

東京大学 大学院新領域創成科学研究科  
基盤科学研究系物質系専攻

平成 20 年度

修士論文

広帯域制御のためのフォトメカニカル  
アクチュエータの開発とその応用

2009 年 1 月 27 日提出  
指導教員：三尾 典克 准教授

076143：町田 幸介

# 目次

第1章	はじめに	3
第2章	フォトメカニカルアクチュエータ	5
2.1	高速に駆動出来るアクチュエータの例	5
2.1.1	ピエゾアクチュエータ	5
2.1.2	静電アクチュエータ	8
2.1.3	ボイスコイルモータ	8
2.2	電磁アクチュエータの作製	10
2.2.1	構成	10
2.2.2	特性の評価	14
2.2.3	オープンループ伝達関数	18
2.2.4	動作確認	20
2.2.5	長期安定度	22
2.2.6	エラストマーの交換	22
2.2.7	考えられる改善点	23
第3章	アクチュエータの応用 -位相雑音補償-	25
3.1	増幅器によって生まれる位相雑音	25
3.2	位相雑音補償の原理	28
3.3	位相雑音補償の結果	30
第4章	アクチュエータの応用 -共振器長制御-	33
4.1	ガウシアンビーム	33
4.1.1	基本ガウシアンモード	33
4.1.2	高次モード	35
4.2	リング型共振器の性質	38
4.3	モードマッチング	44
4.3.1	レンズによるビームの変換	44
4.3.2	共振器固有のモード	45
4.3.3	共振器によるモード整形	46
4.4	モードクリーナーの設計	48
4.5	モードクリーナーのためのアクチュエータ	49
4.6	作製したモードクリーナーの性能	55
4.6.1	ビーム径の測定	55
4.6.2	モードマッチング	58

4.6.3 制御帯域の測定 . . . . .	58
<b>第 5 章 まとめ</b>	<b>62</b>
<b>付 録 A フィードバック制御</b>	<b>63</b>
A.1 フィードバック制御の伝達特性 . . . . .	63
A.2 フィードバック制御の安定性 . . . . .	63
<b>付 録 B 四角形のリング型共振器</b>	<b>66</b>

# 第1章 はじめに

光学の分野において，ミラーなどの光学素子の位置を正確かつ広帯域に制御する必要のある応用が多く存在する．共振器長制御や干渉計の位相制御などがその一例である．これらの制御には，光の信号を機械的な応答へと変換させるものが必要となってくる．その役割を果たすのが，フォトメカニカルアクチュエータであり，広帯域制御のためには，高速に駆動出来なければならない．

アクチュエータが高速に駆動出来るということは，それだけ高周波数帯域も制御可能になる．しかし，高速に駆動出来るだけでは，広帯域制御が達成出来ることにはならない．高速に動かすことが出来ても，アクチュエータの可動距離（ダイナミックレンジ）が小さければ，制御そのものが不可能になるからである．空気中に物を置く場合，人の目で見えていないように見えても，物体はかすかに動いている．その動いている量を補うだけのダイナミックレンジが広帯域制御のためのアクチュエータには必要となる．

高速に駆動し，広帯域制御に十分なダイナミックレンジを有するフォトメカニカルアクチュエータの例として，ピエゾアクチュエータが挙げられる．しかし，そのようなピエゾアクチュエータでも，40 kHz 以上のところに多くの共振が存在し，制御帯域は 10 kHz 以下に限られてしまう [1]．そこで，高調波発生のための共振器長制御に用いるフォトメカニカルアクチュエータとして，特別なボイスコイルモータが開発されている．このボイスコイルモータを使用した実験で，50 kHz の制御帯域を達成した例も存在する [2]．しかし，このボイスコイルモータは，とても複雑な構造をしていて製作するのは容易ではなく，利用することも難しい．また，大きなダイナミックレンジを持つが，高速に駆動出来ないピエゾアクチュエータと，ダイナミックレンジは小さいが，高速に駆動出来るピエゾアクチュエータを組み合わせることによって，広帯域制御を達成出来る [3, 4, 5, 6] が，制御システムが複雑になってしまうため，このシステムを利用するのも困難が伴う．

以上のことから，本研究では，容易に利用出来るシンプルな構造をしている広帯域制御のためのフォトメカニカルアクチュエータの作製を試みた．単体におけるピエゾアクチュエータの制御帯域を超えることを目標とし，電磁アクチュエータを作製した．また，作製した電磁アクチュエータの評価を行い，このアクチュエータを利用して実際に二種類の制御を行った．

本論文ではまず，いくつかのアクチュエータについて述べた後，作製した電磁アクチュエータの構成や特性について説明する．また，電磁アクチュエータについて様々な実験を行ったので，合わせて紹介する．次に，一つ目の制御として，干渉計の位相制御を応用し，



作製した電磁アクチュエータによって増幅器から生まれる位相雑音を補償したので，その結果を報告する．加えて，二つ目の制御として，モードクリーナーを作製し，電磁アクチュエータによってモードクリーナーの共振器長制御も行ったので，紹介する．

## 第2章 フォトメカニカルアクチュエータ

現在，ミラーなどの光学素子の位置を正確かつ広帯域に制御する必要のある光学的な応用が多く存在する．例えば，共振器長制御や干渉計の位相制御などである．これらの制御のためには，高速に駆動出来るフォトメカニカルアクチュエータが必要となる．

この章では，高速に駆動出来るアクチュエータの例を示し，実際に作製した電磁アクチュエータを紹介する．

### 2.1 高速に駆動出来るアクチュエータの例

#### 2.1.1 ピエゾアクチュエータ

##### 原理

広帯域に共振器長を制御するために，ピエゾアクチュエータが使用されている例が存在する [1]．ピエゾアクチュエータとは，ピエゾ圧電効果を応用した位置決め素子のことである [7]．ナノメートルから数百マイクロメートルの範囲での極めて微小な位置決めをすることが出来る．

ピエゾ圧電効果とは，ある結晶に機械的圧力を加えたとき，これに比例して電荷を発生する現象である．ピエゾアクチュエータはこの（逆）圧電効果が利用されている．すなわち，分極方向に平行に加えた電場が，一直線に並んだ電気双極子に回転力を生み，強いトルクが発生することによって，単結晶中に長さの変化が生じ，結晶体の伸張を引き起こすのである．この性質から，ピエゾアクチュエータに電圧信号を加えることによって位置決めが出来る．

##### 特徴

ピエゾアクチュエータは，アクチュエータの中で早い応答性を持つ位置決め素子である．その伸張速度は，セラミック材料中の音速に依存し，重力加速度の数千倍の加速度が得られる．

ピエゾ素子の長さの変化は，印加電圧を変えることにより，上記の通りナノメートル単位で変化させることが出来る．印加電圧のわずかな変化は滑らかな動きに変換され，この連続的な動きを妨げるような電圧の閾値等は存在しない．そのため分解能は，印加電圧の分解能で決まることになる．

また，ピエゾアクチュエータには機械的な運動をする機構がついておらず，その伸びは固体物性の歪に基づいており，基本的に磨耗や劣化することはない．

ピエゾ効果は，電気エネルギーを機械運動である直線移動に直接変える．電氣的にはコ

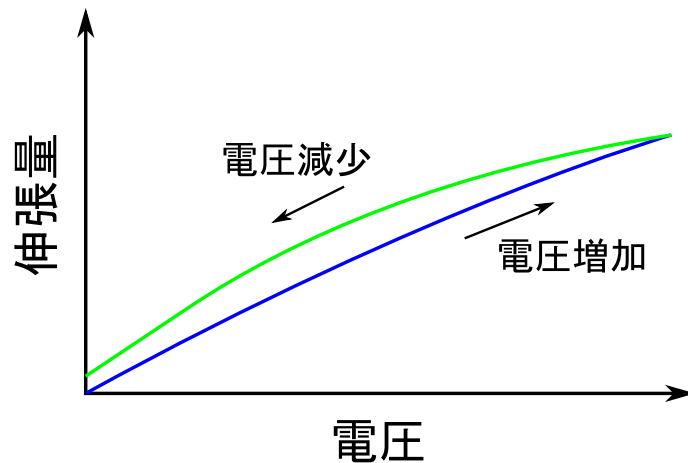


図 2.1: ヒステリシス曲線の代表例．

ンデンサーと同等の性質があり，伸張過程において電気エネルギーを吸収する．すなわち，充電電流が流れる．しかし電磁アクチュエータ等と違い，伸張を維持するための電気エネルギーは必要としない．

このような特徴を持つ piezo アクチュエータには，欠点とも言える特徴が存在する．それは，ヒステリシスがあることである．つまり，piezo アクチュエータの伸びは電圧の強さに厳密には比例しないということである．電圧に対する伸張の軌跡は，非線形的な曲線であるヒステリシス曲線として表される．例えば，図 2.1 のようになる．

#### 使用例

本研究室には図 2.2 のようなミラーに piezo 素子を取り付けた piezo アクチュエータが存在する．この piezo アクチュエータは，150 V の電圧を加えることによって  $5\text{ }\mu\text{m}$  動かすことが出来，かつ高速に駆動することが出来る．

しかし，この高速に駆動出来る piezo アクチュエータであっても，40 kHz 以上のところにある共振のために，制御帯域は 10 kHz 以下に限られてしまう．その共振の様子を図 2.3 に示す．

大きなダイナミックレンジを持つが，高速に駆動出来ない piezo アクチュエータ (低速 piezo アクチュエータ) と，ダイナミックレンジは小さいが，高速に駆動出来る piezo アクチュエータ (高速 piezo アクチュエータ) を組み合わせることによって，広い制御帯域を達成することが出来る [3, 4, 5, 6]．例えば， $15\text{ }\mu\text{m}$  のダイナミックレンジを持つ低速 piezo アクチュエータと直径 4 mm，厚さ 2 mm の小さなミラーが取り付けられた高速 piezo アクチュエータの組み合わせで，100 kHz の制御帯域を達成している [3]．しかしこの場合，制御システムが複雑になってしまい，利用するのに困難が伴う．そのため，本研究では，単体のアクチュエータで本研究室にある piezo アクチュエータの制御帯域を越えることが出来るアクチュエータを作ること为目标としている．

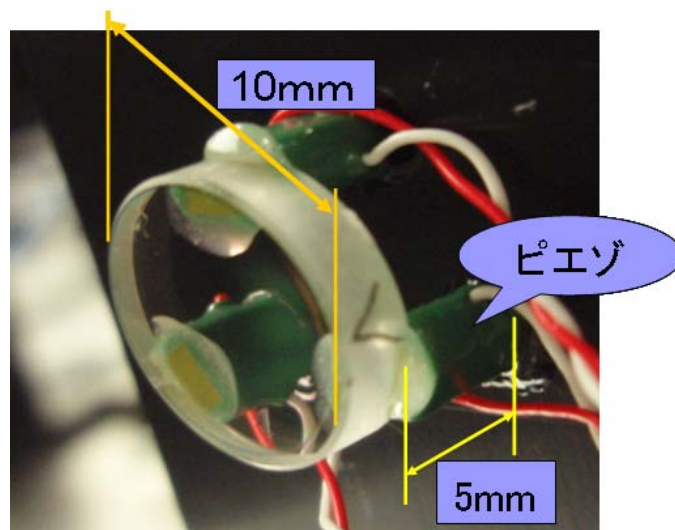


図 2.2: 本研究室にあるピエゾアクチュエータ.

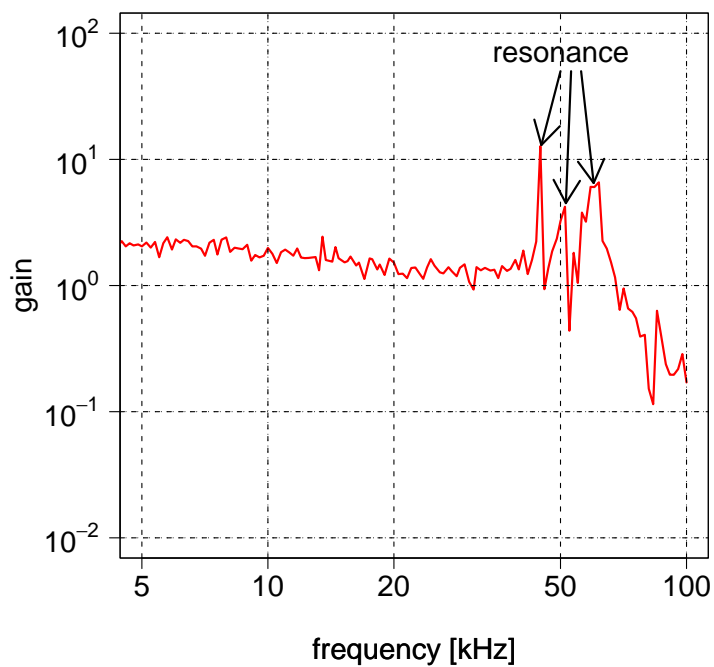


図 2.3: ピエゾアクチュエータの共振の様子. 40 kHz 以上のところに多くの共振が見られる.

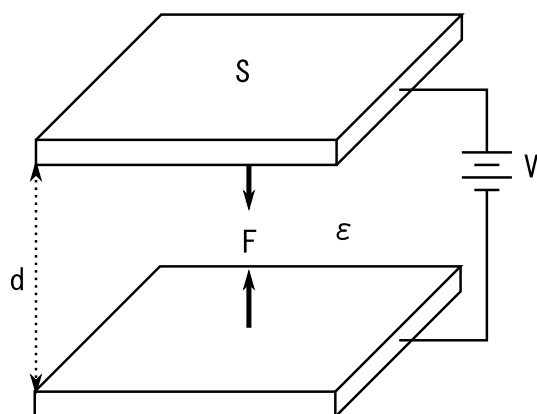


図 2.4: 平行平板コンデンサ .

### 2.1.2 静電アクチュエータ

#### 原理

静電アクチュエータの基本的な構造は平板コンデンサである [8] . 二枚の電極間に電圧をかけたときの両極板が引き合う力をそのまま利用する簡単な構造を取る . 簡単のために平行平板コンデンサ ( 図 2.4 ) で考えると , 両極間に電圧  $V$  をかけたとき , そこには静電力により力が発生する . 発生する力  $F$  は , 極板間の距離を  $d$  , 極板の面積を  $S$  , 誘電率を  $\epsilon$  とすると ,

$$F = \frac{1}{2} \frac{\epsilon S}{d^2} V^2 \quad (2.1)$$

となる . この発生した力を利用することによって , 静電アクチュエータを用いて位置決めが出来るのである .

#### 特徴

静電アクチュエータには , 単位質量当たりの静電引力が寸法に反比例して増加するというマイクロ化によるメリットがあり , IC も同一基板上に集積化出来ることなどの点で優れている . その他 , 応答性が良いことや消費電力が小さいことなども利点として挙げられる .

式 (2.1) から明らかのように低電圧で大きな力を得るには , 電極間隔を小さくする必要があり , そのため , 変位を大きく取れない欠点がある [9] . このため , マイクロアクチュエータの分野では , 狭い電極間隔のアクチュエータを多数積み重ねることにより , 変位と力を共に大きくする多重型静電マイクロアクチュエータが製作されている [10] .

### 2.1.3 ボイスコイルモータ

この節では , 電磁アクチュエータの一例であるボイスコイルモータを紹介する . その中でも高調波発生のための精密な共振器長制御に用いられる特別なボイスコイルモータを紹介する [2, 11] .

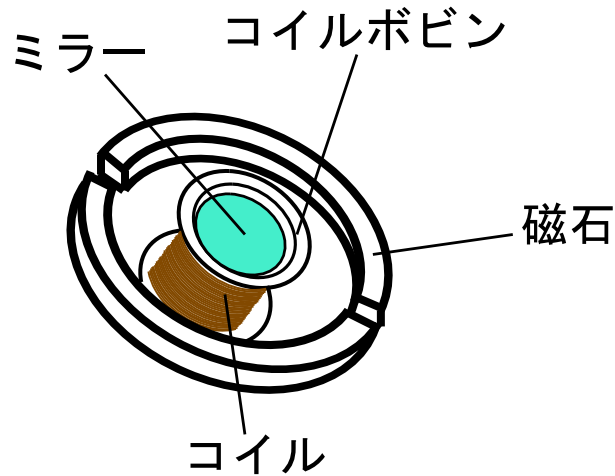


図 2.5: ボイスコイルモータの概略図．実際は板ばねやシールドプレートに挟まれていて，複雑な構造をしている．

#### 原理

この特別なボイスコイルモータは簡略化すると，図 2.5 で表されるような構成をしている．ミラーをコイルボビンに固定し，そのボビンにコイルを巻き，周りに磁石を配置してある．磁石によって生まれる磁場中で，コイルに電流が流れることによって，ミラーが動く仕組みになっている．実際には，コイルボビンは板ばねに支えられており，ミラーの動きを制御している．また，外部磁場の侵入を阻止し内部発生磁場を封じ込めるためにシールドプレートで囲まれている．

#### 特徴

安定して広帯域な制御をすることが出来る．高周波数帯域（10 kHz-100 kHz）に共振がないために，共振によって制御帯域が限られることは無い[12]．また，ピエゾアクチュエータと比べて駆動電圧が小さくてすむために，消費電力を抑えることが出来る．したがって，このボイスコイルモータで高安定・低コストのシステムを組むことが出来る．

しかし，周波数が大きくなるにつれてコイルのインダクタンスの効果によって電流が流れにくくなるため，制御帯域が限られてしまう．また，構造はとても複雑で，容易に利用することは出来ない．

#### 使用例

この特別なボイスコイルモータは，高調波発生のための精密な共振器長制御に用いられている．この制御では，50 kHz もの広い制御帯域を達成している例も存在している [2]．また，同じ共振器長制御ではあるが，他にもこのボイスコイルモータが用いられている実験が存在している [13]．

## 2.2 電磁アクチュエータの作製

本研究では，広帯域制御を達成するために以下の条件を満たすアクチュエータを作製することを試みた．

- 10 kHz-100 kHz に共振がない
- $1\mu\text{m}$  を超えるダイナミックレンジ

これらの条件を満たすために，ボイスコイルモータを参考にして，コイルと磁石を用いてアクチュエータを作製することを考えた．構造を簡単にするために，ミラーに磁石を取り付けて，磁石の動きによってミラーの位置を制御するようにした．このアクチュエータは，電磁アクチュエータであり，可動磁石型アクチュエータと呼ばれる．

### 2.2.1 構成

作製したアクチュエータの構成図を図 2.6 に示す．コイルは，ポリエーテルエーテルケトン（PEEK）と呼ばれる素材で出来ている棒に巻かれている．はじめは，アクリルの棒で作製したが，加工しやすさを考慮して PEEK の棒を用いることにした．コイルを巻きやすくするためと磁石の位置での磁場を強めるために PEEK の棒の一部分を 3 mm 程削り取ってある．一般的に高周波での共振を避けるために小さなミラーが使われるので，本作品でも直径 10 mm の小さなミラーを用いた．このミラーを支えるために，ばねとしての役割を持つエラストマーを使用している．また，さらに磁石の位置での磁場を強めるために棒の中心にフェライトコアを挿入してある．このようにして作製したアクチュエータを図 2.7 に示す．この構成で，コイルを流れる電流によって生まれる磁場が磁石を動かすことによって，ミラーの位置は制御される．

ここで，コイルのインダクタンス  $L$  の式，コイルを流れる電流  $I$  とインダクタンスの関係の式はそれぞれ以下ようになる．

$$L = \frac{K\mu N^2 S}{d} \quad (2.2)$$

$$\left| \frac{V}{\omega L} \right| = |I| \quad (2.3)$$

ただし， $K$  は長岡係数（コイルの直径と長さで決まる係数）， $\mu$  は透磁率， $N$  はコイルの巻き数， $S$  はコイルの断面積， $d$  はコイルの軸方向の長さ， $V$  はコイルにかかる電圧， $\omega$  は周波数を表す．これらの式を見て分かるように，コイルの巻き数を増やすことによってインダクタンスが上昇してしまい，高周波ではその効果が効いてきて電流が流れにくくなる．

そこで，コイルの巻き数と各周波数での最大電流を流したときに生まれる磁場の大きさの関係を調べることを試みた．本実験では，最大に流せる電流は  $\pm 500\text{ mA}$  である．これは，インダクタンスの影響を受けていないときの値である．図 2.8 のようにアクチュエータの前方に別のコイルを配置し，アクチュエータのコイルに流す電流を最大に変化させる．すると，出来る磁場も変動し，前方のコイルには誘導起電力が発生する．その誘導起電力を各周波数に対して測定し，磁場の大きさに換算した結果を図 2.9 に示す．同じ電流量が

