

第5章 高出力光用EOMの評価

5.1 EOMによる位相変調の原理

ここでは、非等方性結晶に外部電場をかけた際に起こるポッケルス効果を利用したEOMの位相変調について考える。

5.1.1 結晶中の電磁波の伝播

結晶に外部電場 \mathbf{E} を加えると、結晶内部に分極 \mathbf{P} を生じる。一般に、分極 \mathbf{P} の方向は \mathbf{E} に一致しない。 \mathbf{P} および \mathbf{D} を、

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E} \quad (5.1)$$

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \epsilon_0 (1 + \chi^{(1)}) \mathbf{E} = \epsilon \mathbf{E} \quad (5.2)$$

と表したとき、 $\chi^{(1)}$ を1次電気感受率テンソル、 ϵ を誘電率テンソルという。主軸をとると、

$$\begin{pmatrix} D_1 \\ D_2 \\ D_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_0(1 + \chi_1) & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_0(1 + \chi_2) & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_0(1 + \chi_3) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

と表せ、このときの $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ によって、表5.1のように結晶が分類される。このとき、一軸性結晶および二軸性結晶が非等方性結晶に分類される。

表 5.1: 結晶の分類

誘電率テンソル	結晶	晶系
$\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3$	等方性結晶	立方晶
$\epsilon_1 = \epsilon_2 \neq \epsilon_3$	一軸性結晶	六方晶, 三方晶, 正方晶
$\epsilon_1 \neq \epsilon_2 \neq \epsilon_3$	二軸性結晶	斜方晶, 単斜晶, 三斜晶

式(5.3)のような誘電率テンソルをもつ結晶は回転楕円体

$$\epsilon_1 x^2 + \epsilon_2 y^2 + \epsilon_3 z^2 = 1 \quad (5.4)$$

で表記される。これを屈折率で表記すると、

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1 \quad (5.5)$$

となり、これはフレネルの屈折率楕円体と呼ばれる²⁶⁾。

5.1.2 ポッケルス効果

光学結晶に外部電場をかけると、屈折率楕円体が歪み、

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} + 2\frac{xy}{n_4^2} + 2\frac{yz}{n_5^2} + 2\frac{zx}{n_6^2} = 1 \quad (5.6)$$

となる。ここで、下付き添え字は、 $1 = x$, $2 = y$, $3 = z$, $1 = 11$, $2 = 22$, $3 = 33$, $4 = 12 = 21$, $5 = 23 = 32$, $6 = 31 = 13$ である。このときの屈折率楕円体の係数の変化量は、外部電場が十分小さいとき、

$$\Delta\left(\frac{1}{n_i^2}\right) = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j \quad (5.7)$$

と表すことができ、この屈折率変化をポッケルス効果（1次の電気光学効果）といい、 r_{ij} を1次の電気光学テンソルという。本論文で用いたLiNbO₃（一軸性結晶）の場合の1次の電気光学テンソルは、

$$\begin{pmatrix} 0 & r_{12} & r_{13} \\ 0 & -r_{12} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ r_{61} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

となる。また、屈折率楕円体は、

$$\begin{aligned} \frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + (-r_{12}E_y + r_{13}E_z)x^2 + (r_{22}E_y + r_{13}E_z)y^2 + r_{33}E_z z^2 \\ + 2r_{42}E_3xy + 2r_{42}E_1yz - 2r_{22}E_1zx = 1 \end{aligned} \quad (5.9)$$

となる。

5.1.3 EOMによる位相変調の原理

図5.1のような配置を考える。入射光の偏光が z 軸に平行な直線偏光であるとする、この光に対する屈折率 n_z は式(5.9)より、

$$\frac{1}{n_z^2} = \frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_z \quad (5.10)$$

となる。よって屈折率変化は、

$$\begin{aligned} \Delta n &= n_z - n_e \\ &= n_e \left(1 + n_e^2 r_{33} E_z\right)^{-\frac{1}{2}} - n_e \\ &\sim -\frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_z \end{aligned} \quad (5.11)$$

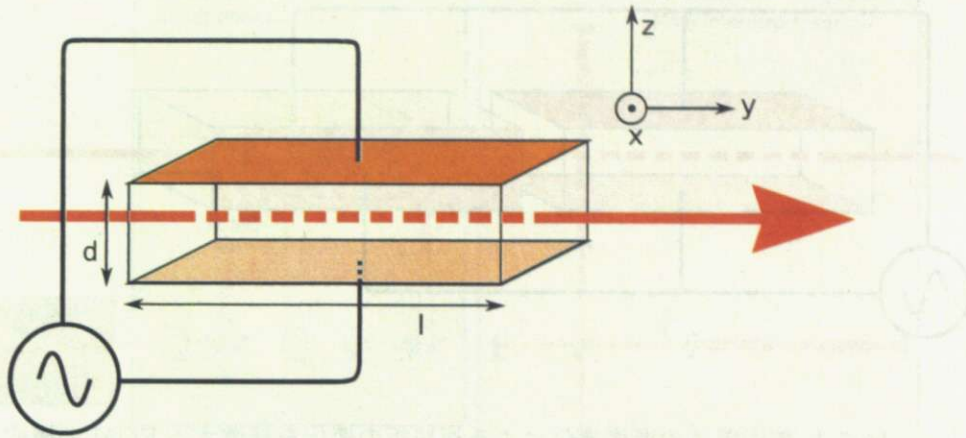


図 5.1: EOM の構成.

