

半導体光増幅器を用いた高機能レーザ

高橋 佳孝



①

目次

半導体光増幅器を用いた高機能レーザ

高橋 佳孝

目次

第1章 序論	1
1.1 現状と背景	1
1.2 目的	3
1.2.1 鉛ガラス光ファイバリングレーザ	3
1.2.2 ビート可変直交2周波リングレーザ	4
1.2.3 出力一定FM半導体レーザ	5
1.3 構成	6
第2章 鉛ガラス光ファイバリングレーザ	7
2.1 序	7
2.2 動作原理	12
2.3 構成	16
2.4 動作特性	20
2.4.1 リングレーザ基本特性	20
2.5 電流センサへの応用	25
2.5.1 直流電流センサ	25
2.5.2 交流電流の検出	27
2.5.3 鉛ガラス光ファイバのVerdet定数	28
2.6 回転センサへの応用	29
2.6.1 回転の検出	29
2.6.2 外部磁場の影響	30
2.7 スペクトル線幅	32
2.8 測定誤差要因	37

2.8.1 電流による誤差	37
2.8.2 光学素子による誤差	40
2.8.3 歪みや振れなどによる誤差	45
2.9 まとめ	46
第3章 ビート可変直交2周波リングレーザ	48
3.1 序	48
3.2 1300 nm 帯直交2周波リングレーザ	51
3.2.1 動作原理	51
3.2.2 構成	54
3.2.3 発振特性	58
3.3 820 nm 帯直交2周波リングレーザ — 端面反射の影響	63
3.3.1 構成	63
3.3.2 動作特性	66
3.3.3 出力特性の解析	70
3.4 まとめ	78
第4章 出力一定FM半導体レーザ	81
4.1 序	81
4.2 動作原理	83
4.3 構成	84
4.4 動作特性	88
4.5 センサへの応用	92
4.5.1 FMCW 干渉計測	92
4.5.2 出力一定化半導体レーザ帰還干渉計	101
4.6 まとめ	113
第5章 総括	115
付録A ソレノイドの閉光路不完全性	118

付録B アルミニウムミラー反射時の異方性	122
謝辞	128
参考文献	129
論文リスト	136

第1章 序論

1.1 現状と背景

半導体レーザは小型、軽量であること、注入電流による同調や変調が容易であることなど数多くの利点を有することから光計測用の光源として広く用いられている [1]。この半導体レーザの増幅機能を活用したものが半導体光増幅器であり、通常の半導体レーザに類似して以下のような利点を有する。

- ・ 小型、軽量
- ・ 高効率、低消費電力
- ・ 広帯域
- ・ 種々の動作波長帯が選択可能
- ・ 集積化・高機能化が可能
- ・ 注入電流による利得制御・高速直接変調が可能
- ・ 長寿命・高信頼性
- ・ 比較的安価

これらの利点とは対照的に、一般に光増幅器として用いる場合の欠点としては、

- ・ 利得の偏波依存性
- ・ 不均一な利得帯域（リップル構造を有する）

が挙げられる。特に光通信への応用の際には光ファイバとの整合性に乏しいことも欠点と言える。また半導体材料は屈折率が高く、無反射コート等を施さな

いと劈開面と空気との境界での反射率は30%程度となり、前述の利得帯域の不均一性が顕著となる。半導体光増幅器は動作形態によって大まかに次の3種に分類される[2]。

【注入同期型】通常の半導体レーザを発振閾値以上にバイアスして用いるもの

【Fabry-Perot型】通常の半導体レーザを発振閾値以下にバイアスして用いるもの

【進行波型】半導体レーザに無反射コート等を施して半導体レーザ単体での発振を抑えたもの

Fabry-Perot型と進行波型の明確な境界はなく、通常、端面反射率が0.1~1%以下のものを進行波型と分類している。一般に列挙した順に、すなわち端面反射率が大きければ大きい程、先に挙げた欠点と見られる特徴が顕著に現れる。また、近年半導体レーザに多く用いられるようになった、量子井戸、特に多重量子井戸構造ではさらに利得の偏波依存性が顕著になる。これらの問題点を解決する方法として、利得帯域の不均一性を低減する低端面反射率実現のためには、半導体光増幅器端面に反射防止膜をコーティングする[3, 4] ことに加え、活性層を斜め導波路構造にする[5]、あるいは、活性層よりもバンドギャップの大きい材料を用いて、活性層の両端に透明領域となる窓構造を付加する[6]等、また、利得の偏波依存性を低減するためには、2つの半導体光増幅器を互いに垂直になるように組み合わせて使ったり[7] 偏光制御素子を用いたり[8] して偏波依存性を補償する、あるいは、幅に比べて通常非常に薄い活性層を厚くすることで等方的に近くしたり、直交2偏光で発振する半導体レーザ[9, 10] のように歪み超格子を取り入れて活性層構造を改良する[11] 等のアプローチが試みられている。

しかしながら結局、こうした問題点の解決より早く、光通信用の光増幅器としては、事実上、利得の偏波依存性のない Er^{3+} ドープファイバ光増幅器[12] が実用の運びとなった。しかしながら、半導体光増幅器は前述のように数多くの利点を有することから、光通信分野に限らず様々な分野において大きな可能性

を有していると言える。半導体レーザと同様の利点を有する半導体光増幅器を活用した事例は光源（スーパーluminescentダイオード）としての利用以外は非常に少なく、半導体ベースでありかつ半導体レーザに高機能を付加した光源・デバイスとしてその研究・開発が期待されている。

1.2 目的

そこで本研究では、この半導体光増幅器の利点を活かし、さらに一般に光増幅器として用いる場合の欠点である、利得の偏波依存性を利用して、半導体光増幅器を用いた新しい高機能レーザを作製し、その動作特性の解析とセンサへの応用を行った。作製したレーザは

1. 半導体光増幅器を利得媒質とした鉛ガラス光ファイバを用いたファイバリングレーザ
2. 半導体光増幅器を利得媒質としたビート可変直交2周波リングレーザ
3. 半導体光増幅器を外部光強度制御素子として用いた出力一定FM半導体レーザ

の3種である。

1.2.1 鉛ガラス光ファイバリングレーザ

光ファイバセンサは、

- ・ 非接触・非破壊の計測ができる
- ・ 無誘導なので電磁雑音の影響を受けにくくまた高絶縁性が保持できる
- ・ 一般に応答が高速・広帯域である

といった、光センサであることの利点に加え、光ファイバを用いていることから、

- ・ 小型・軽量で可撓性に富み耐環境性にも優れていることから狭隘な空間や構造物内への設置が可能である
- ・ 導波路構造のため低損失に信号伝達できる
- ・ 光ファイバ自身がセンサ部となりうる

といった利点をも併せ持つため、近年様々な分野に及んで研究開発、さらには製品化が進みつつある。

この光ファイバセンサでは、干渉、損失、複屈折性、旋光などによって生じる光強度変化を検出する型のものが多い[13, 14]が、これらは光源や信号光あるいは通常必要である参照光などの不安定性や伝送損失等によってそれらの光量変動すると、測定信号に誤差が生じ、センサ性能を劣化してしまう。これに対し、周波数信号を検出する型の光ファイバセンサでは、この光強度検出型のセンサとは異なり、光源や信号光等の光量変動に本質的には不感であり、信号伝送による信号の劣化が僅少で遠隔的な制御や検出も容易で、ダイナミックレンジも広くなる。

そこで本研究では、光ファイバセンサでしばしば問題となる、光量変動による測定誤差を排除できる周波数検出型の光ファイバセンサへの応用を目的としたファイバリングレーザの作製を行った[15]。ファイバリングレーザの研究としては、半導体レーザの周波数制御のため、光ファイバを外部共振器として用いた報告は数例見受けられるが[16]-[18]、半導体光増幅器を利得媒質としてファイバリングレーザセンサを構成した前例はなく、リングレーザではなくファイバを外部共振器として用いたものまで含めてもファイバジャイロが一例報告されている[19]のみである。

1.2.2 ビート可変直交2周波リングレーザ

光ヘテロダイン計測法 (Optical Heterodyne Interferometry) は、微小信号を精度よく測定する技術として研究・開発が盛んに行われ、近年その適用が進んでいる[13]。光ヘテロダイン計測では、いわゆる通常の干渉計測である単一

光源 (単一周波数) の干渉を利用する光ホモダイン計測と異なり、周波数のわずかに異なる2つのレーザ光源を用意し、これらを干渉させたときに生じるビート (うなり) の位相情報を利用することで計測を行う。したがって光ホモダイン計測と比べて光ヘテロダイン計測は、

- ・ 被測定信号である位相差は線形出力特性を示すため位相測定のダイナミックレンジに対する制限がない
- ・ 位相を直接検出するので光源の出力変動や光路中の光損失による測定誤差がない
- ・ 信号光の周波数スペクトルがRF帯のスペクトラムアナライザを使って測定することができる
- ・ 参照光強度を大きくすることにより微弱な信号光振幅を増幅することで信号検出のS/Nを向上することができる

といった利点を有する。これらの利点のうち先の2点は前述の周波数検出型のセンサと同じ利点であり、光計測に強く望まれている要件である。

このヘテロダイン計測用光源としては、直交直線偏光で周波数がわずかに異なる2周波で発振するレーザ光源が必要である。現在主に用いられているものは、レーザに光周波数シフタを組み合わせるもの[20]と、He-Neゼーマンレーザ[21]であるが、ともに高価であり、電力効率も低いためこれらの欠点を克服しうる新しい光源が望まれている。

そこで本研究では、半導体光増幅器の特徴を活かしたヘテロダイン計測用光源への応用を目指し、直交直線偏光2周波発振レーザ光源の作製を行った[22]-[24]。このレーザに可変位相子を用いることにより発振する2周波光の周波数差 (ビート周波数) を制御することも可能である[22, 23]。

1.2.3 出力一定FM半導体レーザ

半導体レーザはその駆動電流 (注入電流) を変化させることで簡単に周波数を変調することができるので、光センシング用光源として広く用いられている。

例えばその広い周波数同調性を利用して高分解能を得る変調分光法 [25, 26] や外部周波数変調器やピエゾトランスデューサ等なしに安定な干渉計を簡便に構成できることを利用した FMCW (Frequency-Modulated Continuous Wave) 干渉法 [27]-[30], 位相シフト干渉計 [31], 位相ロック干渉計 [32] などの干渉計測に利用されている。こうした利点に反して、半導体レーザの周波数変調には注入電流変化に伴い、望ましくない光出力変動が付随してしまう。この出力変動は実際の計測では測定誤差を引き起こしたり周波数変調域を制限したりする原因となる。

そこで本研究では、光源である半導体レーザと同一波長帯に利得を有する半導体光増幅器を外部光強度制御素子として用いて、この半導体レーザの周波数変調に伴う光強度変調を抑制した実用的なレーザ光源の作製を行った [33]-[35]。

1.3 構成

以下に本研究論文の構成を記す。第2章では、偏光伝搬特性の良好な鉛ガラスを用いた光ファイバリングレーザを提案し、半導体光増幅器を用いたリングレーザ型ファイバセンサを初めて作製し、周波数検出型のファイバ電流センサ等への応用を示す。第3章では、光ヘテロダイン計測に不可欠な直交2周波レーザ光源として従来のヘテロダイン光源の欠点を克服したビート可変直交2周波リングレーザを提案・作製し、その動作の確認と解析について示す。第4章では、半導体レーザの電流変調に付随する出力変動を抑制した出力一定 FM 半導体レーザを作製し、センサへの応用と動作の解析を行い、干渉計測における精度向上及び安定化に有効であることを示す。最後に第5章で研究の総括を行う。

第2章 鉛ガラス光ファイバリングレーザ

2.1 序

光ファイバセンサは、非接触、非破壊、無誘導、高絶縁、高速、広帯域といった光センサとしての多くの利点に加え、小型、軽量かつ柔軟で狭隘な空間にも配置でき、耐環境性にも優れているといった光ファイバ固有の特徴をも有し、計測の分野でますます重要な位置を占めつつある。これらの光ファイバセンサは、その方式によって次の3方式に大別できる。

- (1) 光ファイバ自体がセンサ部として機能するもの
- (2) センサ部との光の受け渡しの伝送路として光ファイバを用いるもの
- (3) センサ部から発する信号光を光ファイバで取り出すもの

被測定対象は多岐にわたり、付加価値の大きいファイバ自身が機能するもの(1)に限っても、温度、歪み、回転、電圧、電流など種々のセンサが研究・開発されており、(2)や(3)のセンサを含めると被測定信号が光で得られるような事象、あるいは光信号に変換できる事象であれば、すべて光ファイバセンサの測定対象となる。

これらのセンサでは光信号として光強度(透過率、反射率、発光)・位相・干渉・偏光・周波数等の情報を検出しているが、光強度はいうまでもなく位相や偏光などに関しても通常光量変化として測定している。光センサにおいては、使用する光源の不安定性や結合効率・伝送損失の変動による信号光・参照光などの光量変動はある程度避けられないものであり、この変動によって測定誤差が生じるため、光量変動を取り除くために様々な対策が取られている。

一方では本質的に光量変動の影響を受けないセンサが実用的なセンサとして大いに期待されており、被測定信号を周波数領域で検出する方式や、また次章で述べるように位相情報をヘテロダイン法で検波したりする方式の研究・開発がさかんに行われている。特に前者の周波数検出型センサは、前述の光量変動に不感であることに加え、遠隔計測や検出が容易であり、ダイナミックレンジが広く、信号伝送が有利といった特徴を有する。

ところで序論でも述べたように、半導体光増幅器には小型、軽量、高効率等の数多くの利点があるので、高輝度インコヒーレント光源であるスーパーミネッセントダイオードとして光センサに数多く利用されるようになってきた。しかしながら現在までのところ、単なる光センサ用光源以外での利用はほとんどなされておらず、その活用が大いに期待されるところである。

そこで本研究では、周波数検出型の光ファイバセンサへの適用を目指し、半導体光増幅器を利得媒質とし、鉛ガラスファイバを用いた新しいファイバリングレーザを作製した。このファイバリングレーザの発振光は、センサ部として機能するファイバ中では円偏光で伝搬する一方、利得媒質である半導体光増幅器中では高利得のTE偏光で伝搬する構成となっており、半導体光増幅器を含むリングレーザ型である初めてのファイバセンサである。

本研究では特に産業界でも要求が強い電流センサとしての適用を目指している。電流センサの現状であるが、特に重電用電流センサとしては、非接触性、無誘導性、高絶縁性、防爆性などが強く要求されるので光による測定、すなわち光電流センサが多く用いられ、電力業界では光CT (Current Transformer) という呼び名で研究・開発が進められている。この光電流センサのほとんどはFaraday効果を用いているが、その中で検出部を局所的に配するのではなく、被測定電流の周りに直線偏光の光を周回させる周回積分型と呼ばれるセンサがある。この型のセンサは被測定電流の周りに閉光路を設け、Ampèreの周回積分の法則に基づき閉光路上の磁場によって生じる偏光面の回転を検出することで被測定電流のみを周辺電流からの影響を受けずに測定することができる。この際周辺電流による誤差なしに電流を測定するために最も重要なことは被測定電流の周りに完全等方閉光路を作ることである。完全等方閉光路の実現を目指

した光電流センサはFaraday媒質のブロック中に光を伝搬させる構成を取るバルクを用いたものと、その柔軟性と光導波機能を活かしてできる限り閉光路の不完全性の影響を低減する光ファイバを用いたものの2つに大別される。バルク (Faradayセルと呼ばれる) を用いたものでは閉光路を作るためにセル内で光を偏光情報を失うことなく反射する必要がある。Fig. 2.1.1に示すようにs偏光とp偏光の関係が相補的になるような1組の反射光学系 (プリズム) により光路の向きを変える工夫をしているものがある [36, 37] が、プリズム内で一時的

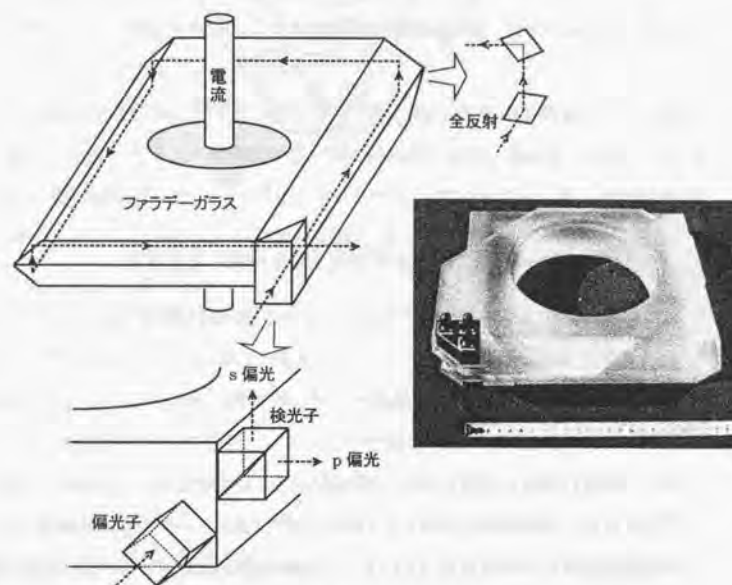


Fig. 2.1.1 バルクのガラスブロックを用いた光CT [36, 37].

に偏光状態が変わっているためこの部分の影響がやはり無視できない。この問題を解決するために、芳野らはFaradayセルに誘電体薄膜をコーティングし偏光状態を保ったまま光を全反射させることで完全等方閉光路 (Fig. 2.1.2) を実現し [38, 39]、現在その実用化を目指している。一方光ファイバを用いたものとしては、石英系光ファイバを用いたもの [40]-[42] や、また最近では、本研

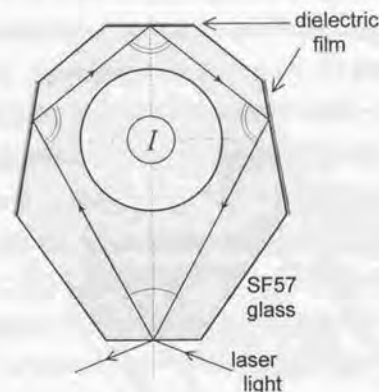


Fig. 2.1.2 完全等方閉光路を実現した光 CT.

究にも用いた鉛ガラスファイバを用いたもの [43]-[45] が報告されている。ファイバリングレーザ型のセンサとしては、 Nd^{3+} :YAG レーザを励起光源とする Brillouin レーザを用いた直流電流センサ [46] が唯一報告されているが、励起光源の Nd^{3+} :YAG レーザが 1 台ではリングレーザ型センサで問題となるロックイン現象の抑制と被測定信号の極性検出が不可能なため、これを何とか解決するために、周波数差を制御した 2 台の Nd^{3+} :YAG レーザを取り入れるといった大変大掛かりな構成を取っている。これらの光電流センサは、以上概説したように偏光面の回転を光強度変化として検出する型がほとんどである。これらのセンサでは光量変動による影響をできるだけ少なくするために、この変動を補償する検出方式を取るとともに振動などの外乱による状態の変化を極力押さえた構成を取っている。例えばバルクのガラスブロックを用いた光 CT [36, 37] では、Faraday セルに Verdet 定数は多少低い光弾性係数のより小さい材料を用いており、また鉛ガラスファイバを用いたセンサ [43]-[45] では、外部の振動の影響を低減するためにセンサ部形状を改良したりしている [45]。その一方

で、光量変動に不感で外部磁場等の擾乱を受けにくく、完全等方閉光路（に近い形）を容易に構成できた設置の自由度も高い光ファイバ電流センサの開発が望まれている。本研究の光ファイバ電流センサは、現在研究・開発が進められている光量の変化を検出する型の光ファイバ電流センサ [43]-[45] とほぼ同様の構成要素で周波数検出型センサを構築することができ、したがって従来型の光ファイバ電流センサに比べ、光量変動に不感で外部磁場等の擾乱を受けにくく、遠隔計測が容易な電流センサの作製が可能となる。またバイアス素子として Faraday 旋光子を用いていることにより、リングレーザ型センサで問題となるロックイン現象を抑制し、さらに被測定信号の極性・方向の検出が可能なセンサとなっている。

本章でははじめにファイバリングレーザの動作原理及び構成について述べ、続いて作製したファイバリングレーザの動作特性評価、最後に、初めての半導体光増幅器を用いたファイバリングレーザセンサの事例として、電流センサ、回転センサ（ジャイロ）への適用実験について述べる。

2.2 動作原理

リングレーザでは共振器を時計回り (cw) と反時計回り (ccw) で伝搬する光の間に非相対効果により位相差が生じると、両回り光の発振周波数に差が発生し、それらの光を干渉させるとその位相差に比例した周波数を持つビートが観測される。

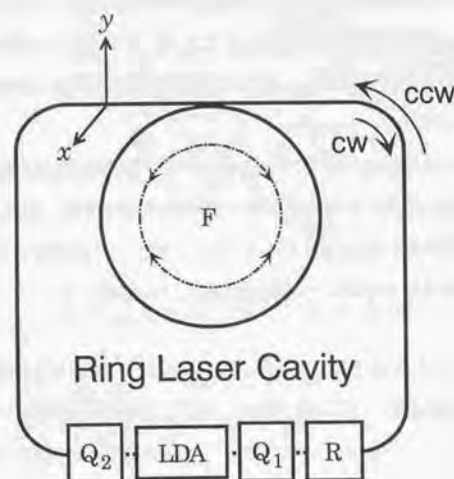


Fig. 2.2.1 ファイバリングレーザの動作原理。

本研究のファイバリングレーザの動作原理について Fig. 2.2.1 を用いて説明する [15]。まず反時計回り (ccw) の光について考える。半導体光増幅器から出射した ccw 光は、 $\lambda/4$ 板 Q_1 を透過することで円偏光となり、Faraday 旋光子 R、光ファイバ F、もう 1 つの $\lambda/4$ 板 Q_2 を通過して、半導体光増幅器に帰還する。半導体光増幅器はその利得に強い異方性、すなわちその TE 偏光の利得が TM 偏光の利得と比べ極めて大きい、といった性質を有している。したがって、この半導体光増幅器をリングレーザの利得媒質に用いる場合、TE 偏光のみで発光する (TE 偏光のみに利得を有する) として扱っても差し支えな

い。今、Fig. 2.2.1 に示した座標系を導入すると、半導体光増幅器からの出射光は Jones ベクトル： $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$ と表すことができる。以下各光学要素の Jones 行列を [[斜字体]] で表す。 $\lambda/4$ 板 Q_1 はその遅軸が x 軸に対して $+45^\circ$ だけ傾けて配置してあり、その Jones 行列は

$$[Q_1] = \begin{bmatrix} \cos \frac{\pi}{4} & -\sin \frac{\pi}{4} \\ \sin \frac{\pi}{4} & \cos \frac{\pi}{4} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \exp -i\frac{\pi}{4} & 0 \\ 0 & \exp i\frac{\pi}{4} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \frac{\pi}{4} & \sin \frac{\pi}{4} \\ -\sin \frac{\pi}{4} & \cos \frac{\pi}{4} \end{bmatrix} \\ = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{bmatrix}, \quad (2.2.1)$$

と表される。また Faraday 旋光子 R は $+45^\circ$ の旋光能を有するもので、

$$[R] = \begin{bmatrix} \cos \frac{\pi}{4} & -\sin \frac{\pi}{4} \\ \sin \frac{\pi}{4} & \cos \frac{\pi}{4} \end{bmatrix} \\ = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}, \quad (2.2.2)$$

と表される。したがって、半導体光増幅器からの ccw の出射光は、 Q_1 、R を通過すると、

$$[R][Q_1] \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \\ = \frac{1+i}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}, \quad (2.2.3)$$

と右回りの円偏光となり、ファイバ F に導入される。ファイバ F が磁気円複屈折性 (Faraday 効果) を有するとき、このファイバを表す Jones 行列は、

$$[F] = \begin{bmatrix} \cos \theta_F & -\sin \theta_F \\ \sin \theta_F & \cos \theta_F \end{bmatrix}, \quad (2.2.4)$$

となる。ここで θ_F は、このファイバの示す Faraday 回転角である。ファイバを通過した ccw 光はもう 1 枚の $\lambda/4$ 板 Q_2 を通過する。 Q_2 は Q_1 と相補的な光軸配置、すなわちその速軸が x 軸に対して $+45^\circ$ だけ傾けて配置してある。

$$[Q_2] = \begin{bmatrix} \cos \frac{\pi}{4} & -\sin \frac{\pi}{4} \\ \sin \frac{\pi}{4} & \cos \frac{\pi}{4} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \exp i\frac{\pi}{4} & 0 \\ 0 & \exp -i\frac{\pi}{4} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \frac{\pi}{4} & \sin \frac{\pi}{4} \\ -\sin \frac{\pi}{4} & \cos \frac{\pi}{4} \end{bmatrix} \\ = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.2.5)$$

結局、半導体光増幅器からの ccw 出射光は、リング共振器内を1周して再び半導体光増幅器に帰還すると、

$$[Q_2][F][R][Q_1] \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{1+i}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \exp i\theta_F \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (2.2.6)$$

で表される偏光状態となり、出射時と同じ、半導体光増幅器で高利得の TE 偏光で帰還する。

一方、半導体光増幅器から時計回り (cw) で出射した光は、この逆の順序で、すなわち Q_2, F, R, Q_1 の順で通過し、再び半導体光増幅器に帰還する。このときの偏光状態は (2.2.6) 式と同様にして、

$$[Q_1][R][F][Q_2] \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{1-i}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \exp -i\theta_F \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (2.2.7)$$

となる。(2.2.6) 式と (2.2.7) 式からリング共振器を伝搬する互いに逆回りの光 (ccw 光と cw 光) の間に次式で表される位相差 ψ が生じる。

$$\begin{aligned} \psi &= \text{Arg} \left[\frac{1+i}{\sqrt{2}} \exp i\theta_F \right] - \text{Arg} \left[\frac{1-i}{\sqrt{2}} \exp -i\theta_F \right] \\ &= \text{Arg} \left[\exp i \left(\theta_F + \frac{\pi}{4} \right) \right] - \text{Arg} \left[\exp i \left(-\theta_F - \frac{\pi}{4} \right) \right] \\ &= 2\theta_F + \frac{\pi}{2}. \end{aligned} \quad (2.2.8)$$

したがってリングレーザ発振時には、両回り光の発振周波数の間に

$$\begin{aligned} f_B &= \frac{c}{2\pi L} |\psi| \\ &= \left| \frac{\theta_F}{\pi} + \frac{1}{4} \right| \cdot \frac{c}{L}, \end{aligned} \quad (2.2.9)$$

で表される周波数差 f_B が発生する。ここで L はリング共振器の光路長、 c は真空中の光速であり、(2.2.9) 式に現れる c/L は、リング共振器のフリースペクトラルレンジ f_{FSR} に相当する。これら両回りの発振光を合波し干渉させると (2.2.9) 式で表される周波数差に相当するビート信号が発生することになる。

次にリング共振器が回転する場合について考える。回転による Sagnac 効果により両回り光間には Sagnac シフト

$$\phi_S = \frac{8\pi S}{\lambda c} \Omega, \quad (2.2.10)$$

が誘起される。ここで S は回転部の実効面積、 λ は伝搬光の波長、 Ω は回転の角速度である。非相反効果である Sagnac 効果は前述の Faraday 効果に相当し、(2.2.10) 式の Sagnac シフトにより先と同様に両回り光の発振周波数の間に

$$\begin{aligned} f_B^R &= \frac{c}{2\pi L} \cdot \left| \phi_S + \frac{\pi}{2} \right| \\ &= \left| \frac{\phi_S}{2\pi} + \frac{1}{4} \right| \cdot \frac{c}{L}, \end{aligned} \quad (2.2.11)$$

である周波数差 f_B^R が発生し、これに相当するビートが観測される。

(2.2.9) 式と (2.2.11) 式を見ると、本リングレーザ共振器に Faraday 効果や Sagnac 効果等の非相反効果が存在すると両回りの発振周波数に差が生じるので、このときのビート信号を観測することでその発生源たる非相反効果を計測できることがわかる。電流計測の場合には、Ampère の周回積分の法則に基づき、被測定電流の回りに閉光路を設け、電流が作る磁場による磁気円複屈折性で生じたビート信号の周波数を測定することで電流計測が可能となる。また (2.2.9) 式と (2.2.11) 式からわかるように、Faraday 旋光子 R の導入により、周波数差に $c/4L = \frac{1}{4}f_{\text{FSR}}$ のバイアス成分が付与されていることがわかる。このバイアス成分により、リングレーザ型センサで問題となる [46] ロックイン現象を抑制し、さらに被測定信号の極性・方向の検出を可能としている。

2.3 構成

Fig. 2.3.1 に本研究の鉛ガラスファイバリングレーザの構成を示す[15]. リン

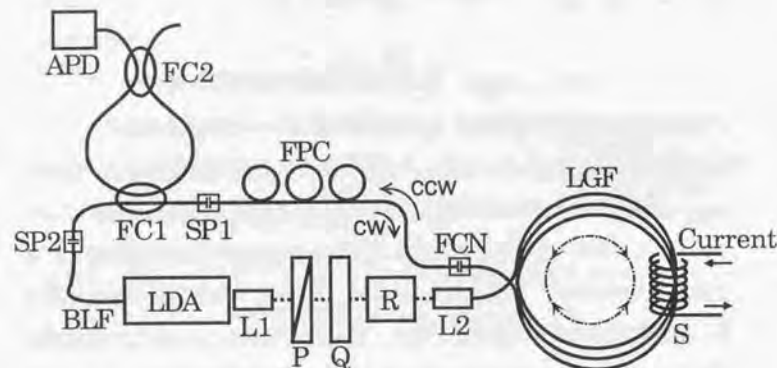


Fig. 2.3.1 鉛ガラスファイバリングレーザの構成.

