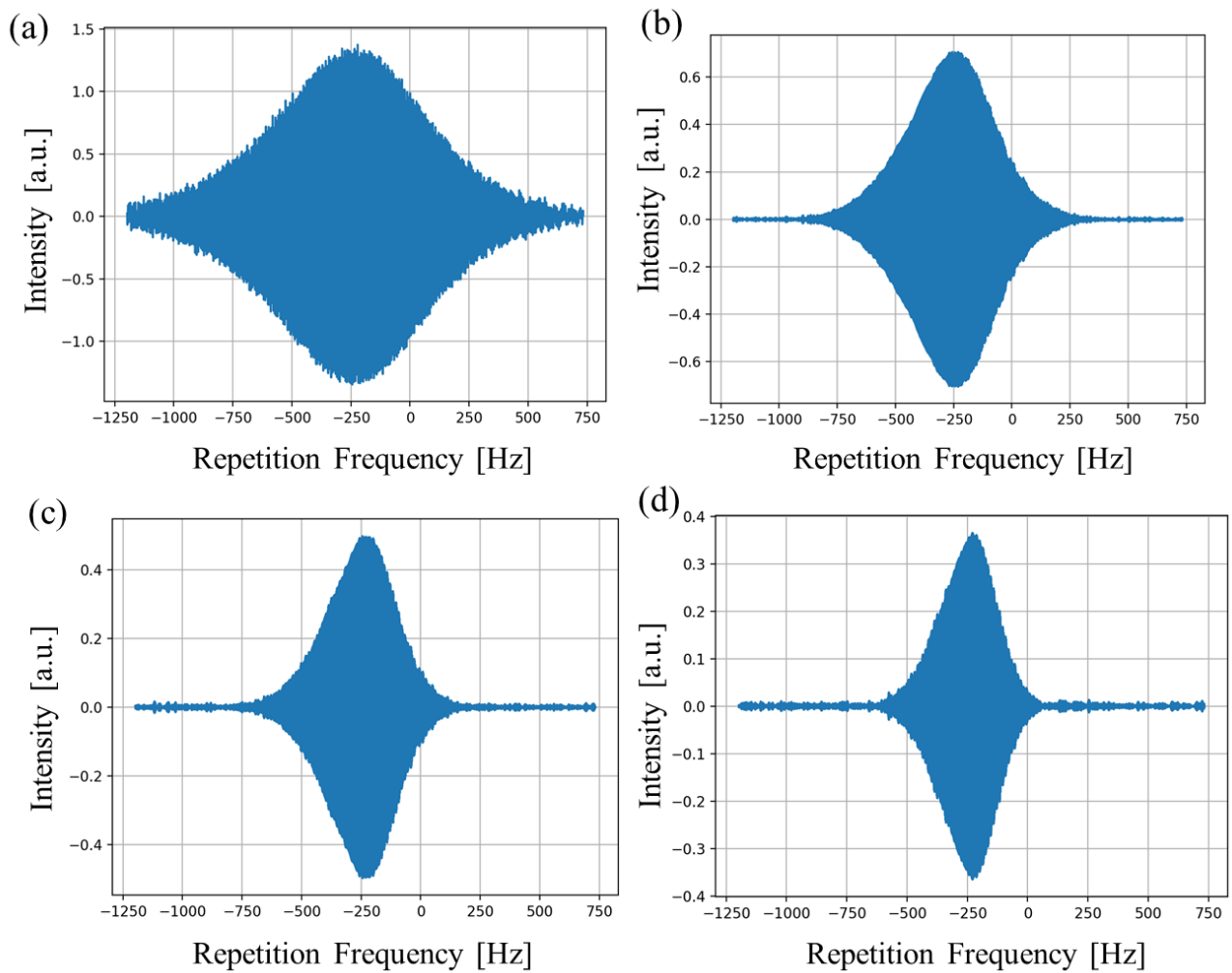


図 6.18 干渉波形の各次数をバンドパスフィルタにより抽出したもの

(a)基本波 (b)二次 (c)三次 (d)四次
高次でも良好な干渉波形が得られている

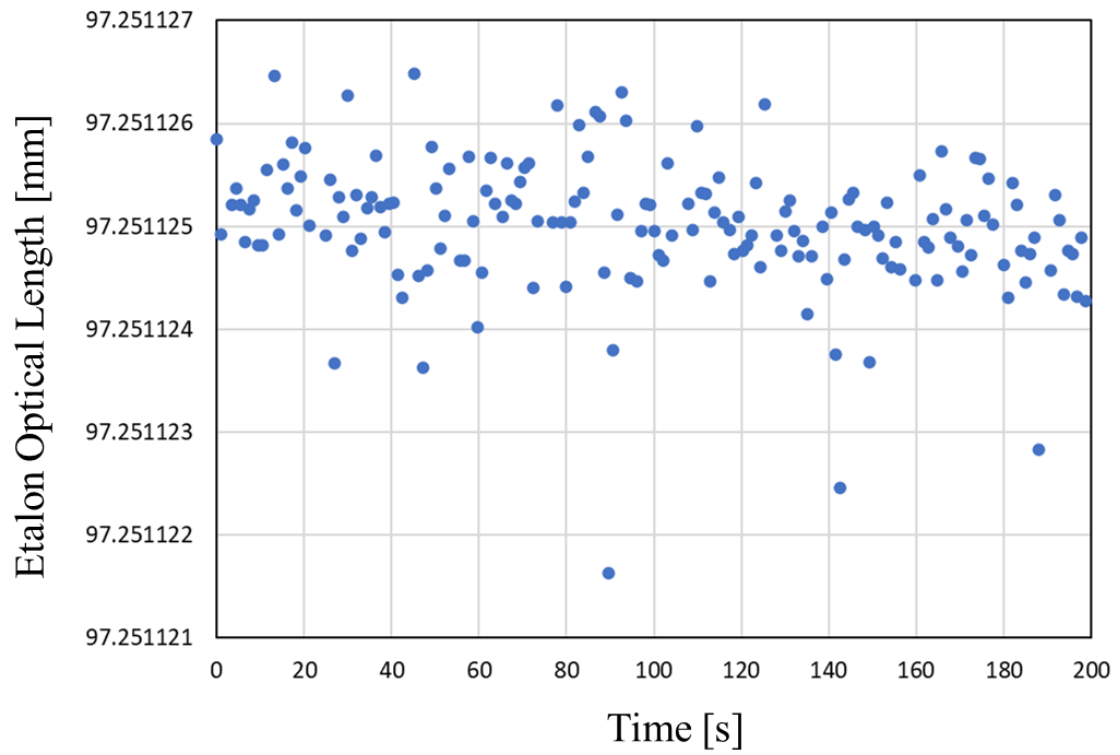


図 6.19 自己増幅ファイバエタロンの計測結果
標準偏差は 0.64 nm であった

6.8 まとめ

本章では、光コムパルス干渉とエタロン多重反射によるファイバセンサの開発を行った。

まず、ファイバエタロンの製作を行った。この構造として、多層膜コーティングされたファイバコネクタ端でファイバを挟み込む構造を採用した。これにより一組の多層膜コーティング端でも挟むファイバを変更することで、エタロン長を自由に変更することができる。また、ファイバエタロンにおいては分散補正が重要であり、二種のファイバを融着することでこれを実現した。

次に、繰り返し周波数走査コムとゼロ分散ファイバエタロンを用いて実験系を構成し、ファイバエタロン絶対長の測定を行った。また、温度特性及び歪特性について測定・評価を行った。

実験の結果、217 mm 程度のファイバエタロンに対して、 2σ で評価して 3.76 nm 程度の繰り返しで測定が可能であった。このときの相対精度は 1.73×10^{-8} であり、目標とする分解能に対して十分な値である。

また、温度特性についての実験より、良好な線形性が確認され、1 mK 程度の分解能で計測が実現された。これは従来方式に対して優れており、高分解能な温度モニタリングを可能にする。歪特性についても実験より良好な線形性が得られた。

これらの結果から提案したファイバエタロンセンサは 10^{-8} オーダの高分解能でのセンシングを可能にする手法であることが示された。

また、さらなる高精度化のための自己増幅ファイバエタロンを提案した。この製作を行い、従来見られなかった非常に多い回数の往復時（～数百回）の干渉が観測された。また、 2σ で評価したときの繰り返し 1.28 nm で測定が可能であった。

以上から、提案した自己増幅ファイバエタロンは問題なく機能し、さらなる高精度化の可能性が示された。

第6章においてファイバエタロンセンサとしての性能が試験されたことで、提案手法により本研究の目標を達成できることが示された。また、新たなシステムである自己増幅ファイバはさらなる高精度化を達成し得、本研究の重要な提案である。

第7章 導波路計測応用:ウォータガイドレーザ加工のインプロセス計測

7.1 はじめに	126
7.2 ウォータガイドレーザ加工について	127
7.3 加工位置のインプロセス計測手法の提案	130
7.4 本章の目的	132
7.5 第二高調波発生系の開発	133
7.5.1 SHG の理論	133
7.5.2 SHG 効率を決定するパラメタと SHG 系の設計	136
7.5.3 SHG 系の検証実験	138
7.6 ウォータガイドへの測定光の導入と強度評価	142
7.7 まとめ	147

7.1 はじめに

前章まででは、ファイバエタロンを用いた歪や温度に対するセンシング技術の開発についての議論を行ってきた。これは本質的には導波路長さの測定を行っている。

この導波路長さ計測の応用として本章では、ウォータガイドレーザ加工の加工位置のインプロセス計測を行う。ウォータガイドレーザの詳細な説明については次節に譲るが、これは簡単に言えば、水導波路を形成し、これを伝搬する光によって加工を行う技術である。このときの水導波路長を測定することにより、加工位置のインプロセス計測を行うことを目指す。本論文ではこの実現のための基礎的な検証を行う。

7.2 節では、ウォータガイドレーザ加工の原理とその課題について示す。7.3 節では中核となるウォータガイドレーザ加工のインプロセス計測手法の提案を行う。7.4 節では全体の目的を整理する。7.5 節では必要とされる光コムの第二高調波発生系の設計・開発を行う。7.6 節では実際のウォータガイドに対して測定ビームを導入し、測定対象から得られる反射光強度について実験的に評価する。

7.2 ウォータガイドレーザ加工について

ウォータガイドレーザ加工はスイス連邦工科大学ローザンヌ校で発明され，その特有の加工原理から，その多数の応用が開発されている[Richerzhagen 2003]. 名称としては，英語表記で，”laser micro-jet”，”water-guide-laser”，”water-jet-guided laser”等表記が揺れるが，本論文では「ウォータガイドレーザ」と呼称する．この方式の加工機による加工の様子を図 7.1 に示した．この加工では形成されたウォータガイド中をレーザ光が伝搬し，加工点に照射される．この手法は，ウォータガイドにより熱やデブリが排出され，その影響を抑えることができる点が利点となる．さらに，通常のレーザ加工と異なり，加工位置が焦点に限定されないために，比較的深く，アスペクト比の大きい加工を実現できる．以上のような特徴から，半導体ウェハのカット[Green 2006]や加工[Qiao 2021], セラミック等の難削材料の加工[Liu 2021], 機能性表面等の加工[Shi 2020]等に用いられている．

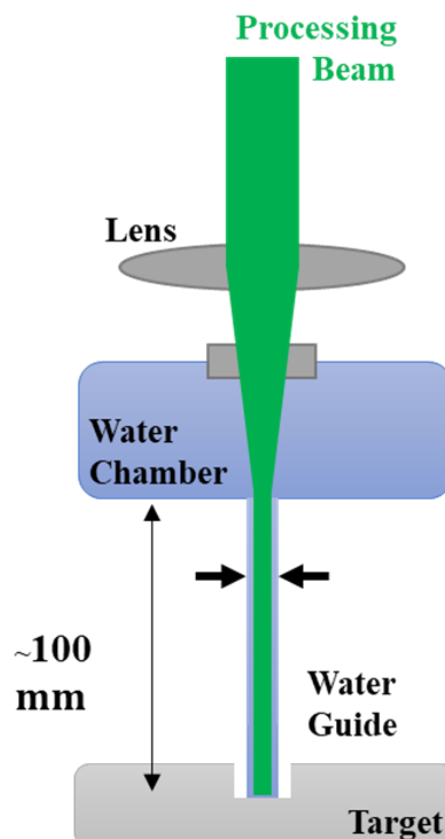


図 7.1 ウォータガイドレーザ加工法の模式図

高圧のチャンバでウォータガイドが形成され加工レーザはその導波路中を伝搬する

以下にウォーターガイドレーザ加工の原理を述べる．水タンク中において 15 MPa 程度の圧力がかけられ，数十 μm 程度のノズルから射出することで，高圧のジェット水流が形成され，これがウォーターガイドとして機能する．一方で加工レーザビームは集光レンズと水タンクに取り付けられた光学窓を通り，ウォーターガイドに結合される．加工ビームはウォーターガイド中を全反射しながら通過し，加工対象に照射される．加工ビーム中のパルスにより加工が進展し，次のパルスの到着までに，水により熱やデブリが速やかに排出される．これにより，熱やデブリの影響の小さい加工が実現できる．また，ビームが細径のウォーターガイドに閉じ込められるため，アスペクト比の大きい加工が可能となる．この加工時の様子について図 7.2 に示している．