となり、結晶を通過することによって受ける位相変化は、

$$\begin{aligned}
 \Delta\phi &= -2\pi\Delta n_z \frac{l}{\lambda} \\
 &= -\frac{2\pi l}{\lambda} n_e^3 r_{33} E_z \\
 &= -\frac{2\pi l}{\lambda} n_e^3 r_{33} \frac{V}{d}
 \end{aligned} \tag{5.12}$$

となる。ここで、 V は z 方向の印加電圧、 λ は光の波長である。つまり、電圧 V に比例した位相変化が生じるのである。また、 V に対する係数は変調指数を表す、すなわち極板間距離 d が小さく、結晶の長さ l が大きいほど変調指数は大きくなる。

また、実際の実験で使用したものは、同じ長さの結晶 2 つを互いに c 軸が直交するように並べた構成 (図 5.2) を採用している。これは、周辺環境の温度変化による複屈折による位相差の変化をゼロにできる。しかし、次の式に示すように、この構成は c 軸方向に 2 つ並べた構成よりも、変調指数は少し損をする ($r_{33} > r_{13}$)。

$$\Delta\phi = -\frac{2\pi l}{\lambda} (n_e^3 r_{33} + n_o^3 r_{13}) \frac{V}{d} \tag{5.13}$$

5.2 フォトリフラクティブ効果

ここでは、高出力光用 EOM で問題になるかもしれないフォトリフラクティブ効果について簡単に述べる。フォトリフラクティブ効果²⁶⁾とは、結晶に強い光を照射した際、結晶内部に電荷分布が生じて屈折率が変化する現象である。この現象が発見された当初は光損傷と呼ばれていたが、損傷のように不可逆な現象ではなく可逆な現象であるということが分かってからはフォトリフラクティブ効果と呼ばれている。

重力波検出器用 EOM にとってフォトリフラクティブ効果は邪魔なものである。なぜなら屈折率の変化により、位相変調指数が変化してしまうからである。しかし、一般にフォ

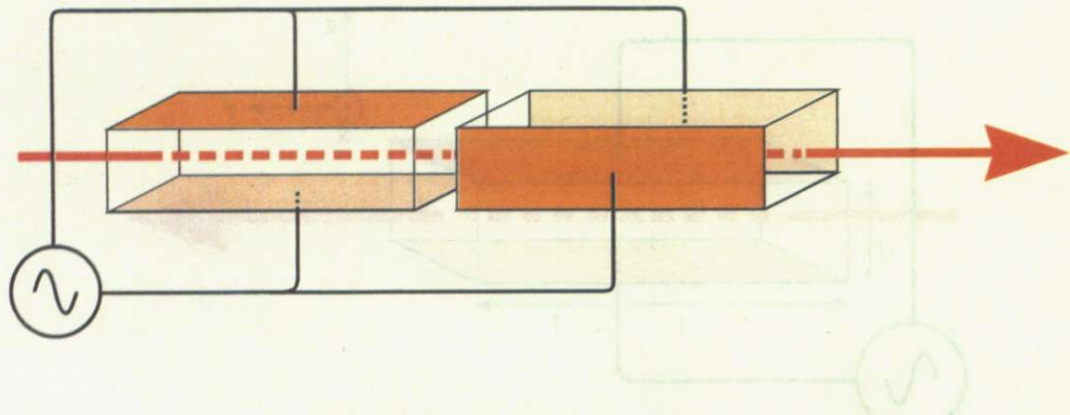


図 5.2: 周辺環境の温度変化による複屈折の変化を補償する EOM の構成。

トリフラクティブ効果が邪魔な効果というわけではない。ホログラフィのような分野ではこれを積極的に利用していたりする。

フォトリフラクティブ効果の原理としては、光照射によって F センター（色中心）的な欠陥から電子が励起されて、照射されていない領域に移動し、電子濃度の分布を作ることによって、結晶内部に電場を生じ、結晶のもつ電気光学効果を介して屈折率変化と繋がるといわれている。フォトリフラクティブ効果は非線形光学効果ではあるが、光のパワーではなく、光のエネルギーで決まる量である点で一般的な非線形性とは異なる。フォトリフラクティブ効果を示す結晶は、1) 大きな電気光学効果を示す、2) 深いトラップ準位あるいは光照射によってキャリアを放出しうる不純物あるいは欠陥をもつ、といった条件が挙げられる。

本論文で使用した LiNbO_3 はフォトリフラクティブ効果を示す結晶としてよく知られている結晶である。しかし、 LiNbO_3 は MgO をドープすることによりフォトリフラクティブ効果が起きにくくなることが報告されており、 MgO をドープしたものを今回用いている。

