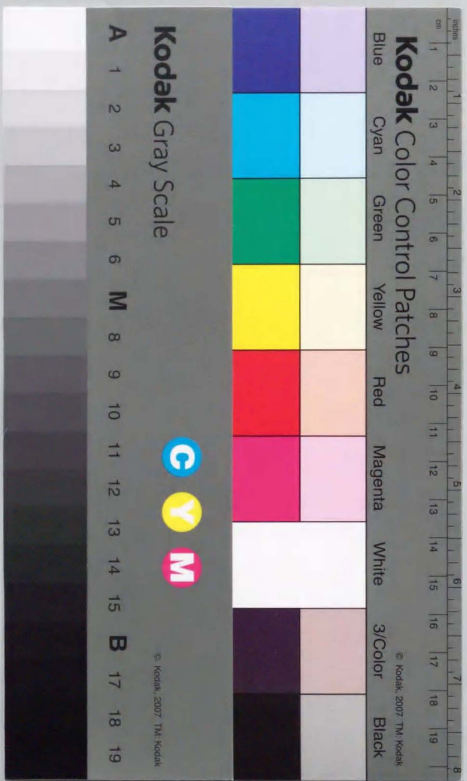


マイクロオプトメカトロニクス技術による
光共振器長制御法の研究

片桐祥雅



マイクロオプトメカトロニクス技術による
光共振器長制御法の研究

片桐 祥雅

第1章 序論	1
1.1節 光共振器長制御の意義	1
1.1.1 光共振器の作用	1
1.1.2 光共振器長制御の意義	3
1.1.3 光共振器長制御の課題	6
1.2節 本研究の目的と方法	11
1.3節 本研究の概要と構成	14
第2章 マイクロメカニカルミラーによる レーザ共振器長制御法	17
2.1節 可変外部共振器レーザ構成法	17
2.2.1 基本構成	17
2.2.2 高精度半導体レーザ端面反射防止コート形成法	18
2.2節 近接外部共振器型モード同期半導体レーザ	29
2.2.1 基本構成	29
2.2.2 繰返し周波数の理論的検討	30
2.2.3 結合効率	32
2.3節 マイクロメカニカルモード同期レーザ	33
2.3.1 素子構造	33
2.3.2 マイクロミラーの制御特性	36
2.4節 受動モード同期パルスの発生とその制御	41
2.4.1 モード同期パルスの性質	41
2.4.2 繰返し周波数制御性	42
2.5節 マイクロミラーによる安定化パルスの制御	45
2.5.1 位同期ループによるパルスのタイミング安定化	45
2.5.2 PLLの課題	53
2.5.3 可動ミラー方式によるPLL同期範囲拡大	53
2.5.4 高調波モード同期への適用	56
2.6節 半導体レーザの光スイッチングに基づくデータ検出機構	59
2.7節 変調サイドバンドを用いた超高速パルス信号の位相雑音検出	66
2.8節 まとめ	86
第3章 広帯域7GHzによる共振器長の負帰還制御法	90
3.1節 複合共振器レーザ	90
3.1.1 干渉変動機構	90
3.1.2 干渉変動波形の非対称性の説明	95
3.2節 外部ミラーによる複合共振器レーザの負帰還制御安定化	97
3.2.1 原理	97
3.2.2 実験検証	100
3.3節 高感度微小変位センサとその応用	102

3.3.1	従来の光学式変位検出法とその課題	102
3.3.2	高感度微小変位センサの提案	103
3.3.3	変位検出感度	103
3.3.4	スタンダアロン走査プローブ顕微鏡	105
3.4	微小力検出	108
3.4.1	原理	108
3.4.2	校正と検証	109
3.4.3	磁気ディスク装置における摩擦測定	111
3.5	まとめ	113
第4章	スライド法による共振器長の高速掃引法	114
4.1	ディスク型可変光フィルタ	114
4.1.1	ディスク型可変光フィルタの原理	114
4.1.2	フィルタの設計論	116
4.1.3	実験による特性評価	122
4.2	同期掃引法のシステム設計	125
4.2.1	高速掃引の原理	125
4.2.2	シンクロスキャンシステム	127
4.2.3	回転ジッタ評価	129
4.3	同期掃引動作の検証	130
4.3.1	透過光強度の時間波形解析	130
4.3.2	高回転速度試験	131
4.3.3	温度試験	132
4.4	光スペクトル解析	134
4.4.1	広帯域レーザ波長弁別機能の検証	134
4.4.2	高密度配置レーザ光の識別	135
4.5	レーザ光周波数の精密検出と応用	136
4.5.1	原理	136
4.5.2	誤差信号の特徴	138
4.5.3	最大分解能	139
4.5.4	検出安定性	141
4.5.5	レーザ光周波数ロッキング	142
4.6	光計測および通信システムへの適用性	144
4.7	まとめ	145
第5章	結論	147

第1章 序論

1.1 節 光共振器長制御の意義と課題

1.1.1 光共振器の作用

共振作用とは入力に対し出力が増強される作用で、力学、音響学、電磁気学のみならず量子力学に至る多くの物理系で普遍的な概念である。光共振器は光波においてこのような作用を実現するための具体的な手段である。その典型は高い平行度で配置された2枚の平行ミラーにより構成される空間を光が往復する Fabry-Perot 共振器である。

この光共振器は簡易な構成ながら光学において多くの重要な役割を今日まで果たしてきた。これらの成果の中で光学にとって最も意義深いものは、発明当時目的とされていた受動的な分光器というよりはむしろレーザ共振器といえよう。1960年に Mainman により Fabry-Perot 共振器中にルビー結晶を配置しレーザ発振に成功して以来、人類は初めてコヒーレント光を手中にした。その後固体のみならず気体、液体さらには半導体に至るあらゆる形態の光増幅媒質でレーザ発振が実現されている。このようなレーザ光は量子電磁気学等の学問分野での貢献にとどまらず多くの産業に寄与してきた。中でも小型コヒーレント光源としての半導体レーザは光記憶や光通信への光波の適用を可能とし、今日の高度情報化社会を支える重要な要素技術の一つとなっている。

光共振器の作用の根元は、共振器の固有モードによる波長選択性にある。共振器モードとは、有限空間中に閉じ込められた波動に課せられた境界条件から帰結される不連続な固有状態のことで、光波に限らず一般の波動に対して成り立つ共通概念である。最も単純な長さ L で屈折率 n の一様な媒質から成る1次元の Fabry-Perot 共振器を例にとり波長選択性を考えてみる。この共振器モードは多重反射の位相整合条件[1]から

$$v_m = \frac{c}{2nL} m \quad (1.1)$$

と書ける (c :真空中の光速, m : 正整数). またモード間隔 Δv はただちに

$$\Delta v = v_{m+1} - v_m = \frac{c}{2nL} \quad (1.2)$$

と求められる. この共振器の透過率 $T (= E_T^2/E_I^2)$ は図 1.1 に示すように共振器モードで最大 ($T=1$) となり, 入射光から共振器モードに一致した光周波数を持つ光波の選択性が示されている. なお, 反射は透過の逆特性 ($R=1-T$) である. このような共振器の波長選択作用は, 一般の波動論と同様に, 共鳴モードの存在として考えることができる.

このような共振器の波長選択作用と光の増幅媒体を組み合わせたのがレーザー発振器である. 共振器モードは複数存在するので, 発振可能なモード数は増幅媒体の利得帯域に依存する. 目的とするレーザー光が単一モードかまたは多モードかを選択するために, 共振器の設計は重要である.

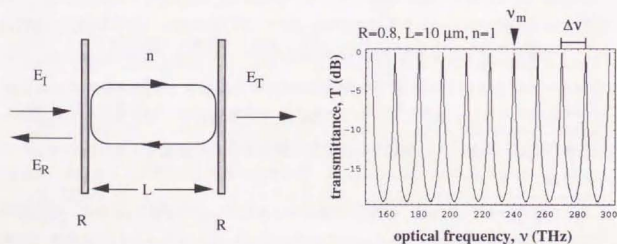


図 1.1 Fabry-Perot 共振器の構成と透過特性の例.

以上, Fabry-Perot 共振器を例にとりて, 共振器の光波に対する作用を簡単に述べた.

光共振器にはこの他にも Fabry-Perot 共振器と異なり定在波による空間的な光強度変動がないリング共振器や幾つかの共振器を組み合わせた複合共振器等があり, 本論文で明らかにするような高機能な波長選択作用が発現されることになる.

1.1.2 共振器長制御の意義

さて, 上で明らかにした Fabry-Perot 共振器モードの表記が示す最も重要な点は, モードの光周波数及び間隔が共振器の実効長 (物理的長さ L と屈折率 n の積として定義される実効長) へ強く依存性する点である. これは共振器モードを実効長を介して制御できることを意味している. ここでは実効長制御による共振器モードの単なる可変性にとどまらず, 可変性から派生する光の状態の制御性について論じ, 共振器長を制御することの意義の重要性を明らかにする.

【受動共振器の制御】

まず共振器長による最も顕著な共振器モードの制御性は, 式(1.1)に対応する受動的 Fabry-Perot 共振器の透過光周波数の可変性である. 実効共振器長を $x(nL)$ において (1.1)式を微小変化 δx の物理的意味がわかるように変形する.

$$\begin{aligned} \delta v &= -\frac{c}{2nL} m \frac{\delta L}{L} \\ &= -\frac{\delta x}{\lambda_m/2} \Delta v \end{aligned} \quad (1.3)$$

ここで λ_m は共振器モード(1.1)に対応する波長である. 実効共振器長を半波長変化させることにより, 共振器モードの光周波数をモード間隔 Δv だけ変化させることができる. 従って, 実効長を半波長振幅で掃引して透過光を同期検波すれば, 掃引型の分光測定が可能である[2]. また, 多波長入力光から1波選択する波長セレクタまたはスイッチとして共振器を機能させることができる[3].

一方, 共振器に入射させる光の波長を固定した場合の透過光の強度 P

$$P = I_0 \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\phi}{2}}, \quad \phi = \frac{4\pi nL}{\lambda} \quad (1.4)$$

に着目すると (I_0 : 入射光強度, R : 共振器の反射率), 共振器長制御により光強度の変調が可能であることがわかる。これは, 長さ制御により直接光信号が伝送できる可能性を示している。また, 透過または反射光強度を精密に測定することにより実効長さの変化を検出することができる。この検出は光計測応用に広く利用されている。

【能動共振器の制御】

レーザ発振器等能動共振器へ適用した場合, 共振器長制御により様々な効果が発生することを Fabry-Perot 共振器レーザを例にとり説明する。

利得帯域 $G(\nu)$ が共振器モード間隔 $\Delta\nu$ よりも大幅に狭い場合, レーザ発振を達成するためには共振器モードが利得帯域に入るように (実効) 共振器長を調整する必要がある。レーザの発振光周波数 ν は, 最大利得周波数 ν_0 と共振器モード ν_m を用いて

$$\nu = \nu_m - \left(\nu_m - \nu_0 \right) \frac{G(\nu_m) c}{2\pi \Delta\nu} \quad (1.5)$$

と書ける[1]。共振器長を精密制御して常に $\nu_m = \nu_0$ が達成できれば発振波長を安定化することができる。式(1.5)が示す周波数引き込みにより常に光周波数差 $\nu_m - \nu_0$ を常に検出しておくことはできないが, ガスレーザ等誘導放出に関与する原子によるドップラシフトにより Lamb dip が生じる場合には光周波数差を検出することができる。この差を相殺するように共振器長を制御して発振波長を制御すると, 発振線幅の狭窄化を達成することができる[4]。

利得帯域 $G(\nu)$ が共振器モード間隔 $\Delta\nu$ よりも広い場合 (半導体レーザ等), Fabry-Perot 共振器レーザでは多モード発振 (もしくは動的単一モード発振) となる。このようなレーザでは共振器長を制御しても(1.1)が示す共振器モードを一斉に変化させるのみで発振状態を大きく変化させることはできない。しかし, モード同期により各

モードが等位相で結合してひとつの仮想的なモード (スーパーモード) が形成される場合, 共振器長制御は重要な意味を持つ。理想的なスーパーモードの電場 E をスペクトル領域での分布関数 $\rho(\nu)$ を用いて書くと

$$E_s = \sum_m \rho(\nu_m) \exp \left[2\pi(\nu_0 + m \Delta\nu) t + \phi_0 \right] \quad (1.6)$$

となり, これは時間領域で $\rho(\nu)$ のフーリエ変換 $U(t)$ をエンベロープに持つ繰返し周波数が $\Delta\nu$ のパルス列に相当する。(1.2)が示すようにモード間隔は共振器長の逆数に比例するので, 共振器長制御によりパルス列の繰返しを制御することができる。利得係数が高く共振器長が高々数百マイクロンの半導体レーザのモード同期レーザに対してはこのような制御に対して大きな効果を発揮し, 数十~数百 GHz の繰返しのパルス発生が可能である。さらに共振器長のダイナミック制御 (トラッキング) により, 電気 VCO (Voltage-Controlled Oscillator) と同様に位相同期ループ (PLL) 回路[5]によりパルス列を電気信号に同期させることが可能である。

以上述べてきた光共振器の実効長さ制御により達成される機能を制御方式別に表 1.1 にまとめた。

表 1-1. 光共振器長の各種制御方式と機能。

方式	受動的共振器	能動的共振器	
		狭利得帯域 (固体レーザ, ガスレーザ等)	広利得帯域 (半導体等)
ホジソニック	波長選択	波長整合	繰返し周波数調整 発振周波数調整
トラッキング	低速	変調	線幅狭窄化 タイミング同期
	高速	スイッチング, 信号変調	Qスイッチング タイミング同期 線幅狭窄化 利得スイッチング
スキャン	スペクトル解析	光周波数スイーパー	

1.1.3 共振器長制御の課題

定義から自明のように、光共振器の物理長または屈折率のいずれかを変えることにより実効共振器長を制御することが可能である。ここではこれらの制御を実現する具体的な手段と、前節で述べた機能を実現するときに生じる課題について議論する。

【共振器の物理長制御法とその課題】

可動ミラーによる方法は共振器の物理長を制御する手段の典型である。この手法の適用には、光共振器の少なくとも一つのミラーが個別ミラーで構成される必要がある。掃引型の Fabry-Perot エタロンや多くの固体レーザーに用いられている共振器はこの条件に該当する。さて、可動ミラー方式では、ミラーの位置精度、制御速度、制御範囲を決めるアクチュエータの選定が重要である。アクチュエータの代表はソレノイドを用いた電磁アクチュエータである。これとギア機構と組み合わせることによりサブミクロン精度ながら数十ミリメートルに渡るストロークの可動ミラーを実現できる。但し位置精度の限界から(1.3)が示すように共振器長の僅かな変化に対して共振器モードは敏感に変化する光共振器への適用は一般に困難である。

一方、圧電効果を利用したピエゾアクチュエータ（特に積層型）は、ストロークが数十ミクロン以下に限定されるものの高い位置分解能（ $\sim \text{\AA}$ ）と広帯域制御性（DC～数十 kHz）を有するため、広帯域（>MHz）の制御が必要な場合（主に半導体レーザー）を除いた光共振器長制御にしばしば用いられている。光通信波長帯（近赤外）での波長セレクタとして動作する可変 Fabry-Perot エタロンのミラー駆動[3]に用いられている他、現在 Ti:Al₂O₃ レーザの共振器長のピエゾアクチュエータ制御によるフェムト秒モード同期パルス光源が商用段階にある。

可動ミラー方式の最大の課題は、駆動機構から生じる機械的擾乱による不安定性と駆動帯域の制限であろう。ミリメートル以上のスケールで動作する通常の駆動機構をサブミクロン以下の精度を必要とする光共振器長制御へ適用するのは本質的困難性がある。この問題を解決するため従来とられてきた解決手法は高剛性・大慣性質量による安定化であり、光学定盤上が必須であった訳である。一方、帯域制限を解決するため、可動部の小型化とともにアクチュエータの高速化が図られてきた。しかし高速

化に伴い必要な駆動力は周波数の二乗に比例して増大する。可動ミラーのストロークを Δx とし周波数 f の正弦波で質量 M のミラーを駆動する場合最大駆動力は

$$F_{\max} = 4\pi^2 f^2 \Delta x \quad (1.7)$$

と表される。この式を用いて最大駆動力の簡単な見積もりを行うことができる。例えば、 $\Delta x=1\mu\text{m}$ 、 $M=10\text{g}$ とすると $f=3\text{kHz}$ では最大駆動力は高々 $F_{\max}=3.5\text{kg}\cdot\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$ (0.36G) であるが、 $f=20\text{kHz}$ の場合にはその力は $F_{\max}=158\text{kg}\cdot\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$ (16G) と極めて大きくなる。さて、このような駆動力の増大に対処するため、これまではアクチュエータの高出力化が図られてきた。大型化による固有振動数の低下の影響を除去するため利用帯域を 1 次共振器と 2 次共振との間と定め、この帯域での位相及び利得特性が主として改善された[6]。

このように、従来の可動ミラー方式の安定化と広帯域化の手法は互いに矛盾している。現在どちらかの一方の性能を優先したことを特徴とする応用が実現されているが、光共振器長制御では両方の性能を満足することが重要な課題である。

【屈折率による実効共振器長制御法とその課題】

屈折率による実効共振器長の制御の大きな特徴は、可動機構による機械的擾乱の問題がないのと屈折率の電氣的制御により優れた制御性を備えていることである。液晶を用いた実効共振器長制御の方法はその典型である。屈折率の変性は、液晶の屈折率を定める分子配向を印加する電圧により制御することに起因している[7]。屈折率の電圧依存性は液晶の材質にもよるが、ネマティック液晶の場合十数 V で 1.55～1.48 の可変領域を有する。このような液晶の光共振器への応用の典型は空洞内に配置したエタロンフィルタで、例えば、通過帯域幅 0.2nm (@3dB) で可変範囲が 50nm ($\Delta v=70\text{nm}$) の波長選択フィルタが報告されている[8]。また、このフィルタの機構部のない電氣的制御性という特徴がエレクトロニクスへ高い適合性を示すと光通信の分野では考えられ、変調やスイッチ等の高速可変性（応答速度 $\sim\mu\text{s}$ ）の特徴を生かした応用が勢力的に検討・報告されてきた[9-12]。

さて、液晶による共振器長制御の課題は、屈折率の温度依存性の抑圧である。液晶

の屈折率の温度依存性は一般に大きく、狭帯域光フィルタに適用した場合には選択波長に大きな温度依存性（ $\sim 0.5\text{nm/deg}$ ）が生じる[8]。通常の実験室環境下での温度変化（ ± 10 程度）を想定すると、この温度依存性は多くの応用で許容範囲を越える。ペルチェ素子を用いて高精度に温度制御することにより安定性のある程度確保することは可能であるが、安定度、絶対精度を温度の精度に求めることは大きな温度依存性のデメリットを周辺の制御回路に添加するだけで本質的な解決ではない。分子構造レベルでのアサーマル化が望まれるがそれ自体大きな研究課題であり、このような温度依存性の問題は未解決のまま今日に至っている。

半導体導波路は、実効共振器長制御のもう一つの重要な方法である。可変性の要因は、屈折率のキャリア密度依存性と半導体導波路の接合部への印加電圧の依存性の二つに大別される。前者は屈折率のキャリア密度依存性 $\partial n/\partial N$ はキャリアのプラズマ効果に基づくもので、キャリア注入型の半導体導波路を含む通常のレーザ導波路に適用可能である。可変性の絶対値は導波路構造に依存する。例えば、InGaAsP/InP 導波路で $\partial n/\partial N \sim 10^{-20}\text{cm}^3$ である。一方、後者は、吸収スペクトル変化 $\Delta\alpha$ による屈折率 Δn の変化に基づくもので、定量的には Kramers-Kronig の関係から

$$\Delta n(\omega) = \frac{cP}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\Delta\alpha(\Omega)}{\Omega^2 - \omega'^2} d\Omega \quad (1.8)$$

と評価される（ ω 、 Ω ：光周波数、 P ：分極）。この効果もほとんどの半導体導波路に適用可能であるが、特に量子井戸(QW)構造を有する導波路に適用した場合、エキシトンの吸収端の電場依存性により大きな屈折率制御性が実現可能である。例えば、実効的な電場 ϵ に対する屈折率を一般的な QW 導波路に対して計算した結果は次のように報告されている[13]。

$$\frac{\delta n}{n} = -\left(\frac{n^2 \gamma}{2}\right) \epsilon \quad (\gamma: \text{平均実効電界吸収係数}) \quad (1.9)$$

この式に基づき QW に印加される電場 $\epsilon = 3 \times 10^5 \text{V/cm}$ と $n^2 \gamma / 2 \sim 1.1 \times 10^8 \text{cm}^2/\text{V}$ を用いる

と、単位電圧当たりの屈折率の変化は約 0.03 と比較的大きな制御性が実現できることがわかる。このような半導体導波路の屈折率の電子的制御は、エレクトロニクスの限界である数十 GHz 程度までの帯域を有することが原理的に期待できる。現在、スイッチング素子を中心に限界を追求した超高速フォトニクスの研究が盛んに行われている[14-15]。

さて、半導体導波路の屈折率による共振器長制御の課題は、比較的大きな可変性を有する半導体 QW 導波路を考慮しても、可変ミラー方式に比べて圧倒的に制限された可変範囲といえる。例えば、式(1.2)に示す共振器モード間隔にはほぼ等しい繰返し周波数を持つモード同期半導体レーザでは、図 1-2 に示すように、高速領域で劈開のばらつきにより生じる繰返し周波数の誤差を屈折率により補償することは困難である。

以上述べた従来の共振器長制御の方法と課題を表 1-2 にまとめた。

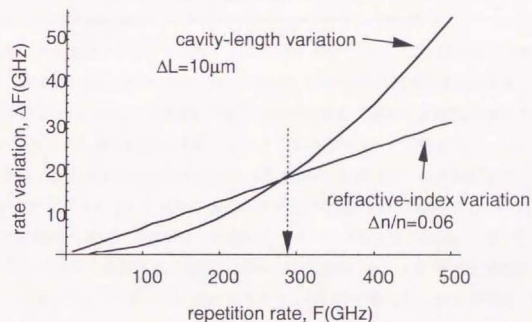


図 1-2 モード同期半導体レーザの繰返し周波数

繰返し周波数に比例して屈折率による繰返し周波数の制御範囲が増大するのに対し、繰返し周波数の二乗に比例して共振器長誤差による繰返し周波数誤差が増大する。このため、繰返し周波数が高い領域では共振器長の誤差を屈折率制御により補償することが困難となる。

表 1-2 共振器長制御方法と原理 (従来法)

方式	手段	原理	機能	課題
可動ミラー	ステアリングモータ	電磁力	ポジショニング (位置決め)	機械的擾乱の除去 慣性力による駆動帯域 の上限の拡大
	PZTアクチュエータ	ピエゾ効果による結晶の変位	ポジショニング トラッキング スキャンニング	ヒステリシス補償
屈折率制御	液晶	分子配向制御	スキャンニング スイッチング 変調	温度安定性の向上
	半導体	屈折率のキャリア密度、電場依存性	スイッチング 変調	可変範囲の拡大

1.2 節 本研究の目的と方法

共振器長制御においては、可変範囲に限界のある屈折率制御による方法の限界を越える方法として広い可変範囲を実現できる可動ミラー方式が有望であるが、ポジショニング (位置決め)、トラッキング (追尾)、及びスキャンニング (掃引) の共振器長制御の主な三つの機能を十分に満足するためには運動性能の改善が課題であることを明らかにした。マイクロオプトメカトロニクス技術により運動性能の大幅な向上を図り、可動ミラーによる共振器長制御技術の確立を図ることが本研究の目的である。

マイクロオプトメカトロニクス技術とは、微小な機構部品の運動を精密に制御することにより光の波動作用やエネルギー作用を制御して情報処理・信号伝達等の機能を発現させる要素技術である。本研究では、共振器長制御という目的に対し、この要素技術を適用しあるいは技術そのものの開発を行うという方法で従来法の課題の解決を図っている。

まず、マイクロオプトメカトロニクスによるポジショニングを検証するためには、微小な機構部品構成技術によるマイクロメカニカル素子の実現が重要である。

機構部品構成技術は、半導体微細加工技術や薄膜成長技術等を基盤に極めて小さい (μm オーダ) の機構部品を基板上にアライメントフリーで高精度 (フォトリソグラフの精度) に形成する技術であり、80年代後半に Si 基板上に直径数百ミクロンの回転体[16]が実現されて以来新たな機構技術として急速に脚光を浴びるようになった。以来この技術に基づいて実現された種々のマイクロマシンは、物理、化学、電子工学のみならず医学にまで及ぶ広範囲な分野で機械技術の新たな展開の可能性を示している。近年、インターネットを初めとする通信の分野が新たなビジネス分野として注目されるのに伴い光通信デバイスへ応用を主目的とした種々のマイクロマシンが盛んに提案されるようになり、ついには光デバイス応用に特化した国際会議 (International Conference on Optical MEMS and Their Applications, 1997, Nara, Japan) が開催されるに至る。本研究では、このような機構部品構成技術により実現できるマイクロ可動ミラーと半導体レーザとからレーザ共振器を構成し、共振器長制御についての検討を行う。マイクロメカニカルなミラーを利用したレーザ共振器とし静電力により基板に垂直な方向に可動する membrane 型マイクロミラーと面発光レーザとの組み

合わせがすでに提案され波長可変性[17]が報告されているが、モード同期をはじめ多様な動作が可能な従来のストライプ型レーザーのマイクロマシン化の報告[18-19]は極めて少ない(図1.3参照)。このようなレーザーデバイスは従来の可動ミラー方式を用いるよりも大幅に広い制御帯域を持つと考えられるが、基本性能に未知の部分が多いのも事実である。このようなデバイスが光通信等高安定・高信頼が要求される分野に適用できるか否かを明らかにするため、本研究ではまずは共振器制御の最も基本的動作であるポジショニングの性能をモード同期パルスの繰返し周波数に着目した検討を行っている。この検討により可動ミラーの共振器長調整範囲が屈折率制御による方法を大幅に凌駕することが示されることになる。

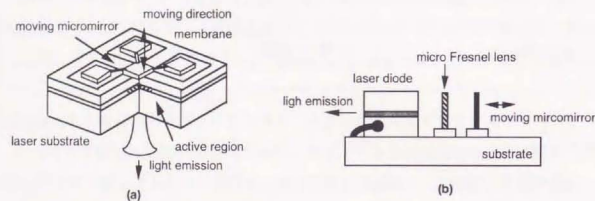


図1.3 マイクロメカニカルな可動ミラーを利用した外部共振器レーザーの構成例。面発光レーザーの基板上に membrane 構造の可動ミラーを配置する構成(a)[17]と、Si 基板上に半導体レーザー、マイクロフレネルレンズ及びマイクロ可動ミラーを配置した構成(b)[18]。後者の方が可変範囲が広く高機能化しやすい反面、アライメントが必要である。

次に、トラッキング技術は制御の基盤技術でもあるが、マイクロオプトメカトロニクス技術を用いる方法の特徴は極めて高い精度(～ナノメートル)と広い制御帯域(～数十 kHz)であるといえよう。この技術を実際に用いるには、従来の大型電磁アクチュエータの課題を克服する小型で高出力の広帯域アクチュエータが必須である。上に述べた静電駆動型マイクロアクチュエータはこの要求条件を満足するものとしておおいに期待できるものの、現状では動作特性や最適駆動方法が明らかとなっていないため直ぐに利用することが困難である。一方、ピエゾアクチュエータは、走査トンネ

ル顕微鏡でも明らかのようにナノメートル以下の精度での位置分解能が検証され、また、固体レーザーのモード同期パルス安定化回路への応用により広帯域特性の光共振器長制御への有用性が明らかとなっている。市販品として利用できるピエゾアクチュエータはバイモルフ型や積層型を含め現在はミリメートルオーダーと大型であるが、マイクロマシニングにより将来的にマイクロデバイス化することが可能である。このため、ピエゾアクチュエータを用いたトラッキング技術は、実は、マイクロオプトメカトロニクスの範疇であるといえる。本研究ではこの観点に立ち、小型で情報・通信分野での応用が期待できる半導体レーザーを対象として共振器長制御方法を検討している。本検討により、利得帯域が広く容易に発振波長が変化しうる Fabry-Perot 半導体レーザーの発振状態の安定化が簡便な可動ミラー方式でも達成され、さらに制御信号を利用することにより発振波長を安定化した基準レーザー(He-Ne レーザ等)やガス吸収線(アセチレンガス等)にロックした DFB レーザを用いたのと同等の精密光計測が可能であることが示されることになる。

最後に、電気信号(クロック)に同期して精密かつ高速に光共振器長をスキャン(掃引)するオプトメカトロニクス技術として、スライド掃引法の検討を行う。この方法の原理は、共振器長を直接制御するのではなく、あらかじめ準備した場所に依存して共振器長が変化する構造体を目標の長さになるように移動することにある。共振器自体には機械的に変動しないので、設定後に保持機能を持たせれば機械変動を大幅に抑圧することができる。この自己保持性は、設定後のエネルギーの消費は基本的にないという特徴も合わせ持つ。また、移動量に対して共振器長が緩やかに変化するように設定しておく、共振器長制御精度を極めて高くすることが可能である。この作用は一種の幾何学的な縮小機構であり、これまでいくつかの類似の技術が報告されている。例えば、スライド法を利用した可変ファイバグレーティング(図1-4)はその典型である[20]。クラッドの一部を研磨により除去して導波路外部にしみだした伝播光と基板上にパターン化されたグレーティングの結合により構成されるファイバグレーティングにおいて、ファイバ位置をスライドさせることにより周期 L を変える。熱膨脹や歪によるグレーティングピッチの制御と異なり、大幅な可変範囲が達成できる。

本研究では、ディスクの同期回転に基づく共振器長の高精度スライド掃引法を新た

に提案する。ディスクドライブ技術はハードディスクを中心に熟成してきた技術であり、低ジッタながら 10000rpm に及ぶ安定回転が実用レベルで達成されている。主たる検討内容は、高安定で同期回転可能なディスクドライブと見込み角に対してリニアに透過中心波長が変化するディスク型の変調フィルタを用いた高速・高精度共振器長掃引による波長フィルタリング処理技術である。

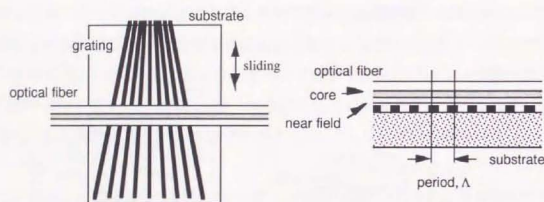


図 1.4 スライド法による可変ファイバグレーティング

1.3 節 本論文の概要と構成

本論文では、第 2 章でマイクロメカニカル可動ミラーのポジショニングによる共振器長制御技術を議論する。マイクロマシーニングにより初めて実現できた静電コムアクチュエータを利用した集積型のマイクロ可動ミラーと多電極レーザから構成されるマイクロメカニカルモード同期半導体レーザのバルスの繰返し周波数可変特性を明らかにする。まずレーザ共振器を構成するに必要な残留反射率 10^{-4} 以下を保証する高精度反射防止膜（単層）形成技術について述べ、続いてモード同期バルスの繰返し周波数の可変性を理論的・実験的に検討する。これにより、マイクロメカニカル機

構による共振器長制御技術が確立される。続く第 3 章で、ピエゾ素子駆動の可動ミラーのトラッキングによる共振器長制御技術を議論する。ミラーの位置により発振状態が敏感に変化する Fabry-Perot レーザを用いた複合共振器レーザ構成を対象とし、縦モード選択性に着目した複合共振作用の理論と実験検証によりレーザ発振特性の全貌を解明する。次に、機械的負帰還ループによる安定化回路を高速駆動可能な積層型ピエゾアクチュエータを用いて構成して発振状態の安定化を検証するとともに、制御信号から高精度にミラーの変位を検出できることを明らかにする。以上の検証により、マイクロオプトメカトロニクスにおけるトラッキングの手法を確立する。さらにこの技術の応用として広帯域・微小変位センサをスタンドアロン走査プローブ顕微鏡および微小力のダイナミック計測が実現できたことを述べ、技術の有用性を示す。第 4 章で、スライドチューニングに基づく共振器長のスキャン技術を議論する。本研究で新たに開発した見込み角に対してスペーサ層がリニアに変化するディスク型の誘電体多層膜フィルタとディスクドライブを用いて共振器長の高速掃引動作を検証する。これにより実現されたフィルタリング処理技術を基盤に、精密光周波数測定技術、レーザ波長安定化技術等の応用技術が展開できることを示す。第 5 章で以上述べたオプトメカトロニクス技術を基盤とした光共振器長制御法を総括し、本論文の結論とする。図 1.5 に本論文の構成を図示する。

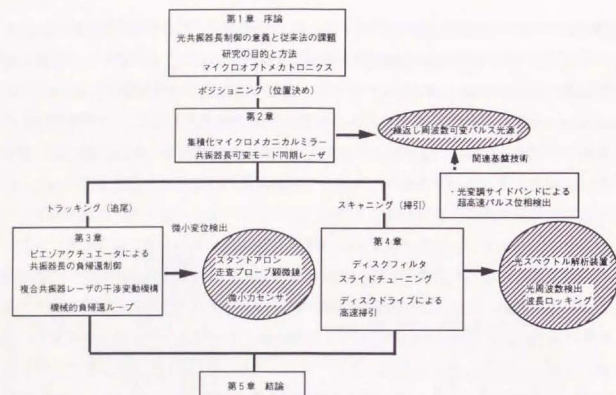


図 1.5 論文の構成。

第 2 章 マイクロメカニカルミラーによるレーザー共振器長制御法

本章では慣性質量が極めて小さく安定な変位が期待できるマイクロ可動ミラーを用いて共振器長制御の最も基本的な機能である「調整」機能を、共振器長可変受動モード同期半導体レーザーから発生するパルスの繰返し周波数に着目して検証する。

2.1 節 可変外部共振器レーザー構成法

2.1.1 基本構成

通常の Fabry-Perot 半導体レーザーは、反射率が約 30% の劈開端面をミラーとして共振器を構成する。このため、共振器長を物理的に制御する手段は厳密には温度による熱膨張利用しかない。しかし、図 2.1 に示すように、一方の半導体レーザー端面の反射を防止して外部に可動ミラーを配置する外部共振器構成を用いることにより、実効的に共振器長可変の Fabry-Perot レーザを実現することができる。本研究ではこのような外部共振器レーザーを対象に共振器長制御法の検討を行っている。このレーザーを構成するのに必須の要素技術は、外部共振器で安定に光を周回させるため、残留反射の極めて小さい高精度反射防止コートを形成する技術である。

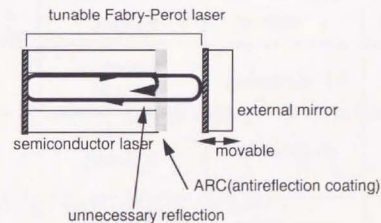


図 2.1 共振器長可変レーザーの構成。

2.1.2 高精度半導体レーザー端面反射防止コート形成法

【従来の方法の課題と本研究の解決手法】

従来より半導体レーザー端面への高精度反射防止コート(ARC)形成技術は、主として進行波型半導体レーザー増幅器(TW-SOA)の高利得化に必要なレーザー内部発振の防止のために研究開発されてきた[21-25]。TW-SOAではレーザー共振器の残留モードの抑圧比を70dB以上(注:片側端面では-35dB以下)にすることが要求されおり、ARCや斜め端面等種々の反射防止の手法が検討されてきている。表2.1はこれまでの主なARCと低減の成果である。蒸着により形成された薄膜は密度が小さくまた剥離しやすいという課題を有している。一方スパッタによる薄膜は高密度で基板附着性も高く膜品質に優れている。しかし従来のRFスパッタ法では屈折率制御のために必須である膜材質の制御に自由度が少なく-40dB以下の残留反射率を再現性よく実現する報告はこれまでほとんどなかった。本論文ではこのような課題を解決するため新たに開発した混合ガス放電を用いた膜組成制御可能なイオンビームスパッタ光学薄膜形成法(IFS法)について述べるとともに、残留反射率が-40dB以下の高精度反射防止膜を半導体レーザー端面へ再現性よく形成できることを明らかにする。

表 2.1 従来の半導体レーザー端面反射防止膜の成果。

material	method	subject	residual reflectance
Si_3N_4	RF sputtering	AlGaAs InGaAsP	1×10^{-4}
SiO	evaporation	InGaAsP	4×10^{-6}
SiO_x	evaporation	InGaAsP	1×10^{-4} 5×10^{-5}