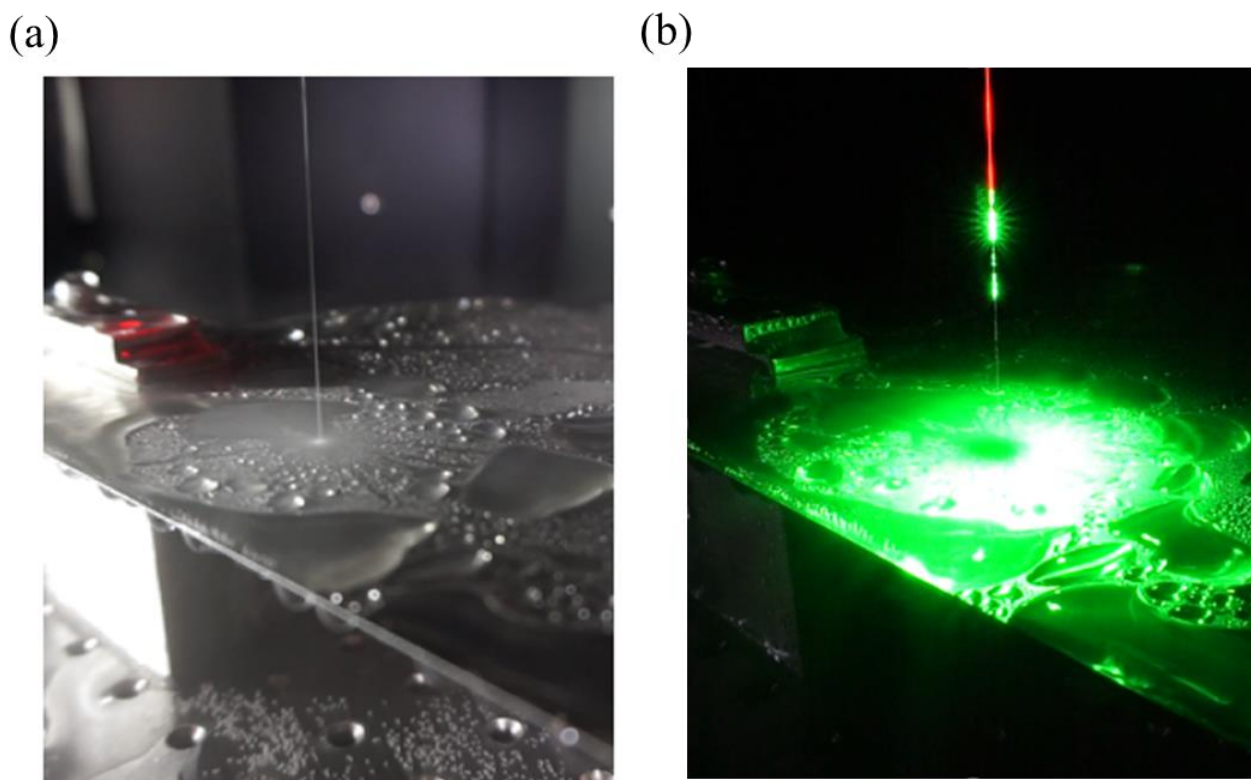


図 7.2 ウォータガイドレーザ加工時の様子

(a)加工レーザ非導入時 (b)加工レーザ導入時

YAG レーザの第二高調波 (532 nm) によって緑色の発光が観察される
赤色に見えるものはウォーターガイド中でのラマン散乱によるものである

このように優れた特徴を持つウォータガイドレーザ加工であるが、課題も存在する。これについて図 7.3 に基づいて述べる。

通常のレーザ加工では、集光レンズによりビームを特定のスポットに集光し、加工を行う。このときビームは z 軸方向に対しても局在化されるため、この焦点位置を変化させることにより、容易に z 軸方向の加工の進展を制御することが可能である。

一方で、ウォータガイドレーザ加工では水による柱状の導波路を形成することから、 z 軸方向での局在化は行われない。この点はアスペクト比の高い加工が可能であるというウォータガイドレーザ加工のメリットにつながるものであるが、これは加工深さが重要となるようなアプリケーションにおいては問題となりうる。特に機能性表面の加工や異材が貼り合わされた基盤の加工等においては、加工深さは重要なパラメータとなるため、デメリットとなり得る。

この課題について次節では改善する手法を提案する。

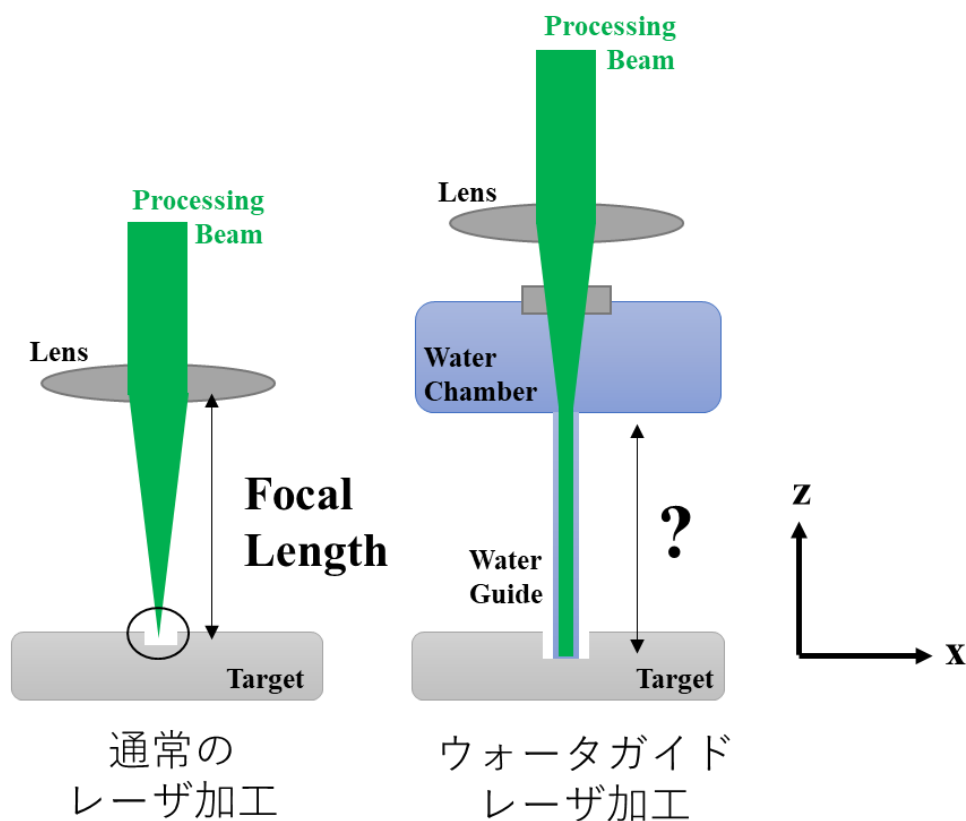


図 7.3 それぞれの加工法における z 軸方向の振る舞いの差異
ウォータガイドレーザ加工では z 軸方向の加工位置の制御が難しい

7.3 加工位置のインプロセス計測手法の提案

前節で課題となっていた z 軸方向の加工位置の制御が困難であるという点についての改善を考える．一つは加工時間の制御によって加工深さを制御する方法である．これは簡単に実現が可能であるものの，加工対象によって変化すること，形成されるウォータガイドの形状や長さによってばらつきが生じることなどから，精密な制御が難しい．次に，外部からカメラ等で観察することで制御することも考えられるが，これについては加工対象が透明体である必要があり，汎用性に劣る．

そこで本研究では，加工そのものに水導波路が使われているという点を利用して，これに異なるレーザ光を同軸に導入することにより，ウォータガイドのガイド長を測定することで加工位置のインプロセス計測の実現を目指す．

これは導波路長さの測定という点で，前章までで行っていた研究と共通し，その測定技術を利用することが可能である．このときに想定される測定系を図7.4に示した．

光コムからのレーザは SHG 系 (Second Harmonic Generation 系，第二高調波発生系) によって波長を $1/2$ として用いられる．これは製作した光コムは 1550 nm 帯のものであり，これは水の吸収波長帯に重なり，減衰されてしまうためである．第二高調波となったレーザ (775 nm) はカップラで分岐され，一方は PD1 を通して周波数カウンタへ，もう一方はサーキュレータを通してコリメータで空間へと結合される．空間へと結合された測定ビームはミラーを透過し，一部が反射される．透過したビームはウォータガイドヘッドに導入される．ウォータガイドヘッド内では，測定ビームがダイクロイックミラーを用いて加工ビームと同軸にウォータガイドに対して導入され，加工対象によって反射されることによって，測定ビームは再びコリメータでファイバに結合される．サーキュレータを通してミラーと加工対象からの光は PD2 で検出される．

このときミラーと測定対象の距離を適切に設定したとき，第六章での測定と同様に光コムの繰り返し周波数を走査することで，干渉波形が得られる．これにより，ウォータガイドの導波路長を測定することができる．

この手法では，加工レーザと異なる波長である光コムを同軸に導入することにより，インプロセスで高精度に計測することができる．

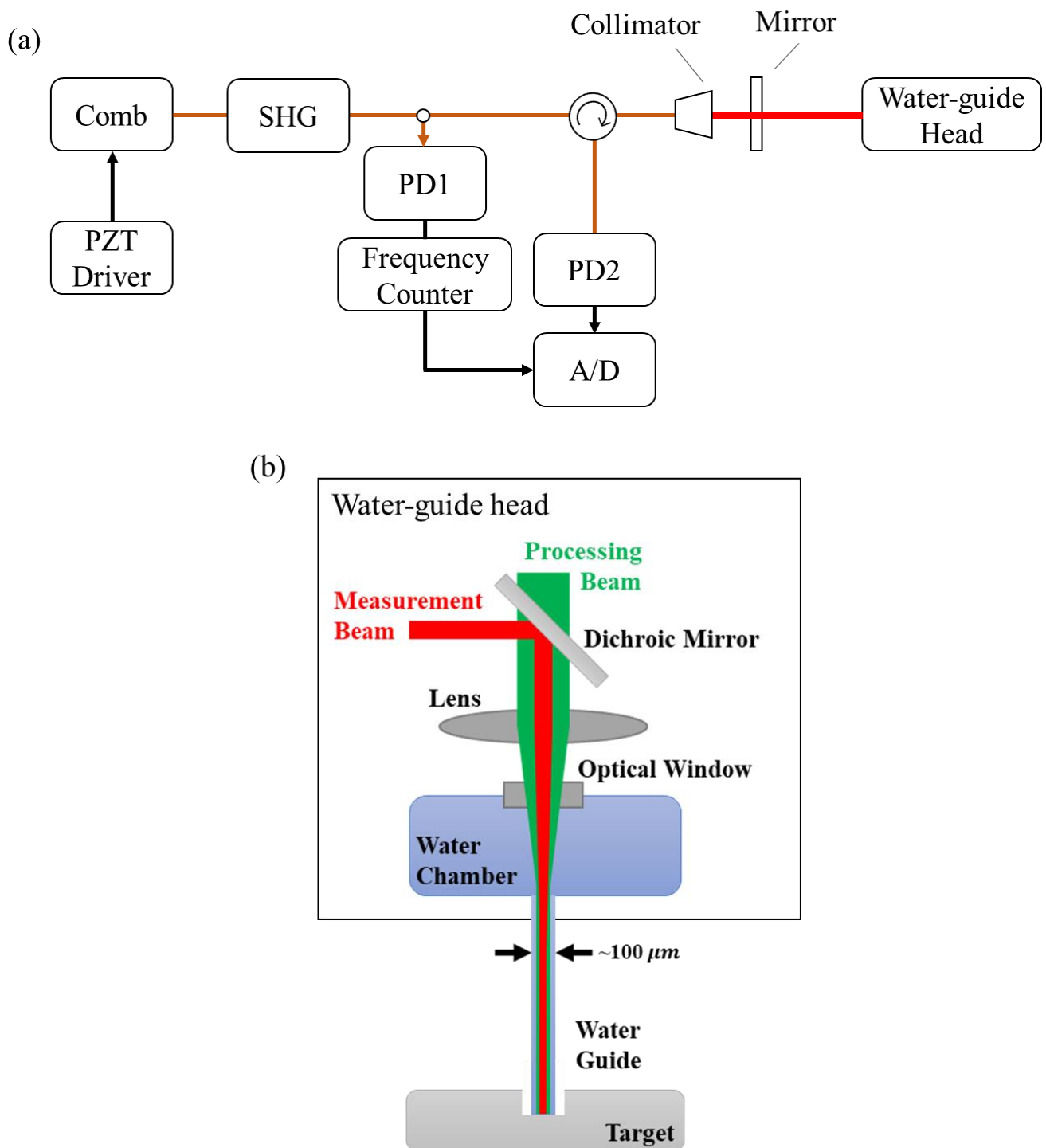


図 7.4 提案される加工位置のインプロセス計測手法の測定系
(a)光源及び検出系 (b)ウォーターガイドヘッド内の測定系

7.4 本章の目的

本章では、前節で提案されたウォータガイドレーザ加工のインプロセス計測手法の基礎的な検証を行う。

本研究では最終的な目的として、機能性表面の加工等の応用を考え、ウォータガイド径と同程度以下の数 μm オーダで加工位置をインプロセス計測することに設定する。このとき被測定範囲はウォータガイドの最大長さの数十 mm 程度とする。

また、研究全体のフローを図に示した。本論文では、主に計測手法の提案及び光源に必要とされる第二高調波発生系の開発、ウォータガイドに測定光を導入しての反射光強度評価に取り組む。