5.3 実験

5.3.1 LCGT で必要な EOM

図 5.3 に LCGT で用いられる EOM の配置を示す。レーザーシステム内に周波数アクチュエータとしての外部 EOM、残りはモードクリーナーおよび主干涉計の制御に用いるための位相変調用 EOM である。主干涉計用の EOM が第 2 モードクリーナーの手前にあるのは、EOM を通過することによるビームの波面の乱れを第 2 モードクリーナーで除去し、主干涉計に波面のきれいなビームを導くためである。干涉計により多くの光量を導くには、

- EOM を通過することによって増える波面の乱れはなるべく少ないほうがいい。

という要求がまず挙げられる。さらに EOM の変調指数が小さいので、変調指数を稼ぐために、極板間距離の小さな結晶もしくは長い結晶（もしくはたくさん結晶を並べる）を用いる必要がある。小さな結晶ではビームを絞るために光パワー密度が上がる。また結晶を長くするなどを行うと、同じく波面の乱れを増やす要因になる。したがって、

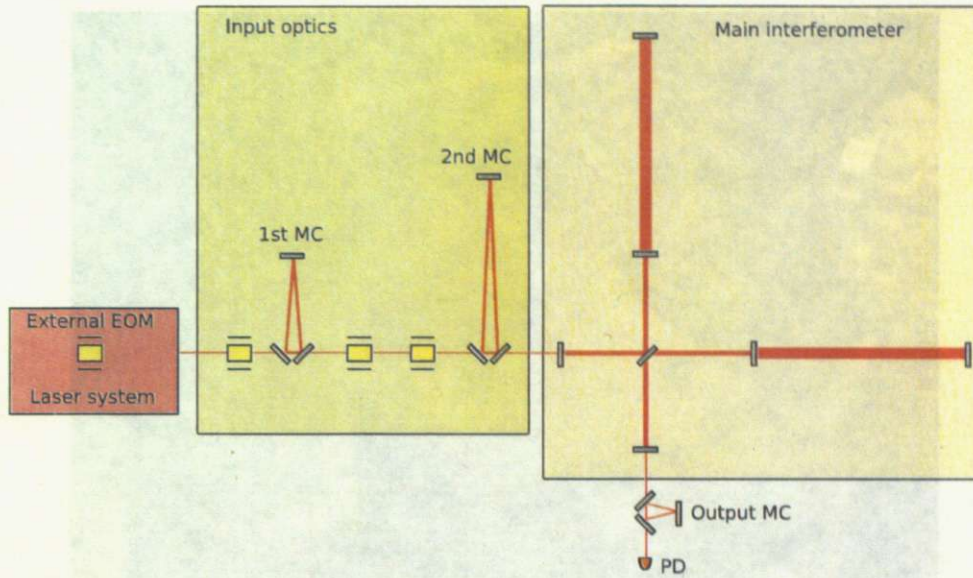


図 5.3: LCGT での EOM の配置.

● 変調指数を大きくとれるような、屈折率および1次の電気光学係数の大きな結晶を探す必要がある。これら2点をもとに今回ストイキオメトリック LiNbO₃ (SLN) に注目した。

5.3.2 ストイキオメトリック LiNbO₃ (SLN)

LiNbO₃ は先ほども述べたがフォトリフラクティブ結晶として知られている。しかし、屈折率や1次の電気光学係数が大きいというメリットも併せ持つ結晶である。現在稼働中の日本の重力波検出器 TAMA300 (レーザーパワー: 10 W 程度) でも LiNbO₃ が採用されている⁴³⁾。重力波検出器では極端にビームを絞る必要が無く、フォトリフラクティブ効果が現れなかったから採用されたのである。しかしレーザーパワーが10倍以上となる LCGT では同じものを使用することに疑問視されている。TAMA300 で使用している LiNbO₃ は従来のコングルエント LiNbO₃ (以下, CLN) である。CLN は組成比が少し悪く、そのせいで欠陥が少なくないといわれている。しかし、最近になって二重増埒法と呼ばれる方法でより組成比のいい SLN の生産が可能になった⁴⁴⁾。SLN は組成比の改善により、電気光学係数の増加⁴⁵⁾、フォトリフラクティブ閾値の向上⁴⁶⁾などが報告されている。そこで、今回 MgO ドープの SLN を次世代型重力波検出器用 EOM のための結晶として評価することにした。

今回評価を行った MgO ドープのストイキオメトリック LiNbO₃ (以下, SLN) 製の EOM の写真を図 5.4 に示す。結晶は (株) オキサイド製で、サイズは 5 mm×5 mm×20 mm であり、極板間距離が比較的大きくとってある。これは熱による破断を防ぐためである。この結晶 2 つを先ほど述べたように c 軸が直交するように並べてある。電極の蒸着を (株)