グレーザの利得媒質である半導体光増幅器 (LDA) としては、両端面がフリーのチップキャリア型で波長 1300 nm 帯のスーパーインテグレートダイオード (アンリツ (株) 製) を用いた、7 層からなる MQW 構造で活性層長 600 μm に加え、レーザ発振を抑制するために 35 μm の端面窓構造を有しており、端面反射率は 0.02 % 以下になっていると予想される。Fig. 2.3.2 に今回用いた半導体光増幅器について注入電流 $I_{\text{LDA}} = 180 \text{ mA}$ のときの単体での発光スペクトルを示す。光増幅器としての利得スペクトル分布は同様の構造と考えられるので、 $\sim 50 \text{ nm}$ に渡りリップル構造のない比較的滑らかな利得スペクトルを有していることがわかる。

センサ部となるファイバには 1.55 μm 帯光電流センサ用として最近開発された、Verdet 定数が大きく光弾性係数が小さい鉛ガラスシングルモードファイバ [47] を用いている。この鉛ガラスファイバは、振り、曲げなどが加わっても異方性がほとんど生じないので、伝搬光の偏光状態は非常に安定で外乱の影響

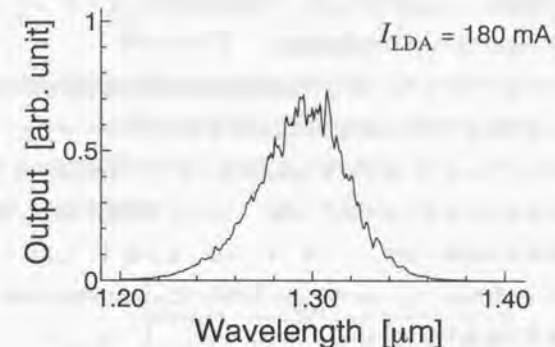


Fig. 2.3.2 半導体光増幅器単体の発光スペクトル.

をほとんど受けない [43]. Table 2.3.1 に用いた鉛ガラスファイバの特性として報告されている値 (仕様) [47] を示す。本研究での使用波長帯は 1.3 μm であ

Table 2.3.1 鉛ガラスファイバの特性 ($\lambda = 1.55 \mu\text{m}$).

コア部屈折率: 1.864	
規格化周波数: 2.18	
伝搬損失: 1.2	[dB/m]
固有複屈折: 1.2	[deg/m]
光弾性係数: -6×10^{-15}	[/Pa]
Verdet 定数: 3.75×10^{-6}	[rad/A]

るが、実際に 1.3 μm の直線偏光及び円偏光を伝搬させて検証した結果、通常の石英系光ファイバとは異なり、曲げや振動を加えても伝搬光の偏光状態は変化せず、この鉛ガラスファイバの偏光伝搬特性が極めて優れていることを確かめた。また伝搬損失については同様に 1.3 μm で測定を行ったところ仕様と同じ値の 1.2 dB/m と石英系光ファイバに比べ大きい値であった。Table 2.3.1 に

示すように、鉛ガラスファイバは構造・組成が通常のファイバとは異なるため光ファイバ融着器による接合はできず、そのため他のファイバとの結合のためファイバの一端にFCコネクタを設けた。

鉛ガラスファイバリングレーザの共振器構成は半導体光増幅器を利得媒質として、結合及び偏光面制御の機能部を含むシングルモードファイバ、センサ部となる鉛ガラスファイバ、及び空間伝搬部分からなり、光路長8.1 mである。前節の動作原理でも記したように、cw光、ccw光とも出射時と同じTE偏光として半導体光増幅器に帰還し、一方、センサ部となる鉛ガラスファイバ中では、2つの1/4波長板によりcw光とccw光が互いにその偏波面の回転方向の異なる円偏光で伝搬する構成となっている。

ccw光を基準として光学配置を具体的に説明する。LDAからの出射光はGRINロッドレンズL1でコリメートされる。LDAからのTM偏光成分を除去しTE偏光利得のみの利用を確実にするために挿入された偏光子Pを透過した後、1/4波長板Q、Faraday旋光子R、を透過して円偏光となる。Qは前節の動作原理で Q_1 と記した1/4波長板、Rも同様で前述の通りバイアス素子として機能する。Rを透過した円偏光はもう一つのGRINロッドレンズL2を用いて長さ2.2 mの鉛ガラスファイバLGFに結合される。LGFはセンサ部であり、電流や回転が存在すると両回りの発振周波数が変化する。LDAからLGF端までの空間伝搬距離は200 mmで、LDA出射光がLGFに入射される結合効率は約20%であり、さらにLGFを透過するとそこでの減衰量が大きいため、LDA出射光のLGF出射割合、言い換えるとL1、P、Q、L2、LGF、すべて合わせた実効的な透過率は10.8%であった。LGFからの出射光はFCコネクタアダプタFCNを介してファイバ偏波コントローラFPCに結合される。FPCは前節の動作原理で Q_2 と記した1/4波長板として機能するよう調整してある。FPCを透過した光は再び直線偏光となり、メカニカルスプライスSP1、SP2 (3M Co. 8500)により接続された、出力光取り出し用の3dB光ファイバ結合器FC1、先端がボールレンズ状になっているテーパファイバBLFへと導かれ、高利得のTE偏光としてLDAに結合し帰還する。cw光についてはccw光とちょうど逆の光路を周回することになる。BLFは顕微鏡観察下においてナノコントローラ及

びナノステージを用いてLDA端面から約20 μm に近接されるが、このときの結合効率は最大26.2%であった。

電流センサへの適用実験における被測定電流は、長さ250 mm、内径20 mm、巻数がそれぞれ1089巻、1098巻の2つのソレノイド組を用いた。このソレノイドSを56 mm隔てて平行に配し鉛ガラスファイバを3回通すことで実効的に大きな電流を印加できるようにした。この部分を拡大した模式図をFig. 2.3.3に示す。回転(角速度)センサへの適用実験では、鉛ガラスファイバをループ

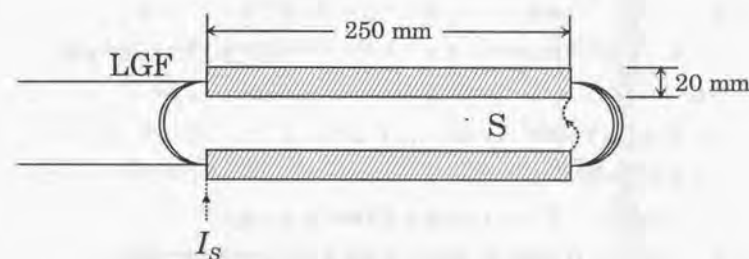


Fig. 2.3.3 電流センサ部の構成。

状(半径 $r = 13$ cm)に2回巻き、回転ステージ上においてセンサ部であるファイバに回転を付与した。出力信号の検出方法としては、FC1により取り出されるリングレーザからの両回りの出力光をもう一つの3dB光ファイバ結合器FC2を用いて合波し、これをアバランシェフォトダイオードAPDで受光し、さらにスペクトラムアナライザとオシロスコープを用いてビート信号の観測を行った。

2.4 動作特性

2.4.1 リングレーザ基本特性

電流等の信号のない状態でファイバリングレーザの基本動作特性を調べた。Fig. 2.4.1 に半導体光増幅器の注入電流 I_{LDA} をパラメータとした I - L 特性を示す。 $I_{LDA} = 150$ mA を閾値としてレーザ発振していることがわかる。

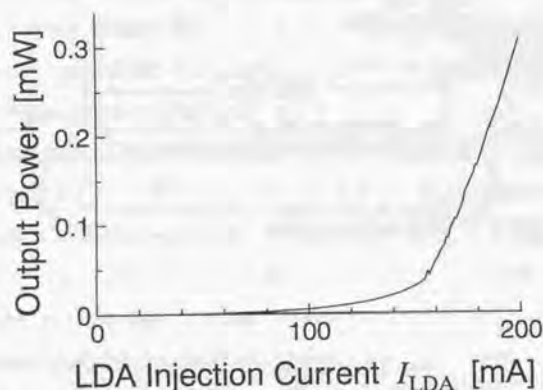


Fig. 2.4.1 ファイバリングレーザの I - L 特性。

Fig. 2.4.2 にレーザが発振したときのスペクトルを示す。Fig. 2.4.2(a) は $I_{LDA} = 160$ mA, (b) は $I_{LDA} = 190$ mA でのスペクトルである。これらのスペクトルを見ると、単体での発光スペクトルには見られなかった、半導体光増幅器の Fabry-Perot 構造に由来すると見られる等間隔 (~ 0.4 nm) の構造が見られ、このレーザが多モード発振していることがわかる。Fig. 2.4.3 には、cw, ccw の両回り光を合波した際にスペクトラムアナライザで観測されたビート信号のパワースペクトルを示す。Fig. 2.4.3 において (a) は 200 MHz スパンで観測したスペクトル、(b) はこれを拡大した 50 MHz スパンのスペクトルである。Fig. 2.4.3(a) で 5 本見える大きなピークは、このリングレーザが多モードで発振していることにより生じている、次数の異なる縦モード間で発生したビート

で、その間隔は $f_{FSR} = c/L$ に相当している。これらのサブピークの形で観測される小さいピーク (f_B, f_B', \dots) が cw 光と ccw 光の間の位相差により発生したビートであり、電流や回転が印加されるとその大きさに応じて変化 (周波数シフト) するので、これを検出することによりセンサとして機能する。前述のようにバイアス素子として Faraday 旋光子が導入されているため、信号を印加していなくてもこれらのビートが発生しており、動作原理 ((2.2.9) 式) でも述べたようにそのバイアス分の大きさは $\frac{1}{4}f_{FSR}$ であることがわかる。Fig. 2.4.4 には同じく cw, ccw の両回り光を合波した際にオシロスコープで観測された波形を示す。Fig. 2.4.3 から予想されるように多モードで発振しているため、多くの周波数成分を含んだ複雑な波形が見られるが、波形の周期は前述のようにリングレーザの縦モード間隔である 37 MHz に相当する 27 ns となっていることがわかる。Fig. 2.4.4(a), (b) とともに $I_{LDA} = 190$ mA で観測された波形であるが、レーザ発振はやや不安定で、アライメント、あるいは波形の平均化を行うためトリガポイントの違いにより観察される波形は常に同一ではなかったことを示している。センサ応用を考えるとビート周波数の検出は安価で簡便な周波数カウンタを使用することが望ましいが、多モード発振しているため周波数カウンタによる検出はできなかった。

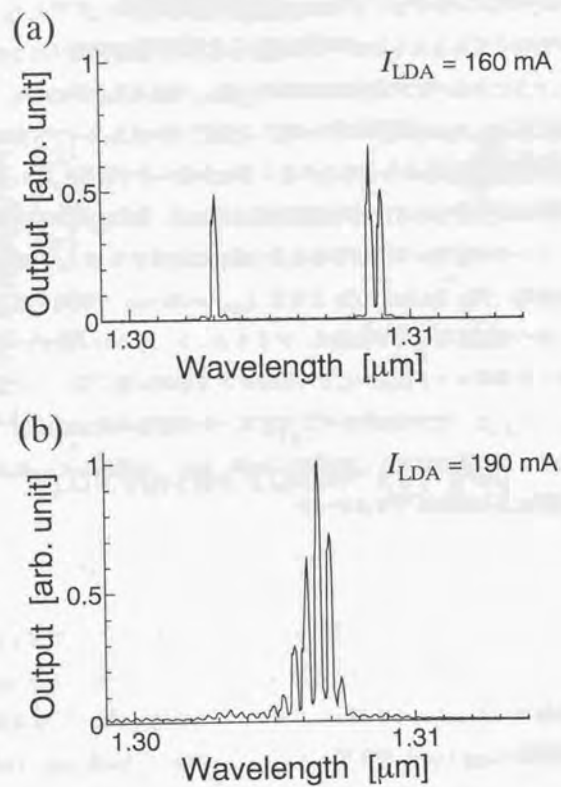


Fig. 2.4.2 ファイバリングレーザの発振スペクトル.

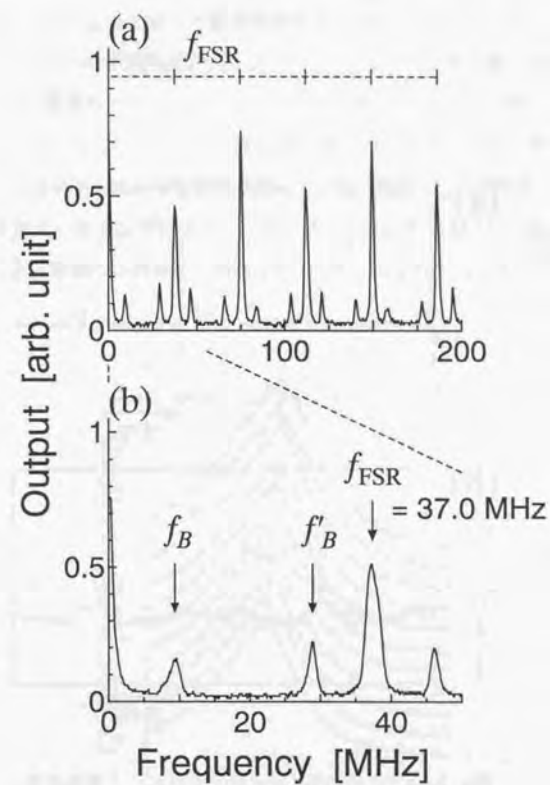


Fig. 2.4.3 ファイバリングレーザのパワースペクトル.

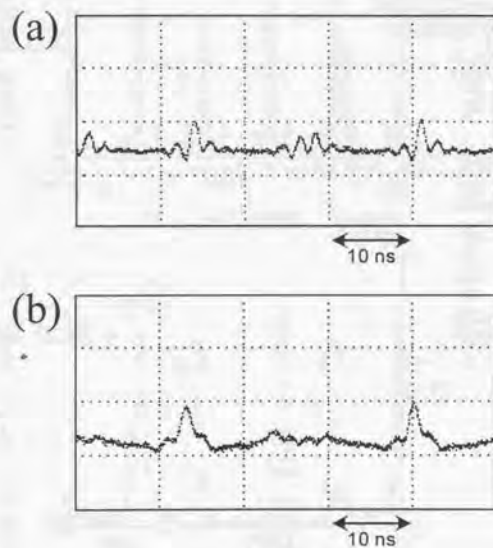


Fig. 2.4.4 ファイバリングレーザのビート信号波形.

2.5 電流センサへの応用

2.5.1 直流電流センサ

電流によりビート周波数が変化し電流センサとして機能するかどうかを確かめるために、Fig. 2.4.3(b)で低周波数側から2番目のピーク (f_B) に注目して、ソレノイドへの直流電流印加による、ビート信号の波形の変化を観測した。Fig. 2.5.1 に観測されたパワースペクトルを示す。スペクトルは精度を上げるため平均化を行っている。印加電流 I_S はソレノイドを通すために巻いたLGFループ内を通過する電流を等価的に表している。電流 (I_S) を印加していないときの波形を一番下にプロットし、ソレノイドにより実効的に110 Aの電流を加えながら観測した波形を、図中で上にずらしながらプロットしてある。電

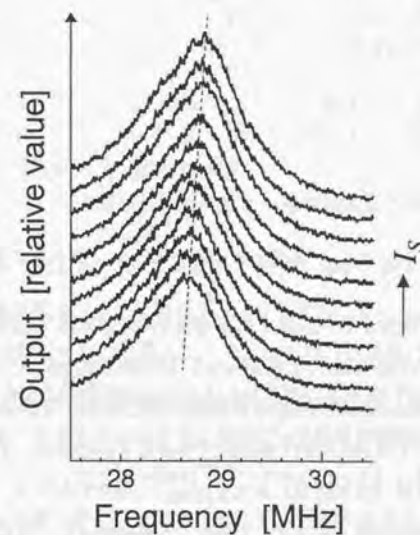


Fig. 2.5.1 電流によるビート信号のピークシフト.

流を増やしていくとピーク周波数が高周波側にシフトしていくことがわかる。

このとき電流の流す向きを逆にするとピークは低周波側へと逆方向にシフトする。Fig. 2.5.2 には印加電流に対するビート信号のシフト変化量 Δf_B を示す。シフト量は電流にほぼ比例して変化していることが確認され、この結果より本

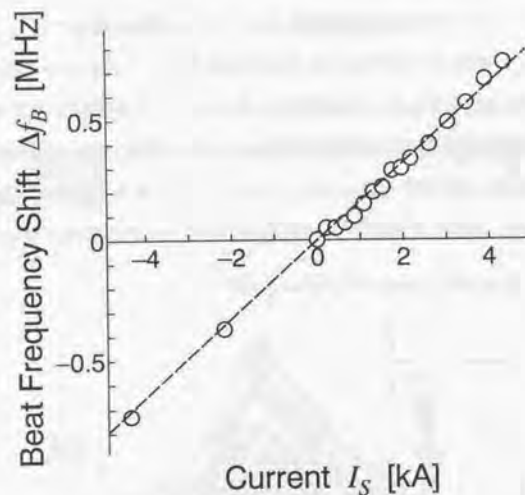


Fig. 2.5.2 電流とビートのピークシフト量の関係。

リングレーザをセンサに応用すると電流を周波数領域で検出できることがわかる。本構成では最小 44 A で波形のシフトが観測された。このシフト量は LGF 内で生じる Faraday 回転の角度に換算すると 0.034° に相当しており、直流磁場の検出として見ると極めて高感度であることがわかる。またダイナミックレンジは動作原理 ((2.2.9) 式) から $\pm \frac{1}{4} f_{FSR}$ に相当するシフト量であるが、この結果より本構成では ± 57.2 kA であることがわかった。またスケールファクタは 162 Hz/A と計算される。

2.5.2 交流電流の検出

本研究の光ファイバ電流センサで交流電流を検出するには、ビート周波数の時間変化を知る必要がある。商用電流の場合は電源周波数は 50 Hz または 60 Hz でビート周波数に比べ極めて低い周波数となり、FM 放送での搬送波と信号波の比とはほぼ反対の関係となっている (Fig. 2.5.3 参照)。周波数の時間変

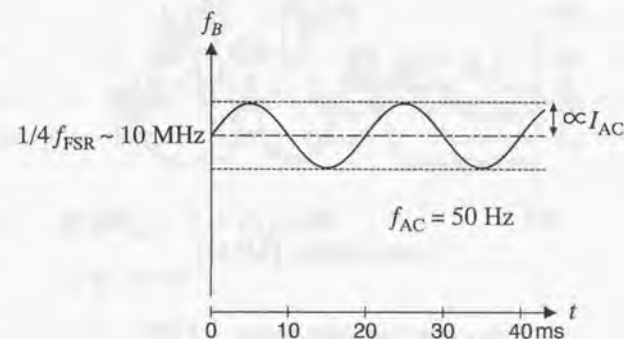


Fig. 2.5.3 交流電流印加時のビート周波数変化の様子。

化はタイムインターバルアナライザを用いてモジュレーションドメインで検出する、あるいは周波数カウンタを高速サンプリングするといった方法が考えられるが、本実験では多モード発振のためこれらを用いた検出はできなかった。2.5.1 節に記した方法と同様の方法でソレノイドをにより 50 Hz、4 kA_{rms} の交流電流を印加してスペクトラムアナライザでビート信号を観察した。Fig. 2.5.4 にスペクトラムアナライザを単一掃引 (シングルショット) した際に観察されたスペクトルを 4 本縦方向にずらしてプロットした結果を示す。破線で表したスペクトルは電流を印加していないときのビート波形であり、このピークを中心として掃引のタイミングによって種々のスペクトルが観察される。直流電流測定のとときと同様に平均化を行うと当然ながらスペクトルに見られたピークも平均化され、電流なしのときのピークを中心としたなだらかな波形となって消

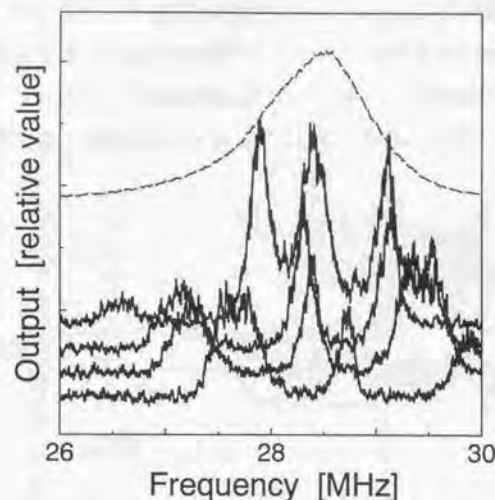


Fig. 2.5.4 交流電流印加時のビート信号.

失する.

2.5.3 鉛ガラス光ファイバの Verdet 定数

2.5.1 節の電流センサの実験データより用いた鉛ガラスファイバの Verdet 定数を計算する. 2.2 節の動作原理の (2.2.4) 式に現れる鉛ガラスファイバの示す Faraday 回転角 θ_F は, 閉光路 C 内を貫く電流 I_S が作る磁場 H を用いて

$$\theta_F = V_{LGF} \oint_C H dl, \quad (2.5.1)$$

と表すことができる. ここで V_{LGF} は鉛ガラスファイバの Verdet 定数である. Ampère の周回積分の法則によれば上式の右辺の線積分の値は電流 I_S に等しくなる. 本構成ではこの閉光路は厳密には不完全であったが, その影響は 0.2% 程度であることが計算により求められる (付録 A 参照). この影響を考慮に入れ

2.6 回転センサへの応用

て, Fig. 2.5.2 で観測されたビート周波数のシフト量 Δf_B から前述の (2.2.9) 式:

$$f_B = \left| \frac{\theta_F}{\pi} + \frac{1}{4} \right| \cdot f_{FSR}, \quad (2.5.2)$$

により V_{LGF} を計算すると, 4.59×10^{-6} rad/A となった. Table 2.3.1 に示したように $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ のときの Verdet 定数は, 3.75×10^{-6} rad/A である. 鉛ガラスファイバの Verdet 定数の波長分散特性は石英系光ファイバとは異なるが, 石英系光ファイバにおける波長分散 [48] と同じだとすると, 求めた値は $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$ としてはやや小さめの値であった. とはいえ, 波長分散 [48] を考慮して石英系光ファイバと比較すると, その Verdet 定数は約 5 倍であり, 光電流センサの Faraday セルに用いられているガラス材料である SF6 や SF57 に匹敵する値であることがわかった.

2.6 回転センサへの応用

2.6.1 回転の検出

鉛ガラスファイバをループ状に巻き約 1 rps の回転を付与した場合には, 回転方向によってビート信号のシフトが逆になることが確かめられた. Fig. 2.6.1 は観測された波形で, 下には回転を与えないとき, その上にはファイバループを時計回り (cw) 及び反時計回り (ccw) に回転したときの波形を縦方向にずらしてプロットしてある. 定量的な実験はまだ行っていないが, バイアス素子の導入により, 簡単な構成で従来困難であった回転方向の検出ができることがわかった.

観測されたピーク周波数のシフト量 ± 0.24 MHz は (2.2.10) 式において $S = N \cdot 2\pi r$; N (巻数) $= 2$, $r = 1.3 \times 10^{-1}$ m, $\lambda = 1.31 \times 10^{-6}$ m を用いて (2.2.11) 式から, 角速度 $\Omega = \pm 5.9$ rad に相当しており, 付与した回転速度 ($\sim 2\pi$ rad) とよい一致が見られた. ダイナミックレンジは動作原理の (2.2.11) 式から計算すると 2.31×10^2 rad/s (2.20×10^3 rpm) が期待される. 本実験では回転センサとしての動作確認実験のみであったが, ピークシフト量を連続して高速にサンプリングすることによりファイバジャイロへの応用が期待される. 通常のファ

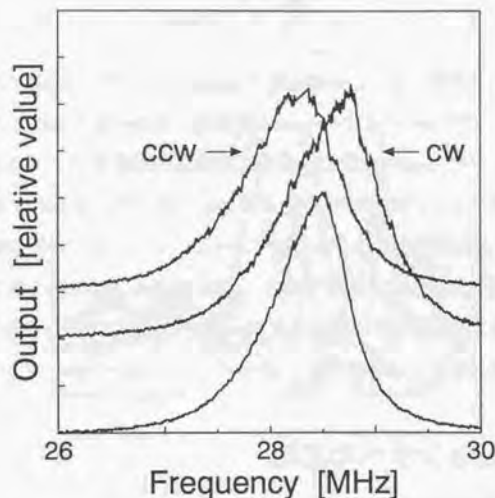


Fig. 2.6.1 回転によるビート信号のピークシフト。

イバジャイロでは、小型、軽量、安価で導波路構造により長距離に渡り減衰なく光を伝えることができる光ファイバを幾重にも巻くことで高感度化を実現している。本実験で用いた LGF は通常の石英系光ファイバに比べて減衰量が極めて大きいので、ファイバジャイロへの応用はリングレーザの構成に工夫が必要である。

2.6.2 外部磁場の影響

通常の光ファイバジャイロではファイバ内を伝搬する光の偏光面の不安定性から、外部磁場により影響を受ける [49]。ファイバジャイロのセンサ部は閉光路となっているので Ampère の周回積分の法則によれば閉光路外の直流磁場の影響は受けないように見えるが、通常伝搬光の偏光不安定性が測定に影響しないように偏光子が挿入されており、その結果高感度のファイバジャイロでは

地磁気 (0.3 gauss) でさえも測定誤差を引き起こしてしまう。本構成においては、センサ部では円偏光として伝搬しているため外部直流磁場の影響を受けないはずである。これを確かめるために電流や回転を付与しない状態で LGF に外部磁場を印加してその変化を調べた。Fig. 2.3.3 で示した構成中で、2つのソレノイド間で露出している、長さ約 6 cm × 3 巻の部分に、平板磁石により 300 gauss の大きさの外部磁場を印加した。この直流磁場は LGF 内の Faraday 回転角に換算すると 1.0° にも相当するが、観測されたビート周波数 (f_B) には変化が認められず、本構成は外部磁場の影響を受けにくいことが確かめられた。

2.7 スペクトル線幅

Fig. 2.5.1 で観測されたビート信号のスペクトル線幅は約 1 MHz であり、センサ分解能（最小検出感度）はこの線幅に依存すると考えられる。この線幅はリングレーザのものとしては広く、その狭窄化が望ましいので、この線幅について考察する。

まず多モード発振がビート信号の線幅に影響するかどうかを確かめる。電流や回転が印加されても観測されるビートの線幅は変化しなかったため、ここでは cw 光と ccw 光との間の位相差が Faraday 旋光子によって付与されたバイアス成分のみの場合で考える。観測される最も周波数の低いビート (Fig. 2.4.3 中の f_B) は同じモード次数 (m とする) である cw 光と ccw 光との間で発生するビートであるので、

$$\begin{aligned} f_B &= m \frac{c}{L - \frac{\Delta}{2}} - m \frac{c}{L + \frac{\Delta}{2}} \\ &= m \frac{c}{L^2} \Delta, \end{aligned} \quad (2.7.1)$$

となる。ここで Δ は Faraday 旋光子の磁気円複屈折性によって生じるリターデーションである。 m 次モードの発振波長を λ_m と表せば $m = L/\lambda_m$ であるので最大値と最小値をそれぞれ上付き添え字 max, min を付して表しビート周波数の最大値と最小値の差を計算すると、

$$\begin{aligned} f_B^{\max} - f_B^{\min} &= m^{\max} \frac{c}{L^2} \Delta - m^{\min} \frac{c}{L^2} \Delta \\ &= \left(\frac{1}{\lambda_m^{\min}} - \frac{1}{\lambda_m^{\max}} \right) \frac{c}{L} \Delta, \end{aligned} \quad (2.7.2)$$

となる。Faraday 旋光子のリターデーション Δ は波長 1.3 μm で 1/4 波長に相当しており、また観測されたレーザ発振スペクトル Fig. 2.4.2 から発振波長の最小値 λ_m^{\min} 、最大値 λ_m^{\max} はそれぞれ 1305.5 nm 及び 1307.5 nm であるから、これらの値と光路長 $L = 8.1$ m を代入して上式を計算すると ~ 14 kHz となった。以上の計算より、本構成においてリングレーザが多モードで発振していることがビートのスペクトル線幅を広げた主要因ではないことがわかる。

多モード発振がビート信号のスペクトル線幅を広げる原因ではないことから、この原因としてはリングレーザの線幅が同様に広いことが考えられる。レーザの線幅に関しては Schawlow-Townes の関係式 [50] :

$$\delta\nu = \frac{2\pi h\nu \delta_c^2(\nu)}{P}, \quad (2.7.3)$$

が知られている。ここで $\delta(\nu)$ はレーザ発振スペクトルの半値全幅、 h は Planck 定数、 ν はレーザ発振周波数、 P は発振出力、 $\delta_c(\nu)$ は共振器の半値全幅であり、リングレーザの場合には

$$\delta_c(\nu) = \frac{c}{2\pi L} \ln \frac{1}{R_{eff}}, \quad (2.7.4)$$

となる。ここで R_{eff} はリングレーザ共振器の実効的な反射率（帰還率）である。本構成では $R_{eff} = 5.63 \times 10^{-3}$ であったので $L = 8.1$ m と合わせて計算すると $\delta_c(\nu)$ は 30.5 MHz となる。次に (2.7.3) 式中の P を見積もる。半導体光増幅器の駆動電流が 190 mA のときの出力は 0.25 mW であり (Fig. 2.4.1 参照)、またリングレーザの縦モード間隔を考慮して、観測されたレーザ発振スペクトル Fig. 2.4.2(b) の発振帯域内に含まれるモード数を計算すると約 7200 本と計算されることから、上記の出力がこれらのモードに案分されていると仮定して 1 モードあたりの出力 P を計算すると、 $P = 3.5 \times 10^{-8}$ W となる。発振波長は 1.307 μm であるからこの値と先に得られた $\delta_c(\nu) = 30.5$ MHz を (2.7.3) 式に代入して計算すると $\delta\nu$ は約 25 kHz と小さい値となる。半導体レーザではキャリア密度のゆらぎにより屈折率が変化し、その結果発振周波数もゆらぐので Schawlow-Townes の関係式を修正する必要があることが知られている [51]。半導体光増幅器内においても同様の現象が起こると考えられるが、本構成ではリングレーザ共振器の光路長に対し、半導体光増幅器が占める光路長の割合は 1/1000 にも満たず、このゆらぎの影響は無視できるほど小さいと考えられる。これらより本研究のリングレーザの線幅は単純に Schawlow-Townes の関係式で説明することはできないことがわかる。