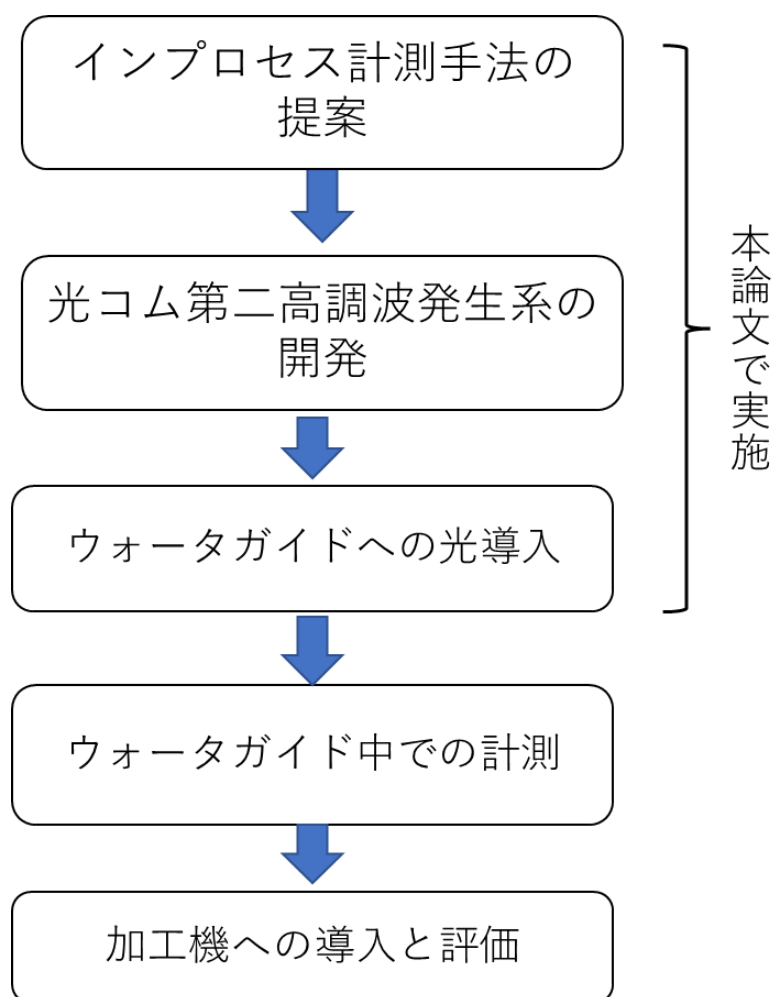


図 7.5 本章の研究全体のフロー

7.5 第二高調波発生系の開発

本研究で使用している光コムは 1550 nm 帯で発振するものであり、これは水の吸収帯の影響を強く受けるため、ウォーターガイドに導入することに不適である。よって、本節では、これを回避するため、第二高調波発生で波長を 1/2 の 775 nm とする。このための第二高調波発生 (SHG) 系を本節で開発する。

7.5.1 SHG の理論

まず, SHG を理論的に整理し, SHG 系の開発の指針とする。以下の議論は[Yarib 2010]を基にしている。

第二高調波発生は、図に模式的に示すように、ある波長の光を特定の非線形媒質に通すことにより得られる。非線形媒質における分極は以下で表される。

$$P_i = \varepsilon_0 \chi_{ij} E_j + 2d_{ijk} E_j E_k + \dots \quad (7.1)$$

ただし、 P_i は分極、 ε_0 電気定数、 χ_{ij} は線形感受率、 d_{ijk} は二次感受率、 E は電場の各成分である。この式をマクスウェル方程式に代入して二次項を抜き出すことにより以下の結合方程式が得られる。

$$\frac{d}{dz} E_1 = -i\omega_1 \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_1}} d E_3 E_1^* e^{-i(k_3 - 2k_1)z} \quad (7.2)$$

$$\frac{d}{dz} E_3 = -\frac{i\omega_3}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_3}} d E_1 E_1 e^{i(k_3 - 2k_1)z} \quad (7.3)$$

ただし、 E_1 , E_3 は基本波と二倍波の複素振幅、 ω_1 , ω_3 は基本波と二倍波の角周波数、 ε_1 , ε_3 は媒質の基本波と二倍波における誘電率、 k_1 , k_3 は基本波と二倍波の波数、 d は実効二次非線形光学係数、 μ_0 は真空中の透磁率、 z は伝搬方向の変位である。

ここで、定性的な議論のために、入力ビームのパワー損を無視できる ($E_1 = \text{const.}$) と近似できるような場合を考える。このとき(7.2)式は、以下とできる。

$$\frac{d}{dz} E_3 = -i\omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_3}} d E_1^2 e^{i\Delta k z} \quad \left(\Delta k = k_3 - 2k_1, \omega = \omega_1 = \frac{\omega_3}{2} \right) \quad (7.4)$$

初期条件 $E_3(0) = 0$ として、長さ L の結晶端では、

$$E_3(L) = -i\omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_3}} dE_1^2 \frac{e^{iL\Delta k} - 1}{iL\Delta k} L \quad (7.5)$$

となる. このとき, 基本波と二倍波のビームの強度をそれぞれ $I^\omega, I^{2\omega}$, 変換効率を η_{SHG} として

$$\eta_{SHG} = \frac{I^{2\omega}}{I^\omega} = 2\omega^2 d^2 L^2 \left(\frac{\mu_0}{n^\omega n^{2\omega} \varepsilon_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left[\frac{\sin^2 \left(\frac{L\Delta k}{2} \right)}{\left(\frac{L\Delta k}{2} \right)^2} \right] I^\omega \quad (7.6)$$

とできる. ただし, $n^\omega n^{2\omega}$ は基本波と二倍波における媒質の屈折率である.

(7.6)式から $\Delta k = 0$ となるとき効率が最大となることが見て取れる. このとき L の二乗に比例して効率は上昇することとなる. しかし $\Delta k \neq 0$ のとき, 大括弧中の項により, 用いる最大の結晶長に制限がかかってしまい実用性が小さくなる.

そこで一般的に, 第二高調波のためには $\Delta k = 0$ となるような媒質が選ばれ, これを位相整合と呼ぶ. これを $k^\omega = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} n^\omega$ を用いて, 屈折率の関係式で表すと以下となる.

$$n^{2\omega} = n^\omega \quad (7.7)$$

ただし, 通常は波長に依存して屈折率が変化するため(7.7)式は満たされず, 異方性結晶(偏光により屈折率が変化)を用いて位相整合する方法が用いられる(KDP結晶を用いたYAGレーザの第二高調波発生等). また, 周期性媒質を用いて位相整合を達成するものも存在し, 疑似位相整合と呼ばれる. このような素子としては, PPLN(Periodically Poled LiNbO3)がよく用いられ, 本研究でもこれを用いる.

次に，入力ビームのパワー損があるような，より一般的な場合を考える．位相整合が満たされているとき，(7.2)及び(7.3)式は以下になる

$$\frac{d}{dz}E_1 = -\omega\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon}}dE'_3E_1 \quad (7.8)$$

$$\frac{d}{dz}E'_3 = \omega\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon}}dE_1^2 \quad (7.9)$$

ただし， E_1 を実数として選び， $E_3 \equiv -iE'_3$ とした．ここで両式から以下が成り立つ．ただし， $E_3'^2(0) = 0$ とする．

$$\frac{d}{dz}(E_1^2 + E_3'^2) = 0 \quad (7.10)$$

$$E_1^2 + E_3'^2 = E_1^2(0) \quad (7.11)$$

(7.9)式に(7.10)式を用いて，以下とできる．

$$\frac{d}{dz}E'_3 = \omega\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon}}d(E_1^2(0) - E_3'^2) \quad (7.12)$$

$$\therefore E'_3 = E_1(0) \tanh \left[\omega\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon}}dE_1(0)z \right] \quad (7.13)$$

よって変換効率は以下となる．

$$\eta_{SHG} = \tanh^2 \left[\omega\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon}}dE_1(0)z \right] \quad (7.14)$$

この式を考えると入力エネルギーが小さいときには効率は線形であり，次第に飽和するような応答が得られる．このために，高効率な変換を行うためには入力エネルギーを高めることが重要である．

7.5.2 SHG 効率を決定するパラメタと SHG 系の設計

ここでは、SHG 効率に大きく影響を与える要素について整理し、SHG 系の設計を行う。

図 7.6 に一般的な SHG 系の模式図を示している。光源からの基本波は光アンプにより増幅され、コリメータを通して空間に結合される。レンズで集光されたビームは非線形結晶を通り、基本波+二倍波として出力される。

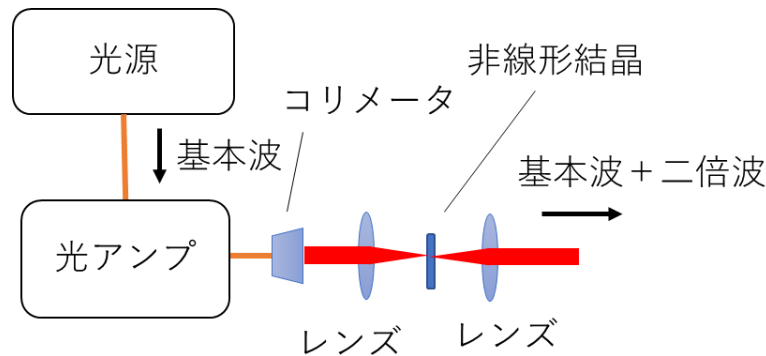


図 7.6 SHG 系の基本的な構成

このとき重要な要素は以下の通りである。

1. 入射光強度の最大化
2. 空間的な局所化
3. 非線形結晶の最適化

1.については、第四章での議論を基に EDFA を製作し用いることで、最大化する。

2.については空間的に局所化することで、光強度の空間的な密度を増加させることができる。このために非線形結晶に入射するビームを集光する必要がある。ただし、集光したビームスポット径が小さすぎるときには、ガウシアンビームの理論を考えると、伝搬方向に少し離れただけで、ビームが拡散してしまう。非線形結晶の長さ方向全体で積分したときに最大の強度を得る必要があるため、最適値が存在することとなる。この時の様子を図 7.7 に示している。これについては、[Boyd 1968]で理論が述べられている。そこでは、 $\xi = L/b$ をパラメタとして、変換効率が図 7.8 のように示されている。ただし、 L は結晶長、 b はコンフォーカルパラメタで以下である。

$$b = \frac{\pi n D_0^2}{2\lambda} \quad (7.15)$$

ただし、 n は結晶の屈折率、 D_0 はビームスポット径である。ここで $\xi = 2.84$ となるときに極大値を取るために、結晶長に依存してガウシアンビームを入射させるときの最適なスポット径が決まることとなる。

3.については、結晶の種類、結晶温度、入射ビームの偏光等を最適化する必要がある。

これらを踏まえて SHG 系の設計を行う。

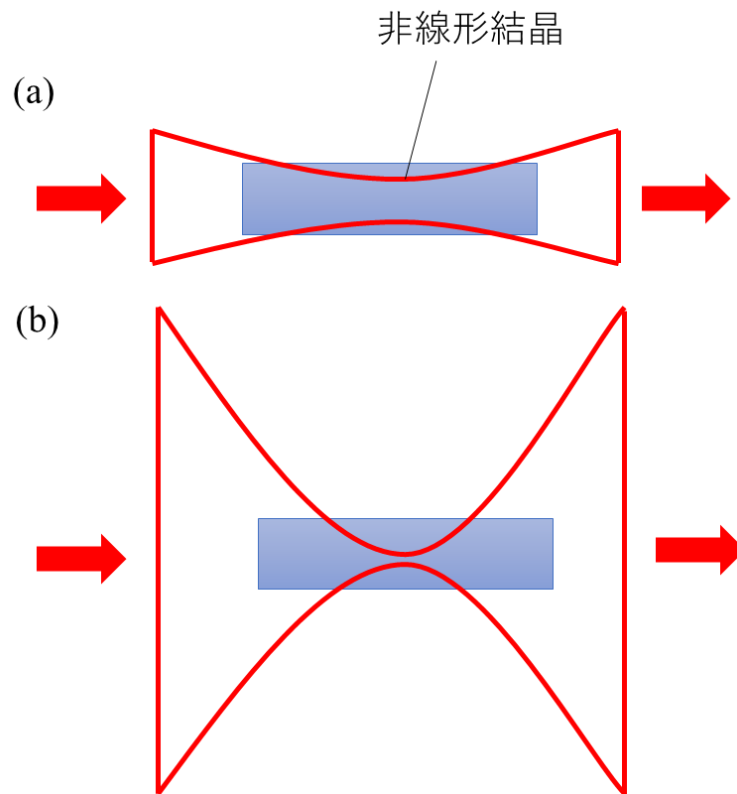


図 7.7 非線形結晶に入射するガウシアンビームの様子
(a)結晶長に対して適した集光が行われるとき (b)過度に集光を行っているとき
(b)の場合には結晶長全体での変換効率が下がってしまう

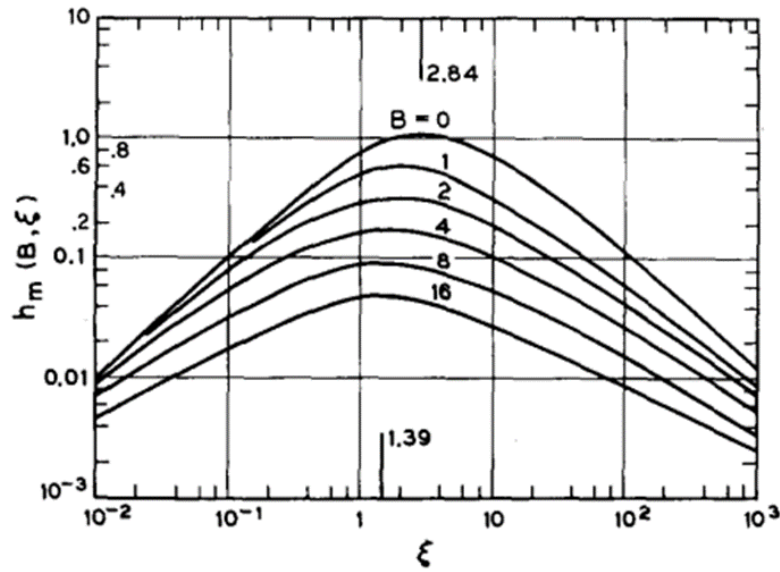


FIG. 2. SHG power (2.22) represented by the function $h_m(B, \xi)$ (2.29) for optimum phase matching as a function of focusing parameter $\xi = l/b$ for several values of double-refraction parameter $B = \rho(k_l)^{1/2}/2$. Vertical lines indicate optimum focusing in the limits of small and large B .