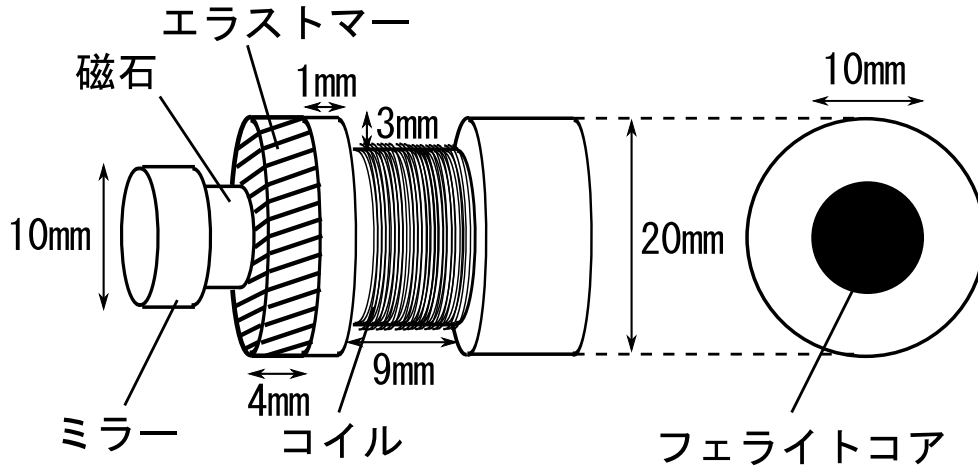


図 2.6: 作製したアクチュエータの構成図．

流れるのであれば，全てのグラフが直線となるはずであるが，50 回巻きと 100 回巻きのものは，途中で電流が流れにくくなっているために磁場が小さくなっている．これが，コイルのインダクタンスの影響である．この結果から，電流を最大に流すとき，40 kHz 以上では 50 回巻きのコイルが一番大きな磁場を生み出していることが分かる．これらの結果を基にすると，10 kHz-100 kHz の範囲において，磁場の強さは以下のような一次のローパスフィルタの伝達関数で近似出来ることが分かった．

$$H_{\text{fit}} = \left| aN \frac{1}{1 + ifN^2/b} \right| \quad (2.4)$$

ただし， $a = 1.3 \times 10^{-3}$ ， $b = 1.9 \times 10^8$ ， $f$  は周波数である．このような関数で表現出来る理由は，磁場は巻き数に比例して大きくなるが，インダクタンスが効き始める周波数は巻き数の二乗に反比例して低くなるからである．式 (2.3) から分かるように，インダクタンスが効き始める周波数からは，磁場は周波数に対して一次で小さくなる．

そこで，式 (2.4) を用いて，巻き数を 50 回巻きから 100 回巻きまで 10 回巻きずつ変化させたときのコイルが生み出すことの出来る最大磁場の強さを図 2.10 に示す．低周波数帯域での強さと数 10 kHz での強さを考慮して，巻き数は 70 回巻きにすることを決めた．



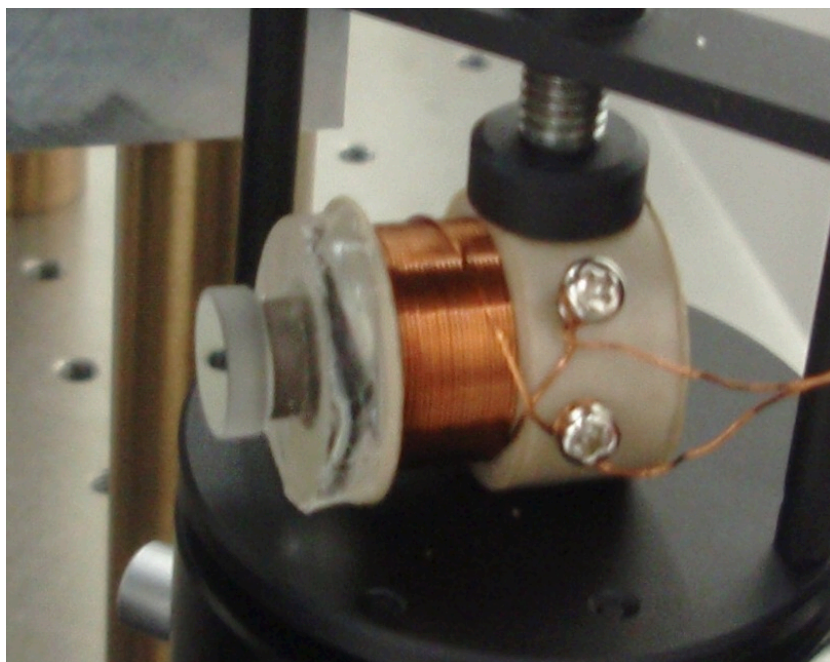


図 2.7: 作製したアクチュエータ .

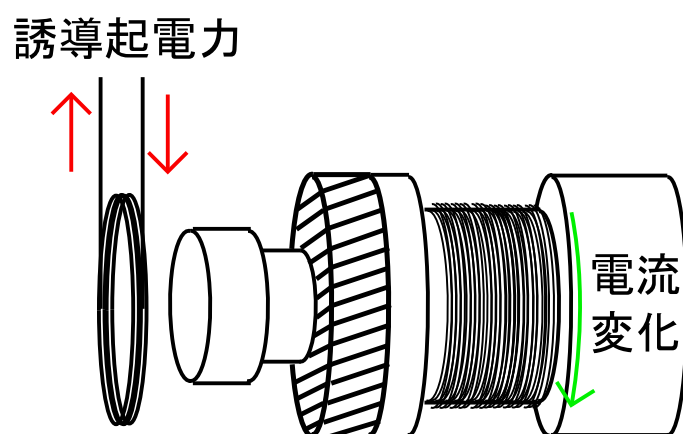


図 2.8: 別のコイルによる磁場の大きさの測定 .

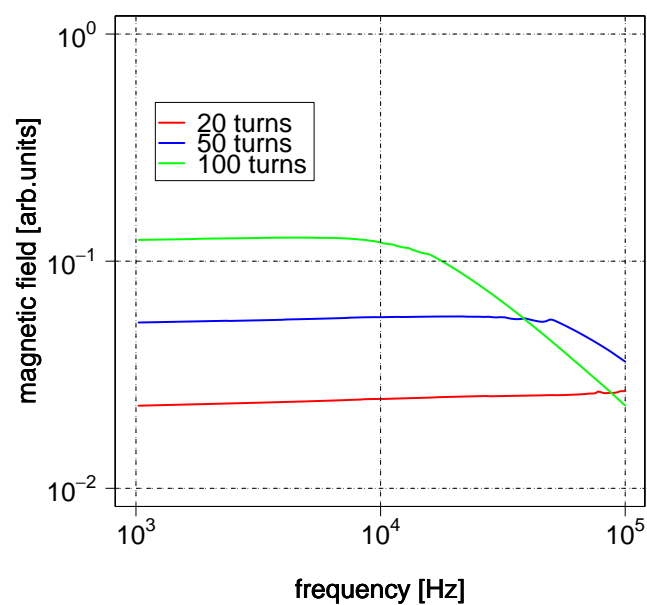


図 2.9: 最大電流を流したときに生まれる磁場の強さの巻き数による違い .

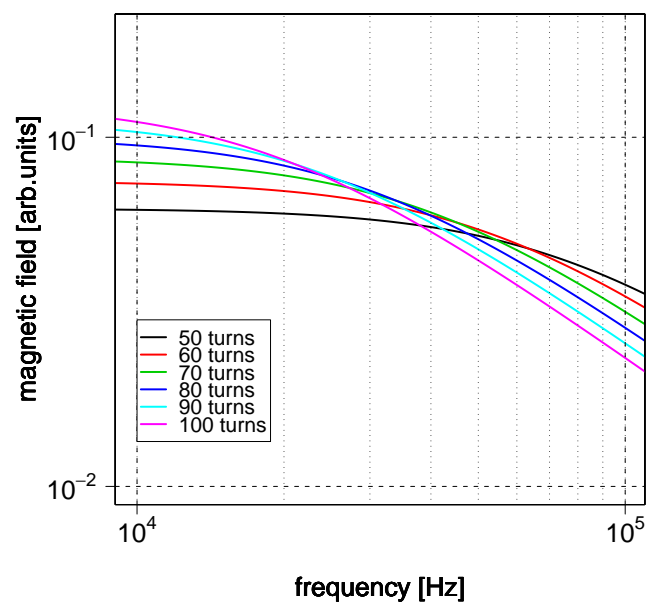


図 2.10: コイルが生み出すことの出来る最大磁場の強さの巻き数による違い . 40 kHz では 70 回巻きが一番強い磁場を生み出している .

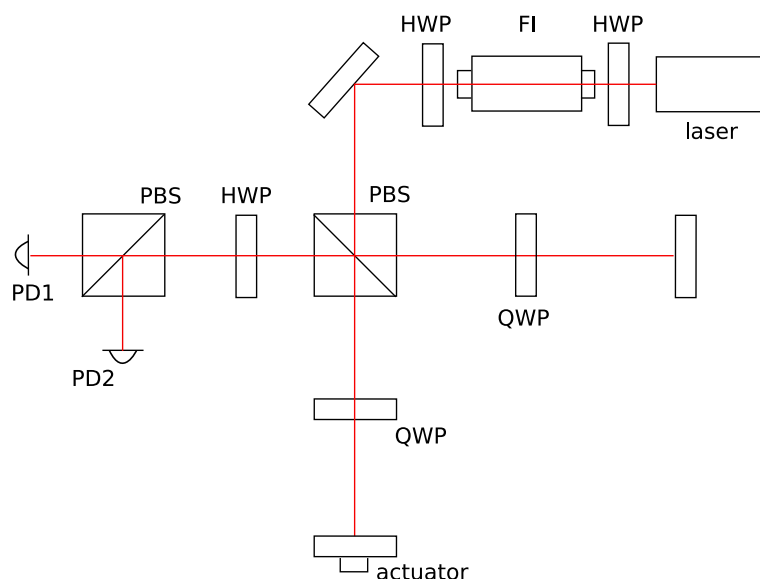


図 2.11: アクチュエータの特性を評価するためのマイケルソン干渉計．HWP:1/2 波長板，QWP:1/4 波長板，FI:ファラデー・アイソレータ，PBS:偏光ビームスプリッタ，PD:フォトディテクタ．

### 2.2.2 特性の評価

図 2.11 で表されるようなマイケルソン干渉計を用いて，作製したアクチュエータを評価した．レーザー光源として，LIGHTWAVE 社製 Model126-1064-010 を用いた．このレーザーは，波長 1064 nm で，レーザー媒質は Nd:YAG，LD 励起，空冷，出力は最大 10 mW である．この干渉計の原理を簡単に説明する．

ファラデー・アイソレータを用いて戻り光を防いでいる．ファラデー・アイソレータを透過した光は，偏光ビームスプリッタに入射し 2 つの方向に分割される．反射された S 偏光の光は，再び偏光ビームスプリッタに戻ってくるまでに 1/4 波長板を 2 回通過することにより P 偏光となっている．透過した P 偏光の光もまた，1/4 波長板を 2 回通過することにより S 偏光の光となって戻ってくる．そのため，分割された両方の光が，フォトディテクタがある方向に向かうことになり，検光子となっている別の偏光ビームスプリッタによって，干渉信号を取り出すことが出来る．

マイケルソン干渉計の片腕のエンドミラーは，アクチュエータになっており，この干渉計を制御することが出来る．アクチュエータに変位信号をフィードバックさせることによって，ミラーの揺れに対して最も感度の良いミッドフリンジにロックする．フィードバック制御については，付録 A で説明する．このとき，アクチュエータの力学的な特性として，コイルに流れる電流に対する干渉計の変位信号の反応を測定した．その結果を，図 2.12 に示す．また，この測定結果からコイルに流れる電流に対するミラーの動く距離を計算すると図 2.13 となる．この測定によって，100 kHz 以下に高い Q 値を持つ共振は存在しないことが分かった．加えて，低周波では 1  $\mu$ m 以上動かせることが分かった．この動かせる距離は，流すことの出来る電流量と，エラストマーの特性によって決まっている．

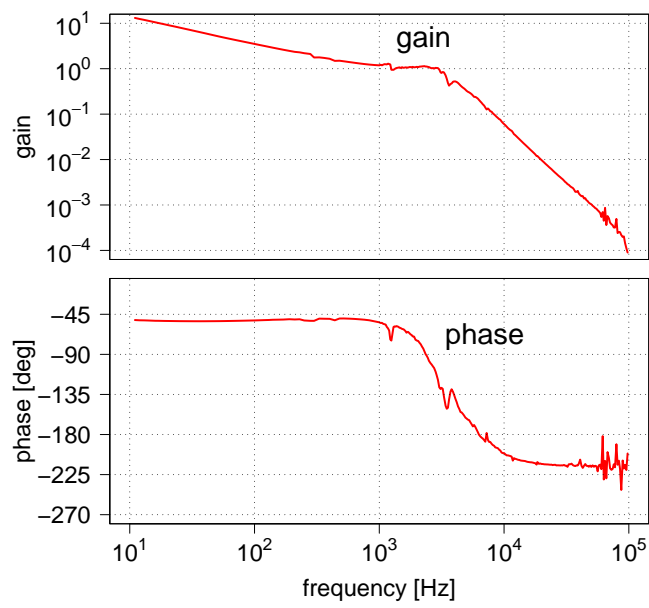


図 2.12: アクチュエータの周波数応答関数 .

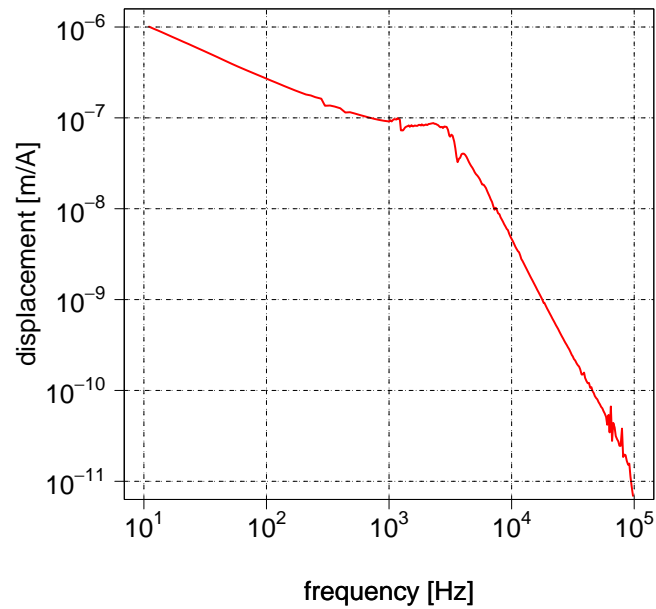


図 2.13: アクチュエータの動かせる距離 .

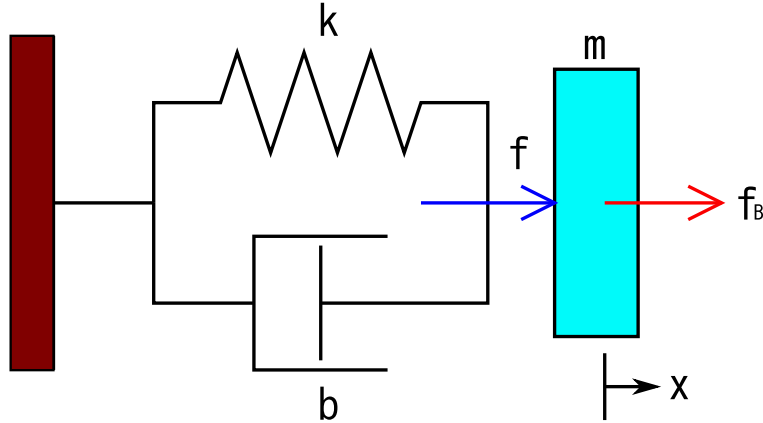


図 2.14: フォークトモデルの挙動． $f = -kx - b \frac{dx}{dt}$ ．

この測定結果を以下の式で与えられるモデル関数でフィッティングした．

$$H_{\text{model}}(f) = \frac{1}{\sqrt{if/f_1}} \times \frac{1}{1 - (f/f_2)^2 + if/f_2Q} \quad (2.5)$$

ここで， $f_1 \simeq 1.6 \text{ kHz}$ ， $f_2 \simeq 3.4 \text{ kHz}$ ， $Q \simeq 1.1$  である．このモデル関数の第2項は，フォークトモデルを用いている．フォークトモデルとは，図 2.14 のように，ばねとダッシュポットが並列につながったモデルである [14]．このモデルの運動方程式は，

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + kx + b \frac{dx}{dt} = f_B(t) \quad (2.6)$$

と表すことが出来る．この方程式をフーリエ変換して  $X$  について解くと，

$$X = \frac{F_B(f)}{-mf^2 + k + ibf} \quad (2.7)$$

となる．ここで， $k = mf_2^2$ ， $b = mf_2/Q$  と置くと，

$$X = \frac{F_B(f)}{mf_2^2 \{1 - (f/f_2)^2 + if/f_2Q\}} \quad (2.8)$$

となる．ここで，コイルに流れる電流に対する磁石にかかる力は，周波数に関係なく一定である．コイルに流れる電流に対する干渉計の変位信号を見る場合，式 (2.8) を電流値で割ったものが周波数応答関数として現れる．その式から周波数に依存する部分だけを取り出すと式 (2.5) の第2項が現れる．

このモデル関数でのフィッティング結果を図 2.15 に示す．測定結果は，このモデル関数によってほぼ表すことが出来ることが分かった．ただし， $f_1$  の大きさは測定系の電気的な利得次第であるので，特に意味を持っていない．また， $1/\sqrt{if/f_1}$  という項が出てくる理由は，はっきりとは分かっていないが，エラストマーの粘弾性の影響であると考えられる [15]．

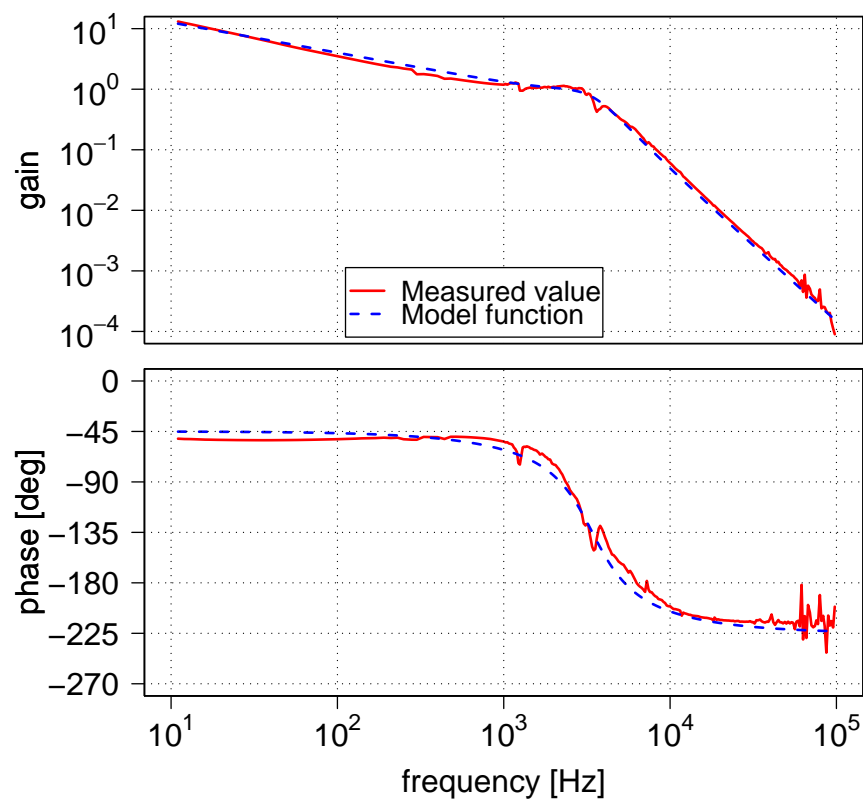


図 2.15: アクチュエータの周波数応答関数とモデル関数 .

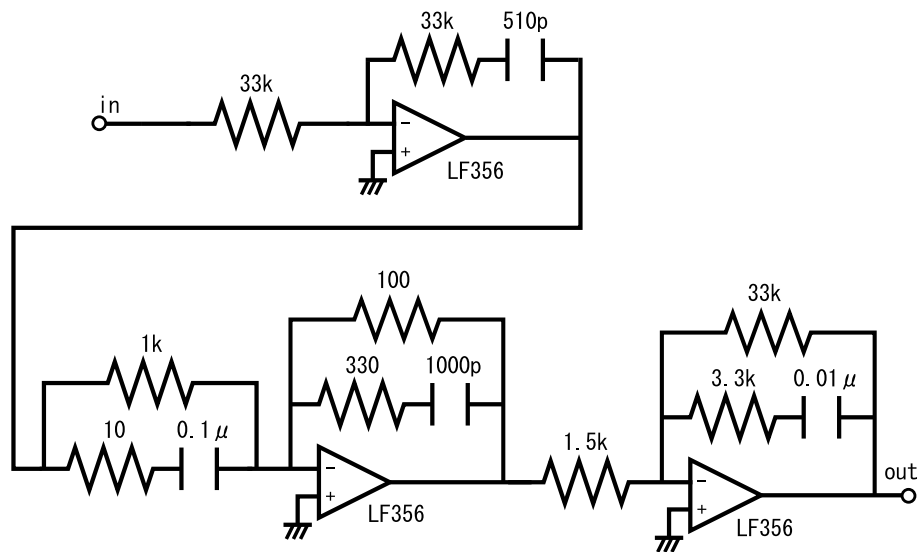


図 2.16: 制御帯域を確かめるために設計した回路 .