【ARCの光学設計】

半導体レーザー媒質の利得ピーク近傍の比較的狭い波長帯域で反射防止を実現するには、構造が簡易な単層の反射防止膜が最適である[26]。ここでは、反射防止膜の残留反射率と各種パラメータの関係を定量的に評価し、最適設計論を明らかにする。

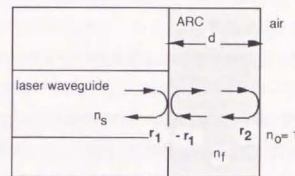


図 2.2 反射防止膜により低減された半導体レーザー端面反射率の計算モデル。

図 2.2 は単層光学膜が付与されたレーザー端面の構造モデルで、半導体導波路の実効屈折率を n_s 、光学膜の屈折率及び厚みを n_f 及び d とする。膜の外側は空気であり、便宜上屈折率を $n_0=1$ とした。導波路から膜を経て共振器外部に進行する光波は屈折率の異なるそれぞれの境界面で反射する。半導体-膜界面および膜-空気界面での反射率をそれぞれ r_1 、 r_2 とすると、

$$r_1 = \frac{n_s - n_f}{n_s + n_f}, \quad r_2 = \frac{n_f - n_0}{n_f + n_0} \quad (2.1)$$

となる。これら二つの界面間での多重反射を考慮すると実効的な光波の振幅反射率 r_{eff} は、

$$\begin{aligned} r_{\text{eff}} &= r_1 + r_2 (1 - r_1^2) e^{i\delta} + r_2 (1 - r_1^2) e^{i\delta} (-r_1 r_2) e^{i\delta} + \dots \\ &= r_1 + \frac{r_2 (1 - r_1^2) e^{i\delta}}{1 + r_1 r_2 e^{i\delta}}, \quad \delta = \frac{4\pi n_f d}{\lambda} \end{aligned} \quad (2.2)$$

となる。振幅反射率の絶対値の2乗で定義される振幅反射率 R_{eff} が0である条件を上式に適用しさらに式(2.1)を代入することにより

$$n_f = \sqrt{n_0 n_s} \quad (2.3)$$

なる反射防止条件を得る。半導体レーザの実効屈折率は3.2~3.5程度であるので、最適屈折率は1.78~1.87である。

式(2.2)を用いると種々の条件下での反射防止膜の残留反射率を評価することができる。図2.3(a)は半導体レーザの実効屈折率 $n_s=3.2$ に対する最適屈折率 $n_f=1.78$ を持つ膜を端面に付与した場合の反射率の膜厚依存性である。残留反射率は-40dB以下を実現するためには、20Å以下の膜厚の制御性が必要である。通常のスパッタ膜形成速度2~3Å/sでこの制御性を実現することは十分可能である。一方図2.3(b)は、実効屈折率をパラメータとし、最適膜厚下での反射率の膜屈折率依存性を計算したものである。基板屈折率の僅かの違いにより最適屈折率が大きく変化している。この計算結果は、高精度反射防止膜を再現性よく実現するためには常に実効屈折率が異なるレーザ毎に最適屈折率を導出して膜屈折率を調整することが必須であることを示している。またこの図中の屈折率トレランスの矢印が示すように、反射率-40dB以下を保証するために ± 0.01 程度の屈折率の再現性が要求される。

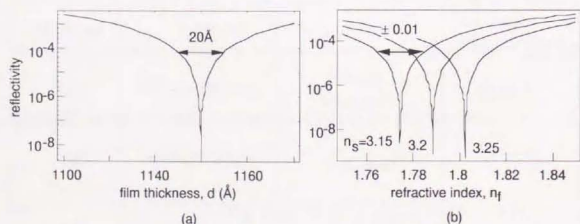


図 2.3 各種パラメータと残留反射率との関係の計算による反射防止膜設計 (波長=830nm)。(a) 最適屈折率膜付与下での膜厚のトレランス。(b) 基板屈折率 n_s をパラメータとする最適膜厚(1/4 n_f)付与下での反射率の屈折率依存性。

【イオンビームスパッタによる屈折率制御薄膜形成装置】

ここでは高精度 ARC に必須の屈折率制御薄膜を形成するため本研究で新たに開発した混合ガスプラズマ制御によるイオンビームスパッタ(IBS)について述べる。

IBS とは、電場により加速された高エネルギーイオンがターゲットに衝突してターゲットの原子・分子を反跳によりはじき出す現象である。この現象を利用することによりターゲットのエッチングが可能であるほか[27-29]、反跳分子・原子を堆積させることにより薄膜形成も可能である[30]。このように形成される IBS 膜は、非常に高密度であるため経時変化の少ない高品質膜形成が可能であるという特徴を合わせ持つ[32]。また、照射イオンのエネルギーが十分高い場合にはターゲット原子・分子との化学反応も可能である。これは反応性 IBS 薄膜形成法と呼ばれ、通常の方法では実現できない化合物薄膜や化学平衡にはない物質の混合薄膜の形成に利用することができる。

さて、ARC の光学設計で明らかにしたように、半導体レーザ端面の ARC の最適屈折率は 1.8 前後である。これを単一組成の光学薄膜で直接実現することは困難であるが、屈折率が異なる2つの分子の組成を制御することにより中間の屈折率を連続的に実現することができる。本研究では、近赤外領域で屈折率が各々1.5及び2である SiO_2 と Si_3N_4 の混合膜を膜材質として選定した。

このような酸化膜を IBS 法で実現するのに二つの方法が可能である。ひとつは SiO_2 と Si_3N_4 の2つのターゲットを独立にチャンバ内に配置して照射するイオンビームの比率を制御する方法で[33]、他方は純粋な Si ターゲットを用いて照射する酸素と窒素のイオンの混合比を制御する方法である。前者の方法は装置内部のアライメントによりビーム形状の最適化が必要なため長期間に渡り再現性を維持するのが困難であると判断し、本研究では後者の方法による膜形成技術の開発を行った。この方法では、高精度に流量を制御された酸素と窒素から形成される混合プラズマから作られるイオンビームを半導体製造で利用されている金属状の高純度アモルファス(99.999%)ターゲットに照射して SiO_2 と Si_3N_4 の2つの成分の膜を反応性 IBS により形成する。イオンビームでは酸素と窒素イオンは完全に均一に混合されていると考えられるので、形成される膜も均一な混合膜となっていることが期待できる。図2.4に IBS による膜形成装置の概略を示す。真空チャンバ中に流量を制御されて導入された気体は熱電子等でプラズマ化される。プラズマはマグネットにより発生する磁場中

閉じこめられるが、一定値を越えるエネルギーを持つイオンがグリッドにより引き出される。このイオンは電場により加速され、ターゲットに衝突する。衝突によりはじきだされたターゲットの原子・分子は、対向した基板上に堆積し、薄膜を形成する。ターゲットと基板との距離を十分大きくとってイオンの流れこみや輻射熱による温度上昇を冷却により防止することにより、電気的な衝撃（イオンによる電流スパイク等）のない低温膜形成が可能である。このため IBS による薄膜形成法は、電気サージに弱い半導体レーザーの端面コーティングに適している。

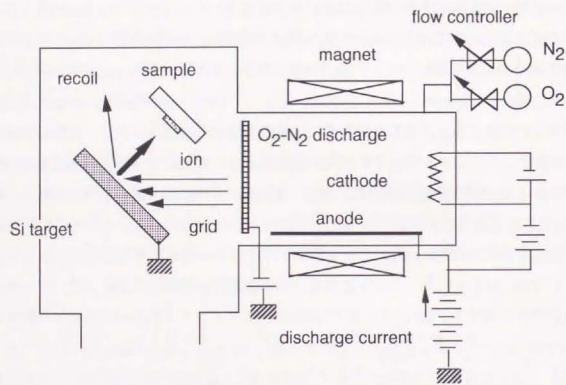


図 2.4 開発したイオンビームスパッタ法による酸化シリコン混成膜製造装置の構成。

【膜屈折率の制御】

屈折率制御機構を解明するため、オージェ電子分光による膜の化学分析を行った。まず、分光強度の低場所依存性がないことから膜の均質性が確認した上で、上記の IBS 装置で形成した膜は $(\text{SiO}_2)_x(\text{Si}_3\text{N}_4)_{1-x}$ であることを組成分析により明らかにした。そこで、この $(\text{SiO}_2)_x(\text{Si}_3\text{N}_4)_{1-x}$ 混合膜の SiO_2 モル分率と屈折率との関係を実験と計算により比

較した。計算には単純にモル分率により屈折率が分配されて寄与すると仮定し、次のような簡単な理論式を立てた。

$$n_f = n_{\text{SiO}_2} \frac{x}{3-2x} + n_{\text{Si}_3\text{N}_4} \frac{3-3x}{3-2x} = 1.46 \frac{x}{3-2x} + 1.98 \frac{3-3x}{3-2x} \quad (2.4)$$

図 2.5 に示すように、両者はよく一致しており、IBS 法による酸化シリコン膜の屈折率はストイキオメトリックな膜の構成比にのみ依存することが明らかとなった。

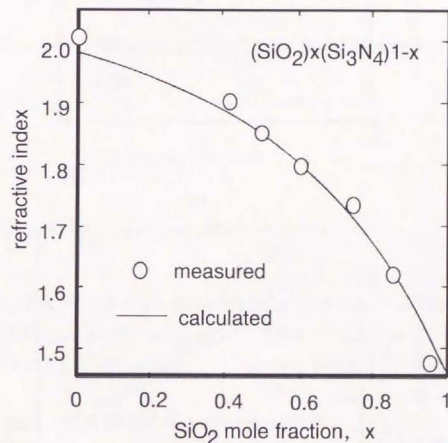


図 2.5 酸化シリコン膜のモル分率比と屈折率。

さらに屈折率制御性を明らかにするため、スパッタ装置の各種パラメータと屈折率の関係を実験と計算により比

変化する特性であることを示している。一方、同図(b)は屈折率の酸素流量依存性で良好な線形特性を示している。以上の結果から、屈折率制御という観点では酸素流量制御を用いるのが好ましいといえる。なお、酸素流量の厳密制御により膜屈折率制御の精度 ± 0.01 がここでは実現されている。これは、ARCの光学設計で述べた残留反射率を-常に40dB以下にするための膜屈折率制御への要求条件を満足している。

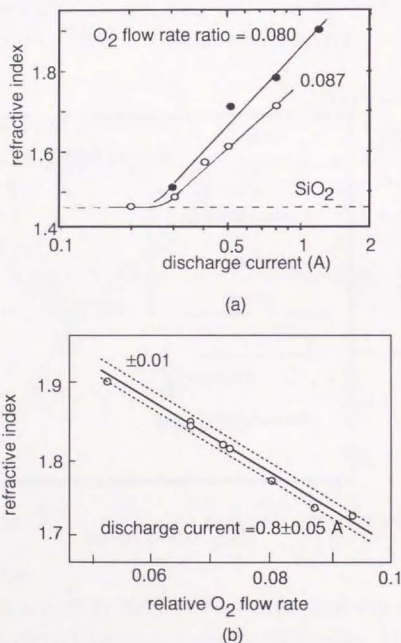


図 2.6 各種スパッタパラメータと膜の屈折率。
放電電流(a)及び相対酸素ガス流量(b)注：放電電流はチャンバ内でガスがプラズマ化したのに伴い放出される電子により生じる電流で、プラズマの生成速度に対応する。

【残留反射率の評価】

高精度 ARC が付与されたレーザ端面の反射率を通常用いられている反射光の強度測定から評価することは困難である。ここではレーザの発振特性から反射率を評価する方法について述べる[34]。

半導体レーザの共振器を周回する光が1周当りに得る増幅率を増幅因子 a として定義する。増幅因子は端面反射率と利得係数の関数であり、Fabry-Perot レーザの場合には

$$a = \sqrt{R_1 R_2} \exp[2L_0(g + ik)], \quad g: \text{利得係数}, \quad k: \text{波数} \quad (2.5)$$

となる。パワー利得の係数は注入電流により線形に増加すると仮定すると、

$$G = \gamma \left(\frac{1}{I_{th}} - \Gamma \right) \cong 2g \quad (2.6)$$

と書ける。これを増幅因子の式に代入すると、

$$a = \sqrt{R_1 R_2} \exp \left[L_0 \gamma \frac{1}{I_{th}} - L_0 \Gamma \right] \exp[2ikL_0] \quad (2.7)$$

となる。注入電流が十分低くレーザが非発振状態の場合、レーザから放出される増幅された自然放光(ASE)は増幅因子に従って共振器モード間隔毎のリップルを持つ波長スペクトルを呈する(図 2.7 参照)。このスペクトルの変調指数 m を

$$m = \frac{P_{max} - P_{min}}{P_{max} + P_{min}} \quad (2.8)$$

とする。この変調指数と増幅因子との間には、

$$m = \frac{2|a|}{1 + |a|^2} \quad (2.9)$$

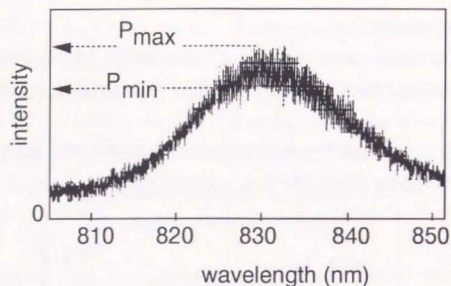


図 2.7 方端面に ARC を付与した半導体レーザからの発光スペクトル.

という関係が成り立つ. 増幅因子の絶対値は式(2.7)から直ちに

$$\log |a| = \log \sqrt{R_1 \cdot R_2} + L_0 \gamma \frac{1}{I_{th}} - L_0 \Gamma \quad (2.10)$$

となることがわかる. ここで I_{th} は R_2 が劈開端面の反射率 R_0 に等しいときの発振しきい値である. $R_2 = R_0$ のときのしきい値 I_{th} に等しい電流バイアス下で $a=1$ であることを考慮すると, 利得係数のパラメータ Γ は

$$\Gamma = \gamma + \log \sqrt{R_1 \cdot R_0} \quad (2.11)$$

となる. これを式(2.10) に代入することにより未知数 Γ は消去できて,

$$\log |a| = \log \sqrt{\frac{R_2}{R_0}} + L_0 \gamma \left(\frac{1}{I_{th}} - 1 \right) \quad (2.12)$$

となる. 従って反射防止膜端面反射率 R_2 は注入電流をもとのしきい値電流 I_{th} に設定し, その時発光するスペクトルから導出した増幅因子 a_{th} を実測のスペクトルから評価

することにより,

$$R_2 = R_0 |a_{th}|^2 \quad (2.13)$$

と求められる.

【レーザ端面の反射率低減】

以上述べた IBS による酸化膜により AlAsGa/GaAs レーザ($\lambda=830\text{nm}$)端面の高精度反射防止コートを行った. 各種屈折率の ARC を光出力モニタリングによる膜厚の最適化を行いながらレーザ端面に付与し, 最適屈折率を導出した. その結果, 図 2.8 に示すように, 上記のレーザに対しては最適値は 1.86 であることがわかった. 屈折率の制御性 ± 0.01 は確保されているので, IBS 法により残留反射率 -40dB 以下を保証する ARC を再現性良く供給できるようになった.

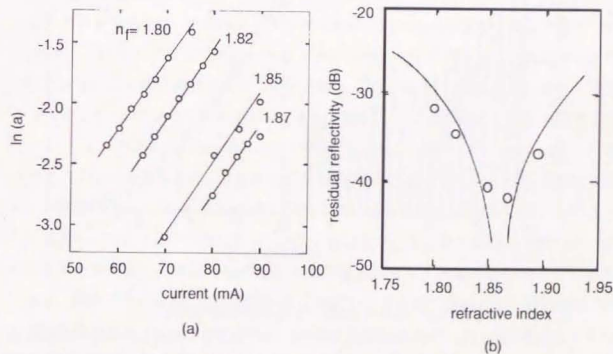


図 2.8 半導体レーザ端面 ARC の最適屈折率. 端面残留反射率の評価 (a)とそれにより導出された反射率の屈折率依存性(b)

【高精度 ARC の性能の検証】

以上述べた高精度 ARC 付半導体レーザを用いて外部共振器レーザを構成し、ARC の性能を検証した。図 2.1 の外部共振器レーザの構成が示すように、端面残留反射により外部ミラーとの間にキャビティが形成される。このため外部に放射された光はキャビティ内を多重反射して振幅ならびに位相が変化する。この光と Fabry-Perot レーザ本来のモードが干渉することにより、ミラーの光軸方向の変位に伴う半波長毎の振幅変動が発生する。このため外部ミラーを使つての干渉変動を観測すれば、高精度 ARC の性能を知ることができる。図 2.9 は、個別部品により外部共振器レーザ構成し、干渉変動を ARC 有りとなしの場合に比較したものである。本高精度 ARC が付与されたレーザでは干渉変動がほとんど発生しておらず、残留反射による内部モードの影響を十分に抑圧できているのがわかる。

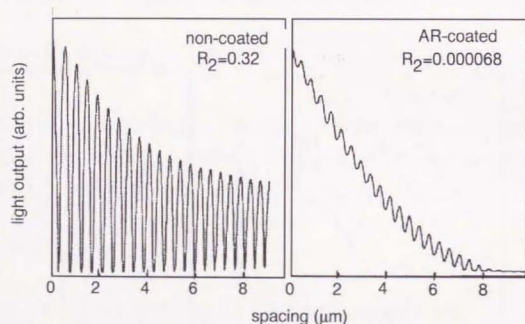


図 2.9 高精度 ARC による干渉変動の抑圧。

外部共振器レーザはメカニカルステージにより定盤上に構成し、ミラーは駆動回路上でリニアに変位できるピエゾアクチュエータにより光軸に沿って動作させ、外部キャビティ長（スペーシング）を変化させた。スペーシングの絶対値はキャビティにおける白色光の干渉色から評価した。

【まとめ】

膜屈折率を ± 0.01 の精度で制御して残留反射率を -40dB 以下とする高精度レーザ端面反射防止コート技術の確立した。このようなコート付きレーザは残留反射による干渉変動の影響をなるべく除去したい外部共振器レーザ応用に有用である。本技術の適用先として、本章のほか、浮上スライダに取り付けた半導体レーザを光記憶媒体の表面に近接対向させて外部共振器レーザを形成する光ヘッドがある。本技術により供給された高精度反射防止コート付きレーザは、浮上変動による影響を抑圧して良好なデータの記録再生を検証するのに寄与した（2.6節参照）。

2.2 節 近接外部共振器型モード同期半導体レーザ

2.2.1 基本構成

受動モード同期法は、半導体レーザからモード同期パルスを発生させる手法の一つで[35-44]、DC バイアス下で Fabry-Perot レーザの縦モードが共振器内に配置された可飽和吸収体により同位相結合することを原理としている。可飽和吸収体を形成する主な方法として、イオンビーム照射によるレーザ端面近傍に結晶損傷領域を形成する方法と、エッチングにより Fabry-Perot レーザを多電極化してその一つのセグメントに逆バイアスを印加する方法がある[35]。後者は設計の自由度が高くまたプロセスによるレーザ媒質の品質劣化が少ないため、本章の研究対象とした。図 2.10 は、このような多電極レーザの一端面に反射防止コート(ARC)を付与し、その端面に外部ミラーを近接配置して形成した共振器長可変の外部共振器型モード同期半導体レーザの構成である。近接ミラー配置のため繰返し周波数がレーザ単体の自然繰返し周波数(F_n)とほぼ同程度である。従つて、半導体レーザの短共振器化により F_n 自体を大きくすれば繰返し周波数可変の超高速パルス光源を実現できる。このような高い繰返し周波数領域では僅かなミラー位置の変化も大きく繰返し周波数に影響するので、マイクロ可動ミラーの効果を検討するのに最適である。

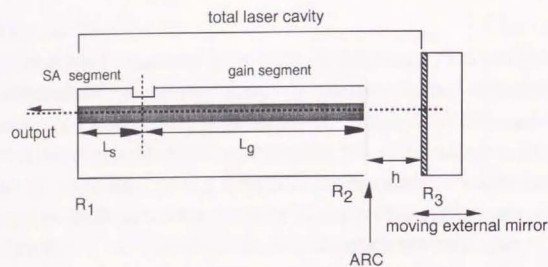


図2.10 多電極半導体レーザーと外部可動ミラーから形成される共振器長可変の外部共振器型モード同期レーザー。

2.2.2 繰返し周波数の理論的検討

さて、理想的に外部共振器でレーザー発振するとき、モード同期パルスの繰返し周波数はミラーの変位に対して

$$F = \frac{c}{2(nL_o+h)} = \frac{F_{in}}{1+\frac{h}{nL_o}} \equiv F_{in} \left(1 - \frac{h}{nL}\right) \quad (2.14)$$

となる。ここで F_{in} は半導体レーザーの自然の繰返し周波数である。しかし半導体レーザー媒質の利得は極めて高いので、ARC 端面の残留反射率により形成される外部キャビティを考慮する必要がある。外部共振器を周回するパルスはキャビティ内での多重反射により群遅延を受け、繰返し周波数に変化が生じる。この群遅延を次に示す外部キャビティの実効複素振幅反射率から評価する。

$$r_{eff}(\omega) = \sqrt{R_2} - (1-R_2)\sqrt{R_3} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \eta(n \cdot 2h) \left(\sqrt{R_2 R_3}\right)^{n-1} \exp[i\omega\tau] \quad (2.15)$$

ここで $\tau=c/(2h)$ 、 η は結合効率、 ω は発振角周波数である。群遅延時間 T は反射率の位相から

$$T = -\tau \frac{\partial}{\partial \omega} \text{Arg}[r_{eff}(\omega)] \quad (2.16)$$

となる。従って繰返し周波数は次のようになる。

$$F = \frac{F_{in}}{1+T F_{in}} \quad (2.17)$$

種々の残留端面反射率について繰返し周波数と外部キャビティ長 (h) との関係を実験した結果を図 2.11 に示す。外部キャビティの影響によりミラーの変位により半波長毎の変動が生じる。しかし、このような変動が顕著となるのは ARC 端面の残留端面反射率高い場合 ($\sim 2\%$) であり、高精度 ARC により残留端面反射率を 0.1% まで低減するとこの変動を大幅に抑圧することができる。

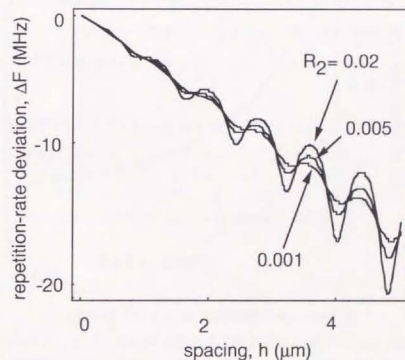


図 2.11 群遅延を考慮した繰返し周波数のスペーシング依存性。

2.2.3 結合効率

近接型外部共振器レーザではレンズを使わないでミラーからの反射光をレーザ導波路に帰還させるので、発振特性に大きく影響する結合効率を見積もっておくことは重要である。この結合効率はレーザの射出光をガウスビーム近似[45-46]することにより簡便に理論評価することができる。即ち、 $1/e^2$ 幅 W のガウスビームの帰還効率は次のようになる。

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2h\lambda}{\pi W^2}\right)^2}} \quad (2.18)$$

である。図 2.12 に通常のストライブレザに対する結合効率とスペーシングの関係(計算)を示す。スペーシングが極めて小さい領域では結合効率が急激に劣化するのは、数 μm の範囲では10%程度の結合効率が確保されている。この範囲ではバイアス条件を調整しながら安定した受動モード同期発振させることが可能である。

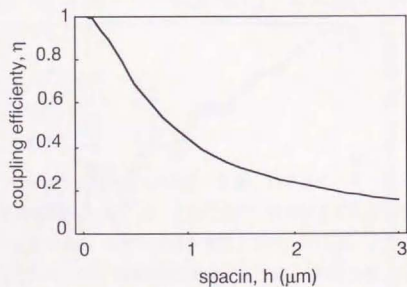


図 2.12 結合効率のスペーシング依存性。

$W=1\mu\text{m}$, $\lambda=1.55\mu\text{m}$ として計算した結果が示されている。スペーシングの増大とともに結合効率が大きく劣化するのは、光閉じ込め領域が小さいのに対応してビーム射出角が大きいためである。

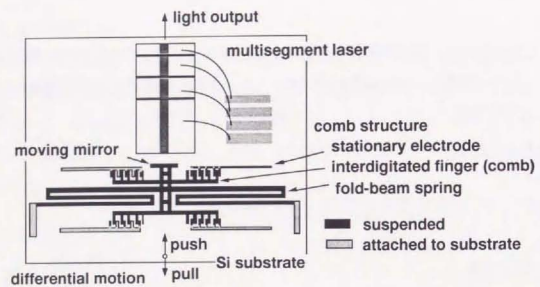
以上の結果より、近接外部共振器型モード同期レーザ構成のための要求条件は、マイクロミラー側端面反射率は0.01%以下、ミラー位置の初期設定範囲は端面より数ミクロン以内である。

2.3 節 マイクロメカニカルモード同期レーザ

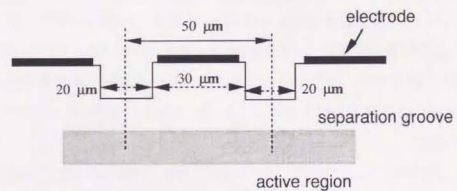
2.3.1 素子構造

以上述べた設計論に基づきマイクロメカニカルモード同期レーザを試作した。図 2.13(a)にその構成を示す。種々の電気的な評価を行うため繰返し周波数を20GHz近傍に設定し、多電極レーザを設計した。マイクロ可動ミラーは、シリコン基板上に支えられた4重の折り畳みNi梁の側壁を利用するものである。このマイクロミラーは静電コム駆動機構により光軸に対してプッシュプルに変位する。このようなコムを側壁をミラー面として多電極多電極レーザのARC端面とを数 μm 隔てて対向配置することにより近接外部共振器レーザを構成する。半導体レーザにはInGaAsP/InP歪量子井戸を採用し、逆バイアス十分に印加できるように分離抵抗1k Ω 程度が得られるだけの幅(約20 μm)の分離溝を形成するようにした(図 2.13(b)参照)。図 2.14は素子のSEM写真である。

この素子は機械的に安定で[19]、通常の使用環境(実験室等)では再現性の高いパルス発生実験が可能となった。



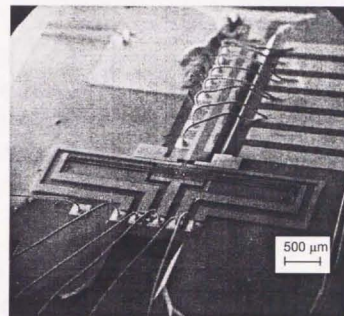
(a)



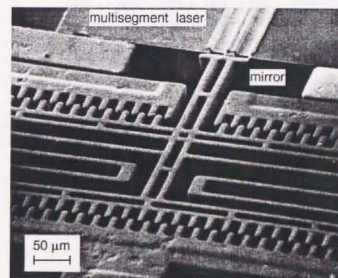
(b)

図2.13 マイクロ集積化近接型外部共振器モード同期半導体レーザーの構造。

(a)：素子構造。(b)：多電極レーザーの電極分離構造。



a



b

図2.14 試作したマイクロメカニカルモード同期半導体レーザーのSEM写真。

(ミラー面はコムの側壁を利用する。反射率増大のためAuコートが付与されている。)

2.3.2 マイクロミラーの制御特性

静電駆動のコムアクチュエータの力学モデルを解析し、マイクロ可動ミラーのステイックな制御特性を明らかにした。コムアクチュエータは、図 2.15 に示すように、2つのコム電極に電位差 (V) を与えることにより、かみ合う部分 (斜線部) に形成されるコンデンサの電気的エネルギーの変化から静電的駆動力を得るものである。梁にそった方向 (横方向) の剛性は極めて高いので、理想的には梁は垂直方向にのみ弾性変形する。変位量は、弾性力と静電駆動力の釣り合いから以下のように算出できる。

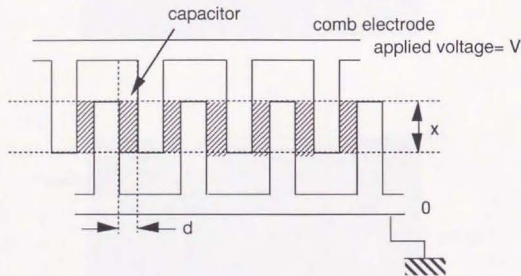


図 2.15 コムアクチュエータの構造。

仮想変位の方法により定量的な考察をする。電圧 V で釣り合いの状態からコムを dx だけ外力にさからって変位させた場合に外力がなす仕事 δW は、

$$\delta W = -F \delta x \quad (2.19)$$

である。一方コンデンサの電場のエネルギーの変化 δW_e は電荷 δQ によりもたらされたと考えると

$$\delta W_e = V \delta Q / 2 \quad (2.20)$$

と書ける。さらに電源は

$$\delta W_s = V \delta Q \quad (2.21)$$

なる電気的な仕事を電荷供給時になす。エネルギー保存則から

$$\delta W_e = \delta W + \delta W_s \quad (2.22)$$

でなければならないので結局

$$F = \left(\frac{\partial W_e}{\partial x} \right)_V = \left(\frac{\partial}{\partial x} \frac{\epsilon_0 y x}{2 d} V^2 \right)_V = \frac{\epsilon_0 y}{2 d} V^2 \quad (2.23)$$

となる。この力と梁の撓みによる力 F=kΔx との釣り合いから、梁の力学的平衡位置からのずれ Δx は次のようになる。

$$\Delta x = \frac{\epsilon_0 y}{2 d k} V^2 \text{ N} \quad (2.24)$$

ここで y は梁の厚み、N はコム間に形成される有効なコンデンサの数、k は梁のバネ定数である。この式は、マイクロミラーの位置制御がコム印加電圧の二乗に比例して行われると同時に、制御できる方向は電圧の正負に関係なく電圧の増大に対してコムが接近する方向のみであることを意味する。マイクロメカニカルミラーのコムアクチュエータが2段になっているのは、このような静電コムアクチュエータを用いてプッシュプルミラー位置制御を実現するためである。

試作したマイクロメカニカルモード同期半導体レーザーに組み込んだマイクロミラーの位置制御性を検証するため、多電極レーザーのセグメントすべてを順バイアスとして単一モード発振させて光出力のコム印加電圧依存性を測定した。その結果、電圧の2乗に対してほぼリニアにマイクロミラーを駆動できることを確認した(図 2.16 参照)。

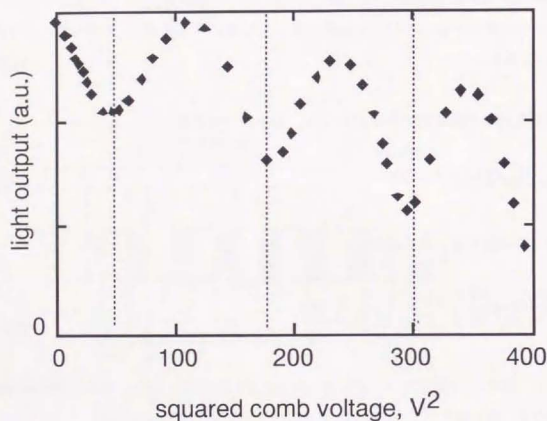


図 2.16 マイクロミラーの駆動特性.

次にマイクロミラーの安定性を検証するため、機械的駆動の周波数特性を測定した。図 2.17(a)に測定系を示す。ミラーとしての有効面積が小さいマイクロミラーの微小な変位をダイナミックに検出するため、光ファイバの劈開端面をミラーに直接近接対向させてマイクロキャビティ(スペーシング=数十 μm)を形成し、干渉変動の線形部分(b)にキャビティを調整して反射光強度をもって変位を検出できるようにした。

図 2.18 に測定したマイクロミラーの周波数特性を示す。1次共振点の固有振動数

は約 870Hz で、0~700Hz の帯域で位相はほぼ平坦となっている。共振ピークから算定された減衰比は約 0.03 とかなり低い値を示した。このように低い減衰比は低電圧で大変位を得るため、ミラーを支える梁を折り畳み構造として変位方向の剛性を小さくするためであった。しかしながら、一次固有振動数が通常の機構部品と比べ大幅に高いので、通常の機械的擾乱を阻止できると考えられる。

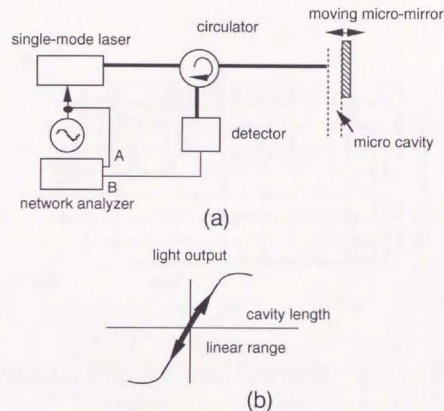
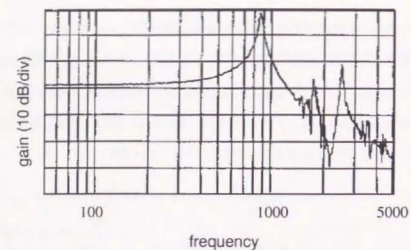
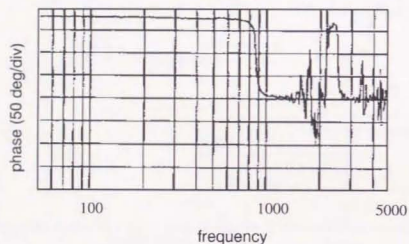


図 2.17 マイクロミラーの周波数特性評価.

(a): 実験系。周波数特性を求めるため、ミラーを駆動する電気発信器は周波数掃引される。(b): 変位検出原理。マイクロキャビティは損失があるので、一種の Fabry-Pérot エタロンと考えられる。キャビティ内での光ビームの回折損失により多重反射の回数は少ないと考えられるので、反射光の半波長毎の干渉変動は正弦波となる。この波形の原点近傍ではキャビティ長の変化に対して光出力が線形に変化する所以、光出力から変位を評価することが可能である。このとき、ネットワークアナライザで取得した利得は変位の二乗である。



(a)



(b)

図 2.18 マイクロミラーの周波数特性.

さらに、マイクロミラーを光出力が最もミラーに敏感に反応して変動する位置に設定し、安定性の検証を行った。図 2.19 に結果を示す。相対光出力は、微小変動はあるものの安定である。この光出力変動を変位に換算すると 0.23nm と極めて小さい。このような安定性は 1 時間程度持続し、マイクロメカニカル素子の短期安定性を確認できた。以上の結果により、慣性質量を小さくすることによる機械的擾乱防止効果が改めて実証された。

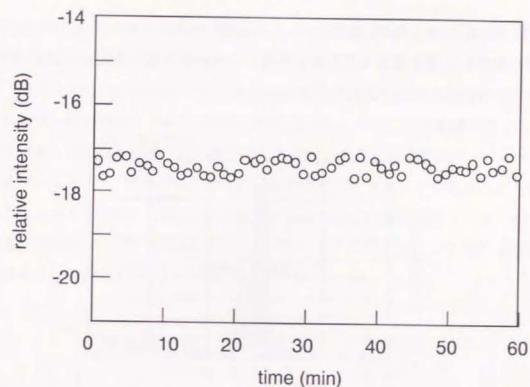


図 2.19 マイクロミラーの短期安定性.