図 7.8 $\xi = L/b$ を変化させたときの変換効率の応答[Boyd 1968]
 B はウォークオフパラメタで PPLN を用いるときは 0 として考えられる

7.5.3 SHG 系の検証実験

ここでは、実際に SHG 系を製作し、その特性を評価する。図 7.9 に設計された光学系を示した。

光コムからの光はまず EDFA において増幅される。このとき EDFA は第四章での検証を基に、最大強度に優れる EDF である ER110-4 を 500 mm 程度用いている。増幅された光はコリメータ (Thorlabs, F110-FC-1550, ビーム径 $D_c = 1.2$ mm) で空間に結合され、波長板での偏光調整の後、集光レンズ (Thorlabs, A375-C, $f = 7.50$ mm) で PPLN (Covesion, MSHG1550-0.5-1, 結晶長 $L = 1.0$ mm) に入射する。集光レンズとコリメータにより、以下の式に従ってビームスポットサイズは決定される。

$$D_0 = \frac{4\lambda f}{\pi D_c} \quad (7.16)$$

このとき、 $D_0 = 12.6 \mu\text{m}$ となる．これを用いて $\xi = L/b$ を計算すると $\xi = 2.95$ となり、理想的な値である 2.84 に近い値が得られる．PPLN は図 7.10 のように温度コントローラ上に設置されており、これを変更することで効率を最適化できる．今回用いた素子では 140°C 程度で最大効率となることが実験的に分かっている．PPLN で発生した SHG 光はレンズで平行光となり、ダイクロイックミラーで SHG 光のみが選択的に取り出される．

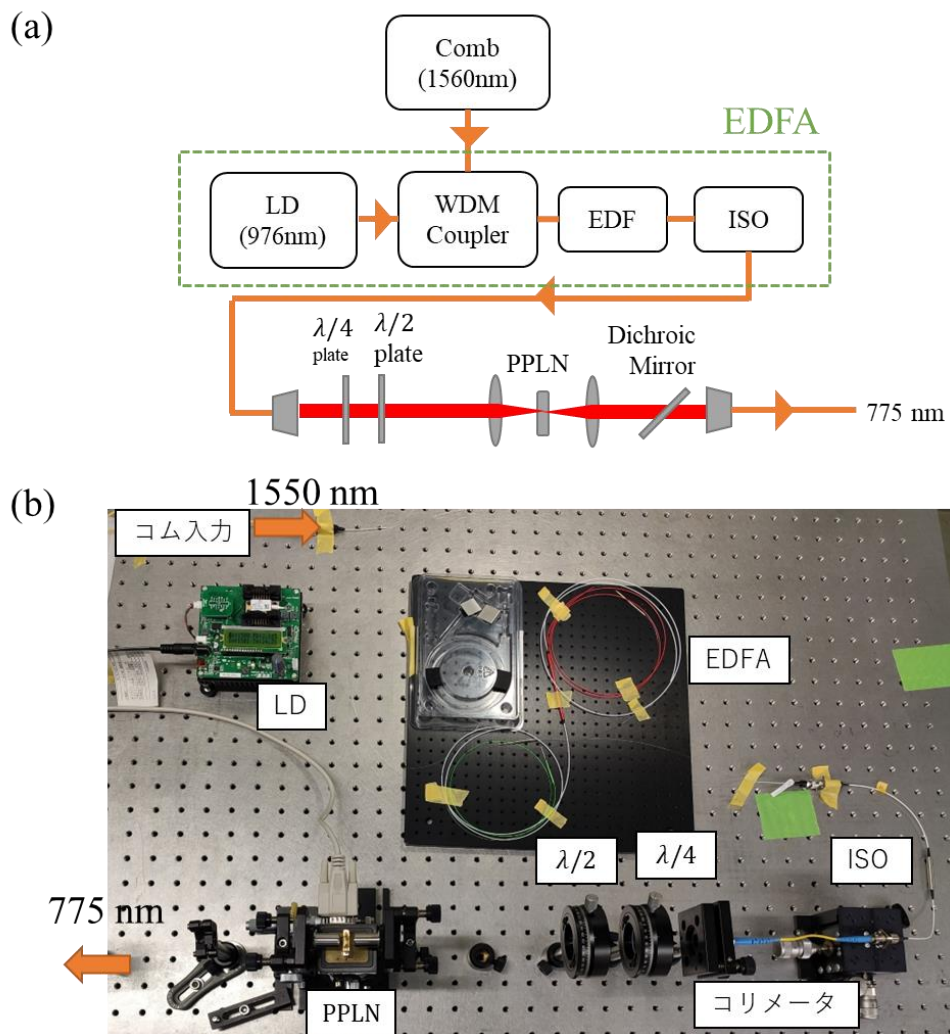


図 7.9 設計された SHG 発生系

(a)模式図 (b)写真

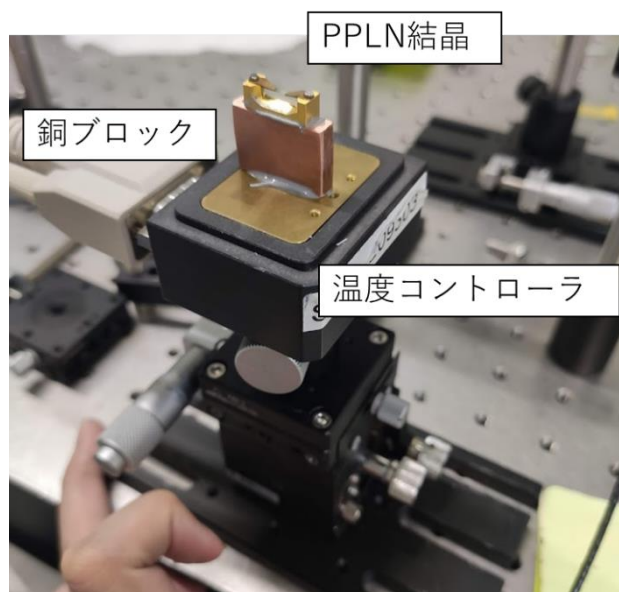


図 7.10 実験で用いた PPLN 結晶のセッティング
温度コントローラに対して銅ブロックを介して設置されている

光コムからの出力を 1 mW に設定し、EDFA の LD 励起光強度を変化させ、応答を評価する。SHG 光は空間用の PD (Thorlabs, DET36A2) によってその強度が測定される。PPLN に入射する光強度を変化させたときの応答を図 7.11 に示した。図 7.11(a) は PPLN 入力光強度に対する SHG 出力を、図 7.11(b) は PPLN 入力光強度に対する変換効率を示している。SHG が 12mW 程度を超えたときに飽和的な応答を示しているのは、PD の飽和によるものである。40 mW 入力時には 25 % 程度の変換効率で、10mW 程度の SHG 光が得られている。これは元の光コムからの出力以上の値であり、計測に用いる際に十分である。同じ PPLN を用いた他の文献では 200 mW 入力で 40 % 程度 [Huang 2016] となっており、これと比較して遜色ない値となっている。

以上から実用的な出力を持つ SHG 系を開発できた。以降、ウォーターガイドレーザ加工のインプロセス計測用の光源としてこれを用いる。

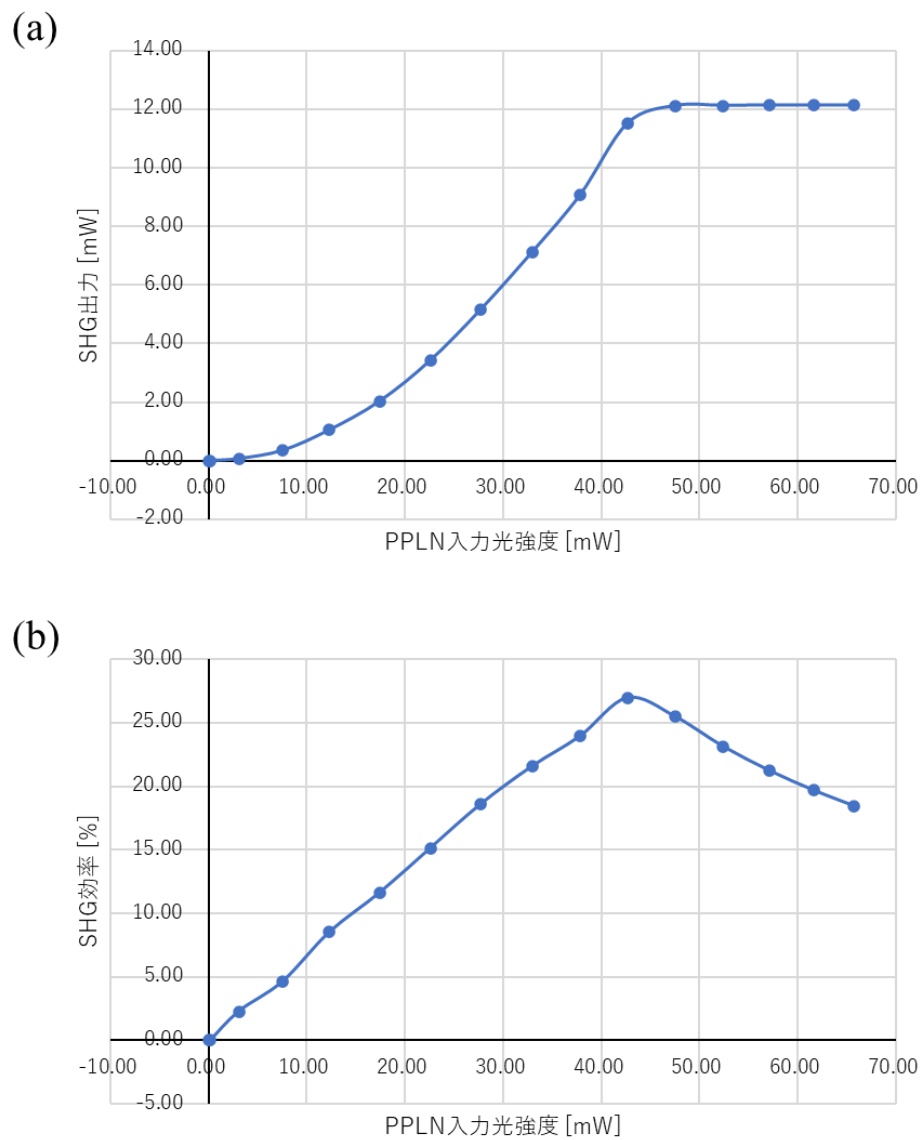


図 7.11 PPLN 入力光強度に対する SHG 光の出力
両者で見られる飽和は PD の飽和によるものである

7.6 ウォータガイドへの測定光の導入と強度評価

本節では、実際のウォーターガイドヘッド内に測定ビームを導入し、測定に必要な強度が得られるか評価する。

このときの計測ビーム導入時のウォーターガイドヘッドの様子を図 7.12 に示した。光源には、前節で開発した光コム第二高調波（中心波長 775 nm）を用いた。光源からの光はファイバサークキュレータを通じて、ウォーターガイドヘッドに導入される。ウォーターガイドヘッド上のコリメータから出射されたビームは対物レンズでノズル穴（直径 80 μm 程度）に集光され、ウォーターガイドへ結合される。ウォーターガイドヘッドに設置されたミラーによりノズル穴に対するビームアライメントが行われる。結合されたビームはウォーターガイド中を全反射してビームは加工対象に対して照射される。

加工対象により反射されたビームは図 7.13(a)のようにサーキュレータを通して PD に導入され、その強度を測定する。また、このときのウォーターガイドの様子について IR カメラを通して観察した様子を図 7.13(b)に示している。