### 2.2.3 オープンループ伝達関数

次に、どれほどの制御帯域が取れるかどうかを確認するために、測定したアクチュエータの周波数応答関数を考慮して回路を設計した。設計した回路を図 2.16 に示す。この回路の他にも定数倍ゲインを変えられる回路も用いている。この回路の伝達関数を図 2.17 に示す。40 kHz 付近で一番位相を戻している。

得られたオープンループ伝達関数を図 2.18 に示す。高周波数帯域では、コイルのインダクタンスによって、制御帯域が制限されている。結果として、30 kHz の制御帯域を得ることが出来た。これは、 piezo アクチュエータ単体では到達出来ない制御帯域であり、作製した電磁アクチュエータによって広帯域制御が達成出来たと言える。

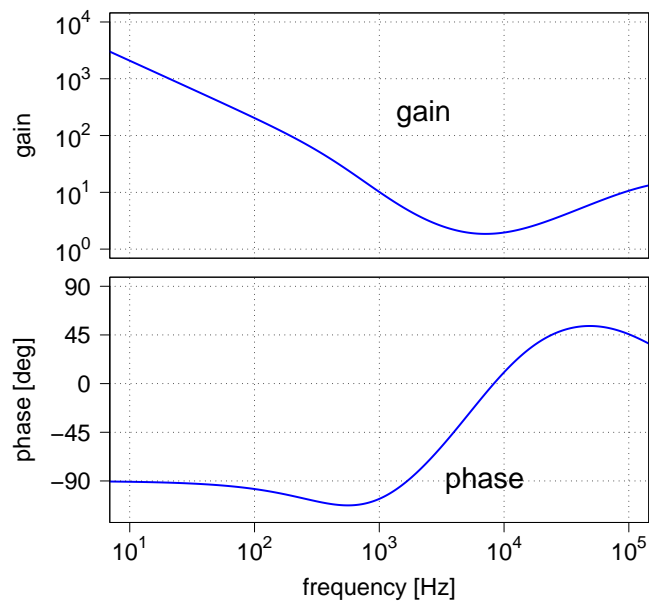


図 2.17: 制御帯域を確かめるために設計した回路の伝達関数．40 kHz 付近での位相を一番戻している．

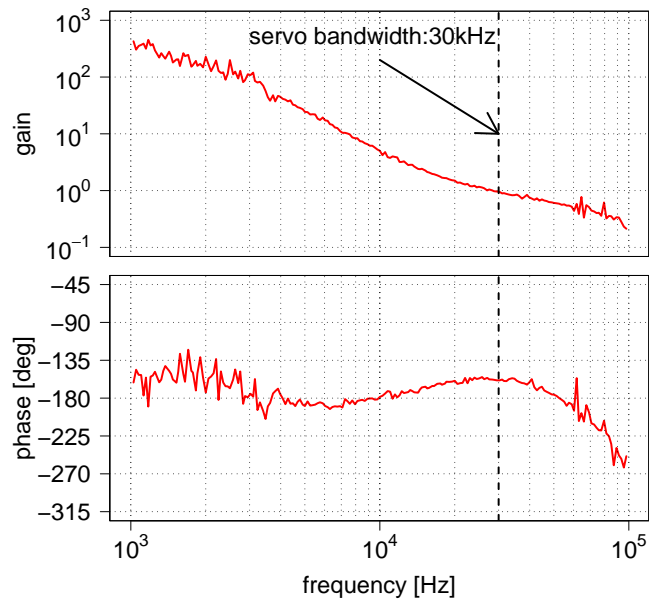


図 2.18: オープンループ伝達関数．制御帯域:30 kHz．



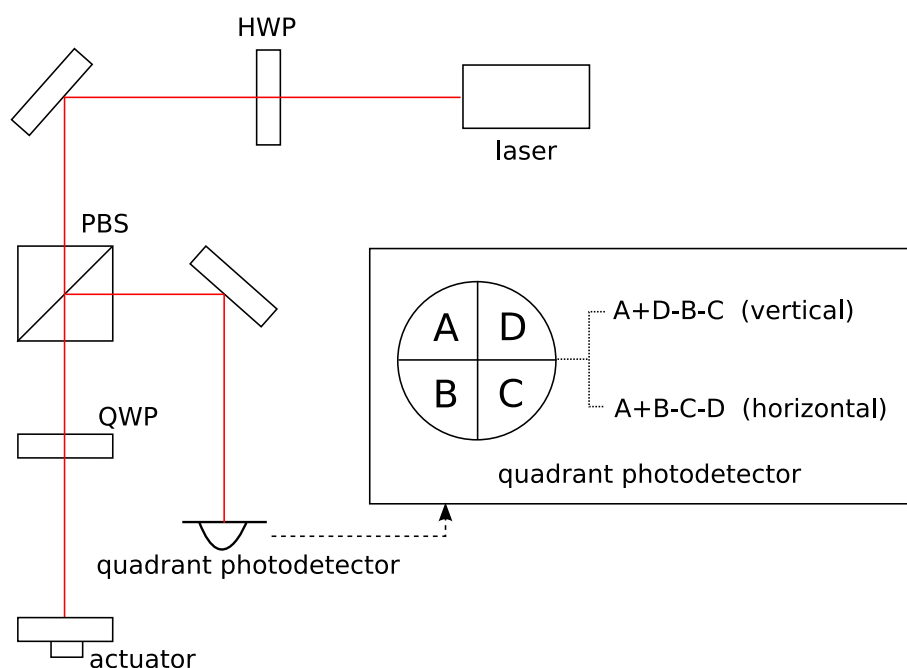


図 2.19: 動作確認のための光学系．水平方向と垂直方向のミラーの傾きを測定することが出来る．HWP:1/2 波長板，QWP:1/4 波長板，PBS:偏光ビームスプリッタ．

#### 2.2.4 動作確認

次に，作製したアクチュエータがまっすぐに動いているかを確認した．そのために，4 分割フォトディテクタを用いた．動作確認のための光学系を図 2.19 に示す．アクチュエータと 4 分割フォトディテクタとの距離は，1.5 m である．この光学系で，ミラーの変位に対する水平方向と垂直方向の角度揺れを測定した．その様子を図 2.20 に示す．多少の角度揺れは測定されたが，その角度揺れは小さく干渉計をロックする際に影響を及ぼさない程度だということを確認出来た．

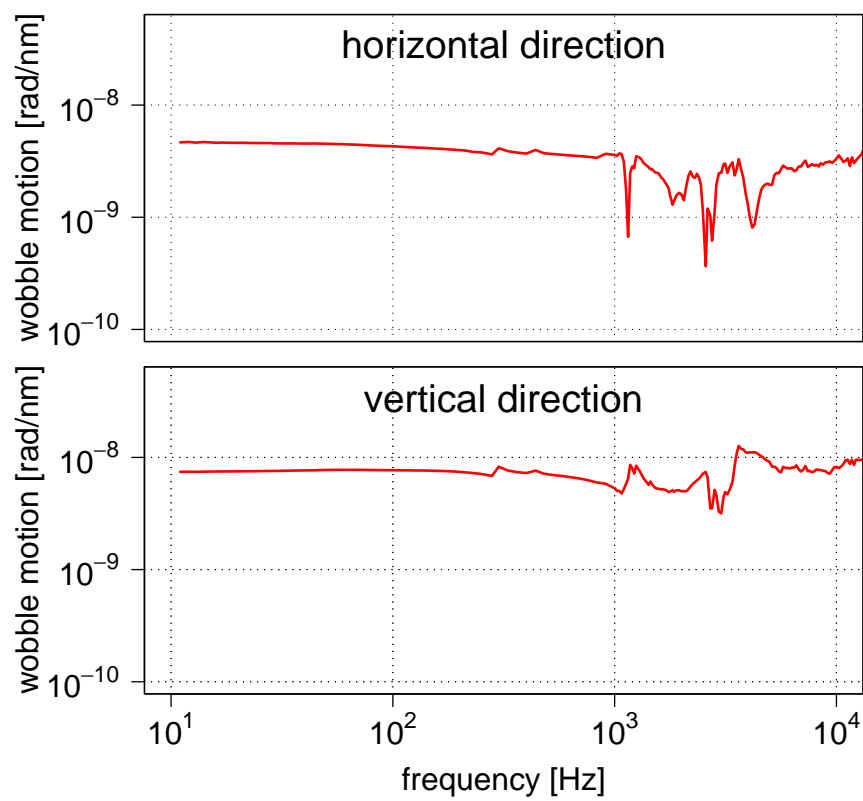


図 2.20: ミラーの変位に対する水平方向と垂直方向の角度揺れ .

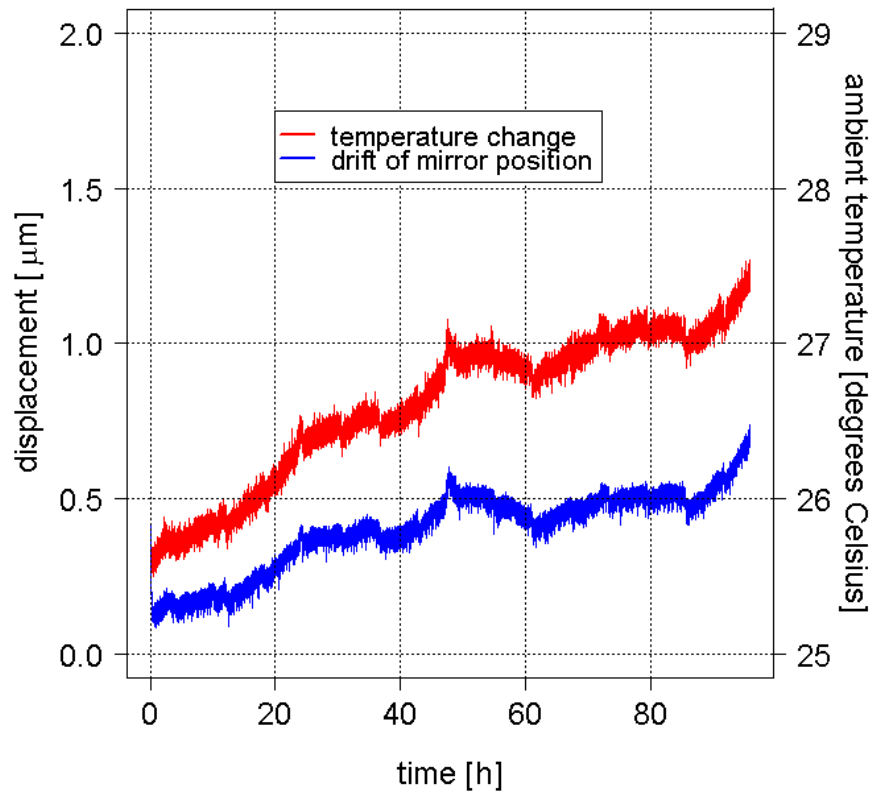


図 2.21: ミラーの位置のドリフトと温度変化．温度変化に伴って，ミラーの位置がドリフトしている．赤:温度変化，青:ミラーの位置のドリフト．

### 2.2.5 長期安定度

次に，作製したアクチュエータの長期安定度を測定した．4日間，アクチュエータを用いてマイケルソン干渉計をミッドフリンジにロックし続けた．この間，ミラーの位置のドリフトと温度を記録した．ミラーの位置のドリフトは，コイルを流れる電流量によって計算されている．記録した結果を図 2.21 に示す．ミラーの位置のドリフトによって，干渉計のロックが外れることを懸念していたが，4日間安定して動作し続けた．温度変化によるミラーの位置の多少のドリフトは見られたが，これは温度変化によってエラストマーの大きさが少し変化してしまうためだと考えられる．

### 2.2.6 エラストマーの交換

今まで用いていたエラストマーを異なるゴムに交換した．そのときのアクチュエータの周波数応答関数と元の周波数応答関数を比較すると，図 2.22 のようになる．高周波数帯域では，エラストマーの種類に影響を受けないことが分かる．また，硬さが異なるので共振

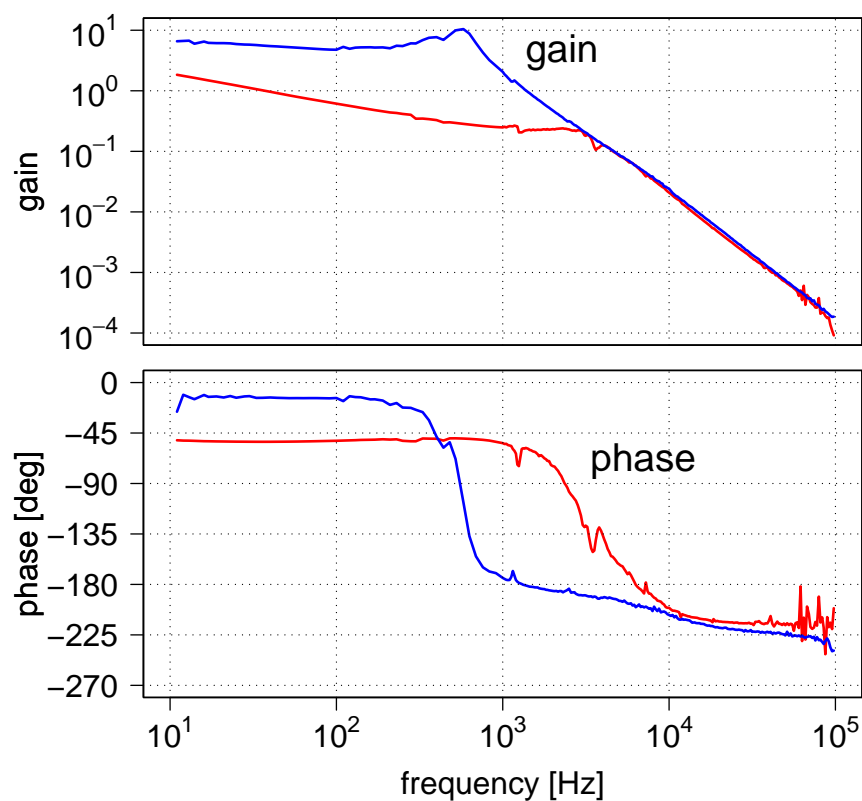


図 2.22: エラストマーと異なるゴムでのアクチュエータの周波数応答関数の比較．赤:エラストマー，青:交換したゴム．

周波数が異なる．結果的に，高周波帯域での周波数応答関数の差は無いが，製作しやすさを考えて，両面に粘着力のある今までのエラストマーを用いることにした．

### 2.2.7 考えられる改善点

これまで見てきたように，作製したアクチュエータによって広帯域制御が達成出来，安定に動作することが分かった．あらゆる面で改善を行い，現在の形態に至っている．他の考えられる改善点としては，

- コイルの直径を変える
- コイルの軸方向の長さを変える
- 磁石の種類を変える
- エラストマーの種類を変える

- ミラーの大きさを変える

などが挙げられる．式 (2.2) から分かるように，コイルの直径や軸方向の長さを変えることでコイルのインダクタンスの大きさも変わる．制御帯域を制限しているのは，コイルのインダクタンスであると考えられるので，コイルの直径と軸方向の長さは制御に影響してくると思われる．しかし，磁石がある位置での磁場の大きさを考慮する必要があり，例えば，コイルを長くすると遠くに位置するコイルの作る磁場は，磁石がある位置では小さくなってしまう．これらのバランスを考える必要がある．

磁石を変えることは，大きな改善点の 1 つである．磁石が，より軽く，より強い磁性を持っていれば，磁場から受ける力も強くなり，ミラーを大きく動かせることが出来るようになる．本実験でも強い磁性のものをを用いているが，使用した磁石よりも軽く，強い磁石があれば，制御帯域はさらに広くなると考えられる．

前節で見たように，エラストマーを変えることは低周波数帯域には大きく影響する．広帯域制御の観点からすれば，あまり影響が無いが，アクチュエータの安定性には影響してくると思われる．また，作製しやすさを考えて種類を選ぶ必要もある．

ミラーの大きさを換えれば，磁石が動かさなければならない重さが軽くなり，制御帯域も広くなると思われる．実際，ボイスコイルモータで 50 kHz の制御帯域を達成した例では，ミラーの大きさを小さくしている [2]．しかし，小さくしすぎると実験に用いるときに，調整するのが難しくなる．少しの光路のずれで，ミラーに光が当たらなくなってしまう．ミラーの大きさは用いる応用によって，変える必要があると思われる．

## 第3章 アクチュエータの応用 -位相雑音補償-

これまでに行ってきた実験で，増幅器によってレーザーの出力を大きくするときに広帯域に位相雑音加わるということが分かっている．この位相雑音を補償するためには，広帯域に制御出来るアクチュエータが必要となる．そこで，作製した電磁アクチュエータで位相雑音補償することを試みた．

### 3.1 増幅器によって生まれる位相雑音

本実験の増幅器は，図 3.1 のような構成をしている．レーザー媒質として Nd:YAG の円筒型結晶が用いられている．励起方法は側面励起であり，高励起が可能となる．この増幅器によって生まれる位相雑音を測定するために，再びマイケルソン干渉計を利用する．図 3.2 のようにマイケルソン干渉計の片腕に増幅器を挿入する．すると，二つの出力光の強度の差を取ることで，増幅器によって生まれる位相雑音を取得することが出来る．ここで， $1/4$  波長板ではなくファラデー・ローテータを用いているのは，レーザー媒質内の熱複屈折を補償するためである．円筒型結晶のレーザー媒質を用いた増幅では，熱複屈折の問題が起きることが知られており [16]，この問題を補償するのにファラデー・ローテータが必要になる [17]．このようにして取得した位相雑音が，図 3.3 となる．

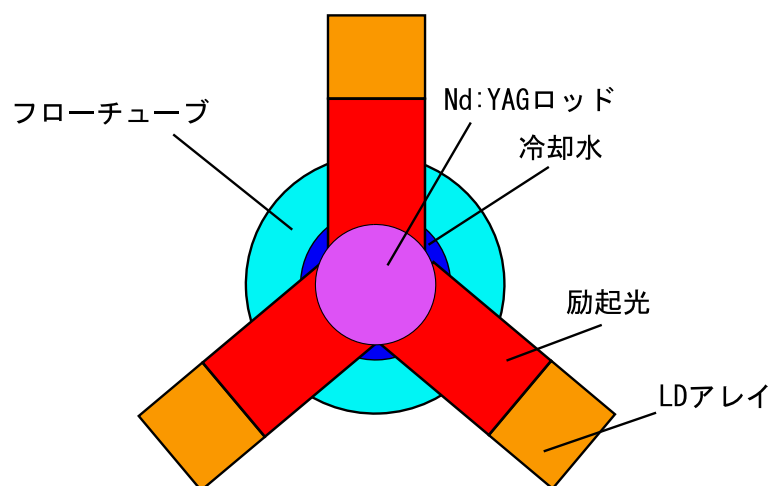


図 3.1: 増幅器の構成の断面図．

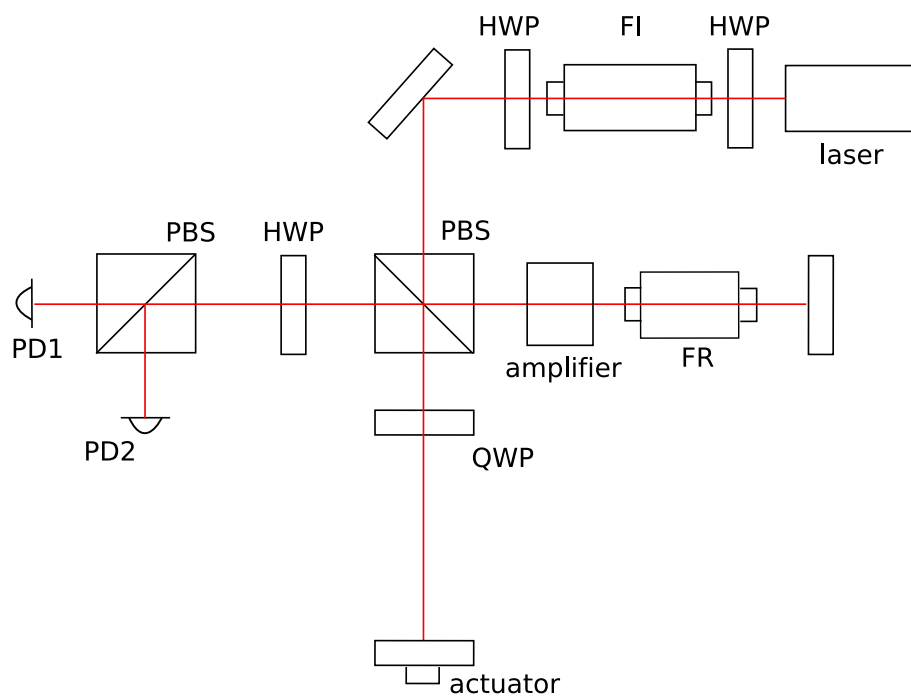


図 3.2: 増幅器を挿入したマイケルソン干渉計．HWP:1/2 波長板，QWP:1/4 波長板，FI:ファラデー・アイソレータ，FR:ファラデー・ローター，PBS:偏光ビームスプリッタ，PD:フォトディテクタ．

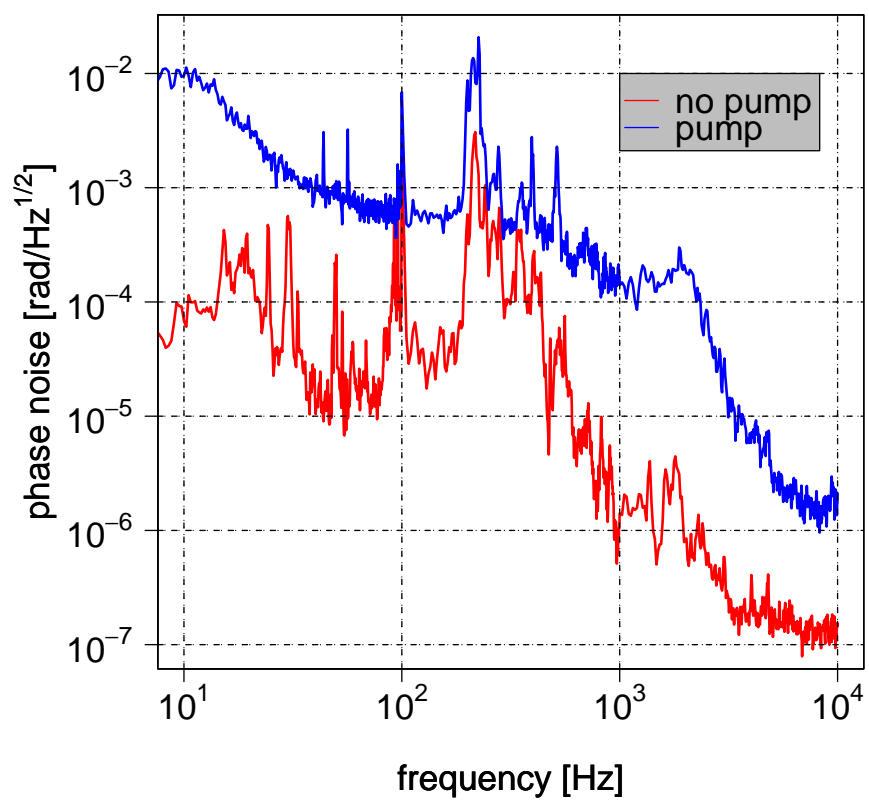


図 3.3: 増幅器によって生まれる位相雑音 .