以上の計算ではビート信号のスペクトル線幅を決めるレーザの線幅が広いことを導くことができなかった。この他にレーザの線幅を広げる要因として、

- ・レーザ発振が不安定でモード競合を起こしている
- ・半導体光増幅器の屈折率ゆらぎは光路長の割合に関係なく発振に大きく影響する

といったことが考えられるが現在のところその原因は不明である。

半導体レーザではわずかな戻り光があるだけでもモード競合が起こり [54]-[56], レーザ発振が不安定となる。モード競合あるいはモードホッピングがあると当然発振スペクトルの線幅も広がるので、本研究で利得媒質として用いた半導体光増幅器でも同様の現象が起きている可能性がある。今回用いた半導体光増幅器は単体ではレーザ発振せず、また Fig. 2.3.2 に見られるように発光スペクトルも比較的滑らかな構造であったが、リングレーザとして発振した際のスペクトル (Fig. 2.4.2) には半導体レーザの縦モードと同様に Fig. 2.3.2 で見られなかった半導体光増幅器のキャビティモードが現れた。本研究では、ファイバを用いて半導体光増幅器を利得媒質としたリング共振器を構成している。このことからこのリングレーザは進行波モードで発振していると考えられ、実際リング共振器の縦モード間隔より狭い周波数差のビート信号が観測されているのであるが、一方で Fig. 2.4.2 のような構造が見られることから、半導体光増幅器の端面反射の効果が無視できず、複合共振器効果となってレーザ発振に影響を与えていることも考えられる。このように考えると、このレーザは半導体レーザにファイバという温度や振動によって光路長の変動が比較的大きい外部 (リング) 共振器から戻り光があるような状況であるとも見なすことができる。外部共振器となるファイバは温度変化や振動などの外乱からシールドすることで光路長の変動がある程度の割合で抑制できるが、ファイバを用いているので光路長自体が比較的に長いとその効果は薄く、またセンサとしての実用性を低下するのであまり好ましく対策ではない。

センサ性能の向上に寄与するスペクトル線幅の低減をするためには、

1. レーザ発振の線幅の測定
2. 瞬時的な発振スペクトルの観察

3. シングルモード化や高出力化によるレーザ発振の安定化
4. 共振器構成の最適化
5. 利得媒質である半導体光増幅器の変更

などの実験を行うことで、スペクトル線幅を広げている物理的要因を解明することが可能であろう。1. の線幅の測定方法としては、自己遅延ヘテロダイン検波法 [57] が考えられる。2. の瞬時スペクトルの観察方法としては、回折格子分光器にリニアイメージセンサを組み合わせたマルチチャンネル分光を取り入れることで観察可能であろう。レーザ発振の安定化に貢献すると考えられるのが 3. のシングルモード化である。本研究のリングレーザでは共振器に空間伝搬部があるので、この部分に厚さ $\sim 100 \mu\text{m}$ のカバーガラスをエタロンとして挿入しモード選択を試みた。エタロンの角度を適宜変化して発振スペクトルを観測したが残念ながら顕著な違いは見られず、したがって発振の安定化は行えなかった。モード選択素子としては、 Er^{3+} ドープファイバによるファイバレーザにおいてファイバループ部を設けることでシングルモード発振が実現したとの報告 [58] があり、このファイバループを導入することで利得媒質は異なるが本研究でもシングルモード化の可能性があると考えられる。4. の共振器構成の最適化としては、

- ・光ファイバ接続部の改良
- ・光ファイバ結合器の分岐比の変更
- ・半導体光増幅器の入出力結合効率の改善

などの方策が有効と考えられる。最後に挙げた入出力結合効率の改善であるが、本研究で用いた半導体光増幅器は、端面反射率を下げることで、より進行波型の増幅器に近づくための端面窓構造 [6] を有している。特に本研究のように結合のためにテーパファイバを用いる場合には半導体光増幅器端面にファイバ先端を非常に近接しなければならず、そのため高い結合効率は得にくく、また結合も不安定であった。端面窓構造は、端面反射率を下げることに

は非常に有効であるが、残念ながらこのようなトレードオフを有する。このことと3.の高出力化に関連して5.に挙げたように、本研究により適した半導体光増幅器の選定及び入手も課題である。また発振条件に余裕があれば、逆に損失を増やしたり利得を下げたりすることで、観察されるビートの線幅にどのように変化するかを調べることもできよう。

以上の実験や改良により、ビート信号の線幅が先に(2.7.3)-(2.7.4)式から計算された25 kHz程度に低減されれば、センサ性能として現在の検出限界である44 Aから1 A程度へと改善されることが予想される。ダイナミックレンジは ± 57.2 kAと広いので、これによりダイナミックレンジに対し 10^{-5} の分解能が実現できる。電気規格調査会が定める変流器(JEC1201-1PS級)の規格では、1 kAで $\pm 1.5\%$ 、4 kAで $\pm 1\%$ の比誤差が限度と定められているが、上記の改良がなされればこれらの規格に匹敵する性能が得られると期待される。

2.8 測定誤差要因

前節ではセンサ応用時の測定分解能に寄与する線幅について考察したが、本節では測定誤差となるビート信号の周波数変動について考える。誤差要因としては、被測定及び周辺電流が作用して生じるもの、波長板や旋光子などの光学素子の機能誤差によるもの、歪みや振れなどによる複屈折や偏光面回転によるものがある。これらの要因についてそれぞれ考察する。

Fig. 2.8.1に本研究の鉛ガラスファイバリングレーザの構成を再掲する。

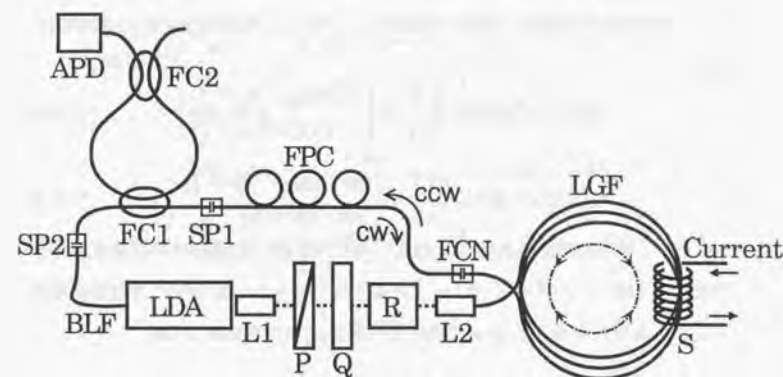


Fig. 2.8.1 鉛ガラスファイバリングレーザの構成 (再掲)。

2.8.1 電流による誤差

光電流センサのセンサ部において電流による誤差をなくすためにはセンサの光路を完全等方閉光路にすることが必要である。本構成では鉛ガラスファイバのリード部に若干不完全が生じるが、センサ部となるのは伝搬光が円偏光の場所のみであるので、円偏光で伝搬する部分をできるだけ短くするような構成とするとこの影響が低減できる。また通常被測定及び外部を問わず電流はセンシング部において直線状に流れているので、センサ部の閉光路を閉じる際に電

流の流れている方向にファイバのリード部を振ることで、電流の影響を低減し実効的にリード部を短くすることと等価にすることもできる。

次に鉛ガラスファイバ以外のファイバ部での電流によって生じる誤差について考える。まず FPC と LDA の間のファイバ部で、電流によって回転角にする ξ に相当する Faraday 効果が生じたとする。2.2 節の動作原理と同様の取り扱いをするとこの効果は Jones 行列 $[\Xi]$:

$$[\Xi] = \begin{bmatrix} \cos \xi & -\sin \xi \\ \sin \xi & \cos \xi \end{bmatrix}, \quad (2.8.1)$$

で表すことができる。したがってこのような効果があるとき、リング共振器を 1 周して半導体光増幅器に帰還する際の ccw 光, cw 光の偏光状態はそれぞれ、

ccw 光 :

$$[\Xi][Q_2][F][R][Q_1] \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \xi \exp i \left(\theta_F + \frac{\pi}{4} \right) \\ \sin \xi \exp i \left(\theta_F + \frac{\pi}{4} \right) \end{bmatrix}, \quad (2.8.2)$$

cw 光 :

$$[Q_1][R][F][Q_2][\Xi] \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \xi \exp -i \left(\theta_F + \frac{\pi}{4} \right) \\ \sin \xi \exp i \left(\theta_F + \frac{\pi}{4} \right) \end{bmatrix}, \quad (2.8.3)$$

となる。これらの式からわかるように、理想的な場合と異なり半導体光増幅器に帰還する際に、利得を受けない TM 偏光成分が生じ、結果的に共振器の損失となることがわかる。このとき両回り光間に生じる位相差 ψ は

$$\begin{aligned} \psi &= \text{Arg} \left[\cos \xi \exp i \left(\theta_F + \frac{\pi}{4} \right) \right] - \text{Arg} \left[\cos \xi \exp -i \left(\theta_F + \frac{\pi}{4} \right) \right] \\ &= 2\theta_F + \frac{\pi}{2}, \end{aligned} \quad (2.8.4)$$

であり、2.2 節の動作原理の (2.2.8) 式と同じになるので、測定信号であるビート周波数には影響を与えない (誤差を生じない) ことがわかる。

次に FPC 部で、電流により回転角 ρ に相当する Faraday 効果が生じたとする。FPC は 2.2 節での Q_2 であり、 $\lambda/4$ 板として働いている。この位相差 (複屈折性) に磁気円複屈折性が加わると、FPC を表す Jones 行列 $[Q_2]$ は、

$[Q_2]$

$$= \begin{bmatrix} \cos \frac{\pi}{4} & -\sin \frac{\pi}{4} \\ \sin \frac{\pi}{4} & \cos \frac{\pi}{4} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \frac{\beta}{2} + i \frac{\pi}{2\beta} \sin \frac{\beta}{2} & \frac{2\rho}{\beta} \sin \frac{\beta}{2} \\ -\frac{2\rho}{\beta} \sin \frac{\beta}{2} & \cos \frac{\beta}{2} - i \frac{\pi}{2\beta} \sin \frac{\beta}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \frac{\pi}{4} & \sin \frac{\pi}{4} \\ -\sin \frac{\pi}{4} & \cos \frac{\pi}{4} \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} \cos \frac{\beta}{2} & \frac{\pi+4\rho}{2\beta} \sin \frac{\beta}{2} \\ \frac{\pi-4\rho}{2\beta} \sin \frac{\beta}{2} & \cos \frac{\beta}{2} \end{bmatrix}, \quad (2.8.5)$$

$$\text{但し } \beta = \sqrt{\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 + 4\rho^2} \quad (2.8.6)$$

となる [52]。したがって 2.2 節の (2.2.6) 式及び (2.2.7) 式と同様にリング共振器を 1 周して半導体光増幅器に帰還する際の ccw 光, cw 光の偏光状態はそれぞれ、

ccw 光 :

$$[Q_2][F][R][Q_1] \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \left(\cos \frac{\beta}{2} + \frac{\pi+4\rho}{2\beta} \sin \frac{\beta}{2} \right) \exp i \left(\theta_F + \frac{\pi}{4} \right) \\ \left(\cos \frac{\beta}{2} + \frac{\pi-4\rho}{2\beta} \sin \frac{\beta}{2} \right) \exp i \left(\theta_F - \frac{\pi}{4} \right) \end{bmatrix}, \quad (2.8.7)$$

cw 光 :

$$[Q_1][R][F][Q_2] \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \left(\cos \frac{\beta}{2} + \frac{\pi-4\rho}{2\beta} \sin \frac{\beta}{2} \right) \exp i \left(-\theta_F - \frac{\pi}{4} \right) \\ \left(\cos \frac{\beta}{2} + \frac{\pi+4\rho}{2\beta} \sin \frac{\beta}{2} \right) \exp i \left(\theta_F - \frac{\pi}{4} \right) \end{bmatrix}, \quad (2.8.8)$$

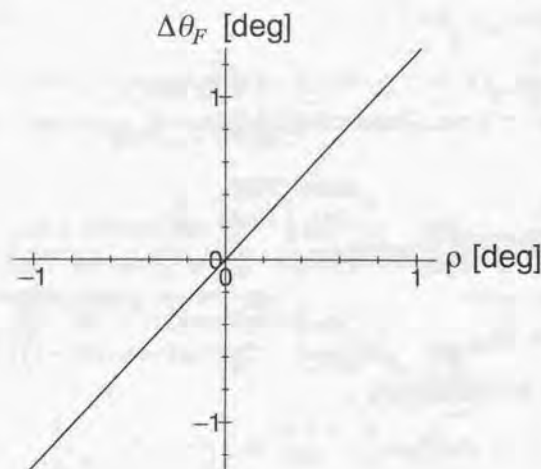
となる。よって位相差 ψ は

$$\begin{aligned} \psi &= \text{Arg} \left[\left(\cos \frac{\beta}{2} + \frac{\pi+4\rho}{2\beta} \sin \frac{\beta}{2} \right) \exp i \left(\theta_F + \frac{\pi}{4} \right) \right] \\ &\quad - \text{Arg} \left[\left(\cos \frac{\beta}{2} + \frac{\pi-4\rho}{2\beta} \sin \frac{\beta}{2} \right) \exp i \left(-\theta_F - \frac{\pi}{4} \right) \right] \\ &= 2 \left(\theta_F + \tan^{-1} \left[\frac{4\rho \tan \frac{\beta}{2}}{2\beta + \pi \tan \frac{\beta}{2}} \right] \right) + \frac{\pi}{2} \\ &= 2 \left(\theta_F + \tan^{-1} \left[\frac{4\rho \tan \frac{\sqrt{\pi^2+16\rho^2}}{4}}{\sqrt{\pi^2+16\rho^2} + \pi \tan \frac{\sqrt{\pi^2+16\rho^2}}{4}} \right] \right) + \frac{\pi}{2}, \end{aligned} \quad (2.8.9)$$

となり、ビート信号として観測される θ_F に

$$\Delta\theta_F = \tan^{-1} \left[\frac{4\rho \tan \frac{\sqrt{\pi^2+16\rho^2}}{4}}{\sqrt{\pi^2+16\rho^2} + \pi \tan \frac{\sqrt{\pi^2+16\rho^2}}{4}} \right] \quad (2.8.10)$$

の誤差が生じる。これを計算すると Fig. 2.8.2 のようになり、誤差 $\Delta\theta_F \sim \rho$ であることがわかる。通常 FPC で誤差として生じる Faraday 回転 ρ は極めて小さいが、特にセンサ (FPC) 周辺に外部電流がある場合には測定精度を低下することが懸念される。以上の考察は空間伝搬部にある波長板 Q に関しても同様の結果となるが、波長板は FPC に比べ伝搬距離が短いので影響はずっと小さくなる。

Fig. 2.8.2 FPCでのFaraday回転 ρ により発生するビート信号誤差.

2.8.2 光学素子による誤差

本リングレーザでは波長板や旋光子などの光学素子を用いているが、これらの素子の光軸や、機能として有する位相差や旋光角に誤差があれば、測定誤差の要因となりうる。これらについて各素子ごとに考察する。

$\lambda/4$ 板による誤差

極端な場合として $\lambda/4$ 板Qの代わりに任意の位相子G（光軸： x 軸に対し χ ，位相差 δ ）があるものとして考察する。このGを表すJones行列 $[G]$ は、

$$[G] = \begin{bmatrix} \cos \chi & -\sin \chi \\ \sin \chi & \cos \chi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \exp i\frac{\delta}{2} & 0 \\ 0 & \exp -i\frac{\delta}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \chi & \sin \chi \\ -\sin \chi & \cos \chi \end{bmatrix}, \quad (2.8.11)$$

である。 $\lambda/4$ 板Qはこの式で $\chi = \frac{\pi}{4}$ ， $\delta = -\frac{\pi}{2}$ の場合に相当する。先と同様にしてリング共振器を1周して半導体光増幅器に帰還する際のccw光，cw光の偏光状態はそれぞれ、

2.8. 測定誤差要因

ccw 光：

$$[Q_2][F][R][G] \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \left(e^{i\frac{\delta}{2}} \cos \chi + e^{-i\frac{\delta+\pi}{2}} \sin \chi \right) \exp i \left(\theta_F + \frac{\pi}{4} + \chi \right) \\ \left(e^{i\frac{\delta}{2}} \cos \chi - e^{-i\frac{\delta+\pi}{2}} \sin \chi \right) \exp i \left(-\theta_F + \frac{\pi}{4} - \chi \right) \end{bmatrix}, \quad (2.8.12)$$

cw 光：

$$[G][R][F][Q_2] \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \left(e^{i\frac{\delta}{2}} \cos \chi + e^{-i\frac{\delta+\pi}{2}} \sin \chi \right) \exp i \left(-\theta_F - \frac{\pi}{4} + \chi \right) \\ \left(e^{i\frac{\delta}{2}} \cos \chi - e^{-i\frac{\delta+\pi}{2}} \sin \chi \right) \exp i \left(-\theta_F + \frac{\pi}{4} + \chi \right) \end{bmatrix}, \quad (2.8.13)$$

となる。よって位相差 ψ は

$$\begin{aligned} \psi &= \text{Arg} \left[\left(e^{i\frac{\delta}{2}} \cos \chi + e^{-i\frac{\delta+\pi}{2}} \sin \chi \right) \exp i \left(\theta_F + \frac{\pi}{4} + \chi \right) \right] \\ &\quad - \text{Arg} \left[\left(e^{i\frac{\delta}{2}} \cos \chi + e^{-i\frac{\delta+\pi}{2}} \sin \chi \right) \exp i \left(-\theta_F - \frac{\pi}{4} + \chi \right) \right] \\ &= 2\theta_F + \frac{\pi}{2}, \end{aligned} \quad (2.8.14)$$

となり、 χ と δ には依存しない形となる。すなわち $\lambda/4$ 板Qの光軸あるいは位相差に誤差があっても測定値には影響しないことがわかる。このことは $\lambda/4$ 板として調節するFPCについても同様で、調節がずれていてもQに誤差がなければ測定値に影響しない。

次にQとFPCの両方に誤差がある場合について考察する。はじめにQ及びFPCがそれぞれ光軸が θ_1 ， θ_2 だけずれている場合について考える。この場合Q及びFPCを表すJones行列 $[Q_1]$ ， $[Q_2]$ は、

$$[Q_1] =$$

$$\begin{bmatrix} \cos \left(\frac{\pi}{4} + \theta_1 \right) & -\sin \left(\frac{\pi}{4} + \theta_1 \right) \\ \sin \left(\frac{\pi}{4} + \theta_1 \right) & \cos \left(\frac{\pi}{4} + \theta_1 \right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-i\frac{\pi}{4}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\pi}{4}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \left(\frac{\pi}{4} + \theta_1 \right) & \sin \left(\frac{\pi}{4} + \theta_1 \right) \\ -\sin \left(\frac{\pi}{4} + \theta_1 \right) & \cos \left(\frac{\pi}{4} + \theta_1 \right) \end{bmatrix} \quad (2.8.15)$$

$[Q_2] =$

$$\begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta_2\right) & -\sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta_2\right) \\ \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta_2\right) & \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta_2\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\frac{\pi}{4}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\pi}{4}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta_2\right) & \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta_2\right) \\ -\sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta_2\right) & \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta_2\right) \end{bmatrix}, \quad (2.8.16)$$

となり、リング共振器を1周すると

ccw 光:

$$[Q_2][F][R][Q_1] \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\theta_1 + \theta_2) \cos(\alpha - (\theta_1 + \theta_2)) + i \cos(\theta_1 - \theta_2) \sin(\alpha - (\theta_1 + \theta_2)) \\ \sin(\theta_1 + \theta_2) \cos(\alpha - (\theta_1 + \theta_2)) - i \sin(\theta_1 - \theta_2) \sin(\alpha - (\theta_1 + \theta_2)) \end{bmatrix}, \quad (2.8.17)$$

cw 光:

$$[Q_1][R][F][Q_2] \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\theta_1 + \theta_2) \cos(-\alpha - (\theta_1 + \theta_2)) + i \cos(\theta_1 - \theta_2) \sin(-\alpha - (\theta_1 + \theta_2)) \\ -\sin(\theta_1 + \theta_2) \cos(-\alpha - (\theta_1 + \theta_2)) - i \sin(\theta_1 - \theta_2) \sin(-\alpha - (\theta_1 + \theta_2)) \end{bmatrix}, \quad (2.8.18)$$

となる。ここで $\alpha \equiv \theta_F + \frac{\pi}{4}$ とおいた。よって位相差 ψ は、

$$\begin{aligned} \psi &= \text{Arg} [\cos(\theta_1 + \theta_2) \cos(\alpha - (\theta_1 + \theta_2)) + i \cos(\theta_1 - \theta_2) \sin(\alpha - (\theta_1 + \theta_2))] \\ &\quad - \text{Arg} [\cos(\theta_1 + \theta_2) \cos(-\alpha - (\theta_1 + \theta_2)) + i \cos(\theta_1 - \theta_2) \sin(-\alpha - (\theta_1 + \theta_2))] \\ &= \tan^{-1} \frac{(\cos 2\theta_1 + \cos 2\theta_2) \sin 2\alpha}{(1 + \cos 2\theta_1 \cos 2\theta_2) \cos 2\alpha - \sin 2\theta_1 \sin 2\theta_2 \cos(2\theta_1 + 2\theta_2)} \\ &= \tan^{-1} \frac{(\cos 2\theta_1 + \cos 2\theta_2) \sin 2\left(\theta_F + \frac{\pi}{4}\right)}{(1 + \cos 2\theta_1 \cos 2\theta_2) \cos 2\left(\theta_F + \frac{\pi}{4}\right) - \sin 2\theta_1 \sin 2\theta_2 \cos(2\theta_1 + 2\theta_2)}, \quad (2.8.19) \end{aligned}$$

となり、結局 Q と FPC の両方に光軸の角度誤差がある場合には測定値に誤差が生じる。この場合で計測される θ_F を真の測定値との比で表したスケール

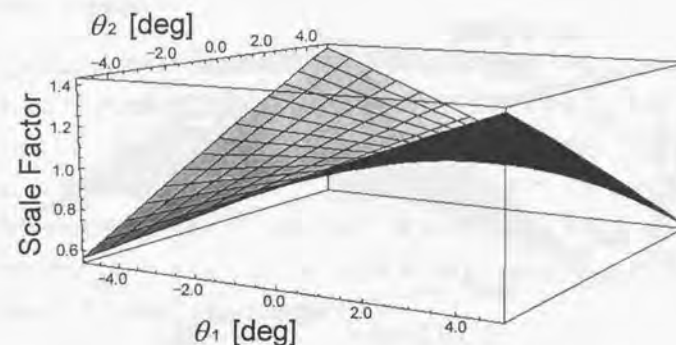


Fig. 2.8.3 $\lambda/4$ 板の設定角度誤差により発生するビート信号誤差.

ファクタを、 θ_1 , θ_2 の関数としてプロットしたものを Fig. 2.8.3 に示す。先の考察で示したように θ_1 , θ_2 のどちらかが零であれば誤差は生じずスケールファクタは1となる。

次に Q 及び FPC が光軸はずれていないが位相差が $\lambda/4$ に相当する $\pi/2$ からそれぞれ δ_1 , δ_2 だけずれている場合について考える。この場合 Q 及び FPC を表す Jones 行列 $[Q_1]$, $[Q_2]$ は、

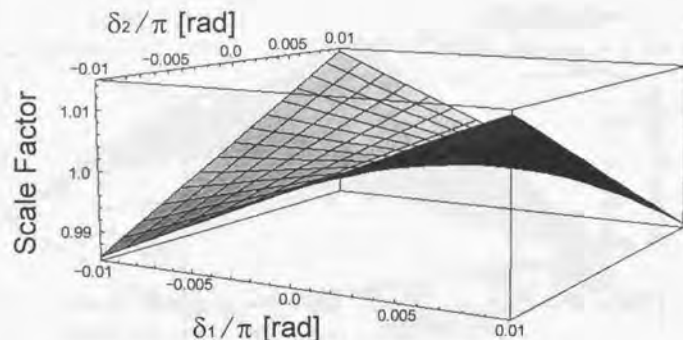
$$[Q_1] = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} e^{-i(\frac{\pi}{4} + \delta_1)} + e^{i(\frac{\pi}{4} + \delta_1)} & e^{-i(\frac{\pi}{4} + \delta_1)} - e^{i(\frac{\pi}{4} + \delta_1)} \\ e^{-i(\frac{\pi}{4} + \delta_1)} - e^{i(\frac{\pi}{4} + \delta_1)} & e^{-i(\frac{\pi}{4} + \delta_1)} + e^{i(\frac{\pi}{4} + \delta_1)} \end{bmatrix}, \quad (2.8.20)$$

$$[Q_2] = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} e^{-i(\frac{\pi}{4} + \delta_2)} + e^{i(\frac{\pi}{4} + \delta_2)} & -e^{-i(\frac{\pi}{4} + \delta_2)} + e^{i(\frac{\pi}{4} + \delta_2)} \\ -e^{-i(\frac{\pi}{4} + \delta_2)} + e^{i(\frac{\pi}{4} + \delta_2)} & e^{-i(\frac{\pi}{4} + \delta_2)} + e^{i(\frac{\pi}{4} + \delta_2)} \end{bmatrix}, \quad (2.8.21)$$

となり、したがって先と同様にして計算すると位相差 ψ は、

$$\begin{aligned} \psi &= \frac{\pi}{2} \\ &\quad + \tan^{-1} \left[\frac{(1 + \cos \delta_1 \cos \delta_2) \tan 2\theta_F - \sin \delta_1 \sin \delta_2 \sec 2\theta_F}{\cos \delta_1 + \cos \delta_2} \right], \quad (2.8.22) \end{aligned}$$

となり、やはり Q と FPC の両方に位相差がある場合には測定値に誤差が生じる。この場合で計測される θ_F を真の測定値との比で表したスケールファクタを、 δ_1 , δ_2 の関数としてプロットしたものを Fig. 2.8.4 に示す。光軸のずれ

Fig. 2.8.4 $\lambda/4$ 板の位相誤差により発生するビート信号誤差.

による誤差のときと同様に δ_1 , δ_2 のどちらかが零であれば誤差は生じずスケールファクタは1となる.

以上の考察より本構成ではどちらか一方の $\lambda/4$ 板が精度よく配されていれば、もう一方に多少の誤差があったとしてもリングレーザの損失がやや増え発振には不利となるが測定値には誤差が生じないことがわかる.

Faraday 旋光子による誤差

Faraday 旋光子の旋光能が $+45^\circ$ からずれた場合には発生するビート周波数のバイアス成分が $\frac{\pi}{2}$ から変化する. この旋光能の誤差は不変であれば実際の測定には影響を及ぼさないが, 被測定及び周辺電流により変化すると直接その分がバイアス変動となるので測定値に誤差が生じる. このため高精度の測定には Faraday 旋光子は磁気シールドし, 電流の作る磁場の影響を受けない配置とすることが望ましい.

2.8.3 歪みや振れなどによる誤差

歪みによる誤差

鉛ガラスファイバと異なり通常の石英系光ファイバは曲げや歪みなど応力が加わると, 応力性複屈折が生じ伝搬する光の偏光状態が変化する. したがって, Fig. 2.8.1 において, BLF や FC1 等石英系光ファイバから成る部分では歪みなどが加わると複屈折性が生じる. この影響に関してであるが, この部分に複屈折性が生じることと FPC の光軸及び位相に誤差が生じることは実効的には等価であり, よって 2.8.2 の $\lambda/4$ 板による誤差の場合と同様にこの複屈折性は測定誤差を引き起こさないことが言える.

振れによる誤差

リング共振器を伝搬する光は, BLF や FC1 内では半導体光増幅器の TE 偏光面と一致する直線偏光を有するよう調整されるが, 何らかの原因でファイバに振れが生じると, この状態が変化し偏光面が回転する. この振れの効果を振れの角度 τ として Jones 行列 $[W]$:

$$[W] = \begin{bmatrix} \cos \tau & -\sin \tau \\ \sin \tau & \cos \tau \end{bmatrix}, \quad (2.8.23)$$

と表すと, リング共振器を1周して半導体光増幅器に帰還する際の ccw 光, cw 光の偏光状態はそれぞれ,

ccw 光:

$$[W][Q_2][F][R][Q_1] \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \tau \exp i \left(\theta_F + \frac{\pi}{4} \right) \\ \sin \tau \exp i \left(\theta_F + \frac{\pi}{4} \right) \end{bmatrix}, \quad (2.8.24)$$

cw 光:

$$[Q_1][R][F][Q_2]^t[W] \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \tau \exp -i \left(\theta_F + \frac{\pi}{4} \right) \\ -\sin \tau \exp i \left(\theta_F + \frac{\pi}{4} \right) \end{bmatrix}, \quad (2.8.25)$$

となる. ここで ${}^t[W]$ は $[W]$ の転置行列を表している. これは固定座標系で見ると振れによる偏光面の回転方向が, 非相反効果である Faraday 効果と異なり, 光の伝搬方向に依存するためである. 位相差 ψ は

$$\psi = 2\theta_F + \frac{\pi}{2}, \quad (2.8.26)$$

と計算され, 振れの効果は測定誤差とはならないことがわかる.