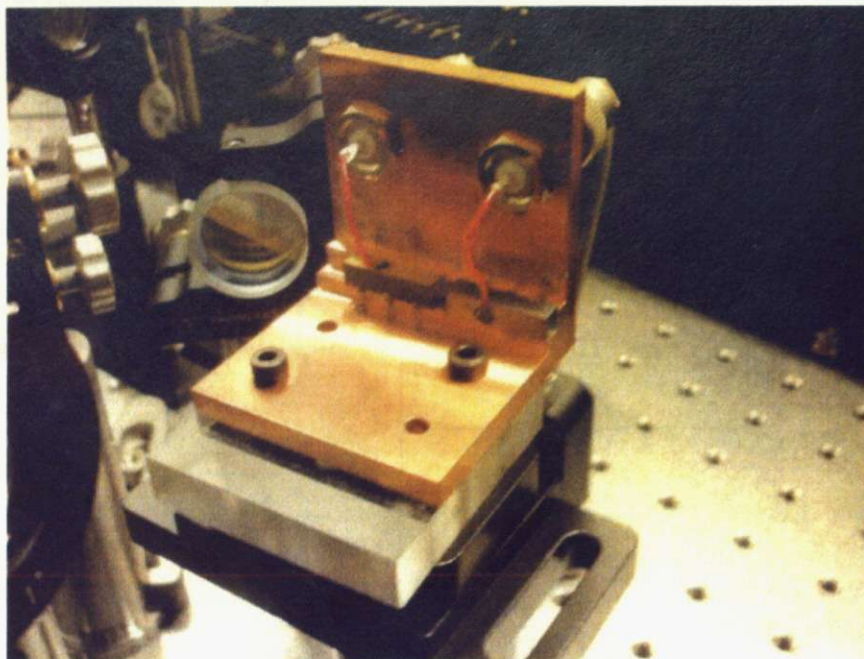


図 5.4: SLN 製 EOM.

オキサイドにやっていただいたものを、銅のマウントに導電性接着剤で固定したものである。この EOM に関して以下の各評価を行った。

5.3.3 耐パワー性能の評価

高出力光用 EOM としてまず第 1 に重要なのは耐パワー性能である。熱吸収が大きな結晶では熱吸収により生じた熱応力により結晶が破断する恐れがある。また、ビーム径を絞り過ぎても破断する恐れがある。そこで、本研究室の注入同期型 100 W レーザーを SLN 製 EOM に、今回は EOM として用いるのに必要なビーム径程度（一番絞ったときで直径 1 mm 弱）で照射したところ、破断することはなかった。本来は、破断するまで絞ってみるものなのかもしれないが、高価な結晶であること、他の評価項目について知見が得たかったのでこれ以上に絞ることはしなかった。また、EOM の透過光のパワーをモニタしながら実験を行ったが、目に見えるパワーの減少はなかった。つまり、非常に熱吸収が小さいといえる。

また、他の結晶として、同じく高出力光に対しての使用が期待される RbTiOAsO_4 （以下、RTA）についても同様に耐パワー性能の評価を行った。RTA はフォトリフレクティブ効果の起きない結晶として知られている。今回使用したのは、国立天文台の重力波プロジェクト室より RTA 製 EOM をお借りして評価を行った。結晶のサイズは、 $3\text{ mm} \times 3\text{ mm} \times 15\text{ mm}$ である。この EOM は約 10 年前に製造されたもので、結晶についての詳細な情報は得られなかった。RTA に対しても SLN と同様にビーム直径 1 mm 程度の 100 W レーザー光を照射した。すると、破断が起きた。破断した RTA 製 EOM の様子を図 5.5 に示す。このと

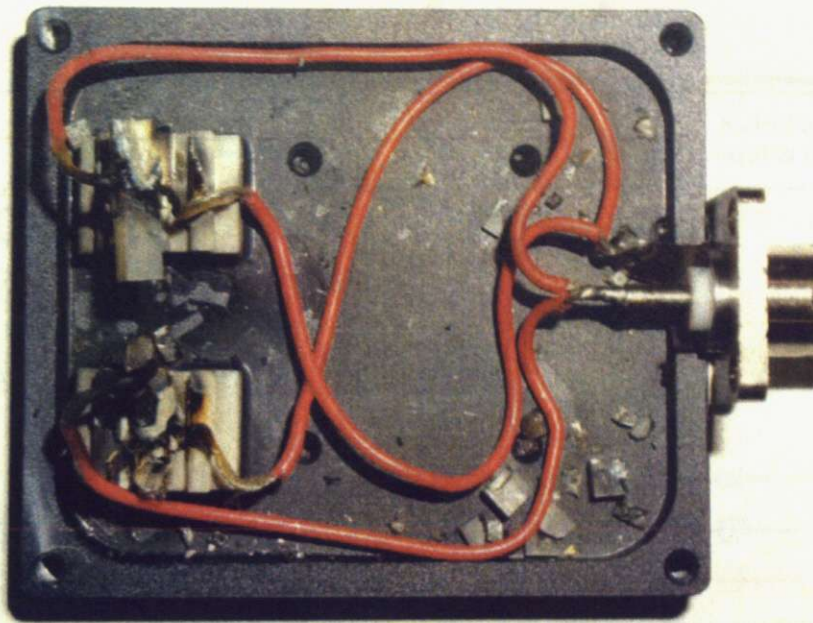


図 5.5: 破断後の RTA 製 EOM.