### 3.2 位相雑音補償の原理

この位相雑音を補償するためにそのままマイケルソン干渉計を利用することを考えた．その光学系を図 3.4 に示す．また，実際の写真を図 3.5 に示す．これは，増幅器の無い方の腕を基準としてアクチュエータを動かし，生まれる位相雑音を補償するというシステムである．基準にする腕には電気光学変調器 (EOM) を入れて，フォトディテクタ (PD3) によって制御信号を取得している．また，位相雑音測定のためにフォトディテクタ (PD1, PD2) が用いられている．

ここから，どのようにして EOM を利用することによって制御信号が得られるのかを考えていく．レーザーからの入射光を  $E_{\text{in}} = E_0 e^{i\phi(t)}$  として，増幅器を挿入した方の腕を往復して加わる位相を  $\phi_x$ ，EOM を入れた方の腕を往復して加わる位相を  $\phi_y$  とする．また，EOM により変調指数  $m$ ，変調周波数  $\omega_m$  で変調をかける．すると，PD3 で観測される出力電場は，

$$E_{\text{out}} = E \left( e^{i(\phi(t)-\phi_x)} + e^{i(\phi(t)-\phi_y+m \sin \omega_m t)} \right) \quad (3.1)$$

となる．ここで，第一種ベッセル関数  $J_n(m)$  を導入する．変調指数  $m$  が十分小さいときに，

$$e^{m \sin \omega_m t} = J_0(m) (1 + \alpha e^{i\omega_m t} - \alpha e^{-i\omega_m t}) \quad (3.2)$$

$$= J_0(m) (1 + 2i\alpha \sin \omega_m t) \quad (3.3)$$

$$\alpha = \frac{J_1(m)}{J_0(m)} \quad (3.4)$$

とすることが出来るので，PD3 で観測される出力電場は，

$$E_{\text{out}} = E \left( e^{i(\phi(t)-\phi_x)} + e^{i(\phi(t)-\phi_y)} J_0(m) (1 + 2i\alpha \sin \omega_m t) \right) \quad (3.5)$$

となるから，検出される光強度は，

$$\begin{aligned} P_{\text{out}} &\propto |E_{\text{out}}|^2 \\ &= E^2 (1 + 2J_0(m) \cos(\phi_x - \phi_y) + J_0^2(m) \\ &\quad - 4\alpha J_0(m) \sin(\phi_x - \phi_y) \sin \omega_m t + 4\alpha^2 J_0^2(m) \sin^2 \omega_m t) \end{aligned} \quad (3.6)$$

となる．次に，この信号に変調周波数と同じ周波数の信号を位相変調と同位相で掛け合わせる．つまり， $g \sin \omega_m t$  を掛け合わせ，PD3 の検出効率を  $\gamma$  とすると，PD3 では次のような電圧信号が得られる．

$$\begin{aligned} V(t) &= g\gamma E^2 [-2\alpha J_0(m) \sin(\phi_x - \phi_y) \\ &\quad + \{1 + 2J_0(m) \cos(\phi_x - \phi_y) + (1 + 3\alpha^2) J_0^2(m)\} \sin \omega_m t \\ &\quad + 2\alpha J_0(m) \sin(\phi_x - \phi_y) \cos 2\omega_m t - \alpha^2 J_0^2(m) \sin 3\omega_m t] \end{aligned} \quad (3.7)$$

この信号をローパスフィルタに通し，DC 成分だけ取り出すと，

$$V(t) = -2g\gamma E^2 \alpha J_0(m) \sin(\phi_x - \phi_y) \quad (3.8)$$

という信号が取り出せる．このように  $\sin(\phi_x - \phi_y)$  に比例した信号が得られ，この信号をゼロとなるように制御すれば， $\phi_x = \phi_y$  となるようにアクチュエータが動く．このようにして，EOM を入れた腕を基準として，増幅器によって生まれる位相雑音を補償する．



### 3.3 位相雑音補償の結果

前節で述べた方法を用いて、位相雑音補償を行った。その結果を図 3.6 に示し、そのときのオープンループ伝達関数を図 3.7 に示す。

本実験では、マイケルソン干渉計の片腕を基準として位相雑音補償を行っているが、その基準となっている腕自体が揺らいでいるために、その揺らぎ以上に位相雑音を低減させることは出来ない。加えて、位相雑音を評価するための光学系も揺らいでおり、この光学系の揺らぎが位相雑音を評価する際に見えている。しかし、オープンループ伝達関数から考えて、低い周波数帯域ではバックグラウンドの位相雑音（赤線）までは制御出来るはずであるが、そこまで落とせていない。これは、増幅器の励起によって、基準になる腕にも、位相雑音を評価するための光学系にも影響を及ぼしているからである。考えられる理由としては、

- 増幅器に流す冷却水の音
- 増幅器の電源のファンによる振動

などが挙げられる。

また、作製した広帯域制御のための電磁アクチュエータを用いているが、制御帯域が 4.5 kHz となっていて、10 kHz にも到達していない。これは PD3 で受ける光量がとても少なかったためである。これを改善するためには、PD3 の感度を向上させれば良く、制御帯域は広くなると考えられる。

この位相雑音補償を十分に行うには、基準となる腕と評価のための光学系を真空に入れるなどして安定化しなければならない。しかし、本実験では十分に位相雑音を補償することは出来なかったが、雑音レベルの低減が確認され、この方法が、位相雑音補償に有用であり、作製したアクチュエータで位相雑音を補償出来ることを示すことが出来た。

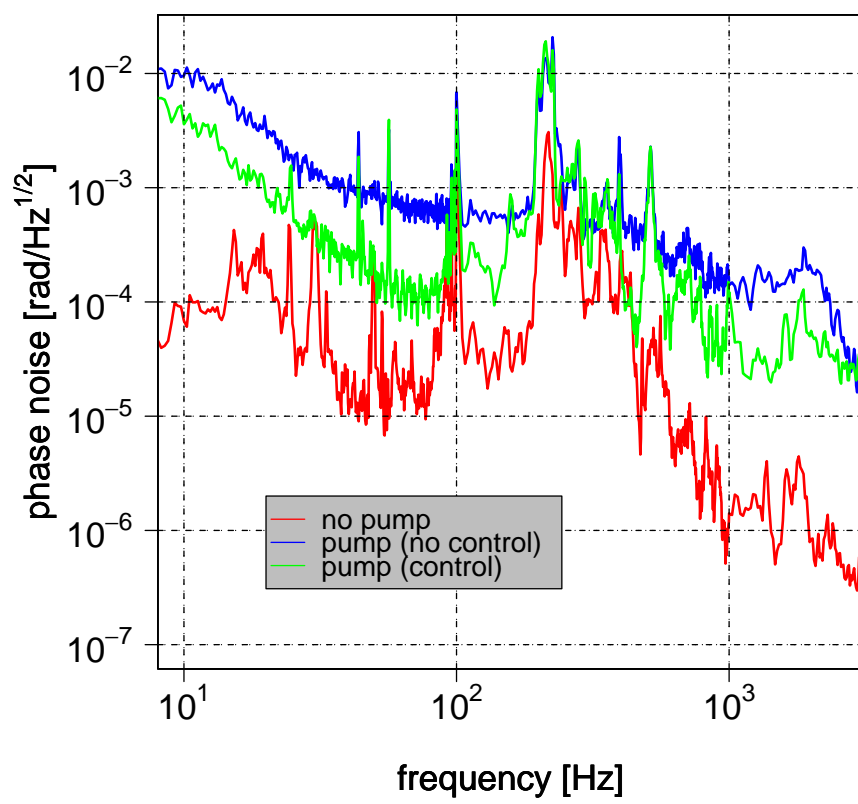


図 3.6: 位相雑音補償の結果 .

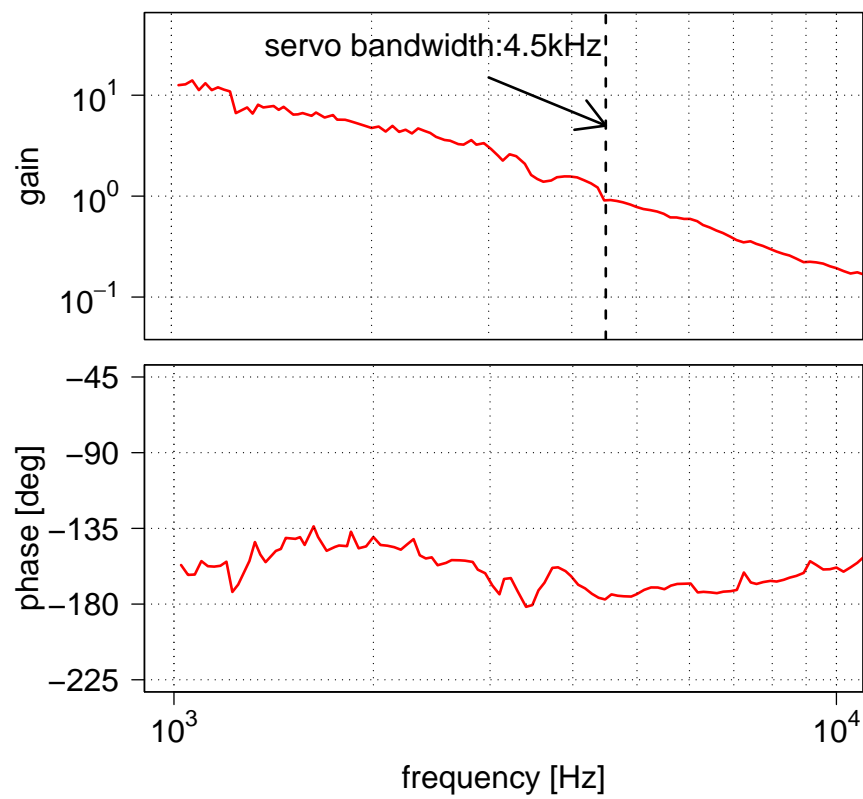


図 3.7: 位相雑音補償のための制御のオープンループ伝達関数 .

## 第4章 アクチュエータの応用 -共振器長制御-

広帯域に制御する必要があるものとしてモードクリーナーが挙げられる．モードクリーナーとは，基本モードのビームを透過させ，高次のビームを取り除く共振器である．作製した電磁アクチュエータの応用として，リング型のモードクリーナーを作製し，モードクリーナーの共振器長を制御した．なお，本実験では高出力レーザー用のモードクリーナーの作製を行った．

本章では，レーザー光学に関連させながら，モードクリーナーについて説明し，モードクリーナーに用いたときの電磁アクチュエータの特性についても記述する．

### 4.1 ガウシアンビーム

#### 4.1.1 基本ガウシアンモード

マクスウェル方程式から波動方程式を導出し，電場を  $U(t, x, y, z)$  と置くと，次式のよう書くことが出来る．

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \quad (4.1)$$

ここで  $c$  は，平面波の位相速度である．ここで，電場  $U$  が単一周波数  $\nu_0 = \omega_0/2\pi$  で変化していると仮定し，波数を  $k_0 = \omega_0/c$  とする．さらに，波数ベクトルが主に  $z$  軸方向を向いている，すなわち，波が  $z$  軸方向に進んでいると仮定すると， $U(t, x, y, z) = \psi(x, y, z) \exp(i\omega_0 t - ik_0 z)$  と置くことが出来る．これを，式 (4.1) に代入して計算すると，

$$(\text{左辺}) = \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - 2ik_0 \frac{\partial}{\partial z} - k_0^2 \right) \psi(x, y, z) \exp(i\omega_0 t - ik_0 z) \quad (4.2)$$

$$(\text{右辺}) = -k_0^2 \psi(x, y, z) \exp(i\omega_0 t - ik_0 z) \quad (4.3)$$

となり，以下の式が導かれる．

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - 2ik_0 \frac{\partial}{\partial z} \right) \psi(x, y, z) = 0 \quad (4.4)$$

また， $z$  軸方向のビーム包絡線の変化が十分に緩やかであると仮定し，近軸近似を用いると，

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - 2ik_0 \frac{\partial}{\partial z} \right) \psi(x, y, z) = 0 \quad (4.5)$$

が得られる．

この方程式を解くことによって，基本モードと高次モードの式を導くことが出来る．式 (4.5) は，フーリエ変換を用いることによって解くことが出来，以下のような式が得られる．

$$\psi^{\text{FG}}(x, y, z) = \sqrt{\frac{k_0 z_R}{\pi}} \frac{i}{z - z_0 + i z_R} \exp \left[ -\frac{i k_0}{z - z_0 + i z_R} \frac{x^2 + y^2}{2} \right] \quad (4.6)$$

$$z_R = k_0 w_0^2 / 2 \quad (4.7)$$

正の実数  $z_R$  はレイリーレンジと呼ばれる量で， $w_0$  はウエスト半径であり，式 (4.6) が基本ガウシアンモードの式である．ウエスト半径とは，ビーム半径が最小となるところである． $z$  を平行移動させ，定数  $z_0$  が消えるようにして，基本ガウシアンモードの式を書き直すと次のようになる．

$$\psi^{\text{FG}}(x, y, z) = \sqrt{\frac{k_0 z_R}{\pi}} \frac{i}{q(z)} \exp \left[ -\frac{i k_0}{q(z)} \frac{x^2 + y^2}{2} \right] \quad (4.8)$$

$$q(z) = z + i z_R \quad (4.9)$$

$q(z)$  は波面係数，または複素曲率半径と呼ばれる量である．

ここで，式 (4.8) の両辺を二乗して，強度  $|\psi^{\text{FG}}|^2$  を計算すると，

$$|\psi^{\text{FG}}|^2 = \frac{k_0 z_R}{\pi} \frac{1}{|q(z)|^2} \exp \left[ -\frac{k_0 z_R}{|q(z)|^2} (x^2 + y^2) \right] \quad (4.10)$$

となる．ある  $z$  平面上の  $y = 0$  におけるビームの強度を表すと，図 4.1 のようになる．ビーム半径とは，強度が中心における最大の値に対して， $1/e^2$  に落ちる半径のことであるので，図中の矢印で表されている長さがビーム半径である．

また，式 (4.10) から，ある  $z$  平面におけるビーム半径は下記の式で表されることが分かり， $z = 0$  でビームウエストであるとする， $z = z_R$  でビーム半径が  $\sqrt{2}$  倍となっていることが分かる．

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_R)^2} \quad (4.11)$$

式 (4.11) において， $z$  が十分に大きくなると，ビーム半径上の波面の法線は  $z = 0$  を通る直線に漸近することが分かる．この漸近線が光軸となす角はビームの広がり角  $\theta_D$  と呼ばれ，

$$\tan \theta_D = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w(z)}{z} \quad (4.12)$$

$$= \frac{w_0}{z_R} = \frac{2}{k_0 w_0} = \frac{\lambda_0}{\pi w_0} \quad (4.13)$$

となり，図 4.2 のようになっている．

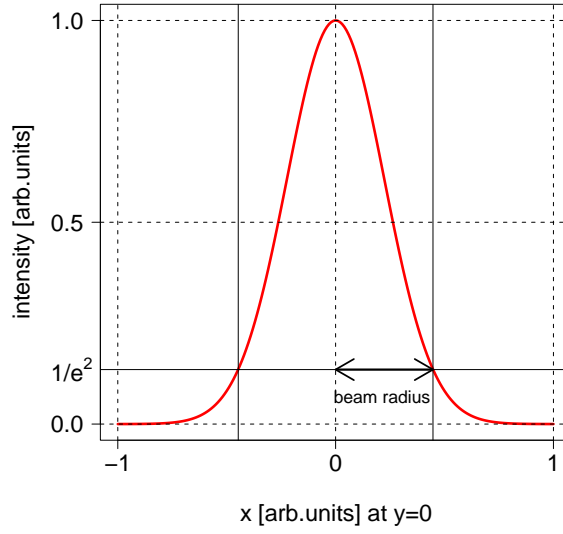


図 4.1: 基本ガウシアンモードの強度分布 .

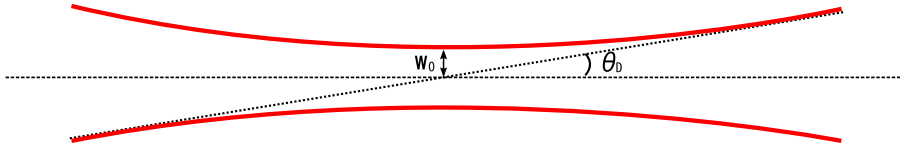


図 4.2: ガウシアンビームのビームウエストと漸近線 .

#### 4.1.2 高次モード

##### エルミートガウシアンモード

以下に挙げるような変数を用いて波動方程式を変換することを考える .

$$\xi = \sqrt{\frac{k_0 z_R}{z^2 + z_R^2}} x, \quad \eta = \sqrt{\frac{k_0 z_R}{z^2 + z_R^2}} y, \quad \zeta = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) \quad (4.14)$$

すると ,

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} = \frac{k_0 z_R}{z^2 + z_R^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \quad (4.15)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} = \frac{k_0 z_R}{z^2 + z_R^2} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \quad (4.16)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} = -\frac{z}{z^2 + z_R^2} \xi \frac{\partial}{\partial \xi} - \frac{z}{z^2 + z_R^2} \eta \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\cos^2 \zeta}{z_R} \frac{\partial}{\partial \zeta} \quad (4.17)$$



となり，これを式 (4.5) に代入すると，

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + 2i \tan \zeta \left( \xi \frac{\partial}{\partial \xi} + \eta \frac{\partial}{\partial \eta} \right) - 2i \frac{\partial}{\partial \zeta} \right\} \psi = 0 \quad (4.18)$$

というように， $k_0$  や  $z_R$  を含まない形に書き直すことが出来る．この方程式の解をエルミート多項式を用いて表し，座標を  $(x, y, z)$  に戻すと次のように表現することが出来る [18]．

$$\begin{aligned} \psi_{mn}^{\text{HG}} = & \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{H_m(\xi)}{\sqrt{2^m m!}} \frac{H_n(\eta)}{\sqrt{2^n n!}} \frac{1}{w(z)} \\ & \times \exp \left[ -\frac{ik_0}{q(z)} \frac{x^2 + y^2}{2} + i(m+n)\zeta(z) \right] \end{aligned} \quad (4.19)$$

ここで，エルミート多項式とは，ロドリゲスの公式を用いると，

$$H_n(x) = (-1)^n e^{x^2} \frac{d^n}{dx^n} e^{-x^2} \quad (4.20)$$

で表され， $n = 0, 1, 2, 3$  のとき以下のようになるものである．

$$H_0(x) = 1 \quad (4.21)$$

$$H_1(x) = 2x \quad (4.22)$$

$$H_2(x) = 4x^2 - 1 \quad (4.23)$$

$$H_3(x) = 8x^3 - 12x \quad (4.24)$$

この  $\psi_{mn}^{\text{HG}}$  をエルミートガウシアンモードと呼び， $\text{TEM}_{mn}$  と表す．また，ある  $z$  平面上の  $y = 0$  における  $\text{TEM}_{10}$  と  $\text{TEM}_{20}$  のビームの強度を表すと，図 4.3 のようになる．

$m + n$  が 0 では無い高次モードに対しては，基本モードに関して位相が  $(m + n)\zeta(z)$  だけ増加していることが分かる．したがって，一般的には基本モードと高次モードが同時に共振することはない．

### ラゲールガウシアンモード

次に，極座標を用いて考える．直交座標系においてはエルミートガウシアンモードが得られたが，極座標を用いるとラゲールガウシアンモードと呼ばれるモードが得られる．

$\xi = \rho \cos \phi$ ， $\eta = \rho \sin \phi$  と置くと，

$$\frac{\partial}{\partial \xi} = \cos \phi \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{\sin \phi}{\rho} \frac{\partial}{\partial \phi} \quad (4.25)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} = \cos^2 \phi \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{\sin^2 \phi}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{\sin^2 \phi}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{2 \cos \phi \sin \phi}{\rho^2} \frac{\partial}{\partial \phi} - \frac{2 \cos \phi \sin \phi}{\rho} \frac{\partial^2}{\partial \rho \partial \phi} \quad (4.26)$$

$$\frac{\partial}{\partial \eta} = \sin \phi \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{\cos \phi}{\rho} \frac{\partial}{\partial \phi} \quad (4.27)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial \eta^2} = \sin^2 \phi \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{\cos^2 \phi}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{\cos^2 \phi}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} - \frac{2 \cos \phi \sin \phi}{\rho^2} \frac{\partial}{\partial \phi} + \frac{2 \cos \phi \sin \phi}{\rho} \frac{\partial^2}{\partial \rho \partial \phi} \quad (4.28)$$

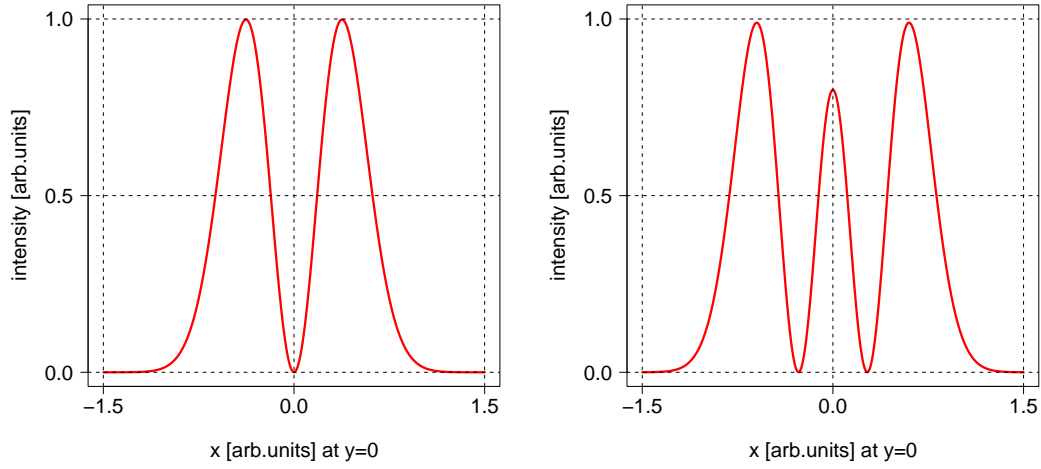


図 4.3: エルミートガウシアンモードの  $\text{TEM}_{10}$  と  $\text{TEM}_{20}$  のビームの強度分布．左:  $\text{TEM}_{10}$  , 右:  $\text{TEM}_{20}$  .