2.9 まとめ

光量の変動に対し不感なセンサである周波数検出型の光ファイバセンサへの応用を目的として、数多くの利点を有する半導体光増幅器を利得媒質とし鉛ガラスファイバを用いたファイバリングレーザを初めて作製しその動作特性を評価した。さらに半導体光増幅器を利得媒質として用いたファイバリングレーザセンサを初めて作製し、電流・回転センサへの適用実験を行って、新しい周波数検出型光ファイバセンサへの応用が期待できることがわかった。

このファイバリングレーザセンサは、

1. 半導体光増幅器を利得媒質として用いたファイバリングレーザである
2. センサ部となるファイバとして Verdet 定数が大きく光弾性係数が小さい鉛ガラスファイバを用いている
3. 共振器内にバイアス素子として機能する Faraday 旋光子を取り入れている
4. 半導体光増幅器の利得の異方性をうまく活用した構成である

といった特徴を有することから、通常のリングレーザ型センサで困難な、特に現在唯一報告されているリングレーザ型ファイバ電流センサである Brillouin ファイバ電流センサ [46] で難題であった、ロックイン現象の抑制と被測定信号の極性・方向の検出が可能である。またセンサ部である鉛ガラスファイバは、曲げや振動が加わっても伝搬光の偏光状態は非常に安定なので、このような外乱の影響をほとんど受けないセンサとなっている。

本研究と同様に鉛ガラスファイバを用いたファイバ電流センサ [44] では、ファイバを巻いてある枠をハンマで叩いたとき大きな誤差信号が発生したと報告しているが、本研究のファイバセンサは周波数検出型センサであるので、このような振動による外乱に対して誤差が生じないと考えられる。

本研究のファイバセンサの構成では、 $\pm 57.2 \text{ kA}$ と広いダイナミックレンジが得られた。スケールファクタは 162 Hz/A であり、唯一報告されている Brillouin レーザを用いた直流電流センサ [46] の 126 Hz/A と同等の値であった。分解能

については、2.7 節で述べたようにスペクトル線幅が低減されれば、現在の検出限界である 44 A から 1 A 程度へと改善されることが予想され、これにより光量変動に不感なセンサとして実用化が期待される。

また本研究で用いた鉛ガラスファイバは、伝搬損失は大きいもののこれを伝搬する光の偏光状態が安定であるといった利点を有するため、電流センサのみならず他のファイバセンサにも応用されていくであろう。

センサとしての実用化に向けて今後の展望としては、特に電流センサについて、現実的なセンサ構築のための準備実験を進めていく必要があると考えられる。具体的には、先に 2.7 節で述べた線幅を広げている要因の解明と線幅の低減の実験に加えて、

- ・被測定電流をソレノイドではなく単線の（大）電流とする
- ・鉛ガラスファイバを多数回巻くことでセンサ部とし、測定感度を向上する
- ・センサ部を完全閉光路、あるいはそれに近い形状とすることで、周辺電流の影響を低減する

といった構成での実験が挙げられる。これらの実験に基づき、実際の電力システムでの電流測定を目指した実用的な構成へと改良していくことが必要と考える。

第3章 ビート可変直交2周波リングレーザ

3.1 序

光ヘテロダイン計測法 (Optical Heterodyne Interferometry) は、光周波数領域では不可能な光波の直接測定を低周波領域で可能にすることから、微小信号を精度よく測定する技術として近年非常に多く用いられるようになってきた。

光ヘテロダイン計測

2つの直線偏光の平面波 E_1 , E_2 (振幅 A_i , 周波数 f_i , 位相 ϕ_i ; $i=1, 2$)

$$\begin{cases} E_1(t) = A_1 \exp i(2\pi f_1 t + \phi_1) \\ E_2(t) = A_2 \exp i(2\pi f_2 t + \phi_2) \end{cases} \quad (3.1.1)$$

をそれぞれ計測したい信号光, 参照光としたとき, これらが重ね合わせられたときの干渉信号 $P(t)$ (2乗検波出力) は

$$\begin{aligned} P(t) &= |E_1(t) + E_2(t)|^2 \\ &= A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos[2\pi(f_1 - f_2)t + (\phi_1 - \phi_2)] \end{aligned} \quad (3.1.2)$$

となる。よく用いられる通常の2光束干渉計測では単一光源, すなわち f_1 と f_2 は等しく, 干渉信号 P は時間に依存せず位置や変位に依る位相差 $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ のみ依存するので, この位相差を (通常干渉信号の強度変化として) 測ることにより測定信号を得ることができる。このような計測法を光ホモダイン計測と呼ぶ。ホモダイン計測では, 検出される信号は測定したい位相差の正弦関数であり線形応答とはならない。また, 微小な位相信号に対しほぼ線形となりかつ感度最大となる点は $\Delta\phi = \pi/2 + n\pi$ (n : 整数) となる点であるが, 実際の計

測ではこの条件 ($\pi/2$ 条件と呼ぶ) を満たすように位相バイアス分を付与する工夫が必要である。

これに対し f_1 と f_2 がほぼ等しいが完全には等しくないとき, すなわち $f \ll f_1, f_2$ のときには (3.1.2) 式で表される交流信号成分 (=ビート信号, ヘテロダイン信号) は電氣的に観測可能な十分に低い周波数となり容易に計測することができる。このビート信号から信号光の情報 (振幅, 位相, 周波数, 偏光) を測定する方法を光ヘテロダイン計測と呼び微小信号を精度よく測定する技術として近年非常に多く用いられている。 (3.1.2) 式からわかるように参照光の位相や周波数が一定 (既知) であればこのビート信号の振幅・位相・周波数から信号光の振幅 A_1 ・位相 ϕ_1 ・周波数 f_1 が求められる。 (3.1.1) 式と (3.1.2) 式の交流信号成分を比較するとこのビート信号は光周波数で振動している光信号を形を変えずにそのまま周波数 f_2 分だけ低周波領域に周波数シフトしたものの, すなわち信号光のレプリカとなっていることがわかる。このようにヘテロダイン計測は光周波数領域では不可能な光波の直接測定を低周波領域で可能にする技術といえる。位相信号 $\Delta\phi$ は電氣的基準信号

$$P_R(t) = P_0 \cos 2\pi f t \quad (P_0: \text{定数}) \quad (3.1.3)$$

との位相差を位相計を用いて求めることができ, この出力は $\Delta\phi$ の大きさに依らず線形出力特性を示す。よって前述のホモダイン計測と異なり位相測定ダイナミックレンジに対する制限がなく直流的な位相差を測定する際には特に有利となる。さらに位相を直接的に検出するので光源の出力変動や光路中の光損失による測定誤差がない点でも非常に優れた計測法であり, したがって吸収のある透過物体の位相測定も可能である。また信号光の周波数スペクトルも RF 帯のスペクトラムアナライザを使って測定することができる。 (3.1.2) 式からわかるように参照光の振幅 A_2 を大きくすると微弱信号光の振幅 A_1 の増幅が行えるため, 参照光の振幅 A_2 を十分大きくすることにより信号検出の S/N を向上することができその値を量子限界程度まで近づけることも可能である。

この光ヘテロダイン計測に用いられる2周波光源は, その周波数差が計測信号となるビートの周波数に相当することから, この周波数差が光源の周波数

に比べずっと小さく、光電変換したときに容易に検出可能な周波数に相当するような光源でなければならない。また、周波数の異なるこれらの光はそれぞれ別々の光路に導かれるが、このためには通常偏光状態の違いを利用して2周波光を分ける。したがって実用上これらの2周波光は直交直線偏光であることが必須となる。

このような光源としては、ともに100万円前後と高価ではあるが現在のところ半導体レーザのように特性の優れた光源は得られていないため、レーザに光周波数シフタを組み合わせて使うものと、He-Neゼーマンレーザが多く用いられている。特に後者は大型、低電力効率で波長選択性がない、といった欠点も有しているにもかかわらずその光学調整の容易さからよく用いられている。これらの問題点を解決する光源として半導体レーザ励起Nd³⁺:YAGマイクロチップレーザ[59]などの研究が進められているが、未だ実用には到っていない。

そこで本研究では、半導体光増幅器の有する多くの利点を鑑み、軽量、小型、高効率で集積化も期待できる半導体素子ベースの直交偏波2周波レーザ光源の作製を目指し、新しい直交2周波リングレーザを提案する。そして実際にその作製を行い、直交2周波発振を確認した。さらにリング共振器内に配した可変位相板であるBabinet-Soleil補償板を調節することにより、2周波の周波数差、ひいては光ヘテロダイン計測の際に検出される電気信号の周波数となるビート周波数が可変であることを示した[22, 23]。

本章では初めにこの直交2周波リングレーザ（以下ビート可変直交2周波リングレーザと称する）の動作原理と構成を述べ、作製して得られたレーザの特性を示す。また同様の構成で端面反射率の高い半導体光増幅器を用いて実験を行い、観測された出力変化を半導体光増幅器とリング共振器の複合共振器モデルにより解析した。

3.2 1300 nm 帯直交2周波リングレーザ

ビート可変直交2周波リングレーザの動作原理と、1300 nm 帯の半導体光増幅器を用いて作製したリングレーザについて、その構成及びビート可変直交2周波リングレーザとしての特性について述べる。

3.2.1 動作原理

Fig. 3.2.1 により、半導体光増幅器(LDA)を利得媒質として用いたビート可変直交2周波リングレーザの動作原理について述べる。図中で、反時計回り

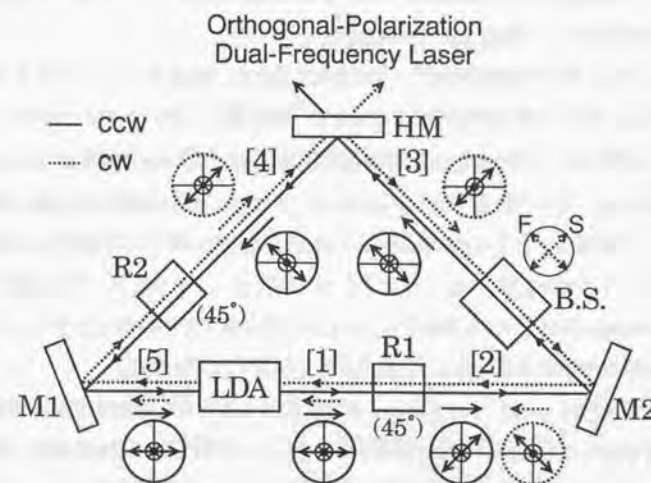


Fig. 3.2.1 ビート可変直交2周波リングレーザの動作原理。

(ccw) で伝搬する光と時計回り (cw) の光をそれぞれ実線と破線で示してある。また円内の両端矢印線はそれぞれの光の水平面に対する偏光方向を示しており、円内で水平のとき偏光面が水平であることを表している。Faraday 旋光子 R1, R2 は伝搬する ccw 光の偏光面を、それぞれ反時計回りに+45°, -45°

回転するものである。B.S.は可変位相板として機能するBabinet-Soleil補償板である。リングレーザ共振器はミラーM1, M2とハーフミラーHMで構成されている。また半導体光増幅器はTE偏光面が水平となるように配置されている。

はじめにccw光について考える。半導体光増幅器からTE偏光で出射したccw光(Fig. 3.2.1 領域[1])はFaraday旋光子R1により偏光面が $+45^\circ$ 回転し(領域[2])、ミラーM2で反射する。Babinet-Soleil補償板B.S.は主軸方位が水平面から $+45^\circ$ 傾けて配置されており、ccw光はその偏光面がB.S.の速軸と一致する形で透過し(領域[3])、出力結合鏡でもあるハーフミラーHMで反射される(領域[4])。次に2番目のFaraday旋光子R2を透過することによりccw光はその偏光面が回転し再び元の水平方向の偏光を持つようになり、リング共振器を構成する最後のミラーであるM1で反射され、半導体光増幅器にTE偏光として帰還する(領域[5])。

cw光についてもほぼ同様で、TE偏光で出射し(領域[5])、R2を透過すると $+45^\circ$ 傾いた偏光面を持つようになり(領域[4])、続いてHMで反射される(領域[3])。すなわちこの領域(領域[3], [4])ではcw光は前述のccw光と直交した偏光状態で伝搬するようになっている。次にcw光はその偏光面がB.S.の遅軸と一致する形で透過することでccw光とは異なる位相変化をB.S.により付与された後、M2で反射される(領域[2])。そしてcw光は2番目のFaraday旋光子R1を透過することにより元の水平方向の偏光となりccw光と同様に半導体光増幅器にTE偏光として帰還する(領域[1])。

このようにcw光、ccw光とも、利得が最大となる半導体光増幅器のTE偏光を利用してリングレーザを構成する一方、レーザ出力時(HM透過時:領域[3], [4])ではそれぞれ互いに直交する偏光方向を有する光学配置となっている。また可変位相板であるBabinet-Soleil補償板により両回り光間に任意の位相差(リターデーション)を付与することができ、このリターデーションによりcw、ccwのリングレーザ発振光間に周波数差が生じ、直交2周波レーザ光としてHMから出力される。このときの2周波の周波数差 f_B は、Babinet-Soleil補償板で付与した R により調節することができる。cw光とccw光の発振周波数を

それぞれ f_{cw} , f_{ccw} とすると、リターデーションを付与しないときでは

$$f_{cw} = f_{ccw} = m \frac{c}{L}, \quad (3.2.1)$$

である。ここで c は真空中の光速、 L は共振器の光路長であり、モード次数 $m = L/\lambda$ (λ は発振波長)である。リターデーション R が付与されると発振周波数はそれぞれ

$$f_{cw} = m \frac{c}{L - R/2}, \quad f_{ccw} = m \frac{c}{L + R/2}, \quad (3.2.2)$$

と変化するので周波数差 f_B は、

$$f_B = f_{cw} - f_{ccw} \quad (3.2.3)$$

$$= mc \left(\frac{1}{L - R/2} - \frac{1}{L + R/2} \right) \quad (3.2.4)$$

$$\simeq \frac{c}{\lambda L} R, \quad (3.2.5)$$

とリターデーション R に比例した形で調節することができる。リングレーザの発振原理を考慮すると、この f_B の可変範囲はロックインが生じない周波数差から、リングレーザの縦モード間隔である c/L となる。

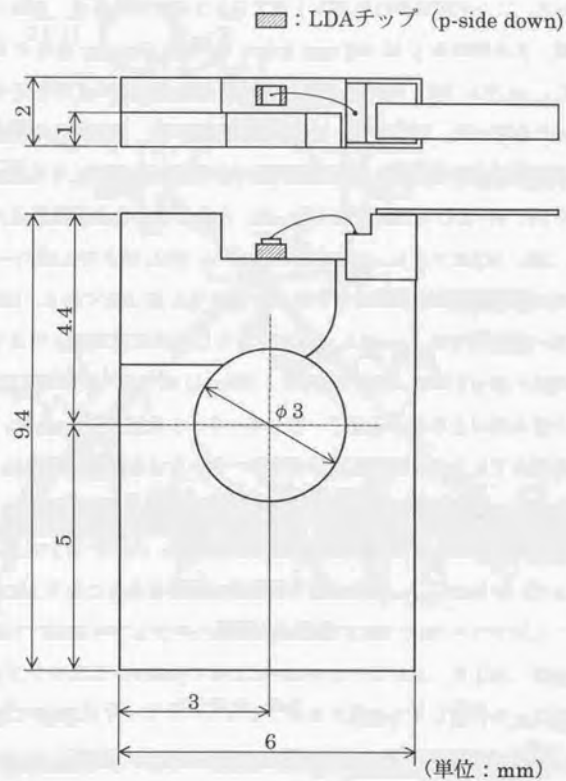


Fig. 3.2.3 半導体光増幅器チップの形状.

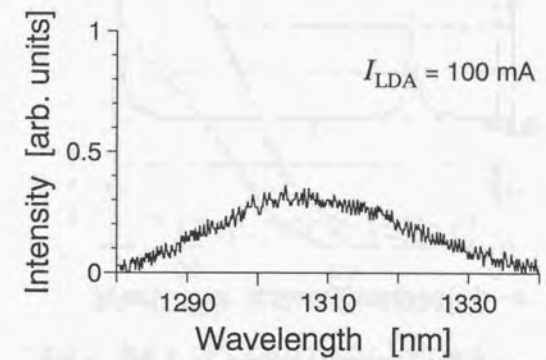


Fig. 3.2.4 半導体光増幅器単体での発光スペクトル.

3.2.3 発振特性

リングレーザ基本特性

Fig. 3.2.2 の対物レンズ L3 の位置に光パワーメータを置いて測定した、ビート可変直交2周波リングレーザの I - L 特性を Fig. 3.2.5 に示す。cw 光と ccw

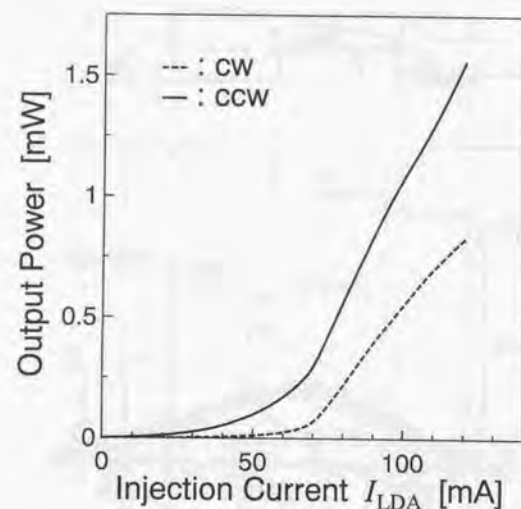


Fig. 3.2.5 ビート可変直交2周波リングレーザの I - L 特性。

光の出力の違いは前述のように L1, L2, HM2 の結合効率の違いによる。また Fig. 3.2.2 の配置で半導体光増幅器に注入電流を 100 mA 流し、M4 の位置で ccw 光を遮り、cw 光のみを APD で検出したときのパワースペクトルを、Fig. 3.2.6 に示す。ccw 光についても同様のスペクトルが観測された。Fig. 3.2.6(a) は 2 GHz スパンで観測したスペクトル、(b) はこれを拡大した 500 MHz スパンのスペクトルである。これらのスペクトルには周波数間隔 370 MHz のピークが見られるが、この間隔はリングレーザの縦モード間隔 c/L に一致している、つまりこれらのピークは多モード発振に由来する、モード次数の異なる縦モード間で発生するビートに相当しており、これより、このリングレーザは、縦単

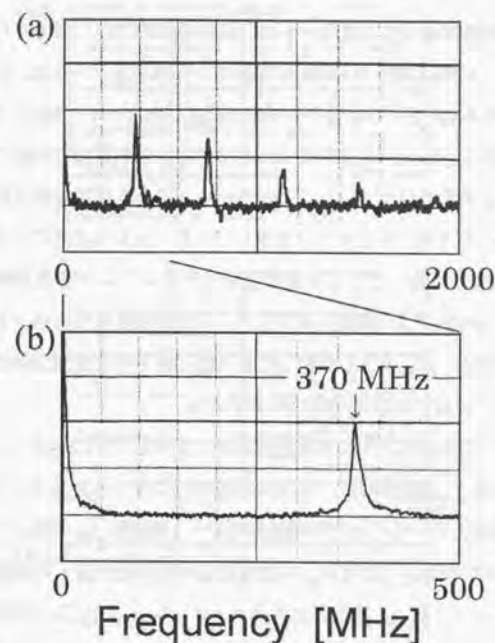


Fig. 3.2.6 cw リングレーザ光のパワースペクトル。

一モードではなく縦多モードで発振していることがわかる。

直交2周波リングレーザのビート可変特性

次に直交2周波リングレーザとしての特性、及びビート可変特性を調べるために、cw 光、ccw 光の両回り光を干渉させ、2周波の周波数差により生じるビート信号を観測した。Fig. 3.2.7(a)-(d) に Babinet-Soleil 補償板で付与する cw 光、ccw 光間のリターデーション（位相差） R を変化させたときに観測されたパワースペクトルを示す。(a) はリターデーションを付与しなかった ($R = 0$ nm) ときのスペクトルで、(b) から (d) へと次第にリターデーションを増していったときのスペクトルである。Fig. 3.2.6 に示したように、どの場合でも 370 MHz

の位置にモード次数の異なる縦モード間で発生するビートが強く現れている。2周波の周波数差から生じるビートは、図中の矢印で示したところに現れている。また 370 MHz のピークの両脇に現れている小さなピークは、モード次数が1次だけ異なる cw 光と ccw 光との干渉で発生したビートである。Fig. 3.2.7 において (a) から (d) へと R が増すにつれて両回り光の間の位相差が増し、ビート周波数 f_B が高くなっていくことがわかる。このときの光出力は、結合損失が大きいシングルモードファイバを通してることから非常に小さくなっており、10 μ W 程度であった。この原因となったリングレーザ共振器外の光学系 (M3, M4, HM2, L3, SMF) はリングレーザの発振特性を調べるために導入したものであり、Fig. 3.2.1 に示したようにビート可変直交2周波リングレーザとして用いる際には当然不用のものである。

Fig. 3.2.7 に示したように R を変化させていったときに観測されたパワースペクトルから f_B を読み取り、 R との関係プロットしたものが Fig. 3.2.8 である。 R を変えていくことでほぼ線形にビート周波数 f_B が増していくことがわかる。また (3.2.5) 式を用い、本光学系におけるを計算した理論直線を、図中に破線で示してある。観測されたリターデーションとビート周波数の関係は理論直線とよく一致している。以上の結果より Babinet-Soleil 補償板によりリターデーション R を変化させることでビート周波数 f_B が可変の直交2周波レーザ光が得られることがわかる。

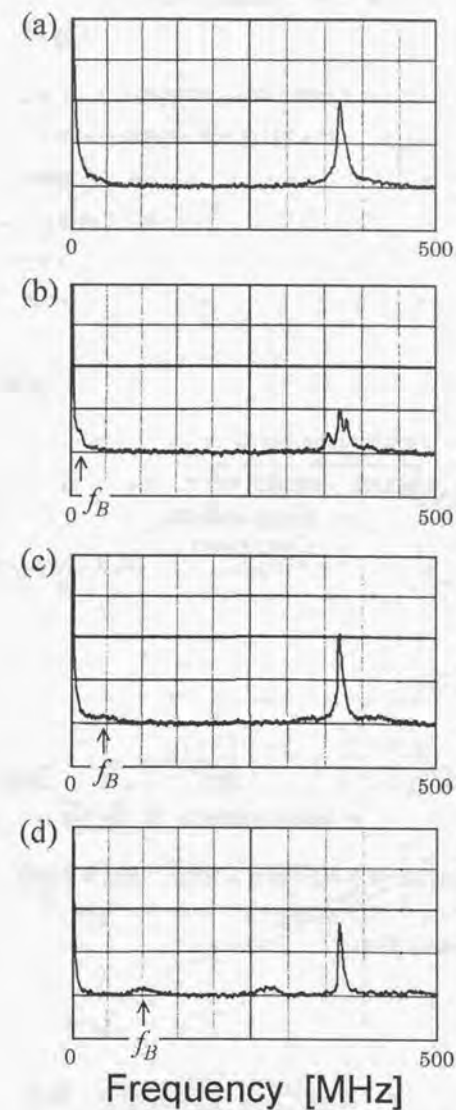


Fig. 3.2.7 リターデーション R によるビート信号の変化. (a) 0 nm, (b) 26 nm, (c) 194 nm, (d) 404 nm.

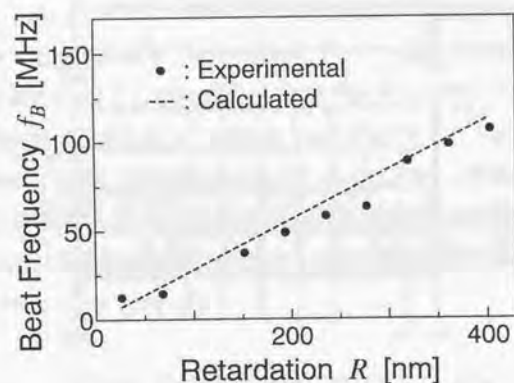


Fig. 3.2.8 リターデーションとビート周波数の関係.

3.3 820 nm 帯直交2周波リングレーザ — 端面反射の影響

半導体光増幅器として波長 820 nm 帯に利得スペクトルを有するものを用いた場合には、半導体光増幅器の端面反射率が高く、進行波型より Fabry-Perot 型に近い光増幅器 [60] であったため、発生した直交 2 周波レーザを合波してもビート信号は観測されなかったが、付与したリターデーションの変化によりレーザ出力が変化することが観測された [24]。以下に本レーザの動作特性とビート信号が観測されなかった理由、そして出力変化の原因について考察する。

3.3.1 構成

前節とは異なり、波長 820 nm 帯の半導体光増幅器を用いた場合のリングレーザの構成を Fig. 3.3.1 に示す。半導体光増幅器には両端面がフリーのチップキャリア型のスーパーインテグレートダイオード（浜松ホトニクス（株）製）を用いた。前節の場合と比較して、Faraday 旋光子等の光学素子の配置（順序）が

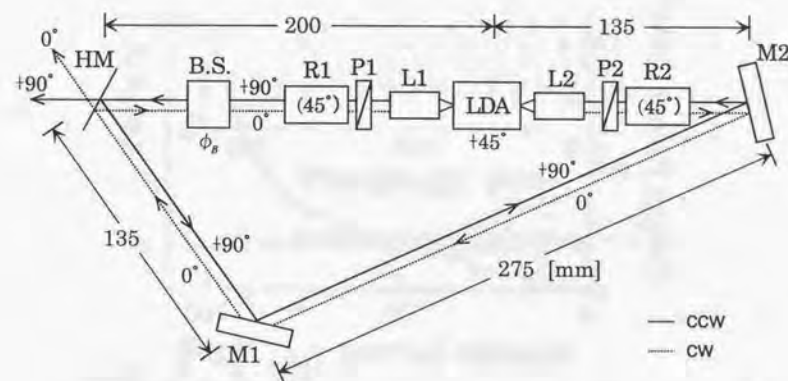


Fig. 3.3.1 820 nm 帯直交2周波リングレーザの構成.