き、結晶に照射するパワーの大きさは、100 W に到達するまで数分程度であった。また約 100 W のパワーを入射させたときの透過ビームのパワーは 95 W 程度だった。これからかなり熱吸収が大きかったのだと思われる。RTA に関する情報が少ないこと、10 年前に作られた結晶であったことを考慮すると、今回の結果から RTA がふさわしくないと結論付けることはできない。しかし、壊れた以上、これ以上の評価を行うことはできなかった。

これ以降は、SLN 製 EOM に関してさらなる評価を行った。

5.3.4 熱レンズ効果の評価

先ほど、SLN 製 EOM に関して、吸収されたレーザーパワーは分からないくらい小さいと述べた。しかし、実際はいくらかは吸収しているはずである。その効果を評価するために、熱レンズ効果の評価を行った。評価の方法を図 5.6 に示す。100 W のレーザー光を SLN 製 EOM に通過させ、パワーの大部分を部分反射鏡を用いて反射させる。このとき透過光の大きさはビームプロファイラ (DataRay Inc. WinCamD-UCM) の測定に必要な光量 (1 mW 以下) である。そのビームを一度レンズを通して絞る。そのビームプロファイルを測定し、EOM を通したときと通さなかったときの測定とを比較し、SLN 製 EOM がどのくらいの焦点距離のレンズと等価であるかを見積もった。EOM に入れるレーザーパワーの調整は偏光ビームスプリッターと半波長板を用いて行った。測定結果を図 5.7 に示す。焦点距離が数 m とあるが、この程度になると、ほぼ存在しない量を測定していることになる。

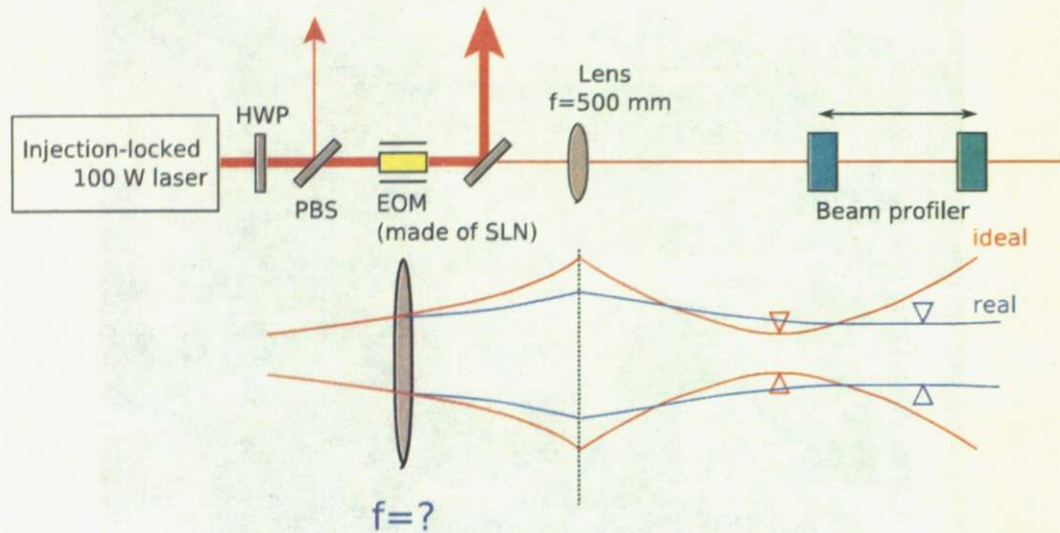


図 5.6: 熱レンズ効果の大きさの見積もりの方法。

フロリダ大学で Advanced LIGO で用いるための RbTiOPO_4 (以下, RTP) 製の EOM の同様の評価を行っており¹⁴⁾, 比較すると, RTP 製 EOM でも 100 W レーザー光に対して焦点距離にして 10 m 弱ということで, SLN 製 EOM もほぼ同等の性能であるといえる。

5.3.5 波面の乱れの評価

前節で熱レンズの大きさがそれほど大きくないことが分かった。しかし, 波面の乱れに効いてくる可能性がある。重力波検出器では, EOM を通過することで生じた波面の乱れはモードクリーナーで除去される。その代償として, 干渉計に入射させるレーザーパワーが減少することになる。したがって, EOM での波面の乱れはできる限り小さいほうがいい。そこで, シャックハルトマン波面センサーを用いて, 波面の乱れの評価を行った。

図 5.8 に実験のセットアップを示す。SLN 製 EOM を通過した光の大部分を部分反射鏡で反射させ, わずかな透過光を Shack-Hartmann 波面センサー (Imagine Optics, HASO 32) に導いた。図 5.9 に Shack-Hartmann 波面センサーの仕組みを示す。マイクロレンズアレイによってできた各焦点の位置を測定し, 理想的波面の場合とのずれから波面の傾きが求まる。これから波面を再構成するのである。このようにして再構成された波面 $\Phi(\mathbf{r})$ をゼルニケ多項式 $Z_j(\mathbf{r})$ ⁴⁷⁾ で展開し, 各係数 a_j を得る。

$$\Phi(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^{\infty} a_j Z_j(\mathbf{r}) \quad (5.14)$$

波面収差の評価量としてストレール強度⁴⁸⁾を用いる。ストレール強度は, 射出瞳での理想的な球面波との波面のずれ $\Phi(\mathbf{r})$ に対し, 像空間内での最大強度を, 理想的な波面の場合での最大強度で規格化したものである。1 に近いほど理想的な波面に近いといえる。