となり, これらを式 (4.18) に代入すると,

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \left( \frac{1}{\rho} + 2i\rho \tan \zeta \right) \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} - 2i \frac{\partial}{\partial \zeta} \right\} \psi = 0 \quad (4.29)$$

という方程式が得られる．この方程式の解をラゲール多項式を用いて表すと次のようになる [18] .

$$\begin{aligned} \psi_{pl}^{\text{LG}}(\rho, \phi, \zeta) = & \sqrt{\frac{p!}{(p+l)!}} \rho^l L_p^{(l)}(\rho^2) \sqrt{\frac{k_0}{\pi z_R}} \cos \zeta \\ & \times \exp \left[ -(1 + i \tan \zeta) \frac{\rho^2}{2} + il\phi + i(1 + 2p + l)\zeta \right] \end{aligned} \quad (4.30)$$

ここで, ラゲール多項式とは,

$$L_p^{(l)}(r) = \frac{e^r r^{-l}}{p!} \frac{d^l}{dr^l} \left( e^{-r} r^{p+l} \right) \quad (4.31)$$

と定義され,  $p = 0, 1, 2$  のとき以下になるものである．

$$L_0^{(l)}(r) = 1 \quad (4.32)$$

$$L_1^{(l)}(r) = (1 + l) - r \quad (4.33)$$

$$L_2^{(l)}(r) = \frac{1}{2}(2 + l)(1 + l) - 2(2 + l)r + r^2 \quad (4.34)$$

この  $\psi_{pl}^{\text{LG}}$  をラゲールガウシアンモードと呼び,  $\text{TEM}_{pl}$  と表す．また, ある  $z$  平面上の  $y = 0$  における  $\text{TEM}_{10}$  と  $\text{TEM}_{20}$  のビームの強度を表すと, 図 4.4 のようになる．

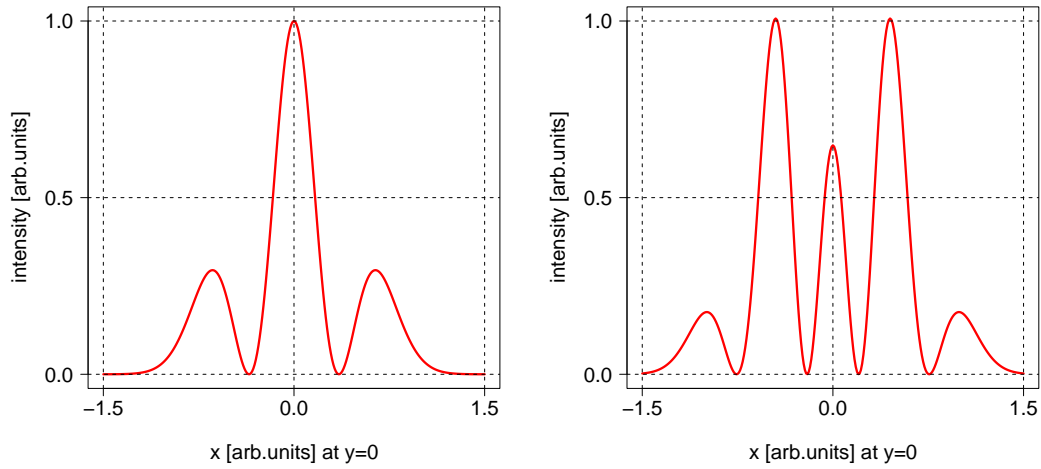


図 4.4: ラゲルガウシアンモードの  $TEM_{10}$  と  $TEM_{20}$  のビームの強度分布 .

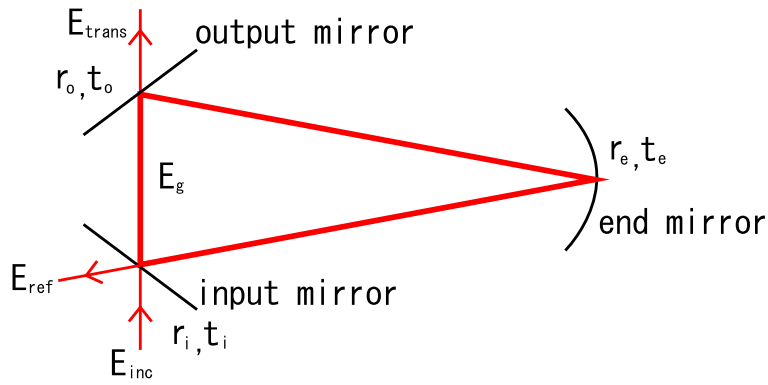


図 4.5: リング型共振器の構成 .

## 4.2 リング型共振器の性質

レーザーのモード整形として，光共振器が用いられる．光共振器には，リニア型共振器とリング型共振器などが存在する．本実験では，モードクリーナーとしてリング型共振器を作製したので，ここではリング型共振器について説明する．なお，本論文ではリング型共振器として，図 4.5 のような三角形の共振器を考える．

光は入射ミラーに入射し，共振した後，出射ミラーから取り出される．この振る舞いを図 4.6 のようなブロックダイアグラムを用いて考える．入射ミラー，エンドミラー，出射ミラーそれぞれの反射率を  $r_i, r_e, r_o$  として，透過率を  $t_i, t_e, t_o$  とする．また，入射ミラーから出射ミラーに進むまでの位相変化を  $e^{-i\theta'}$ ，出射ミラーからエンドミラーに進むまでの位相変化を  $e^{-i\theta}$  と置く．すると，ブロックダイアグラムから次のように計算することが

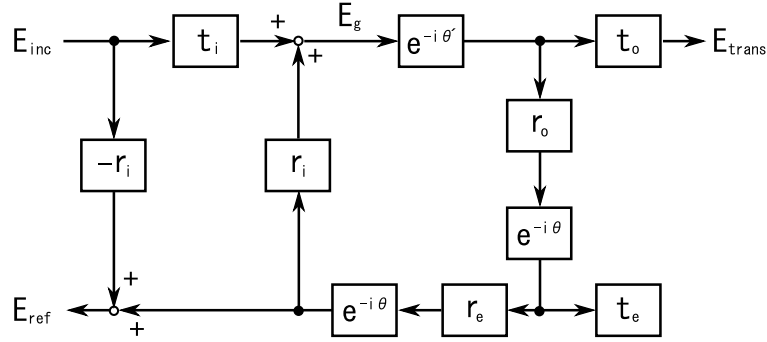


図 4.6: リング型共振器のブロックダイアグラム .

出来る .

$$\begin{aligned} E_g &= t_i E_{\text{inc}} + r_i r_o r_e e^{-i(2\theta+\theta')} E_g \\ E_{\text{trans}} &= t_o e^{-i\theta'} E_g \\ E_{\text{ref}} &= -r_i E_{\text{inc}} + r_o r_e e^{-i(2\theta+\theta')} E_g \end{aligned} \quad (4.35)$$

これらの式からリング型共振器の反射率と透過率は次のようになることが分かる .

$$\frac{E_{\text{ref}}}{E_{\text{inc}}} = -r_i + \frac{t_i^2 r_o e^{-i(2\theta+\theta')}}{1 - r_i r_o e^{-i(2\theta+\theta')}} \quad (4.36)$$

$$\frac{E_{\text{trans}}}{E_{\text{inc}}} = \frac{t_i t_o e^{-i\theta'}}{1 - r_i r_o e^{-i(2\theta+\theta')}} \quad (4.37)$$

ただし , 一般的にエンドミラーに用いられるミラーは反射率が 99% であるため  $r_e \simeq 1$  と近似してある . ここで , 強度透過率を計算すると ,

$$T = \left| \frac{E_{\text{trans}}}{E_{\text{inc}}} \right|^2 = \left( \frac{t_i t_o}{1 - r_i r_o} \right)^2 \frac{1}{1 + \frac{4r_i r_o}{(1 - r_i r_o)^2} \sin^2 \left( \theta + \frac{\theta'}{2} \right)} \quad (4.38)$$

となる . ミラーの反射率・透過率は定数であるので , 式 (4.38) から , リング型共振器の強度透過率は共振器の長さに依存していることが分かり ,  $\theta + \frac{\theta'}{2}$  が  $\pi$  の倍数となっているときに最大値をとる . したがって , 最大強度透過率は以下ようになる .

$$T_{\text{max}} = \left( \frac{t_i t_o}{1 - r_i r_o} \right)^2 \quad (4.39)$$

また , 強度透過率をグラフで表すと , 図 4.7 のようになる .

ここで , 共振器の鋭さを表すものとしてフィネスと呼ばれる量を次のように定義する .

$$F \equiv \frac{\pi \sqrt{r_i r_o}}{1 - r_i r_o} \quad (4.40)$$

すると強度透過率は以下のように書くことが出来る .

$$T = T_{\text{max}} \frac{1}{1 + \left( \frac{2F}{\pi} \right)^2 \sin^2 \left( \theta + \frac{\theta'}{2} \right)} \quad (4.41)$$

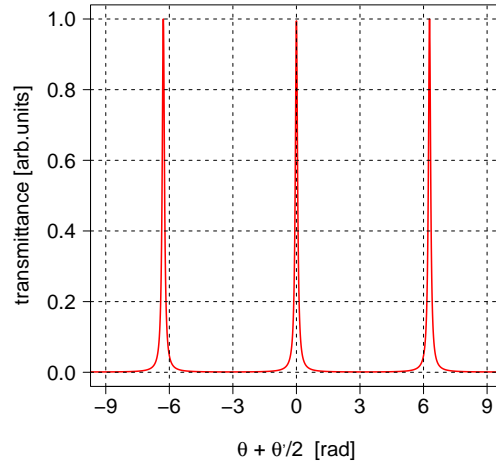


図 4.7: リング型共振器の強度透過率 .

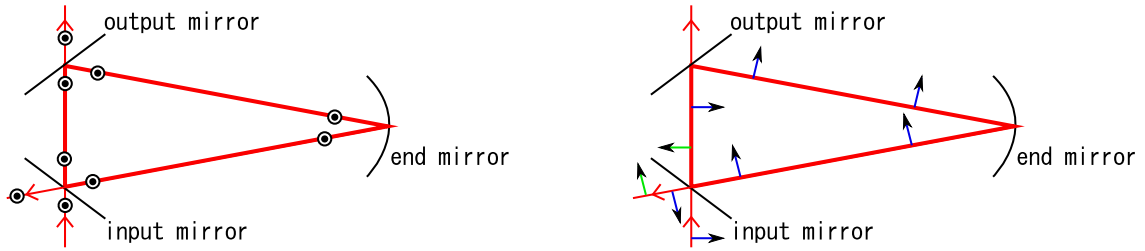


図 4.8: 共振器を一周したときの S 偏光と P 偏光の違い . P 偏光の緑矢印が一周した後, 偏光方向が反転していることを表している .

これまでは, 偏光方向を考慮していなかったが, 三角形のリング型共振器のように奇数枚のミラーを用いた共振器では偏光方向によって共振条件が異なる . なぜならば, 図 4.8 のように共振器を一周したときに, S 偏光の光は位相が変化しないが, P 偏光の光は位相が反転するためである .

すると S 偏光と P 偏光の透過率・反射率はそれぞれ, 次のようになる .

$$\frac{E_{Strans}}{E_{Sinc}} = \frac{t_i t_o e^{-i\theta'}}{1 - r_i r_o e^{-i(2\theta + \theta')}} \quad (4.42)$$

$$\frac{E_{Ptrans}}{E_{Pinc}} = \frac{t_i t_o e^{-i\theta'}}{1 + r_i r_o e^{-i(2\theta + \theta')}} \quad (4.43)$$

$$\frac{E_{Sref}}{E_{Sinc}} = -r_i + \frac{t_i^2 r_o e^{-i(2\theta + \theta')}}{1 - r_i r_o e^{-i(2\theta + \theta')}} \quad (4.44)$$

$$\frac{E_{Pref}}{E_{Pinc}} = r_i + \frac{t_i^2 r_o e^{-i(2\theta + \theta')}}{1 + r_i r_o e^{-i(2\theta + \theta')}} \quad (4.45)$$

したがって, S 偏光と P 偏光に対する強度透過率・強度反射率はそれぞれ図 4.9 のように

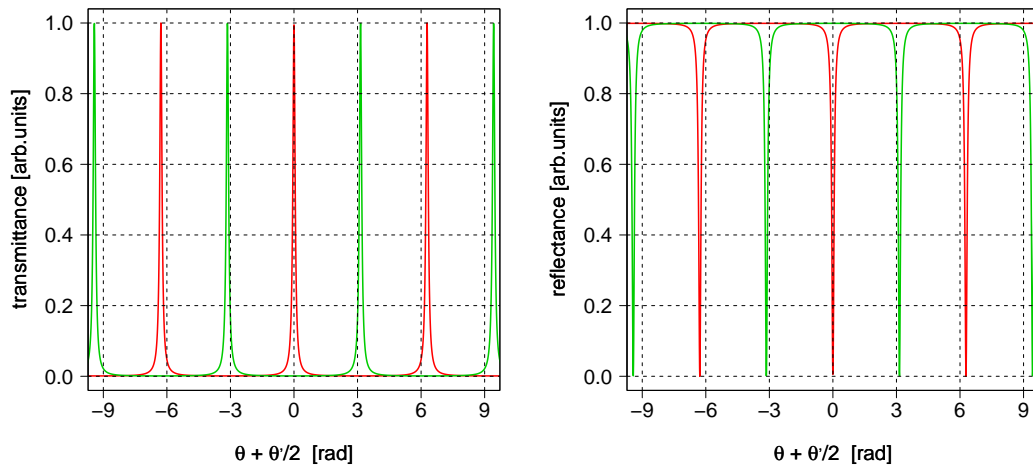


図 4.9: リング型共振器の S 偏光と P 偏光に対する強度透過率と強度反射率．左:強度透過率，右:強度反射率．赤:S 偏光，緑:P 偏光．

なる．

この性質を利用することによって，リング型共振器は透過光が最大になるようにロックをかけることが出来る．図 4.10 のような光学系を組むことを考える．リング型共振器に楕円偏光の光を入れたと，式 (4.44) と式 (4.45) から分かるように，反射光は S 偏光成分と P 偏光成分で異なった振る舞いを見せる．その様子を図 4.11 に示す．この図は，S 偏光成分の振幅が P 偏光成分の振幅より 5 倍大きい楕円偏光を入射させたときの様子である．この S 偏光成分の光と P 偏光成分の光を  $1/2$  波長板で偏光方向を回転させ，検光子となる偏光ビームスプリッタによって光を取り出し信号を得ることが出来る．すると共振器長を変化させることによって，フォトディテクタではそれぞれ，図 4.12 のような二つの信号を取得出来る．この二つの信号の差を取るによって，図 4.13 のように透過が最大になる点において，ゼロを通るような信号を得ることが出来る．したがって，図 4.10 で表されるような光学系に楕円偏光の光を入れることによって，リング型共振器を透過光が最大になるところで，ロックをかけることが出来る．

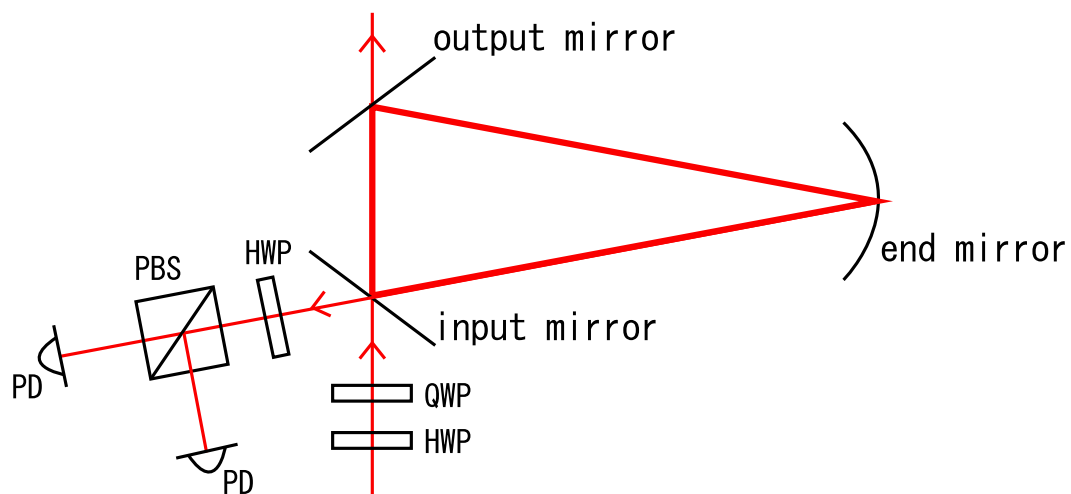


図 4.10: リング型共振器をロックするための光学系．HWP:1/2 波長板，QWP:1/4 波長板，PBS:偏光ビームスプリッタ，PD:フォトディテクタ．

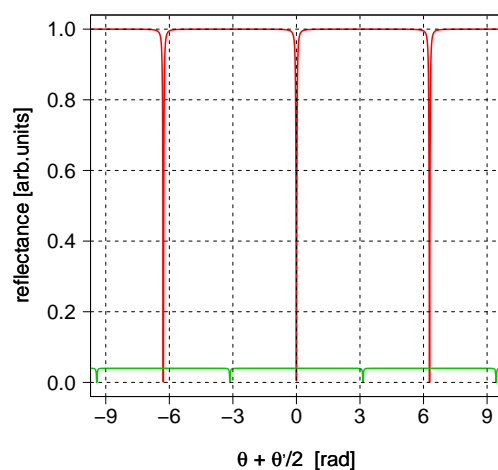


図 4.11: 反射光の S 偏光成分と P 偏光成分での強度の違い．赤:S 偏光，緑:P 偏光．

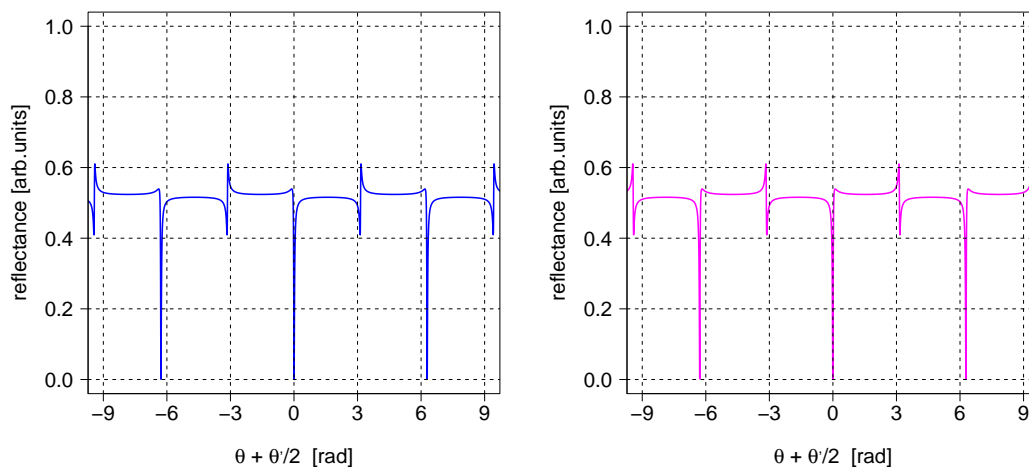


図 4.12: それぞれのフォトディテクタで得られる信号 .

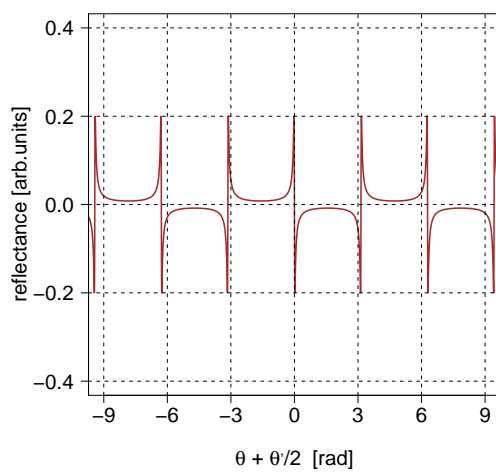


図 4.13: それぞれのフォトディテクタで得られた信号を引いた様子 .



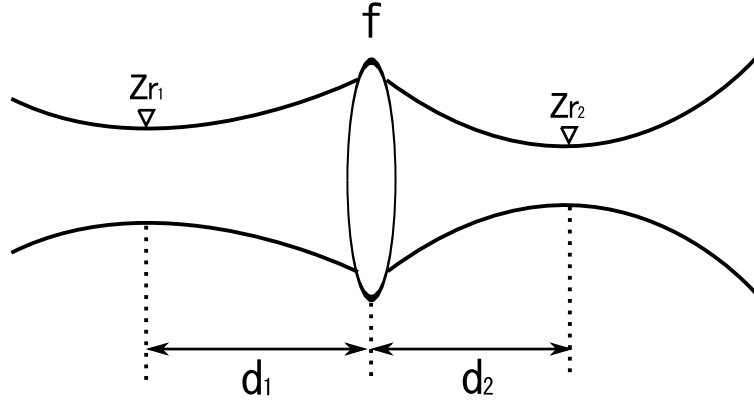


図 4.14: レンズ一枚によるビームの変換 .