Fig. 3.2.1, Fig. 3.2.2 とは少し異なるが動作原理及び構成は基本的に同等である。cw 光と ccw 光に関して、リング共振器を構成する3つのミラー M1, M2, HM, トータルの反射率 R_{cw} , R_{ccw} は、それぞれ10.2%と13.3%である。レンズ L1, L2 の結合効率 T_L はともに45.8%であった。Faraday 旋光子 R1, R2 はともに HOYA (株) 製光アイソレータ M-500 から入出射側の偏光子を両方とも取り除いたものを用い、また偏光子 P1, P2 にはグラントムソンプリズムを用いた、この Faraday 旋光子と偏光子を合わせた透過率 T_{PR} は偏光面が一致した最大るとき33.9%であった。Fig. 3.3.2, Fig. 3.3.3 には利得媒質として用いた半導体光増幅器単体での I - L 特性と、注入電流が90 mA のときの発光スペクトルを示す。Fig. 3.3.2 の I - L 特性を見ると、 $I_{LDA} = 90 \sim 100$ mA と高励起のときには単体でのレーザ発振寸前の状態のようにも見える。また Fig. 3.2.4 のスペクトルと比較すると、Fig. 3.3.3 のスペクトルでは、半導体光増幅器の端面反射率が高いためにこの縦モード間隔に相当するリップル構造が顕著であることがわかる。

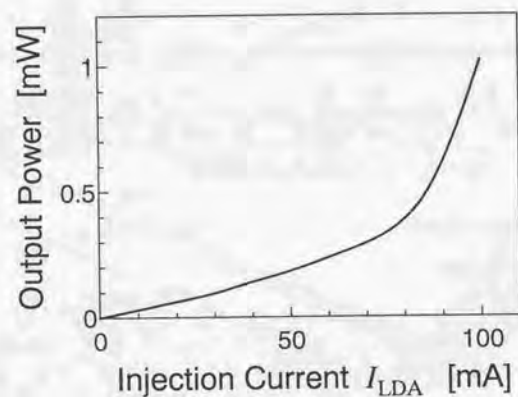


Fig. 3.3.2 820 nm 帯半導体光増幅器の I - L 特性。

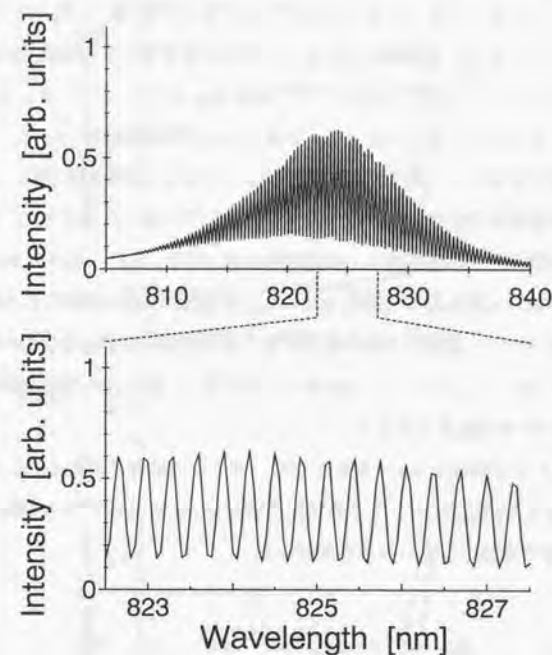


Fig. 3.3.3 820 nm 帯半導体光増幅器単体での発光スペクトル。

3.3.2 動作特性

Fig. 3.3.1 に示した構成で直交2周波リングレーザを作製してその動作特性を調べた。ビート可変動作のため Babinet-Soleil 補償板によりリターデーション（位相差） ϕ_B を変化させたところ、 ϕ_B の大きさによってその特性が変化することが確認された。Fig. 3.3.4 にレーザの I - L 特性を示す。付与したリターデーション ϕ_B は、前節とは異なり位相差に換算した値（ $0, \pi/2, \pi$ ）で表記してある。次にこれらの位相差のとき、半導体光増幅器に注入電流 100 mA 流したときのリングレーザの発振スペクトルを Fig. 3.3.5 に示す。Fig. 3.3.5 で位相差 ϕ_B は、(a) 0 、(b) $\pi/2$ 、(c) π である。 ϕ_B が変化すると cw 光、ccw 光が同じ波長で発振したり別の波長で発振したりすることが観測された。また半導体光増幅器単体での発光スペクトル Fig. 3.3.3 でも見られたように、半導体光増幅器の縦モード間隔に等しい周期構造も見られた。しかしながら発振する波長（周波数）に関しては再現性に乏しく、また発振波長も隣接する半導体光増幅器の縦モードとは限らず数本隔てたところで発振する場合も見られた。さらに前節の Fig. 3.2.2 のように HM から出射する cw 光と ccw 光を干渉させたが、ビート信号は観測されなかった。

Fig. 3.3.6 には同様に ϕ_B を変化させたときの出力強度の変化を示した。cw 光、ccw 光とも同じように、 ϕ_B の変化に対し $\phi_B = 0$ 近傍で出力が最小となるような様子で変化していることがわかる。

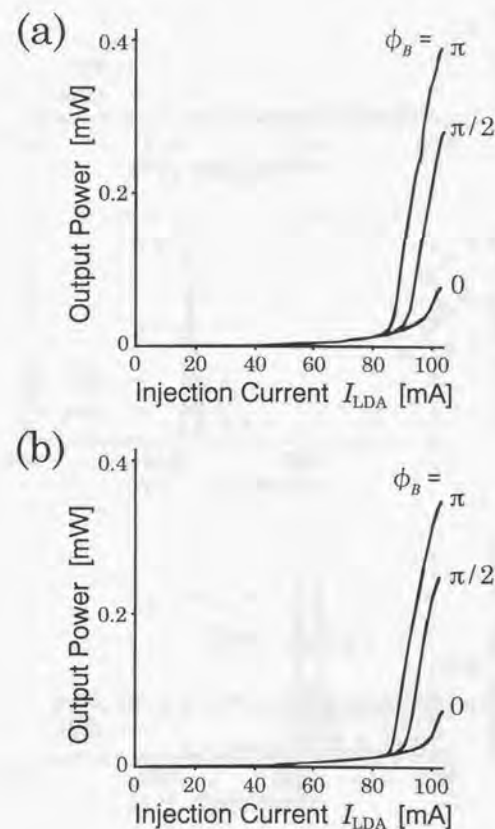


Fig. 3.3.4 820 nm 帯直交2周波リングレーザの I - L 特性. (a) cw 光, (b) ccw 光.

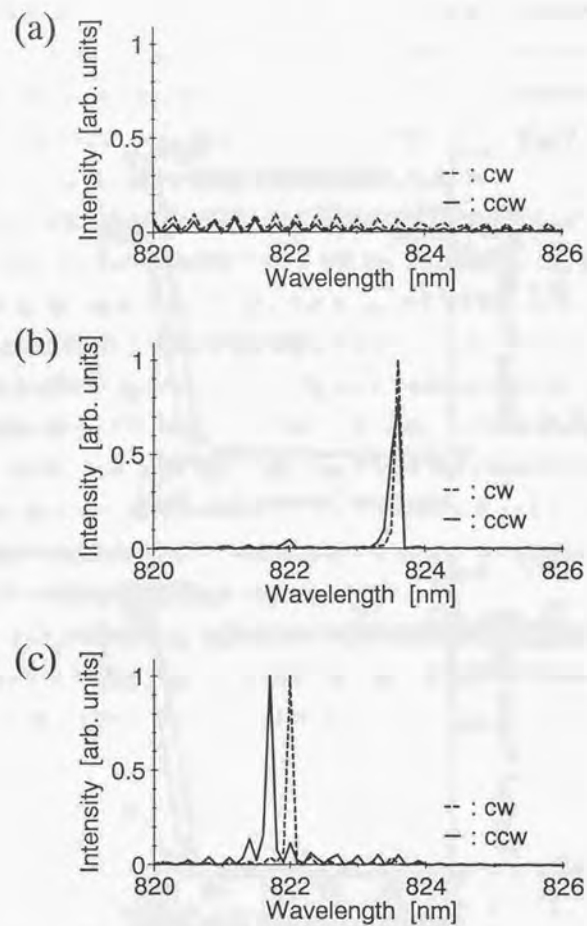


Fig. 3.3.5 発振スペクトルのリターデーション ϕ_B による変化. (a) $\phi_B = 0$, (b) $\phi_B = \pi/2$, (c) $\phi_B = \pi$

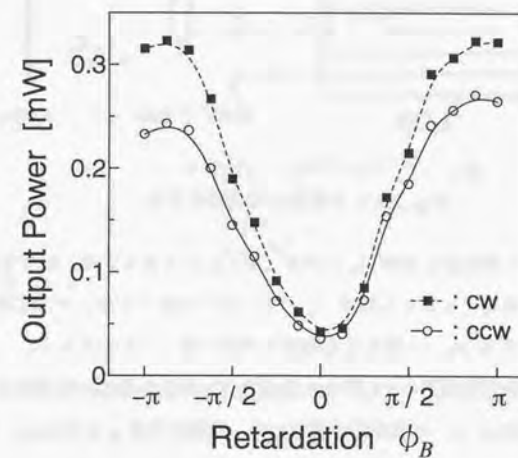


Fig. 3.3.6 リターデーション ϕ_B による光出力の変化.

3.3.3 出力特性の解析

解析のための複合共振器モデル

Fig. 3.3.6 で観測された出力強度の変化を解析するために、まず端面反射率の高い半導体光増幅器を実効振幅反射係数 r_s 、実効振幅透過係数 t_s を有する1つの光学素子として取り扱うモデル (Fig. 3.3.7 参照) を導入する。

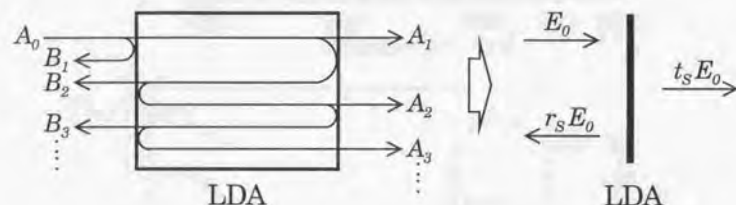


Fig. 3.3.7 半導体光増幅器モデル.

今、半導体光増幅器に振幅 A_0 の光が入射したとするとする。反射光は半導体光増幅器入射面で反射する振幅 B_1 の光、以下同様に半導体光増幅器を1度往復して反射する B_2 、半導体光増幅器を2度往復して反射する B_3, \dots が存在する。半導体光増幅器のそれぞれ入射側及び出射側の振幅反射係数を r, r' 、振幅透過係数を t, t' 、半導体光増幅器の単一透過利得を g とすると、これらの反射光は、

$$\begin{aligned} B_1 &= r A_0, \\ B_2 &= g^2 r' t t' A_0, \\ B_3 &= g^4 r'^3 t t' A_0, \\ &\vdots \end{aligned} \quad (3.3.1)$$

となる。ここで複素利得 g は

$$g = |g| \exp i\phi_s, \quad (3.3.2)$$

である。 ϕ_s は半導体光増幅器透過した際に変化する位相量である。これらの反射光の和を取ると

$$\begin{aligned} A_r &= \{r + g^2 r' t t' (1 + g^2 r'^2 + \dots)\} A_0 \\ &= \left(r + \frac{g^2 r' t t'}{1 - g^2 r'^2} \right) A_0, \end{aligned} \quad (3.3.3)$$

となる。同様に透過光 A_1, A_2, A_3, \dots は

$$\begin{aligned} A_1 &= g t t' A_0, \\ A_2 &= g^3 r'^2 t t' A_0, \\ A_3 &= g^5 r'^4 t t' A_0, \\ &\vdots \end{aligned} \quad (3.3.4)$$

となるのでこれら透過光の和は、

$$\begin{aligned} A_t &= g t t' (1 + g^2 r'^2 + g^4 r'^4 + \dots) A_0 \\ &= \frac{g t t'}{1 - g^2 r'^2} A_0, \end{aligned} \quad (3.3.5)$$

と計算される。

$$\begin{aligned} r' &= -r, \\ t t' &= 1 - r^2, \\ R &\equiv r^2 = r'^2, \end{aligned}$$

の関係を考慮すると (3.3.3) 式と (3.3.5) 式はそれぞれ

$$A_r = r \left(\frac{1 - g^2}{1 - g^2 R} \right) A_0, \quad (3.3.6)$$

$$A_t = \frac{g(1 - R)}{1 - g^2 R} A_0, \quad (3.3.7)$$

と書き換えられるので、結局実効反射係数 r_s 、実効振幅透過係数 t_s は

$$r_s = \frac{(1 - g^2)r}{1 - g^2 R}, \quad (3.3.8)$$

$$t_s = \frac{g(1 - R)}{1 - g^2 R}, \quad (3.3.9)$$

と表せる.

次にこのモデルを使ってリング共振器の総利得の計算をする. Fig. 3.3.8 で

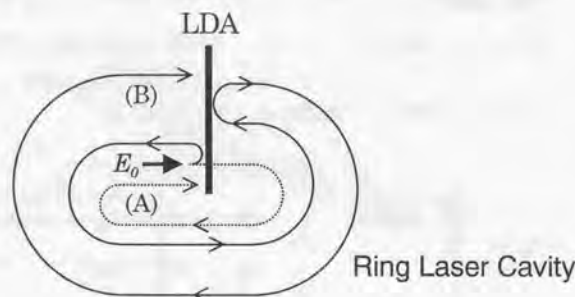


Fig. 3.3.8 リング共振器モデル.

半導体光増幅器に振幅 E_0 の cw 光が入射したとする. この光と干渉する光を考えると, 半導体光増幅器を通過しリング共振器を1周する光路を取る場合 (A) と, 初めに入射端面で反射しリング共振器を先と逆に伝搬し半導体光増幅器の反対側の端面でも反射した後リング共振器を再び1周する光路を取る場合 (B) がまず考えられる. このとき振幅 E_0 の光はそれぞれ $t_S c_{cw}$ 倍, $r_S^2 c_{cw} c_{ccw}$ 倍になる. ここで c_{cw} , c_{ccw} はそれぞれ添え字回りの光がリング共振器内を通過する際の複素透過係数であり,

$$\begin{aligned} c_{cw} &= |c_{cw}| \exp i\phi_{cw}, \\ c_{ccw} &= |c_{ccw}| \exp i\phi_{ccw}, \end{aligned} \quad (3.3.10)$$

である. ϕ_{cw} , ϕ_{ccw} はそれぞれ添え字回りの光が受ける位相変化である. 光の干渉効果を考えるために光路 (A) を $l-k$ 回, 光路 (B) を k 回, 合わせてこれらの光路を l 回巡る光の振幅 (l, k は負でない整数) を考えると

$$(t_S c_{cw})^{l-k} (r_S^2 c_{cw} c_{ccw})^k E_0, \quad (3.3.11)$$

となる. したがってこれら (A) または (B) の光路を合計 l 回巡る光の振幅の総

和は,

$$\sum_{k=0}^l C_k (t_S c_{cw})^{l-k} (r_S^2 c_{cw} c_{ccw})^k E_0, \quad (3.3.12)$$

となり, さらに二項定理により

$$(t_S c_{cw} + r_S^2 c_{cw} c_{ccw})^l E_0, \quad (3.3.13)$$

と書き直すことができる. この関係を用いて全ての光の振幅の総和 E_{cw} を計算すると,

$$\begin{aligned} E_{cw} &= \left\{ 1 + \sum_{l=1}^{\infty} (t_S c_{cw} + r_S^2 c_{cw} c_{ccw})^l \right\} E_0 \\ &= \frac{1}{1 - (t_S c_{cw} + r_S^2 c_{cw} c_{ccw})} E_0, \end{aligned} \quad (3.3.14)$$

となることがわかる. したがって cw 光がリング共振器内で受ける利得は

$$G_{cw} = \left| \frac{1}{1 - (t_S c_{cw} + r_S^2 c_{cw} c_{ccw})} \right|^2, \quad (3.3.15)$$

となる. (3.3.2) 式, (3.3.8)-(3.3.10) 式を (3.3.15) 式に代入することにより,

$$\begin{aligned} G_{cw} &= \left| 1 - \frac{|c_{cw}| |g| (1-R) \exp i(\phi_S + \phi_{cw})}{1 - |g|^2 R \exp 2i\phi_S} \right. \\ &\quad \left. - |c_{cw}| |c_{ccw}| R \exp i(\phi_{cw} + \phi_{ccw}) \right. \\ &\quad \left. \times \left(\frac{1 - |g|^2 \exp 2i\phi_S}{1 - |g|^2 R \exp 2i\phi_S} \right)^2 \right|^{-2}, \end{aligned} \quad (3.3.16)$$

と表すことができる. ここで $\phi_S + \phi_{cw}$ は cw 光がリング共振器を1周する際の位相であり, レーザ発振時には共振条件により m を整数とすると

$$\phi_S + \phi_{cw} = 2m\pi, \quad (3.3.17)$$

となっている. 一方, cw 光が反時計回り (ccw) にリング共振器を1周する際の位相は,

$$\phi_S + \phi_{ccw} = 2m\pi + \phi_{ccw} - \phi_{cw}, \quad (3.3.18)$$

である. 本構成では先の構成 (Fig. 3.2.2) とは異なり, リング共振器を構成する3枚のミラー M1, M2, HM において cw 光と ccw 光はそれぞれ p 偏光,

s 偏光として反射しており、両光間に反射によって生じる位相差 ϕ_M が存在する。cw 光と ccw 光間の位相差 $\phi_{ccw} - \phi_{cw}$ はこの ϕ_M と Babinet-Soleil 補償板により付与したリターデーション ϕ_B の和であるから

$$\phi_{ccw} - \phi_{cw} = \phi_B + \phi_M, \quad (3.3.19)$$

と書き直すことができる。(3.3.17) 式と (3.3.19) 式より

$$\begin{aligned} \phi_{ccw} + \phi_{cw} &= \phi_B + \phi_M + 2\phi_{cw} \\ &= \phi_B + \phi_M - 2\phi_S + 4\pi n, \end{aligned} \quad (3.3.20)$$

の関係が得られ、この式と (3.3.17) 式を (3.3.16) 式に代入すると付与したリターデーション ϕ_B と利得 G_{cw} の関係式

$$\begin{aligned} G_{cw} &= \left| 1 - \frac{|c_{cw}| |g| (1-R)}{1 - |g|^2 R \exp 2i\phi_S} \right. \\ &\quad \left. - |c_{cw}| |c_{ccw}| R \exp i(\phi_B + \phi_M - 2\phi_S) \right. \\ &\quad \left. \times \left(\frac{1 - |g|^2 \exp 2i\phi_S}{1 - |g|^2 R \exp 2i\phi_S} \right)^2 \right|^{-2}, \end{aligned} \quad (3.3.21)$$

が得られる。

数値計算

cw 光に関して、解析で得られた理論式 ((3.3.21) 式) に実際の実験のパラメータの値を代入して計算し、観測された出力特性 (Fig. 3.3.6) と比較する。

(3.3.21) 式で c_{cw} , c_{ccw} の絶対値の2乗は、リング共振器の実効反射率であり、これはそれぞれ添え字回りの光に対するリング共振器内にある光学素子の透過・反射率の積算に等しい。したがって先に示したレンズ L1, L2 の結合効率 T_L , Faraday 旋光子と偏光子を合わせた透過率 T_{PR} , そして M1, M2, HM の合わせての反射率 R_{cw} , R_{ccw} を用いて、

$$|c_{cw}| = \sqrt{T_L^2 T_{PR}^2 R_{cw}}, \quad (3.3.22)$$

$$|c_{ccw}| = \sqrt{T_L^2 T_{PR}^2 R_{ccw}}, \quad (3.3.23)$$

と表すことができ、これを実際の値を入れて計算すると、

$$|c_{cw}| = 4.96 \times 10^{-2}, \quad |c_{ccw}| = 5.66 \times 10^{-2}, \quad (3.3.24)$$

となる。今考えている cw 光に関して、リング共振器を1周したときに受ける利得は t_{Scw} であり、レーザ発振の定常状態では

$$t_{Scw} = 1, \quad (3.3.25)$$

となっている。製造した浜松ホトニクス(株)によると、半導体光増幅器の反射率 R は 0.003 以上との報告があるので、典型的な値として $R = 0.003$ とし、(3.3.25) 式にこの値、及び (3.3.9) 式と (3.3.24) 式を代入することにより、 $|g| = 11.7$ と計算される。この値は半導体光増幅器の利得係数にして 82.0 cm^{-1} に相当する。長さ $300 \text{ }\mu\text{m}$ の半導体光増幅器の活性層幅が $6 \text{ }\mu\text{m}$ 、厚さが $0.1 \text{ }\mu\text{m}$ とすると、注入電流 100 mA は電流密度 $5.56 \times 10^2 \text{ A/cm}^2$ に相当し、この電流密度における AlGaAs 半導体レーザの値 [61] と比べると、上記の 82.0 cm^{-1} という値は妥当な値と見なすことができる。一方実際に観測された半導体光増幅器の発光スペクトル (Fig. 3.3.3) のリップル構造に着目し、このスペクトルの山と谷の強度から Fabry-Perot 型光増幅器の利得 G に関する Hakki-Paoli

の関係式 [62] :

$$G = \frac{(1-R)^2 G_s}{(1-RG_s)^2 + 4RG_s \sin^2 [n(\omega - \omega_0)L_{LDA}/c]}, \quad (3.3.26)$$

G_s : 単一透過利得

ω : 信号光角周波数

ω_0 : 増幅器の共振角周波数

n : 増幅器中での屈折率

L_{LDA} : 増幅器長

より、観測されたスペクトルのリップルの深さ d_{mod} の式として

$$d_{mod} = \frac{1 + RG_s}{1 - RG_s}, \quad (3.3.27)$$

が得られ、これを用いて単一利得係数 G_s を計算すると $\sim 48 \text{ cm}^{-1}$ となり、多少大きめの値ではあるが、スペクトルを観測したモノクロメータの分解能が低かったこと、及び計算に用いた R の不確定性を考慮に入れると、先に計算した $|g| = 11.7$ は十分考えうる値と言える。この計算値に加え Fig. 3.3.5 よりリングレーザは半導体光増幅器の縦モードと一致して発振していることから $\phi_S = \pi$ と置き、エリブソメトリにより測定した3枚のミラーによって生じる位相差 ϕ_M の値 173.0 deg (3.02 rad)、 R 、上で求めた $|c_{cw}|$ と $|c_{ccw}|$ の値 (Table 3.3.1) を用いて (3.3.21) 式の G_{cw} を計算した結果を Fig. 3.3.9 に示す。Fig. 3.3.9 の曲線は観測された出力変化 (Fig. 3.3.6) と極めて類似していることがわかる。また上記の計算は cw 光についてのものであるが、ccw 光についても同様の結果が得られた。

以上の解析結果より半導体レーザの外部共振器効果の解析 [54]-[56] を発展させて、半導体光増幅器とリング共振器の複合共振器効果を考慮して作成した本モデル計算が、付与したリターデーションによる出力変化の解析として妥当であることがわかり、端面反射率の高い半導体光増幅器では複合共振器効果がレーザ発振特性に大きく影響することがわかった。

Table 3.3.1 理論計算に用いた特性値.

$$|c_{cw}| = 4.96 \times 10^{-2}$$

$$|c_{ccw}| = 5.66 \times 10^{-2}$$

$$|g| = 11.7 \quad (82.0 \text{ cm}^{-1})$$

$$R = 0.003$$

$$\phi_M = 173.0 \text{ deg} \quad (3.02 \text{ rad})$$

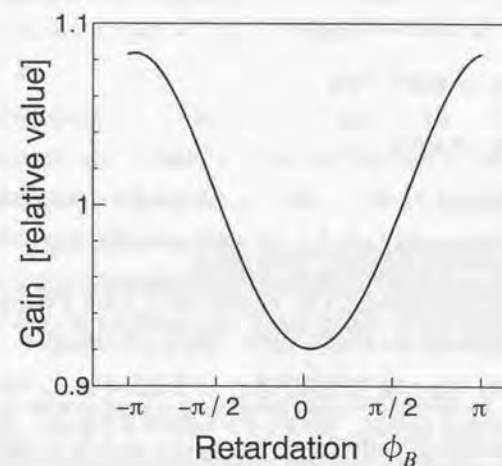


Fig. 3.3.9 リングレーザ利得の理論曲線.

3.4 まとめ

軽量、小型、高効率で集積化が期待できる半導体光増幅器を用いた半導体素子ベースの新しいレーザとして、近年微小信号を高精度に測定する技術として研究・開発が進められている光ヘテロダイン計測用の光源の作製を目指し、半導体光増幅器を利得媒質として用いたリングレーザを作製し、直交2周波発振を得ることができた。また1300 nm帯の半導体光増幅器を用いたレーザでは、共振器内に配されたBabinet-Soleil補償板を用いてリターデーションを付与することにより、発生するビート周波数が調節できることを確認した。このレーザ光源は、現在多く用いられているHe-Neゼーマンレーザや通常のレーザと光周波数シフトとの組み合わせと比較すると、半導体光増幅器を用いていることから

- ・ 小型、軽量
- ・ 高効率、低消費電力
- ・ 種々の動作波長帯が選択可能
- ・ 集積化・高機能化が可能
- ・ 長寿命・高信頼性
- ・ 比較的安価

といった特長を有する光源として期待される。

今後の課題及び問題点としては、出力が小さいことがまず挙げられる。得られたレーザ発振は多モードであったため、結果として出力は各モードに分散した形となった。Fig. 3.2.6で観測されたビート信号は、例えばシングルモードファイバを介した出力とはいえ、nWオーダーと極めて小さかった。出力を大きくして光ヘテロダイン計測用の光源として応用するためにはレーザ発振をシングルモード化する必要がある。このためには小型化、集積化といった半導体光増幅器を用いるメリットを活かし共振器長を短くすることが有効である。エタロ

ン等のモードセレクトの導入も可能性がある。また損失を低減し利得を高めることもシングルモード化に寄与するだろう。

また光ヘテロダイン計測用の光源としての実用性を考えると、ビート周波数となる直交2周波の差周波数をもっと低い方が望ましい。単純にはこれは付与するリターデーションを小さくすればよいが、あまり小さくするとリングレーザではロックイン現象が起きてしまう。これを避けるためには同じリターデーションで生じる差周波数を下げられる、リング共振器の長共振器化が有効である。このことは先に挙げたシングルモード化への対策と相反するので実用面で妥協点を見出す必要がある。半導体光増幅器のメリットである小型化との共存にはリング共振器内で両回りの偏光が同一の部分に巻いてコンパクトにした偏波面保存ファイバ部を設け、その一方の軸に合わせて伝搬させるとよい。偏波面保存ファイバ中を直交モードで伝搬させるのは、ファイバが温度、振動等の外乱に対してその光路長が敏感であるため発生する2周波の周波数差もこれらの外乱で変化してしまうので適さない。

また端面反射率の高い820 nm帯の半導体光増幅器を用いたレーザでは、発生した直交2周波を干渉させてもビートが観測されなかったが、位相差を変えることによりレーザの発振出力が変化することが観測された。この現象に関して半導体光増幅器とリング共振器の複合共振器効果を考え、このモデルを作製し理論計算を行った。本実験でのパラメータの値を代入して計算したところ、得られた結果は出力変化の特性とよく一致し、このことから観測された現象は複合共振器効果によるものと判明した。したがって820 nm帯の半導体光増幅器を用いる場合でも端面反射率の低いものであれば1300 nm帯で得られたのと同様の直交2周波発振が得られ、これらよりビート信号も観測されるはずである。

このレーザではBabinet-Soleil補償板を用いてリターデーション（位相差）を付与した。このBabinet-Soleil補償板の代わりに、通常光計測に用いられるトランスデューサ（変換器）のうちTable 3.4.1に示すように被計測対象の信号により複屈折性を発現する素子を導入すると対応する物理量が計測できる新しい周波数検出型センサを作製することが可能となり、前章のような新しいタ

タイプのセンサとしての発展が期待される。なお、この場合には出力取り出し時の両回りのレーザ発振光の偏光は同一でよく、したがって共振器外に偏光子は不要で、また例えば Fig. 3.2.1 で示した光学系であれば出力結合鏡 HM は M1 の位置に配すればよい。

Table 3.4.1 複屈折性による光計測。

計測物理量	光学現象
電流, 磁場	磁気光学効果 (Voigt 効果, Cotton-Mouton 効果)
電圧, 電場	電気光学効果 (Pockels 効果, Kerr 効果)
圧力, 歪み, 音波	光弾性効果
温度	複屈折変化

第4章 出力一定FM半導体レーザ

4.1 序

半導体レーザは注入電流（駆動電流）を変化させることで、その発振波長（周波数）を容易に変化させることができる。通常の半導体レーザでは注入電流が増すと発振波長は長波長側にシフトする。注入電流が増加すると、キャリア密度の増加による活性層屈折率の低下と利得スペクトルピークの短波長化の効果と、活性層温度上昇による屈折率の増大と利得スペクトルピークの長波長化といった相反する効果が生じるが、後者の効果がより顕著でさらにレーザ発振時にはキャリア密度はほぼ一定に保たれるため、CW（連続）発振時や低周波数の変調時には注入電流の増加により発振波長は長波長側へとシフトする。通常の Fabry-Perot 型レーザにおける注入電流変化に伴う発振周波数の変化率は、モードホップの起こらない範囲内で 1 ～ 数 GHz 程度である。

半導体レーザのこういった周波数変調の容易性は、小型、軽量、長寿命、高信頼性、比較的安価、低消費電力、波長選択性等の数多くの利点と相まって、光計測の分野においても半導体レーザの利用を広く普及させることとなり、従来の光源の代替用途としてのみならず新たな計測法をも開拓するほどとなった。

光計測の分野における半導体レーザの適用例として、例えば、その広い周波数同調性を利用した変調分光法は回折格子分光器よりもはるかに高い分解能を得ることができ、変調周波数と同期検波したり、光ヘテロダイン検波した適用例が報告されている [25, 26]。また干渉計測においては、外部周波数変調器やピエゾトランスデューサ等を必要とせず簡便で安定な干渉計を構成できるため、この特徴を活かし、FMCW 干渉法 [27]-[30]、位相シフト干渉計 [31]、位相ロック干渉計 [32] など多くの研究が報告されている。

ところがこの半導体レーザの周波数変調には必然的に注入電流変化による出

力変動が付随してしまう、光計測用光源として利用する際には、この出力変動は測定誤差を引き起こしたりあるいは周波数変調域を制限したりする原因となる。

このような出力変動の影響をなくし測定誤差を除去する手段として、計測された信号出力を同様に強度変調を受けた参照信号出力で電氣的に除算することで規格化する方法 [29, 30] が提案されている。しかしながらこの方法は別途参照信号を用意する必要があるだけでなく電氣的な測算回路をも必要とし、さらに出力信号が非線形応答を示したりバイアスが重畳しているような場合には困難となり、一般に測定精度が低下する。

そこで本研究では、こういった問題点を解決するために、周波数変調時における注入電流変化に付随する出力変動を抑制したFM (Frequency-Modulated) 半導体レーザ光源を開発した [33, 34]。この光源は半導体レーザと同様に小型・軽量などの利点を有する半導体光増幅器を外部光強度制御素子として用いて、同一波長帯で発振する半導体レーザの周波数変調に伴う光強度変調を補償する、実用的なレーザ光源である。

本章でははじめに出力一定FM半導体レーザの原理と構成について述べ、続いてセンサへの応用例としてFMCW干渉計測と出力一定化半導体レーザ帰還干渉計への適用について述べる。そして半導体レーザ帰還干渉計への出力一定FM半導体レーザ導入の効果を理論計算により検討する。

4.2 動作原理

半導体レーザは駆動電流 I_{LD} が閾値電流以上に注入されることによって発振する。今、半導体レーザの発振閾値電流を I_{LD}^{th} とすると、発振時の出力 P_{LD} は

$$P_{LD} = \eta(I_{LD} - I_{LD}^{\text{th}}), \quad (4.2.1)$$

と表される。ここで η は半導体レーザの注入電流-光出力特性の微分効率である。この式から明らかに半導体レーザの注入電流変化によるFM変調を行うと発振出力 P_{LD} も変化し、結果として出力変動 (AM変調) も付随する。本研究では、このFM変調時の出力変動を後処理となる光電変換及び演算等を用いることなく補償する方法として、半導体光増幅器を外部光制御素子として用い、本質的に光出力変動を補償している。