2.4 節 受動モード同期パルスの発生とその制御

2.4.1 モード同期パルスの性質

種々の検討を行う前にまずマイクロメカニカルモード同期レーザから発生するモード同期パルスの品質を評価することが重要である。このため、従来の単純な Fabry-Perot 型多電極レーザと同様のバイアス条件下で光スペクトルと対応する自己相関波形の測定を行った (図 2.20 参照)。これらの結果から時間帯域幅積は 0.2 となり、形状がハイパボリックセカント (sech) からややずれてはいるものの (~ローレンツ型) 変換リミットなパルスとなっていることが明らかとなった。コムアクチュエータに印加する電圧を変えてマイクロミラーの位置を変更してもバイアス条件を変

更せずと同様のパルス発生を観測した。この結果、試作したマイクロメカニカルモード同期半導体レーザを用いて共振器長制御による繰返し周波数制御性を実験的に調べることが可能であることが明らかとなった。

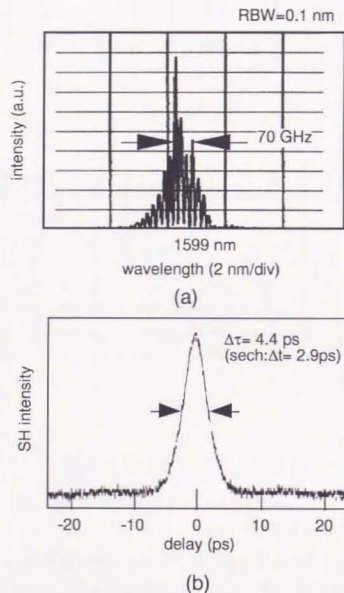


図 2.20 マイクロメカニカルモード同期レーザから発生するパルスの特性評価。

2.4.2 繰返し周波数制御性

繰返し周波数を含むパルスタイミングは、フォトダイオードにより直接検波して得

る電気信号の RF スペクトルにより解析できる。図 2.21 は DC~50GHz で上に記したパルスに対して測定した結果で、モード同期信号の基本成分(22GHz)およびその 2 次の信号成分(45GHz)に相当する鋭い輝線スペクトルのみが確認され、数 GHz の領域に現れやすい緩和振動のピークは観測されなかった。さらに周波数軸を拡大して基本成分を詳細に測定した結果(挿入図参照)、このスペクトルは電気センスサイザから供給されるクロックが持つ鋭い輝線成分とは異なりブロードであることを確認した。このスペクトルの広がり、定常状態の受動モード同期半導体レーザの場合には共振器長の温度変化による物理的揺らぎとキャリア密度変化により生じる実効共振器長揺らぎに起因している。

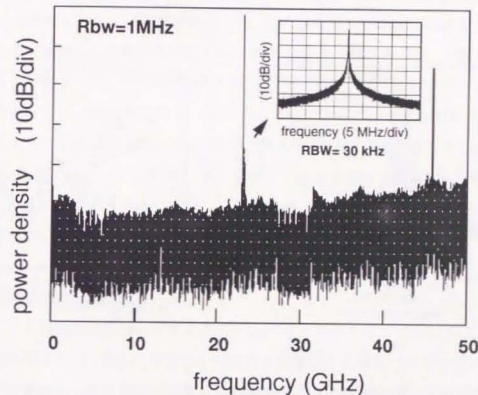


図 2.21 モード同期パルスの直接検波信号。

モード同期パルスにより繰返し周波数(22GHz)の正整数倍に強い輝線スペクトルが発生している。挿入された図は基本成分の拡大である。

さて、マイクロミラーによる共振器長制御による繰返し周波数可変性はモード同期信号の平均周波数の変化をみることになる。図 2.22(a)は各種コム電圧に対するモード

同期信号のパワースペクトルである。コム電圧による僅かなマイクロミラー位置の変化に対してもモード同期信号のピーク周波数変化を検出することが可能で、マイクロミラーによる繰返し周波数可変性を確認した。次にコム電圧と繰返し周波数との関係を詳細に調べた。図 2.22(b)はコム電圧の二乗に対する繰返し周波数で、二乗電圧は変位に換算している。繰返し周波数は変位に対して線形に変化せず、半波長毎のアンジュレーションを呈しているものの、直線で示したアンジュレーションの中心部は変位による共振器長の増大とともに単調減少する繰返し周波数を示している。この変化量は $4.8 \text{ MHz}/\mu\text{m}$ であり、理論式(2.14)から計算される変化量 $4 \text{ MHz}/\mu\text{m}$ とほぼ同程度である。アンジュレーションを抑圧するには計算でも明らかにしたようにさらなる残留反射率の低減が必要であるが、安定な可変機構を有するメカニカル同期レーザのフィードバックを確認できた。

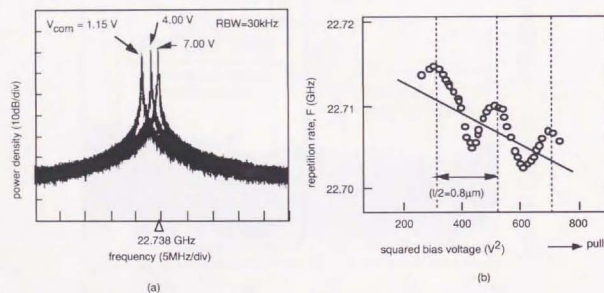


図 2.22 コム電圧によるモード同期パルスの繰返し周波数制御。

- (a) 各種コム電圧とモード同期信号の強度スペクトル変化。パルスタイミングの安定化は行っていないが、タイミング揺らぎは十分小さく、共振器長制御の効果は十分検出されている。
 (b) 繰返し周波数の二乗コム電圧依存性。理論計算と同様に半波長毎のアンジュレーションが発生している。

2.5 節 マイクロミラーによる安定化パルスの制御

本節では多電極レーザの一セグメントの実効共振器長制御によるパルスタイミングの安定化とマイクロミラーによる共振器長の物理長制御の両方の共振器長制御を行うことにより、安定化パルスの制御性が大幅に向上できることを明らかにする。

2.5.1 位相同期ループによるパルスタイミング安定化

RF を用いずに共振器長の逆数に比例した繰返し周波数のパルスが発生することができる特徴により、受動モード同期レーザを利用した 100GHz 以上の超高速パルス発生が盛んに研究・報告されてきた。しかしながら、前節で述べたように自然発生状態ではパルスタイミングに揺らぎがあるので、電気信号を用いる多くの応用ではパルスタイミングを安定化して電気信号に同期させることが課題であった。受動モード同期半導体レーザのタイミングは強制モード同期に比べて安定化できないという見方が一部にはあったが、実は電気シフトで用いられている位相同期ループ(PLL)と同じ考え方で安定化が 90 年代前半にマイクロ波の分野で達成されていた[47-48]。著者は光変調サイドバンド利用により PLL の適用範囲を電気信号処理帯域 ($\sim 50\text{GHz}$) 以上に拡大する方法を実現し、今日 200GHz 近い安定化パルス発生が達成されるに至っている[49]。

【PLL の原理と実現方法】

受動モード同期半導体レーザから発生するパルスのタイミング揺らぎは、熱揺らぎ、注入電流の揺らぎ、共振器内で光子との相互作用等により発生するキャリア密度の揺らぎ等実効的なレーザ共振器長の揺らぎに由来する。これらの揺らぎを厳密に抑圧し常に実効共振器長を一定に保つことができれば、タイミングが安定化したパルスが発生させることが可能である。PLL では基準となるリファレンス信号とパルスの位相比較して検出するタイミング誤差信号を常にゼロとなるようにモード同期レーザの実効共振器長を負帰還制御することによりこのようなタイミング安定化を達成している。図 2.23 は PLL のブロック図である。ブロック図を利用して PLL の作用を以下のように定量的に検討した。

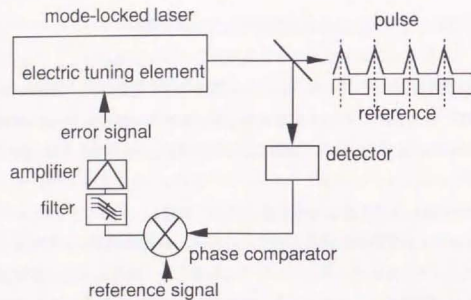


図 2.23 パルスタイミング安定化 PLL のブロック図。

実効共振器長の揺らぎを $\Gamma_c(\omega)$ 、ループ雑音（光検出器，電子回路等の雑音） $\Gamma_n(\omega)$ 、開ループの伝達関数を $H(\omega)$ 、および安定化状態で残留する位相雑音 $\Gamma_r(\omega)$ とすると負帰還作用は

$$\Gamma_r(\omega) = \Gamma_c(\omega) - H(\omega) (\Gamma_n(\omega) + \Gamma_o(\omega)) \quad (2.25)$$

と表される。従って，残留位相雑音は

$$\Gamma_r(\omega) = \frac{\Gamma_c(\omega)}{1 + H(\omega)} - \frac{H(\omega)}{1 + H(\omega)} \Gamma_o(\omega) \quad (2.26)$$

となる。これは，よく知られているように，伝達関数が大きな値を取るようにより大きなループ利得を設定することによりパルスの位相雑音をループ雑音にまで抑圧できることを示している。

【PLL 回路の最適設計】

ループ遅延によるスプリアスの発生により利得に上限があるので，伝達関数を無制

限に大きくすることはできない。位相雑音を極限まで抑圧するためにはスプリアスを高周波数領域に排除して雑音帯域で有効なループ利得を得る PLL の最適設計が必要である。

タイミングが安定化されたパルスの位相雑音のパワースペクトル密度 $S_p(f)$ は，

$$S_p(f) = \left| \frac{1}{1 + H(f)} \right|^2 S_o(f) = R(f) S_o(f) \quad (2.27)$$

と書ける[50]。ここで $S_o(f)$ はフリーランニング状態のパルスの位相雑音のパワースペクトル密度である。R(f)は抑圧因子とよばれ，位相雑音低減の性能を表す。

PLL の性質を簡単なモデルにより数値的に明らかにした。まず広帯域駆動可能なレーザを想定して応答関数 $H_c(f)$ を 1 とし，ループの伝達関数を単純な指数関数的に減衰する周波数特性で近似すると全体の伝達関数は

$$H(f) = -\frac{f_b}{f} e^{2\pi i f \tau_d} \quad , \quad f_b: \text{ループ帯域}, \tau_d: \text{ループ遅延} \quad (2.28)$$

となる。この伝達関数を使って式(A1.1)で定義された抑圧因子を計算した。図 2.24 は，

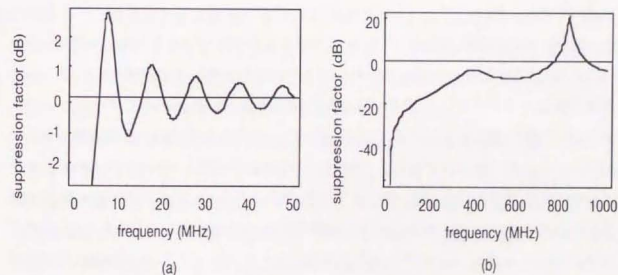


図 2.24 ループパラメータと位相雑音抑圧因子との関係 レーザ電極応答 $f_p=2$ GHz，緩和振動周波数 $f_r=4$ GHz。(a)：制御回路帯域 $f_b=2$ MHz，ループ遅延 $\tau_d=100$ ns。(b)：制御回路帯域 $f_b=1$ GHz，ループ遅延 $\tau_d=2$ ns。

狭帯域と広帯域の電気系に対して計算した結果である。即ち、(a) は制御回路帯域 $f_p=2\text{MHz}$ 、ループ遅延 $\tau_d=100\text{ns}$ とした場合で、位相雑音を逆に増強する大きな正のピークを持つ。このピークは誤差信号がループ遅延により信号の位相が反転しレーザに対して正帰還となったためである。第一のピークより低い周波数帯域では抑圧因子は1以下となっているので、パルスのもとでの位相雑音の帯域が狭い場合にはループ遅延がある程度あっても雑音抑圧が可能である。一方、(b)は電気系の帯域及びループ遅延をそれぞれ1GHz及び2nsとした場合である。抑圧因子の正のピークが高周波数側に掃き出され、抑圧因子が1以下となる周波数帯域が増大するのが明らかとなった。

【実験検証】

以上述べたタイミング安定化PLL回路を実験により検証する。図2.25はPLL回路の構成例である。

このPLL回路の動作を以下に簡単に説明する。レーザから発生する光パルスを光ファイバに導入した後、アイソレータを経由させて3dB結合器で分岐し、一方をPLLへ、他方をパルス光源の出力としてモニタできるようにしている。PLLへ導入した光パルスは広帯域(DC~50GHz)のフォトダイオード(PD)で直接検波した後二つの基準発振器とミキサにより繰返し周波数に相当するベースバンドにダウンコンバージョンして位相誤差を検出する。位相誤差は、二つの基準発振器の和周波数の信号と光パルスとの間の位相差である。受動モード同期レーザは、逆バイアスを制御パラメータとする電圧制御発振器(VCO)の一種とみなせる。正負の符号を持つ位相誤差信号を適当なループフィルタとループ利得を与えて逆バイアスに印加すると、基準発振器と同期するPLL安定化パルス光源が実現できる。但し、二つの発振器の位相雑音の和が残留位相雑音の下限である。なお、モニタとして計測系に導入した光をRFスペクトルアナライザとシンクロスキャンストリークカメラを用いて解析した。

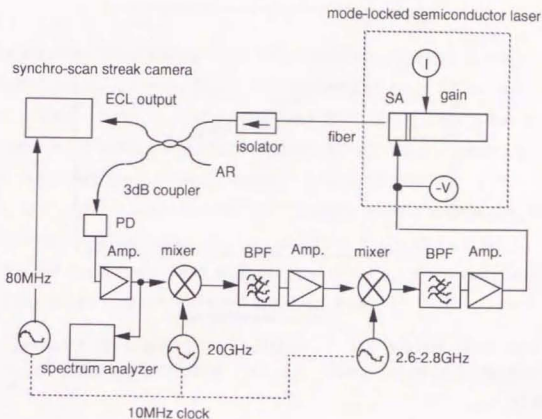


図2.25 PLL安定化回路の構成例。

さて、上に述べたPLLの実現にあたって重要なポイントは、モード同期レーザから発生するパルスのタイミングを逆バイアスを介して可飽和吸収領域の実効屈折率を制御することである[13]。この方法により高速に共振器長制御が可能となり、モード同期半導体レーザでPLL安定化が初めて実現されたのである。

実効屈折率の制御機構は実際にはやや複雑である。エキシトンの吸収端の移動に伴う屈折率変化と逆バイアスによる損失変化にともなうキャリア密度変化の両方が同時に実効共振器長を変化させるからである。しかしながら、多くの場合は前者の効果が優位であり、従って第1章で述べたように(式1.9参照)屈折率は逆バイアスに対してリニアに変化する。このため、逆バイアスを介してリニアにモード同期パルスの繰返し周波数を制御することができる。図2.26はこれを検証した例である。このようなリニアリティは、多くの線形電気回路部品から構成されるPLLの回路にとっては有利である。

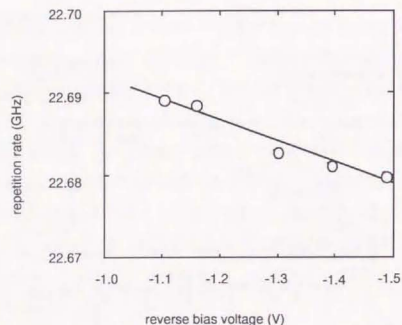


図 2.26 繰り返し周波数の逆バイアス依存性。レーザ：多電極レーザ（長さ 1925 mm），可飽和吸収領域：長さ=190 mm，利得領域：長さ=1735，電流注入：連続，130 mA。

PLL によりパルスタイミングの安定化の例を図 2.27 に示す。モード同期信号の RF スペクトルのキャリア周波数近傍の位相雑音成分が大幅に低減して輝線成分が現れ、タイミングが安定化されたことが検証された。また、シンクロスキャンストロークカメラによりパルスの実時間波形観測を初めて行い、受動モード同期パルスの変調度が 100%であることを確認した。

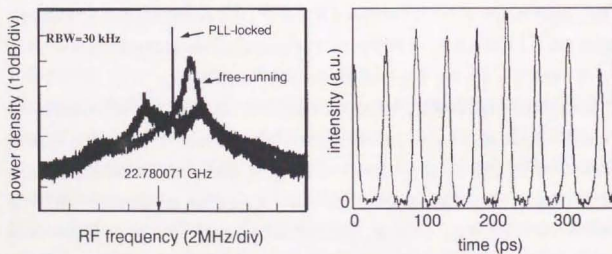


図 2.27 PLL によりタイミング安定化されたパルスの特性。

【タイミングジッタ評価】

超高速光伝送システムでは、タイミングジッタが極めて小さい安定なクロックパルスが必要である。このため、安定化パルス光源の残留タイミングジッタを明らかにすることは重要である。ここでは直接検波により得られるモード同期信号の RF スペクトルからタイミングジッタを評価する簡便な方法を示し、試作した多電極モード同期レーザの PLL 安定化パルスへ適応した結果について述べている。

PLL による受動モード同期パルスのタイミング安定化の性能を定量的に評価するため、2乗平均 (root-mean-square, rms) タイミングジッタ σ_j を導入し議論した。タイミングジッタは従来のパルスの検波信号のパワースペクトル密度から次のように簡易に計算できる[51]。ジッタとパルス位相雑音 $S_p(f)$ とは

$$\sigma_j = \frac{1}{2\pi F} \sqrt{\int_{f_L}^{f_H} 2 S_p(f) df} \quad (2.29)$$

なる関係にある。ここで f_L , f_H はジッタを評価する帯域の下限および上限である。測定される $S_p(f)$ は、位相雑音成分 $S_p(f)$ と強度雑音成分 $S_i(f)$ を用いて、

$$S_p(f) = P^2 \exp[-(2\pi\Delta f)^2] \\ \times \sum_N \left[\{1 - (2\pi F_0 N \sigma_j)^2\} \cdot \{2\pi \delta(f - NF_0) + S_i(f - NF_0)\} + (2\pi F_0 N)^2 S_i(f - NF_0) \right] \quad (2.30)$$

と書ける。ここで P はパルス列の平均強度、 F_0 はキャリア周波数、 f はオフセット周波数、 $\delta(x)$ はデルタ関数を表わす。この式は高次のモード同期信号ほど相対的に位相雑音成分が増大することを示している。強度雑音を無視できる安定な受動モード同期パルスに対しては、 N 次のモード同期信号のパワースペクトルから位相雑音を評価すると

$$S_p(f) = \frac{1}{N^2} S_i(f - NF_0) \quad (2.31)$$

となる。

図 2.28 は、PLL 安定化 22GHz モード同期パルスのバンド幅 1Hz あたりの片側帯波帯(single-side band, SSB) 位相雑音のパワースペクトル密度であり、受動モード同期パルスの雑音成分がすべて位相雑音であると仮定して 1 次および 2 次のモード同期信号から導出した。オフセット周波数が約 3 MHz 以下の低周波数範囲では両者に大きな違いはないが、この帯域を越える高周波数領域では 2 次モード同期信号から評価した SSB 位相雑音が 1 次モード同期信号のそれよりも大きくなっている。これは、PLL のループ帯域 (~3MHz) を越える高周波数領域で位相雑音が抑圧されていないことを示している。

2 次のモード同期信号から求めた位相雑音を使って 0~25MHz の範囲で式(A1.5)に従って評価した rms タイミングジッタは 1.17 ps であった。高周波数領域の位相雑音のパワースペクトル密度自体は小さいがジッタには積分で寄与する。このためパルスの低ジッタ化をさらに進めるためには PLL を広帯域化する必要がある。

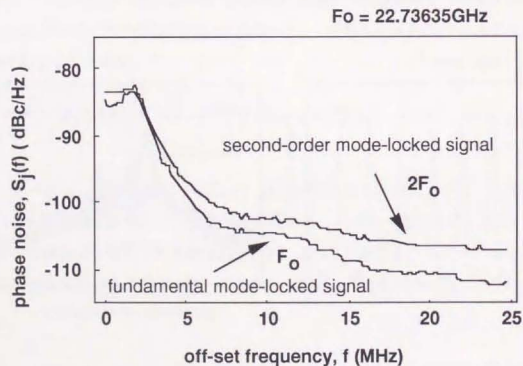


図 2.28 安定化モード同期パルスの SSB 位相雑音。

2.5.2 PLL の課題

PLL の問題点は、初期段階でパルスの自然の繰返し周波数とリファレンス周波数が大きく異なる場合に、誤差信号としてモード同期レーザの電氣的繰返し周波数制御要素に大きな DC バイアスが印加されることである。PLL では多電極レーザの可飽和吸収領域への逆バイアスを介してパルスタイミングを制御してモード同期レーザを VCO として動作させるため、安定なモード同期発振を保证する DC バイアスは制限される。このため、初期段階での周波数誤差が大きすぎるとモード同期発振自体が困難となってしまいます。このような引き込み範囲は半導体レーザの固体差はあるものの、図 2.29 に示すように、高々数 MHz である。このような PLL の引き込み範囲の制限を除去してより広い周波数帯で安定化パルスを生じさせるためには、初期段階の誤差をできるだけ小さくする必要がある。

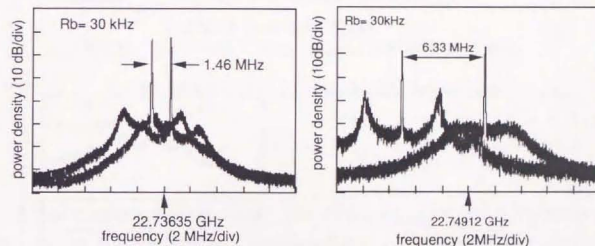


図 2.29 PLL 同期範囲 (例)。

2.5.3 可動ミラー方式による PLL 同期範囲拡大

共振器長を制御することにより自然の繰返し周波数をモード同期レーザのバイアス条件に依存せず制御することが可能である。図 2.30 は、ミラーの位置を変えて同期範囲を測定したものであり、従来の共振器長が固定の場合の 10 程度 (~60MHz) に渡る可変性が実現されている。

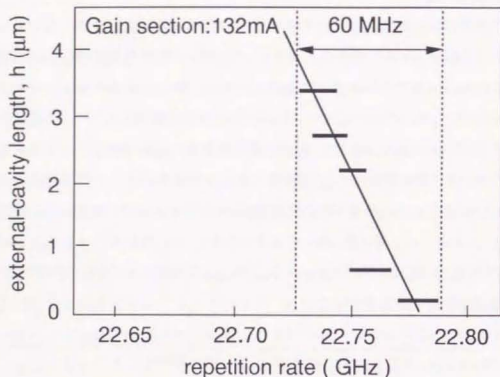


図 2.30 共振器長の調整による PLL 同期範囲の拡大。

さらに常にリファレンスに追従しながら自然の繰返し周波数を共振器長制御により行うことにより、常に最適なモード同期パルス発生条件下で PLL 安定化を行うことが可能である。即ちこれは、物理長と屈折率制御を併用して共振器長を制御することにより PLL の同期可能な周波数範囲を大幅に拡大できることを意味している。図 2.31 は、マイクロメカニカルモード同期半導体レーザーを使って検証した結果である。リファレンスの周波数が自然の繰返し周波数とほぼ一致している場合には、(a) に示すように、ループ利得の最適化により容易に安定化できる。次にリファレンスの周波数を約 3.7MHz 変えると、(b) に示すように、PLL の同期保持範囲から逸脱する。しかし、レーザーの自然の繰返し周波数がリファレンスに一致するようにマイクロミラーの位置を調整すると(c)に示すように再びパルスを安定化することができる。

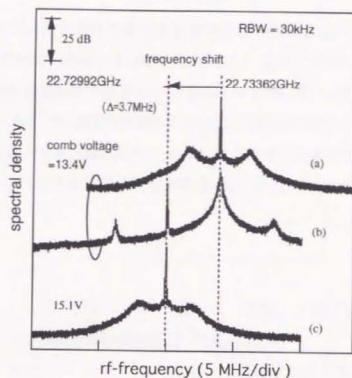


図 2.31 マイクロミラー位置最適化による PLL 同期範囲の拡大機構。

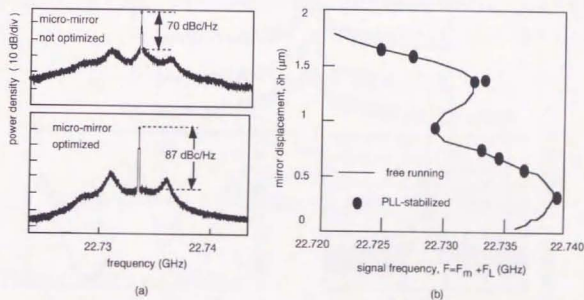


図 2.32 マイクロミラー位置最適化による PLL 安定化パルスの位相雑音の低減。

(a) ではミラー位置の最適化によりパルスの位相雑音が低減され、CNR が 70 から 87dB/Hz と約 20dB も改善されたことが示されている。(b)では任意のリファレンス周波数 $F(F = F_m + F_L)$ に対してこのような低位相雑音のパルスを発生するための最適ミラー位置をコム印加電圧=0 の位置を基準に示したものである。

さらに外部ミラーによる共振器長の最適化によりパルスの位相雑音を低減することができる。図 2.32(a)に示すように、PLL 同期範囲であっても自然の繰返し周波数とキャリア周波数の差が比較的大きい場合にはキャリア周波数近傍のパルス位相雑音は大きい。ミラー位置の最適化により位相雑音を 20dB と大幅に低減することが可能である。同図(b)は与えられたリファレンスの周波数に対してこのような高品質パルスの発生する条件を示したもので、自然の繰返し周波数とキャリア周波数は一致している。

2.5.4 高調波モード同期への適用

【高調波モード同期発振の条件】

多電極レーザを適当なバイアス条件下で駆動すると高調波モード同期によるパルスが発生する。図 2.33 は 2 次モード同期パルス（繰返し周波数は約 45GHz）の光スペクトル(a)と自己相関波形(b)である。時間帯域幅積は 0.5 で、変換リミットに近いパルスである。

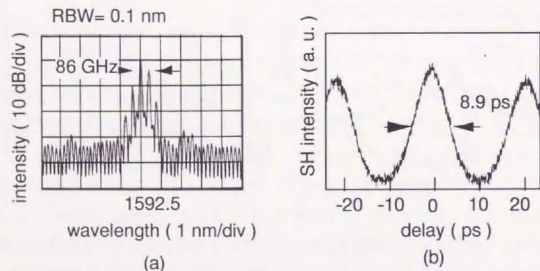


図 2.33 45GHz, 2 次高調波モード同期パルス。(a): 光スペクトル (b): SHG 自己相関波形

このような高調波モード同期発生の発生条件を実験検証した。図 2.34 は多電極レーザの発振スペクトルの逆バイアス依存性である。逆バイアスが小さい場合 (0 ~ -0.38V), 可飽和吸収の作用が十分でないため発振モードは単一または多モードとなるのに対し、逆バイアスがある程度大きくなった時 (-0.55 ~ -0.56V) にはまず 2 次高調波モード同期発振となり、さらに逆バイアスを大きくすると基本モード同期発振となる。2 次高調波モード同期パルスを発生させる逆バイアス条件が極めて狭い。

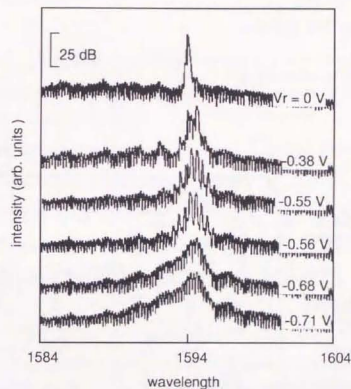


図 2.34 近接外部共振器型多電極レーザの発振モードの逆バイアス依存性。

【超高速パルス対応 PLL 回路】

基本モード同期がたとえ数十 GHz の低速領域であってもその高調波モード同期パルスは容易に電気的帯域限界 (~50GHz) を越えるほど高速であり得る。PLL は基本的には対象とするパルスの速度に限界はないが、モード同期信号を検出するフォトダイオードの帯域により適用できる速度に限界があった。著者は、超高速パルスに PLL 安定化の手法を適用させるため光変調サイドバンドを利用したパルス位相検出

法を考案し、PLL や超高速光信号処理回路等への適用を試みてきた(2.7節参照)。これに基づき構成したPLL回路を図2.35に示す。PLLの基本構成は従来のPLL安定化回路と同じであるが、位相比較器から出力されるモード同期信号のレプリカを電気フィルタ(LPF)で選択する必要がある。このときのレプリカの次数をNとすると、パルスの繰返し周波数 F_0 と変調周波数 f_m 、及び電気信号 f_L との間には、

$$F_0 = N f_m + f_L \quad (2.32)$$

であることに注意する必要がある。

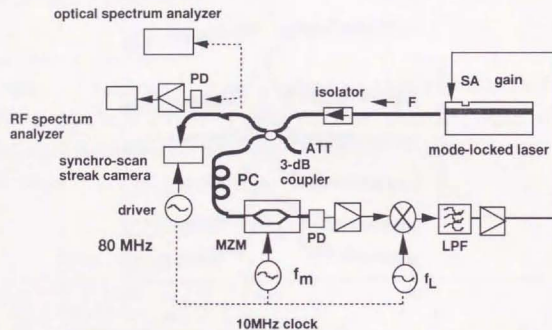


図2.35 変調サイドバンドを利用する超高速パルス対応PLL回路。

以上述べた変調サイドバンドを利用するPLL回路により45GHz 2次高調波モード同期パルスの安定化を試みた。図2.36(a)は、周波数 f_m (=26.5 GHz)で変調されたパルスの直接検波信号のRFスペクトルで、モード同期信号 F_0 と1次のレプリカ $F_0 - f_m$ が観測されている。このレプリカの周波数は約18GHzと十分低速である。リファレンスとしての電気シンセサイザによりこの信号を直接ベースバンドまで変換して位相

誤差検出するPLLにより、図2.36(b)に示すように、パルスタイミングを容易に安定化することができる。

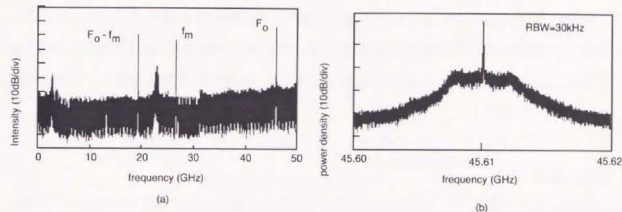


図2.36 2次高調波モード同期パルスタイミングの安定化。

変調されたパルスの直接検波信号のRFスペクトル(a)とPLL安定化されたパルスのモード同期信号(b)。

【共振器長制御によるPLL同期範囲の拡大】

基本モード同期パルスと同様に、共振器長を制御することにより高調波モード同期パルスの繰返し周波数を安定に調整することができる。例えば、DCレベルが変化するPLL安定化回路の同期範囲は3.5 MHzと狭いが、ミラー調整により約6.5倍の23 MHzにまでPLLの同期範囲を拡大することができる(図2.37)。

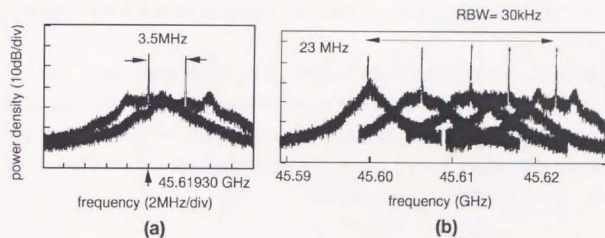


図2.37 2次高調波モード同期パルスのPLL同期範囲。

(a)ミラー位置調整しない場合、(b)ミラー位置調整する場合。自然の繰返し周波数の可変範囲がミラーによる共振器長制御により大幅に拡大したのに伴って、同期範囲が大幅に拡大されている。

2.6節 近接浮上型外部共振器レーザによるデータ検出応用

本節では、以上述べてきた近接外部共振器レーザの応用として、光ディスクのデータ検出を取り上げる。ここでは共振器長は、マイクロダイナミクスを応用した空気浮上方式により一定値になるように保持される。これは実効的には外部ミララが位置決めされていると考えることができる。

2.6.1 緒言

光ディスク装置は、レンズの波面変換作用により波長程度の微小なスポットに光を収束させることによりディスクの記録媒体面上に高密度で情報を遠隔記録再生する情報機器である。この光ディスク装置のキデバイスである光ヘッドは、半導体レーザ、扁平な発光プロファイルを円形に整形するための光学系、焦点およびトラック誤差検出光学系から成るが、精密位置合わせを必要とする多くの個別光学部品を用いる構成では小型軽量化に限界があり、光ディスク装置の高速化の障害となっていた。

従来よりこのような光ヘッドのマイクロ化が試みられ、自己結合型光ヘッド等のヘッド原理を革新するものから光集積技術を利用したヘッド等数多く提案されてきた。しかしながら、これらの方法はレンズの集光作用を踏襲するために大きな波面のハンドリングが不可欠であり、光学上マイクロ化が困難であるというの本質的問題を持っていた。

著者らは、このような光学的限界を打破するため、光の近接作用に着目し、レンズを持たずに直接半導体を高速で回転するディスクに対向させることでデータの記録再生を行う方式を提案・検証してきた。この方式は半導体レーザとディスク媒体とで構成する外部共振器を採用するもので、高精度反射防止膜が付与された半導体レーザがキデバイスと位置付けられている。

2.6.2 構成

図 2.38 に、半導体レーザと記録媒体との距離を数ミクロンに保持しながら近接方式を実現する浮上ヘッド方式の構成を示す。安定な微小スペーシングを実現するため、磁気ディスク装置に使われている浮上スライダを利用している。この浮上スライダは、

薄い空気層の流体力学的な反発力と荷重力の釣り合いにより一定スペーシングを保持する機構（空気ベアリング）に基づいている。スペーシングは図 2.39 に示すようにスライダに加わる加重と回転数により精密に制御することが可能である。このような浮上スライダに半導体レーザとフォトダイオードを直接搭載して、磁気ヘッド並の超小型光ヘッドを構成している。

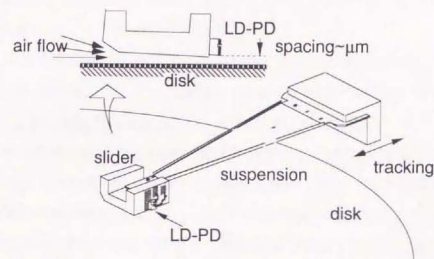


図 2.38 近接浮上型光ヘッドの構成。

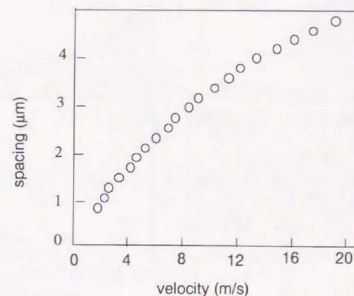


図 2.39 浮上スライダのスペーシングと回転数との関係。

2.6.3 データ検出の原理

外部ミラーが2つの反射率（高反射率領域 H, 反射率 R_H , 低反射率領域 L, 反射率 R_L ）を持つと仮定する。それぞれの反射率に対応する複合共振器レーザの実効ミラーのパワー反射率,

$$R_{\text{eff}} = |r_{\text{eff}}|^2 \quad (2.33)$$

を計算すると、図 2.40 に示すように、半波長周期の干渉変動を生じる。外部ミラー側端面反射率 R_2 が高い場合 ($R_2=0.3$) には外部ミラーの反射率差 (0.7 と 0.1) により、スペーシングの変化に対して大きなパワー反射率の変動が生じる。このため、いかなるバイアス設定であっても外部反射率に無関係に複合共振器レーザは発振と非発振状態を取りうる。一方、端面反射率が低い場合 ($R_2=0.01$)、外部ミラーの反射率の領域に応じて実効反射率の範囲もスペーシングによる変動はあるものの2つの領域に限定される。従って、低反射率領域の最大実効反射率と高反射率領域領域の最小実効反射率との間の反射率で発振するように半導体レーザの電流バイアスを設定しておく、外部ミラーの反射率の高低により複合共振器レーザの発振・非発振をスイッチングすることが可能となる。このような外部ミラーによりスイッチング作用を Optically Switched Laser (OSL) と名付けた。

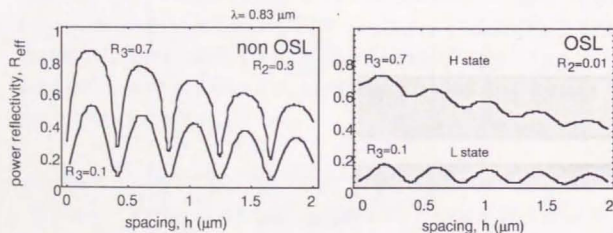


図 2.40 複合共振器レーザの OSL/非 OSL 状態。

図 2.41 は、OSL 動作の検証実験結果である。外部ミラーには Al スリットが付与されたガラス基板が用いられており、高反射率部と低反射率部には Al 領域 (反射率 70%) とガラス領域 (反射率 4%) をそれぞれ対応させる。これらの反射率の差による発振しきい値電流の差は数 mA 程度である。OSL 動作する範囲に適当に注入電流をバイアスすることにより、高反射率部で良好な単一モードレーザ発振を得る一方低反射率部では増幅された自然放出光 (ASE) を得た。これらの結果より通常利用される短波長 Fabry-Perot レーザで OSL 動作が確認できた。