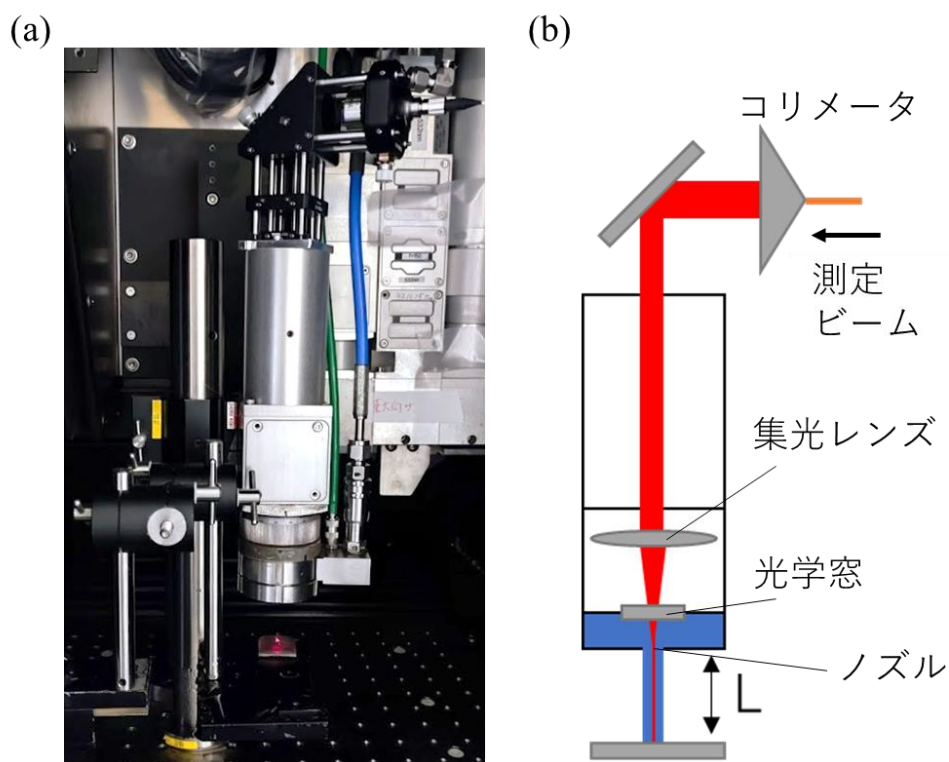


図 7.12 計測ビーム導入時のウォーターガイドヘッドの様子
(a)ウォーターガイドヘッドの写真[増田 2021] (b)模式図

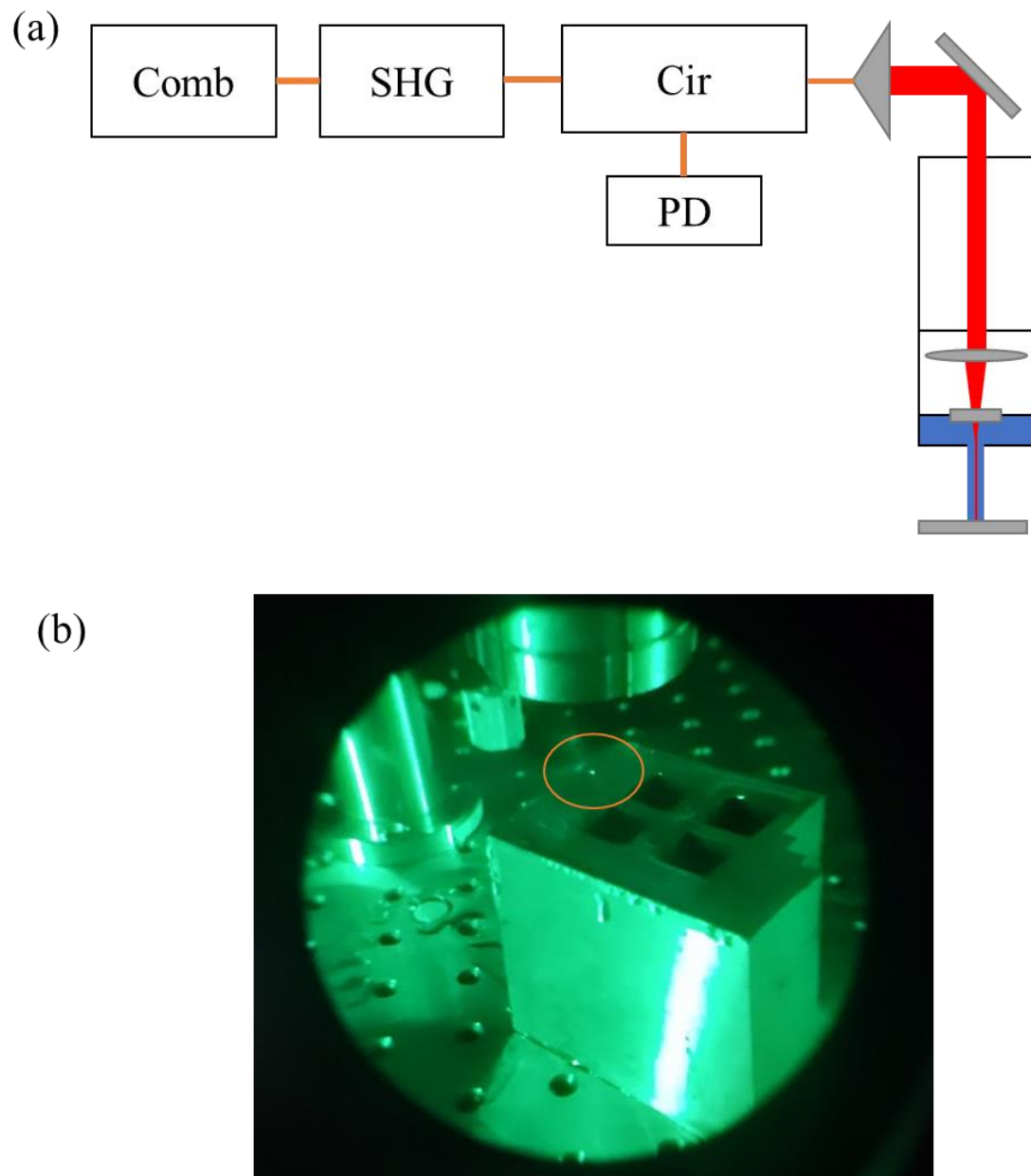


図 7.13 反射光強度測定のための光学系
 (a)光学系の模式図 (b)IR カメラでの観察像
 橙枠で囲われた輝点が SHG 光である

まず、ウォーターガイド長を 20 mm 程度に設定し、試料からの反射光を測定した。試料としては、スチールのブロックゲージ及び図 7.14 のような $Ra=0.2$ のステンレス製の粗面試料を用意した。

このときの結果を表 7.1 に示した。表は入射光強度に対する反射光強度の比である。これを見れば試料なしのとき（光学系内での目的としない反射による）と比較して、ブロックゲージ端面で 4.2 %，粗面試料で 1.3 % の反射率が得られている。第三章での実験を考えれば少なくとも $1/10000$ 程度の減衰で良好な干渉波形が得られており，これらは干渉波形取得に十分な値であると考えられる。また，粗面による反射の損失はブロックゲージ端面の鏡面と比較して， $1/3$ 程度に抑えられており，粗面による拡散反射の影響をウォーターガイドの閉じ込めによって緩和していることが推察される。

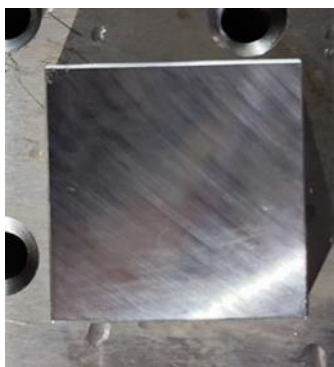


図 7.14 実験に用いた粗面試料
粗さ計での計測の結果， $Ra=0.2$ であった

表 7.1 反射光強度の測定結果

	反射率[%]	反射率[%] (試料なしとの差分)
ブロックゲージ端面(鏡面)	5.8	4.2
粗面試料($Ra:0.2$)	2.9	1.3
試料なし	1.6	0

次に実際の加工を想定して、粗面試料を載せた試料台をステージにより上下させ、ノズルと測定対象の距離を変化させたときの反射光応答を測定する。

このときの実験結果を図 7.15 に示した。横軸はノズルと測定対象間の距離 L ，縦軸は入射光に対する反射光強度の比である。 $L=85\text{ mm}$ 以上では反射光強度に変化はなく、コリメータに接続されたファイバ端面からの反射のみが観測されている状態である。 $L=75\text{--}80\text{ mm}$ においては反射光強度の変動が大きく、10 秒間の最小値と最大値の平均を代表値として採用している。

実験時に $L=75\text{ mm}$ 以下まではウォータガイドが正常に形成されていたのに対し、 $L=80\text{ mm}$ 以上では目視で確認したところ、ウォータガイドが維持されず拡散されてしまっていた。 $L=75\text{--}80\text{ mm}$ では断続的にウォータガイドが収束と拡散を繰り返している。ウォータガイドが拡散している状況では加工ビームを導入した際に加工が正常に行われなことが分かっている。適切にウォータガイドが形成されている際の反射光強度は入射光に対して 1%以上とれており、加工範囲内で測定に十分な反射光強度が得られている。

以上から、実際の加工時を想定した粗面对象に対して、数十 mm の加工範囲内で入射光強度の 1 %以上の反射光強度が得られており、干渉計測には十分であると考えられる。

ここまでで、十分な反射光量が得られることが検証された。今後の展望として実際の干渉計測を行う。このとき特にウォータガイドにおける計測において特異であり、測定精度に影響を与えるものとして、水の屈折率の影響とウォータガイドの乱れによる影響が考えられる。

[Floriano 2004, Harvey 1998]に基づいて計算すれば、温度に対する感度係数は $2.172 \times 10^{-5} / \text{K}$ ，圧力に対する感度係数は $1.291 \times 10^{-4} / \text{MPa}$ となる。100 mm 程度のウォータガイド長の測定を前提とするならば、 $<10\text{ }\mu\text{m}$ 程度の精度で測定を行うためには、4.6 K 程度で水温度を測定または安定化して校正する必要がある。圧力については、0.77 MPa 程度の値が求められる。チャンバから射出された水の圧力は見積もりが難しいために、ウォータガイドの乱れの影響と合わせて実験的に検討する必要がある。

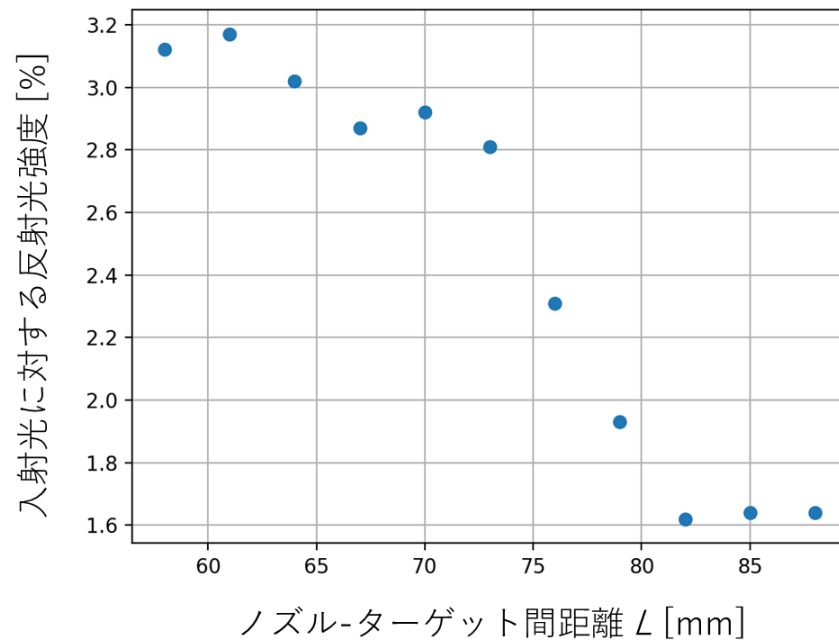


図 7.15 ウォータガイド長を変化させたときの測定結果
 $L=75$ mm 以下では安定して反射光が得られている

7.7 まとめ

本章では，前章までで行ってきたファイバエタロンの導波路長さの測定の応用としてウォータガイドレーザ加工の加工位置のインプロセス計測を目指し，このための基礎的な検討を行った．

まず，ウォータガイドレーザ加工の原理を述べ，その課題である加工位置の制御について議論した．

次にこの課題を解決する方法として，ウォータガイドに対して加工ビームと同軸に測定ビームを導入し，インプロセス計測を行う手法を提案した．

通信波長帯の光コムを用いるとき，ウォータガイド中では水による吸収が大きいいため，これを避ける必要がある．このために SHG 発生系の設計・開発し，評価したところ $>10\text{ mW}$ 以上の出力が得られ，計測にはこれを用いる．

さらに，実際のウォータガイドヘッド内に測定ビームを導入し，測定に必要な強度が得られるかについて評価を行った．実験の結果，実際の加工時を想定した $Ra=0.2$ 程度の粗面試料に対して，数十 mm の加工範囲内で入射光強度の 1 % 以上の反射光強度が得られており，干渉計測には十分な値が得られた．

本章における光源の開発及び実験は，今後の展望として行われる干渉計測に対して重要な基礎的検証となる．

第8章 結論と今後の展望

8.1 結論.....	150
8.2 今後の展望.....	154
8.2.1 光コムの長尺化による高精度化	154
8.2.2 ファイバエタロンの短尺下による空間分解能の向上	156
8.2.3 複数のファイバエタロンによる多点の一括計	156

8.1 結論

本研究の最終目的は、光コムパルス干渉による高精度長さ計測を用いて、高精度なセンシング技術を開発することである。特に、近年計測ニーズが高まっている構造物や地質、海洋等の計測応用では、一般的な自由空間を伝搬する光による測定が困難であり、本論文では、導波路構造をセンシング媒体として用いることとしている。

これらの領域での応用を踏まえて、本論文では特に、歪や温度等の高精度なファイバセンシングを、シンプルで多点計測が容易な系で実現することを目指した。具体的には、以下のような性能を持つファイバセンサの開発を目的とした。

1. 絶対長を計測可能
2. 高分解能（数百 mm に対して数 nm 以下（ 10^{-8} オーダ）, 温度で 0.01K 程度）
3. シンプルな測定系
4. 長期的なモニタリングが可能
5. 多点の計測が可能

この目的に対して、本研究では、エタロン多重反射と光コムパルス干渉を用いたエタロン絶対長測定手法を提案した。そしてこの手法を用いたファイバセンサの開発を行った。また、導波路長さ計測の応用として、より複雑な構造をもつウォーターガイドレーザのガイド長のセンシングについても取り組んだ。

第 1 章では、研究背景と研究目的を明確化した。

ファイバ長の変化に依存したファイバセンシングについての過去の研究を整理することでその問題点を洗い出し、また製造現場や学術研究における要求と合わせて、新しく提案する手法が達成すべき課題を示した。