本研究の出力一定FM半導体レーザの原理をFig. 4.2.1に示す。出力一定FM半導体レーザは、

1. 単一モード半導体レーザ
2. 外部光強度制御素子として働く半導体光増幅器
3. 適当なバンドパスフィルタ
4. 半導体光増幅器駆動装置へのフィードバック回路

から構成されている。所望の波長 (λ) の単一モード半導体レーザLDの出射光は半導体光増幅器LDAに結合され、増幅機能により光強度が制御される。このとき半導体光増幅器からの出射光には、半導体レーザの発振光成分 λ だけでなく半導体光増幅器からの自然放出光成分 $\Delta\lambda$ も含まれるので、このインコヒーレントで不要な成分を除去するために、この出射光はモノクロメータや干渉フィルタなどの適当なバンドパスフィルタBPFに通される。こうして半導体光増幅器によって出力制御された波長 λ のレーザ光がバンドパスフィルタからの出射されるが、このうちの一部をビームスプリッタBSにより取り出して光検出器PDで受光し、その出力光強度をモニタする。この光量信号は

アイソレーションアンプで参照信号出力 P_{REF} に相当する参照電圧 V_{REF} と比較され、その差動出力が出力変動の補償信号として半導体光増幅器駆動回路 (LDA Driver) にフィードバックされる。このようにして半導体光増幅器の増幅率を制御しPDでの受光量を一定に保つことで、光源である半導体レーザの周波数変動時において注入電流変化に付随する出力変動は抑制され、出力一定FM半導体レーザ光源 (FMLD) が得られる。

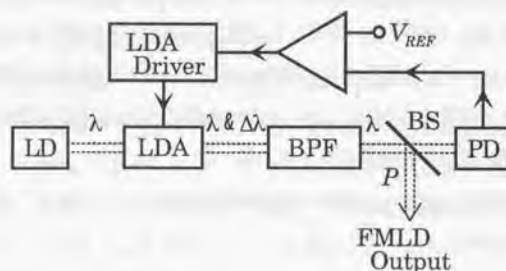


Fig. 4.2.1 出力一定FM半導体レーザの原理。

4.3 構成

本研究の出力一定FM半導体レーザの構成をFig. 4.3.1に示す。温度コントローラTCによって温度一定に保たれた半導体レーザLDからの出射光は、GRINロッドレンズLによってコリメートされ光アイソレータISOを透過し、もう一つのGRINロッドレンズLによって半導体光増幅器LDAに結合される。そして再びGRINロッドレンズLによってコリメートされ、不要な半導体光増幅器の自然放射成分を除去するためにモノクロメータへと導入される。モノクロメータからの出射光は、大部分が出力一定FM半導体レーザ光として取り出される（強度 P ）一方、一部（典型的には $\sim 2.5\%$ ）がビームスプリッタBSで取り出されPINフォトダイオードPDで光電検出される。この出力と参照信号出力 P_{REF} の差信号は増幅された後、半導体光増幅器駆動回路に帰還される。

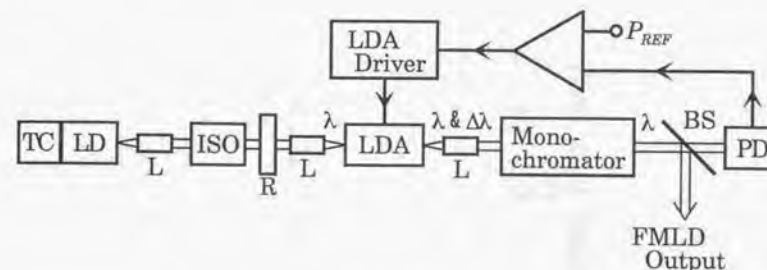


Fig. 4.3.1 出力一定FM半導体レーザの構成。

本研究において、単一モード半導体レーザには、中心波長 ~ 824 nm、閾値電流 28 mA (25°C) の(株)日立製作所製HL8318Eを用いた。Fig. 4.3.2に駆動電流 80 mA (25°C) のときの発光スペクトルを示す。また半導体レーザの出射偏光を半導体光増幅器内で最大利得であるTE偏光に一致させるために、アイソレータの後にARコートを施した半波長板Rが挿入してあり、これを適宜回転することでこの偏光を調整した。半導体光増幅器には両端面がフリーのチップキャリア型で波長 820 nm 帯のスーパーluminescentダイオード（浜松ホトニクス(株)製）を用いた。Fig. 4.3.3に駆動電流 90 mA のときの発光（利得）スペクトルを示す。中心波長 ~ 820 nm、スペクトル幅半値全幅 ~ 14 nm の利得スペクトルを有している。またバンドパスフィルタとして用いたモノクロメータはJOVIN-YVON製HR-320 ($f = 320$ mm, 1,200 本/mm)であり、分解能を 0.15 nm となるように設定した。

本構成では、アイソレータの受口径に対しコリメートされた半導体レーザ光のビーム径が大きいため、アイソレータ及び半波長板を合わせた実効的な透過率は 43 % と低かった。また結合効率まで含めた半導体光増幅器の実効透過率は 5 \sim 20 % であり、入射した半導体レーザ光は実質的には減衰する。これは半導体レーザ光の結合効率が低いためであり、光学系の改良、集積化等の結合の最適化により本来半導体光増幅器が有する増幅機能を活用することができる。

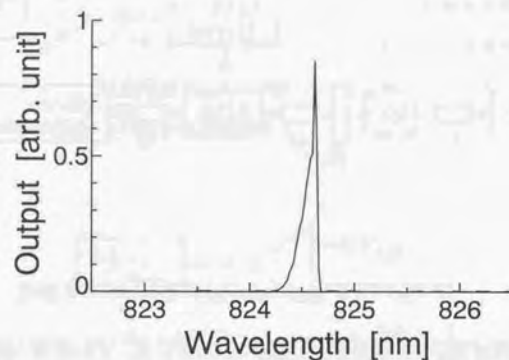


Fig. 4.3.2 半導体レーザ発光スペクトル.

と考えられる。結合効率が低いにもかかわらず半導体光増幅器と半導体レーザの出力比はモノクロメータ通過後で19~24 dBであり、バンドパスフィルタにより半導体光増幅器の自然放光は十分に除去されている。またこの自然放光成分がいくらか残存したとしてもコヒーレンスが低い（コヒーレンス長： $\sim 48 \mu\text{m}$ ）ために干渉計測に及ぼす影響は十分に小さいと考えられる。

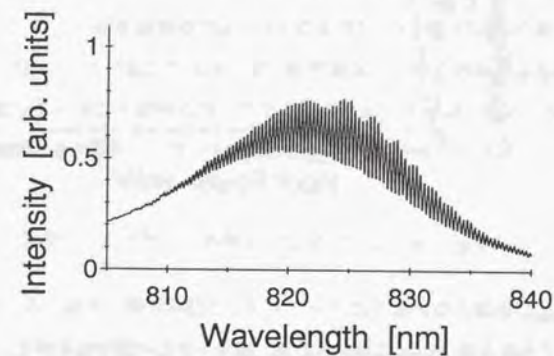


Fig. 4.3.3 半導体光増幅器発光スペクトル.

4.4 動作特性

半導体光増幅器の入力される半導体レーザの光量を変化させたときの出力一定FM半導体レーザのDC入出力特性をFig. 4.4.1に示す。出力の値は参照信号出力 P_{REF} と等価な光出力値で規格化してある。出力は設定した参照信号出

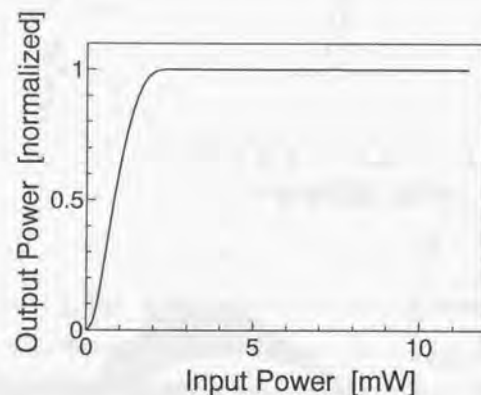


Fig. 4.4.1 出力一定FM半導体レーザの入出力特性。

力 P_{REF} を超えないようにフィードバック回路が働くため、入力 P_{REF} を超えても出力は P_{REF} に固定される。出力一定化の動作応答例として、半導体レーザ (20°C) にバイアス電流 40 mA に、振幅 1.5 mA で周波数 20 Hz–70 kHz にわたる正弦波変調電流を重畳した I_{LD} を印加した際に得られる出力一定FM半導体レーザの応答波形をFig. 4.4.2に示す。 P_{on} はフィードバックにより出力一定FM半導体レーザ動作としたときの応答出力で、典型的には 1.4 mW の出力が得られた。 P_{off} は半導体光増幅器駆動回路へのフィードバックを働かせなかった場合の応答出力である。また GND は光出力に対する零レベルを示している。 I_{LD} の変化に伴い半導体レーザからの出力は同様に变化するため、フィードバックを働かせなかった P_{off} の場合では光増幅機能により半導体光増幅器への入力となる半導体レーザ光の変調がそのまま増幅されることとなる

が、フィードバックを働かせた P_{on} の場合では半導体レーザ光の出力変化が抑制され一定の値となっていることがわかる。しかしながら PIN フォトダイオード PD とフィードバック回路の周波数特性が高周波領域で悪くなることに伴い、変調周波数が 10 kHz を超えたあたりから P_{on} の波形にも半導体レーザの出力変動による波形の歪みが現れ始めている。 P_{on} のときと P_{off} のときの変調度 (AC 成分 / DC 成分) の比を安定指数 M と定義し、この M の周波数特性をプロットしたものがFig. 4.4.3である。高周波領域ではFig. 4.4.2に見られたように安定指数が低下している。実際の光計測への応用の際には、信号処理の容易性、低価格等の要求から比較的低周波数領域で用いることが多く、実用上は十分な帯域といえるが、必要であれば前述した回路等の改良により周波数特性の向上ができると予想される。例えば本実験で用いた PIN フォトダイオード PD の周波数特性はFig. 4.4.4のように 10 kHz 付近から低下し始めており、Fig. 4.4.3 に示した出力一定FM半導体レーザの周波数応答特性に大きく影響していることが分かり、このことより高周波帯域でも応答する APD 等の光検出器を PD として用いればこの周波数応答特性を向上することが期待される。

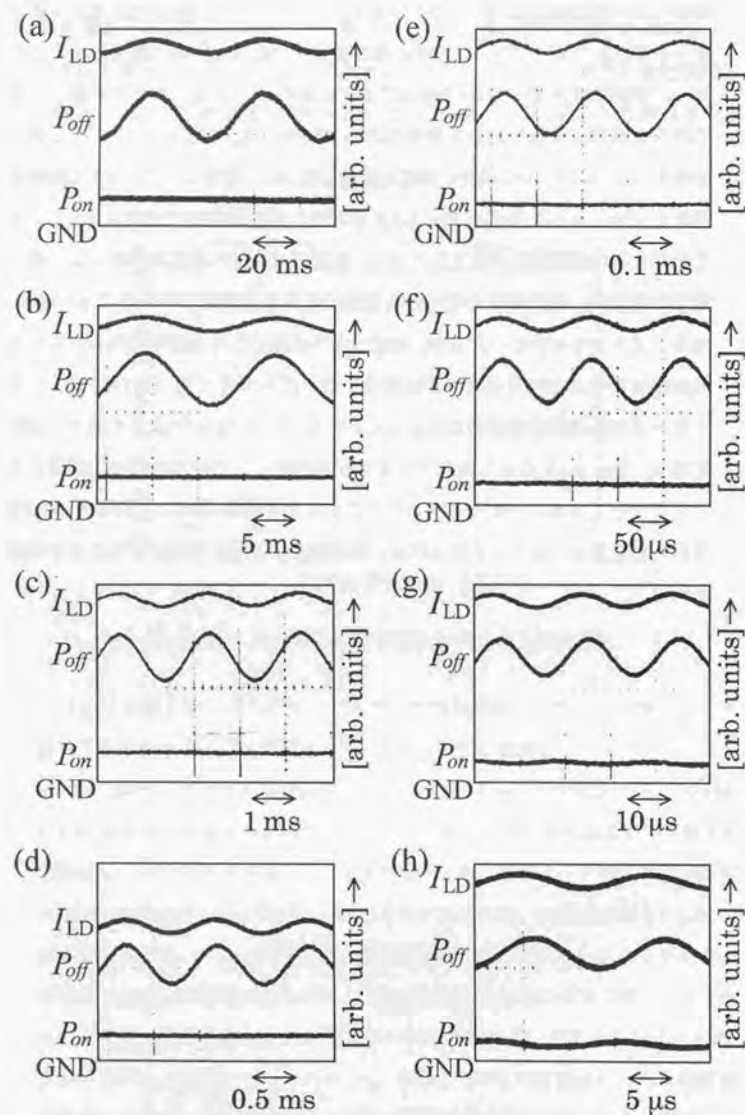


Fig. 4.4.2 出力一定FM半導体レーザの応答波形. (a) 20 Hz, (b) 70 Hz, (c) 500 Hz, (d) 1 kHz, (e) 5 kHz, (f) 10 kHz, (g) 50 kHz, (h) 70 kHz.

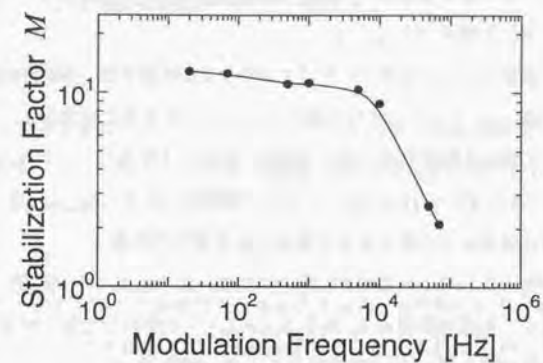


Fig. 4.4.3 出力一定FM半導体レーザの周波数応答特性.

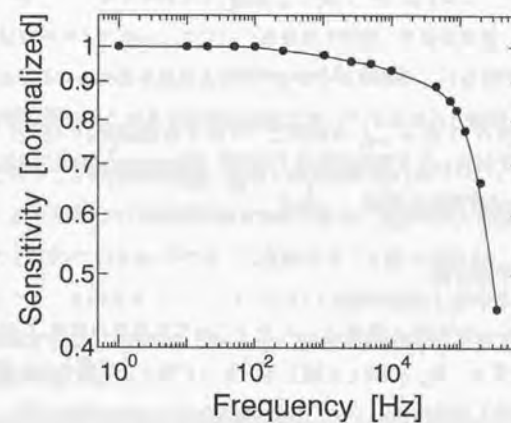


Fig. 4.4.4 出力一定FM半導体レーザに用いたPDの周波数応答特性.

4.5 センサへの応用

4.5.1 FMCW 干渉計測

出力一定FM半導体レーザ光を Michelson 干渉計に導入して FMCW 干渉計測に応用した例を示す [33]-[35].

同一波長による2光束干渉計による変位量の計測では、干渉計の出力に観測される縞（フリンジ）1本は光源波長の1/2の変位量に相当する。このことからこの干渉計を距離測定に用いる場合、波長と同程度のオーダーの距離測定には適しているが、これよりずっと大きい距離の（絶対）測定は困難であるため、通常ある位置からの微小変位の計測に多く用いられる。

一方従来行われている絶対距離の計測は、同一波長（単一光源）を用いるのではなく、光源の波長を λ_1 から $\lambda_2 (> \lambda_1)$ へと掃引した際に観測されるフリンジ本数の変化量 ΔN を計数することで、距離 D は

$$D = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2(\lambda_2 - \lambda_1)} \Delta N, \quad (4.5.1)$$

と計測される。この絶対距離測定の精度を向上するために、波長可変色素レーザを光源として用い、さらに多くの波長による測定を行った例 [63] も報告されているが、波長の掃引・選択や周波数の安定化は高価で大規模な装置を必要とし実用的ではない。半導体レーザはその注入電流を変化させることで発振波長（周波数）が変えられるので、注入電流の掃引によりこの波長の掃引が行える。このことを利用した干渉計測法を FMCW (Frequency Modulated Continuous Wave) 干渉計測法と呼ぶ。

FMCW 干渉計測

半導体レーザの注入電流 I_{LD} の変化に対する発振周波数 f の変化率を χ (< 0) とする。今、時間 t に関して、モードホップの起きない範囲で半導体レーザの注入電流を

$$I_{LD} = I_0 + at \quad (I_0, a: \text{定数}), \quad (4.5.2)$$

4.5. センサへの応用

と変調すると、半導体レーザの発振周波数 $f(t)$ は

$$f(t) = f_0 + a\chi t, \quad (4.5.3)$$

と変化し、このときの半導体レーザ光の振幅 $E(t)$ は

$$E(t) = A \exp i(2\pi f(t)t + \varphi), \quad (4.5.4)$$

と表すことができる。ここで f_0 は $I_{LD} = I_0$ のときの発振周波数、 φ は初期位相である。この半導体レーザ光を光路差 D の2光束干渉計に導入すると、2光束間には時間差

$$\Delta t = \frac{D}{c}, \quad (4.5.5)$$

が生じる。仮に干渉計で減衰はないものとする、2光束それぞれからの出射光 $E_1(t)$, $E_2(t)$ が干渉することで出力信号として検出される $P(t)$ は

$$\begin{aligned} P(t) &= |E_1(t) + E_2(t)|^2 \\ &= 2A^2 [1 + \cos(2\pi a\chi \Delta t)] \\ &= 2A^2 \left[1 + \cos\left(2\pi \frac{a\chi}{c} D\right) \right] \\ &= 2A^2 [1 + \cos(2\pi f_{FM})] \end{aligned} \quad (4.5.6)$$

となり、 $P(t)$ には光路差 D に比例した周波数 $f_{FM} \equiv \frac{a\chi}{c} D$ の交流成分が現れる。したがってこの周波数 f_{FM} 、あるいは出力に現れるフリンジ本数を計測することにより光路差 D を計測することができる。実際には、半導体レーザの注入電流は連続的に (4.5.3) 式のように変調することは不可能なので、Fig. 4.5.1 のようにランプ変調を行う。このように注入電流を変化し半導体レーザを周期的に周波数変調して測定する方法をレーダー技術と同じように FMCW 干渉計測と呼ぶ。

この FMCW 干渉計測法は前述の多波長を使う計測法に比べ、はるかに簡便で安価なシステムが構築できるが、半導体レーザの周波数変調には今まで述べてきたように出力変動も伴うため、このことが FMCW 干渉計測の測定精度を

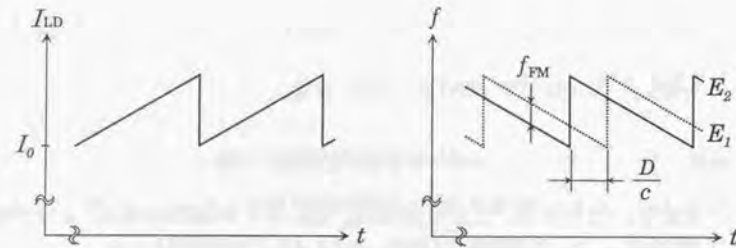


Fig. 4.5.1 FMCW 干渉計測の原理.

制限する. Fig. 4.5.2(a),(b) には Mach-Zehnder 干渉計に注入電流 I_{LD} をランブ変調した半導体レーザ光を導入したときに観測された出力波形 P と、2つの干渉計からの出力をスペクトラムアナライザで観測したパワースペクトルをそれぞれ示している [64]. 半導体レーザの出力変動のため, Fig. 4.5.2(a) の P に見られるフリンジを精度よく計数することは不可能であることがわかる. また Fig. 4.5.2(b) では, Fig. 4.5.2(a) の P に見られるフリンジが強度変調されているため, 単一ではなく様々な周波数成分を含んでいることがわかり, この場合では (4.5.6) 式における f_{FM} を計測することはできない.

この半導体レーザの周波数変調に付随する出力変動は必然的であるため, これによる測定誤差を防ぐために 4.1 序で述べたように割算回路を導入することが行われている [29, 30] が, 出力一定 FM 半導体レーザを用いるとこの強度変調が抑えられるので発生する誤差を除去することができる.

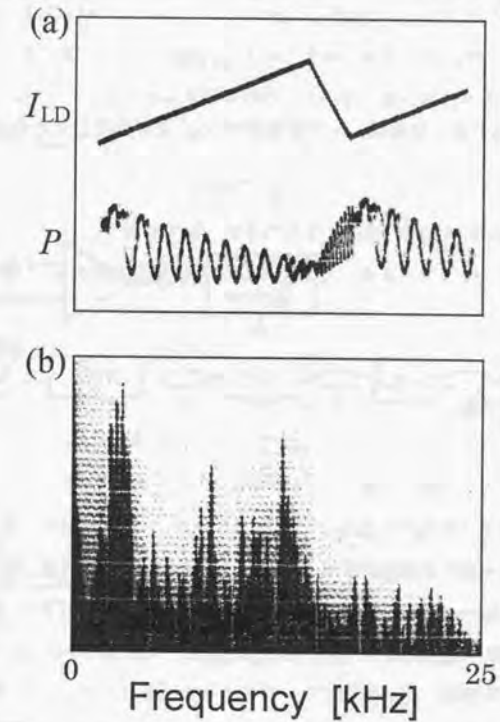


Fig. 4.5.2 FMCW 干渉計測における出力波形とパワースペクトル [64].

測定原理

光路長が非平衡、すなわち参照アーム長 l_r と計測アーム長 $l_s = l_r + D$ との光路差 D が零でない Michelson 干渉計に周波数変調された半導体レーザ光が導入された場合を考える (Fig. 4.5.3)。M はミラー、BS は先と同様にビームスプリッタを表しており、複数あるものについては番号を付した。干渉計出力位相 ϕ と半導体レーザの発振周波数 f との関係は干渉計中での光速を c で表すと

$$\phi = \frac{4\pi f D}{c}, \quad (4.5.7)$$

で与えられる。半導体レーザ周波数が Δf だけ変化したときの位相変化 $\Delta\phi$

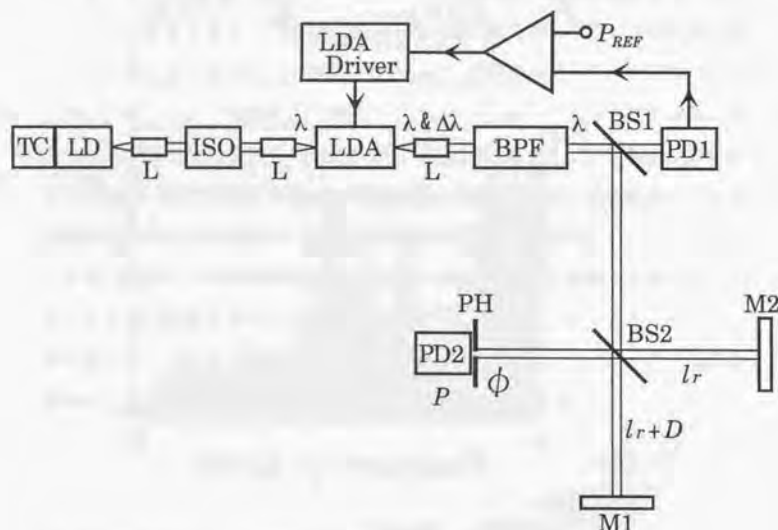


Fig. 4.5.3 FMCW 干渉計測定実験系。

を測定することにより、光路差 D は

$$D = \frac{c}{4\pi \Delta f} \Delta\phi, \quad (4.5.8)$$

あるいは位相変化によって干渉計出力に現れるフリンジの本数 ΔN から

$$D = \frac{c}{2\Delta f} \Delta N, \quad (4.5.9)$$

と求められ、したがって計測アーム長の絶対距離 $l_s = l_r + D$ が求められる。

FMCW 干渉計測では、同一波長による 2 光束干渉計と異なり、干渉計の出力に観測されるフリンジ 1 本は光源波長の 1/2 の変位量に相当するのではなく、測定等価波長 λ_{mes} :

$$\lambda_{mes} = \frac{c}{\Delta f}, \quad (4.5.10)$$

の 1/2 に相当するので、通常の同一波長による 2 光束干渉計測では測定困難な数 mm から数十 m の絶対距離を測定することができる。

絶対距離計測

Fig. 4.5.3 に示した実験系において FMCW 干渉計測による絶対距離計測の実験を行った。Michelson 干渉計の出力 P は、ピンホール PH と出力一定化に用いたものとは別の PIN フォトダイオード PD2 を用いて検出した。40 mA のバイアス電流に周波数 70 Hz、4.5 mA_{p-p} の三角波電流を重畳した電流 I_{LD} を半導体レーザに注入して三角波変調し、半導体光増幅器駆動回路へのフィードバックを働かせず出力一定化を行わなかった場合 (a) と、フィードバックを働かせて出力一定 FM 半導体レーザを用いた場合 (b) について、干渉計出力であるフリンジパターンをそれぞれオシロスコープで観測した。観測された波形を Fig. 4.5.4 に示す。通常の半導体レーザを用いる場合と同等の出力一定化を行わない場合 (Fig. 4.5.4(a)) では、半導体レーザの周波数変調に付随する出力変動により、フリンジ波形 P_{off} はその包絡線が I_{LD} 、すなわち半導体レーザの出力変動に相当するような強度変化を伴い、サブフリンジまでの計測に誤差が生じる。一方、出力一定 FM 半導体レーザを用いた場合 (Fig. 4.5.4(b)) では、フリンジ波形 P_{on} に見られるように I_{LD} の変化に付随する出力の変動は抑えら

れることでフリンジの本数をサブフリンジまで精度よく計測できることがわかる。本実験において、電流 I_{LD} の 4.5 mA_{p-p} の三角波変調は $\Delta f = 18.45 \text{ GHz}$ に相当しており、式(4.5.10)よりフリンジ1本は $\lambda_{mcs}/2 = 8.13 \text{ mm}$ の変位に当たるので、観測されたフリンジ本数2.3本から $D = 18.7 \text{ mm}$ と測定される。

Fig. 4.5.5 には、Fig. 4.5.4 で半導体レーザに加えた三角波変調だけが 1.5 mA_{p-p} と異なる場合に観測された波形を示す。通常の半導体レーザを用いる場合と同等の出力一定化を行わない場合このように観測されるフリンジの本数が少なくなると、出力変動がある場合 (Fig. 4.5.5(a)) では Fig. 4.5.4 のときに比べさらにサブフリンジまでの読み取りが困難となり、出力一定化 (Fig. 4.5.5(b)) の効果はより顕著に現れる。

FMCW 干渉計測による絶対距離計測では、半導体レーザの出力変動の影響を参照信号で除算することで除去し、数 m の距離を $< 10 \mu\text{m}$ の精度で測定した例 [30] が報告されているが、出力一定FM半導体レーザを用いるとこのような除算回路を用いることなく同様の絶対距離計測が簡便に実現できることがわかる。

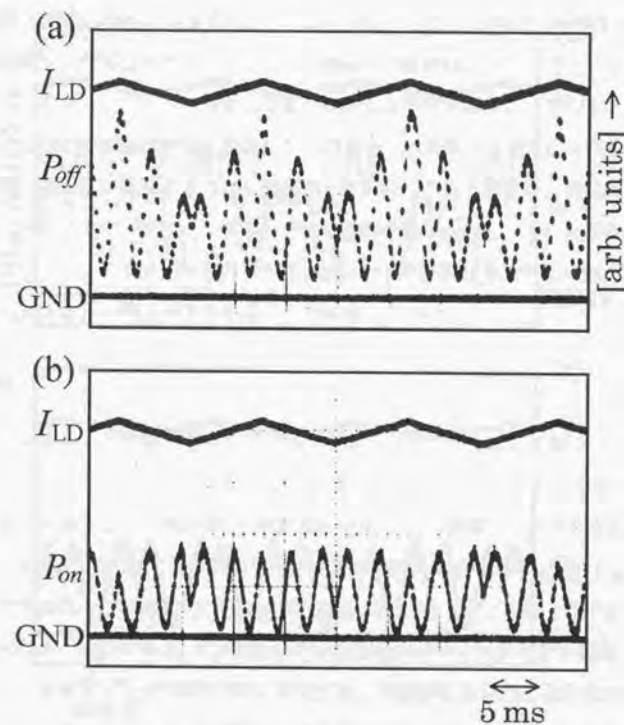


Fig. 4.5.4 FMCW 干渉計の出力波形-1. (a) 通常の半導体レーザの場合, (b) 出力一定FM半導体レーザの場合.

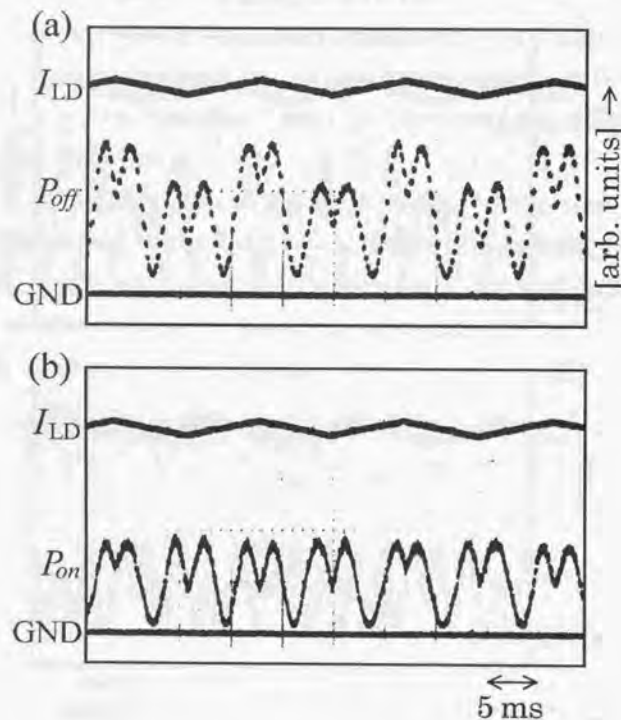


Fig. 4.5.5 FMCW 干渉計の出力波形-2. (a) 通常の半導体レーザの場合, (b) 出力一定FM半導体レーザの場合.