### 4.3 モードマッチング

共振器には、それぞれに固有のモードが存在する．そのため共振させるためには、共振器の持つモードと同じモードの光を入射させる必要がある．そこで必要となってくるのがモードマッチングである．モードマッチングとはレンズを用いて、入射光と共振器のモードを合わせる作業である．

#### 4.3.1 レンズによるビームの変換

はじめに、レンズによるビームの変換について考えていく．図 4.14 のようにレンズが一枚置かれているときのビームの変換は、次式で与えられる．

$$\frac{1}{d_1 + iz_{r1}} - \frac{1}{f} = \frac{1}{-d_2 + iz_{r2}} \quad (4.46)$$

この式を  $d_2$  ,  $z_{r2}$  について解くと、

$$d_2 = \frac{z_{r1}^2 - d_1(f - d_1)}{z_{r1}^2 + (f - d_1)^2} f \quad (4.47)$$

$$z_{r2} = \frac{z_{r1} f^2}{z_{r1}^2 + (f - d_1)^2} \quad (4.48)$$

となり、この式から、ウエストサイズとビームウエストが既知であるビームを一枚のレンズで変換したときのウエストサイズとビームウエストが分かる．また、 $d_1$  ,  $d_2$  について解くと、

$$d_1 = f \pm z_{r1} \sqrt{\frac{f^2}{z_{r1} z_{r2}} - 1} \quad (4.49)$$

$$d_2 = f \pm z_{r2} \sqrt{\frac{f^2}{z_{r1} z_{r2}} - 1} \quad (4.50)$$

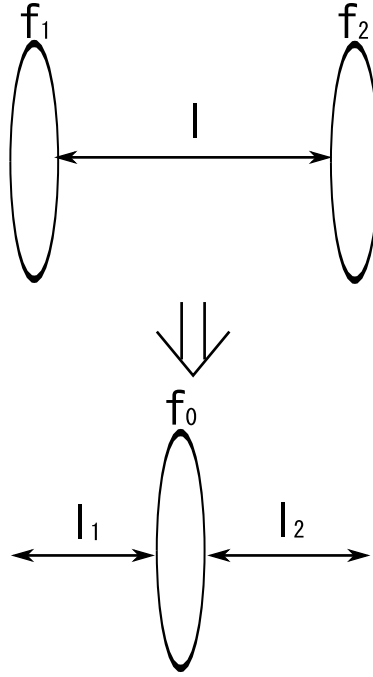


図 4.15: 二枚のレンズを一枚のレンズに変換．

となる．この式によって，二つのモードを結合させるときのレンズの位置を決定することが出来る．

しかし，一枚のレンズでは二つのモードを結合するのに必要な焦点距離のレンズが無い場合があり，二つのモードの結合が困難な場合がある．そのときには二枚のレンズを用いると良い．二枚のレンズは，図 4.15 で示したようなパラメータを用いることによって，一枚のレンズに変換することが出来る．その結果は以下ようになる．

$$l_1 = \frac{f_1 l}{f_1 + f_2 - l} \quad (4.51)$$

$$l_2 = \frac{f_2 l}{f_1 + f_2 - l} \quad (4.52)$$

$$f_0 = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2 - l} \quad (4.53)$$

二枚のレンズによって作りたい焦点距離が決まっているときには，二枚のレンズ間の距離を，

$$l = f_1 + f_2 - \frac{f_1 f_2}{f_0} \quad (4.54)$$

のようにすれば良い．

#### 4.3.2 共振器固有のモード

次に，リング型共振器が持つ固有のモードについて考えていく．リング型共振器では，エンドミラーのみに曲率があり，その他のミラーはフラットであるために共振器のビーム

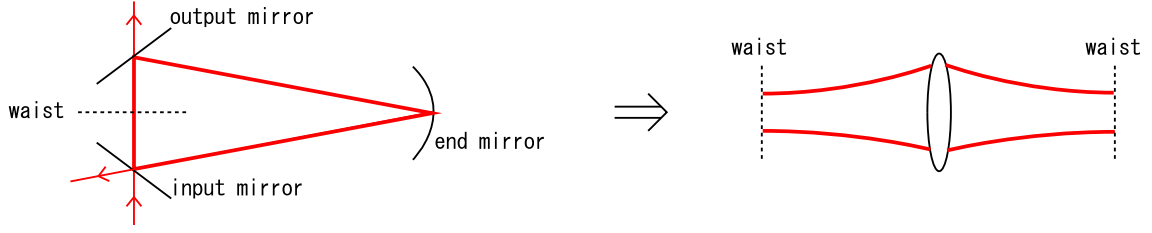


図 4.16: リング型共振器のビームウエストと一枚のレンズによるビームの変換．

ウエストは，入射ミラーと出射ミラーの midpoint に来ることが分かる．また，そのビームウエストから見て光が共振器内を一周するとき一枚のミラーによって変換されるが，ちょうど一周したときには同じウエストサイズになって戻ってくることになる．その様子を一枚のレンズで表すと図 4.16 のようになる．したがって，このリング型共振器固有のモードは，一枚のレンズに変換して考えることが出来る．

共振器一周の長さを  $L$ ，レイリーレンジを  $z_r$ ，エンドミラーの曲率半径を  $R$  と置いて，式 (4.46) に代入して計算すると，

$$z_r = \frac{1}{2} \sqrt{2RL - L^2} \quad (4.55)$$

となる．このように，共振器長とエンドミラーの曲率半径を定めることで，共振器が持つレイリーレンジを決めることが出来る．

### 4.3.3 共振器によるモード整形

次に，共振器から出射される光のモードについて考える．共振器によって，高次モードを除去するのが目的であるので，高次モードが共振してはならない．そこで，基本モード以外に何次のモードが共振する可能性があるかを確かめる方法がある．それは，横軸を  $\cos(t)$  として  $\sin(nt)$  をプロットして，そのグラフと座標  $(1 - L/R, 0)$  との関係を見れば良い [19]．もし，交わっていたり，近かったりしたらそのモードが共振する可能性があると言える．また，次式を用いれば  $n$  次のモードをどれだけ抑えることが出来るかが分かる [20]．

$$S_n = \frac{1}{\left\{ 1 + (2F/\pi)^2 \sin^2 [n \cos^{-1} (1 - L/R)] \right\}^{1/2}} \quad (4.56)$$

なお， $S_n$  は mode suppression ratio と呼ばれる．この式によって計算した値が，小さければ小さいほどそのモードを抑えられていると言うことが出来る．以上のことを  $1 - L/R$  が，0.25, 0.50, 0.75 のときどのようになるかを図 4.17 と表 4.1 に示す．ただし，フィネスは 200 で計算を行っている．これらの図と表を見て分かるように，完全に交わる場所では高次モードが共振することになる．また，図の中で座標  $(1 - L/R, 0)$  に近い高次モードは他のものと比べて抑えられている割合が小さい．

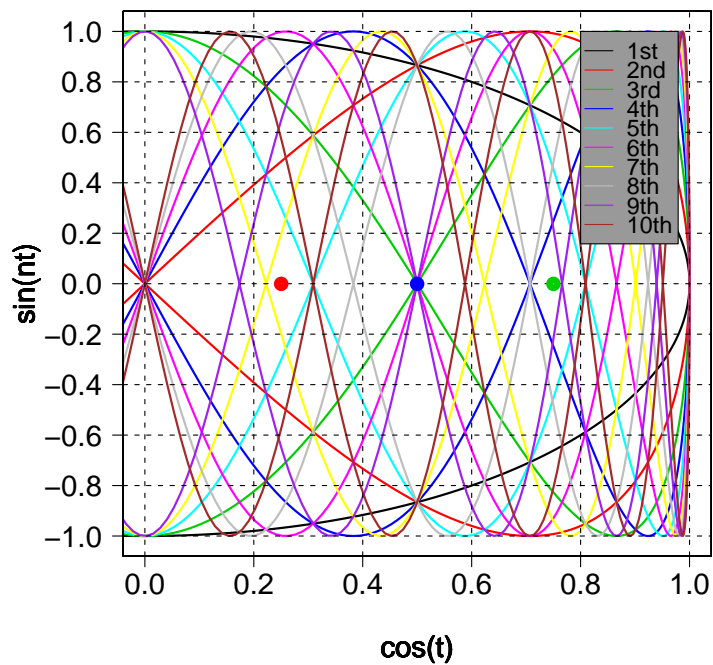


図 4.17: 高次モードの共振の確認． $1 - L/R$  の値が，赤丸:0.25，青丸:0.50，緑丸:0.75．青丸は，三次，六次，九次のモードの線が交わっている．

表 4.1: 高次モードの含まれる割合．

	$1-L/R=0.25$	$1-L/R=0.50$	$1-L/R=0.75$
1st	0.008	0.009	0.012
2nd	0.016	0.009	0.008
3rd	0.011	1.000	0.009
4th	0.009	0.009	0.032
5th	0.026	0.009	0.017
6th	0.008	1.000	0.008
7th	0.040	0.009	0.008
8th	0.009	0.009	0.016
9th	0.012	1.000	0.036
10th	0.014	0.009	0.010

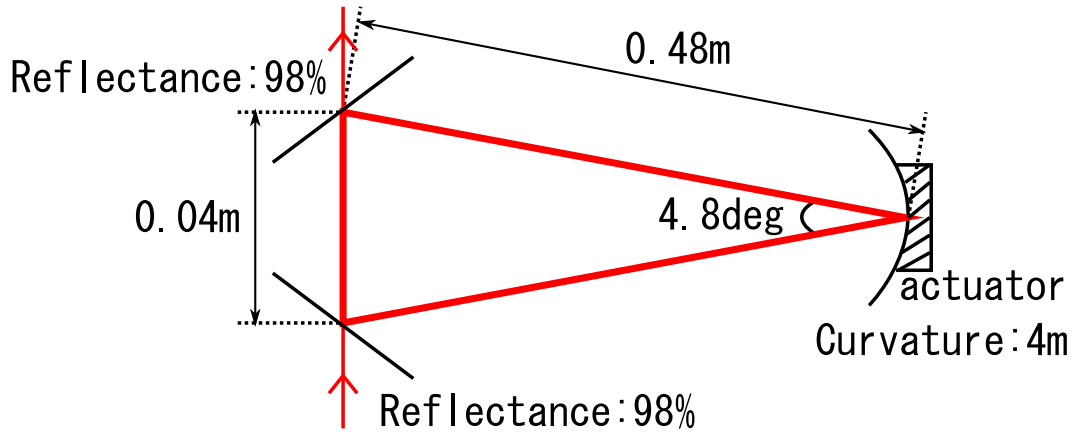


図 4.18: モードクリーナーの設計図．

#### 4.4 モードクリーナーの設計

本研究室では，次世代型重力波検出器の高出力・高安定レーザーの開発を行っているが，そのレーザーの強度分布は，ほぼガウスビームになっているがわずかな歪が存在する [21]．そこで，これまでの議論を参考にして，この歪を取り除くためのモードクリーナーとして，リング型共振器を作製することを試みた．ただし，150 W という高出力のレーザーに用いることを考えているため，高出力の光に対してもミラーが耐え得ることを考えて設計を行う必要がある．これまでに，10 W に対してのモードクリーナーは存在する [22] が，150 W もの高出力に対してのモードクリーナーは存在していない．

設計したモードクリーナーは図 4.18 のようになっている．入射ミラーと出射ミラーの強度反射率は 98 %，エンドミラーの曲率半径は 4 m である．また，このモードクリーナーのフィネス  $F$ ，レイリーレンジ  $z_r$ ，ウエスト半径  $w_0$  を計算すると次のようになる．

$$F = 144.7 \quad (4.57)$$

$$z_r = 1323 \text{ [mm]} \quad (4.58)$$

$$w_0 = 0.669 \text{ [mm]} \quad (4.59)$$

リング型共振器では，ウエスト付近に入射ミラーと出射ミラーがあるのでミラーの耐久性を考えてレーザーはあまり絞ることが出来ないために，比較的大きなウエスト半径になっている．このときの入射ミラーと出射ミラー上でのレーザーのパワー密度は，150 W のレーザーを入射したとすると， $0.982 \text{ MW/cm}^2$  と計算出来る．ミラーが耐え得るパワー密度は， $1 \text{ MW/cm}^2$  と言われているので，この値を考慮して設計を行った．

また，この設計での mode suppression ratio は表 4.2 のようになっている，十分に高次モードを抑えることが出来ると言える．なお，モードクリーナーとして四角形のリング型共振器も考えられるが，それについては付録 B に示す．

表 4.2: モードクリーナー後の高次モードの含まれる割合の設計値 .

	1-L/R=0.75
1st	0.016
2nd	0.011
3rd	0.013
4th	0.044
5th	0.024
6th	0.012
7th	0.012
8th	0.023
9th	0.049
10th	0.013

#### 4.5 モードクリーナーのためのアクチュエータ

モードクリーナーに用いるためにアクチュエータに少し変化を加えた．アクチュエータはエンドミラーに用いられているため高反射率のミラーがついているが，150 W のレーザーに用いることを考えた場合，例え 0.1 % しか透過しないとしても，150 mW の光が透過することになる．この光が直接磁石やエラストマーに当たった場合，不具合が出ると予想される．そこで，穴あき磁石を用いることに加えて，エラストマーの中心に穴を開けた．また，コアにも穴あきのものを用いて光が透過するようにした．このようにしたアクチュエータを図 4.19 のようにして，土台の上に固定した．実際の写真を図 4.20 に示す．

このように固定したアクチュエータを再びマイケルソン干渉計で周波数応答関数を測定した．その結果を図 4.21 に示す．アクチュエータの構造は少し変化した，変化前とほぼ変わらない応答関数を得た．

また，共振器長を変えるためにアクチュエータを動かすときに，このアクチュエータにヒステリシスがあるかどうかを測定した．その測定結果を図 4.22 に示す．これは，アクチュエータを 0.1 Hz で動かしたときの結果である．このアクチュエータには，ヒステリシスが存在しており，おおよそ二次関数でフィッティング出来ることが分かった．また，0.1 Hz , 0.01 Hz , 0.001 Hz の sin 波でアクチュエータを動かしたときのヒステリシスを図 4.23 に示す．低周波の方が，伸張量が大きくなっている．

このような特性を持つアクチュエータを用いて作製したモードクリーナーは，図 4.24 のようになっている．

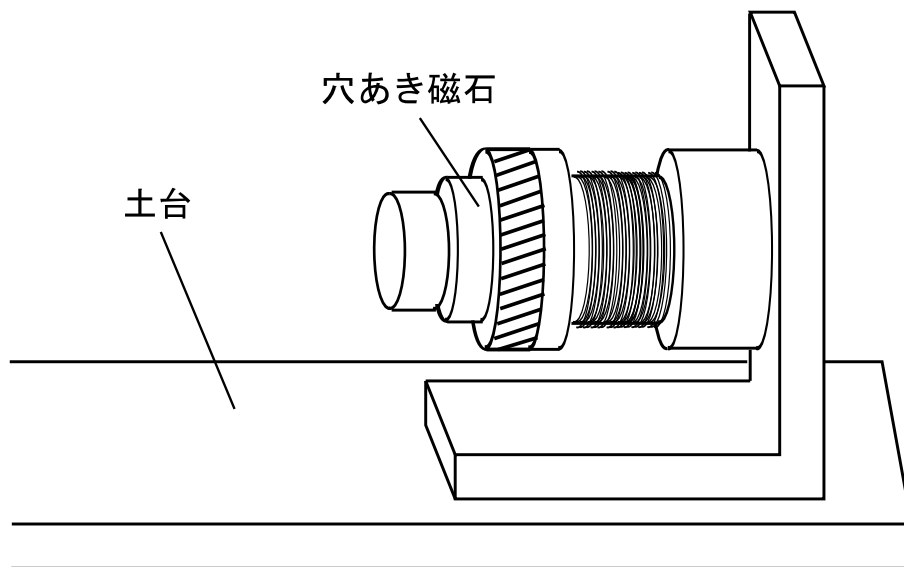


図 4.19: アクチュエータの固定方法．左側に入射ミラーと出射ミラーが土台に固定してある．

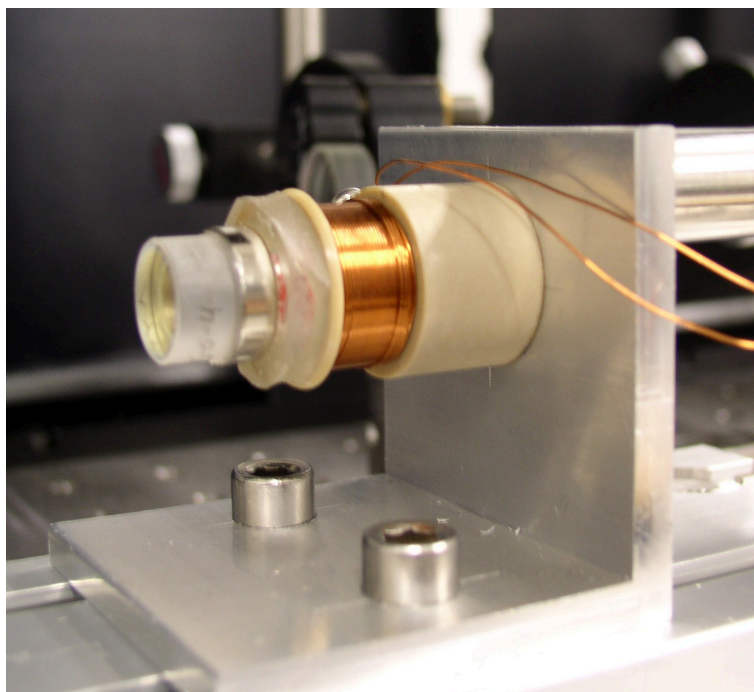


図 4.20: モードクリーナーのためのアクチュエータ．

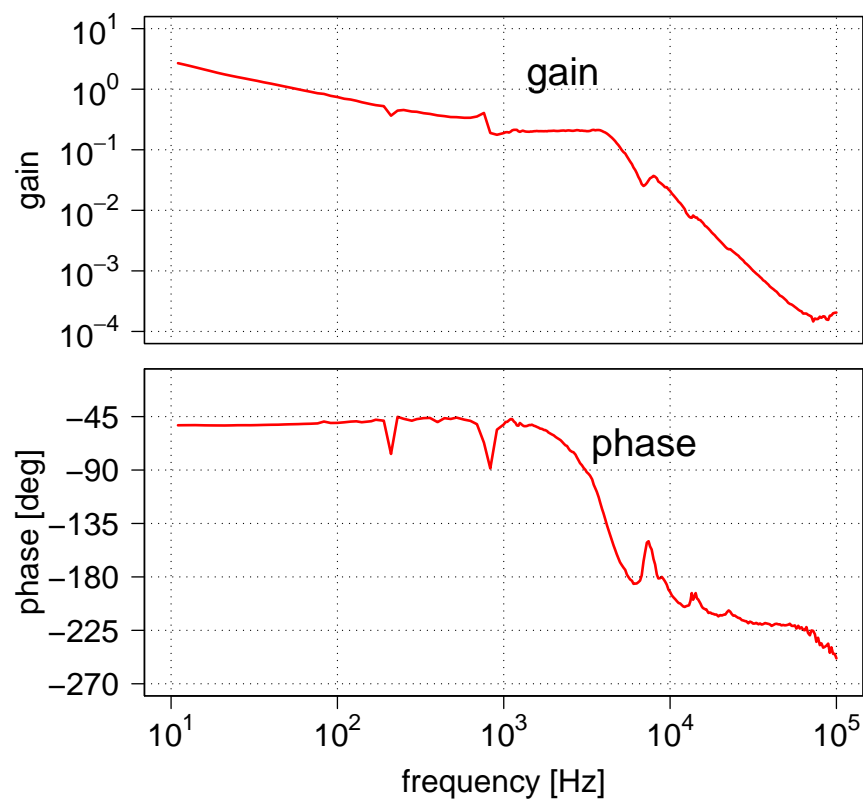


図 4.21: アクチュエータの周波数応答関数．構造を変える前とほぼ変わっていない．



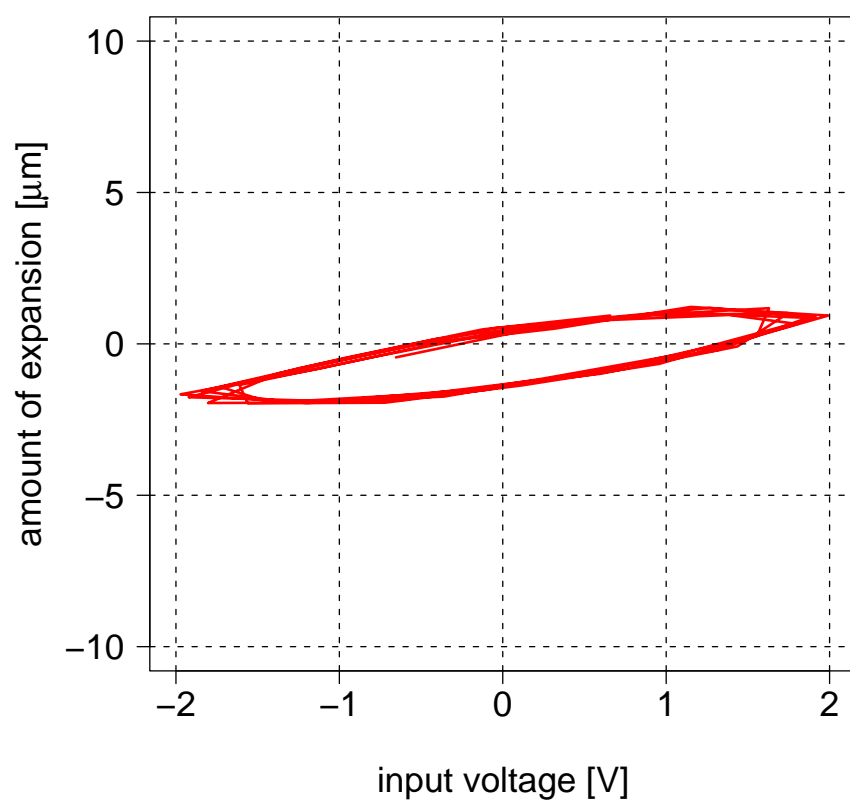


図 4.22: アクチュエータを 0.1 Hz の三角波で動かしたときのヒステリシス .