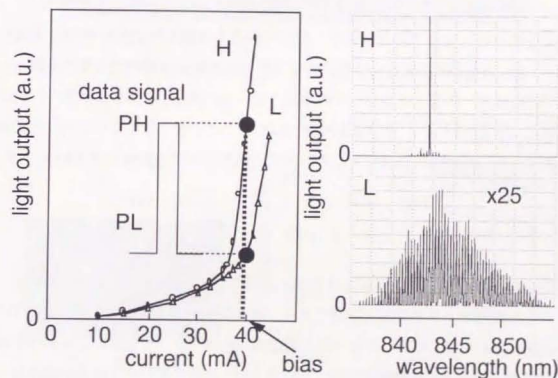


図 2.41 Fabry-Perot レーザによる OSL 動作の検証。

2.6.4 浮上型光ディスク装置の試作

OSL 動作は、反射率差によりビットを記憶する相変化媒体や CD-ROM 等を対象と

する。ビットマークが書き込まれたディスクを回転すると半導体レーザはビットマークの有無に従って発振/非発振の二つの状態間でスイッチングされ、これに対応して2値のデジタル信号を時系列的に発生する。この信号からタイミングクロック検出等を行いデータの識別再生を行う。このような検出手法は、誘導放出光と自然放出光との光出力差は大きく通常の反射光の光出力差よりも検出感度が高いという特徴を有する。また、書き込み時は、セクターを検出しながらシステムのクロックに従いバイアス電流を変調する。

以上の光ヘッドの動作確認を行うため、固定型の光ディスク装置を試作した。図 2.42 にその装置の外観を示す。媒体には SnTeGe 相変化媒体を、ヘッドには 1.3 μ m LD-PD 集積化素子をそれぞれ使用している。さらに、LD 端面はテーパーリッジ構造としてレンズなしで波長に依存した回折限界を打破した空間分解能を実現している。なお、この検出方式は、近年盛んに検討されている近接場光記憶の先駆として位置付けられる。このようなレーザの端面 (図 2.43 参照) に本章で開発した高精度反射防止コートが付与し、残留反射率を-40dB 以下とすることでデータ信号の記録再生を実証した。この試作装置によるデータの記録再生の試験結果を図 2.44 に示す。

2.6.5 まとめ

半導体レーザをディスク媒体に近接浮上させて外部共振器レーザを形成することにより超小型光ディスク装置が実現できることを述べた。残留反射率 -40dB 以下の反射防止膜付与により、はじめてレーザと媒体面のスペーシング変動による影響を吸収して高品質の信号検出を可能にした。このように、高精度反射防止膜を半導体レーザに付与する技術は外部共振器レーザを利用する上で極めて有用である。

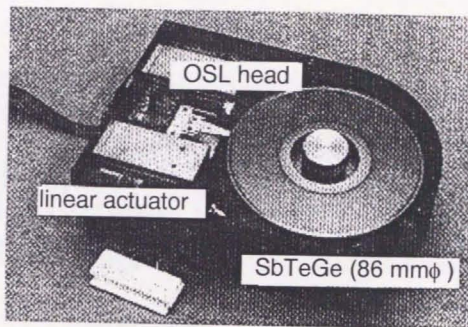


図 2.42 試作した近接浮上型光ヘッド搭載の光ディスク装置の外観。

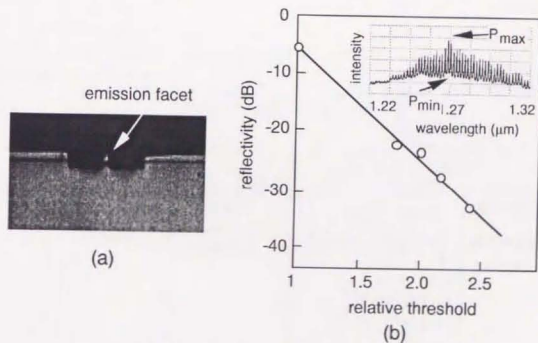


図 2.43 ヘッドに搭載する LD-PD への高精度反射防止膜コート。
 (a) コート付与したテーパーリッジ導波路レーザの端面構造。(b) 反射防止コート(ARC)の残留反射率低減。膜屈折率を最適化し、残留反射率を-30dB 以下とする条件を導出した。(挿入図は ARC 付 LD の光出力特性)。in situ 測定で ARC によるしきい値増大率が 2.2 以上で、残留反射率はほぼ-30dB 以下となる。



図 2.44 近接浮上型光ヘッドの記録・再生信号。
 (記録:100kHz 矩形波, レーザ出力 \approx 20mW, 再生:速度 1MHz, レーザ出力 \approx 1.5mW)

2.7 節 変調サブキャリアを用いた超高速光パルス信号の位相検出とその応用

2.7.1 従来方法の課題

表 2.2 に従来の主な光パルス位相検出法を示す。フォトダイオードにより光パルス信号を直接検波する方法は最も基本的な方法である。しかし、光パルスが超高速でフォトダイオードの帯域を越える場合にこの位相検出方法は適用不可能となる。

表 2.2 従来のパルス位相検出法の比較

方法の分類	原理	特徴	構成の概略図	課題
直接検波法	光パルス信号の直接光電変換	極めて簡易な構成		PDの帯域による適用可能な周波数の制限 (< 50 GHz)
パルス変調法	フォトダイオードの非線形性を利用したビート波の発生	比較的簡易な構成 PDの帯域の2倍程度まで適用可能		適用周波数の限界 < 100 GHz
4光波混合法	4光波混合により変換された信号光に位相誤差が反映される	高繰返し周波数まで適用可能 (400 GHzまで検証済み)		4光波混合の変換効率の向上 偏波無依存化 構成の簡素化

このような電気的帯域制限を改善するための方法として、フォトダイオードの逆バイアスに RF を印加する方法がある。非線形性を利用することによりパルス位相が検

出可能な周波数の上限を改善する方法が提案・検証されている。これはフォトダイオード内でモード同期信号により発生するフォトカレントが変調されることによりビートが生じることを利用している。印加される RF の上限とフォトダイオードの上限をそれぞれ 50GHz とすると、この方法により検出可能な帯域は 100GHz までと考えられる。

100GHz を越えるパルス位相を検出する方法としては、これまでは 4 光波混合 (FWM) 法のみであった。この方法は、高速のパルスに対して波長の異なる分周パルスを合波して非線形媒質を伝播させて生じる位相誤差が重畳された FWM を光フィルタで選択する方法であり、パルス位相は FWM のエンベロープから検出する。原理的にテラヘルツ領域の繰返し周波数まで適用可能であるが、低い変換効率や偏波依存性などいくつかの実用的課題を有する。

2.7.2 原理

変調サイドバンドによる超高速パルス位相雑音の測定原理を図 2.45 を用いて説明する。同図(a)に繰返し周波数 F のモード同期パルスを周波数 f_m で変調した場合に発生する光変調サイドバンドを示す[52-62]。これらのサイドバンドおよび同期ももとの光によるビートは同図 (b)に示すように周波数 F のモード同期信号のまわりにもとのモード同期信号の位相情報を保持する変調周波数毎のレプリカを発生させる。繰返し周波数がフォトダイオードの帯域を越える場合でも低周波数領域のレプリカは容易に検出可能であり、これらレプリカの位相からもとのパルス位相情報を知ることができる。なおこのような光周波数領域での周波数変換は一般に photonic downconversion とよばれ、主としてマイクロ波信号のキャリア周波数変換等に従来利用されてきた[55-62]。図 2.46 に変調サイドバンド発生による位相検出系のブロック図を示す。このように基本構成は強度変調器及び変調 RF 源、フォトダイオード、ミキサ及びバンドパスフィルタから成るため極めて簡素である。

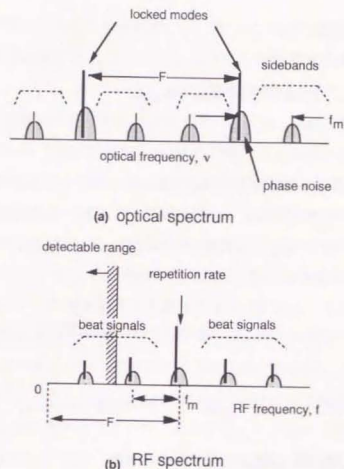


図 2.45 変調サイドバンドによるパルス位相検出の原理。

スペクトル領域での光周波数コム(a)とモード同期信号の回りに変調周波数毎に発生するレプリカ。

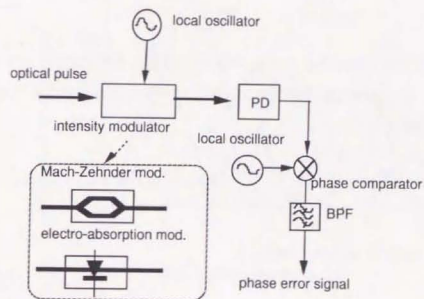


図 2.46 変調サイドバンド発生を利用した超高速光パルス信号の位相検出回路のブロック図。

2.7.3 変調方法の検討

2.7.3.1 マッハツェンダ型強度変調器による方法

【定式化】

マッハツェンダ型干渉計型強度変調器 (MZM) を利用する方法についてまず検討した。この方法特徴は、サイドバンドへのエネルギー分配が変調指数のベッセル関数となることである。いま分岐比 1:1 の理想的な対称 MZM を通過して強度変調を受けたモード同期パルスの電場は、

$$E_{MZM}(t) = \frac{1}{2} \sum_m \rho_m \exp(i\omega_m t) + \frac{1}{2} \sum_m \rho_m \exp(i\omega_m t + i\delta \sin 2\pi f t) \quad (2.34)$$

である (f : 変調周波数, δ : 変調指数)。この直接検波信号は、

$$\begin{aligned} |E_{MZM}(t)|^2 = & \frac{1}{2} \sum_m \rho_m^2 + \sum_{m \neq m'} \rho_m \rho_{m'} \cos[\Omega t (m - m')] \\ & + \frac{1}{2} \sum_m \rho_m^2 \cos[\delta \sin(2\pi f t)] + \sum_{m \neq m'} \rho_m \rho_{m'} \cos[\Omega t (m - m') + \delta \sin(2\pi f t)] \end{aligned} \quad (2.35)$$

となる。第 2 項及び第 3 項はそれぞれ光パルスの繰返しを直接反映したものと変調信号成分であり、第 4 項が変調サイドバンド間のビートによる信号成分である。第 4 項はベッセル関数を用いて、

$$\begin{aligned} \sum_{m \neq m'} \rho_m \rho_{m'} \{ & J_0(\delta) \cos[(m - m') \Omega t] + \sum_{k \geq 1} J_k(\delta) \cos[(m - m') \Omega t + 2\pi k f t] \\ & + \sum_{k \geq 1} (-1)^k J_k(\delta) \cos[(m - m') \Omega t + 2\pi k f t] \} \end{aligned} \quad (2.36)$$

と展開される。これは、MZM により第 3 項のまわりに変調周波数 f を間隔とする複

製 (レプリカ) が発生することを示している。従って、低周波数領域の測定可能なレプリカを対象に位相検波することによりもとのパルス信号の位相を検出することができる。

さて、高繰返し周波数の光パルスに対応するためには、変調指数を変調周波数とともに高める必要がある。変調周波数は MZM の帯域により制限されるので、この方法で繰返し周波数の高いパルスの位相を検出しようとする、変調指数を大きくすることが本質的に要請される。この場合大振幅変調により広帯域に渡って発生する多くのサイドバンドへ光パルスのエネルギーが分散するため、ビート信号の SN 比は劣化する。

変調器の帯域制限を回避して高速パルスの位相を検出するためには高次の光変調サイドバンドによるビート信号を効率よく発生する必要がある。そこで、ダウンコンバージョンすべき周波数量を f_m とし、1 次のサイドバンドを利用する場合、変調周波数を半分にして 2 次のサイドバンドを利用する場合を比較検討した。ここでさらに簡単のために変調効率を $1/f$ とした。図 2.47 は式(2.36)に従って計算したビート信号強度で、それぞれの信号は変調指数 δ のベッセル関数であり最大となる最適点がそれぞれ存在する。これらのピークに一致する変調指数が最適変調指数である。変調効率の

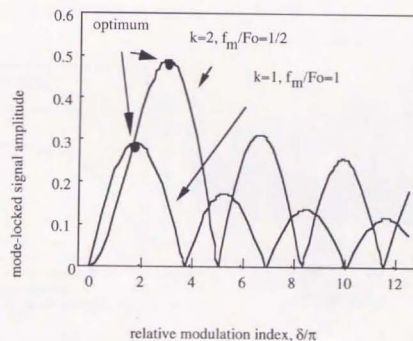


図 2.47 MZM による光変調サイドバンド発生効率の計算。

影響により変調周波数が低い方がピーク値が大きくなるので、一般には低い変調指数で大振幅変調することにより大きなビート信号が得られることになる。しかし過剰な次数の増大は変調に必要な RF 発振器の位相雑音の重畳や大振幅変調による変調器の劣化という問題を引き起こす。

【実験検証】

22GHz の受動モード同期レーザを用いて、MZM の変調指数最適化の実験検討を行った。図 2.48(a)は、変調周波数 $f_m=10\text{GHz}$ で変調したパルスの直接検波信号の RF スペクトルである。変調周波数毎のビート信号がオリジナルのモード同期信号のまわりに多数現れている。最も信号強度の高い 1 次のビート信号 (12GHz 近傍) に着目し、変調指数の最適化を試みた。図 2.48(b)に示すように変調器を駆動する電気信号のパワーに信号強度が依存し、理論を裏付ける結果となった。最大信号強度を得る RF パワーは約 +30dBm である。

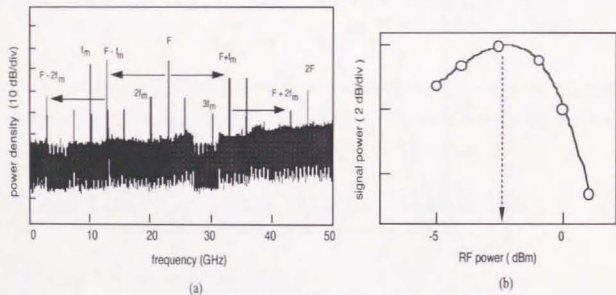


図 2.48 LN 変調器によるモード同期パルスの変調サイドバンド(a)とビート信号の変調パワー依存性(b)。

2.7.3.2 電界吸収型強度変調器による方法

【定式化】

EAM により変調されたモード同期パルスの電場は

$$E_{\text{EAM}}(t) = \left(1 + \sum_n \delta_n \cos 2\pi n f t \right) \sum_m \rho_m \exp(i\omega_m t) \quad (2.37)$$

と書ける。ここで $\{\delta_n\}$ が正弦波からの歪度を定める。三角関数の積の定理よりこの式は簡単に変形できて

$$E_{\text{EAM}}(t) = \sum_m \rho_m \exp(i\omega_m t) + \frac{1}{2} \sum_{n,m} \rho_m \delta_n \exp[i(\omega_m \pm 2\pi n f)t] \quad (2.38)$$

となり、光変調サイドバンドが発生することが示された。

さて、半導体電界吸収型強度変調器 (EAM) は、図 2.49(a)に示すように、電圧に対して非線形の吸収特性を示す。このため、正弦波を入力しても顕著な変調歪を生じる。このため、この式から得る第一の特徴は、高次の変調サイドバンドは変調指数に

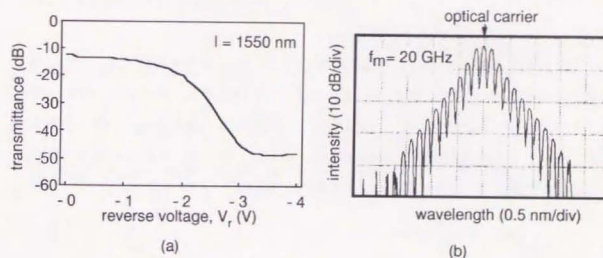


図 2.49 EAM による光変調サイドバンド発生。
(a): 変調特性 (b): 光変調サイドバンド (単一キャリア)

無関係に変調歪が大きいくほど発生する点である。これは、変調器の特性の最適化により急峻な変調特性を得ることにより高次サイドバンド発生が容易になることを示す。図 2.49(b)は 20GHz の変調サイドバンド発生 の例であり、両側側帯に 10 次 のサイドバンドまでの発生が確認できた。これにより全側帯発生領域は 400GHz に渡る。

次に、EAM を用いる方法のもう一つの重要な特徴は、変調サイドバンドの振幅が変調指数とともに増大することである (図 2.50 参照)。これは変調の RF パワーが光パルスに移行することに起因する。このため MZM を用いる方法でのデメリットである入力光パルスのエネルギーがサイドバンドに分配されることによるピート信号強度の劣化を本質的に有しない。

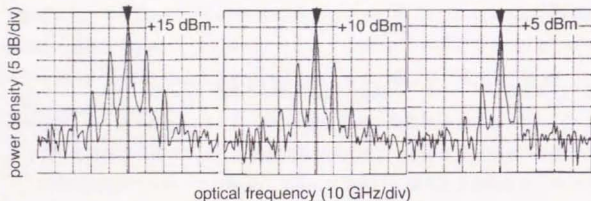


図 2.50 EAM による変調サイドバンドの変調パワー依存性。

2.7.4 パルス位相検出の実験検証

以上のように変調サイドバンドを発生する二つの変調方式を検討した。その結果、変調歪により低パワーで広帯域の変調サイドバンドを発生し、かつ変調パワーがサイドバンドに移行してサイドバンドの強度劣化を補償する EAM がサイドバンド間ピート信号をつくるのに適していることを明らかにした。そこで、次にこの変調方式により 100GHz を越える超高速パルスの位相検出を試みる。

【パルス光源】

超高速パルス位相検出の検証実験を行うためには、フリーランニング状態 (電気信号に同期していない状態) でもある程度繰返し周波数が安定である光源を用いること

が望まれる。このような超高速パルス光源として、ここでは著者らが開発した高調波衝突パルスモード同期半導体レーザ (HCPM-LD) を用いた。そもそも衝突モード同期 (CPM) 法を半導体レーザに初めて適用したのは Chen らで、可飽和吸収体を中央に配置した CPM レーザにより繰返し周波数 350GHz の安定な 2 次高調波モード同期パルス発生を達成した [43]。CPM の基本原理はレーザ共振器内を周回するパルスが可飽和吸収体中で衝突するときの急峻な吸収率変化を利用することで高調波モード同期発振を安定化することにある。この原理はその後拡張され、可飽和吸収体の共振器の任意の場所への配置 [63] や、多数の可飽和吸収領域の周期的な配置 [64] により高次高調波モード同期が達成されている。この拡張によりサブテラヘルツ領域で光パルスを容易に発生できるようになった。HCPM-LD は可飽和吸収領域の周期的配列構成を持つ CPM レーザの一種で、パルス位相とびがないような配列を持つ (図 2.51 参照)。

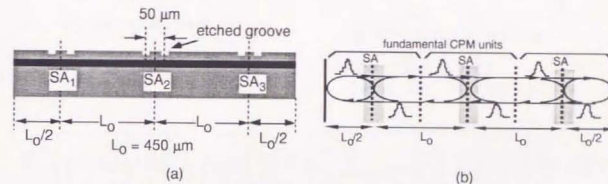


図 2.51 HCPM-LD の構造 (a) と周回パルス機構 (b)。

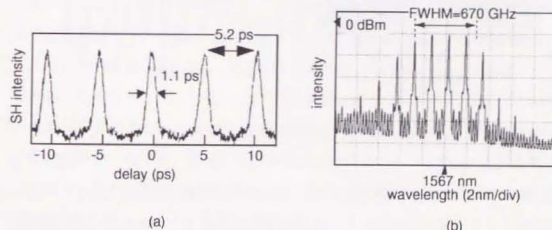


図 2.52 HCPM-LD から発生するパルスの品質。[自己相関波形 (a) と対応するスペクトル (b)]

図 2.52 に HCPM-LD から発生する 6 次 192GHz の自己相関波形と対応する光スペクトルを示す。これらの測定から導出した時間・帯域幅積は 0.47 となり、発生したパルスはほぼフーリエ変換リミットであることを確認した。

このような HCPM レーザのモード安定性を確認するため、まず、可飽和吸収帯を両端の 2 つのみ動作させて発生するパルスを評価した。非対称衝突パルスモード同期半導体レーザの類推ではこのような動作でも安定な高調波モード同期が得られるはずであるが、劈開精度により理想的に可飽和吸収領域を配置することが困難である。実際、図 2.53 に示すように、設計では予測できない 7 次高調波モード同期パルスが発生し、しかもそのスペクトル純度は低いものであった。このように、フォトリソグラフィの精度で可飽和吸収領域を配置できる HCPM の動作安定性が間接的にも確認できた。

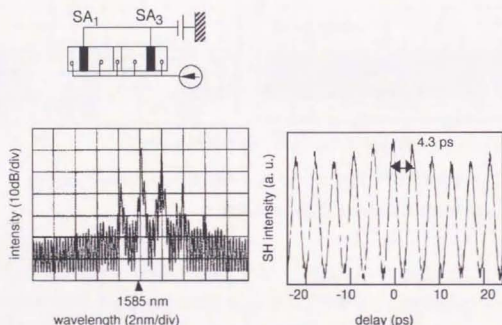


図 2.53 2 つの可飽和吸収領域を動作させた場合のパルス発生。

次に、HCPM レーザのモード安定性の検証を注入同期実験により行った。一般にレーザは外部から注入されるコヒーレント光に敏感に反応する。その典型は注入同期であり、弱い光注入であっても光周波数や位相が注入光に同期する場合がある。しかし

注入光が強い場合には被注入レーザの発振はクエンチングされ、注入光のみがレーザキャビティ内に存在することになる。ここではこのような強い光注入によりレーザの発振モードの強さを検証した。

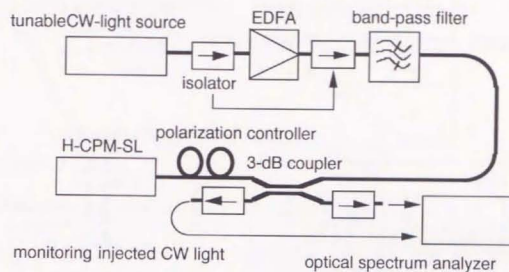


図 2.54 光注入の実験系。

図 2.54 に実験系を示す。線幅がキロヘルツオーダの高コヒーレンス外部共振器型波長可変レーザを注入光とし、注入光強度を EDFA の利得により制御し、H-CPM レーザに光を注入した。注入光、H-CPM レーザからのレーザ光を同時にモニタしながら光注入実験を行うため、図のように 3dB 結合器を配置した。H-CPM レーザの導波路は偏波依存性を有するので、レーザの入出力端に近いところで偏波制御した。

入射光の強度は 0 dB_m とし、典型的な駆動条件 ($I_p=200$ mA; 逆バイアス $V_r=-1.3$ V) で光注入実験を行った。まず、入射光の波長を離調し同期範囲の確認を行った。図 2.55 に結果を示す。基本モードと入射光との波長差が 0.0025 nm (~ 300 MHz) のときは良好な同期特性を示すが、離調して波長差を 0.0175 nm (~ 2.2 GHz) とするとスハモードの線幅が広がり同期がはずれかかっていることが示されている。さらに離調して波長差を 0.077 nm (~ 9 GHz) 以上とすると完全に同期がはずれスーパーモードが入射光にかかわらず安定に存在している。以上の結果より従来と同様、同期可能な範囲は数

百 MHz 以下であることを確認した。次に、注入同期下でのパルスの性質を調べた。図 2.56 は、光注入の有無によるパルスのスペクトル及び自己相関波形の違いである。非注入の場合には半値全幅 0.8ps, 時間帯域幅積 0.33 のパルスとなっているが、注入同期下ではパルス幅は 1.5ps (相関幅 2.3ps) と若干広がるものの時間帯域幅積は 0.37 となった。また、スペクトルの中心ではサイドバンド抑圧比は 30dB 以上となり、高品質の高調波モード同期パルスであることを確認している。

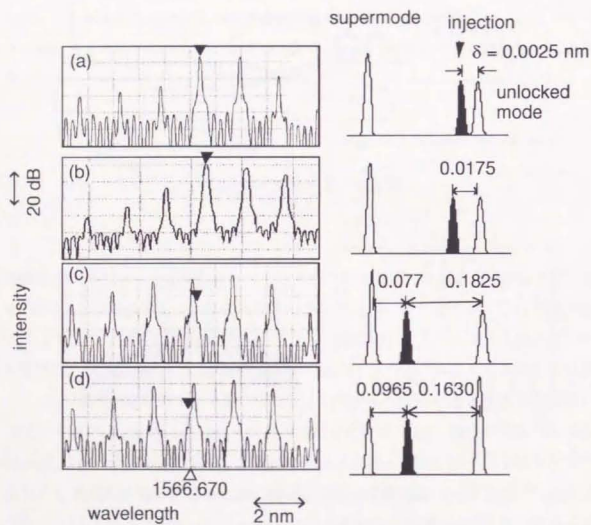


図 2.55 H-CPM レーザの注入同期範囲。

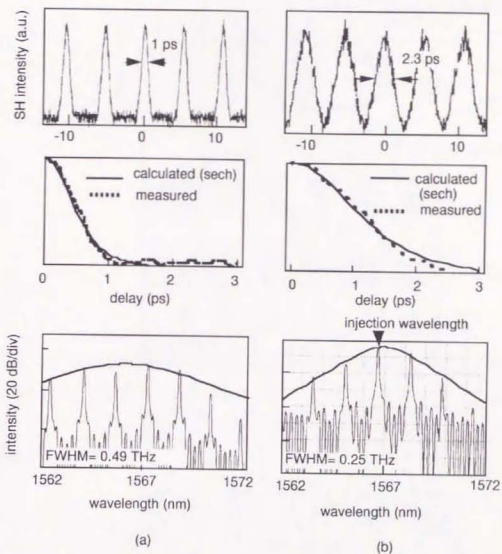


図 2.56 光注入による高調波モード同期パルスの性質の変化。

(a): 非注入, (b): 注入

最後に、厳密に注入光波長を基本モード波長に調整し、スーパーモード安定性を調べた。図 2.57 に示すように、注入光の波長を中心とするスーパーモードが励起され、もとのスーパーモードは完全に抑圧された。注入光の波長を変えて同様の実験を行ったところ、基本モードと一致する波長で新たなスーパーモードが励起された。これは、光注入により HCPM レーザのスーパーモードを基本周波数毎にスライドさせることにはならない。

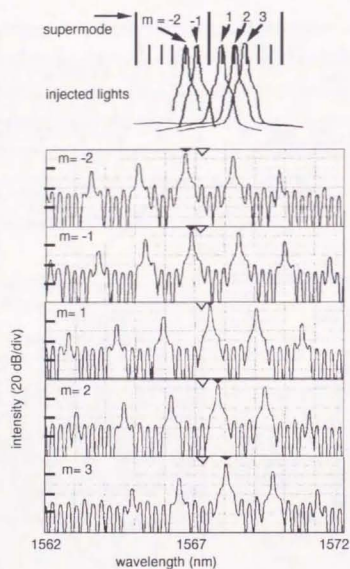


図 2.57 コヒーレントCW 光注入による高調波モード同期のスーパーモード制御。

このように、外部からの強いコヒーレント(CW)光注入に対しては波長スライディングを起こす程 HCPM レーザのスーパーモードは極めて安定である。

【パルス位相検出実験】

このような安定な HCPM レーザを用いて、パルスのタイミング特性の評価をおこなった。図 2.58 に実験系を示す。EAM で変調されたモード同期パルスを EDFA により増幅した後バンドパスフィルタにより EDFA の余分な ASE を除去し、その後 RF 又は光のスペクトラムアナライザにより解析する極めて簡単な構成となっている。

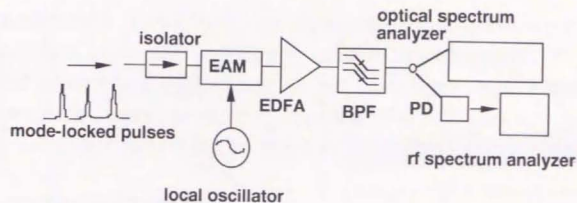


図 2.58 パルス位相検出実験系。

図 2.59 は変調($f_m=16.4\text{GHz}$)の有無によるモード同期パルスのスペクトルの違いを比較したもので、高次に渡る変調サイドバンド発生が確認できる。図 2.60(a)にサイドバンドのビートによる 10 次、164GHz のダウンコンバージョンされたモード同期信号のレプリカを示す。

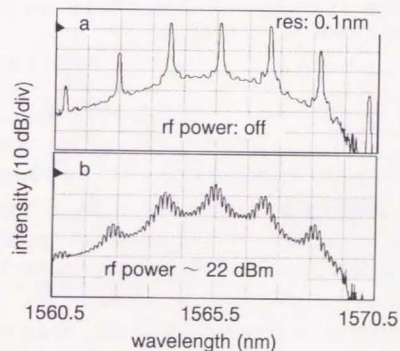


図 2.59 パルスの周波数コムに発生する変調サイドバンド。

このレプリカがモード同期信号に対応することを確認するため、変調周波数を変えてピーク周波数を測定した(同図(b))。変調周波数の12MHzの増大に対応しピーク周波数は120MHz減少しており、ここで観測されている信号が10次のビート信号であることが確認された。以上の結果より、モード同期パルスの繰返し周波数(平均)が191.777 GHzであることを電気の精度で明らかにすることに成功した。

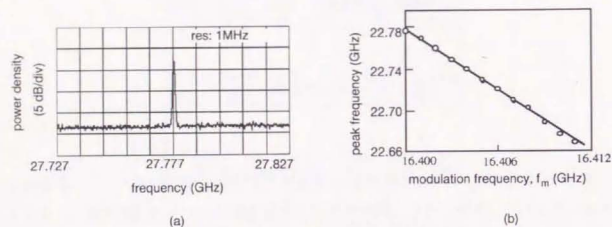


図 2.60 光変調サイドバンドのビートによるパルス位相検出実験。

- (a): 192GHz モード同期信号の10次のレプリカ(変調周波数=1.64GHz)。
 (b): 変調周波数の微調整によるレプリカのピーク周波数推移。変調周波数の10倍レプリカのピーク周波数が推移することにより10次のビートであることが確認された。

パルスタイミングをPLLにより安定化させるためには、さらにパルス位相雑音のフロアを検出する必要がある。そこで、変調周波数をマイクロ波の周波数過倍器(x2)を用いて40GHzとし、サイドバンド強度の増大を図った。図2.61は40GHzの変調サイドバンド発生とそれによるダウンコンバージョンを192GHzモード同期パルスに適用した結果である。同図(a)に示すように、光スペクトル上にも変調周波数40GHzに対応した光変調サイドバンドが明確に現れ、増大効果が確認できた。また、変調されたパルスの直接検波信号のRFスペクトルを同図(b)に示す。192GHzのモード同期信号の4次および5次のレプリカ F_4 、 F_5 が32および8GHzに現れている。これらの信

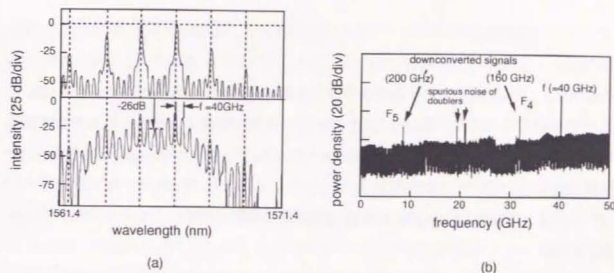


図 2.61 192GHz モード同期パルスの40GHz 変調サイドバンド(a)とビート信号(b)。

号はそれぞれ160および200GHzのダウンコンバージョンである。ただし、後者の周波数変換は、mモード間隔192GHzを超えるサイドバンドと隣接同期モードとのビート(周波数200-192=8GHz)による、いずれのレプリカを用いてもパルス位相の精密測定は可能であるが、強度の大きい F_5 を測定対象とした。図2.62は種々のバイアス条件下

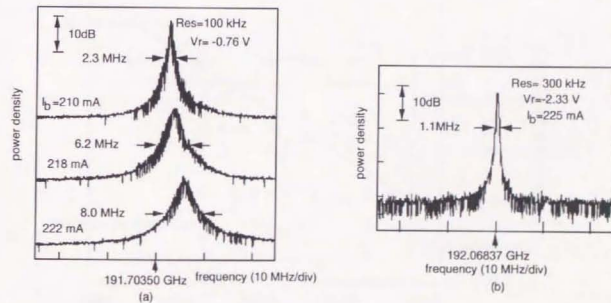


図 2.62 192GHzモード同期パルスのパルス位相雑音のバイアス依存性

でのモード同期信号のパワースペクトル密度である。同図(a)は一定逆バイアス ($V_r = -0.76$ V) 下で種々の注入電流 ($I_i = 210, 218, 222$ mA) に対してスペクトルを比較したものである。注入電流が上昇する程スペクトル幅が広がり、フリーランニング下でパルス位相雑音の増大過程が観測された。これはバイアス電流の上昇とともに可飽和吸収領域での吸収によるタイミング安定化効果が弱まったためと考えら得る。同図(b)は一定注入電流下で逆バイアス電圧大きくした ($V_r = -2.2$ V) 場合のモード同期信号のパワースペクトル密度で、10dB 減衰幅 1.1MHz (RBW=300kHz)の安定なパルス発生を確認した。

次に、上記の安定なパルスの繰返し周波数の逆バイアス依存性を一定注入電流下で測定した結果を図 2.63 に示す。逆バイアス -750 ~ -900 mV の範囲で、電圧と繰返し周波数との関係はほぼ線形であることが明らかとなった。この傾向は 20GHz 帯の受動モード同期半導体レーザの傾向と全く同じで、量子井戸レーザの実効屈折率の逆バイアス依存性により定量的にも説明できる。この線形性は PLL によりタイミング同期をとることが可能であることを示している。

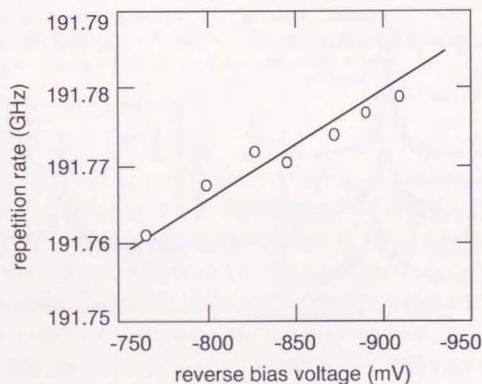


図 2.63 繰返し周波数の逆バイアス依存性。

2.7.5 超高速光信号処理回路への応用

超高速パルス位相検出法の応用例として、時分割多重伝送方式における超高速光信号処理に必要なタイミング抽出回路への適用を述べる。

パルス信号の速度が 100Gbps を越えるビット領域では、通常のフォトダイオードでそのクロック成分を直接観測することができない。このため、従来より半導体の非線形現象を使ったクロック抽出回路が検証実験に用いられていた。変調サイドバンドによるパルス位相検出法をもちいても同様のタイミング検出が従来より大幅に簡素化したシステムで行えるということが本節の主要な目的である。

【回路構成】

図 2.64 に 100Gbps の光信号に対して検討したタイミングクロック抽出回路のプロック図を示す。10GHz の VCO をリファレンスとし、周波数乗倍器により周波数変換した 40GHz の正弦波により光信号を強度変調し、20GHz のタイミングクロック成分のレプリカを発生する。このレプリカと 10GHz から同様に周波数変換して作られ

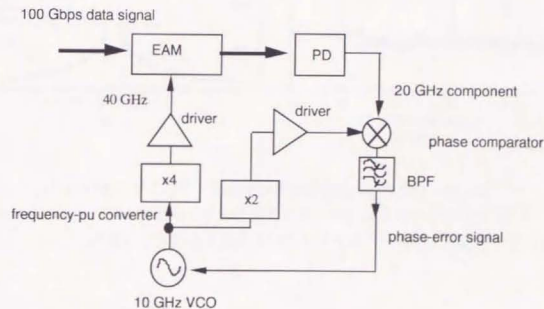


図 2.64 光変調サイドバンドを利用するタイミング抽出回路。

た 20GHz の正弦波とを位相比較することにより得る位相誤差信号を得る。誤差信号を VCO に負帰還させることにより VCO をロック成分に同期させる PLL 回路を形成する。このような回路により 100Gbps からタイミングクロック (1/10 クロック) を抽出することが可能となる。

【タイミングクロック抽出】

10Gbps のデータ信号から PLC 多重回路により疑似的に作られた 100Gbps のデータ信号を用い、タイミングクロック抽出の検証を行った。図 2.65(a)は、40GHz で変調した 100Gbps の直接検波信号の RF スペクトルである。多重前の 10GHz クロック成分が残留しているもの 100GHz からダウンコンバートされたレプリカが 20GHz のところに強く現れている。同図(b)はレプリカの拡大で、クロック成分の回りに符号化によるスペクトル広がりが見測されている。また挿入図は、抽出したタイミングクロックを用いて多重化された信号を分離したもので、良好なアイ開きの波形を得ている。

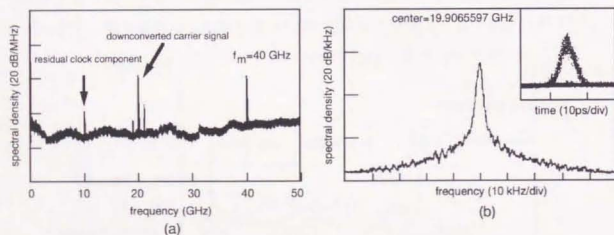


図 2.65 100 Gbps 多重化信号の変調サイドバンド (40GHz) によるビット信号(a)とタイミング信号クロック成分(b).
挿入図: 抽出されたクロックにより再生したデータ信号.