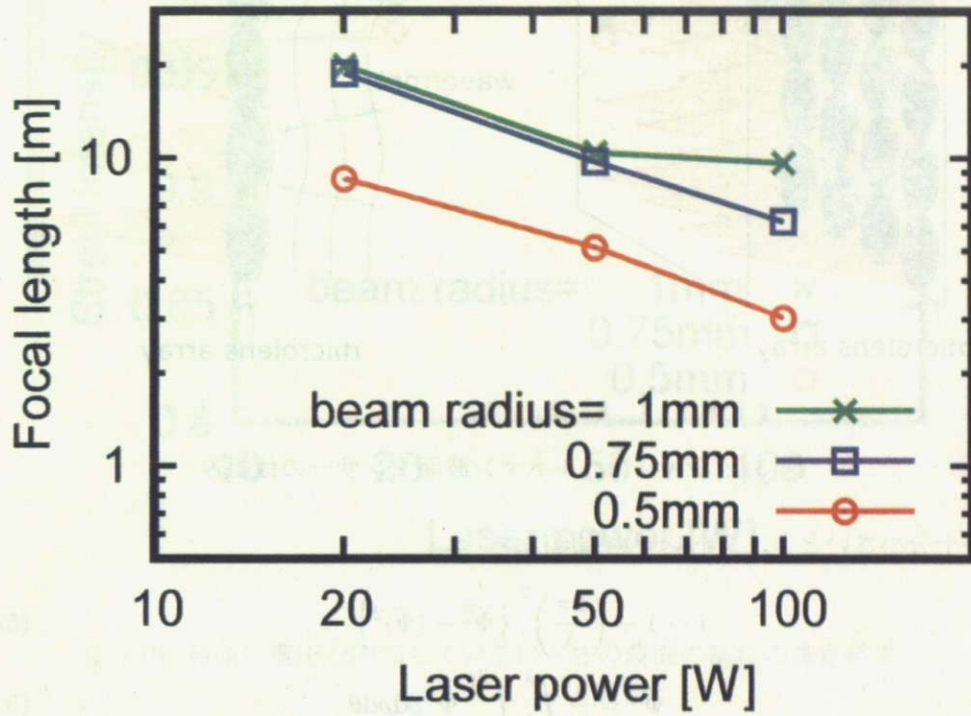


図 5.7: 熱レンズ効果の大きさ.

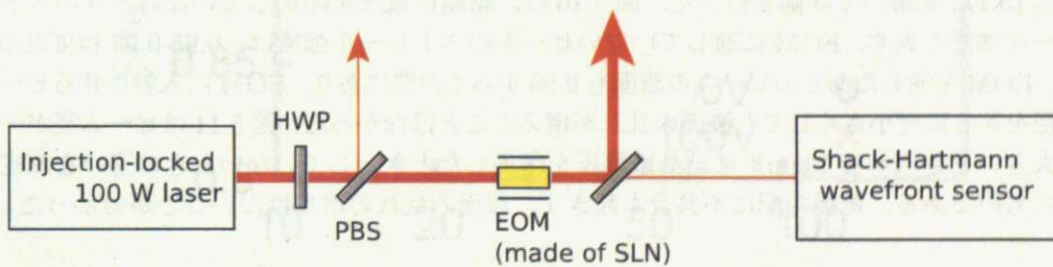


図 5.8: 波面の乱れ測定の設定アップ.

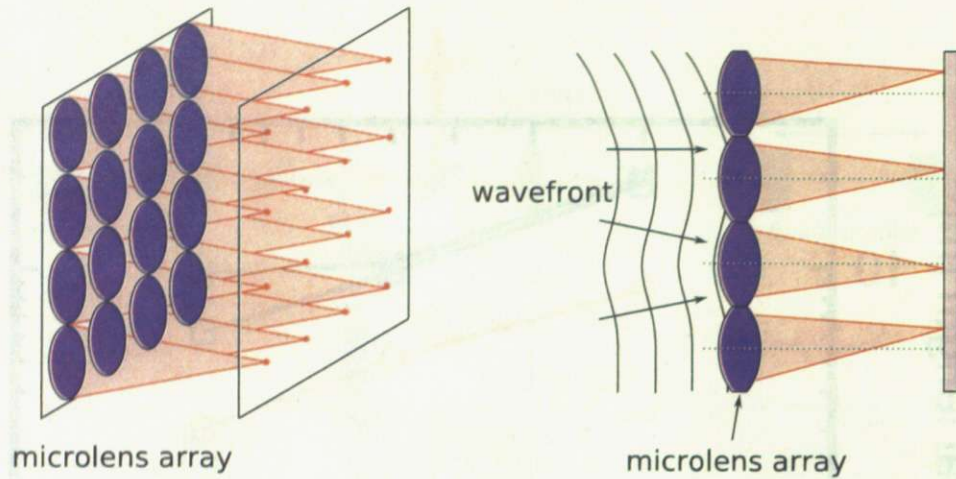


図 5.9: シャックハルトマン波面センサーの仕組み

収差が十分小さいとき、ストレール強度は、

$$i \sim 1 - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \left\{ \overline{\Phi^2} - (\overline{\Phi})^2 \right\} \quad (5.15)$$

$$\overline{\Phi^n} = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \int_0^{2\pi} \Phi^n \rho d\rho d\theta \quad (5.16)$$