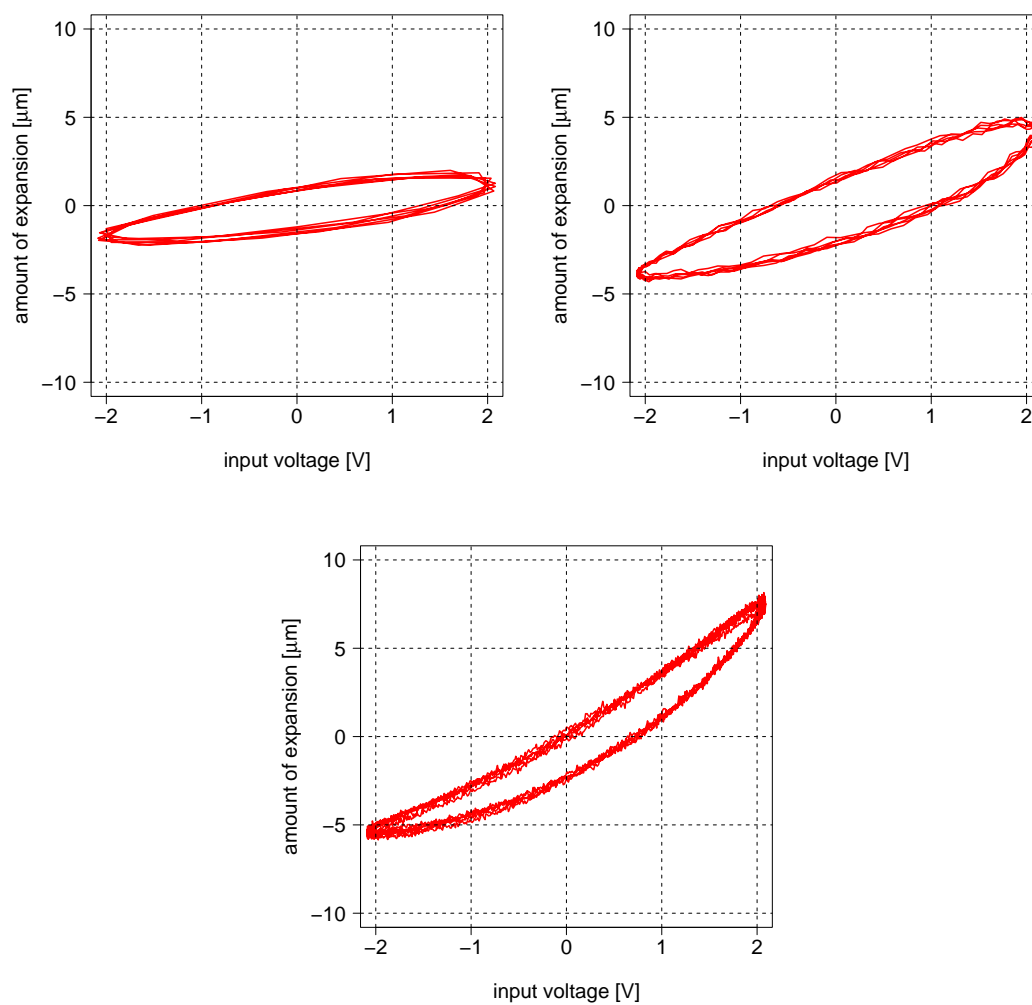


図 4.23: アクチュエータを 0.1 Hz , 0.01 Hz , 0.001 Hz の sin 波で動かしたときのヒステリシス . 左上:0.1 Hz , 右上:0.01Hz , 下:0.001Hz .



図 4.24: モードクリーナー .

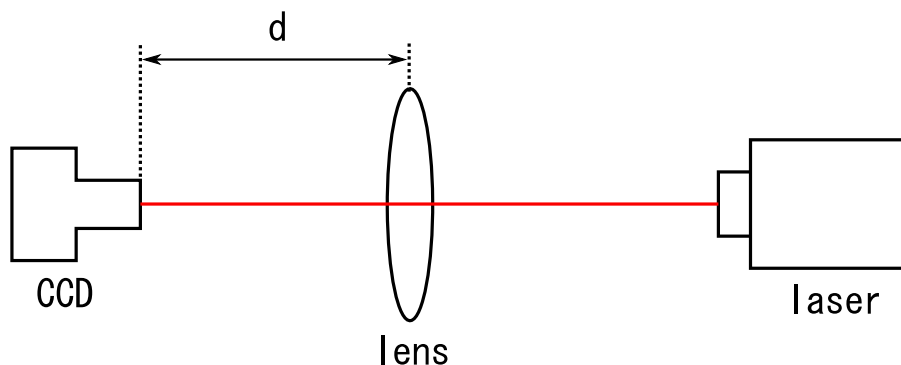


図 4.25: レーザーのビーム径の測定．レンズで一度絞ってからビーム径を測定した．

## 4.6 作製したモードクリーナーの性能

### 4.6.1 ビーム径の測定

モードクリーナーの評価を行うために，出力 100 mW，波長 1064 nm の Nd:YAG レーザーを用いた．まず，モードクリーナーのモードとレーザーのモードを合わせる作業を行う必要がある．そのために，Spiricon 社の PC Laser Beam Analyzer を用いてレーザーのビーム径の測定を行った．測定は，図 4.25 のようにレンズで一度絞ってからのビーム径をレンズと CCD の間の距離  $d$  を変えて行い，その結果からレーザーのビーム径を計算した．測定結果を図 4.26 に示す．横方向と縦方向のビーム径は少し異なっている．また，レンズの距離に対してビーム断面の強度分布を見ると，図 4.27 のようになっている．ビームが広がるときれいな円ではなくなっている．

この測定結果からレーザーのレイリーレンジは 31.5 mm，ウエストサイズは 0.103 mm となり，ウエスト位置はレーザーの出射口から 52.5 mm のところとなることが分かった．ただし，レイリーレンジとウエストサイズは横方向と縦方向の値の相乗平均，ウエスト位置は相加平均で求めている．これらの値を用いてモードマッチングを行った．

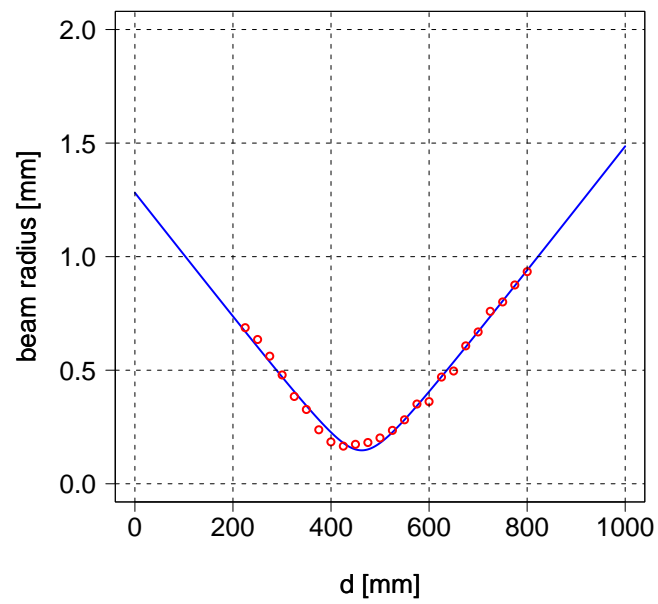
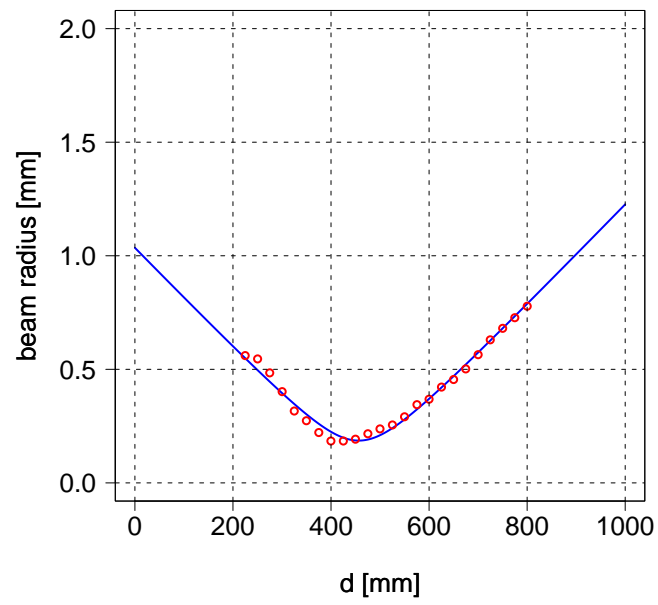


図 4.26: ビーム径の測定とフィッティング結果．赤丸:測定結果，青線:フィッティング結果．  
上:横方向，下:縦方向．

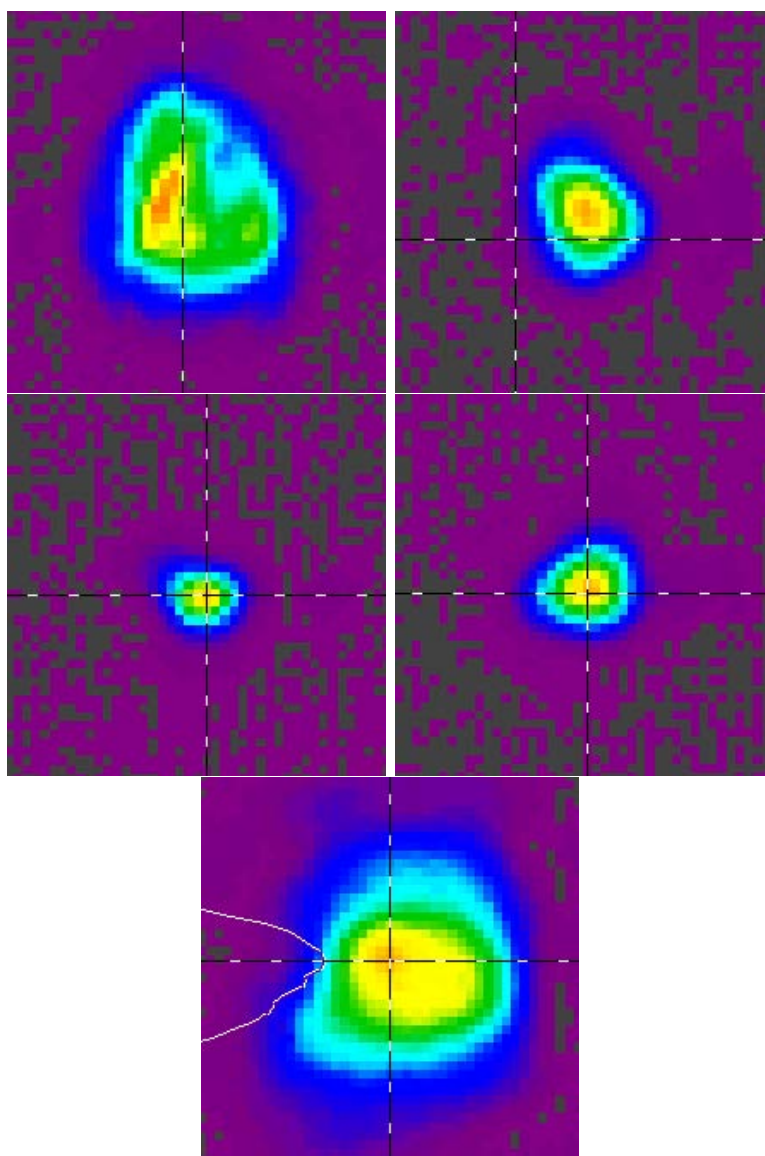


図 4.27: ビーム断面の強度分布．ビームが広がるとき綺麗な円形ではない．レンズからの距離が，上段左:225 mm，上段右:350 mm，中段左:425 mm，中段右:550 mm，下段:800 mm．

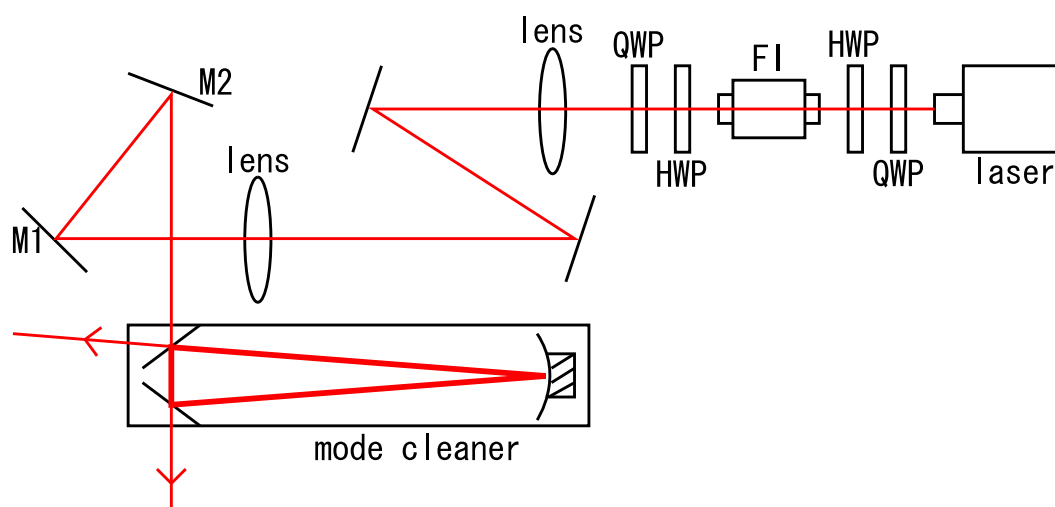


図 4.28: モードマッチングのための光学系．QWP:1/4 波長板，HWP:1/2 波長板，FI:ファラデー・アイソレータ．

#### 4.6.2 モードマッチング

図 4.28 で示されるような光学系を組み，レーザーのモードと共振器のモードを合わせる作業を行った．アライメントを取るにはミラー M1 とミラー M2 を用いている．レンズはレールの上に乗っており，位置を変えることが出来る．この光学系の写真を図 4.29 に示す．

この光学系で，モードマッチングを行い，リング型共振器の性質を利用して，基本モードが透過する点にロックをかけた．そのときの透過光の様子を図 4.30 に示す．透過前では，ビーム径が広がると強度分布が汚くなっていたが，透過後にはきれいになっていることを確認出来た．

#### 4.6.3 制御帯域の測定

このシステムにおいて，作製したアクチュエータによってどれほどの制御帯域が取れるかを測定した．測定したオープンループ伝達関数を図 4.31 に示す．モードクリーナーの制御においても広帯域に制御出来ることを確認した．

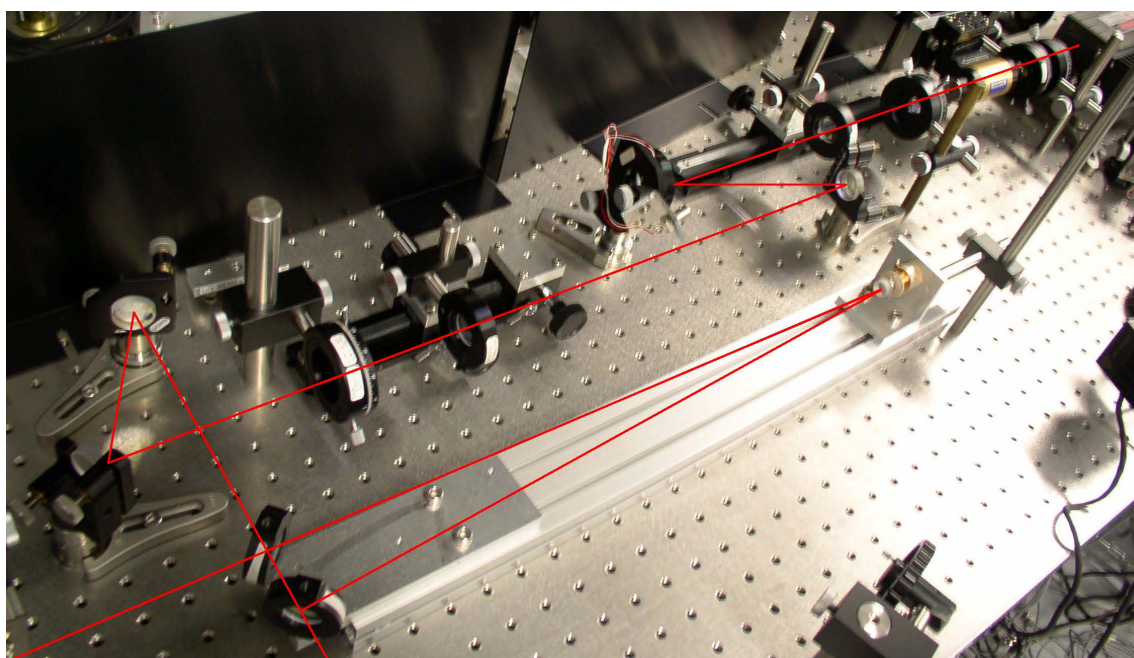


図 4.29: モードマッチングのための光学系．赤線は光路を表している．



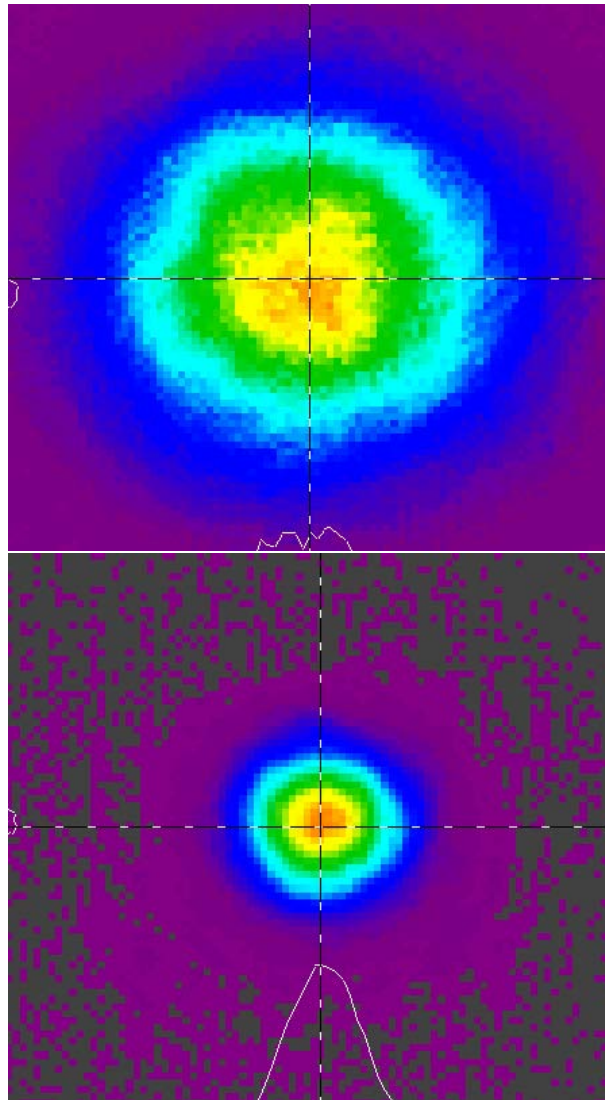


図 4.30: モードクリーナー透過後のビーム断面の強度分布．下の断面は，レンズ透過後．

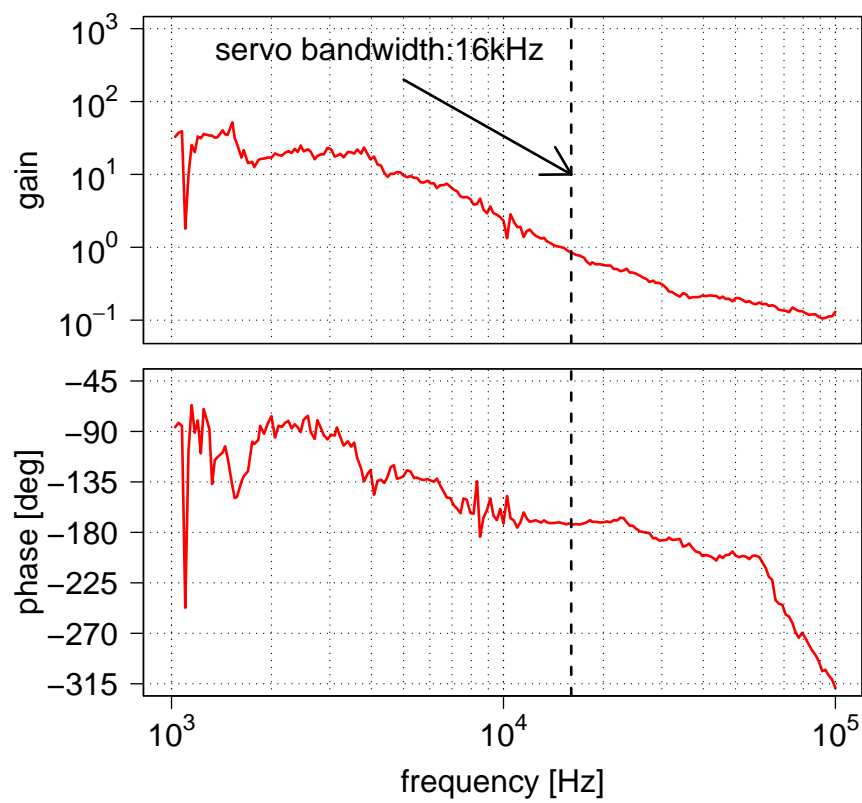


図 4.31: モードクリーナー制御のオープンループ伝達関数．制御帯域は，16 kHz．

## 第5章 まとめ

本研究では，広帯域制御のためのフォトメカニカルアクチュエータを作製し，その応用として，位相雑音補償とモードクリーナーの共振器長制御を試みた．まず，作製したアクチュエータについてまとめると，