第 2 章では光コムの基礎的事項及びパルス干渉による絶対計測の理論を説明した。第一に、単色光の干渉や白色干渉と合わせて光コムパルス干渉の原理を明らかにした。第二に、光コムの特有のパラメタである繰り返し周波数の走査によっても干渉が得られることを示した。第三に、干渉波形のピーク位置の決定手法について、2 つの手法を説明し、実装した。

第3章では、本研究における提案である、光コムパルス干渉とエタロン多重反射によるエタロン絶対長計測手法を説明し、その特性とパラメタを整理した。

第一に、基礎となるエタロンの原理と特性について整理し、これを用いたファイバセンシング手法について述べた。第二に、光コムパルス干渉とエタロンによる多重反射を用いた新しいエタロン長計測手法を提案した。これはエタロン長と光コム共振器長がハーモニックな関係になるときに干渉が発生する現象を利用するものであり、通常の白色干渉と比べたときに、エタロン長と光コム共振器長の比の分、高精度化が望める。第三に、この手法に関するパラメタを整理し、目標とする分解能を実現するための実装について検討した。目標のためには、往復回数 m は20以上が必要であり、この条件に従ってエタロン長と光コム共振器長を決定する必要がある。また、光源の光コムに必要な繰り返し周波数走査範囲は、繰り返し周波数の5%程度であり、開発する光コムの仕様が明らかになった。また、エタロンの反射率としては、 $m = 20$ のときに反射率95%程度が最適値であることが分かった。

第4章では、提案手法を実現するために必要な繰り返し周波数走査コムの開発を行った。

第一に、モード同期機構を整理し、目標に適する機構として非線形偏波回転を用いたモード同期機構を採用した。第二に、増幅機構であるEDFについて検討した。本研究では、ノイズフィギュアに優れる前方励起型を採用した。また、実験的検討の結果、ER30-4を2500 mm用いるときに製作する光コムに最適であることを示した。第三に、実際に繰り返し周波数走査光コムの製作を行った。この結果、以下のような光コムが得られ、これは必要な仕様を満たすことが分かった。

1. 最大 33.4 ± 1.1 MHz の繰り返し周波数走査範囲（繰り返し周波数の6.4%程度）
2. 40 nm 以上の波長帯域
3. 一週間以上連続してモード同期

第5章では空間エタロンを用いて、提案手法の原理検証を行った。

第一に、空間エタロンの実装を行った。空間エタロンはその長さや変位を捕捉することが容易であるために、原理検証に適する。空間エタロンはピエゾミラーを用いて実装し高精度なアライメントが実現された。第二に、この空間エタロンに対し、第4章で開発された繰り返し周波数走査コムを用いてエタロン長の測定系を構成した。このときターゲットの干渉波形を得ることができ、提案手法の実現可能性が示された。第三に、測定手法の評価を行った。約175 mmのエタロンを安定環境下に設置した際の繰り返し精度は 2σ で評価して2.98 nm、相対精度にして 1.7×10^{-8} であり、目標と

する分解能に対し、十分な値が得られた。また、その測定絶対値を CMM と比較して評価したところ両者の差は $<1\ \mu\text{m}$ 以下であり、絶対値の妥当性が示された。 $17.5\ \mu\text{m}$ 程度の微小な変位を与え、He-Ne 干渉計の測定値と比較したときには、両者の差は $1\ \text{nm}$ 以下であり、こちらにおいても測定値の妥当性を示された。以上により、提案された測定手法の原理は実現可能であることが示された。

第6章では提案手法によるファイバセンサの開発と検証を行った。

第一に、ファイバエタロンの製作を行った。構造として多層膜コーティングされたファイバコネクタ端でファイバを挟み込む構造を採用した。これにより一組の多層膜コーティング端でも挟むファイバを変更することで、エタロン長を自由に変更することができる。また、分散補正を二種のファイバを融着することでこれを実現した。第二に、繰り返し周波数走査コムとゼロ分散ファイバエタロンを用いて実験系を構成し、ファイバエタロン絶対長の測定を行った。また、温度特性及び歪特性について測定・評価を行った。実験の結果、 $217\ \text{mm}$ 程度のファイバエタロンに対して繰り返し精度は 2σ で、 $3.76\ \text{nm}$ 程度、相対精度にして 1.73×10^{-8} であり、目標とする分解能に対して十分な値が示された。温度特性についての実験より、良好な線形性が確認され、 $1\ \text{mK}$ 程度の分解能で計測が実現された。また、歪特性についても実験より良好な線形性が得られた。第三に、さらなる高精度化のための自己増幅ファイバエタロンを提案した。この製作を行い、従来見られなかった非常に多い回数（～数百回）の往復時（～数百回）の干渉が観測された。また、 2σ で評価して繰り返し $1.28\ \text{nm}$ で測定が可能であった。

第7章では、導波路長さ計測の応用としてウォーターガイドレーザ加工の加工位置のインプロセス計測について基礎的な検証を行った。

第一に、ウォーターガイドレーザ加工の原理を述べ、その課題である加工位置の制御について議論した。第二にこの課題を解決する方法として、ウォーターガイドに対して加工ビームと同軸に測定ビームを導入し、インプロセス計測を行う手法を提案した。第三にウォーターガイド中での水による吸収を避けるために SHG 発生系の設計・開発し、評価を行った。この結果 $>10\ \text{mW}$ 以上の出力が得られ、計測にはこれを用いた。第四に、実際のウォーターガイドヘッド内に測定ビームを導入し、測定に必要な強度が得られるかについて評価を行った。実験の結果、実際の加工時を想定した $Ra=0.2$ 程度の粗面試料に対して、数十 mm のガイド長の範囲内で入射光強度の 1% 以上の反射光強度が得られており、干渉計測には十分な値が得られた。

ここに本論文の総括を行う。

本論文では，光コムパルス干渉とエタロンによる多重反射を用いた新しいエタロン絶対長計測手法を提案し，これを用いたファイバエタロンセンサの開発を行った。

提案手法は高精度な波長計測や複雑なロック機構に頼らず，数 nm オーダで数百 mm の絶対長計測を可能とし，これを用いたファイバエタロンセンサでは， 10^{-8} オーダの高い分解能での計測を実現できた．また，開発した繰り返し周波数走査コムは一週間以上にわたって連続的にモード同期し，長期の計測も可能である．さらに，提案手法による計測では，ファイバエタロンを並列に接続することで，一括してエタロン長を計測することが原理的に可能であり，多点計測にも適する．

以上から提案手法及び開発したセンサは当初の目標を十分に満足するものであり，新しい特徴を備えたファイバセンシング技術として有用である．また，新たな機構である自己増幅ファイバエタロンによってさらなる高分解能化も望め，今後の研究が期待される．

8.2 今後の展望

本研究の今後の課題と展望について以下に記す。

- 光コムの長尺化による高精度化
- ファイバエタロンの短尺下による空間分解能の向上
- ファイバエタロンの並列配置による多点の一括計測

8.2.1 光コムの長尺化による高精度化

自己増幅ファイバエタロンにより，測定精度を劣化させず強度による減衰を無視して，往復回数を増やすことができることが示された．往復回数を増やすことは，光コム共振器長を長くすることで実現できると考えられる．

光コムに分散補償したファイバを追加することで，光コム共振器長を長くすることができる．長尺の光コムについての過去の研究として，1.6 km 程度の共振器長の光コムを開発した例[Zhang 2009]もある．

このため，第七章での実験結果で得られた高次干渉波形を考慮して<100 m 程度の光コムの製作を行う．製作した光コムを図 8.1 に示した．ここでは，50 m の正常分散性ファイバである DCF4 と 11.5 m の異常分散性ファイバである SMF28 を分散補償するように追加している．このときの RF スペクトルアナライザで観察したセルフビート信号を図 8.2 に示した．この光コムでは，3.16 MHz 程度の繰り返し周波数での発振が得られており，これは 94.87 m 程度の共振器長に相当する．

今後この光コムを用いて計測を行う．

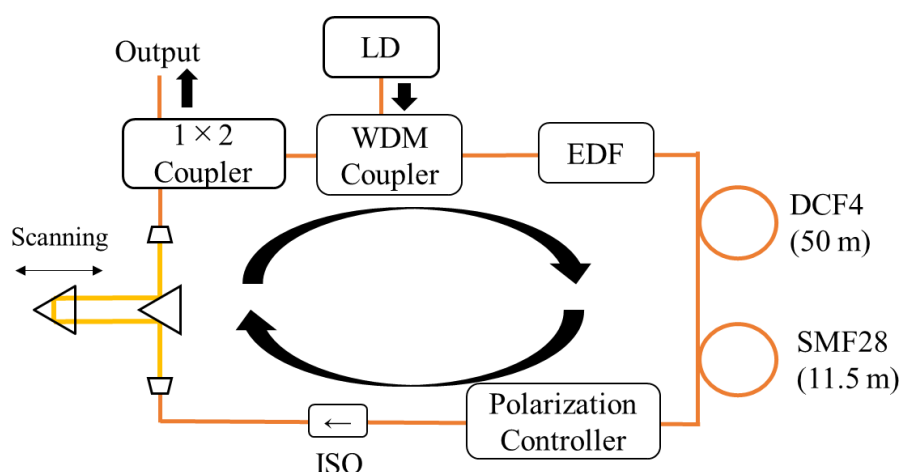


図 8.1 製作された長尺化したコムの模式図
50 m の DCF4 と 11.5 m の SMF28 が追加されている

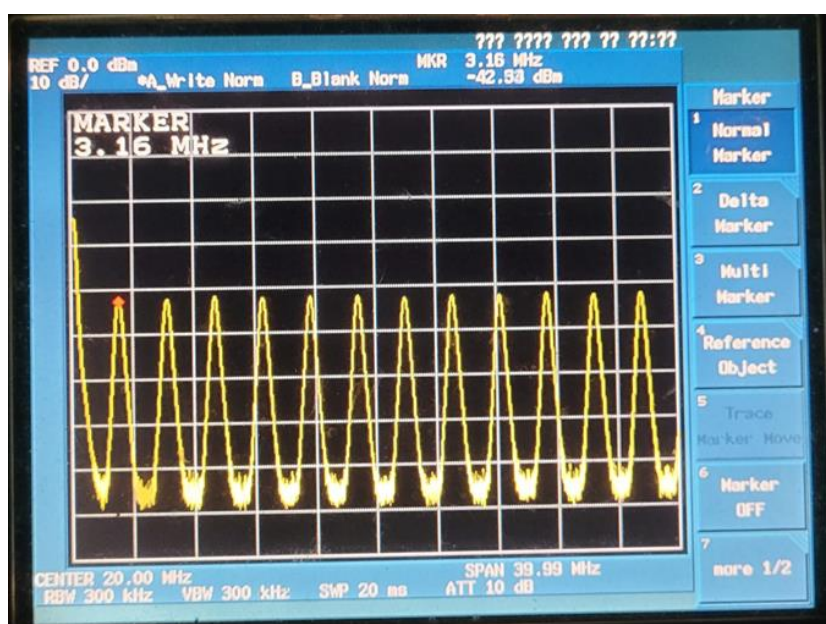


図 8.2 長尺化コムのセルフビート観察像

3.16 MHz 程度の繰り返し周波数での発振が得られている

8.2.2 ファイバエタロンの短尺化による空間分解能の向上

ファイバセンサとしての取り回しや空間分解能の向上を考えたときに小さいファイバセンサは有用である。このためにスタブといわれるセラミック製のものにファイバを内挿し，フェルルールで挟み込む構造の製作と計測を今後の展望として行う。これについて図 8.3 に示した。

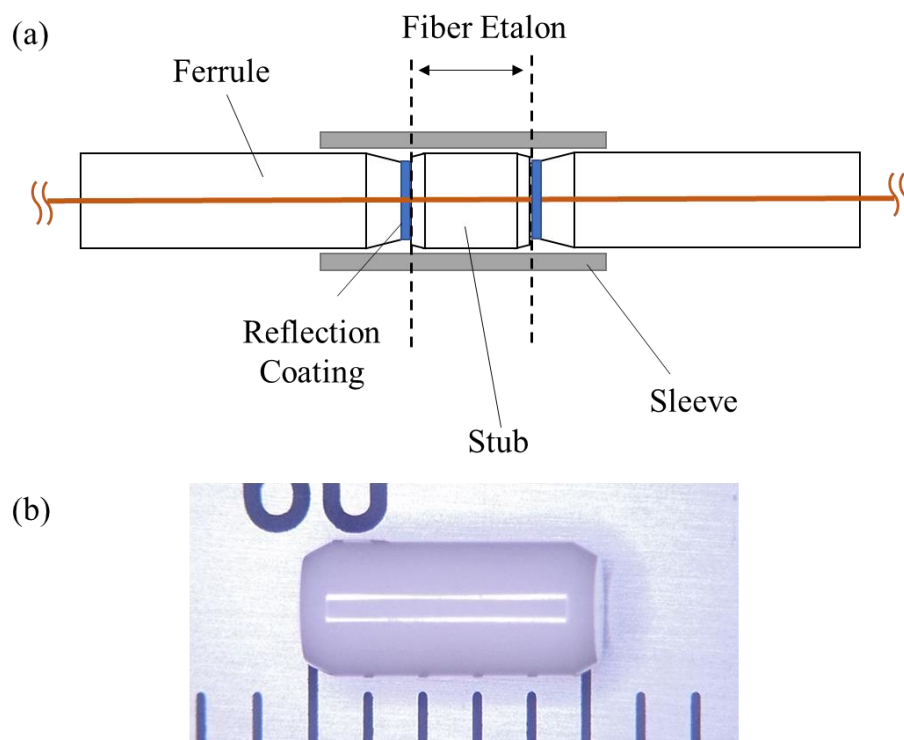


図 8.3 スタブを利用した短尺ファイバエタロンセンサ
(a)模式図 (b)スタブの実物写真

8.2.3 複数のファイバエタロンによる多点の一括計

提案手法では，エタロン光学長を少しずつずらしながら複数配置することで，多点の一括計測が可能であることが想定されている。今後の展開として，実際に複数配置を行い，検証実験を行う。