となる。これに式 (5.14) を用いると、

$$i = 1 - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \sum_{j=5}^{\infty} a_j^2 \quad (5.17)$$

となる。ここで、 $j=1$ (定数項)、 $j=2,3$ (x, y 軸方向の傾き)、 $j=4$ (フォーカスシフト) の項は、参照波面をどのように選ぶかということで解決できる (移動定理) ので、今考えている収差にはカウントしない。

式 (5.17) を用いて評価を行った。図 5.10 は、結晶に電圧を印加していないときのストレール強度を表す。EOM に通していないビームのストレール強度は、0.95-0.98 程度だった。EOM を通したあとのビームの波面も 0.95 から 1 の間にあり、EOM に入射させるビーム径をある程度小さくしても波面の乱れが増えることはなかった。図 5.11 はビーム径が一番大きいとき (半径 1mm) に結晶に電圧を印加したときとしていないときの違いを測定したものである。電場勾配に不具合も起きず、波面の乱れの増加はないことが分かった。

5.3.6 位相 (周波数) 変調度の測定

次に、SLN 製 EOM が 100 W のレーザー光を照射してもフォトリフレクティブ効果を起こさずに位相 (周波数) 変調を行えるかを評価した。実験セットアップを図 5.12 に示す。100 W のレーザー光を SLN 製 EOM に照射し、10 mW 程度だけをモードクリーナーに導く。PDH 法により、誤差信号を取得し、マスターレーザーのピエゾ素子に返すこと

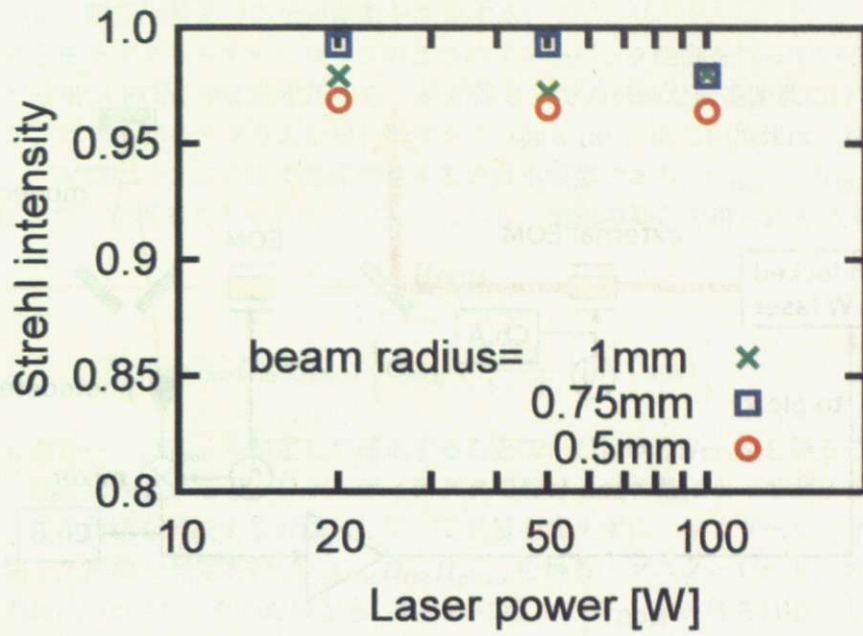


図 5.10: 結晶に電圧を印加していないときの波面の乱れの測定結果.

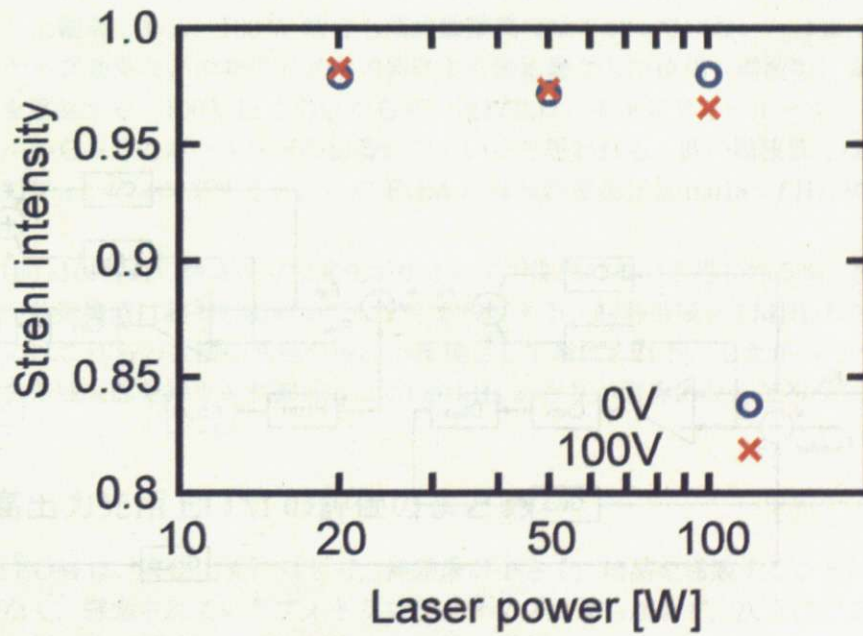


図 5.11: 電圧を印加したとき, していないときの波面の乱れの測定結果 (ビームの半径は 1mm) .