このようなタイミングクロック抽出回路を用いることにより、高 SN という特徴から従来の方法で達成した残留ジッタ (0.12ps) を大幅に下回る 0.07ps を達成した。こ

の回路は、この他にも簡易な構成及び低偏波依存性という特徴を有していており、超高速光伝送システムの実現に極めて有用であると考ええる。

2.7.6 まとめ

変調サイドバンドを利用するパルス位相検出方法を提案し、200GHz のモード同期パルスを使って実験検証した。これにより、サブテラヘルツ領域でのパルス位相検出技術を確立した。この方法を 100Gbps 多重化光信号に適用し、タイミングクロック抽出を検出できることを実験により示し、本方法の有用性を実証した。

2.8 節 まとめ

本章では慣性質量が極めて小さい集積型マイクロメカニカル可動ミラーを用いた外部共振器レーザを共振器長制御によるモード同期パルスの繰返し周波数可変性を議論した。

まず、利得の高い半導体レーザの内部発振を抑圧し外部共振器で光を周回させるために必須の高精度レーザ端面反射防止コートの検討を行った。混合ガスプラズマを用いたイオンビームスパッタ光学薄膜形成技術を開発することにより、屈折率が材料組成に依存して任意に制御できる光学薄膜形成法を実現し、任意の半導体レーザに対して反射防止コートの最適化が可能となった。これにより、残留反射率-40dB以下の反射防止コートを単層膜で再現性よく実現する技術が確立した。

次に、高精度反射防止コートを持つ半導体レーザとそのコート側端面にミラーを近接配置した外部共振器レーザの光の周回周波数を、端面残留反射率により形成される外部キャビティの群遅延時間とを考慮したモデルにより理論的に議論した。その結果、本章での検討を行うためには以下の条件で外部共振器を構成することが望ましいことを明らかにした。

- (1)外部共振器で光を周回させるための残留端面反射率は-30dB以下である。
- (2)回折損失による結合効率劣化を許容する外部共振器長は数マイクロメートルである。

以上の理論的検討結果を基に、静電コムアクチュエータ構造を持つマイクロメカニカル外部共振器レーザの設計・試作を行い、1チップ形態で共振器長可変の受動モード同期レーザを初めて実現した。試作したレーザによりマイクロ可動ミラーによるモード同期パルスの繰返し周波数制御特性の実験検討を行い、実験室レベルで機械的振動防止の特別な処置をすることなく安定な可変動作を確認した。

次に、位相同期ループ(PLL)によるパルスタイミングの安定化における共振器長可変の意義を実験検証した。共振器長によりきまるパルスの自然の繰返し周波数を電気クロック周波数に一致させることにより、パルス位相雑音の抑圧と同時にPLLの同期周波数範囲が大幅に抑圧できることを明らかにした。これにより初期のクロックと自然の繰返し周波数の大きな差から生じる誤差信号の大きなDC成分を抑圧し、可飽和吸収領域への逆バイアスを常に最適パルス発生条件に設定できるようになった。

以上の結果より、マイクロメカニカルな機構の導入により、機械的可変機構を有していても従来の集積化光デバイスと同様に取り扱うことが可能であることを実証した。本研究の目的の一つである「慣性質量の小さい機構は機械的に安定であるはずである」という定理の証明がなされたといえよう。

第3章

広帯域アクチュエータによる共振器長の負帰還制御法

本章では広帯域ピエゾアクチュエータによる共振器長制御法の検討を行う。具体的には共振器長の変位に発振状態が敏感に変化する複合共振器型レーザを対象に、外部ミラーの負帰還制御による発振状態の安定化を検証するとともに制御信号から外部ミラー変位をダイナミックかつ高感度に検出できることを明らかにし、これに基づいた微小変位センサを実現する。さらに、このセンサを用いた精密光計測応用を述べる。

3.1 節 複合共振器レーザ

3.1.1 干渉変動機構

ここで扱う複合共振器レーザは、Fabry-Perot レーザと外部共振器から成る最も単純な構成をもつレーザとする。図 3.1(a)に示すように、この複合共振器レーザは基本的に ARC 端面に残留反射率のある複合共振器レーザ[65-69]と同じである。従って、レーザ共振器中のダイナミックな相互作用よりも十分遅い速度帯域では、第2章で述べたレーザ端面(振幅反射率 r_2)と外部ミラー(振幅反射率 r_3)とで形成される外部キャビティを1枚の実効ミラーに置き換えたモデルが使える。この実効ミラーの複素反射率 r_{eff} は

$$r_{\text{eff}} = r_2 - \eta r_3 (1 - r_2^2) e^{i\delta} \frac{1}{1 - r_2 r_3 e^{i\delta}}, \quad \delta = \frac{4\pi h}{\lambda_n} \quad (3.1)$$

と書ける。但し λ_n は複合共振器レーザの固有縦モードであるが、端面反射率が大きいので半導体レーザの固有モードで近似する。この場合には、

$$\lambda_n = \lambda_0 + n \frac{\lambda_0^2}{2nl_0} \quad (3.2)$$

となる。外部ミラーを光軸に沿って掃引する場合に生じる干渉変動を式(3.2)から説明すると半波長毎のアンデューレーションとなるが、実際には図 3.1(b)に示すような複雑な変動現象を示す。即ち、干渉変動の振幅は特定の外部キャビティ長の近傍で大きくなる。このような変動振幅の極大は外部キャビティ長の位置に依存する。LDの実効長(物理長と実効屈折率との積)の整数倍近傍およびそこから実効長の半分だけ離れたところで大きな変動振幅が得られている。しかしそれぞれのピークの干渉変動の周期は異なる。例えば前者の場合は半波長周期の大きな振幅の干渉変動(基本干渉変動) (U_2) であるのに対し、後者の場合は $\lambda/4$ 周期の干渉変動 (U_1, U_4) となる。これ以外の微小なピークでは、例えば $\lambda/6$ (U_3) とさらに空間周波数が増大した干渉変動となっている。

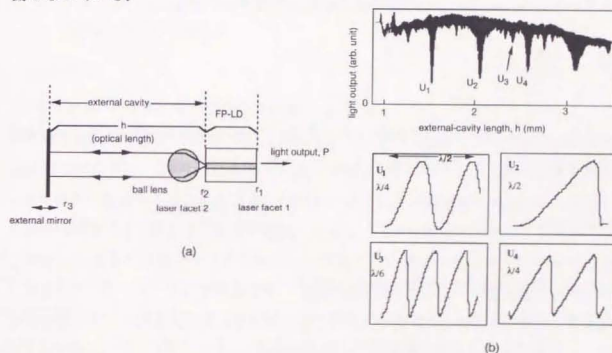


図 3.1 複合共振器レーザの干渉変動。

- (a): ボールレンズを使った構成。外部キャビティは半導体レーザ (FP-LD) よりも大幅に長い。
 (b): 干渉変動波形。上段では干渉変動振幅の変化を広い外部キャビティ範囲で測定した結果である。下段は各変動振幅のピークで干渉変動波形の詳細を示した。

このような干渉変動を説明するため、複合共振器レーザにおける縦モード選択性を検討した。図 3.2(a)に示すように、共振器長が比較的長い複合共振器レーザでは縦モードの僅かな波長差でも帰還光の位相に影響する。即ち、共振器モードはレーザの出射端ですべて同位相（0度）であるが、 $2h$ だけ伝播した帰還光の位相は、

$$\phi_n = \frac{4\pi h}{\lambda_n} \quad (3.3)$$

となる。波長差による帰還光の位相のずれはこの式を全微分することにより

$$\delta\phi = -\frac{4\pi h}{\lambda^2} \delta\lambda \quad (3.4)$$

と求められる。 $\delta\lambda$ をレーザの隣接する縦モードの間隔とすると

$$\delta\phi = -\frac{4\pi h}{n L_0} \quad (3.5)$$

となる。さらに外部キャビティ長 h を半導体レーザの実効長で特徴付けて $h = x n L_0$ とすると隣接するモード間の位相差は

$$\delta\phi = -2\pi x \quad (3.6)$$

となる。外部キャビティ長が実効長の整数倍 ($x=1, 2, 3, \dots$) の場合、全てのモードが同位相であるのに対し、 $x=0.5, 1.5, 2.5, \dots$ の場合には、一つおきのモードが同位相であり、隣接するモード間の位相差は 180 度となる。モード間 2 つとび、3 つとびの位相差も同様に評価される。これらの位相差を実効長に渡って計算した結果を図 3.2(b)に示す。

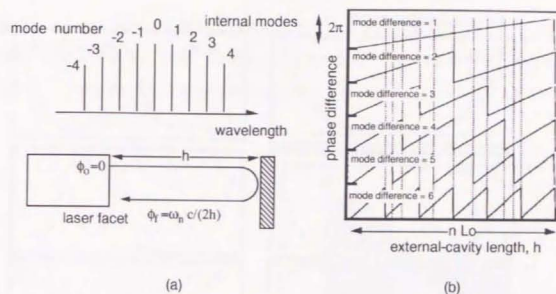


図 3.2 Fabry-Perot レーザの共振器モードの波長差により生じる帰還光の位相差
(a) 帰還光の位相差発生機構 (ω_n : 角波数で表示した共振器モード)
(b) 着目する二つのモード差 (モード間隔を基準とした) と対応する位相差のキャビティ長依存性。半導体レーザの実効長の整数倍ですべてのモードは同位相でレーザに帰還する。

Fabry-Perot レーザを用いた複合共振器レーザでは、このような位相差を考慮して発振特性を評価する必要がある。式(3.1)が示すように実効反射率の大きさは光帰還の位相に強く依存する。このため、利得ピーク近傍の波長を持つモードであっても位相が 180 度ずれて帰還する場合には実効反射率は小さくなり利得が最大でないモードでも発振が可能となる。そこで反射率が最大となるモードが発振モードとして選択されると仮定して複合共振器レーザのみかけ上の発振しきい値の外部キャビティ長依存性を計算した。図 3.3 にその結果を示す。同図左側は関与するモード数を増大させた場合の発振しきい値の最大と最小をプロットしたものである。このしきい値差は干渉変動振幅に相当する。関与するモード数の増大とともに発振しきい値差が極大となるピークの数が増大することがわかる。この結果は一見複雑ではあるが、実験により確認されている干渉変動 (図 3.2 参照) をよく説明している。特徴的な幾つかのピークを選んで詳細なしきい値の変化を計算した結果、変動周期は $\lambda/2, \lambda/4, \lambda/6, \lambda/8, \dots$ となった (図 3.3 右側参照)。この結果は実験で示された干渉変動の空間周波数増大と一致する。

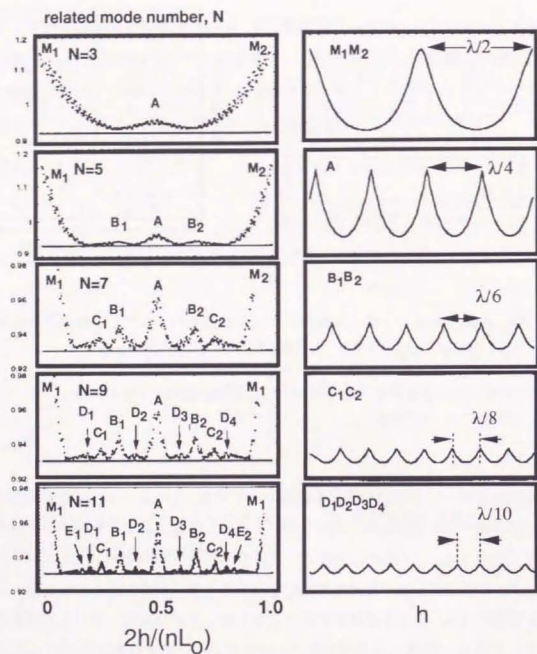


図 3.3

縦モード選択を考慮した複合共振器レーザの発振しきい値の外部共振器長依存性。

以上述べた Fabry-Perot レーザの干渉変動を説明する機構を検証するため、DFB レーザを用いた複合共振器レーザにより同様の実験を行った。DFB レーザの場合には図 3.4(a) に示すように Fabry-Perot レーザとは異なり単一モード発振するので、半波長周期の理想的な干渉変動が観測されるはずである。図 3.4(b) に実験結果を示す。干渉変

動振幅にはレンズの収差と考えられる外部キャビティ長依存性があるものの干渉変動周期は確かに半波長となり、実験前の予測と一致した。この結果から、本章で新たに提案した Fabry-Perot レーザの干渉変動機構モデルは正しいといえる。

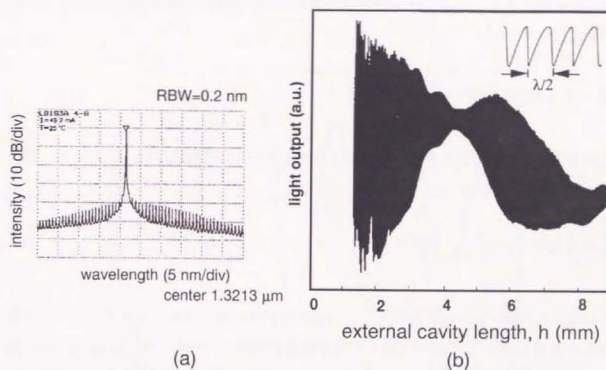


図 3.4 DFB レーザを用いた複合共振器レーザの干渉変動。

(a)：単一モード性を示す発振スペクトル。

(b)：干渉変動波形。挿入図は波形の詳細で外部共振器長によらず変動周期は $\lambda/2$ となった。

3.1.2 干渉変動波形の非対称性の説明

式(3.1)から予測される干渉変動波形は対称の釣り鐘型となるが、実際には図 3.1 に示すように直線部分を含む非対称の波形となっている。干渉変動におけるこのような直線部分の出現は電場に対する方程式[70-71]

$$\frac{d}{dt} E_o(t) e^{i\Omega t} = \left(i\omega_m + \frac{G_N}{2} \right) E_o(t) e^{i\Omega t} + \kappa E_o(t - \tau) e^{i\Omega(t - \tau)}$$

$$\kappa = \eta (1 - r_2^2) \frac{r_3}{r_2} \frac{c}{2n L_o} \quad (3.7)$$

により説明できる。ここで Ω は複合共振器レーザの発振周波数である。定常状態でこの方程式を解くと、

$$\omega_m = \Omega - \kappa \sin(\tau \Omega) \quad (3.8)$$

となる。外部キャビティを光が周回する時間 τ をこの式の両辺にかけて、さらに $\tau \Omega$ 、 $\tau \omega_m$ を ϕ 、 ϕ_m などと書くと、

$$\phi_m = \phi - \eta (1 - r_2^2) \frac{r_3}{r_2} \frac{h}{n L_o} \sin(\phi) \quad (3.9)$$

となる。これは、レーザ固有のモードの位相と実際の複合共振器レーザのモードの位相との関係を表す。h が極めて小さい近接複合共振器レーザの場合には $\phi = \phi_m$ となり位相差はなくなる。しかし h が大きい遠隔領域では位相ずれを無視することはできない。

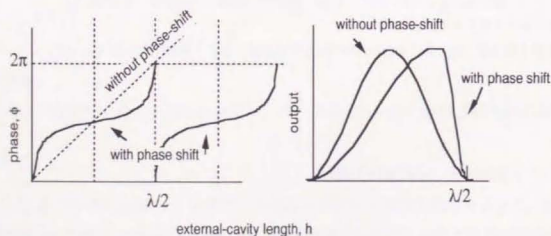


図 3.5 光帰還による発振周波数変化起因した干渉変動波形歪発生機構。

外部キャビティを掃引する場合には ϕ_o を基準として考えるので、 ϕ の関数として半波長毎に変動する複合共振器レーザの干渉変動波形は実際の観測系では歪むことになる。この位相による歪みが原因となって干渉変動が直線部を持つ非対称波形となる (図 3.5 参照)。ちなみに外部キャビティが極めて短い場合には、図 3.6 に示すように、干渉変動波形はほぼ対称である。

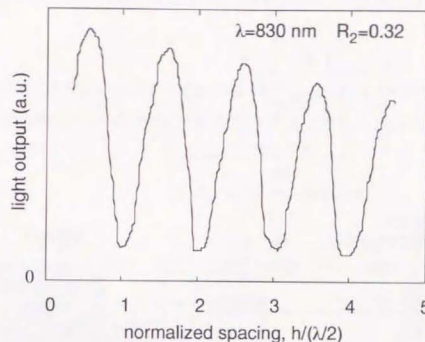


図 3.6 極めて短い外部キャビティの複合共振器レーザの干渉変動波形。

3.2 節 外部ミラーによる複合共振器レーザの負帰還制御安定化

3.2.1 原理

機械的負帰還ループによる複合共振器レーザの安定化の手法を図 3.7 を使って説明する。振幅の最も大きい半波長周期となる干渉変動の線形部分に基準点 A を定める。このときの外部共振器長を $h=h_o$ 。レーザ端面 2 側 に配置した PD により検出する光出力を $P=P_o$ とする。この基準点での光出力をリファレンスにとると、外部ミラーの瞬

時変位に伴う外部共振器長変化 $\delta h = h - h_0$ に対応して瞬時光出力変化 $\delta P = P - P_0$ を光出力との差分から検出できる。この誤差信号は変位に比例しているの、適当なフィルタと反転増幅器により位相調整および利得調整した後アクチュエータの制御信号に直接重畳する線形回路（積算回路）により外部共振器長を一定に保持する負帰還ループを形成する。このループにより外部ミラーの瞬時変位を検出してその変位を打ち消すようにLDの位置を負帰還制御し常に一定の状態に複合共振器レーザを安定に保持することができる。図3.8にこのような制御のループダイアグラムを示す。

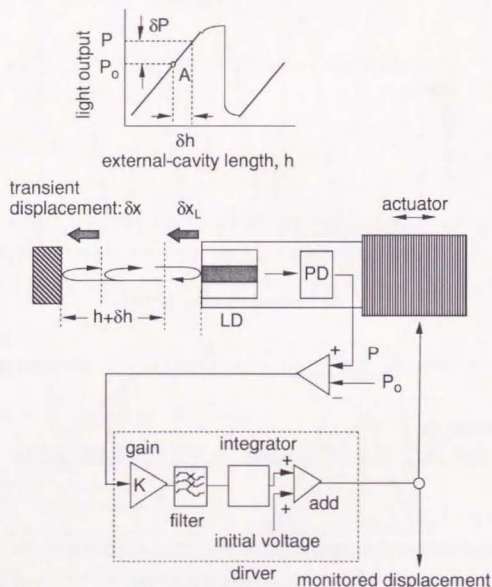


図 3.7 複合共振器レーザの機械的負帰還制御安定化回路。

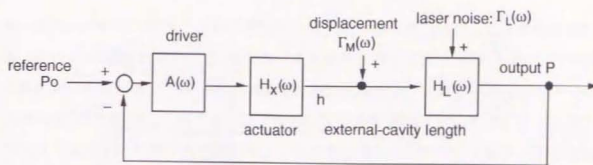


図 3.8 機械的負帰還制御による複合共振器レーザ安定化回路。

この機械的負帰還制御の性能を定量的に明らかにするためループ解析を行った。閉ループ動作時の残留する外部共振器長の誤差 $h - h_0$ の周波数成分 $\Gamma_C(\omega)$ を求めると次のようになる。

$$\Gamma_C(\omega) = \frac{\Gamma_M(\omega)}{1 + K H_X(\omega) A(\omega) H_L(\omega)} + \frac{1}{1 + 1/K H_X(\omega) A(\omega) H_L(\omega)} \Gamma_L(\omega) \quad (3.10)$$

$\Gamma_M(\omega)$: 外部ミラーの変位

$\Gamma_L(\omega)$: レーザ雑音

$A(\omega)$: アクチュエータドライバ回路の伝達関数

$H_X(\omega)$: アクチュエータの伝達関数

$H_L(\omega)$: 半導体レーザの伝達関数

K: ループ利得

外部ミラーの変動とレーザ雑音に相関がない場合、式(3.10)の2つの項は互いに独立である。ループ利得 K を大きくすると、第2項の大きさは残留する外部共振器長誤差はレーザ雑音に対応する量 $|\Gamma_L(\omega)|$ に近づく。連続発振の Fabry-Perot レーザは複合共振器レーザ中であっても安定であるのでレーザ雑音は十分小さく、従って通常第

2項は無視できる。一方、第1項では、ループ利得の増大とともに分母のパラメータ $K |H_x(\omega) A(\omega) H_L(\omega)|$ が大きくなり外部ミラーの変位 $\Gamma_M(\omega)$ が打ち消されるので、第1項はゼロに近づく。但し、伝達関数の位相が反転する領域では制御信号が負帰還から正帰還となってループが発振するので、利得を抑圧しておく必要がある。この条件が検出可能な帯域を決定する。位相補償によりこの帯域をある程度拡張することが可能であるが、アクチュエータの可動部分の軽量化が本質的な解決策である。いずれの場合も検出帯域で変動する外部ミラーに対しては負帰還ループにより外部共振器長が常に一定に保持可能である。

外部ミラー変動とレーザ雑音に相関がある場合、特に外部ミラーの変動に起因して緩和振動等のレーザ雑音が励起される場合、ループ内にこれらの雑音が混入して負帰還ループを破壊するため、測定不能となる。しかし、上記二つの事象の帯域は大幅に異なるので、一般的にはこのような相関を考慮する必要はない。

3.2.2 実験検証

以上述べた機械的負帰還ループによる複合共振器レーザの安定化の実験検討を行うため、図3.9に示すマイクロメカニカルハイブリッド型LDコリメートデバイスを試作した。このデバイスは、 $1.3\mu\text{m}$ 帯InP系半導体レーザ基板上的LDとPDの集積化素子、マイクロボールレンズ及び小型ピエゾアクチュエータから構成される。LDの光出力は、後方に集積化されたPDにより得る。この集積化PDは、リンググラフ技術により容易に作製可能で、またアライメントフリーで十分高効率である。レーザの出射端面側に直径 $500\mu\text{m}$ のTaF₃ボールレンズを配置してコリメートビームを放射するようにしている。これは広い外部共振器長の範囲ではほぼ一定の高い光帰還効率を実現して最適な外部共振器長範囲への調整を行うためである。ピエゾアクチュエータはヒスリシスを持つて絶対精度は犠牲になるが、Åオーダの極めて高い設定位置分解能と高周波数領域(〜kHz)で高駆動力を有するのが特徴である。このデバイスに外部可動ミラーを対向配置して複合共振器レーザを構成した。

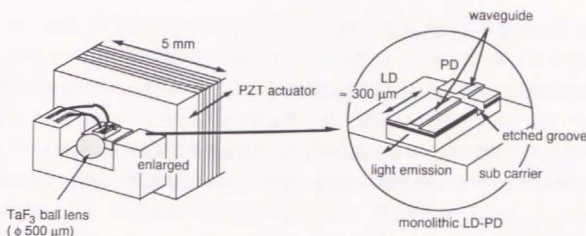


図3.9 試作したマイクロメカニカルハイブリッド型LDコリメートデバイス。

外部ミラーをアクチュエータにより光軸方向に正弦波駆動し、負帰還ループの動作を検証した。図3.10(a)は、外部ミラーの変位に対する上記デバイスの相対的位置に相当する負帰還ループの制御信号(CCL-sensor output)を比較したもので、ミラー変位にデバイスがよく追従し、その結果レーザの発振状態が安定化していることが確かめられた。図3.10(b)はこのような追従性能の帯域をネットワークアナライザを使って明らかにしたもので、数kHz程度まで外部ミラーに対して位相遅れが比較的少ない追従性能が得られた。

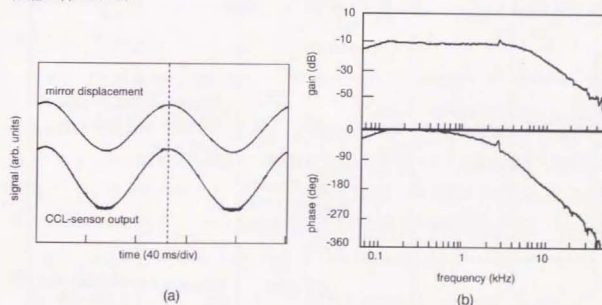


図3.10 機械的負帰還制御回路の外部ミラー追従特性
(a): 変動する外部ミラーに対する追従の実時間波形。(b): 追従性能の周波数特性

3.3 節 高感度微小変位センサとその応用

3.3.1 従来の光学式変位検出法とその課題

ガスレーザや固体レーザ等線幅が狭く発振光周波数が安定化された高コヒーレント光を利用した光計測法は精度・感度ともに高く、高精度精密に広く利用されている。しかし、システムの高コスト化、大型化により利用分野が制限されるという欠点を持っている。簡易な系で実現できる半導体レーザへのコヒーレントな光帰還はこの課題の解決策として有望で、これまで種々の簡易な高感度光センサ[71-74]が提案されてきた。なかでも半導体レーザとしてもっとも単純な Fabry-Perot 共振器型レーザを用いた場合には、計測システムの大規模な低コスト化が可能である他、他の光部品とモノリシ

表 3.1 従来の光学式微小変位計測法とその課題

方法の分類	原理	構成の概略図	特徴	課題
レーザ干渉計	コヒーレント光の干渉		高精度・高分解	防振台を必要としない微小光学系 簡易な発振波長安定化法
ヘテロダイン測長計	ビーム信号の位相差		超高感度 高分解能 (DC成分は測定不可)	レーザの位相雑音安定化
ビーム偏向角検出法	ビーム位置ずれによる光量変化		簡単な構成 安価	高分解能を得るための長い光路長の低減

ックに集積化することにより大幅な小型化も可能である。しかし、FP-LD に対するコヒーレントな光帰還作用はモードホッピングに代表される発振不安定性を招く。これが大きな測定誤差の要因となりうる。この不安定性を回避する方法として高周波重畳によるインコヒーレント化という手法があるが、検出感度も同時に大幅に劣化するので好ましくない。高感度検出を実現するためには、高コヒーレント性を保持しながらも発振不安定性のみを除去する必要がある。表 3.1 に従来の光学式変位計測法をまとめた。

3.3.2 高感度微小変位センサの提案

さて、以上述べた機械的負帰還ループにおいて、ドライバから供給されるアクチュエータの制御信号は初期設定から瞬時の変動による誤差信号が積算されたものであり、アクチュエータの初期設定位置からの相対位置を示す。従って、この制御信号から逆に外部ミラーの変位を知ることが可能である。さらにループ帯域内であれば制御信号はミラーの実時間変動を表す。このような変位計測はアクチュエータの可変範囲内で有効である。アクチュエータの変位量をあらかじめ校正しておくことにより高精度な変位測定が可能である。本研究では、このような複合共振器レーザにより変位の検出センサを CCL センサと名付け、マイクロメカトロニクスにおける微小変位測定法として提案した。

3.3.3 変位検出感度

検出感度を定量的に評価するためには、信号と雑音をきり分けて議論する必要がある。外ミラーを強制振動させると、検出信号の周波数スペクトル上で信号を雑音から識別できる。検出信号のパワースペクトル密度 $P(f)$ は、強制振動（周波数 f_0 ）に対応する輝線スペクトルとブロードな雑音スペクトル $N(f)$ との重ね合わせであり、

$$P(f) = S \cdot \delta(f - f_0) + N(f) \quad (3.11)$$

と書ける。ミラーの変位と光信号の強度との関係が線形であると仮定すると、強制振動成分 S は振動振幅 a と適当な変換効率 η を用いて、

$$S = \eta a^2 \quad (3.12)$$

と表される。ミラーの振動周波数が既知のときには検出信号をフィルタリングできるので、大幅に雑音成分を低減した高感度な検出が可能である。これによりロックイン検出により雑音パワーは

$$N = \frac{1}{2\epsilon} \int_{f_0-\epsilon}^{f_0+\epsilon} N(f) df \equiv N(f_0) \quad [\text{Hz}^{-1}] \quad (\epsilon > 0) \quad (3.13)$$

と低減されるので、雑音パワーに信号パワーSが一致する振幅 a_{\min} で定義される最小検出振幅は

$$a_{\min} = \sqrt{\frac{1}{\eta} N(f_0)} \quad (3.14)$$

となる。

図 3.11(a)は外部ミラーを 200Hz で振動させたときの検出信号のスペクトルの例で、デルタ関数状の信号のピークが観測されている。アクチュエータの最小入力信号の制限により最小検出振幅に相当する微小振動を実際に得るのは一般に困難である。しかし図 3.11(b)に示す信号強度の平方根とミラー振幅の線形関係を利用すると、最小検出振幅を外挿により求めることができる。ここでは、最大検出感度は $0.018 \text{ nm}/\sqrt{\text{Hz}}$ となった。これは従来の干渉計に匹敵する感度である。

一般にミラーの振動状態が既知でない場合には、全帯域で雑音の実効電力を振幅に換算し、実効的な検出感度を議論する必要がある。但し、実際には観測して意味のある帯域で雑音を評価すればよく、通常は帯域 (f_{\min} , f_{\max}) で雑音振幅 N_{rms}

$$N_{\text{rms}} = \sqrt{\int_{f_{\min}}^{f_{\max}} \frac{N(f)}{\Delta f} df} \quad , \quad \Delta f: \text{測定分解能} \quad (3.15)$$

を定義して評価に用いる。この実効雑音振幅に対応する外部ミラーの振幅が検出感度に相当する。ここでは、0-500Hz の帯域で 0.8 nm というナノメートル級の検出感度を得た。

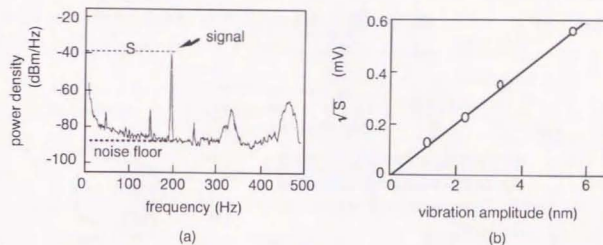


図 3.11 複合共振器レーザ(CCL)センサの変位検出感度の導出。
(a): 正弦波駆動の外部ミラー(200Hz)に対するセンサ出力信号の RF スペクトル。
(b): 外部ミラーの振動振幅と対応するセンサ出力信号のピーク強度。

3.3.4 スタンドアロン走査プローブ顕微鏡

走査トンネル顕微鏡、原子間力顕微鏡等をはじめとする走査プローブ顕微鏡[75-76]では、微小なカンチレバーの変位を検出する必要がある。従来、この変位検出には高感度なレーザ干渉計や反射ビームの偏向が利用されていたが、スタンドアロン型の使い勝手のよい顕微鏡を実現するためには、小型で高感度な変位センサが必要である[77]。ここでは提案した小型で高感度な複合共振器型半導体レーザを利用することにより大幅に小型化されたプローブ顕微鏡を実現している。

図 3.12 にヘッド部の構成を示す。微小な探針が付いたカンチレバーの表面にミラーを配置する。このミラーの表面に図 3.9 に示した複合共振器レーザを用いた変位センサヘッドが組み込まれている。このような広帯域小型センサモジュールは、プロ

ープの高速走査をサポートしている。基本干渉変動を得るためマイクロメータにより外部共振器長粗調を行う。外部キャビティ中ではレーザー光はコリメートビームとなっているため、組み込み時の軸合わせは必要である。しかし 図 3.13 に示すように軸ずれに対するトレランスは大きい。図 3.14 は、このプローブを搭載する走査プローブ顕微鏡のシステム構成例である。図 3.15 はこの顕微鏡により光ディスクの表面を観察した例で、トラックピッチ $1.6\mu\text{m}$ 、深さ $0.1\mu\text{m}$ の案内溝を正しく示している。

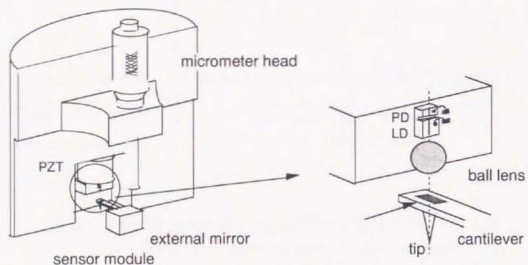


図 3.12 複合共振器レーザーセンサを組み込んだ走査プローブ顕微鏡用ヘッド。

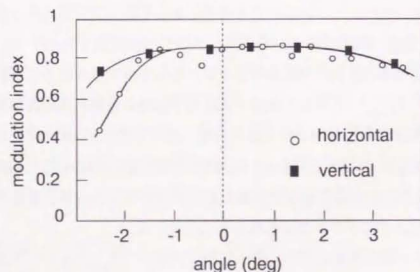


図 3.13 複合共振器レーザーの干渉変動の振幅と外部ミラーの光軸ずれとの関係。
(干渉変動振幅が大きい方が結合効率が高い)

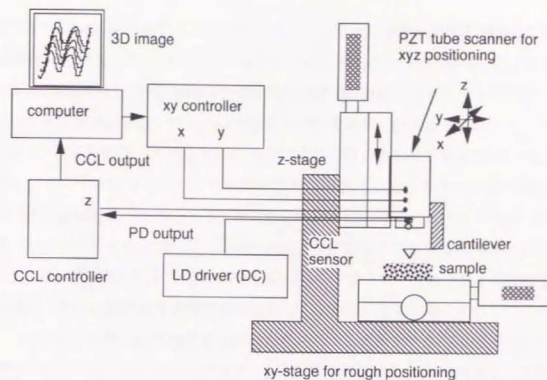


図 3.14 複合共振器レーザーセンサを使用するスタンドアロン走査プローブ顕微鏡。

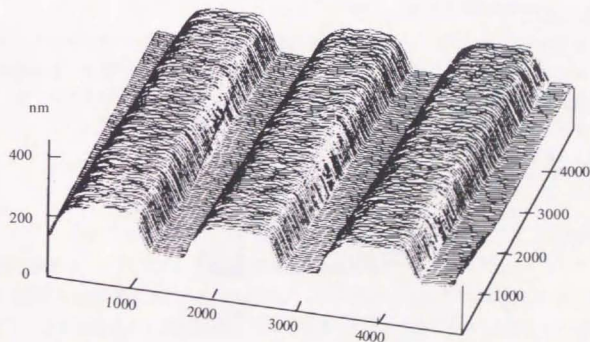


図 3.15 表面観察の例 (光ディスクのトラック案内溝観察)。

3.4節 微小力検出

微小力のダイナミックな測定は、種々の機械システムで重要な技術課題である。ハードディスク装置をはじめとする精密情報機器[78-81]では、運動性能向上やフレキシブルなアSEMBLを可能にする超小型化が究極の要求条件として課せられている。最適設計論確立のため微小化された構成要素のダイナミクスを明らかにする必要があるが、マクロモデルのみからの予測は困難である。このため、稼働状態で各要素に加わる微小力を測定することが重要となる。このような微小力はカンチレバーを利用して測定される。即ち、フックの法則に基づき撓み量から力が導出される。一方、ダイナミックな力の測定を行うためには、高速応答可能な共振周波数の高い高剛性のカンチレバーを用いる必要がある。このときの撓み量は必然的に微小であり、従って、高感度な変位検出がこの力計測の本質である。光学的方法是測定対象に力学的影響を与えないため最適な方法である。本研究では高剛性カンチレバーと組み合わせた微小力検出法のフィジビリティ確認並びに実際の機器における測定応用を述べる。