参考文献

<和文文献>

[産総研 2009]

産総研: "「長さの国家標準」が新方式に", 2009 年 7 月 16 日掲載, 2023 年 1 月 15 日アクセス, <https://www.aist.go.jp/aist_j/press_release/pr2009/pr20090716/pr20090716.html>

[徳永 2012]

徳永朋祥, 「超高精度・多点型光ファイバ歪センサの実用化と岩盤・地下水連成挙動」, 科学研究費助成事業（科学研究費補助金）研究成果報告書, 課題番号: 21246133, 2012

[沼尻 2011]

沼尻治彦, 佐々木正史, 高橋真, 畦元雅宏, 「FBG 光ファイバー温度計の高感度化」, 東京都立産業技術研究センター研究報告, Vol. 6, pp. 122-123, 2011

[原 2018]

原昌平: "光コムパルス干渉計を用いた三次元座標測定機の高精度検査手法", 修士論文, 東京大学大学院工学系研究科精密工学専攻, 2018

[増田 2019]

増田秀征: "光コムパルス干渉とエタロンを用いたボールレンズターゲットの三次元絶対計測技術に関する研究", 修士論文, 東京大学大学院工学系研究科精密工学専攻, 2019

なお, 本修士論文の一部は以下の報告書に掲載されている. 高増潔: "コム距離計を用いた大型構造物の三次元データの高精度化および絶対変形の計測報告書", (一財) 日本建設情報総合センター研究助成事業, 2018

[増田 2021]

増田秀征, 門屋祥太郎, 道畑正岐, 高橋哲, "ウォータガイドレーザ加工における加工位置のインプロセス計測 (第三報) -ウォータガイドへの計測ビームの導入-", 2021 年度精密工学会秋季大会学術講演会, 2021

[山岸 2015]

山岸敬登, 山下雄大, 明田川正人, 「周波数計測によるファブリー・ペロー共振器絶対光学長測定 (第 11 報: FSR 測定と共鳴点の同時追尾法の検証) 」, 2015 年度精密光学会春季大会学術講演会講演論文集, 2015

[吉田 1994]

吉田実, 御前俊和, 田中弘幸, 「光ファイバーアンプ」, レーザー解説, レーザー研究, Vol. 22, pp. 68-77, 1994

[ヤリブ 1988]

A. ヤリブ, 多田邦雄, 神谷武志共訳: "光エレクトロニクスの基礎", 丸善, 1988

[アラグワール 1997]

G. P. アラグワール: "非線形ファイバー光学 (原書第二版) ", 吉岡書店, 1997

[Thorlabs 2022]

Thorlabs: 「光アイソレータのチュートリアル」, 2022 年 10 月 20 日アクセス
<https://www.thorlabs.co.jp/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=6178>

<英文文献>

[Aketagawa 2010]

Aketagawa M., Yashiki Y., Kiumura S. and Banh T.Q.: “Free spectral range measurement of Fabry-Perot cavity using frequency modulation”, *International Journal of Precision Engineering and Manufacturing*, Vol. 11, pp. 851-856, 2010

[Bao 2011]

Bao Q., Zhang H., Ni Z., Wang Y., Polavarapu L., Shen Z., Xu Q. H., Tang D. and Loh K. P.: “Monolayer graphene as a saturable absorber in a mode-locked laser”, *Nano Research*, Vol. 4, pp. 297-307, 2011

[BIPM 2019a]

Bureau International des Poids et Mesures: "Resolution of the 1st CGPM (1889)", accessed 21 20 November 2022, <<https://www.bipm.org/en/CGPM/db/1/1/>>

[BIPM 2019b]

Bureau International des Poids et Mesures: "Resolution 6 of the 11th CGPM (1960)", accessed 20 November 2022, <<https://www.bipm.org/en/CGPM/db/11/6/>>

[BIPM 2019c]

Bureau International des Poids et Mesures: "Resolution 1 of the 17th CGPM (1983)", accessed 20 November 2022, <<https://www.bipm.org/en/CGPM/db/17/1/>>

[BIPM 2019d]

Bureau International des Poids et Mesures: "Resolution 1 of the 26th CGPM (2018)", accessed 20 November 2022, <https://www.bipm.org/en/CGPM/db/26/1/>

[Brunton 2013]

Brunton S.L., Fu X. and Kutz J. N.: “Extremum-Seeking Control of a Mode-Locked Laser”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 49, pp. 852-861, 2013

[Caber 1993]

Caber P.J.: "Interferometric profiler for rough surfaces", *Applied Optics*, Vol. 32, pp. 3438-3441, 1993

[Chen 2019]

Chen M. , Xie S., Zhou G., Wei D., Wu H., Takahashi S., Matsumoto H. and Takamasu K., “Absolute distance measurement based on spectral interferometer using the effect of the FSR of a Fabry–Perot etalon”, *Optics and Lasers in Engineering*, Vol. 123, pp. 20-27, 2019

[Chen 2017]

Chen J., Liu Q. and He Z.: “High-resolution simultaneous measurement of strain and temperature using π -phase-shifted FBG in polarization maintaining fiber”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 35, pp. 4838-4844, 2017

[Choi 2008]

Choi H.Y., Park K.S., Park S.J., Paek U.C., Lee B.H. and Choi E.S.: “Miniature fiber-optic high temperature sensor based on a hybrid structured Fabry-Perot interferometer”, *Optics Letters*, Vol. 33, pp. 2455-2457, 2008

[Ciddor 1996]

Ciddor, P. E.: "Refractive index of air: new equations for the visible and near infrared", *Applied Optics*, Vol. 35, pp. 1566-1573, 1996

[Coddington 2009]

Coddington I., Swann W.C., Nenadovic L., Newbury N.R.: “Rapid and precise absolute distance measurement at long range”, *Nature photonics*, Vol.3, pp. 351-356, 2009

[Coddington 2016]

Coddington I., Newbury N., and Swann W.: “Dual-comb spectroscopy”, *Optica*, Vol. 3, pp. 414-426, 2016

[Dandliker 1992]

Dandliker R., Zimmermann E., and Froiso G.: “Electronically scanned white-light interferometry: a novel noise-resistant signal processing”, *Optics Letters*, Vol. 17, 679-681, 1992

[De Groot 1995]

De Groot P., Deck L.: "Surface profiling by analysis of white-light interferograms in the spatial frequency domain", *Journal of Modern Optics*, Vol. 42, pp. 389-401, 1995

[Duraibabu 2017]

Duraibabu D.B., Leen G., Toal D., Newe T., Lewis E. and Dooly G.: “Underwater depth and temperature sensing based on fiber optic technology for marine and fresh water applications”, *Sensors*, Vol.17, 1228, 2017

[Ervin 2018]

Ervin A. and Tait G.: “The detection and characterization of weak seismic waves using optical fiber Bragg grating sensor”, *Proceedings of SPIE*, 10654, 2018

[Floriano 2004]

Floriano W.B.: “Dielectric constant and density of water as a function of pressure at constant temperature”, *Brazilian Journal of Physics*, Vol. 34, pp. 38-41, 2004

[Green 2006]

Green S., Perrottet D. and Richerzhagen B.: “Damage-free dicing of SiC wafers by water-jet-guided laser”, *CS MANTECH Conference*, 2006

[Harvey 1998]

Harvey A.H., Gallagher J.S. and Sengers J.M.H.L.: “Revised formulation for the refractive index of water and steam as a function of wavelength, temperature and density, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, Vol. 27, pp. 761-774, 1998

[Haus 1975a]

Haus, H. A.: "A Theory of Forced Mode Locking", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 11, pp. 323–330, 1975

[Haus 1975b]

Haus, H. A. ‘Theory of Mode Locking with a Fast Saturable Absorber’, *Applied Physics*, Vol. 46, pp. 3049-3058, 1975

[Hayano 2003]

Hayano H. and Mita A.: “FBG strain sensor with simple temperature compensation mechanism”, *Journal of Applied Mechanics*, Vol.6, pp. 1001-1008, 2005

[Hebra 2009]

Hebra A. J., "The physics of metrology: "all about instruments, from trundle wheels to atomic clocks", *Springer*, 2009

[Hong 2016]

Hong C.Y., Zhang Y.F., Zhang M.X., Leung L.M.G. and Liu L.Q.: "Application of FBG sensors for geotechnical health monitoring, a review of sensor design, implementation methods and packaging techniques", *Sensors and Actuators A: Physical*, Vol. 244, pp. 184-197, 2016

[Horiguchi 1995]

Horiguchi T., Shimizu L, Kurashima T., Tateda M, Koyamada Y.: "Development of a distributed sensing technique using Brillouin scattering", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 13, pp. 1296-1302, 1995

[Huang 2010]

Huang Y., Wei T., Zhou Z., Zhang Y., Chen G. and Xiao H.: "An extrinsic Fabry–Perot interferometer-based large strain sensor with high resolution", *Measurement Science and Technology*, Vol. 21, 105308. 2010

[Illingworth 1986]

Illingworth R. and Ruddock I.S.: "Cavity length measurement for synchronously pumped, mode-locked lasers", *Optics Communications*, Vol. 59, pp. 375-378, 1986

[Islam 2014]

Islam R. M., Ali M. M., Lai M., Lim K., Ahmad H.: "Chronology of fabry-perot interferometer fiber-optic sensors and their applications: A review", *Sensors*, Vol. 14, pp. 7451–7488, 2014

[Jin 2010]

Jin J., Kim J.W., Kang C.S., Kim J.A., Eom T.B.: "Thickness and refractive index measurement of a silicon wafer based on an optical comb, *Optics Express*, Vol. 18, pp.18339-18346, 2010

[Joo 2006]

Joo K. N. and Kim S. W.: "Absolute distance measurement by dispersive interferometry using a femtosecond pulse laser, *Optics Express*, Vol.14, pp.5954-5960, 2006

[Knox 1992]

Knox W. H.: “In situ measurement of complete intracavity dispersion in an operating Ti:sapphire femtosecond laser”, *Optics Letters*, Vol. 17, pp. 514-516, 1992

[Kuang 2018]

Kuang Y., Guo Y., Xiong L. and Liu W.: “Packaging and temperature compensation of fiber Bragg grating for strain sensing: A survey”, *Photonic Sensors*, Vol.8, pp. 320-331, 2018

[Leal-Junior 2018]

Leal-Junior A.G., Marques C., Frizera A. and Pontes M.J.: “Multi-interface level in oil tanks and applications of optical fiber sensors”, *Optical Fiber Technology*, Vol.40, pp.82-92, 2018

[Lee 2013]

Lee J., Han S., Lee K., Bae E., Kim S., Lee S., Kim S.W. and Kim Y.J.: “Absolute distance measurement by dual-comb interferometry with adjustable synthetic wavelength”, *Measurement Science and Technology*, Vol. 24, 045201, 2013

[Lehner 2008]

Lehner M.: "The Complete Pyramids", *Thames and Hudson*, 2008

[Liu 2012]

Liu Q., Tokunaga T. and He Z.: “Sub-nano resolution fiber-optic static strain sensor using a sideband interrogation technique”, *Optics Letters*, Vol. 27, pp. 434-436, 2012

[Liu 2021]

Liu Y., Wei M. Zhang T., Qiao H. and LiH.: “Overview on the development and critical issues of water jet guided laser machining technology”, *Optics and Laser Technology*, Vol. 137, 106820, 2021

[López-Higuera 2011]

López-Higuera J.M.: “Fiber optic sensors in structural health monitoring”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 29, pp. 587-608, 2011

[Mandridis 2010]

Mandridis, D., Ozdur I., Bagnell M., and Delfyett P.J.: “Free spectral range measurement of a fiberized Fabry–Perot etalon with sub-Hz accuracy”, *Optics Express*, Vol. 18, pp. 11264-11269, 2010

[Min 2021]

Min R., Liu Z., Pereira L., Yang C., Sui W. and Marques C.: “Optical fiber sensing for marine environment and marine structural health monitoring: A review”, *Optics and Laser Technology*, Vol. 140, 107082, 2021

[Nishiyama 2017]

Nishiyama A., Yoshida S., Hariki T, Nkajima Y. and Minoshima K.: “Sensitivity improvement of dual-comb spectroscopy using mode-filtering technique”, *Optics Express*, Vol. 25, 31730, 2017

[NPL 2019]

The National Physical Laboratory: "metre (m)", accessed 21 August 2019, <<https://www.npl.co.uk/si-units/metre>>

[Onoe 2016]

Onoe T., Takahashi S., Takamasu K., Matsumoto H.: "Non-contact precision profile measurement to rough-surface objects with optical frequency combs", *Measurement Science and Technology*, Vol. 27, 124002, 2016

[Peng 2019]

Peng H., Chen B., Dong P., Chen S., Liao Y. and Guo Q.: “Application of FBG sensing technology to internal deformation monitoring of landslide”, *Advances in Civil Engineering*, Vol. 2020, 1328945, 2020

[Qiao 2021]

Qiao H., Zhihe C., Jianfeng C. and Zhao J.: “Experimental study on water jet guided laser micro-machining of mono-crystalline silicon”, *Optics and Laser Technology*, Vol. 140, 107057, 2021