4.5.2 出力一定化半導体レーザ帰還干渉計

半導体レーザ帰還干渉計は、振動等による外乱が存在する場合に、半導体レーザの注入電流制御によりレーザ発振周波数を変化させることで位相情報の変動を抑制し、干渉計を安定化するものであり、また変位計測にも適用できる[32]。例えば Twyman-Green 干渉計によるフリンジパターンの観測の際、騒音・振動、あるいは温度揺らぎのある環境下ではその観測が困難であるが、半導体レーザ帰還干渉計を用いると干渉信号の位相はロックされ、フリンジパターンを観測することが可能となる。しかしながら半導体レーザの注入電流変化には出力の変動が伴うためフリンジパターンの強度（明るさ）は変動してしまい、縞解析に誤差が生じる可能性が生まれる。この半導体レーザ帰還干渉計に本研究の出力一定FM半導体レーザの機構を組み込むと、この強度変化が抑制され、また干渉計測時のダイナミックレンジ及び振動等の外乱に対する許容量（安定度）の向上が見られることがわかった[34]。

構成

半導体レーザ帰還干渉計では光路長が非平衡の Michelson 干渉計において、振動や温度変化等による光路差 D の変動分 ΔD によって生じる位相 ϕ の変化を、半導体レーザ周波数 f を変化させることで補償し、 ϕ を安定化する。Fig. 4.5.6 に出力一定化半導体レーザ帰還干渉計の構成を示す。先の Fig. 4.5.3 とやや異なり、Michelson 干渉計の出力は PIN フォトダイオード PD2 で受光された後、参照信号 P_0 と比較されその差動出力がフィードバック電流 I に変換され半導体レーザの駆動回路に帰還する。干渉計に生じた位相変化は半導体レーザへのフィードバック機構により補償されるので、このフィードバック電流 I が変化した位相や変位の情報を有することになる。また、Twyman-Green 干渉計によるフリンジパターンの観測の際には、Fig. 4.5.6 に示すように CCD カメラを用いる。

となる。(4.5.21)式と(4.5.23)式より D が ΔD だけ変動したとき、フィードバック電流 I の変動分 ΔI との関係は

$$\Delta D = \frac{c\eta T(1+m\cos\phi)^2 - 4\pi\chi DP_0 m \sin\phi}{4\pi f P_0 m \sin\phi} \Delta I, \quad (4.5.25)$$

となる。(4.5.25)式よりフィードバック電流を計測することで ΔD を計測することが可能であることがわかる。

ここで出力一定FM半導体レーザを導入し出力一定化半導体レーザ帰還干渉計とした場合では、 $\eta = 0$ と等価となり、 $f \simeq f_0$ であることを考慮すると結局(4.5.25)式は

$$\Delta D \simeq -\frac{\chi D}{f_0} \Delta I, \quad (4.5.26)$$

と線形関係となる。

変位計測

変位計測の実験として、Fig. 4.5.6に示した光路差 $D = 86$ mmの半導体レーザ帰還干渉計の計測アーム部のミラーM1をスピーカに取り付け、これを発振器で駆動することでアーム長に周波数100 Hz、振幅1.56 μm の正弦波状の変位 ΔD ($\Delta D [\mu\text{m}] = 1.56 \cdot \cos 2\pi \cdot 100t$) を与えて半導体レーザ帰還干渉計の出力波形を観測した。Fig. 4.5.7(a)-(c)は3つの場合について観測されたもので、 ΔD は実際にはスピーカに印加した電圧を変位量に換算したもの、また P は干渉計出力、 ΔI はフィードバック電流の波形を示している。Fig. 4.5.7(a)の出力 P は、半導体レーザへの帰還、出力一定化、ともにないとき、すなわち通常のMichelson干渉計の場合で、 ΔD による干渉計の出力位相の変化に伴って出力 P が激しく変化していることがわかる。Fig. 4.5.7(b)は半導体レーザへの帰還があり、出力一定化を行っていない通常の半導体レーザ帰還干渉計の場合である。Fig. 4.5.7(a)に示した変位 ΔD に比例してフィードバック電流 I が変化していることがわかる。またこのとき出力 P も同様に変化していることがわかる。Fig. 4.5.7(c)は出力一定化半導体レーザ帰還干渉計の場合である。Fig. 4.5.7(b)と比べると、同様に I は ΔD に比例して変化しているが、一方出力 P の強度変動も抑制されていることがわかる。Fig. 4.5.7(b)、Fig. 4.5.7(c)、ともに帰

還干渉計により位相は安定化され、 ΔI を測定することで ΔD を計測することができるとわかる。ただしこの条件ではFig. 4.5.7(b)とFig. 4.5.7(c)の場合、すなわち出力一定FM半導体レーザの導入の有無による、 ΔI 波形の差異は見られなかった。

次に、周波数は同じく100 Hzで、光路差が $D = 12$ mm、振幅が0.30 μm と先の場合より小さな光路差と変位 ΔD ($\Delta D [\mu\text{m}] = 0.30 \cdot \cos 2\pi \cdot 100t$) の場合について半導体レーザ帰還干渉計の出力波形を観測した。Fig. 4.5.8(a)-(c)は3つの場合について観測されたもので、それぞれ先と同様にFig. 4.5.8(a)は、半導体レーザへの帰還、出力一定化、ともにない通常のMichelson干渉計の場合、Fig. 4.5.8(b)は半導体レーザへの帰還があり、出力一定化を行っていない通常の半導体レーザ帰還干渉計の場合、Fig. 4.5.8(c)は出力一定化半導体レーザ帰還干渉計の場合の波形を示している。この条件のときもFig. 4.5.8(b)、Fig. 4.5.8(c)の場合でFig. 4.5.8(a)に示した変位 ΔD に比例してフィードバック電流 I が変化していることがわかるが、先ほどとは異なり、Fig. 4.5.8(c)の方がFig. 4.5.8(b)に比べて、 ΔI の大きさが小さいことがわかる。このことからFig. 4.5.8(c)の出力一定化半導体レーザ帰還干渉計の方が、ダイナミックレンジが広く、干渉計の変動に対して安定性が高いと予想されるが、その解析は次節に記す。

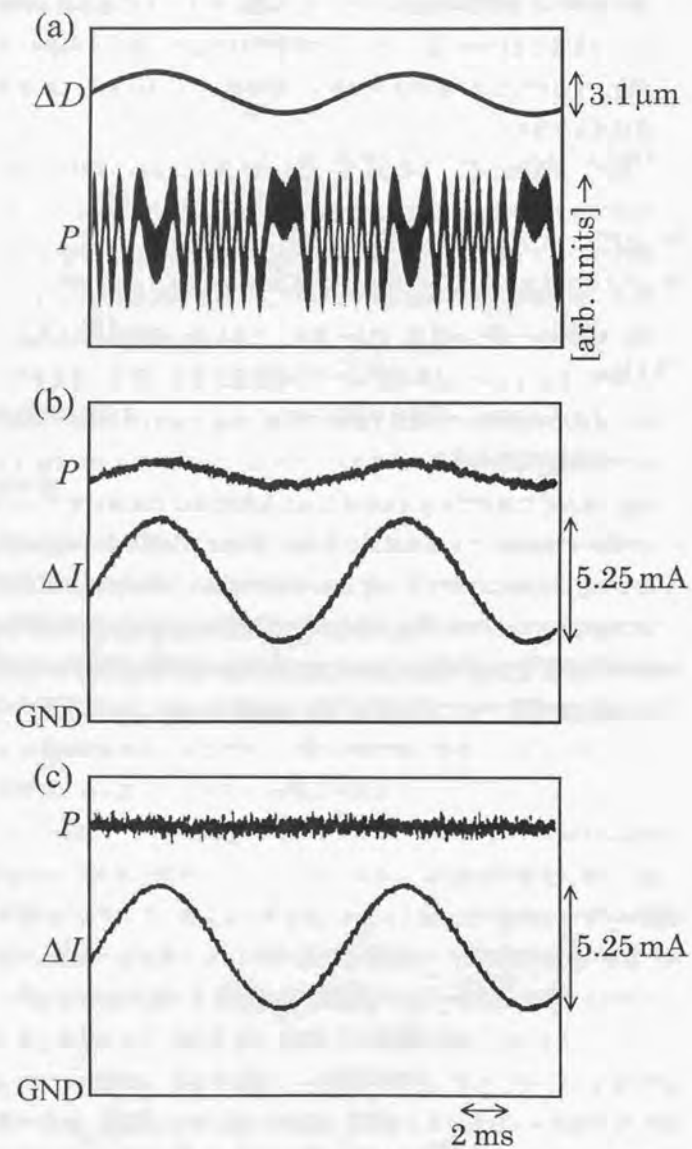


Fig. 4.5.7 出力一定化半導体レーザ帰還干渉計による変位計測-1.

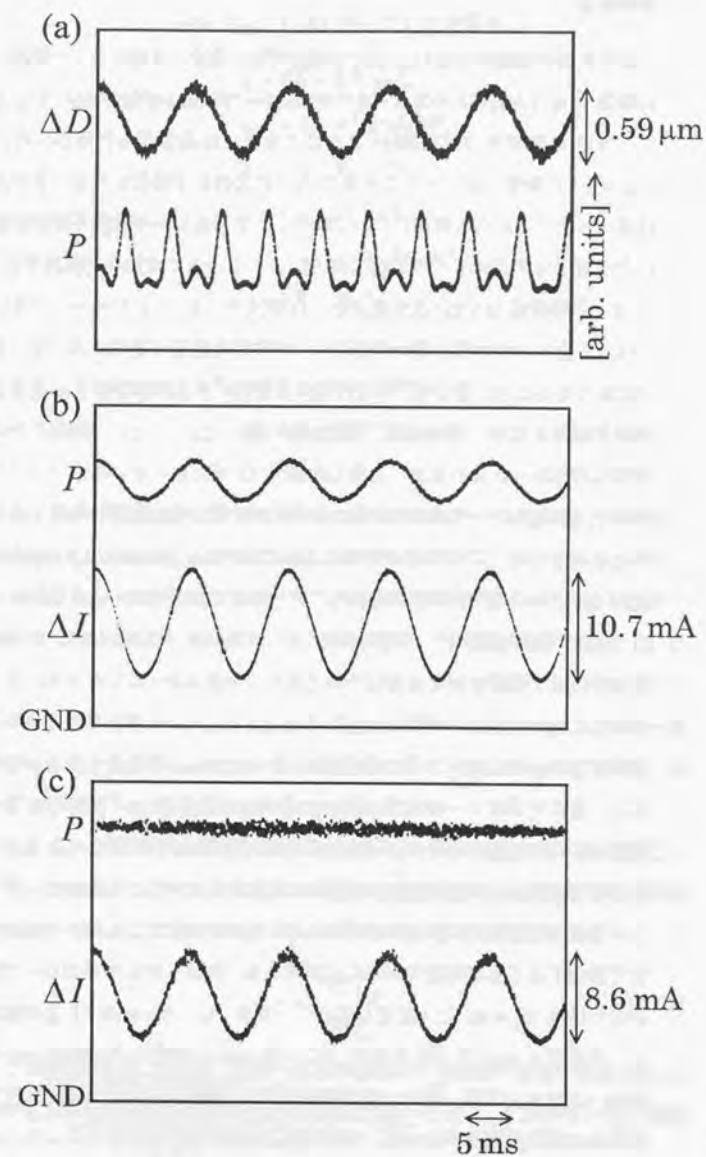


Fig. 4.5.8 出力一定化半導体レーザ帰還干渉計による変位計測-2.

動作解析

変位計測の実験のうち Fig. 4.5.7 の条件では、通常の半導体レーザー帰還干渉計の場合 (Fig. 4.5.7(b)) と出力一定化半導体レーザー帰還干渉計の場合 (Fig. 4.5.7(c)) で、 ΔD に対する I の変動分 ΔI の大きさに差異は見られなかった。一方 Fig. 4.5.8 の条件では、 ΔI はともに ΔD に比例して変化した、その大きさは異なった。これらの現象について解析し、半導体レーザー帰還干渉計に対して出力一定 FM 半導体レーザーの導入がどのような場合に有効かを検討する。 ΔD と ΔI の関係式 (4.5.25) 式を見ると、 D が大きくかつ A が十分に大きい場合には、右辺の分子の第2項が半導体レーザーの出力変動の効果を表す第1項に比べ大きくなるため、第2項、すなわち出力変動による影響を表す η を含まない項が支配的となり、その結果、変位計測の際に ΔD と ΔI の関係にその影響が見られなかったといえる。しかしながら D が大きくない場合ではこれとは異なり、半導体レーザーの出力変動の効果を表す第1項の影響が無視できなくなると考えられる。この影響を計算によって調べる。(4.5.15)-(4.5.19) 式は解析的には解けないので数値解析によりこれらの式の計算を行い、半導体レーザーの出力変動の影響を調べた。数値計算に用いた特性値 (Table 4.5.1) は光速 c を除き本実験で観測された典型的な値である。Fig. 4.5.9 に数値計算によって得られた $\Delta D/D$ と ΔI の関係を示す。Fig. 4.5.9(a) は D が比較的小さい 1 mm の場合、Fig. 4.5.9(b) は D が比較的大きい 100 mm の場合である。それぞれ出力一定化半導体レーザー帰還干渉計の場合に相当する $\eta = 0$ の場合と一定化を行っていない場合である $\eta = 5.0 \times 10^{-4}$ の場合について示してある。この結果よりゲイン A が有限である (十分には大きくない) にもかかわらず、どちらの場合でも直線状の比例関係が見られ、 ΔI の測定により ΔD を線型関係として計測することが可能であることがわかる。出力一定化半導体レーザー帰還干渉計の場合 ($\eta = 0$) と一定化していない場合 ($\eta = 5.0 \times 10^{-4}$) とを比較すると、先の Fig. 4.5.7 に示した条件 ($D = 86$ mm) に近い $D = 100$ mm の場合 (Fig. 4.5.9(b)) では、出力一定化半導体レーザー帰還干渉計と一定化していない場合との差異は見られないが、先の Fig. 4.5.8 に示した条件 ($D = 12$ mm) の

Table 4.5.1 数値計算に用いた特性値。

$c = 3.0 \times 10^8$ [m/s]
$A = 3.3 \times 10^5$ [mA/W]
$P_0 = 1.0 \times 10^{-4}$ [W]
$f_0 = 3.7 \times 10^{14}$ [Hz]
$\chi = -4.0 \times 10^9$ [Hz/mA]
$T = 1.0 \times 10^{-2}$
$m = 0.5$
$P_{LD0} = 1.0 \times 10^{-2}$ [W]
$\eta = 5.0 \times 10^{-4}$ [W/mA]

ように D が小さくなってくると出力一定化半導体レーザー帰還干渉計の場合と一定化していない場合との間の差異が顕著になってきて、Fig. 4.5.9(a) に示した $D = 1$ mm の場合では、出力一定化半導体レーザー帰還干渉計の方が直線の傾きが小さくなることからわかる。これは半導体レーザー帰還干渉計で安定化に要するフィードバック電流量がより小さく済むことを示しており、半導体レーザーにモードホップ現象があることを考慮すると、計測への応用の際、より広い範囲で安定化できること、すなわち、より大きな外乱に対しても安定であり、またダイナミックレンジがより広いことを示している。

次に ΔD が振動や温度揺らぎなどの外乱によって引き起こされた場合について、この ΔD に対する位相 ϕ の安定度を評価する。この評価に当たり安定度を表す指標として次式で定義されるパラメータ S を導入する。

$$S = \frac{\left[\frac{\Delta \phi}{\Delta D} \right]_{off}}{\left[\frac{\Delta \phi}{\Delta D} \right]_{on}} \quad (4.5.27)$$

ここで添え字 (*on*, *off*) は、出力一定化半導体レーザー帰還干渉計の場合 (*on*) と一定化を行っていない通常の干渉計の場合 (*off*) を示し、 S が大きい程干渉計

の安定度が高いことを表す。(4.5.15)-(4.5.19)式より上式の S は

$$S = 1 + \frac{AmT \sin \phi \left\{ \phi \eta - \frac{4\pi D}{c} (\eta f_0 - \chi P_{LD0}) \right\}}{1 - A\eta T(1 + m \cos \phi)}, \quad (4.5.28)$$

と計算され、フィードバックゲイン A が十分に大きい場合では、

$$S = 1 - \frac{m \sin \phi \left\{ \phi \eta - \frac{4\pi D}{c} (\eta f_0 - \chi P_{LD0}) \right\}}{\eta(1 + m \cos \phi)}, \quad (4.5.29)$$

となる。先の計算と同様に $D = 1 \text{ mm}$ と $D = 100 \text{ mm}$ の場合について、Table 4.5.1 に示した特性値を用い、干渉計測における $\pi/2$ 条件 ($\phi = \frac{\pi}{2} + 2k\pi$: k は整数) 下で S の η 依存性を計算した結果を Fig. 4.5.10 に示す。安定度 S は、出力一定化半導体レーザ帰還干渉計に相当する $\eta = 0$ の場合と比べて、 η が増加する、すなわち出力変動の割合が大きくなればなるほど低下していくことがわかる。また、 S は $D = 1 \text{ mm}$ のときの方が $D = 100 \text{ mm}$ のときと比べて小さいことがわかる。この計算結果より、出力一定FM半導体レーザを半導体レーザ帰還干渉計に組み込むことで、干渉計測における安定度を向上することができ、またその効果は D が小さいときの方がより大きく影響することがわかる。

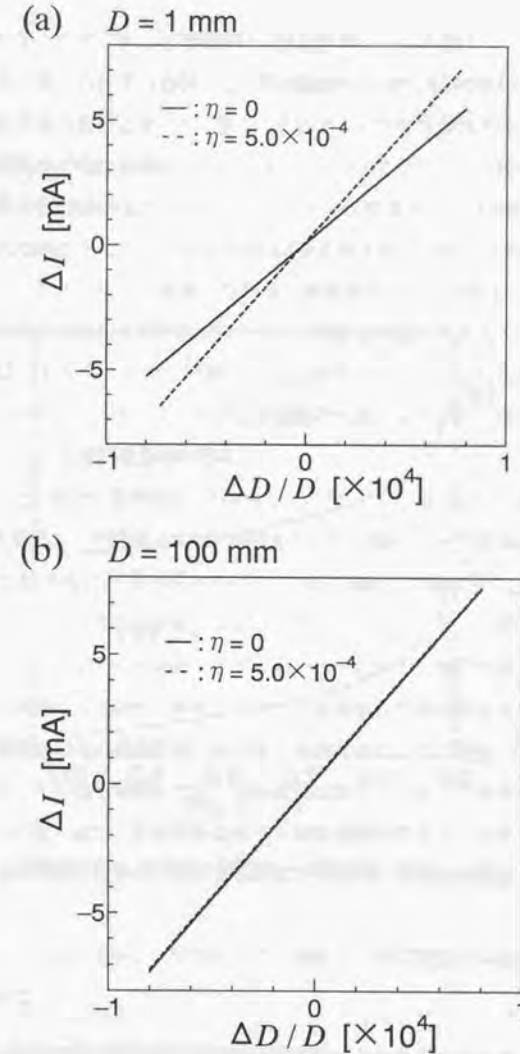


Fig. 4.5.9 $\Delta D/D$ と ΔI の関係 (計算)。

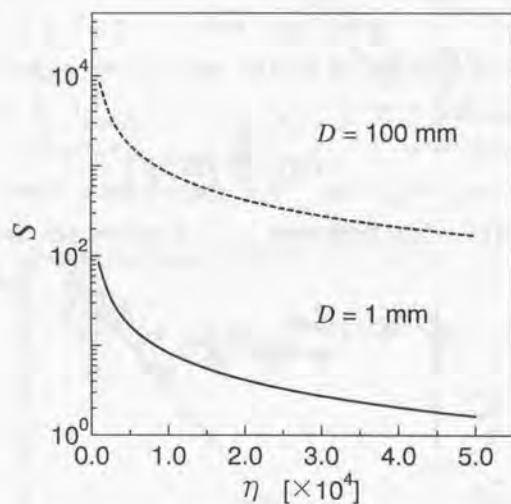


Fig. 4.5.10 半導体レーザ帰還干渉計における安定度.

4.6 まとめ

注入電流を変調することで容易に周波数変調できる半導体レーザは光計測の分野で多く用いられているが、この電流変調時には光出力の変動が付随してしまい測定誤差の要因となってしまう。そこでこの問題を解決するために、半導体光増幅器を光強度制御素子として用い、この望ましくない半導体レーザの電流変調時の出力変動を取り除いた出力一定FM半導体レーザ光源を開発した。この光源は除算器などの複雑な電気回路を必要とせず、また半導体光増幅器を用いているため、小型、軽量、長寿命、高信頼性、比較的安価、低消費電力、波長選択性等の数多くの利点も有する。本実験で作製した出力一定FM半導体レーザは、出力 $> 1 \text{ mW}$ 、帯域 $\sim 5 \text{ kHz}$ 程度であったが、光学系の最適化による結合効率の向上やフィードバック回路の改良により出力、帯域とも必要であれば十分に改善が見込まれる。

この出力一定FM半導体レーザのセンサ応用として、FMCW干渉計測と出力一定化半導体レーザ帰還干渉計の実験を行った。FMCW干渉計測による絶対距離測定では、特別な演算回路を用いることなく容易に等価波長 $\lambda_{\text{mes}} = 16.3 \text{ mm}$ のサブフリンジまでの高精度で測定ができることを示した。半導体レーザ帰還干渉計に出力一定FM半導体レーザを組み込んだ出力一定化半導体レーザ帰還干渉計の実験では、騒音・振動、あるいは温度揺らぎ等の擾乱下でも干渉縞の位相情報だけでなくその強度（明るさ）も保存されることから、縞解析が精度良く行え、さらに半導体レーザへの帰還電流量により変位計測ができることが確かめられた。また、数値計算により干渉計測時のダイナミックレンジの拡大と振動等の外乱に対する干渉計の安定度（許容量）の向上が期待できることがわかった。

出力一定FM半導体レーザはすべて半導体レーザに関連する技術を基盤としているので、

- (1) E-O変調器のような受動型変調器を用いるときとは異なり、半導体光増幅器の増幅特性のため得られる光出力は元の光より大きくすることができる

(2) 広帯域のFM動作が得られる

(3) 全システムを小型・集積化しモノリシックに作製することができる

などのいくつかの重要な利点を有しており、干渉計測だけでなく種々の分野での応用が期待される。

今後の展望として、半導体光増幅器の持つ小型、軽量等の特徴を活かすために、(3)で述べたように半導体素子として集積化すれば、結合効率も向上し十分な光増幅機能を有する実用的な光源が実現でき、従来出力変動の影響により半導体レーザの使用が制限されていた領域にも、その変調の容易性を活用できるようにすると期待される。

第5章 総括

半導体光増幅器は小型、軽量、低消費電力、集積化可能といった特徴を有するのでレーザ光源として、またセンサ等への応用を考慮する上で極めて魅力的なデバイスであり、今後の発展が大いに期待される。これらの特徴の活用を目指し、本研究では、半導体光増幅器を用いた新しい高機能レーザを作製し、その動作特性の解析とセンサへの応用を行った。以下に本研究の成果を要約する。

1. 鉛ガラス光ファイバリングレーザ

- (a) 半導体光増幅器を利得媒質とする新しい方式の光ファイバリングレーザを提案した。このファイバリングレーザはファイバ内を円偏光で伝搬する一方、半導体光増幅器中では高利得のTE偏光で伝搬する構成となっている。
- (b) リング共振器内の非相反効果を周波数領域で検出可能なリングレーザ型ファイバセンサへの応用を行った。電流センサへの応用では、ダイナミックレンジは ± 57.2 kAと広く、またスケールファクタは162 Hz/Aであった。
- (c) 共振器内にバイアス素子を導入することにより、簡単な構成でリングレーザ型センサで問題となるロックイン現象を抑制し、信号の極性検出を可能とした。
- (d) センサ応用の際には、センサ部となるファイバ中のみ円偏光で伝搬する構成となっているため、外部の磁場や電流に対する影響を受けない構成となっている。また用いた鉛ガラスファイバは光弾性係数が極めて小さいため、外部の振動や温度変化があってもその影響は小さく、耐環境性に優れた実用的なセンサが期待できる。

2. ビート可変直交2周波リングレーザ

- (a) 光ヘテロダイン計測に不可欠な直交2周波レーザ光源として適用可能な、半導体光増幅器を利得媒質とする新しい方式のリングレーザを作製した。これにより従来の直交2周波レーザ光源と比べ、小型・安価・高効率の光源の作製が可能となる。
- (b) リング共振器内に配した可変位相子により、発振する直交2周波の周波数差（ビート）が可変であることを確認した。
- (c) 直交2周波発振が得られなかった、端面反射率の高い半導体光増幅器を用いた場合に見られた出力変動を、リング共振器の複合共振器モデルで解析した。

3. 出力一定FM半導体レーザ

- (a) 半導体光増幅器を光強度制御素子として用い、半導体レーザの電流変調に付随する出力変動を抑制した実用的なFMレーザ光源を作製した。
- (b) FMCW 干渉計測への適用実験を行い、出力変動の抑制により、容易に等価波長 $\lambda_{\text{mes}} = 16.3 \text{ mm}$ のサブフリンジまでの高精度で絶対距離計測が可能であることを示した。
- (c) 半導体レーザ帰還干渉計への導入実験を行い、干渉計出力位相と光強度を同時に安定化することが可能であることがわかった。
- (d) 半導体レーザ帰還干渉計への導入の際、出力一定化のより有効な領域について、理論計算により検討し、導入しない場合と比べ外乱に対して干渉計の安定度が向上することがわかった。

本研究での半導体光増幅器の使用形態としては、

- ・レーザの利得媒質
- ・外部光強度制御素子

に大別され、特に前項のレーザの利得媒質としての研究では、通常、半導体光増幅器の欠点と考えられている、利得偏波依存性を活用した構成となっており、今後の半導体光増幅器の応用を考慮する上で一つの方向性を示していると言える。

付録A ソレノイドの閉光路不完全性

2.5.1 節の電流センサの実験では電流印加に用いたソレノイドには光電流センサで要求される完全等方閉光路としては不完全な部分があった。実験で用いたソレノイド部分を拡大した寸法図を Fig. A.1 に示す。2つのソレノイド S_1 , S_2

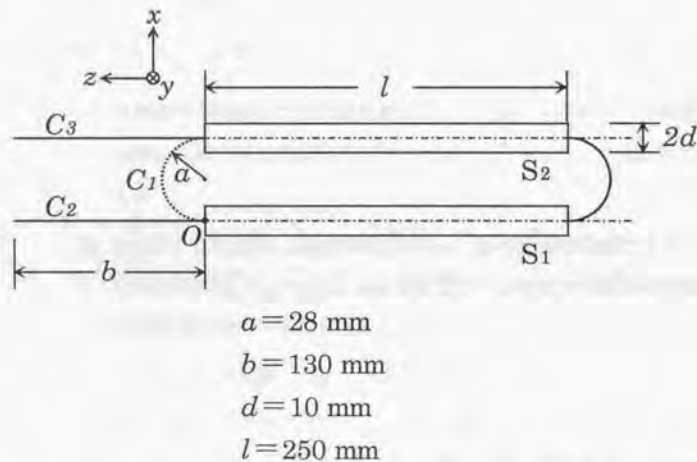


Fig. A.1 電流印加に用いたソレノイドと鉛ガラスファイバの配置。

は同じ寸法であり、長さ l 、半径 d である。鉛ガラスファイバはこれらのソレノイドを3回通っており、2つのソレノイド間は半径 a の半円弧状になっている。またリードとなる部分は長さ b の直線状になっている。このソレノイド部分に関してこの不完全性の影響の大きさを計算する。

長さ l 、半径 d 、単位長さあたりの巻数 n のソレノイドに電流 I が流れると

きに作られる外部磁場は同形で磁化の強さ $J_m = \mu_0 n I$ の棒磁石の作る磁場に等しい。これは端面に磁荷密度 $\mu_0 n I$ の磁荷が存在していることと同等であるので、このことを用いて Fig. A.1 に示すように座標系を取り、閉光路の不完全性の原因となっている3つの部分にソレノイドが及ぼす磁場 H を計算しこれらの部分の影響を線積分により計算する。2つのソレノイドは同じであるので1つのソレノイド S_1 について考え、 zx -平面内に置かれた湾曲部半径 a の半円形ファイバ部 C_1 での磁場の線積分 F_1 、ソレノイド S_1 の軸上の長さ l の部分 C_2 での磁場の線積分 F_2 、もう一方の（中心距離 $2a$ だけ隔てた）ソレノイド S_2 の軸上の長さ $l+b$ の部分 C_3 での磁場の線積分 F_3 についてそれぞれ計算する。