3.4.1 原理

図 3.16 に、カンチレバーに加わる微小力とそれに対応する撓みの関係を示す。カンチレバーの固定端から距離 L の点に力 F が加えられることを考える。この力に対する撓み δX は剛性率 k (ヤング率と断面 2 次モーメントの積) を用いて、

$$\delta X = \frac{3k}{L^3} F \quad (3.16)$$

と書ける。このため撓み量から直接印加された力を導出することができる。

カンチレバーの撓みにより外部ミラーへの入射光 (k_0) と反射光 (k) の光軸が厳密には $2\delta X/L(\text{rad})$ だけ変化する。しかし、この光軸変化の外部共振器長への影響は $(\delta X)^2/X^2$ であり、撓みが極めて小さい場合には 2 次の微小量となり無視できる。また、反射光の光軸のずれも小さく、波数ベクトルを入射光の反転 $k = -k_0$ とすることができる。このため、カンチレバーに直接搭載した外部ミラーとボールレンズ付 FP-LD を直接組み合わせることにより成る複合共振器レーザでは、撓み量 δX が直接外部共

振器長の変化 δh に対応する。従って、前述の機械的負帰還制御を利用すれば撓み量を高感度に検出することができる。検出した撓み量を式(3.16)に従って力に換算することにより、ダイナミックな微小力計測が可能となる。

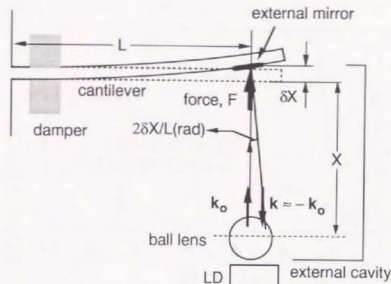


図 3.16 複合共振器レーザによるカンチレバーの撓み検出系の構成。

3.4.2 校正と検証

微小力を検出するため、図 3.17 に示すような力センサヘッドを試作した。力を加えることにより高剛性の方持ち梁が撓み、その量を複合共振器レーザを利用した微小

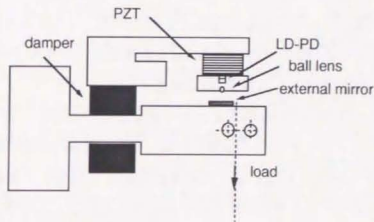


図 3.17 複合共振器レーザを組み込む微小力センサヘッド。

変位センサで検出する。ダイナミックな力を測定するためダンパーを梁に付与し、不要な共振を防止している。

まず、測定値の校正を行うため、重りをつり下げてセンサヘッドに既知の力を与え、組み込まれたセンサの出力との関係求めた。図 3.18 はその結果で、試作したヘッドに対しては感度は 0.2mV/mg となった。

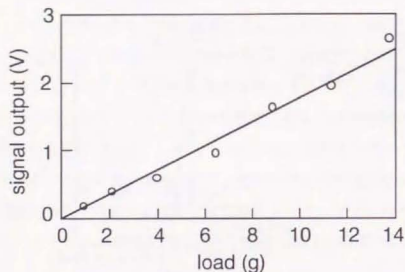


図 3.18 センサヘッドの校正。重りによる梁の撓みとセンサ出力。

次にここで提案した微小力計測法の適用性を検証するため、物体が粗平面上で静止状態から一定速度運動状態へ遷移する過程で変化する摩擦力の測定を行った。力測定に用いるカンチレバーは、実効的バネ定数: $L(3k)=500 \text{ mN}/\mu\text{m}$ 、共振周波数: 3kHz を有する。これを図 3.9 に示す複合共振器レーザ変位センサと組み合わせることにより最小検出感度 0.4 mN、測定帯域 DC~2kHz (共振周波数の 60% が利用可能と仮定) を達成している。可動物体として表面あらさ $Ra=0.14\mu\text{m}$ を持つステンレス直方体、平面として表面あらさ $Ra=0.1\mu\text{m}$ のステンレス基板を用いた場合の測定結果を図 3.19 に示す。静止状態からカンチレバーの撓みを介して静止摩擦力が直線的に増大し、静止摩擦力が最大静止摩擦力を越え、可動物体が移動を開始して動摩擦状態に移行する過程が観測されている。この移行過程で発生する摩擦力のピークが最大静止摩擦力に相当する。ピーク通過後摩擦力は動摩擦力まですみやかに低下する。この過程は

ここでは指数関数的摩擦力の減衰として観測されている。このように通常の静止摩擦-動摩擦遷移過程が正しく観測されていることから、微小力計測法が摩擦が関与する微小力のダイナミックな測定に有効であることが検証できたと考える。

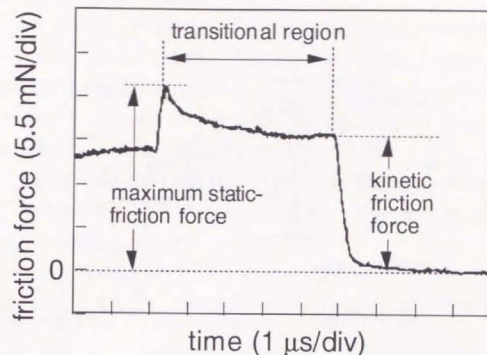


図 3.19 微小力センサによる静止摩擦から動摩擦状態への遷移過程の観測。

3.4.3 磁気ディスク装置における摩擦測定

集積化素子を用いた高感度・広帯域変位検出センサを用いて片持ち梁のたわみを計測すると、加えられた力を時間軸上で求めることができる。図 3.20 は、磁気ヘッドを搭載する浮上スライダに加わる力の検出に用いられた実験系である。浮上スライダとディスク表面との間に発生する摩擦力が横剛性の高いジンバルバネにより力検出用の片持ち梁に伝達される。梁の剛性は $1.2 \text{ N}/\mu\text{m}$ 、共振周波数は 5.5 kHz であり、前述の高感度変位センサとの組み合わせで 1mN の微小な力が検出可能である。図 3.21 は、コンタクトスタート時の摩擦力の測定例である。静止状態で逆回転のトルクにより 8mN 程度の摩擦力が発生した後、動摩擦状態に移行する間に浮上スライダはディスクに衝突したことが観測されている。

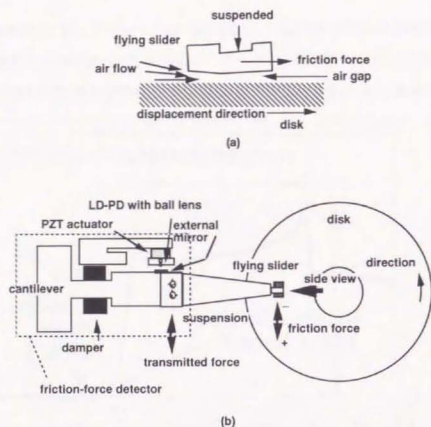


図 3.20 ハードディスク装置のヘッド（浮上スライダ）に加わる摩擦力測定系。

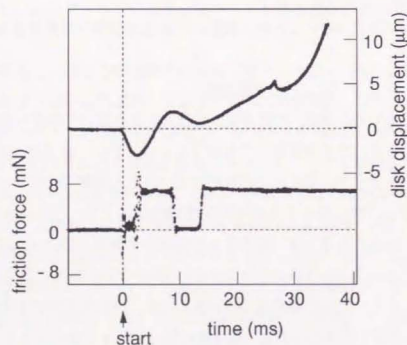


図 3.21 コンタクトスタート時にスライダに加わる摩擦力の測定。

3.5 節 まとめ

本章では広帯域可動ミラーを用いた外部共振器半導体レーザの負帰還ループ安定化の検討を行い、精密微小変位計測へ応用した。

Fabry-Perot 半導体レーザと外部ミラーから成る複合共振器レーザの発振機構モデルをモード間の競合を考慮して構築し、モデルの正当性を実験により証明した。これにより従来説明が困難であった外部キャビティ長を掃引した時に発生する空間周波数の高調波成分を含む複雑な干渉変動を予測することが可能となり、Fabry-Perot レーザを用いる複合共振器レーザの設計論を確立した。

次に、干渉変動の直線部分を利用することにより、複合共振器レーザの発振状態を外部ミラーの位置制御により安定に保持する負帰還ループを提案し、ピエゾアクチュエータにより動作確認した。

負帰還ループに組み込まれたアクチュエータの制御信号から、ミラーの変位を高感度に測定する方法を提案した。分解能は0~200Hzの帯域で0.8nmと従来の光干渉計並の性能を示した。

本提案に基づき、LD-PD 集積化素子、マイクロボールレンズ、及びミラー付きカンチレバーから成るセンサヘッドを試作し、スタンドアロンの走査プローブ顕微鏡を実現した。さらに、本提案を微小力計測に応用し、精密光情報機器で発生する摩擦力の測定が可能となった。

以上の結果より、共振器長の高速制御技術の効果が半導体レーザ共振器でも実証され、種々の光精密計測が可能となった。特に本技術を用いることで発振波長を精密制御できない Fabry-Perot 半導体レーザでも微小変位計測へ適用が可能となった意義は大きいといえよう。

第4章

スライディングによる共振器長の高速掃引法

本章ではウエッジ層を含む誘電体多層膜を持つディスク型の可変光フィルタをディスクドライブ技術により高速同期回転させることにより、フィルタの共振器長を高速に掃引する技術の検討を行う。この検討の結果、時間領域での高精度・高速光周波数弁別が可能となり、光計測・通信等広い分野で応用展開できることが明らかとなる。

4.1 節 ディスク型可変光フィルタ

4.1.1 ディスクフィルタの原理

ディスク型フィルタの構造を図4.1に示す。このフィルタは、ディスク上の見込み角 q に比例して変化するウエッジ層[82-83]と2つの高反射率層(HR)から成る Fabry-Perot エタロンを基本構成としている。このフィルタ層を基板上に積層する一方表面には広帯域の反射防止膜を付与し、透過波長フィルタを構成する。垂直入射のコリメート光に対する透過率 T は偏波に依存せず次のように近似できる。

$$T = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{2\pi n h}{\lambda}\right)} \quad (4.1)$$

(R : HR層の反射率, n : キャビティ層の屈折率, h : キャビティ層の厚み, λ : 波長)

透過率は波長に対してリップルのある変化を示す。このようなリップルが対象となっている波長範囲で複数の極大を与える場合には波長選択性は損なわれる。しかし、キャビティ層の厚みを十分小さくしてリップルの間隔 (free spectral range, FSR) を大きくすれば、極大を唯一にして波長選択性を実現することができる。このリップルの極大に対応する透過中心波長はつきようになる。

$$\lambda_c = \frac{2nh}{m}, \quad m: \text{正整数} \quad (4.2)$$

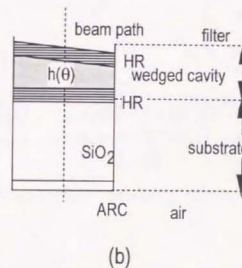
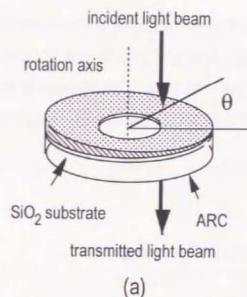


図4.1 ディスク型フィルタの構造。全体構造(a)と断面構造(b)

透過中心波長のまわりでテーラー展開すると透過率は

$$T(\lambda, \lambda_c) \cong \frac{1}{1 + 4 \left(\frac{\pi R m^2}{2nh(1-R)} \right)^2 (\lambda - \lambda_c)^2} \quad (4.3)$$

と簡略化することができる。これは、Lorentz 型の透過特性である。

図4.2は、以上述べたディスク型可変波長フィルタの回転による透過波長を選択す

る手法である。回転によるビームの透過位置をディスクの周囲部に付与したマークにより透過位置に対応した見込み角 θ を高精度に検出しながら精密位置決めてキャピティの厚みを実効的に制御することにより、式(4.2)により決められる透過中心波長を高精度に中心波長を選択することが可能となる。

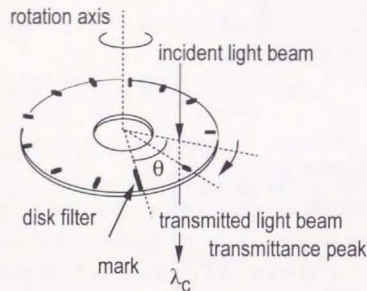


図4.2
ディスク型可変光フィルタの
チューニング機構

4.1.2 フィルタの設計論

【透過帯域幅と HR 反射率】

波長弁別では高分解性能が要求されるため、フィルタの透過帯域幅を低減することが重要である。フィルタの 3dB 帯域幅は式(4-3)から、

$$\Delta\lambda = \frac{2nh(1-R)}{\pi\sqrt{R}m^2} \quad (4.4)$$

となる。従って、HR の反射率 R を 1 に近づけることにより帯域幅を低減することができる。

図 4.3 は、FSR が 100nm より十分大きくなるようにキャピティの厚みの範囲を設定

した場合の反射率差 $1-R$ に対する透過帯域幅の計算例である。光スペクトラムアナライザとして一般に普及しているグレーティングモノクロメータの最大分解能は現在約 0.1nm である。これに匹敵する分解能を実現するためには、対象となる波長範囲で 99.9% 程度の反射率を持つ HR が必要である。

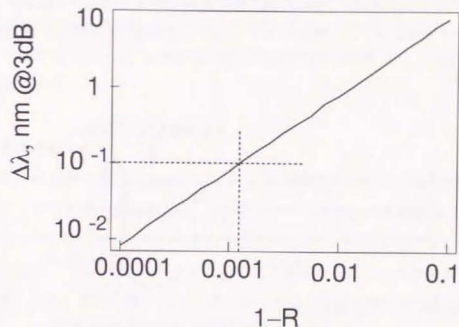


図 4.3 透過帯域幅の設計 (帯域幅 vs. HR 反射率の関係)。

【ビーム径の影響】

狭通帯域幅のディスク型フィルタの設計では、ビーム径も重要なパラメータである。図 4.4(a)に示すように、フィルタ層を横切るビーム断面の場所により異なる見込み角 θ に従って透過特性も異なる。ここではこのようなディスク上でのビーム断面の広がりを数値的に評価する。

簡単のため直径 D のビーム断面内で光強度分布が一樣であると仮定する。ビーム断面の中央に原点 O を置き、ディスクのトラック方向と動径方向に x 軸と y 軸をそれぞれ定める。 y 軸方向を長手方向とする幅 dx の短冊状の範囲を考える。このたんざぐ内では見込み角は一樣であるとして、この部分の透過光への寄与の積分として実効的な透過率 T を求めると、

$$T = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{4}{\pi D} \tan \left[\cos^{-1} \left(\frac{2x}{D} \right) \right] \Pi(\lambda, \lambda_c(\theta_x)) dx, \quad \theta_x = \theta + \tan^{-1} \frac{x}{L} \quad (4.5)$$

となる。ここで $\lambda_c(\theta)$ はフィルタの透過中心波長の見込み角依存性である。

図 4.4(b) に、3dB 透過帯域幅 0.2nm, 見込み角の範囲 180 度で透過中心波長が 100nm 変化するフィルタを例にとり、上式によるビーム径と透過特性との関係を数値的に明

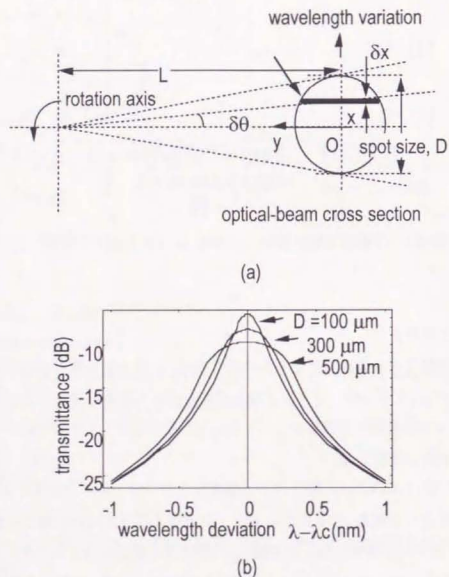


図 4.4 透過ビームの広がり考慮したディスクフィルタの透過スペクトルの計算。計算モデル(a)と計算例(b)

らかにした結果を示す。典型的な直径 50mm のディスクフィルタを想定して透過位置を $L=18\text{mm}$ とし、 $1.5\mu\text{m}$ シングルモードファイバ間の結合径で利用されているビーム径の範囲 $100\sim 500\mu\text{m}$ に対して評価を行った。この結果、ビーム径のよる透過ピークの平坦化は、帯域幅を持った光信号伝送の応用には有利である。但し、増大とともに顕著となるビーム広がりにより透過ピークが減少してピーク近傍の透過率が平均化されることが数値計算により確認された。このようなビーム広がり平坦化と同時に損失が増大するので、適用対象の利用帯域と利得余裕を考慮したビーム径の最適化が必要である。

【多重透過光学系】

一般に透過型の光フィルタではカスケード接続によりフィルタ特性を大きく改善することができる。特にディスク型可変光フィルタでは、透過特性は見込み角 θ が同じ動径方向に対して一様ながらどのトラック上でも θ により一律に透過中心波長が制御される。このためカスケード接続された複数のコリメート系をディスクフィルタに配置し、それらの位置を精密制御することにより透過特性を容易に制御できる。

図 4.5(a) は見込み角 θ を基準に $\theta \pm \delta\theta$ なる二つの見込み角で 2 重透過させる場合の

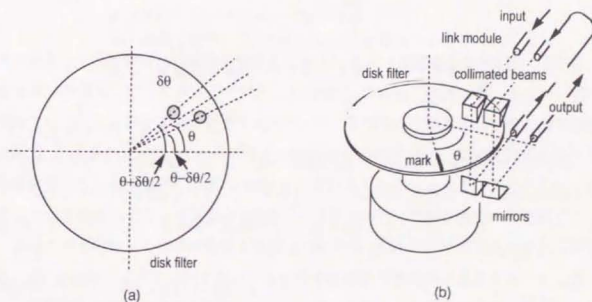


図 4.5 多重透過によるフィルタ特性の制御。

ビームの配置であり、 $\delta\theta$ が極めて小さくビーム広がりにより同一半径上に二つのビームを配置することが困難な場合でも見込み角を変えずに互いの半径をずらすことにより容易に2重透過を実現できることを示している。図4.5(b)は、二つのミラーにより折り畳みビームをトレースするコリメート結合系を並列させた多重透過の実施例である。

同図(a)は2つのビームの通過位置の相対関係を示す。理想的には透過特性はそれぞれのビーム中心点のディスク上での見込み角 θ によりのみ依存する。ここでは、 θ にたいしてそれぞれ $\pm\theta/2$ だけずらした点をビームの中心が貫くとした。(b)は多重反射を実現するための具体的な手段である。二つの折り畳みビームでファイバ間を結合する光学系のカスケード結合である。

さて、このようなダブルビームパスの場合の透過スペクトルは、見込み角 θ の透過中心波長 λ_c 、微小角変位 $\delta\theta$ に対する透過中心波長変化 $\delta\lambda$ を用いて

$$T(\lambda, \delta\lambda) = T\left(\lambda, \lambda_0 + \frac{\delta\lambda}{2}\right) \cdot T\left(\lambda, \lambda_0 - \frac{\delta\lambda}{2}\right) \\ = \frac{1}{1 + 4 \left(\frac{\lambda - \lambda_0 - \delta\lambda/2}{\Delta\lambda}\right)^2} \cdot \frac{1}{1 + 4 \left(\frac{\lambda - \lambda_0 + \delta\lambda/2}{\Delta\lambda}\right)^2} \quad (4.6)$$

と書ける。図4.6に2重透過によるフィルタ透過特性制御の計算例を示す。見込み角が同一になるように配列 ($\delta\theta=0$) した場合(a)、スペクトルスライシング効果による透過帯域幅の狭窄化が実現されている。ローレンツ型の透過特性を持つフィルタでは多重透過の透過回数毎に3dB帯域幅は約70%低減される。ここに示した例では、帯域幅はシングルパスの0.2nmからダブルパスの0.15nmに低減されている。また多重透過により抑圧比の改善も同時に行われており、透過中心波長から0.8nm離調したところで抑圧比はシングルパスの20dBから40dBにまで低減されることが示されている。一方、ビームの見込み角をそれぞれ基準から互いに逆方向にずらした場合(b, c)、透過スペクトルの平坦化が可能である。但し、ビーム広がり効果を利用した透過ピークの平坦化と同様にピークの損失が離調とともに急速に増大するので、利用できる範囲は限定される。

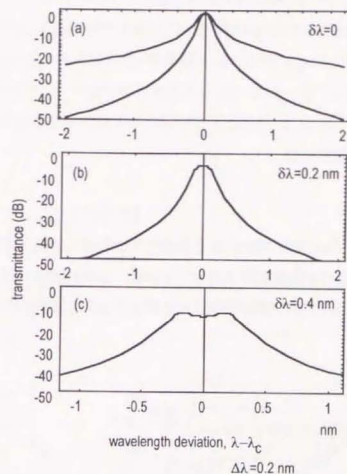


図4.6
多重透過によるフィルタ特性の制御。
(a)：透過中心の一致($\delta\theta=0$)による透過帯域の狭窄化
(b, c)：透過中心波長のずれによる透過スペクトルの平坦化。

【入射角の影響】

完全な垂直入射を実現するのは一般に困難であり、高精度の波長選択に対する入射ビームの入射角の影響について述べておく。ディスク面の法線からの入射ビームのずれ角を $\Delta\theta$ とすると、透過中心波長のずれ $\delta\lambda_c$ は、

$$\delta\lambda_c = \frac{\Theta \sin\Theta}{\cos^2\Theta} \lambda_c, \quad \Theta = \sin^{-1}\left(\frac{1}{n_f} \sin\Delta\theta\right) \quad (4.7)$$

となる。ここで、 n_f はフィルタ層の屈折率である。ディスクの入射角の設定精度を0.1mrad以下とすると、これによる透過中心波長のずれは約0.05pm (± 6.4 MHz)である。

このように入射角のずれに透過中心波長は僅かではあるが依存する。このため、絶対精度を厳密に保証する場合には、モジュール毎にディスクフィルタ装着状態で校正する必要がある。

4.1.3 実験による特性評価

【基本特性】

直径 50mm, 厚さ 2mm の石英ディスク基板の一方の面に誘電体多層膜から成るフィルタ層を、他面に広帯域の反射防止コート (ARC) をそれぞれ付与して作製したディスクフィルタの透過特性の実験的評価を行った。図 4.7 はビーム径 300 μ m のコリメー

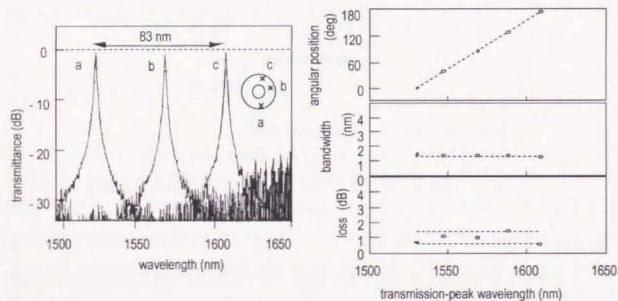


図 4.7 ディスクフィルタの透過特性 (静止系) の例。

ト系を用いて 3dB 透過帯域幅 1.4nm のディスクフィルタを評価した結果で、透過スペクトル及び透過中心波長対見込み角、帯域幅および損失が示されている。スペクトル

はフィルタの典型的な 3 カ所について測定したもので、1500~1650nm の観測帯域内で唯一のピークを有する良好なフィルタリング特性を持つことを確認した。また、透過中心波長と見込み角はほぼ線形で、帯域幅も可変範囲ではほぼ一定となっている。また、損失は 1dB 前後で多少のばらつきはあるもののほぼ一定であった。なお、偏波依存損失 (PDL) は可変範囲内で測定が困難なほど小さい (0.01dB 以下) ことを確認している。

【見込み角対透過中心波長の線形性】

透過ビームの見込み角により透過中心波長を高精度に選択する上で、見込み角対透過中心波長の線形性は重要である。図 4.8 は見込み角対透過中心波長を精密回転ステージを用いて測定した結果である。直線性からのずれは極僅かであり、校正により補償できる範囲である。

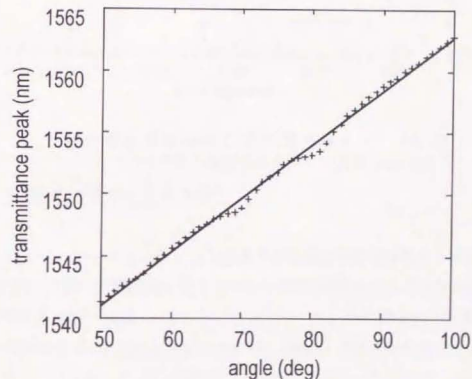


図 4.8 見込み角度 vs 透過中心波長の線形性の微視的評価。

直線からのずれ (2カ所) はフィルタ作製時にジグの可動部のあそびにより生じたもので、膜形成速度の不均一性には起因したのではない。作製装置の改善により許容誤差範囲の理想的な線形特性が得られる。

【最小透過帯域幅】

波長弁別に適した狭透過帯域幅のディスクフィルタを実現する上でHRの高反射率は本質的な解決手法であり、設計で述べた間接的な手法の基本となる。このようなHRを再現性よく実現するための製造技術は現在改善途上にある。しかしながら、シングルパスで透過帯域幅の最小値はこの技術改善とともに年々更新している。図4.9に現在得られている最小の3dB帯域幅(0.83nm)を持つディスクフィルタの透過スペクトルを示す。

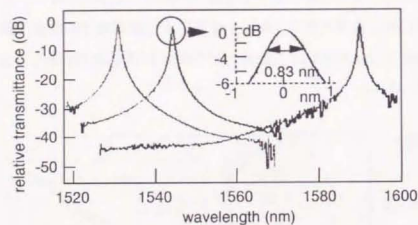


図 4.9 フィルタ膜改善による狭透過帯域幅(0.83nm)を持つフィルタの透過スペクトル。

【多重透過による透過帯域幅の低減の実験検証】

多重透過の手法を用いた透過帯域幅の狭窄化の手法を実験的に検証した。図4.10(a)は3dB帯域幅1.1nmのディスクフィルタをダブルパスにより0.66nmまで狭窄化した例である。中心透過波長から1.6nm(200GHz)離調したところで、シングルパスの抑圧比10dB強に対しダブルパスは25dB程度を実現している。さらに、このような多重透過のフィージビリティを明らかにするため、一つの見込み角で透過中心波長が一致するように調整したダブルパス系の無調整適用範囲を実験的に調べた。その結果、図4.10(b)に示すように、フィルタの可変範囲のほぼ全域に渡り顕著な損失増加なく鋭

い透過スペクトルが得られた。これにより、多重透過系がフィルタ特性を改善する現実的手法のひとつであることを明らかにした。

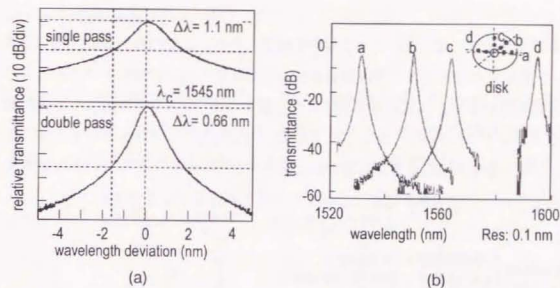


図 4.10 多重透過によるフィルタ透過帯域の狭窄化。(a):シングルパスとダブルパスの比較。(b):ダブルパスの広帯域可変特性。

4.2 節 同期掃引法のシステム設計

以上述べたフィルタを高速回転することにより光共振器長はディスクの見込み角に従って高速に変化する。同期回転によりディスクを安定に回転させた状態では、光共振器は実効的に安定に掃引されることになる。ここではこのような光共振器長の同期掃引により時間領域での波長弁別ができることを述べ、掃引性能を明らかにする。

4.2.1 高速掃引の原理

図4.11を使ってフィルタの透過中心波長の線形掃引による波長-時間変換の原理を説明する。図4.11(a)に示すように、狭透過帯域幅のフィルタの中心波長を時間に対し

て線形に掃引することにより、波長軸を時間軸に置き換えた任意の光スペクトル形状の検出が実現できる。この手法は、有限の帯域幅を持った電気フィルタを掃引しながら RF パワーを測定して表示する RF スペクトラムアナライザと基本原理は同じである。

同期型のフィルタでは、このような掃引を繰り返す。このため、図 4.11(b)に示すように、1 周期をフレームとする同期信号により時間軸を相対表示にすることにより、波長と相対時間を 1 対 1 に対応させることが可能となる。このような掃引を高速に繰り返すことにより、アベレージングにより広帯域に渡るスペクトル形状を正確に計測することが可能となる。また高速掃引によりサンプリングのインターバルを低減することによりループ制御系を構築した場合の帯域を広げることができる。

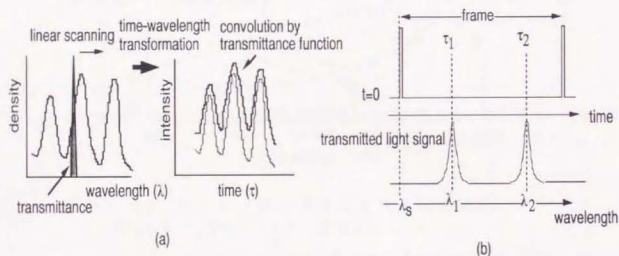


図 4.11 波長-時間線形変換による時間領域での波長フィルタリングの概念。

中心透過波長と見込み角とが線形関係にあるディスクフィルタを電気の信号に同期させながら高速で等速回転させることにより、このような波長-時間変換が容易に実現できる。いま、中心透過波長と見込み角とが完全に線形の関係にある理想的なディスクフィルタを考える。1 フレーム内での相対時間 τ に対する透過中心波長はディスクの回転角速度 ω (rad/s) を用いて

$$\lambda_c(\tau) = \lambda_s + k \omega \tau \quad (4.8)$$

と書ける。従って、時刻 τ で測定される透過光強度は測定対象の光のスペクトルプロファイル $\Psi(\lambda)$ として、

$$\Phi(\tau) = \int \Gamma(\lambda, \lambda_c(\tau)) \Psi(\lambda) d\lambda \quad (4.9)$$

とたたみこみ積分変換の形式となる。測定対象が単一モードレーザーである場合、スペクトルプロファイルはデルタ関数 $\Psi(\lambda) = \delta(\lambda - \lambda_i)$ とみなせるので、透過光強度の時間波形はフィルタの透過特性を反映したものとなる。時間波形は次のようになる。

$$\Phi(\tau) = \Gamma(\lambda_i, \lambda_c(\tau)) = \left\{ 1 + 4 \left(\frac{k\omega}{\Delta\lambda} \right)^2 \cdot (\tau - \tau_i)^2 \right\}^{-1} \equiv P(\tau, \tau_i) \quad (4.10)$$

4.2.2 シンクロスキャンシステム

図 4.12 に同期回転を行うディスクフィルタ装置 (シンクロスキャンシステム) のブロック図を示す。低振動の高精度スピンドルに固定したディスクフィルタを DC サーボモータにより回転させる。回転は電子ビーム描画により作製される高精度ロータ

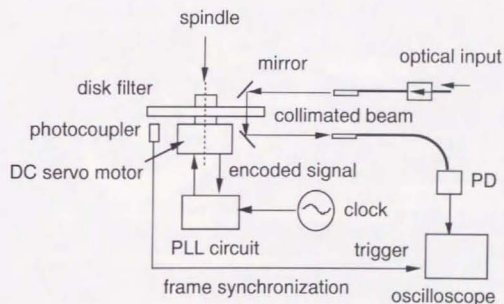


図 4.12 シンクロスキャンディスク型可変光フィルタシステムのブロック図。

リーエンコーダ信号を使った位相同期ループ (PLL) 回路により外部クロックと同期させる。一方、フレーム同期信号は、ディスクフィルタ上のマークをフォトカプラにより検出することにより得る1回転に1つのパルスを利用する。同期回転状態では、このフレーム同期信号も外部クロックと同期する。このフレーム同期信号はディスクフィルタに固有のものであるので、ディスクフィルタの透過特性の校正に利用することができる。ファイバ間を空間結合するコリメートビームは、ディスクフィルタを垂直に透過する折り畳み経路をトレースする。このような光学系はファイバ間を直線ビームで結合する光学系よりも多少複雑であるが、ディスクフィルタの径が大きい場合 (ここでは50mm) にはパネル実装可能な薄型の構成を可能にする。このようなシステム設計に基づき試作したモジュールの外観を図4.13に示す。ファイバ間のコリメートビームの飛距離とビーム径はそれぞれ60mm, 300 μ mであり、結合損失は約1.5 dBとなっている。モータの設定可能な回転範囲は800~1200 rev/minである。なお、今回PLL回路及び光検出器を含むフィルタリング処理回路等は写真外であるが、ボード実装により容易に小型化され写真に示したモジュールの裏面に配置され得る。

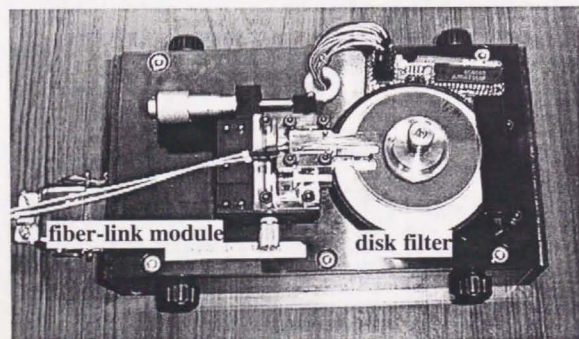


図4.13 試作したシンクロスキャンディスク型可変光フィルタモジュール。

4.2.3 回転ジッタ評価

スライド掃引方式では光共振器長の機械的変動はないが、チューニングにより生じる位置決め誤差を介して共振器長の変動が実効上生じる。このため同期回転では時間領域での位置誤差に相当する回転ジッタを評価することが重要である。これにより、時間領域で波長弁別処理を行う場合の精度を保證することになる。

回転ジッタはロータリーエンコーダ信号の周波数スペクトルから算出できる。この信号の雑音は回転ジッタによる位相雑音のみで強度雑音成分を持たない (TTLレベルで出力される信号は理想的には強度雑音を含まない)。このため、スペクトルから得られる片側帯域 (SSB) 成分は位相雑音から由来したものとすることができる。キャリア周波数 $N_p f_c$ における SSB の 1Hz 当たりの強度スペクトル密度を $L(f)$ とすると、周波数帯域 $f_L \sim f_H$ で評価される平均2乗 (root-mean-squared, rms) ジッタ σ_j は、

$$\sigma_j = \frac{1}{2\pi N_p f_c} \sqrt{2 \int_{f_L}^{f_H} L(f) df} \quad (4.11)$$

となる。 f_c は回転周波数、 N_p は1回転にロータリーエンコーダが放出するパルス数である。

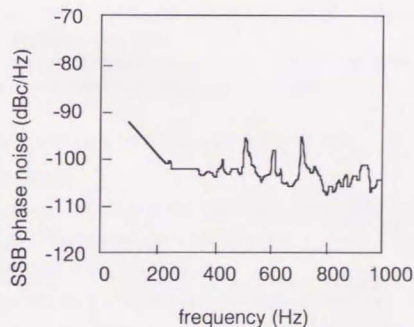


図4.14 ロータリーエンコーダ信号のRFスペクトル。

高安定の回転が得られるディスクドライブを用いて、現状で実現可能な最大の波長弁別の精度を評価した。図 4.14 は回転数 9375rev/min ($f_r=156\text{Hz}$, $N_p=1024$) でのスペクトルから換算したキャリア周波数 160kHz の SSB 位相雑音の強度スペクトル密度である。周波数帯域 100Hz から 1000Hz で評価した rms ジッタは $s_p=1.5\text{ ns}$ となった。回転周期は 6.4ms を考慮すると、回転の安定度は 0.00002% となる。このディスクドライブに 180 度で 125THz (100nm) 変化するディスクフィルタを装着すると、波長精度として 0.05pm (6MHz) を得る。

4.3 節 同期掃引動作の検証

4.3.1 透過光強度の時間波形解析

単一モードのレーザ光に対する透過光強度波形はフィルタの透過スペクトルを反映するので、見込み角 θ でのフィルタの透過スペクトル $p(\lambda, \theta)$ と入射光プロファイル $u(\lambda)$ を用いると

$$p(\tau) = \int p(\lambda, \theta) u(\lambda) d\lambda \quad (4.12)$$

と書ける。ローレンツ型のスペクトル形状を有するディスクフィルタでは

$$p(\tau) = \left[1 + \left(\frac{\lambda_0 - \lambda_d(\omega\tau)}{\Delta\lambda/2} \right)^2 \right]^{-1} \quad (4.13)$$