[Richerzhagen 2003]

Richerzhagen B., Kutuna M., Okada H. and Ikeda T.: “Waterjet-guided laser processing”, *Proceedings of SPIE*, 4830, 2003

[Rao 2006]

Rao Y.J.: “Recent progress in fiber-optic extrinsic Fabry–Perot interferometric sensors”, *Optical Fiber Technology*, Vol. 12, pp. 227-237, 2006

[Schibli 2006]

Schibli T. R., Minoshima K., Bitou Y., Hong F.L., Inaba H., Onae A., Matsumoto H.: "Displacement metrology with sub-pm resolution in air based on a fs-comb wavelength synthesizer", *Optics Express*, Vol. 14, pp. 5984-5993

[Schnatz 1995]

Schnatz H., Lipphardt B., Helmcke J., Riehle F., Zinner G.: "Phase coherent frequency measurement of visible radiation", *IEE Conference Publication*, Vol. 76, pp. 18-21, 1996

[Shi 2020]

Shi Y., Jiang Z., Cao J. and Ehmann K.F.: “Texturing of metallic surfaces for superhydrophobicity by water jet guided laser micro-machining”, *Applied Surface Science*, Vol. 500, 144286, 2020

[Sudatham 2015]

Sudatham W., Matsumoto H., Takahashi S. and Takamasu K., “Verification of the positioning accuracy of industrial coordinate measuring machine using optical-comb pulsed interferometer with a rough metal ball target”, *Precision Engineering*, Vol. 41, pp. 63-67, 2015

[Sudatham 2016]

Sudatham W., Matsumoto H., Takahashi S., Takamasu K.: "Non-contact measurement technique for dimensional metrology using optical comb", *Measurement*, Vol. 78, pp. 381–387, 2016

[Suzuki 2016]

Suzuki K., Nakano M. Takahashi N., Hoir T. Kamiya S. Araki E., Nakata R. and Kaneda Y.: “Synchronous changes in the seismicity rate and ocean-bottom hydrostatic pressures along the Nankai trough: A possible slow slip event detected by the dense oceanfloor network system for earthquakes and tsunamis (DONET)”, *Tectonophysics*, Vol. 680, pp. 90-98, 2016

[Telle 2002]

Telle H.R., Lipphardt B. and Stenger J.: “Kerr-lens, mode-locked lasers as transfer oscillators for optical frequency measurements”, *Applied Physics B*, Vol. 74, pp. 1-6, 2002

[Thapa 2014]

Thapa R., Nguyen D., Zong J. and Chavez-Pirson A.: “All-fiber fundamentally mode-locked 12 GHz laser oscillator based on an Er/Yb-doped phosphate glass fiber”, *Optics Letters*, Vol. 39, pp. 1418-1421, 2014

[Udem 1999]

Udem T., Reichert J., Holzwarth R., Hansh T. W.: “Absolute optical frequency measurement of the cesium D1 line with a mode-locked laser”, *Physical Review Letters*, Vol. 82, pp. 3568–3571, 1999

[Valdmanis 1985]

Valdmanis J.A., Fork R. L. and Gordon J. P.: “Generation of optical pulses as short as 27 femtoseconds directly from a laser balancing self-phase modulation, group-velocity dispersion, saturable absorption, and saturable gain”, *Optics Letters*, Vol.10, pp. 131-133, 1985

[Wang 2010]

Wang J., Dong Bo., Lally E., Gong J., Han M. and Wang A.: “Multiplexed high temperature sensing with sapphire fiber air gap-based extrinsic Fabry–Perot interferometers”, *Optics Letters*, Vol. 35, pp. 619-621, 2010

[Wu 2010]

Wu Q., Semenova Y., Sun A., Wang P. and Farrell G.: “High resolution temperature insensitive interrogation technique for FBG sensors”, *Optics & Laser Technology*, Vol. 42, pp. 653-656, 2010

[Wang 2020]

Wang Li., Wang Y., Wang J. and Li F.: “A high spatial resolution FBG sensor array for measuring ocean temperature and depth”, *Photonic Sensors*, Vol. 10, pp. 57-66, 2020

[Wu 2010]

Wu Q., Semenova Y., Sun A., Wang P. and Farrell G.: “High resolution temperature insensitive interrogation technique for FBG sensors”, *Optics and Laser Technology*, Vol. 42, pp. 653-656, 2010

[Ye 2004]

Ye J., “Absolute measurement of a long, arbitrary distance to less than an optical fringe”, *Optics Letters*, Vol.29, pp. 1153-1155, 2004

[Yong 2020]

Yong L., Wang H., Cai W., Li S. and Zhang Q.: “Stability monitoring of surrounding rock mass on a forked tunnel using both strain gauges and FBG sensors”, *Measurement*, Vol. 153, 107449, 2020

[Zhan 2006]

Zhan Y., Xue S., Yang Q., Xiang S., He H. and Zhu R.: “A novel fiber Bragg grating high-temperature sensor”, *Optik*, Vol. 119, pp. 535-539, 2008

[Zhang 2009]

Zhang M., Chen L.L., Zhou C., Cai Y. Ren L. and Zhang Z.G.: “Mode-locked ytterbium-doped linear cavity fiber laser operated at low repetition rate”, *Laser Physics Letters*, Vol. 6, pp. 657-660, 2009

[Zhang 2016]

Zhang W., Huang W., Li L., Liu W. and Li F.: “High resolution strain sensor for earthquake precursor observation and earthquake monitoring”, *Proceedings of SPIE*, 9916, 2016

業績リスト

査読付原著論文

1. Shusei Masuda, Shotaro Kadoya, Masaki Michihata, Satoru Takahashi, “Novel absolute length measurement method for etalon sensor using optical comb pulsed interference and harmonic etalon reflections”, *Measurement Science and Technology*, accepted
2. Shusei Masuda, Shotaro Kadoya, Masaki Michihata, Satoru Takahashi, “Absolute distance measurement in water by optical comb for in-process measurement of water-guided laser processing”, *Measurement: Sensors*, Vol. 18, 100221, pp.1-5, 2021
3. Shusei Masuda, Hitomi Nakajima, Winarno Agustinus, Tomohiko Takamura, Satoru Takahashi, Hirokazu Matsumoto, Kiyoshi Takamasu: “Novel design of ball-lens-based laser tracker using pulsed interferometer”, *Measurement Science and Technology*, Vol. 30, 085005, 2019
4. Winarno Agustinus, Shusei Masuda, Satoru Takahashi, Hirokazu Matsumoto, Kiyoshi Takamasu: “Noncontact method of point-to-point absolute distance measurement using tandem low-coherence interferometry”, *Measurement Science and Technology*, Vol. 29, 025006, 2018

査読付原著論文（投稿準備中）

1. “Development of novel fiber etalon sensor using optical comb pulsed interference and etalon multiple reflections”

国際会議における発表

1. Shusei Masuda, Shotaro Kadoya, Masaki Michihata¹, Satoru Takahashi, “Novel fiber sensor using etalon multi-reflection and pulsed interference”, euspen’s 22nd International Conference & Exhibition, Swiss, 2022.6
2. Shusei Masuda, Shotaro Kadoya, Masaki Michihata¹, Satoru Takahashi, “Absolute Distance Measurement in Water by Optical Comb for In-process Measurement of Water-guided Laser Processing”, XXIII IMEKO World Congress, Japan, 2021.9

-
3. Shusei Masuda, Tomohiko Takamura, Satoru Takahashi, Hirokazu Matsumoto, Kiyoshi Takamasu, “High Precision Measurement of Etalon Optical Length using Optical Comb Pulsed Interference”, *euspen’s 20th International Conference & Exhibition*, Swiss, 2020.6
 4. Shusei Masuda, Tomohiko Takamura, Satoru Takahashi, Hirokazu Matsumoto, Kiyoshi Takamasu, “High Precision Measurement of Etalon Absolute Length using Optical Comb Pulsed Interference”, *The 8th International Conference of ASPEN*, Japan, 2019.11
 5. Shusei Masuda, Tomohiko Takamura, Winarno Agustinus, Satoru Takahashi, Hirokazu Matsumoto, Kiyoshi Takamasu, “Development of the trilateration optical comb tracking system adopting ball lenses as references and targets” , *euspen ’ s 19th International Conference and Exhibition*, Bilbao, Spain, 2019.6
 6. Shusei Masuda, Tomohiko Takamura, Satoru Takahashi, Hirokazu Matsumoto and Kiyoshi Takamasu, “Development of a laser tracker using absolute length measurement technique by an optical comb pulsed interferometer”, *17th International Conference on Precision Engineering*, Kamakura, Japan, 2018.10

国内学会における発表

1. 増田秀征, 門屋祥太郎, 道畑正岐, 高橋哲, 「光コムパルス干渉とエタロン多重反射による高精度ファイバセンサの開発」, 2022 年度精密工学会春季大会学術講演会, 東京, 2022.3
2. 増田秀征, 門屋祥太郎, 道畑正岐, 高橋哲, 「ウォーターガイドレーザ加工における加工位置のインプロセス計測(第三報)-ウォーターガイドへの計測ビームの導入-」, 2021 年度精密工学会秋季大会学術講演会, 神戸, 2021.9
3. 増田秀征, 櫻井政宏, 門屋祥太郎, 道畑正岐, 高橋哲, 「ウォーターガイドレーザ加工における加工位置のインプロセス計測(第一報)-光コムによるインプロセス計測手法の提案-」, 2021 年度精密工学会春季大会学術講演会, 東京, 2021.3
4. 増田秀征, 松本弘一, 門屋祥太郎, 道畑正岐, 高橋哲, 高増潔, 「光コムパルス干渉とエタロンを用いた絶対測長手法の開発-ブロックゲージの測長と評価-」, オンライン, 2020.9

5. 増田 秀征, 高村 智彦, 松本 弘一, 高橋 哲, 高増 潔, 「パルス干渉を用いたエタロン光学長の高精度計測-温度特性の評価-」, 2020 年度精密工学会春季大会, 東京, 2020.3
6. 増田 秀征, 高村 智彦, 松本 弘一, 高橋 哲, 高増 潔, 「パルス干渉を用いたエタロン絶対長の高精度計測」, 2019 年度精密工学会秋季大会, 浜松, 2019.9
7. 増田 秀征, 高村 智彦, 松本 弘一, 高橋 哲, 高増 潔, 「パルス干渉に基づく多辺測長レーザトラッキングシステムの開発-第三報 トラッカデザインの評価-」, 2019 年度精密工学会春季大会, 東京, 2019.3
8. 増田 秀征, 高村 智彦, 松本 弘一, 高橋 哲, 高増 潔, 「パルス干渉に基づく多辺測長レーザトラッキングシステムの開発-第二報 二次元トラッカの開発-」, 2018 年度精密工学会秋季大会, 北海道, 2018.9

特許

1. 増田秀征, 門屋祥太郎, 道畑正岐, 高橋哲, “High Precision Fiber Sensor by Optical Interference” , 63/314595 (米国), 2022.4
2. 高橋哲, 鷲尾涼太, 増田秀征, 増井周造, 門屋祥太郎, 道畑正岐, “Guide Water-Jet Elongation Method and its Apparatus” , 63/314587(米国), 2022.4

その他

1. 2021 年度精密工学会秋季大会学術講演会 アドバンストベストプレゼンテーション賞, 増田秀征, 2021.9
2. 2021 年度精密工学会春季大会学術講演会 ベストプレゼンテーション賞, 増田秀征, 2021.3
3. 「光コムパルス干渉法を用いた大型構造物の超精密三次元絶対計測」, 特別研究員 DC1, 日本学術振興会, 2020.4-2023.3
4. 東京大学大学院精密工学専攻修士論文研究 日本設計工学会武藤栄次賞優秀学生賞, 増田秀征, 2020.3
5. グローバル機械工学人材交流プログラム採択, 東京大学・JASSO, 2017.9-2018.2

謝辞

本論文は東京大学大学院工学系研究科精密工学専攻、高橋道畑研究室における研究成果をまとめたものです。

研究の機会を与えて下さり、また、研究を進める中での的確な指導をして頂きました 高橋哲 先生に深く感謝致します。先生は、常に研究の本質的なところにフォーカスし、私が研究推進に迷う中で、常に道を指し示して頂きました。

また、東京大学大学院工学系研究科教授 神保泰彦 先生、東京大学大学院工学系研究科教授 三村秀和 先生、東京大学大学院工学系研究科教授 道畑正岐 先生、産業技術総合研究所 平井亜紀子 様には、本論文の副査を引き受けて頂き、適切なご指導と多くの助言を頂きました。先生方に厚くお礼申し上げます。

本論文や発表練習、ウォーターガイドレーザの実験等、多くの場面でご指導頂きました、東京大学大学院工学系研究科助教 門屋祥太郎 先生に深く感謝致します。

卒業論文研究及び修士論文研究の指導をして頂き、博士過程においても折に触れてご指導して頂きました 高増潔 先生に深く感謝致します。

光コムに関する知識を授けてくださり、多くのアドバイスを頂きました 松本弘一 先生に深く感謝致します。

ファイバ関連の機器について、多くのアドバイスとご協力を頂きました株式会社アダマンド並木精密宝石 杉村彰紀 様に深く感謝致します。

ウォーターガイドレーザ加工機関連の研究について、多大なご協力を頂きました株式会社 牧野フライス製作所様に深く感謝致します。

三次元測定機について、ご協力頂きました株式会社ミットヨ様に深く感謝致します。

特別研究員として採用して頂きました日本学術振興会様に深く感謝致します。

高橋道畑研究室及び旧高増研究室の皆様には、研究においてはもちろん、私生活においても多大なサポートをして頂きました。ありがとうございました。