はじめに線積分 F_1 を計算する。半円形ファイバ上の点 P の座標を $(a(1 - \cos \xi), 0, a \sin \xi)$ 、考えている棒磁石端面上の点 Q の座標を $(r \cos \phi, r \sin \phi, 0)$ と表すと

$$\vec{r} = \vec{PQ} = (a(1 - \cos \xi) - r \cos \phi, -r \sin \phi, a \sin \xi)$$

$$|\vec{r}| = [r^2 + 2a(1 - \cos \xi)(a - r \cos \phi)]^{\frac{1}{2}}$$

となり、また C_1 上の線素 ds は $(a \sin \xi d\xi, 0, a \cos \xi d\xi)$ となるから求める線積分 F_1 は

$$\begin{aligned} F_1 &= \int_{C_1} \vec{H} \cdot d\vec{s} \\ &= \int_0^{2\pi} \int_0^d \int_0^\pi \frac{nI}{4\pi} \frac{r \sin \xi (a - r \cos \phi)}{[r^2 + 2a(1 - \cos \xi)(a - r \cos \phi)]^{\frac{3}{2}}} d\xi dr d\phi, \quad (\text{A.1}) \end{aligned}$$

となる。これを計算すると

$$F_1 = \frac{nI}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^d \left(1 - \frac{r}{\sqrt{4a^2 + r^2 - 4ar \cos \phi}} \right) dr d\phi, \quad (\text{A.2})$$

$$\begin{aligned} &= \frac{nI}{4\pi} \int_0^{2\pi} \left[2a + d - \sqrt{4a^2 + d^2 - 4ad \cos \phi} \right. \\ &\quad \left. - 2a \cos \phi \log \{ 2a(1 - \cos \phi) \} \right. \\ &\quad \left. - \log \left(d - 2a \cos \phi + \sqrt{4a^2 + d^2 - 4ad \cos \phi} \right) \right] d\phi, \quad (\text{A.3}) \end{aligned}$$

$$= \frac{nI}{2} \left[d + \frac{2a-d}{\pi} K \left(\frac{\sqrt{8ad}}{2a+d} \right) - \frac{2a+d}{\pi} E \left(\frac{\sqrt{8ad}}{2a+d} \right) \right]. \quad (\text{A.4})$$

と計算される。ここで $K(k)$ 第一種完全楕円積分, $E(k)$ は第二種完全楕円積分である。すなわち

$$K(k) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\zeta}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \zeta}}, \quad E(k) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1-k^2 \sin^2 \zeta} d\zeta. \quad (\text{A.5})$$

線積分 F_2 はソレノイド S_1 の軸上の積分であるので Biot-Savart の法則より簡単に計算でき

$$F_2 = \frac{nI}{2} \left(\sqrt{d^2 + (l+b)^2} - \sqrt{d^2 + l^2} - \sqrt{d^2 + d^2 + d} \right), \quad (\text{A.6})$$

となる。

次にもう一方のソレノイド S_2 の軸上の積分 F_3 を計算する。ソレノイド S_1 は微小幅の電流円環からなるものと考え、 S_2 軸 (C_3) 上の点 $(2a, 0, u)$ から見たときこれらの電流円環を見込む立体角を計算し、この立体角から計算できる磁位を S_1 全体にわたって計算し、これより S_2 軸方向の磁場成分を計算することで線積分 F_3 を求めると、

$$F_3 = \frac{nId^2}{4} \left(\frac{1}{2a} - \frac{1}{\sqrt{4a^2 + b^2}} - \frac{1}{\sqrt{4a^2 + l^2}} - \frac{1}{\sqrt{4a^2 + (l+b)^2}} \right), \quad (\text{A.7})$$

となる。本実験で用いたソレノイド部分は Fig. A.1 に示したように

$$\begin{aligned} l &= 2.5 \times 10^{-1} \text{ m} \\ d &= 1.0 \times 10^{-2} \text{ m} \\ a &= 2.8 \times 10^{-2} \text{ m} \\ b &= 1.3 \times 10^{-1} \text{ m} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

の形状になっている。各線積分を完全閉光路の場合の線積分 $F = 2nIl$ と比べ、その割合を $F'_i = F_i/F$ ($i = 1 \sim 3$) と表すと、上記の数値を代入することにより

$$F'_1 = 9.1 \times 10^{-3}$$

$$F'_2 = 9.5 \times 10^{-3} \quad (\text{A.9})$$

$$F'_3 = 1.4 \times 10^{-3}$$

と計算される。

以上はソレノイド S_1 についての計算である。したがって2つのソレノイドからの寄与を符号を含めて考慮することにより、不完全光路になっていることによる線積分の増減の割合 ΔF は

$$\begin{aligned} \Delta F &= -2F_1 + 2F_2 - 2F_3 \\ &= -2.0 \times 10^{-3} \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

以上の計算により不完全閉光路による線積分の変化分(減少分)は0.2%程度であると計算される。

付録B アルミニウムミラー反射時の異方性

Fig. 3.2.2 のビート可変直交2周波リングレーザにおいて、共振器を伝搬する光は、アルミニウム全反射ミラーM2のところではM1とは異なり水平面に対して45°、すなわちs偏光成分とp偏光成分が1:1の偏光面を持って反射している。ccw光、cw光とも同じ45°であり、さらに偏光子P1、P2も配されているのでレーザ発振特性には影響はないと考えられるが、入射角が90°ではないためs偏光とp偏光の間に反射率差と位相差が生じ、結果として楕円偏光となり共振器の損失を生むことになると考えられるので、その大きさについて詳細を調べる。

アルミニウムの複素屈折率 n は文献値 [65] から波長 $1.3 \mu\text{m}$ の値を外挿することで $n = 1.93 - 11.2i$ が得られ、これを金属面における反射の公式 [66] に代入することで入射角 θ_i の関数として計算するとFig. B.1 のようになる。 ρ_s, ρ_p はs偏光、p偏光、それぞれの反射率、 $\phi_s - \phi_p$ は反射の際にs偏光とp偏光の間に生じる位相差である。M2のところでは入射角 $\theta_i = 22.5^\circ$ で反射しているので、計算結果からわかるようにs偏光とp偏光の反射率の比はほぼ1で、また反射時の位相差はほぼ180°であり、結局アルミニウムミラーM2で入射角22.5°で反射しても、反射による異方性はほとんど生じず、レーザ発振にはほとんど影響しないことがわかる。

実際にアルミニウムミラーM2を用い、入射角22.5°の際に水平面に対して偏光面が45°の直線偏光を反射させ、生じるであろうこれと垂直の成分を検出することで偏光の楕円率を調べる実験を行ったが、当実験における検出限界未満であり、M2での反射においても直線偏光が保たれていることを確認した。

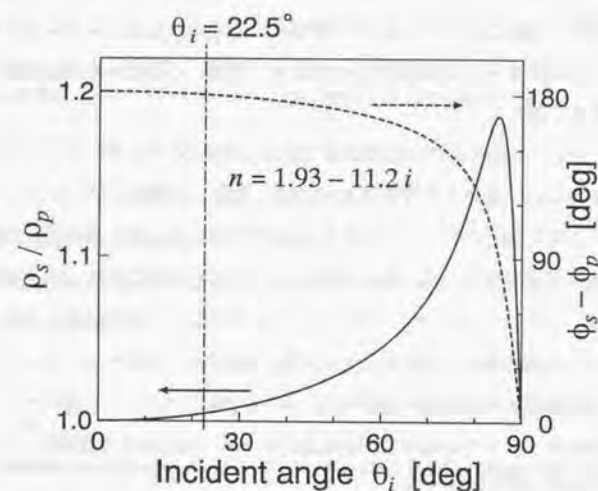


Fig. B.1 アルミニウムミラー反射時の反射率と位相差.

謝辞

本論文作成にあたり、東京大学の伊藤良一教授には懇切丁寧なご指導、ご教示を頂戴した。また本研究を遂行するにあたり、群馬大学の芳野俊彦教授には理論、実験とあらゆる面で長い間多岐にわたりご助言、ご指導を頂戴した。ここに紙面をもって両教授からの暖かきご指導、ご鞭撻に多大な感謝の意を表明させて頂く。

また、実験の遂行には職業能力開発大学校の小野寺理文講師、石井行弘教授をはじめ、群馬大学芳野俊彦研究室に在籍した横田正幸氏をはじめとする多くの学生諸氏のサポートを得ることができた。特に堀江和由氏、大出暢之氏には共同研究者としてご助力を頂いた。さらに実験に使用した半導体光増幅器（スーパーluminescentダイオード）をアンリツ株式会社の永井治男氏ならびに山田敦史氏、浜松ホトニクス株式会社の菅博文氏から、鉛ガラスファイバを東京電力株式会社の黒澤潔氏、HOYA株式会社の山下俊晴氏から、また石英系光ファイバを古河電工株式会社の中村一則氏からご提供頂いた。これらの人々すべてに感謝する。

参考文献

- [1] 山口一郎, 角田義人 共編,
“半導体レーザーと光計測,”
学会出版センター (1992).
- [2] 石尾秀樹 監修, 中川清司, 中沢正隆, 相田一夫, 萩本和男 共著,
“光増幅器とその応用,”
オーム社 (1992).
- [3] T. Saitoh, T. Mukai and O. Mikami,
“Theoretical Analysis and Fabrication of Antireflection Coatings on Laser-Diode Facets,”
J. Lightwave Technol., **LT-3**, pp. 288-293 (1985).
- [4] C. Vassalo,
“Polarisation-Independent Antireflection Coatings for Semiconductor Optical Amplifiers,”
Electron. Lett., **24**, pp. 61-62 (1988).
- [5] C. E. Zah, J. S. Osinski, C. Caneau, S. G. Menocal, L. A. Reith, J. Salzman, K. Shokoohi, and T. P. Lee,
“Fabrication and Performance of 1.5 μm GaInAsP Travelling-Wave Laser Amplifiers with Angled Facet,”
Electron. Lett., **23**, pp. 990-992 (1987).

- [6] I. Cha, M. Kitamura, H. Honmou, and I. Mito,
"1.5 μm Band Travelling-Wave Semiconductor Optical Amplifiers with
Window Facet Structure,"
Electron. Lett., **25**, pp. 1241-1242 (1989).
- [7] G. Grosskopf, R. Ludwig, R. G. Waarts, and H. G. Weber,
"Optical Amplifier Configurations with Low Polarisation Sensitivity,"
Electron. Lett., **23**, pp. 1387-1388 (1987).
- [8] N. A. Olsson,
"Polarisation-Independent Configuration Optical Amplifier,"
Electron. Lett., **24**, pp. 1075-1076 (1988).
- [9] D. P. Bour, K. J. Beernink, D. W. Treat, T. L. Paoli, and R. L. Thornton,
"Dual-polarization, single quantum-well AlGaInP laser diode structure,"
IEEE J. Quantum Electron., **30**, pp. 2738-2742 (1994).
- [10] A. Mathur and P. D. Dapkus, "1.55- μm dual-polarization lasers imple-
mented with compressive- and tensile-strained quantum-wells," *IEEE*
Photon. Technol. Lett., **7**, pp. 1243-1245 (1995).
- [11] K. Magari, M. Okamoto, H. Yasaka, K. Sato, Y. Noguchi and O. Mikami,
"Polarization Insensitive Travelling Wave Type Amplifier Using Strained
Multiple Quantum Well Structure,"
IEEE Photon. Technol. Lett., **2**, pp. 556-558 (1990).
- [12] M. Nakazawa, Y. Kimura, and K. Suzuki,
"Efficient Er^{3+} -Doped Optical Fiber Amplifier Pumped by a 1.48 μm
InGaAsP Laser diode,"
Appl. Phys. Lett., **54**, pp. 295-297 (1989).

- [13] 藤井義正 他 著,
"光ファイバセンサ技術資料集,"
第一インターナショナル (1983).
- [14] 田中俊一 編著,
"光波センシングの基礎と応用,"
オーム社 (1990).
- [15] Y. Takahashi and T. Yoshino,
"Fiber Ring Laser with Flint Glass Fiber and Its Sensor Applications,"
J. Lightwave Technol., to be published in March 1999.
- [16] M. J. Chawki, I. Valiente, R. Auffret, and V. Tholey,
"All Fibre, 1.5 μm Widely Tunable Single Frequency and Narrow
Linewidth Semiconductor Ring Laser with Fibre Fabry Perot Filter,"
Electron. Lett., **29**, pp. 2034-2035 (1993).
- [17] E. T. Peng, S. F. Ahmed, and C. B. Su,
"Frequency Stabilization of a Traveling-Wave Semiconductor Ring Laser
Using a Fiber Resonator as a Frequency Reference,"
IEEE Photon. Technol. Lett., **6**, pp. 334-337 (1994).
- [18] H. Porte, T. Frison, P. Mollier, and J. P. Goedgebuer,
"Electrooptic Tuning of a Fiber Ring Semiconductor Laser,"
IEEE Photon. Technol. Lett., **7**, pp. 700-702 (1995).
- [19] B. W. Lee, H. J. Jeong, and B. Y. Kim,
"Mode-Locked Fiber Laser Gyroscope Using an Anti-Reflection Coated
Laser Diode,"
Proc. SPIE, **2837**, pp. 287-294 (1996).

- [20] 応用物理学会 編,
“応用物理ハンドブック,”
丸善, (1990).
- [21] R. H. Morris, J. B. Ferguson, and J. S. Waniak,
“Frequency Stabilization of Internal Mirror He-Ne Lasers in a Transverse
Magnetic Field,”
Appl. Opt., **14**, p. 2808 (1975).
- [22] Y. Takahashi and T. Yoshino,
“Orthogonal linear polarization ring laser with SLD,”
11th Optical Fiber Sensors Conf., We4-2, pp. 356-359, Sapporo, May
(1996).
- [23] Y. Takahashi and T. Yoshino,
“Orthogonal Linear Polarization Tunable-Beat Ring Laser with Superlu-
minescent Diode,”
Appl. Opt., **36**, pp. 6770-6773 (1997).
- [24] Y. Takahashi, T. Yoshino, and K. Horie,
“Orthogonal-Polarization Diode Ring Laser and Its Gain Modulation,”
Opt. Rev., **4**, pp. 417-422 (1997).
- [25] K. Uehara,
“Signal recording and averaging in diode-laser spectroscopy,”
Opt. Lett., **12**, pp. 81-83 (1987).
- [26] W. Lenth,
“Optical heterodyne spectroscopy with frequency- and amplitude-
modulated semiconductor lasers,”
Opt. Lett., **8**, pp. 575-577 (1983).

- [27] H. Kikuta, K. Iwata and R. Nagata,
“Distance measurement by the wavelength shift of laser diode light,”
Appl. Opt., **25**, pp. 2976-2980 (1986).
- [28] T. Kubota, M. Nara and T. Yoshino,
“Interferometer for measuring displacement and distance,”
Opt. Lett., **12**, pp. 310-312 (1987).
- [29] K. Tatsuno and Y. Tsunoda,
“Diode laser direct modulation heterodyne interferometer,”
Appl. Opt., **26**, pp. 37-40 (1987).
- [30] 小林喬郎,
“半導体レーザーによる干渉測長技術,”
光学, **17**, pp. 279-284 (1988).
- [31] Y. Ishii, J. Chen and K. Murata,
“Digital phase-measuring interferometry with a tunable laser diode,”
Opt. Lett., **12**, pp. 233-235 (1987).
- [32] T. Yoshino, M. Nara, S. Mnatzakanian, B. S. Lee and T. C. Strand,
“Laser diode feedback interferometer for stabilization and displacement
measurement,”
Appl. Opt., **26**, pp. 892-897 (1987).
- [33] 高橋佳孝, 大出暢之, 芳野俊彦,
“出力一定FMレーザーダイオードとその干渉計測への応用,”
光学, **23**, pp. 122-126 (1994).
- [34] Y. Takahashi, T. Yoshino, and N. Ohde,
“Amplitude-Stabilized FM Laser Diode and Its Interferometric Sensing
Applications,”
Appl. Opt., **36**, pp. 5881-5887 (1997).

- [35] R. Onodera, Y. Ishii, N. Ohde, Y. Takahashi and T. Yoshino,
"Effect of Laser-Diode Power Change on Optical Heterodyne Interferometry,"
IEEE J. Lightwave Technol., **13**, pp. 675-681 (1995).
- [36] M. Kanoi, G. Takahashi, T. Sato, M. Higaki, E. Mori, and K. Okumura,
"Optical Voltage and Current Measuring System for Electric Power Systems,"
IEEE Trans. Power Delivery, **PWRD-1**, pp. 91-97 (1986).
- [37] T. Sato and I. Sone,
"Development of Bulk-Optic Current Sensor Using Glass Ring Type Faraday Cells,"
Opt. Rev., **4**, pp. 35-37 (1997).
- [38] T. Yoshino, M. Gojyuki, Y. Takahashi, and T. Shimoyama,
"Single glass block Faraday effect current sensor with homogeneous isotropic closed optical circuit," *Appl. Opt.*, **36**, pp. 5566-5573 (1997).
- [39] 高橋佳孝, 下山哲也, 芳野俊彦,
"ファラデー効果を用いた正確光電流センサ,"
第9回光波センシング技術研究会講演論文集, **LST 9-2**, pp. 7-14 (1992).
- [40] A. M. Smith,
"Polarization and Magneto-optic Properties of Single-Mode Optical Fiber,"
Appl. Opt., **17**, pp. 52-56 (1978).
- [41] S. C. Rashleigh and R. Ulrich,
"Magneto-optic current sensing with birefringent fibers,"
Appl. Phys. Lett., **34**, pp. 768-770 (1979).

- [42] A. Papp and H. Harms,
"Magneto-optical current transformer. 1: Principles,"
Appl. Opt., **19**, pp. 3729-3734 (1980).
- [43] K. Kurosawa, S. Yoshida, and K. Sakamoto,
"Polarization Properties of the Flint Glass Fiber,"
J. Lightwave Technol., **13**, pp. 1378-1384 (1995).
- [44] 黒澤潔, 吉田知, 坂本和夫, 増田勲, 山下俊晴,
"鉛ガラスから製造した光ファイバのファラデー効果を利用した電流センサ,"
電学論B, **116**, pp. 93-103 (1996).
- [45] K. Kurosawa,
"Optical Current Transducers Using Flint Glass Fiber as the Faraday Sensor,"
Opt. Rev., **4**, pp. 38-44 (1997).
- [46] A. Kung, P. -A. Nicati, and P. A. Robert,
"Reciprocal and Quasi-Reciprocal Brillouin Fiber-Optic Current Sensors,"
IEEE Photon. Technol. Lett., **8**, pp. 1680-1682 (1996).
- [47] T. Yamashita, A. Watabe, I. Masuda, K. Sakamoto, K. Kurosawa, and S. Yoshida,
"Extremely Small Stress-Optic Coefficient Glass Single Mode Fibers for Current Sensor,"
11th Optical Fiber Sensors Conf., **We2-4**, pp. 168-171, Sapporo, May (1996).

- [48] J. L. Cruz, M. V. Andres, and M. A. Hernandez,
"Faraday Effect in Standard Optical Fibers: Dispersion of the Effective Verdet Constant,"
Appl. Opt., **35**, pp. 922-927 (1996).
- [49] K. Böhm, K. Petermann, and E. Weidel,
"Sensitivity of a Fiber-Optic Gyroscope to Environmental Magnetic Fields,"
Opt. Lett., **7**, pp. 180-182 (1982).
- [50] A. L. Schawlow and C. H. Townes,
"Infrared and Optical Masers,"
Phys. Rev., **112**, pp. 1940-1949 (1958).
- [51] C. H. Henry,
"Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers,"
IEEE J. Quantum Electron., **QE-18**, pp. 259-264 (1982).
- [52] W. J. Tabor and F. S. Chen,
"Electromagnetic Propagation through Materials Possessing Both Faraday Rotation and Birefringence: Experiments with Ytterbium Orthoferrite,"
J. Appl. Phys., **40**, pp. 2760-2765 (1969).
- [53] P. A. Williams, A. H. Rose, G. W. Day, T. E. Milner, and M. N. Deeter,
"Temperature Dependence of the Verdet Constant in Several Diamagnetic Glasses,"
Appl. Opt., **30**, pp. 1176-1178 (1991).
- [54] R. Lang and K. Kobayashi,
"External Optical Feedback Effects on Semiconductor Injection Laser Properties,"
IEEE J. Quantum Electron., **QE-16**, pp. 347-355 (1980).

- [55] N. Ogasawara, R. Ito, T. Sasaki, and T. Osada,
"Self-Modulation of Light Output from Semiconductor Injection Lasers with Compound Cavities,"
Jpn. J. Appl. Phys., **21**, pp. 1465-1471 (1982).
- [56] N. Ogasawara, R. Ito, M. Kato, and Y. Takahashi,
"Mode Switching in Injection Lasers Induced by Temperature Variation and Optical Feedback,"
Jpn. J. Appl. Phys., **22**, pp. 1684-1690 (1983).
- [57] T. Okoshi, K. Kikuchi, and A. Nakayama,
"Novel Method for High Resolution Measurement of Laser Output Spectrum,"
Electron. Lett., **16**, pp. 630-631 (1980).
- [58] R. Kiyon, S. K. Kim, and B. Y. Kim, "Bidirectional Single-Mode Er-Doped Fiber-Ring Laser,"
IEEE Photon. Technol. Lett., **8**, pp. 1624-1627 (1996).
- [59] T. Yoshino, M. Kawata, and Bou Qimude,
"Fiber-Coupling-Operated Orthogonal Linear Polarization Nd:YAG Microchip Laser: Photothermal Beat-Frequency Stabilization and Interferometric Displacement Measurement Application,"
J. Lightwave Technol., **16**, pp. 453-458 (1998).
- [60] N. A. Olsson,
"Semiconductor Optical Amplifiers,"
Proc. IEEE, **80**, pp. 375-382 (1992).
- [61] F. Stern,
"Gain-Current Relation for GaAs Lasers with n-Type and Undoped Active Layers,"
IEEE J. Quantum Electron., **QE-9**, pp. 290-293 (1973).

- [62] B. W. Hakki and T. L. Paoli,
"CW degradation at 300 degrees K of GaAs double-heterostructure junction lasers. II. Electronic gain,"
J. Appl. Phys., **44**, pp. 4113-4119 (1973).
- [63] K. Ikezawa, K. Isozaki, E. Ogita, and T. Ueda,
"Measurement of Absolute Distance Employing Tunable CW Dye Laser,"
IEEE Trans. Instrum. Meas., **41**, pp. 36-39 (1992).
- [64] I. P. Giles, D. Uttam, B. Culshaw, and D. E. N. Davies,
"Coherent Optical-Fibre Sensors with Modulated Laser Sources,"
Electron. Lett., **19**, pp. 14-15 (1983).
- [65] American Institute of Physics,
"American Institute of Physics Handbook (3rd ed.),"
McGraw-Hill p. 6-125 (1972).
- [66] R. W. Wood,
"Physical Optics (3rd ed.),"
Dover Publications p. 552 (1967).

その他一般的な解説書

- [67] 伊藤良一, 中村道治 共編,
"半導体レーザ [基礎と応用],"
培風館 (1989).
- [68] 沼居貴陽 著,
"半導体レーザー工学の基礎,"
丸善 (1996).
- [69] 梶原敏明 著,
"半導体レーザの基礎,"
共立出版 (1998).
- [70] 左貝潤一, 杉村陽 共著,
"光エレクトロニクス,"
朝倉書店 (1993).
- [71] 電気学会 光波センシング用光源調査専門委員会 編,
"光波センシングとレーザ,"
コロナ社 (1997).
- [72] 佐藤勝昭 著,
"光と磁気,"
朝倉書店 (1988).

論文リスト

本論文に関係する研究論文・国際会議報告

第2章

1. Y. Takahashi and T. Yoshino,
"Fiber Ring Laser with Flint Glass Fiber and Its Sensor Applications,"
J. Lightwave Technol., to be published in March 1999.

第3章

2. Y. Takahashi and T. Yoshino,
"Orthogonal Linear Polarization Tunable-Beat Ring Laser with Superluminescent Diode,"
Appl. Opt., **36** (27), pp. 6770-6773 (1997).
3. Y. Takahashi, T. Yoshino, and K. Horie,
"Orthogonal-Polarization Diode Ring Laser and Its Gain Modulation,"
Opt. Rev., **4** (3), pp. 417-422 (1997).
4. Y. Takahashi and T. Yoshino,
"Orthogonal Linear Polarization Ring Laser with SLD,"
11th Optical Fiber Sensors Conf., We4-2, pp. 356-359, Sapporo, May (1996).

5. H. Horie, Y. Takahashi, T. Yoshino, and H. Kan,
"Active Light Sources Using Superluminescent Diodes Incorporated with External Mirrors,"
7th Intl. Conf. on Optical Fiber Sensors, PDS 3.1-3.4, Sydney, Dec. (1990).

第4章

6. Y. Takahashi, T. Yoshino, and N. Ohde,
"Amplitude-Stabilized FM Laser Diode and Its Interferometric Sensing Applications,"
Appl. Opt., **36** (24), pp. 5881-5887 (1997).
7. R. Onodera, Y. Ishii, N. Ohde, Y. Takahashi and T. Yoshino,
"Effect of Laser-Diode Power Change on Optical Heterodyne Interferometry,"
J. Lightwave Technol., **13** (4), pp. 675-681 (1995).
8. 高橋佳孝, 大出暢之, 芳野俊彦,
"出力一定 FM レーザーダイオードとその干渉計測への応用,"
光学, **23** (2), pp. 122-126 (1994).
9. R. Onodera, Y. Ishii, N. Ohde, Y. Takahashi and T. Yoshino,
"Effect of Laser-Diode Power Change on the Phase of Optical-Heterodyne Interferometry,"
Frontiers in Information Optics, Proc. ICO, 6B-14, Kyoto, April (1994).

その他の研究論文・国際会議報告等

1. 高橋佳孝, 芳野俊彦,
“半導体光増幅器のセンサ応用 (招待講演),”
第 21 回光波センシング技術研究会講演論文集, LST 21-18, pp. 121-128,
東京, 5 月 (1998).
2. T. Yoshino, M. Gojyuki, Y. Takahashi, and T. Shimoyama,
“Single glass block Faraday effect current sensor with homogeneous isotropic
closed optical circuit,”
Appl. Opt., **36** (22), pp. 5566-5573 (1997).
3. T. Yoshino, Y. Takahashi and M. Gojyuki,
“Imperfection Errors in Glass Block Faraday Effect Current Sensor,”
Opt. Rev., **4** (1A), pp. 108-110 (1997).
4. “Three-Dimensional Distribution Measurement of Electric Fields using
Stark Effect in NaK,”
Y. Takahashi, T. Yoshino and K. Kawasaki,
Jpn. J. Appl. Phys., **35-1** (4A), pp. 2334-2338 (1996).
5. T. Yoshino, K. Inoue, Y. Kobayashi and Y. Takahashi,
“Spring Coil Fiber Microbend Sensor with Well-Defined Characteristics,”
11th Optical Fiber Sensors Conf., We3-23, pp. 264-267, Sapporo, May
(1996).
6. T. Yoshino, M. Gojyuki and Y. Takahashi,
“High Isolation Bulk Effect Current Sensor,”
11th Optical Fiber Sensors Conf., We3-30, pp. 292-295, Sapporo, May
(1996).

7. T. Yoshino, M. Kawata, M. Hayashi, and Y. Takahashi,
“Frequency Stabilized Nd:YAG Microchip Heterodyne Laser,”
Conf. on Lasers and Electro-Optics, PD2.10, Chiba, July (1995).
8. T. Yoshino, Bou Qimude and Y. Takahashi,
“Fiber-Remote Laser-Diode-Pumped Microchip Nd:YAG Laser and Its
Heterodyne Sensing Applications,”
Proc. SPIE, **2360**, pp. 400-403 (1994).
9. T. Yoshino, Y. Takahashi, M. Gojyuki and T. Shimoyama,
“Polygonal Faraday Effect Current Sensor with Polarization-Preserving
Dielectric Mirrors Having Dielectric-Coated Reflection Surfaces,”
Proc. SPIE, **2292**, pp. 34-41 (1994).
10. T. Yoshino, Y. Takahashi, H. Tamura and N. Ohde,
“Some Special Fibers for Distributed Sensing of uv Light, Electric Field
and Strain,”
Proc. SPIE, **2071**, pp. 242-254 (1993).
11. T. Yoshino, Y. Takahashi and T. Shimoyama,
“Accurate Faraday Effect Current Sensor,”
in *Advance in Optical Fiber Sensors*, SPIE Optical Engineering Press,
pp. 208-217 (1992).
12. 高橋佳孝, 下山哲也, 芳野俊彦,
“ファラデー効果を用いた正確光電流センサ,”
第 9 回光波センシング技術研究会講演論文集, LST 9-2, pp. 7-14, 千葉,
5 月 (1992).
13. 横田正幸, 高橋佳孝, 芳野俊彦, 黒沢潔, 渡辺渡, 牧正一,
“シュタルク効果を用いた 3 次元電界分布計測の基礎研究,”
第 7 回光波センシング技術研究会講演論文集, LST 7-19, pp. 129-134, 千
葉, 5 月 (1991).

14. 高橋佳孝 (分担執筆),
“新発光材料専門委員会調査報告 II (3-4-2 屈折率、吸収),”
日本電子工業振興協会, pp. 211-219 (1989).
15. S. Umegaki, Y. Takahashi, A. Manabe and S. Tanaka,
“Optical Second-Harmonic Generation in an Organic Crystal-Core Fiber,”
Extended Abstracts, “Nonlinear Optical Materials,” Material Research
Society, pp. 97-99, Pittsburgh, Aug. (1985).
16. N. Ogasawara, R. Ito, M. Kato and Y. Takahashi,
“Mode Switching in Injection Lasers Induced by Temperature Variation
and Optical Feedback,”
Jpn. J. Appl. Phys., **22** (11), pp. 1684-1690 (1983).

以上