となる。さて、この式を変形すると

$$\lambda_d(\omega\tau) - \lambda_0 = \frac{\Delta\lambda}{2} \sqrt{\frac{1}{p(\tau)} - 1} \quad (4.14)$$

となる。相対時刻 τ に対して観測量 $p(\tau)$ から求めた式 4.14 の右辺の値をプロットするとき、透過中心波長が時間に対してリニアに変化していれば中心波長、即ち共振器長が線形に掃引されていることになる。図 4.15(a) はディスクフィルタを透過したレーザ光の波形であり、この波形から上述のプロットを実行したのが同図(b)である。広い波長域に渡る波長のレーザ光に対して良好な直線性が得られ、本方式により高精度に光共振器長を掃引できることが明らかとなった。

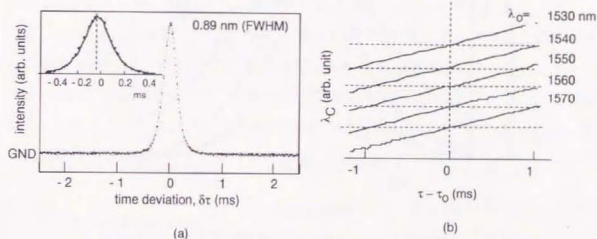


図 4.15 フィルタリング波形処理による共振器長掃引動作の検証。(1250rpm, $\Delta\lambda=0.89\text{nm}$)

(a) フィルタリング波形観測例(挿入図はローレンツ曲線でフィッティングしたもの)。 (b) 波形処理による透過中心波長の時間依存性。

4.3.2 高回転速度試験

さて、低速(1250rpm)のディスク回転下で光共振器長が線形掃引できることが明らかとなったが、ここでは高速回転における掃引実験を行い、ディスク回転方式により共振器長の高速掃引が可能であることを検証する。

高回転速度下でのディスクフィルタの安定性を高安定のディスクドライブ(動作回転範囲 500~20000rev/min)を用いて調べた。図 4.16 は、種々の回転速度下で測定した安定化レーザ光源の透過光強度の時間波形である。いずれの回転数においてもフィ

ルタ透過特性を反映したローレンツ型の時間波形が安定に観測された。このような安定動作は 10000rev/min まで確認できた。

これを越える回転速度では、ディスクの偏心による振動の影響が顕著となり、観測波形に乱れが生じている。このような振動は、ハードディスク装置と同様に、ディスク形状の高精度化により容易に除去可能であると考えられる。

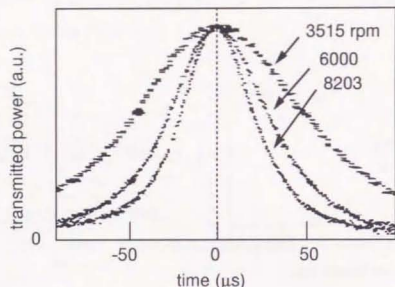


図 4.16 シンクロスキャンディスクフィルタの高速回転試験。

4.3.3 温度試験

波長の高分解能弁別では、ディスクフィルタの透過特性自体が温度により敏感である。このため絶対精度を保証するためには、透過特性の温度依存性を明らかにする必要がある。

透過特性の温度依存性の本質は、フィルタの膜及び光学系の熱膨張である。コリメートビーム系をディスクの中心をとる直線上にそって配置するなど幾何学的に対称な光学系の利用により、熱膨張に対するディスク上のビーム透過位置のずれを極めて小さくすることができる。従って、温度による影響は前者のフィルタ層の熱膨張が主である。フィルタ層の線膨張係数を α とすると温度変化 ΔQ による透過中心波長の変化 $\Delta \lambda_c$ は、

$$\frac{\partial \lambda_c}{\partial Q} = \frac{2 \pi n h}{m} \frac{\partial h/h}{\partial Q} = \lambda_c \alpha \quad (4.15)$$

となる (Q : 温度)。ガラス系誘電体膜のフィルタ層の場合、熱膨張係数 $\alpha = 1 \times 10^{-6} (\text{deg}^{-1})$ を想定すると、透過中心波長の変化量は $250 \text{MHz/deg} (2 \text{pm/deg})$ である。

ディスクフィルタ装置全体を温度制御可能な恒温槽に保持し、 $13.5 \sim 73.5^\circ \text{C}$ の温度範囲で安定化レーザー光源 (波長 1565.37nm) に対する時間波形を測定し、温度特性を明らかにした。収納空間の制限によりこの実験では小型のプロトタイプモジュールを使用した。このため、回転ジッタが最小となる速度 1000r/min で試験を行った。

図 4.17 に測定結果を示す。正の温度変化 ΔQ に対して透過中心波長は上式に示すように長波長側へシフトするので、時間波形は短波長側への相対的なピークシフトを呈する。60 度の温度上昇に対して時間波形は確かに短波長側へシフトした。この量を波長に換算すると 0.2nm で、 $400 \text{MHz/deg} (3 \text{pm/deg})$ の変化に相当する。これは、ガラス系誘電体多層膜フィルタに対する理論値 (2pm/deg) にほぼ等しい。

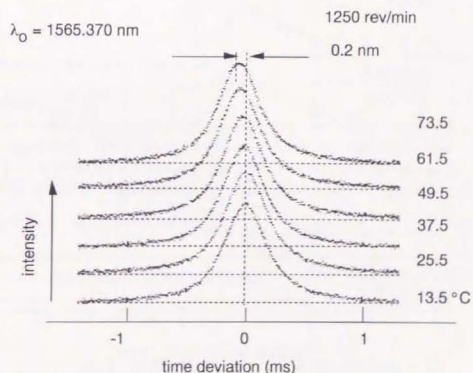


図 4.17 ディスクフィルタによる共振器長掃引の温度特性。

4.4節 光スペクトル解析

シンクロスキャンディスクフィルタにより実現された光共振器長の高速・精密掃引法は、現在広く用いられているグレーティングモノクロメータによる光スペクトル測定と機能が等価であり、汎用の光スペクトル解析法として応用することが可能である。

4.4.1 広帯域レーザ波長弁別機能の検証

グレーティングを用いた外部共振器型の安定化波長可変半導体レーザ光源を用いて、種々の波長のレーザ光に対するディスクフィルタの波長弁別機能を検証した(図 4.18 参照)。レーザの波長はディスクフィルタの全透過中心波長範囲に対応して 1530 ~ 1608nm に渡る。これらのレーザ光の波長はマイケルソン干渉計型波長計により実測

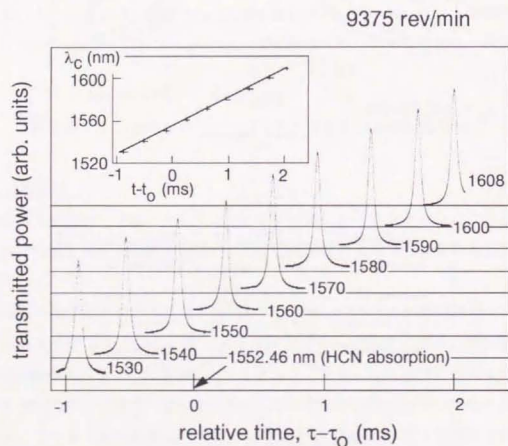


図 4.18 広帯域多波長レーザ波長弁別試験。
(挿入図は弁別信号のピーク時間と波長との関係を表す)

した。また、HCN ガスセル安定化 DFB レーザ[84] (波長 1552.46nm) により波長計及び時間軸を校正した。各々のレーザ波長に対する時間波形はいずれも安定なローレンツ型となった。また、ピークの時間とレーザ波長との間には良好な線形関係(図 4.18 の挿入図参照)を示した。これらの結果より、シンクロスキャンモードのディスクフィルタにより時間軸上でレーザ光波長を正しく弁別できることを確認した。

4.4.2 高密度配置レーザ光の識別

シンクロスキャンディスクフィルタを光スペクトル解析に適用する場合、測定範囲の広帯域性と同時に波長分解能が重要である。図 4.19 は 100GHz(0.4nm)で高密度配置した2つのレーザ光を、高分解能のマイケルソン干渉計型フーリエ分光器とディスクフィルタの掃引波形を比較したものである。ディスクフィルタの透過半値幅は 0.5nm (コリメートビーム径の改良による)であり、上記二つのレーザのピーク波長と強度をよく識別できていることがわかる。

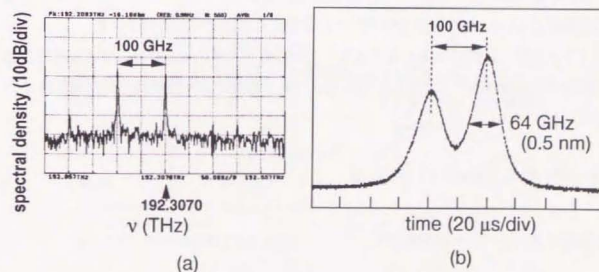


図 4.19 高密度配置したレーザ波長の識別実験。
(a): マイケルソン干渉計型フーリエ分光器による測定 (分解能=0.008 nm)。
(b): 狭通過帯域(0.5 nm) ディスクフィルタを用いた透過光強度波形。

4.5 節 レーザ光周波数の精密検出と応用

シンクロスキャンディスクフィルタによる光スペクトル解析の特徴は、小型でありながら電気回路によりスペクトル波形を処理することができる点である。このような波形処理は単に弁別波長精度の向上でなく、時間領域でのサンプリング処理と併用することにより種々の機能を発現させることができる。ここでは光周波数を波形処理により精密に検出する方法を提案・検証し、レーザ波長の高精度制御応用に言及する。

4.5.1 原理

ディスクフィルタを用いた時間によるフィルタリング処理技術の利用により種々の精密光測定が可能である。ここでは、差動検出法によるレーザ光の光周波数の精密測定について述べる。

レーザ光 λ_s をディスクフィルタに入射させて得る透過光の時間波形を $P(\tau)$ とする。ディスクフィルタは校正されており、この波形のピーク時間 τ_s からレーザの波長を精密に知ることができる。ピーク近傍では光出力変化は極めて小さいのでピーク時間を直接検出するのは困難である。差動検出法はこの困難を除去してフィルタの透過帯域幅の 1/1000 の分解能でのピーク波長検出を可能とするものである。

ピーク時間 τ_s 近傍に時間 τ_0 を定める。この時間を基準に $\tau_0 \pm \xi$ の二つの時間で透過光強度をサンプリングし、それらの信号から演算処理により得る差分を誤差信号 S として、

$$S(\tau_0, \tau_0) = P(\tau_0 + \xi, \tau_0) - P(\tau_0 - \xi, \tau_0) \quad (4.16)$$

を定義する。テーラー展開により、

$$P(\tau_0 + \xi, \tau_0) \cong 1 - \left(\frac{2K\Omega}{\Delta\lambda} \right)^2 (\tau_0 - \tau_1 + \xi)^2$$

$$P(\tau_0 - \xi, \tau_0) \cong 1 - \left(\frac{2K\Omega}{\Delta\lambda} \right)^2 (\tau_0 - \tau_1 - \xi)^2 \quad (4.17)$$

となるので、

$$S(\tau_0, \tau_0) = \left(\frac{4K\Omega}{\Delta\lambda} \right)^2 (\tau_1 - \tau_0) \xi \quad (4.18)$$

となる。サンプリング間隔 2ξ はディスクフィルタの透過帯域幅により最適化する必要があるが、一般には帯域幅に等しくすると便利である。このとき $\xi = \Delta\lambda / 2K\Omega$ となるので、

$$S(\tau_0, \tau_0) = \frac{8K\Omega}{\Delta\lambda} (\tau_1 - \tau_0) \quad (4.19)$$

となる。レーザ波長と設定時間 τ_0 に相当する設定波長 λ_0 が極めて近い場合には波長差

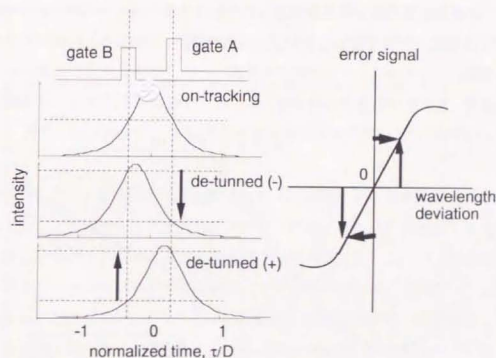


図 4.20 サンプリングによる波長誤差検出の原理。

基準時間を定め、その時間の前後($\tau_0 \pm \xi$)にゲートを設定して透過光強度をサンプリングして差分を求めることにより基準時間からのずれを知ることができる。差分が常に 0 となるようにゲートを制御すれば、ゲート設定時間からダイナミックな波長測定が可能となる。

それら二つの波長差に誤差信号が比例し、二つの波長が完全に一致するとこの信号は0となる。従って、検出信号を電氣的に線形増幅することにより、極めて高い感度で波長偏差を検出することが可能となる。与えられたレーザ光に対しては、 $2\mathcal{E}$ を固定して誤差関数が0となる基準時間 τ_0 を求めることにより校正されたディスクフィルタのデータから光周波数を検出することができる。図 4.20 は、以上述べた差動検出法による光周波数偏差の高感度検出のメカニズムを図示したものである。

4.5.2 誤差信号の特徴

3dB 透過帯域幅 1.4nm のディスクフィルタを用い、誤差信号の特徴を波長可変レーザを用いて実験的に明らかにした。はじめに基準となる波長 λ_0 を 1550.100nm に設定し、これに対応する基準時間 τ_0 をオシロスコープ上でマーキングした。次に波長 λ_i を変えて波長差 $\lambda_i - \lambda_0$ に対する誤差信号を測定した。誤差信号を得る簡便な方法として、ここでは透過光強度信号を2分岐して各々を2チャンネルのボックスカー積分器に入れその差動出力を誤差信号とする方法を利用した。波長差 $\lambda_i - \lambda_0$ はマイケルソン

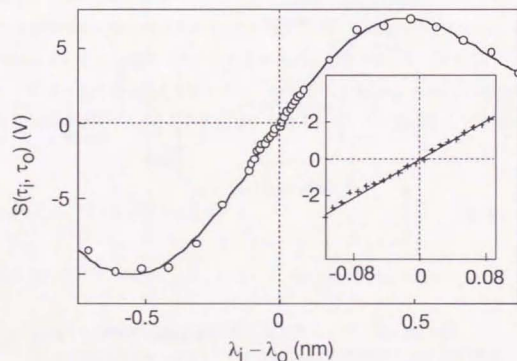


図 4.21 光周波数誤差信号の離調特性 (挿入図は原点近傍の拡大)。

干渉計型波長計により導出した。その結果、図 4.21 に示すように、波長差対誤差信号は典型的な S 字曲線を示すものの基準位置近傍ではほぼ直線となっていること (挿入図参照) が明らかとなった。各測定点のこの直線の偏差を考慮すると、検出感度は $\pm 1\text{GHz}(0.008\text{nm})$ 程度と見積もられる。

4.5.3 最大分解能

差動検出による光周波数検出法の分解能の限界を知ることは、本方法の最適な適用領域を選定する上で重要である。予想される分解能は 1GHz と極めて高いため、図 4.22 に示すような精密な評価システムを用いて、最大分解能の計測を試みた。この評価システムは2つのレーザ光源を持つ。一方は HCN ガスセルを用いた絶対波長安定化 DFB レーザ (1552.46nm) であり、一方は安定化外部共振器型可変波長レーザである。可変レーザと絶対基準光源との僅かの波長差 (または光周波数差) は、方向性結合器により合波することにより得るビート信号から評価する。これにより波長可変レーザの絶対波長を求めることが可能となる。方向性結合器の他方の出力は、光検出器を経てディスクフィルタのフレーム同期信号をトリガとするサンプリングオシロに導入される。

実験では、まず、絶対基準光源の波長を λ_0 とし、対応する基準時間 τ_0 とサンプリング位置 $\tau_0 \pm \mathcal{E}$ をサンプリングオシロスコープ上に定めた。次に、可変レーザの波長を絶対基準光源波長から離調しながら誤差信号 S を測定した。ここで、誤差信号はサンプリングオシロスコープの演算処理機能により直接計測した。図 4.23 に 3dB 透過帯域幅 0.83nm のディスクフィルタを用いて導出した光周波数差と誤差信号との関係を示す。測定値の偏差から見積もられる分解能は $\pm 100\text{MHz}$ となった。ドライブの回転ジッタから見積もられる分解能は数 MHz であるので、さらに一桁程度の分解能の改善は可能と考えられる。

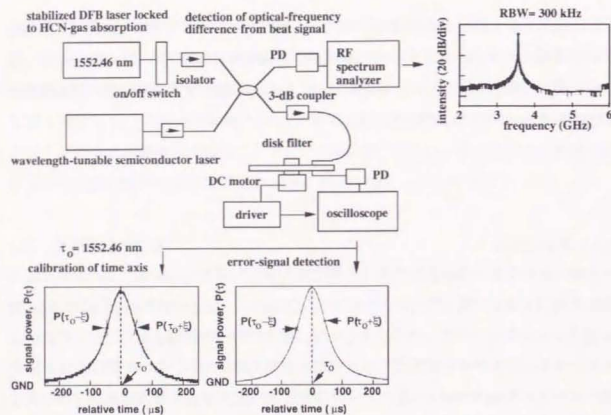


図 4.22 光周波数検出分解能の精密評価システム.

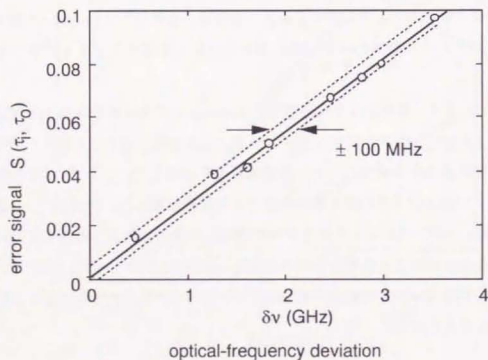


図 4.23 光周波数検出分解能 (フィルタ: 透過帯域幅 0.83 nm)

4.5.4 検出安定性

ディスクフィルタの透過中心波長は、ガラス系誘電体多層膜の実効屈折率に依存するため、短期的には使用環境温度及び気圧、長期的には膜質の経時変化による屈折率変動により揺らぎが生じる。長年にわたって高精度な波長弁別性能を発揮するには定期的な波長校正はもとより短期的にも安定である必要がある。ここでは短期安定性に着目し、絶対波長安定化レーザ (HCN ガスセルにロックした DFB レーザ) を用いて光周波数誤差信号の時間依存性を測定した。図 4.24 はコールドスタート ($t=0$ のときディスクドライブの稼働を開始した) での光周波数誤差信号の時間依存性である。測定開始直後誤差関数は負の方向に推移するものの 1 時間経過して後は安定する。この初期の変化は、スピンドルの温度上昇に伴いディスクフィルタの温度も上昇したため、相対的に検出ピークが短波長側にシフトしたためである。この温度シフトは、例えばフィンによる冷却機構の付与により容易に解決可能である。

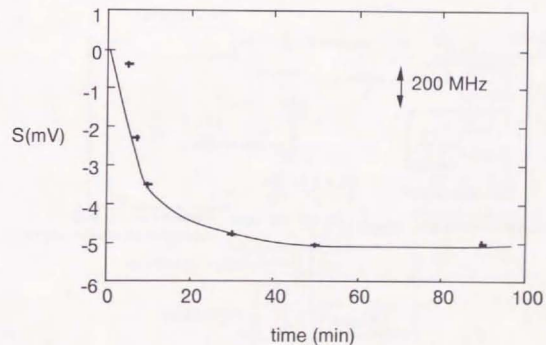


図 4.24 光周波数誤差信号の時間依存性.

4.5.5 レーザ光周波数ロッキング

差動による高分解能光周波数検出を種々のシステムに応用することが可能である。ここでは、の要素技術であるレーザの光周波数ロッキング応用について述べる。

電圧により発振光周波数が制御できるレーザを考える。出力光の一部を分岐してシンクロスキャンモードのディスクフィルタに入射させる。目標となる光周波数に対応する時間を τ_0 と定め、サンプリングにより目標とレーザ光との波長差に相当する誤差信号 S を差動により検出する。誤差信号を適当に増幅してレーザの制御信号に負帰還させることにより $S=0$ の状態を保持することが可能となる。この状態でレーザの波長は目標に一致している。図 4.25 は、誤差信号を便宜的に発生するボックスカー積分器を用いる負帰還ループロッキングシステムのブロック図である。同一の基準(1550.100nm)に対して2つの独立な安定化波長可変光源の波長ロッキングを試みた。図 4.26 はロック状態での2つのレーザの発振スペクトルである。通常の光学測定器では光周波数差を検出できないほどの高精度でロッキングが達成された。

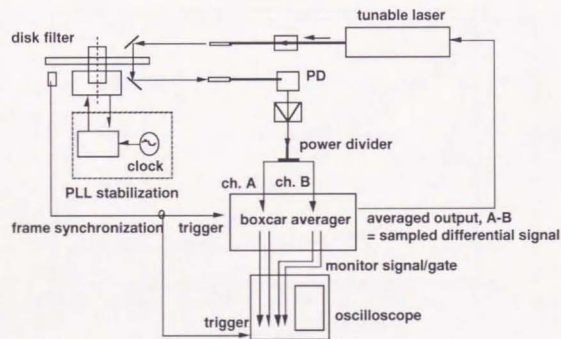


図 4.25 ディスクフィルタを用いた差動検出型レーザ光周波数ロッキングシステム。

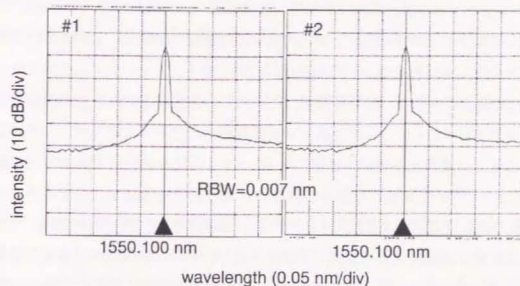


図 4.26 独立の波長可変レーザに対する光周波数ロッキング試験の結果。

4.6 節 光計測および通信システムへの適用性

従来より光計測分野を中心に、多くの光周波数検出法が提案・検討されてきた。これらの方法は、回折利用型と干渉利用型に大別される。グレーティングの回転による方法[85]は前者の典型で、広可変帯域、高精度等の特徴により汎用計測機器として広く利用されている。しかし、光路長による分解能の制限や高速波長掃引の限界等の除去がシステムへ適用する場合の課題である。一方、体積ホログラム[86]やアレイ導波路グレーティング[87]を用いる方法は可動部を持たない光周波数検出法で、信号処理により数 pm 程度の高分解能性能を発揮する。しかし、偏波依存性、測定帯域制限、検出光周波数の離散性が課題である。また、音響光学素子による方法[88-89]は電気発信器の周波数により光周波数を弁別して検出する方法で、可動部を持たずに連続的検出性能を有しかつ測定帯域も比較的広いのが特徴である。しかし、通過幅の低減の限界のほか、偏波依存性の抑圧の不完全性によるピーク透過波長の偏波依存性の残留等の本質的課題を有する。一方、Fabry-Perot(FP)エタロンは干渉を利用する典型で[90-91]、ミラー反射率とキャビタ長を最適化することにより容易に高分解能化できる。光周波数を掃引するのに熱的・機械的に高安定な機構を用いてミラーを高精度に移動することが必要のため従来は測定器応用が中心であったが、光ファイバを利用した簡易な構成も実現されている。また、可動部を除去した液晶 FP エタロンは超小型で制御性がよい(電氣的に制御可能である)という特徴を持つが、光学性能を大幅に劣化させる電氣的雑音や環境温度変動の除去が課題である。また、干渉を利用する他の方法として、マイケルソン干渉計[92]がある。これは実用的な大きさで比較的高分解能(\sim pm)を持つため、波長計等の測定器に利用されている。このような光周波数検出方法をシステムに適用する場合、偏波無依存、小型・低消費電力、高温度および機械的安定性等の基本的な要求条件を満足する必要があるが、これに加えて最近の超広帯域光増幅器に対応する波長範囲(1.53~1.61 μ m)で測定可能である必要がある。このような要求条件をすべて満足するには、回折、干渉のいずれの場合も機構制御を利用する方法が最も有利である。従って、安定化や小型化・高速化という課題が解決できればそれらのシステムへの適用が期待できる。

さて、これまで述べてきたように、本章で示したスライドチューニングによる波長

可変光ディスクフィルタおよびディスクドライブと組み合わせた高速波長掃引技術は広帯域可変性、偏波無依存性、高安定性、高速掃引等の特徴を有しており、これらの課題を解決することが可能であり、実用システムの適用が今後大いに期待される。

4.7 節 まとめ

本章では共振器長を高速に同期掃引する技術を議論した。円周に沿って共振器長が変わるディスクを高速同期回転することにより共振器長を高速掃引するスライドチューニング法を提案・実現し、光計測応用を示した。

見込み角に対してリニアに膜厚が変わるウエッジ型の共振器構造を持つ誘電体多層膜可変光フィルタを新たに開発し、角度による中心波長の高精度選択機能を実現した。実現した性能は、波長可変範囲 1525~1608nm、透過半値全幅 0.5nm であり、全可変領域にわたりほぼ垂直入射を保持することで偏波依存性をほぼ完全に除去できた。

次に、高速・高安定のディスクドライブにより上記フィルタを同期回転させることにより共振器長に依存した透過中心波長の線形掃引を達成し、フィルタ共振器長が高速(200Hz)・高精度(± 6 MHz)に線形掃引されていることを検証した。また、波長精度の温度依存性は 3pm/deg とほぼフィルタの熱膨張に依存していることが実験により明らかとなった。このような同期掃引が可能となったのは、機械的に変動しないウエッジ型の共振器構造による。

以上の結果より、波長軸を時間軸に置き換えた波長フィルタリング処理が可能となった。これに基づき光スペクトル解析応用を提案し、上記フィルタの可変帯域でレーザ光を弁別できることを明らかにした。最小弁別波長間隔はフィルタの透過帯域幅に依存するものの 100GHz である。これは現在研究が進められている高密度波長多重方式光伝送システムの波長監視に適用可能である。

さらに、時間軸上でレーザ光をフィルタリングした時間波形をサンプリングして演算処理することにより高分解能の光周波数検出ができることを提案・実証した。分解

能はフィルタの透過帯域の狭窄化とともに向上し、透過幅 0.89nm で $\pm 100\text{MHz}$ の光周波数検出感度を達成した。本方法によりレーザ波長をサンプルドサーボ方式によりロックする手法を提案し、ロックインアンプを用いた簡易な疑似システムでその原理確認した。

このように、メカニカルな可変機構であってもスライドチューニング法を用いれば共振器長を機械的擾乱をほぼ抑圧して高速掃引することが可能であることが示された。この技術により従来モノリシック素子では実現困難だった広帯域での光スペクトル解析ができるようになったばかりでなく、従来のグレーティングモノクロメータよりも大幅に高速の波長掃引が可能となった。この結果、本技術はサンプリング処理によるレーザ波長ロック法を含め新たな応用へ展開できるようになった。

第5章 結論

共振器長制御においては、可変範囲に限界のある屈折率制御による方法の限界を超える方法として広い可変範囲を実現できる物理的共振器長制御方式が有望であるが、制御における主要三機能であるポジショニング（位置決め）、トラッキング（追尾）、及びスキャン（掃引）なる機能を果たすことが課題である。本研究はこの課題の解決のためマイクロメカニカル機構及びマイクロ領域の位置制御技術を基本技術とするマイクロオプトメカトロニクス技術を適用し、物理的共振器長の制御技術を確立したものである。以下に本研究の成果を要約する。

第2章では、マイクロメカニカル可動ミラーのポジショニングによる共振器長制御技術を議論した。マイクロメカニカル機構は慣性質量が小さいことから可動部を持ちながらも機械的擾乱に対して極めて強く、安定な共振器長の制御が可能であると推論できる。本章では、 20GHz を越える繰返し周波数が可変なモード同期半導体レーザをマイクロメカニカルミラーと多電極レーザのハイブリッドにより初めて実現し、実験室内ながら安定動作と従来の固定型共振器を持つモード同期と比べ10倍もの可変範囲を実証し、上に述べた定理を検証した。さらに、本技術と本研究で新たに開発した 100GHz を越える高調波衝突パルスモード同期半導体レーザにも適用可能な電子的共振器長制御法による位相同期ループ安定化技術を併用することにより、設定周波数範囲が広い可変パルス光源を実現した。なお、共振器長を可変するために必須の外部共振器半導体レーザを実現するため、高精度（残留反射率 -40dB 以下）を保证する半導体レーザ端面反射防止コート技術を開発した。

第3章では、可動ミラーのトラッキングによる共振器長制御技術を議論した。共振器から放出される光は、高周波数領域に渡る共振器内の媒体の実効屈折率変動と共振器長の物理的変動に起因した低周波数領域の雑音を有する。後者の雑音を抑圧すれば、機械的要素を含む共振器であっても共振器がリジッドな集積化素子なみの安定性が実現できると推論できる。本章では、Fabry-Perot 半導体レーザとビエソアクトエー

タ駆動の外部ミラー及びコリメート用ボールレンズからなる簡易な構成の複合共振器レーザに対して共振器長を一定に保持するトラッキング回路を適用し、外部ミラーが変動しても複合共振器レーザの発振状態が安定化されることを検証した。このトラッキング回路は複合共振器レーザの光出力をモニタして誤差信号を得ることにより構成される負帰還ループ回路を基礎としている。この制御回路の設計論を確立するため、Fabry-Perot レーザの干渉変動をモード選択により説明するモデルを提案し、実験によりその正さを証明した。従来説明が困難であった干渉変動の空間周波数に高調波成分が生じることをこのモデルを使って完全に説明することが可能となった。

さらに、本章では負帰還ループの制御信号からミラーの変位を検出する微小変位計測法を確立し、ナノメートル級の分解能を発振波長を高精度に指定できない Fabry-Perot レーザを使っても実現できることを実証した。この変位検出技術を利用してスタンドアロン型の走査プローブ顕微鏡を実現するとともに、摩擦力等の微小力のダイナミック測定へ適用し、本技術の広範囲に渡る適用領域を明らかにした。

第4章では、スライドチューニングに基づく共振器長のスキヤニング（掃引）技術を議論した。共振器に可動部があると高速で掃引した場合に可動部の機械的擾乱が共振器長変動となって掃引精度を著しく劣化させる。しかし、共振器長が徐々に変わる構造をあらかじめ構築した上で光の透過場所を高速に掃引することにより共振器長変動を免れた高速掃引が可能となる。本章では、回転軸のまわりの見込み角に比例してスペーサ層の厚さがリニアに変わるウエッジ型誘電体多層膜を有するディスク形可変光フィルタを試作した上で同期回転系を構築してフィルタの透過波長の線形掃引を検証し、共振器長の高速同期掃引技術を確立した。

さらに、本技術をもとに近赤外領域での波長フィルタリング技術を確立した。この技術は、光スペクトル解析、レーザ光周波数検出並びにロッキング等の基本技術分野において従来法の性能を凌駕するものであることを実証した。例えば、光スペクトル解析においては、従来のグレーティングモノクロメータの掃引周波数の上限（～50Hz）を上回る周波数（～150Hz）が達成可能である。また、レーザ光周波数検出では、フィルタの可変範囲（～80nm）で差動検出法の適用による高分解能（±100MHz）を達成している。さらにレーザ光周波数ロッキングにおいては、従来必須であった高

性能バランسدレシーバを除去し、時間サンプリングにより容易に二つのレーザ波長を同一グリッドにロックできることを示した。このような応用はいずれも本章で確立した共振器長の高速掃引技術によるものである。

以上述べた本研究の主要な成果を表5.1にまとめる。

表5.1 本研究の主要な成果。

	ホジショニング	トラッキング	スキヤニング
基盤技術	近接外部共振器モード同期レーザ構成技術 高精度反射防止コート技術 超高速バリス安定化技術	Fabry-Perotレーザの複合共振作用の解明 機械的負帰還ループ安定化技術	時間領域波長弁別技術（シフトキャン技術）
関連要素技術	超高速バリス位相検出技術 高調波衝突バリスモード同期による超高速安定化バリス発生技術	高感度微小変位計測技術（分解能～0.8nm） ダイナミック微小力計測技術	精密光周波数検出技術
新素子・装置	高速（22GHz帯）マイクロメカニカルモード同期半導体レーザ	微小変位センサ（CCLセンサ） スタントアロン走査プローブ顕微鏡	広帯域・偏波無依存可変光フィルタ
産業上の利用分野	光ディスク装置 光通信・光計測（OTDM）	光計測（変位検出を利用する各種センシング）	光通信（波長多重方式） 光計測（スペクトロスコピー）

以上述べたように、マイクロオプトメカトロニクスにより、ポジショニング、トラッキングならびにスキヤニングという制御の主要三機能を満足する物理的な光共振器長制御技術を確立することができたと考える。この技術を基盤に光共振器を構成する場合の指針を以下に述べ、本論文の総括とする。

[1] 半導体レーザやエタロン等の長さが比較的短い（数 μm ～数百 μm のいわゆるマイクロ領域）共振器に対して所望の共振器長を実現するためには、慣性質量が小さく機械的擾乱に対して耐力のあるマイクロメカニカル機構による可動ミラーのポジショ

ニングが有効である。

[2] 可動部分を含む外部共振器を構成する場合には、機械的に可動部をトラッキングさせる機構により光共振作用を安定化できる。但し、干渉変動など位置ずれに対して高感度にトラッキング誤差信号を得る手段が必要である。Fabry-Perot レーザ、DFB レーザ等ほとんどのタイプの半導体レーザの干渉変動はトラッキング誤差信号を得る手段としても有用である。

外部共振器を構成する例として、多くの共振器型光センサが適用可能である。また、半導体リングレーザ、グレーティングモノクロメータを用いる波長可変半導体レーザ、固体レーザ、色素レーザ等があげられる。さらには、熱的・機械的擾乱に敏感なメカニカルな Fabry-Perot エタロンフィルタへの適用も可能である。

[3] 長さを時間とともに制御する共振器を実現するためには、可動ミラーのトラッキング及びスライドチューニングの両方が候補である。リニアでかつ繰返しスキャニングを行うためには、変化する方向に加速度が加わらない回転型のスライドチューニング方式が最適である。回転同期により、電気信号によりスキャニングの速度とタイミングをも制御できる。

このようリニアスキャニング可能な共振器の例として、円周に沿ったウエッジキャピティ層を有する誘電体多層膜フィルタが実現されている。外部共振器中にウエッジ型ディスクを配置すると、Fabry-Perot やリング等の共振器の形態を問わず共振器長を高速スキャニングすることが可能である。

謝辞

本論文をまとめるにあたり、懇切丁寧なる御指導・御鞭撻ならびに御高配を賜りました東京大学板生清教授に謹んで感謝の意を表します。

また、本論文の作製にあたり、有益な御討論、御助言ならびに激励を頂いた東京大学大園成夫教授、保坂寛助教授、佐々木健助教授、ならびに中野義明助教授に深く感謝いたします。

本研究を進めるにあたり親切なる御指導、御鞭撻を頂いた藤田保健衛生短期大学原臣司教授（前 NTT 境界領域研究所主幹研究員）、立命館大学浮田宏生教授（前 NTT 境界領域研究所主幹研究員）、防衛大学校猿渡正俊教授（前 NTT 光ネットワークシステム研究所グループリーダー）、静岡大学相田一夫教授（前光ネットワークシステム研究所グループリーダー）に心から感謝の意を表します。

本研究は、1985年に日本電信電話株式会社武蔵野電気通信研究所において始められたものであり、本研究の機会を与えて頂き、御指導、御鞭撻を頂いた和歌山大学金子礼三教授（前 NTT 境界領域研究所特別研究室長）、千葉大学岡本紘教授（前 NTT 基礎研究所グループリーダー）、NTT-IT 社長戸島知之博士（前 NTT 境界領域研究所長）、NTT グループ事業推進本部担当部長大崎孝明様（前 NTT 光エレクトロニクス研究所光応用装置研究部長）、ならびに NTT 光ネットワークシステム研究所テラビットシステム研究部長小林郁太郎博士に心から感謝いたします。

NTT 光エレクトロニクス研究所部長岩村英俊博士には半導体光素子技術の基本を御指導いただきました。NTT 基礎研究所斎藤正博士には半導体レーザ端面反射防止コートに関して多大な御指導と有益な討論を頂きました。NTT グループ事業推進本部担当課長上西祐司博士にはマイクロメカニカル素子を提供頂きました。NTT 光ネットワーク研究所主任研究員高田篤様には、光パルス発生技術の御指導と実験の協力を頂きました。NTT 入出力研究所主任研究員柳沢圭一様には光学薄膜形成技術の御指導を賜りました。NTT 光エレクトロニクス研究所主任研究員鈴木与志雄様には半導体素子を作製・提供頂きました。（株）ニコン河田慶三郎様（前中央大学工学部大学院）には、複合共振器レーザによる光計測に関する実験協力をいただきました。本研究はこれらの方々への御協力なくしては完遂し得なかつたものであり、心から御礼申し上げます。

す。

本研究を遂行するにあたり NTT 光エレクトロニクス研究所光応用装置研究部長大平文和博士, NTT 光ネットワークシステム研究所フォトニックネットワーク研究部長吉村寛博士, 入出力研究所企画部長渡部昭憲様, NTT ネットワークサービス研究所グループリーダー西成人様, ならびに NTT 光エレクトロニクス研究所長岡新二様をはじめ NTT 研究所内外の多くの方々には有益な御討論と御鞭撻を頂きました。ここに謹んで感謝いたします。

参考文献

- [1] A. Yariv, "Introduction to optical electronics," Holt, Rinehart & Winston, Inc. 1971.
- [2] D. S. Greywall, "Micromechanical light modulators, pressure gauges, and thermometers attached to optical fibers," J. Micromech. Microeng. 7, pp.343-352(1997).
- [3] S. R. Mallinson, "Wavelength-selective filters for single-mode fiber WDM systems using Fabry-Perot interferometers," Appl. Opt. 26, pp. 430-436(1987).
- [4] D. A. Jennings, K. M. Evenson, and D. J. E. Knight, Proc. IEEE, 74, p. 168(1986).
- [5] 柳沢健, PLL (位相同期ループ) 応用回路, 総合電子出版, 1977.
- [6] N. Takeshita, T. Fujita, and K. Kime, "Dynamic characteristics of lens actuator for digital video disc," SPIE 2514, pp. 159-166(1995).
- [7] S. Garoff and R. B. Meyer, "Electroclinic effect at the A-C phase change in chiral smectic liquid crystal," Phys. Rev. Lett. 38, pp. 848-851(1977).
- [8] K. Hirabayashi, H. Tsuda, and T. Kurokawa, "Narrow-band tunable wavelength-selective filters of Fabry-Perot interferometers with a liquid crystal intracavity," IEEE Photon. Technol. Lett. 3, pp. 213-215(1991).
- [9] Y. Suzuki, N. Ohta, and K. Hirabayashi, "Nonlinear distortion of Fabry-Perot optical filters in direct modulated dense WDM-SCM video distribution systems," IEEE Photon. Technol. Lett. 4, pp. 466-468(1993).
- [10] A. Sneh, J. Y. Liu, and K. M. Johnson, "High-speed analog refractive index modulator that uses a chiral smectic liquid crystal," Opt. Lett. 19, pp. 305-307(1994).
- [11] A. Sneh, K. M. Johnson, and J. Y. Liu, "High speed wavelength tunable liquid crystal filter," IEEE Photon. Technol. Lett. 7, pp. 379-381(1995).
- [12] A. Sneh and K. M. Johnson, "High-speed continuously tunable liquid crystal filter for WDM networks," IEEE J. Lightwave Technol. 14, pp. 1067-1080(1996).
- [13] H. Yamamoto, M. Asada, and Y. Suematsu, "Electric-field-induced refractive index variation in quantum-well structure," Electron. Lett. 21, pp. 579-580 (1985).
- [14] M. Eiselt, W. Pieper and H. G. Weber, "Decision gate for all-optical data retiming using a semiconductor laser amplifier in a loop mirror configuration," Electron. Lett. 29, pp. 107-109

(1993).