- 作りやすさを考えて，シンプルな構造のものを作製した．
- $1\mu\text{m}$  を超える大きなダイナミックレンジを持ち，高速に駆動することが出来た．
- 動かす際に大きな角度揺れは存在せず，長期駆動も達成出来た．
- 安定した広帯域制御を達成出来た．

以上のことを考えると，光学の応用にとても有用なアクチュエータを作製出来たと言える．安定性も評価し，この先，この形のアクチュエータを応用しようとするときの指標とも言えるデータを取得出来た．

次に，作製したアクチュエータを利用した制御についてまとめると，

- 干渉計の位相を制御することで，位相雑音を補償出来ることを確認した．
- モードクリーナーの共振器長を広帯域に制御出来た．

以上のように，作製したアクチュエータは，実際の制御に応用出来ることが分かった．用いる制御によって，アクチュエータの構造を少し変える必要が出てくる場合もあるが，その応用に合わせて，本アクチュエータは作り変えることが出来る．そのため，多くの光学的应用にこのアクチュエータは，利用可能であると思われる．

## 付 録 A    フィードバック制御

本実験において，干渉計の制御も共振器長の制御もフィードバック制御を行っている [23]．ここでは，フィードバック制御について説明する．

### A.1    フィードバック制御の伝達特性

フィードバックとは，あるシステムの出力を入力側に戻す操作のことである．動的なシステムにおいて，このフィードバック技術が使われ，制御が行われる．ここで，図 A.1 のような信号の媒体を考慮したシステムを考える．ここで考える信号の媒体は，光と電気である．入力信号と出力信号をそれぞれ  $X_{\text{in}}$  と  $X_{\text{out}}$ ，フィードバックの伝達関数を  $h$  と置き，周波数  $f$  に対する応答を考えると，

$$X_{\text{out}}(f) = \frac{1}{1 + h(f)} X_{\text{in}}(f) \quad (\text{A.1})$$

となる．ここで，光信号を受け取り電気信号に変換する役割を持つのがディテクタであり，その電気信号の情報を反映させる役割を持つのがアクチュエータである．本実験では，このアクチュエータ部分の研究を行っている．

式 (A.1) を見て分かるように，フィードバックの伝達関数  $h$  を大きくすれば出力信号を小さく出来る．本実験の位相雑音補償では，この原理で雑音を低減させている．

### A.2    フィードバック制御の安定性

前節で見たように  $h$  を大きくすれば出力信号を小さく出来るが，自由に大きく出来るというわけではない．フィードバック制御を行う場合，正しく設計されていないと正常に動作しない． $|1 + h(f)| = 0$  となるときに発振が生じてしまうのである．発振させずに安定

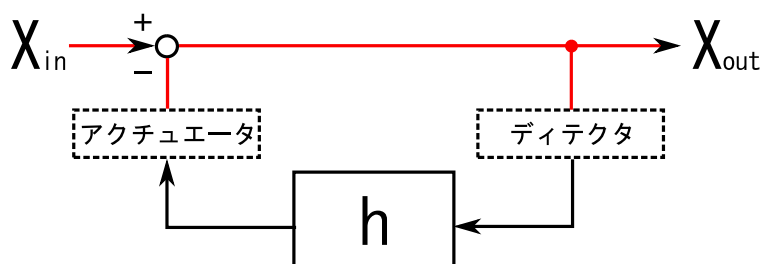


図 A.1: フィードバック制御システム．赤:光信号，黒:電気信号．

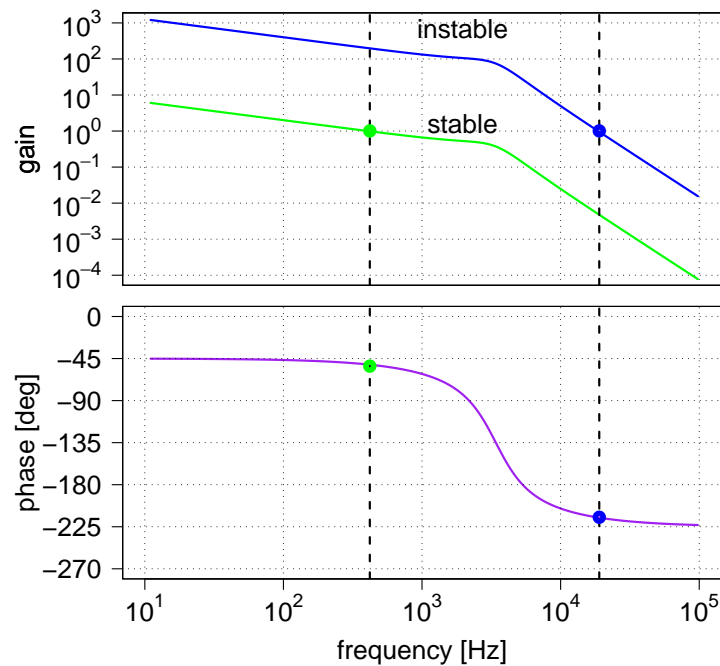


図 A.2: 安定判別の例 1 . 青:不安定 , 緑:安定 .

に制御をするために、発振するかどうかをボーデ線図を用いて判断する方法がある。

ボーデ線図とは、伝達関数をグラフで示すときの書き方の 1 つである。伝達関数を  $H(f)$  と置いたとすると、横軸に周波数を取り、各周波数に対して  $\log |H(f)|$  と  $\arg H(f)$  をプロットして、伝達関数を表す。

ボーデ線図を書くと、オープンループ伝達関数  $h(f)$  の利得が 1 となる周波数である単位利得周波数とそのときの位相が分かる。安定かどうかを判断するには、単位利得周波数での位相が  $\pi$  より遅れていないかどうかを見ればよい。

図 A.2 に安定判別の例を示す。この図は適当なオープンループ伝達関数をボーデ線図で表したものである。この図は、2 種類の伝達関数を表していて、2 つとも同じ位相であるが、利得が定数倍異なっているものである。ここでは、利得が大きい方が不安定となっている。一般的に利得を大きくしすぎると制御は不安定になる。したがって、利得を大きくしたい場合、バランスを考える必要がある。

ここで、安定判別の例として、本実験で行ったアクチュエータの特性評価のためのマイケルソン干渉計制御の場合についても考えてみる。図 2.18 で表されるようなオープンループ伝達関数となっている。単位利得周波数では位相を戻し、安定に制御を行っているが、図 A.3 を見て分かるように、この利得よりも大きくしても小さくしても発振が起こる。このように、大切なのは単位利得周波数での位相であり、そのことを考慮して回路を作成する必要がある。

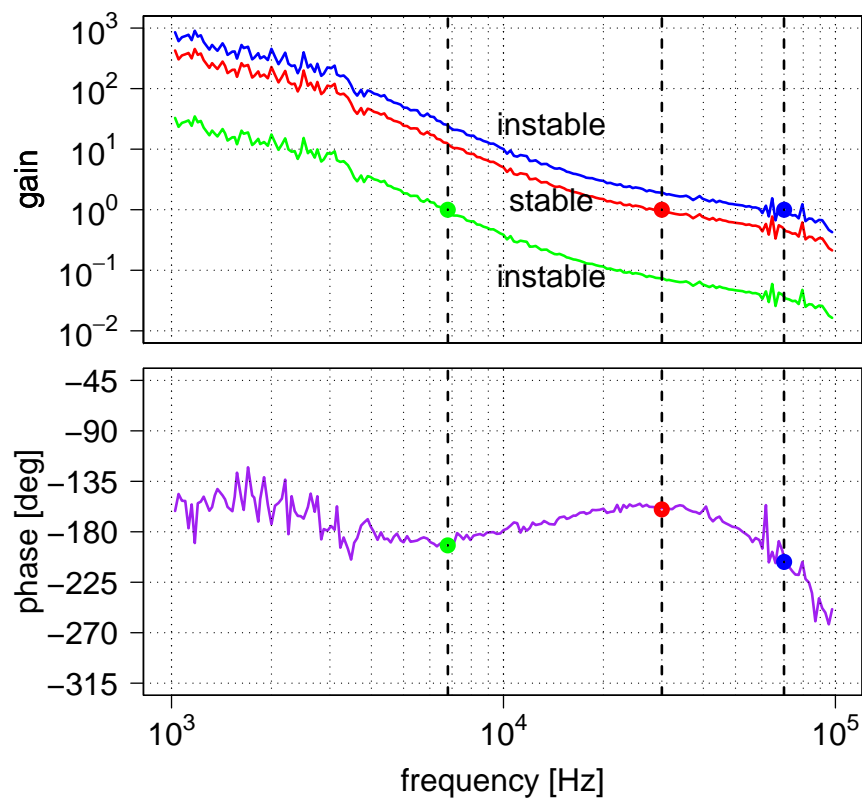


図 A.3: 安定判別の例 2 . 赤線が測定値を表し，定数倍して青線，緑線のようにすると発振してしまう .

## 付 録 B 四角形のリング型共振器

本論文では，三角形のリング型共振器について議論してきたが，モードクリーナーとして図 B.1 で示されるような四角形の形をしている共振器（bow-tie 型共振器）も考えられる [24]．これは，4 枚の凹面ミラーで構成されているが，全てのミラー間の距離が等しいと近似すれば，凹面ミラー一枚で構成される三角形のリング型共振器と同じように共振器固有のモードを求めることが出来る．

この形の共振器の利点としては，同じスペースでリング型共振器より共振器長を長く取れることや，ビームウエストがそれぞれのミラーの midpoint に来るためにミラー上でのレーザーのパワー密度を抑えることが出来るために，高出力レーザーに対してもフィネスを大きく取れることが上げられる．例えば，図 B.1 のように設計したとすると，このモードクリーナーのフィネス  $F$ ，レイリーレンジ  $z_r$ ，ウエスト半径  $w_0$  を計算すると次のようになる．

$$F = 240.6 \quad (\text{B.1})$$

$$z_r = 0.021 \text{ [mm]} \quad (\text{B.2})$$

$$w_0 = 0.085 \text{ [mm]} \quad (\text{B.3})$$

このとき，ミラー上でのウエスト半径は  $w = 0.987 \text{ mm}$  となっており，150 W のレーザーを入射したとしてもミラー上のパワー密度は  $0.750 \text{ MW/cm}^2$  に抑えることが出来る．また，この設計での mode suppression ratio は表 B.1 のようになっているいて，三角形のリング型共振器よりも小さくなっていることが分かる．

しかし，この形の共振器では，本実験で使用した偏光を利用した制御法は使えない．そのため，高周波位相変調を用いた Pound-Drever-Hall 法などの利用を考えないといけない [25]．この場合，高出力光用の RF で動作する EOM が必要となる．いずれにしろ，ロックすることが出来るのならば，この形の共振器のほうがフィネスが大きく取れるために，高出力レーザーに対してのモードクリーナーとして適しているのではないと思われる．

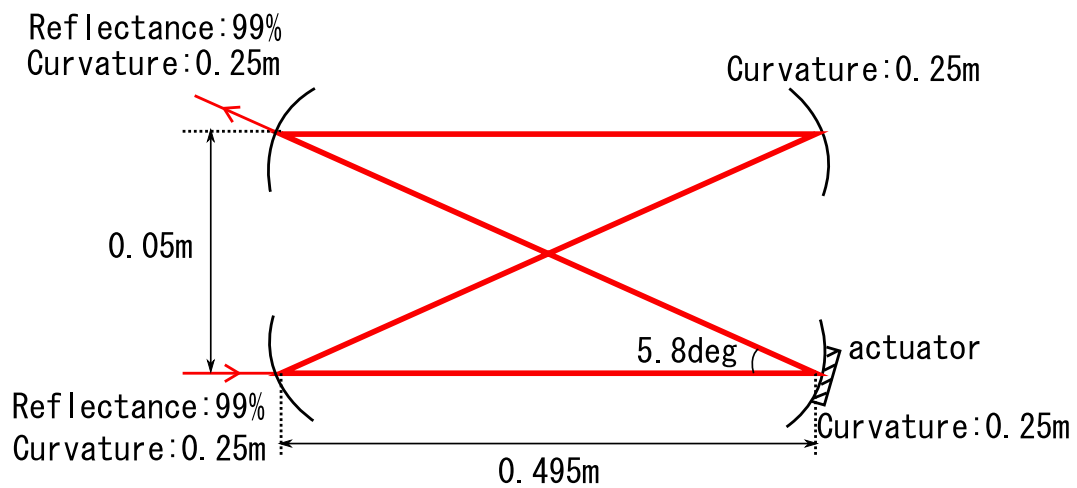


図 B.1: bow-tie 型共振器． $\theta$  は小さいために，全てのミラー間の距離が等しいと近似出来る．

表 B.1: bow-tie 型モードクリーナー後の高次モードの含まれる割合の設計値．

	$1-L/R=-0.985$
1st	0.038
2nd	0.019
3rd	0.013
4th	0.010
5th	0.009
6th	0.008
7th	0.007
8th	0.007
9th	0.007
10th	0.007



## 謝辞

本研究を進めるにあたり研究室の皆さんをはじめ、多くの方々に助けてもらいました。この場をお借りしまして、感謝の気持ちを述べたいと思います。

指導教員である三尾典克准教授には、多くのことを教えてもらいました。私の質問に対し、やさしくかつ的確に答えて下さいました。実験において分からないことも多く、様々な助言を頂きました。学部時代から数えると3年間、本当にお世話になりました。この3年間の振り返ってみて、3年前、私が三尾研究室に行くことと決断したことが、間違っていないと断言出来ます。それも先生のご指導のおかげです。本当にありがとうございました。

助教の森脇成典氏には、アクチュエータを作る際に多大なご尽力を頂きました。工作室での多くの作業を手伝ってもらいました。旋盤の使い方が分からない私に、一から教えて下さいました。また、アクチュエータの構成を考える際にも助言を頂きました。これらの協力のおかげで、アクチュエータが完成したのだと思います。本当にありがとうございました。

博士1年の大前宣昭氏には、多くの助言を頂きました。本研究を進めることが出来たのは、氏のおかげであるといっても過言ではありません。研究が行き詰っているときに、して頂いた助言は、大きな助けになりました。私の理解力の無さ、勉強不足で、氏をいらさせてしまうことがあったと思いますが、それでも多くのアドバイスをして下さいました。本当にありがとうございました。これからも三尾研の大黒柱として、この研究室を支えていってくださることと思います。

修士2年の森匠氏には、多くの迷惑をかけたと思います。同期としてこの研究室に入ってから3年間、コンピュータ関連の仕事をはじめ、多くのことを任せっきりにしてきてしまったと思います。その中で、熱心に研究に取り組み、知識量がますます増えていく姿を見て、刺激を受けていました。氏のおかげで、私の研究生生活が成り立っていたのだと思います。本当にありがとうございました。博士課程に進むということなので、これからも三尾研の主軸として、この研究室を引っ張っていってくださることと思います。

修士1年の荻窪徳氏には、いろいろと迷惑をかけてしまいました。その中でも飲み会の幹事を引き受けてくれたのは、とても助かりました。また、質問をしてくれたときに上手く答えられなくて申し訳ない気持ちでいっぱいです。しかし、どんなときでも丁寧に聞いてくれました。本当にありがとうございました。

修士1年の徳田祐太郎氏には、モードクリーナーの共振器長制御の実験を行う際に大変迷惑をかけてしまいました。私の実験のために、氏の実験スペースを空けてくれました。いきなり言ったのにもかかわらず、素早く実験を行って、すぐに場所を提供してくれました。モードクリーナーの実験で結果が出たのは、氏のおかげです。本当にありがとうございました。

学部4年の野中理は、宇宙線研で実験を行っていましたが、真剣に研究に取り組み結果を出していく姿を見て、刺激を受けていました。本当にありがとうございました。

学部4年の米田淳氏は、同じ実験室を使っている時期があり、多くの迷惑をかけてしまったと思います。その時期に実験が進められたのも氏のおかげだと思います。本当にありがとうございました。

これらの方々の他にも、多くの方々にお世話になりました。あらゆる面で、私の研究生生活を支えてくれた家族には、本当に感謝しています。また、様々な友人にもお世話になりました。その中でも、学生生活最後の一年を有意義に過ごすことが出来たのは、中学生のソフトテニスのコーチという楽しい仕事を紹介してくれた高校時代の友人のおかげだと思います。この楽しい時間があるからこそ、研究が行えてこれたのだと思います。本当にありがとうございました。

最後になりますが、柏という素晴らしい環境で研究を行えた事に感謝したいと思います。私に携わってくれた皆さん、本当にありがとうございました。

## 参考文献

- [1] K. Takeno, T. Ozeki, S. Moriwaki, and N. Mio: *100W, single-frequency operation of an injection-locked Nd:YAG laser*, Opt. Lett. **30**, 2110 (2005)
- [2] M. Oka, L. Y. Liu, W. Wiechmann, N. Eguchi, and S. Kubota: *All Solid-State Continuous-Wave Frequency-Quadrupled Nd:YAG Laser*, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **1**, 859 (1995)
- [3] D. J. Jones, E. O. Potma, J. Cheng, B. Burfeindt, Y. Pang, J. Ye, and X. S. Xie: *Synchronization of two passively mode-locked, picosecond lasers within 20fs for coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy*, Rev. Sci. Instrum. **73**, 2843 (2002)
- [4] G. Heinzl, J. Mizuno, R. Schilling, W. Winkler, A. Rüdiger, and K. Danzmann: *An experimental demonstration of resonant sideband extraction for laser-interferometric gravitational wave detectors*, Phys. Lett. A **217**, 305 (1996)
- [5] R. K. Shelton, S. M. Foreman, L. Ma, J. L. Hall, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, M. Notcutt, and J. Ye: *Subfemtosecond timing jitter between two independent, actively synchronized, mode-locked lasers*, Opt. Lett. **27**, 312 (2002)
- [6] D. Golla, I. Freitag, H. Zellmer, W. Schöne, I. Kröpke, and H. Welling: *15 W single-frequency operation of a cw, diode laser-pumped Nd:YAG ring laser*, Opt. Commun. **98**, 86 (1993)
- [7] <http://www.keystone-intl.co.jp/products/piezo/note/index.html>
- [8] <http://www.ric.titech.ac.jp/saneken/actuater.htm>
- [9] <http://www.realize-se.co.jp/items/bt/112/4/index.html>
- [10] K. Minami, S. Kawamura, and M. Esashi: *Fabrication of Distributed Electrostatic Micro Actuator (DEMA)*, J. Microelectromechanical Systems **2**, 121 (1993)
- [11] T. Südmeyer, Y. Imai, H. Masuda, N. Eguchi, M. Saito, and S. Kubota: *Efficient 2<sup>nd</sup> and 4<sup>th</sup> harmonic generation of a single-frequency, continuous-wave fiber amplifier*, Opt. Express **16**, 1546 (2008)
- [12] N. Eguchi and M. Oka: *LASER LIGHT BEAM GENERATING APPARATUS USING AN ELECTROMAGNETIC ACTUATOR FOR REFLECTOR POSITIONING*, U.S. Patent 5418810 (1995)

- [13] S. T. Yang, Y. Imai, M. Oka, N. Eguchi, and S. Kubota: *Frequency-stabilized, 10-W continuous-wave, laser-diode end-pumped, injection-locked Nd:YAG laser*, Opt. Lett. **21**, 1676 (1996)
- [14] 鍛島麻理子: レーザー干渉計による揺動散逸定理を応用したゴム粘弾性の精密測定, 東京大学大学院工学系研究科物理工学専攻, 博士論文 (2003)
- [15] G. R. Strobl 著 深尾浩次, 宮本嘉久, 林久夫 訳: 高分子の物理 -構造と物性を理解するために-, シュプリンガー・フェアラーク東京 (1998)
- [16] W. Koechner and D. K. Rice: *Effect of birefringence on the performance of linearly polarized YAG:Nd lasers*, IEEE Journal Quantum Electronics, **QE-6**, 557 (1970)
- [17] R. Hua, S. Wada, and H. Tashiro: *Analytical method for design a TEM<sub>00</sub> mode resonator of a dual-rod Nd:YAG laser with full birefringence compensation*, Optics Communications **232**, 333 (2004)
- [18] 竹野耕平: 重力波検出のための高出力・高安定レーザーの開発, 東京大学大学院新領域創成科学研究科物質系専攻, 修士論文 (2003)
- [19] A. Rüdiger, R. Schilling, L. Schnupp, W. Winkler, H. Billing, and K. Maischberger: *A mode selector to suppress fluctuations in laser beam geometry*, Optica Acta **28**, 641 (1981)
- [20] A. Araya, N. Mio, K. Tsubono, K. Suehiro, S. Telada, M. Ohashi, and M. Fujimoto: *Optical mode cleaner with suspended mirrors*, Appl. Opt. **36**, 1446 (1997)
- [21] <http://hagi.k.u-tokyo.ac.jp/~mio/sotsuron/H20/sotsuron-h20.html>
- [22] B. Willke, N. Uehara, E. K. Gustafson, and R. L. Byer: *Spatial and temporal filtering of a 10-W Nd:YAG laser with a Fabry-Perot ring-cavity premode cleaner*, Opt. Lett. **23**, 1704 (1998)
- [23] 安藤繁: 電子回路 -基礎からシステムまで-, 培風館 (1995)
- [24] K. D. Skeldon, K. A. Strain, A. I. Grant, and J. Hough: *Test of an 18-m-long suspended modecleaner cavity*, Rev. Sci. Instrum. **67**, 2443 (1996)
- [25] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward: *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator*, Appl. Phys. B **31**, 97 (1983)