- [15] W. A. Pender, P. J. Warkinson, E. J. Greer and A. D. Ellis, "10 Gbit/s all-optical regenerator," *Electron. Lett.*, 31, pp. 1587-1588 (1995).
- [16] M. Mehregany, K. J. Gabriel, W. S. N. Trimmer, "Integrated movable micromechanical structures for sensors and actuators," *IEEE Trans. Electron. Devices* 35, pp. 719-723(1988).
- [17] M. C. Larson, A. R. Massengale and J. S. Harris, "Continuously tunable micromechanical vetical cavity surface emitting laser with 18 nm wavelength range," *Electron. Lett.* 32, pp. 330-332(1996).
- [18] M. Kiang, O. Solgaard, R. S. Muller, K. Y. Lau, "Silicon-micromachined micromirrors with integrated high-precision actuators for external-cavity semiconductor lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 8, pp. 95-97(1996).
- [19] Y. Uenishi, K. Homma, and S. Nagaoka, "Tunable laser diode using a nickel micromachined external mirror," *Electron. Lett.* 32, pp. 1207-1208(1996).
- micromechanism
- [20] M. S. Whalen, D. M. Tennant, R. C. Alferness, U. Koren, R. Bosworth, "Wavelength-tunable single-mode fiber grating reflector," *Electron. Lett.* 22, pp. 1307-1308(1986).
- [21] T. Saitoh,
- [22] G. Eisenstein and L. W. Stulz, "High quality antireflection coatings on laser facets by sputtered silicon nitride," *Appl. Opt.* 23, 161-164 (1984).
- [23] J. Simon, B. Landousies, and C. Vassallo, "Polarization characteristics of very low reflectivity coatings for semiconductor laser amplifiers," in *Technical Digest, Twelfth European Conference on Optical Communication, Barcelona (1986)*, Vol. 1, pp.249-252.
- [24] T. Saitoh, T. Mukai, and O. Mikami, "Theoretical analysis and fabrication of antireflection coatings on laser-diode facets," *IEEE J. Lightwave Technol.* LT-3, 288-293 (1985).
- [25] N. Olsson, M. Oberg, L. Tzeng, and T. Cella, "Ultra-low reflectivity 1.5 μ m semiconductor laser preamplifier," *Electron. Lett.* 24, 569-570 (1988).
- [26] G. Eisenstein, "Theoretical design of single-layer antireflection coatings on laser facets," *AT&T Bell Lab. Tech. J.* 63, pp. 357-364 (1984).
- [27] L. A. Coldren, K. Iga, B. I. Miller, and J. A. Rentshler, "GaInAsP/InP stripe-geometry

laser with a reactive-ion-beam etched facet," *Appl. Phys. Lett.* 37, 681-683 (1980).

- [28] L. A. Coldren, B. I. Miller, K. Iga, and J. A. Rentshler, "Monolithic two-section GaInAsP/InP active-optical-resonator devices formed by reactive ion etching," *Appl. Phys. Lett.* 38, 315-317 (1981).
- [29] L. A. Coldren, K. Furuya, B. I. Miller, and J. A. Rentshler, "Etched mirror and groove-coupled GaInAsP/InP laser devices for integrated optics," *IEEE J. Quantum Electron.* QE-18, 1679-1688 (1982).
- [30] J. Harper, J. Cuomo, and H. Kaufman, "Technology and applications of broad-beam ion source used in sputtering-PartII. applications," *J. Vac. Sci. Technol.* 21, pp. 737-756 (1982).
- [31] K. Kondo and T. Mizoguchi, "Internal stress in IBS films," *Mater. Sci. Eng.* 98, pp. 519-522(1988).
- [32] D. Schalch, A. Scharmann, and R. Wolfrat, "The role of hydrogen in silicon nitride and silicon oxynitride films," *Thin Solid Films* 124, pp. 301-308 (1984).
- [33] J. Shimada, O. Ohguchi, and R. Sawada, "Gradient-index microlens formed by ion-beam sputtering," *Appl. Opt.* 31, pp.5230-5236 (1992).
- [34] I. Kaminow, G. Eisenstein, and L. Stulz, "Measurement of the modal reflectivity of an antireflection coating on a superluminescent diode," *IEEE J. Quantum Electron.* QE-19, pp. 493-495 (1983).
- [35] D. J. Derickson, R. J. Helkey, A. Mar, J. R. Karin, J. G. Wasserbauer, J. E. Bowers, "Short pulse generation using multisegment mode-locked semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, pp. 2186-2201, 1986.
- [36] A. Takada, K. Sato, M. Saruwatari, and M. Yamamoto, "Pulse width tunable subpicosecond pulse generation from an actively mode-locked monolithic MQW laser/MQW electroabsorption modulator," *Electron. Lett.*, vol. 30, pp. 898-900, 1994.
- [37] K. Sato, K. Wakita, I. Kotaka, Y. Kondo, M. Yamamoto, and A. Takada, "Monolithic strained-InGaAsP multiple-quantum-well lasers with integrated electroabsorption modulators for active mode-locking," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, pp. 1-3, 1994.
- [38] R. S. Tucker, S. K. Korotky, G. Eisenstein, U. Koren, L. W. Stulz, and J. J. Veselka, "20-GHz active mode-locking of a 1.55 μ m InGaAs P laser," *Electron. Lett.*, vol. 21, pp.

- [39] S. W. Corzine, J. E. Bowers, G. Przybylek, U. Koren, B. I. Miller, and C. E. Socolich, "Active mode locked GaInAsP laser with sub-picosecond output," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 52, pp. 348-350, 1988.
- [40] A. Morimoto, T. Kobayashi, and T. Sueta, "Active mode locking of lasers using an electrooptic deflector," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-24, pp. 94-98, 1988.
- [41] J. E. Bowers, P. A. Morton, A. Mar, and S. W. Corzine, "Actively mode locked semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, pp. 1426-1439, 1989.
- [42] S. Arahira, Y. Matsui, and Y. Ogawa, "Mode-locking at very high-repetition rates more than terahertz in passively mode-locked distributed-Bragg-reflector laser diode," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 32, pp. 1211-1224, 1996.
- [43] Y. -K. Chen and M. C. Wu, "Monolithic colliding-pulse mode-locked quantum-well laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, pp. 2176-2185, 1992.
- [44] A. G. Weber, M. Schell, G. Fischbeck, and D. Bimberg, "Generation of signal femtosecond pulses by hybrid mode locking of a semiconductor laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, pp. 2220-2229, 1992.
- [45] T. Sugie and M. Saruwatari, "An effective nonreciprocal circuit for semiconductor laser-to-optical-fiber coupling using a YIG sphere," *IEEE J. Lightwave Technol.* LT-1, pp. 121-130 (1983).
- [46] H. Ukita, Y. Katagiri, and Y. Uenishi, "Readout characteristics of micro-optical head operated in bi-stable mode," *Jpn. J. Appl. Phys. Suppl.* 26-4, pp. 111-116(1987).
- [47] R. J. Helkey, D. J. Derickson, A. Mar, J. G. Wasserbauer, J. E. Bowers, and R. L. Thornton, "Repetition frequency stabilisation of passively mode-locked semiconductor lasers," *Electron. Lett.*, vol. 28 pp. 1920-1922, 1992.
- [48] L. A. Buckman, J. B. Georges, J. Park, D. Vassilovski, J. M. Kahn, and K. Y. Lau, "Stabilization of millimeter-wave frequencies from passively mode-locked semiconductor lasers using an optoelectronic phase-locked loop," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 5, pp. 1137-1140, 1993.
- [49] E. Hashimoto, A. Takada, and Y. Katagiri, "Synchronisation of subterahertz optical pulse

train from PLL-controlled colliding pulse mode-locked semiconductor laser," *Electron. Lett.* 34, pp. 580-582 (1998).

- [50] M. Ohtsu, M. Murata, and M. Kourogi, "FM noise reduction and subkilohertz linewidth of an AlGaAs laser by negative electrical feedback," *IEEE J. Quantum Electron.* 26, pp. 231-241 (1990).
- [51] M. J. W. Rodwell, D. M. Bloom, and K. J. Weigarten, "Subpicosecond laser timing stabilization," *IEEE J. Quantum Electron.* 25, pp. 817-827 (1989).
- [52] M. Kourogi, B. Widiyatomo, Y. Takeuchi and M. Ohtsu, "Limit of optical-frequency comb generation due to material dispersion," *IEEE J. Quantum Electron.*, 31, pp. 2120-2126 (1995).
- [53] M. Kourogi, B. Widiyatomo, and M. Ohtsu, "3.17-Thz frequency-difference measurement between lasers using two optical frequency combs," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 8, pp. 560-562(1996).
- [54] K. Imai, M. Kourogi, and M. Ohtsu, "30-THz span optical frequency comb generation by self-phase modulation in an optical fiber," *IEEE J. Quantum Electron.* 34, pp. 54-60(1998).
- [55] R. Logan, Jr. and E. Gertel, "Millimeter-wave photonic downconverters: Theory and demonstrations," *Proc. SPIE Conf. on Optical Technology for Microwave Applications VII*, 2560, pp. 58-69 (1995).
- [56] K-Po Ho, S. Liaw, and C. Lin, "Efficient photonic mixer with frequency doubling," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 9, 511-513 (1997).
- [57] G. Gopalakrishnan, W. Burns, and C. Bulmer, "Microwave-optical mixing in LiNbO₃ modulators," *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniq.* 41, pp. 2383-2391(1993).
- [58] R. Helkey, J. Twichell, and C. Cox, III, "A down-conversion optical link with RF gain," *IEEE J. Lightwave Technol.* 15, pp. 956-961(1997):
- [59] G. Gopalakrishnan, R. Moeller, M. Howerton, W. Burns, K. Williams, and R. Esman, "A low-loss downconverting analog fiber-optic link," *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniq.* 43, 2318-2323(1995).
- [60] A. Lindsay, G. Knight, and S. Winnall, "Photonic mixers for wide bandwidth RF receiver applications," *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniq.* 43, pp. 2311-2317 (1995).

- [61] M. Howerton, R. Moeller, G. Gopalakrishnan, and W. Burns, "Low-biased fiber-optic link for microwave downconversion," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 8, pp. 1962-1964 (1996).
- [62] C. Sun, R. Orazi, S. Pappert, and W. Burns, "A photonic-link millimeter-wave mixer using cascaded optical modulators and harmonic carrier generation," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 8, pp. 1166-1168 (1996).
- [63] T. Shimizu, X. Wang, and H. Yokoyama, "Asymmetric colliding-pulse mode-locking in InGaAsP semiconductor lasers," *Optical Review*, 2, pp. 401-403 (1995).
- [64] J. Martins-Filho and C. Ironside, "Multiple colliding-pulse mode-locked operation of a semiconductor laser," *Appl. Phys. Lett.*, 65, pp. 1894-1896 (1994).
- [65] R. Lang and K. Kobayashi, "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties," *IEEE J. Quantum Electron.* QE-16, pp. 347-355 (1980).
- [66] M. Fleming and A. Mooradian, "Spectral characteristics of external-cavity controlled semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* QE-17, pp. 44-59 (1981).
- [67] C. Voumard, R. Salathe, and H. Weber, "Resonance amplifier model describing diode lasers coupled to short external resonators," *Appl. Phys.* 12, pp. 369-378 (1977).
- [68] G. Agrawal, "Line narrowing in a single-mode injection lasers due to external optical feedback," *IEEE J. Quantum Electron.* QE-20, pp. 468-471 (1984).
- [69] P. Spano, S. Piazzolla, and M. Tamburrini, "Theory of noise in semiconductor lasers in the presence of optical feedback," *IEEE J. Quantum Electron.* QE-20, pp. 350-357 (1984).
- [70] G. Acket, D. Lenstra, A. Boef, and B. Verbeek, "The influence of feedback intensity on longitudinal mode properties and optical noise in index-guided semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* QE-20, pp. 1163-1169 (1984).
- [71] H. Olesen, J. Henrik, and B. Tromborg, "Nonlinear dynamics and spectral behavior for an external cavity laser," *IEEE J. Quantum Electron.* QE-22, pp. 762-773 (1986).
- [72] S. Shinohara, A. Mochizuki, H. Yoshida, and M. Sumi, "Laser doppler velocimeter using the self-mixing effect of a semiconductor laser diode," *Appl. Opt.* 25, pp. 1417-1419 (1986).
- [73] T. Yoshino, M. Nara, S. Mnatzakanian, B. Lee, and T. Strand, "Laser diode feedback interferometer for stabilization and displacement measurements," *Appl. Opt.* 26, pp. 893-897 (1987).

- [74] R. Miles, A. Dandridge, A. Tveten, and T. Giallorenzi, "An external cavity laser diode sensor," *IEEE J. Lightwave Technol.* LT-1, pp. 81-93 (1983).
- [75] Y. Martin, C. C. Williams, and H. K. Wickramasinghe, "Atomic force microscope-force mapping and profiling on a sub 100-Å scale," *J. Appl. Phys.* 61, 4723-4729 (1987).
- [76] D. Rugar, H. J. Mamin, R. Erlandsson, J. E. Stern, and B. D. Terris, "Force microscope using a fiber-optic displacement sensor," *Rev. Sci. Instrum.* 59, 2337-2340 (1988).
- [77] Dror Sarid, Doug Iams, Volker Weissenberger, and L. Stephen Bell, "Compact scanning-force microscope using a laser diode," *Opt. Lett.* 13, 1057-1059 (1988).
- [78] Y. Li, D. Trauner, and F. E. Talke, "Effect of humidity on stiction and friction of the head/disk interface," *IEEE Trans. Magn.* 26, pp. 2487-2489 (1990).
- [79] D. Trauner, Y. Li, and F. E. Talke, "Frictional behavior of magnetic recording disks," *IEEE Trans. Magn.* 26, pp. 150-152 (1990).
- [80] H. J. Lee, R. D. Hempstead, and J. Weiss, "Study of head and disk interface in contact start stop test," *IEEE Trans. Magn.* 25, pp. 3722-3724 (1989).
- [81] Y. Hatamura, M. Nakao, H. Miyazaki, and T. Shinohara, "A measurement of sliding resistance forces for various heads and disks by highly rigid force sensor," *IEEE Trans. Magn.* 24, 2638-2640 (1988).
- [82] A. Thelen, "Circular wedged optical coatings. I. Theory," *Appl. Opt.* 4(8), pp. 977-981 (1965).
- [83] J. H. Apfel, "Circular wedged optical coatings. II. Experimental," *Appl. Opt.* 4(8), pp. 983-985 (1965).
- [84] Y. Tachikawa, Y. Suzuki, M. Arihara, and J. Ishikawa, "Long-term stability in the frequency characteristics of a highly-frequency-stabilized light source in the 1.55- μm band," *OFC '95 WE6* (1995).
- [85] Y. Fujii, K. Aoyama, and J. Minowa, "Optical demultiplexer using a silicon echelette grating," *IEEE J. Quantum Electron.* QE-16, pp. 165-169 (1980).
- [86] F. Zhao, K. Sayano, H. E. Miller, Jr, and N. Karlovac, "Subpicometer accuracy laser wavelength sensor using multiplexed Bragg gratings," *IEEE Photonic Technol. Lett.* 9(11), pp. 1493-1495 (1997).

- [87] M. Teshima, M. Koga, and K. Satoh, "Performance of multiwavelength simultaneous monitoring circuit employing arrayed-waveguide grating," *IEEE J. Lightwave Technol.* 14, pp. 2277-2285 (1996).
- [88] F. Heismann, L. L. Buhl, and R. C. Alfemess, "Electro-optically tunable, narrowband Ti:LiNbO₃ wavelength filter," *Electron. Lett.* 23, pp. 572-574 (1987).
- [89] B. L. Heffner, D. A. Smith, J. E. Baran, A. Yi-Yan, and K. W. Cheung, "Integrated-optic acoustically tunable infra-red optical filter," *Electron. Lett.* 24, pp. 1562-1563 (1988).
- [90] S. R. Mallinson, "Wavelength-selective filters for single-mode fiber WDM systems using Fabry-Perot interferometers," *Appl. Opt.* 26, pp. 430-436 (1987).
- [91] K. Hirabayashi, H. Tsuda, and T. Kurokawa, "Narrow-band tunable wavelength-selective filters of Fabry-Perot interferometers with a liquid crystal intracavity," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 3, pp. 213-215 (1991).
- [92] Y. Yano, and T. Ono, "Absolute wavelength stabilization of LD lights for dense WDM systems using a multi-wavelength meter," *OECC'97*, 10B2-4 pp. 414-415 (1997).

著者の主な研究業績

論文 (筆頭)

[第2章]

1. Yoshitada Katagiri and Hiroo Ukita, "Ion beam sputtered (SiO)₂(Si₃N₄)_x antireflection coatings on laser facets produced using O₂-N₂ discharges", *Appl. Opt.* 29 (1990) pp.5074-5079.
2. Yoshitada Katagiri, Yoshio Suzuki, Hidenao Tanaka, and Hiroshi Nakada, "A Monolithic three-channel LD-PD array with vertically staggered facets for autofocusing reflectivity sensors", *IEEE Photonics Technol. Lett.* 4 (1992) pp. 476-479.
3. Y. Katagiri, A. Takada, S. Nishi, H. Abe, Y. Uenishi, and S. Nagaoka, "Passively mode-locked micromechanically-tunable semiconductor lasers," *IEICE Trans. Electron.* E81-C, pp. 151-159 (1998).
4. Y. Katagiri and A. Takada, "Synchronised pulse-train generation from passively mode-locked semiconductor lasers by a phase-locked loop using optical sidebands," *Electron. Lett.*, 32, pp. 1892-1894 (1996).
5. Y. Katagiri, A. Takada, S. Nishi, H. Abe, Y. Uenishi, and S. Nagaoka, "Repetition-rate tunable micromechanical passively mode-locked semiconductor laser," *Electron. Lett.* 32, pp. 2354-2355(1996).
6. Y. Katagiri and A. Takada, "A harmonic colliding-pulse mode-locked semiconductor laser for stable sub-THz pulse generation, *IEEE Photonics Technol. Lett.* 9, pp. 1442-1444(1997).
7. Y. Katagiri and A. Takada, "Supermode selection of a sub-THz harmonic colliding-pulse mode-locked semiconductor laser using continuous-wave light injection, *IEEE Photonics Technol. Lett.* 9, pp. 1564-1566 (1997).
8. Yoshitada Katagiri and Hiroo Ukita, "Improvement in signal-to-noise ratio of a longitudinally coupled cavity laser by internal facet reflectivity reduction", *Japanese J. Appl. Phys.* 28 (1989) Suppl.28-3, pp.177-182.

[第3章]

9. Yoshitada Katagiri and Shigeji Hara, "Increased spatial frequencies of coupled cavity lasers",

Appl. Opt. 33, p.5564 (1994).

10. Y. Katagiri and S. Hara, "Scanning-probe microscope using an ultra-small coupled-cavity laser distortion sensor based on mechanical negative-feedback stabilization," Meas. Sci. Technol. 9, pp. 1441-1445(1998).

11. Y. Katagiri and K. Itao, "Dynamic microforce measurement by distortion detection with a coupled-cavity laser displacement sensor stabilized in a mechanical negative-feedback loop," Appl. Optics 37(31), pp. 7193-7199(1998).

12. 片桐, 板生, "複合共振器レーザーの機械的負帰還制御による微小力計測," 日本時計学会, マイクロメカトロニクス 42, pp. 30-43 (1998).

[第4章]

13. Y. Katagiri, Y. Tachikawa, K. Aida, S. Nagaoka, and F. Ohira, "Synchro-scanned rotating tunable optical disk filter for wavelength discrimination," IEEE Photonics Technol. Lett. 10, pp. 400-402 (1998).

14. Y. Katagiri, K. Aida, Y. Tachikawa, S. Nagaoka, H. Abe, and F. Ohira, "High-speed demonstration of wideband synchro-scanned optical disk filter for absolute laser-wavelength discrimination," Electron. Lett. 34, pp. 1310-1312 (1998).

15. Y. Katagiri, K. Aida, Y. Tachikawa, S. Nagaoka, H. Abe, and F. Ohira, "Thermal stability in wavelength discrimination using synchro-scanned optical disk filter," Electron. Lett. 34(15), pp. 1515-1516 (1998).

16. Y. Katagiri, K. Aida, Y. Tachikawa, S. Nagaoka, H. Abe, and F. Ohira, "High-accuracy laser-wavelength detection using a synchro-scanned optical disk filter," IEEE Photon. Technol. Lett. 11(No.1), 1999, to be published.

論文 (連名)

1. Hiroo Ukita, Yoshitada Katagiri, and Susumu Fujimori, "Supersmall flying optical head for phase change recording media", Appl. Opt. 28, pp.4360-4365 (1989).

2. Hiroo Ukita, Yasuyuki Sugiyama, Hiroshi Nakada, and Yoshitada Katagiri, "Read/write performance and reliability of a flying optical head using a monolithically integrated LD-PD", Appl. Opt. 30, pp. 3770-3776 (1991).

3. Hiroo Ukita and Yoshitada Katagiri, "Optimum reflectivity design of laser diode facets and recording medium for an integrated flying optical head," Jpn. J. Appl. Phys. 32, pp.5292-5300 (1993).

4. Hiroo Ukita, Yoshitada Katagiri, and Hiroshi Nakada, "Flying head read/write characteristics using monolithically integrated laser diode/photodiode at a wavelength of 1.3 μm ", Optical Data Storage 91 (1991). (Invited); SPIE Vol. 1499 Optical Data Storage'91 (1991) pp.248-262.

5. K. Mise, H. Ukita, and Y. Katagiri, "Simple measurement of the reflectivity of antireflection-coated laser diode facet," Jpn. J. Appl. Phys. 27, pp. L1128-1130 (1988).

6. Hiroo Ukita and Yoshitada Katagiri, "Optical signal detection and a rate equation analysis of a laser diode in a short external cavity", The transactions of the IEICE, Vol. E70 No.4 April (1987) pp.325-328.(LETTER)

7. Hiroo Ukita, Yoshihiro Isomura, and Yoshitada Katagiri, "Dynamic readout performance and signal fluctuation suppression method for a micro-optical head", The transaction of the IEICE Vol. E71 (1988) pp. 323-326.(LETTER)

8. Hiroo Ukita, Yasuyuki Sugiyama, and Yoshitada Katagiri, "Phase change recording with an OSL head with a 1.3 μm wavelength laser diode", The transaction of the IEICE Vol. E73 (1990) pp. 471-473.(LETTER)

9. Hiroo Ukita, Yoshitada Katagiri, and Yuji Uenishi, "Readout characteristics of micro-optical head operated in bi-stable mode", Japanese Journal Appl. Phys. Vol. 26 (1989) Suppl. 26-4 pp.111-116.

10. Hiroo Ukita, Yuji Uenishi, and Yoshitada Katagiri, "Applications of an extremely short

strong-feedback configuration of an external-cavity laser diode system fabricated with GaAs-based integration technology," *Appl. Opt.* Vol. 33 p.5557 (1994).

11. 伊与, 河田, 鈴木, 片桐, 原, 板生, 「複合共振形光センサによる微小機構の力センシング」, *日本機械学会論文集(C編)*, 62(602), pp.3879-3884 (1996).

12. Jun-ichi Shimada, Yoshitada Katagiri, Osamu Ohguci, and Renshi Sawada, "Optical micro displacement sensor using a composite cavity laser diode integrated with a microlens", *J. Micromech. Microeng.* Vol. 4, pp. 140-146(1994).

13. E. Hashimoto, A. Takada, and Y. Katagiri, "Synchronisation of subterahertz optical pulse train from PLL-controlled colliding pulse modelocked semiconductor laser," *Electron. Lett.* 34(6), pp. 580-582 (1998).

著者の講演 (国際会議)

1. Yoshitada Katagiri and Hiroo Ukita, "Improvement in signal-to-noise ratio of a longitudinally coupled cavity laser by internal facet reflectivity reduction", *Int. Symp. on Optical Memory*, 1989.

2. Yoshitada Katagiri & Hiroo Ukita, "Ion beam sputtered $(\text{SiO}_2)_x(\text{Si}_3\text{N}_4)_{1-x}$ antireflection coatings on laser facets using $\text{O}_2\text{-N}_2$ discharges", *MOC/GRIN '89 TOKYO, D5*.

3. Yoshitada Katagiri, Yoshio Suzuki, and Hiroo Ukita, "Signal characteristics improvement of optically switched laser heads using GaAs/AlGaAs single quantum well lasers", *Third Optoelectronics Conference (OEC'90) Technical Digest (1990)* pp.172-173.

4. Yoshitada Katagiri, Yoshio Suzuki, and Hidenao Tanaka, "Focus-sensing characteristics of a monolithic 3-channel laser diode array with vertically staggered facets," *8th Optical Fiber Sensors Conference*, P39, 1992.

5. Yoshitada Katagiri and Hiroo Ukita, "Optical heads based on coupled cavity laser diode", *SPIE Optical Data Storage '95, San Diego 1995*. (Invited).

6. Y. Katagiri and A. Takada, "Timing synchronization of optical pulse train from passively mode-locked semiconductor lasers by phase-locked loop," *IEEE LEOS'96, Th14*, 1996.

7. Y. Katagiri, A. Takada, S. Nishi, H. Abe, Y. Uenishi, and S. Nagaoka, "Micromechanical mode-locked semiconductor lasers for optical-pulse synthesizers," *IEEE LEOS'96 Post Deadline, PD-1-6*, 1996.

8. Y. Katagiri and A. Takada, "Sub-THz pulse sources utilizing harmonic-colliding pulse mode-locked semiconductor lasers with periodic absorber configurations," *OECC'97 11C1-4* (1997).

9. Y. Katagiri, Y. Tachikawa, S. Nagaoka, F. Ohira, and K. Aida, "Polarization-insensitive, wideband synchro-scan rotating optical disk filter for fast wavelength discrimination," *CLEO'98 CWT6, San Francisco*, 1998.

10. Y. Katagiri, K. Aida, H. Abe, Y. Tachikawa, S. Nagaoka, and F. Ohira, "A highly flexible absolute-laser-wavelength-locking scheme using a synchro-scanned optical disk filter for wideband WDM network," *OECC'98 14A2-3, Makuhari*, 1998.

関連講演 (国際会議)

1. Hiroo Ukita, Yoshitada Katagiri, and Yuji Uenishi, "Readout characteristics of micro-optical head operated in bi-stable mode," Int. Symp. on Optical Memory, 1987.
2. Hiroo Ukita, Yoshitada Katagiri, and Hiroshi Nakada, "Flying head read/write characteristics using monolithically integrated laser diode/photodiode at a wavelength of 1.3 μm ," Optical Data Storage 91 (1991). (Invited).
3. Hiroo Ukita and Yoshitada Katagiri, "Optimum reflectivity design of laser diode facets and recording medium for an integrated flying optical head," Int. Symp. on Optical Memory, 1993.
4. O. Kamatani, Y. Katagiri, and S. Kawanishi, "100-Gbit/s optical TDM add/drop multiplexer based on photonic downconversion and four-wave mixing," OFC'98 WC2, 1998.

講演 (国内全国大会等)

1. 片桐祥雅, 浮田宏生, "近接複合共振作用によるデータ信号 SNR の実験的検討", 1987 春応用物理学学会講演会, 29a-ZL-3.
2. 片桐祥雅, 浮田宏生, 戸島知之, "イオンビームスパッタ光学薄膜による半導体レーザー端面反射率の低減", 昭和 62 年(1987)秋応用物理学学会講演会, 17p-ZP-4.
3. 片桐祥雅, 浮田宏生, "レーザー端面反射率低減によるマイクロ光ヘッドの SN 比の向上", 1988 春応用物理学学会講演会, 29p-ZQ-14.
4. 片桐祥雅, 浮田宏生, "レーザー端面反射率低減によるマイクロ光ヘッドの出力変動抑圧", 1988 春応用物理学学会講演会, 29p-ZQ-15.
5. 片桐祥雅, "複合共振作用による光信号の SN 比の温度依存性", 1988 秋応用物理学学会講演会, 7a-ZC-8.
6. 片桐祥雅, 浮田宏生, "イオンビームスパッタによる半導体レーザー端面上の単層極低反射率膜の作製", 1989 春応用物理学学会講演会, 2p-ZC-4.

7. 片桐祥雅, 鈴木与志雄, 浮田宏生, "SQW レーザによる超小形 OSL ヘッドのスウィッチング特性の改善", 1990 春応用物理学学会講演会, 28a-SA-10.
8. 片桐祥雅, 鈴木与志雄, 田中秀尚, "エッチドミラー LD の単面構造と放射ビーム品質", 1991 秋応用物理学学会講演会, 9a-ZM-9.
9. 片桐, 高田, 「変調側波帯を利用した位相同期レーザによる受動モード同期半導体レーザからの同期パルス発生」; 96 秋応用物理学学会講演会.
10. 片桐, 高田, 西, 阿部, 上西, 長岡, 「繰り返し周波数可変マイクロカナル受動モード同期半導体レーザ」; 97 春信学全大 C-4-9.
11. 片桐, 高田, 「光変調サイドバンドによる高調波衝突パルスモード同期 LD の繰返し周波数の精密測定」; 97 春応用物理学学会講演会, 31a-NB-11.
12. 片桐, 高田, 「直交偏波パルス注入安定化共振器長可変モード同期半導体レーザ」, 97 秋応用物理学学会講演会.
13. 片桐, 高田, 「光注入による高調波衝突パルスモード同期半導体レーザのモード制御」, 97 年電子通信情報学会/サイエティ大会 (秋).
14. 片桐, 立川, 相田, 長岡, 大平, 阿部, 「広帯域テイスカ型可変光フィルタチューン」 98 年電子通信情報学会/サイエティ大会 (春) SC-3-12.
15. 片桐, 立川, 相田, 長岡, 大平, 阿部, 「広帯域テイスカ型可変光フィルタによる高精度レーザ光周波数検出」, 98 年電子通信情報学会/サイエティ大会 (秋) B-10-179.

研究会・解説記事

1. 片桐祥雅, 浮田宏生, "近接形複合共振作用によるデータ信号検出の実験的-理論的検討", 電子通信学会研究会, OQE86-187.
2. 片桐祥雅, 原臣司, 梅村茂, 金子礼三, 「結合共振器レーザーに基づく高感度微小変位センサー」, 計測と制御 Vol.34, pp.489-497(1995).

関連発表

1. 浮田宏生, 杉山泰之, 三瀬啓介, 片桐祥雅, "LD-PD 一体素子による OSL ヘッドの相変化記録-再生特性", 光メモリシンポジウム'90 (幕張). (論文賞)
2. 浮田宏生, 片桐祥雅, "近接系における複合共振作用による信号検出の一考察", 1986 秋応用物理学学会講演会, 30a-ZE-7.
3. 浮田宏生, 片桐祥雅, "近接形複合共振作用による光信号の検出とレート方程式による解析", 昭和 62 年電気通信学会全国大会, 1-189.
4. 三瀬啓介, 浮田宏生, 片桐祥雅, "しきい値比法による半導体レーザ端面の反射率の測定", 昭和 63 年電子情報通信学会全国大会 (秋) C-305.
5. 浮田宏生, 磯村嘉伯, 片桐祥雅, "マイクロ光ヘッドの浮上特性に起因する再生信号振幅変動抑圧の一手法", 昭和 63 年電気通信学会全国大会, 1-285.
6. 鈴木与志雄, 片桐祥雅, 田中秀尚, 原臣司, "出射端面位置の異なる 3 アレイ LD", 1990 秋応用物理学学会講演会, 29p-R-9.
7. 上西祐司, 片桐祥雅, "テーパバリッジ付き LD による近視野微細パターン検出", 91 応用物理学学会講演会, 11a-PA-7.
8. Shigeji Hara, Reizo Kaneko, and Yoshitada Katagiri, "Laser diode displacement sensor with a ball lens for use in scanning probe microscopes", DSC Vol. 40 Micromechanical Systems (1992) pp.33-39.
9. 嶋田純一, 片桐祥雅, 大口修, 澤田廉士, "マイクロレンズ集積形 LD を用いた複合共振器による光信号検出", 92 春応用物理学学会講演会, 28p-G-14.
10. 原臣司, 金子礼三, 片桐祥雅, 都築信頼, 「外部共振器を利用した半導体レーザ変位センサ」, 日本機械学会 69 期通常総会講演会.
11. 原臣司, 金子礼三, 片桐祥雅, レーザの複合共振器を利用した高速応答摩擦係力評価システム
12. 四宮宏治, 片桐祥雅, 板生清, 「ファイバ結合した結合共振器レーザによる微小変位測定」, 1995 年春精密機械工学会全国大会.
13. 高田, 今宿, 片桐, 西, 「モード同期半導体リタレーザの光位同期-光 PLL 及び光注入同期特性」; レーザー学会学術講演会第 17 回年次大会.