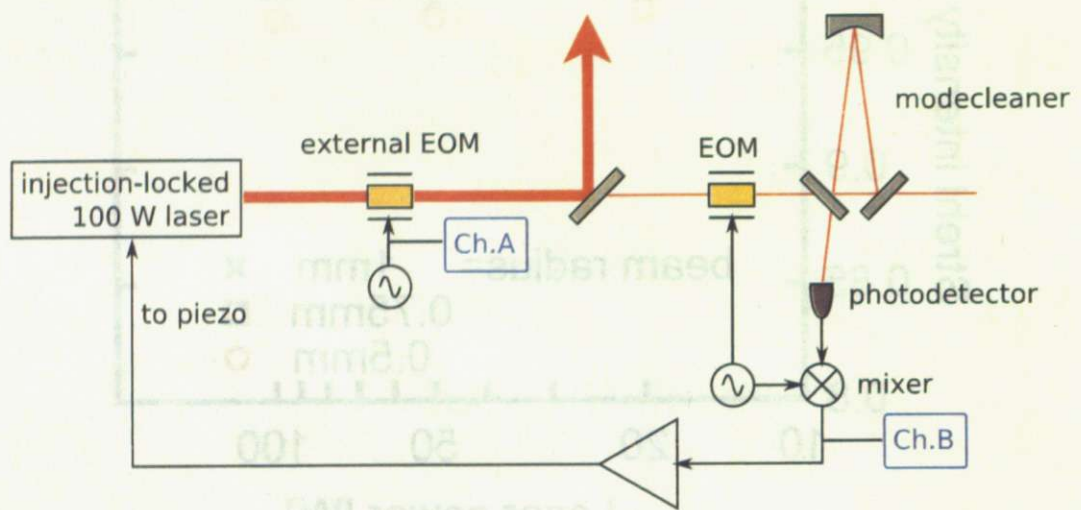


図 5.12: 位相 (周波数) 変調測定の設定アップ.

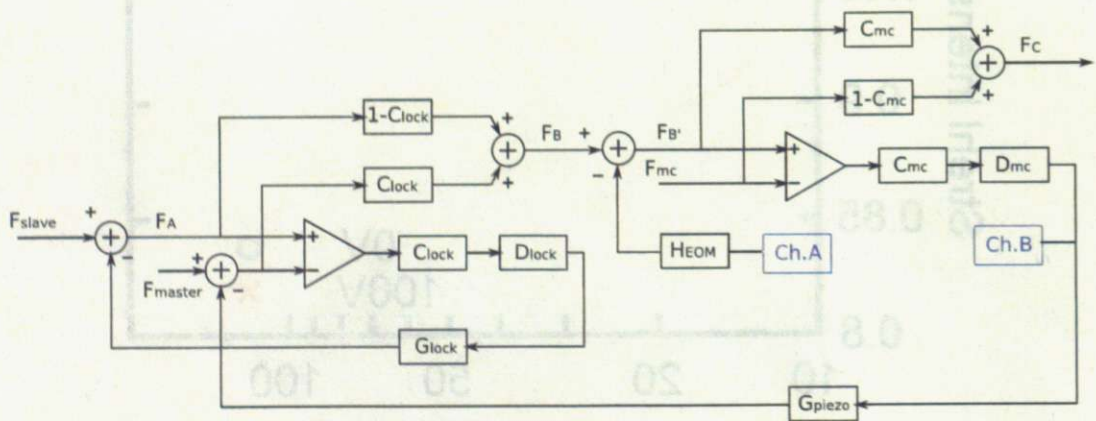


図 5.13: 位相 (周波数) 変調測定のダイアグラム

で、モードクリーナーのロックを行う。その状態で、SLN 製 EOM に信号を入力し、その印加電圧から、誤差信号までの伝達関数を測定する。

注入同期とモードクリーナーのロックの2つのフィードバック制御を行っているので測定で得られた結果が EOM の印加電圧から、誤差信号までの単純な伝達関数にはならない。そのことをブロックダイアグラムを用いて考える (図 5.13)。欲しい情報は、 H_{EOM} である。しかし、実際にはこの方法で直接測定するのは不可能であり、 $C_{mc}D_{mc}H_{EOM}$ (Ch.A から Ch.B まで) を得ることを目的とする。しかし、実際の測定で得られる結果は、

$$\frac{C_{mc}D_{mc}H_{EOM}}{1+T_{mc}} \quad (5.18)$$

$$T_{mc} = C_{mc}D_{mc}G_{piezo} \left\{ C_{lock} + \frac{T_{il}}{1+T_{il}}(1-C_{lock}) \right\} \quad (5.19)$$

である。したがって、 T_{mc} も測定して補正することで、 $C_{mc}D_{mc}H_{EOM}$ を得ることが出来る。また、 D_{mc} に注目すると、フォトディテクタで受ける光の量によってゲインが変化してしまう。この問題を解決する方法として、受光量を変えずに、マスターレーザーのピエゾ素子に関して同様の測定を行い、 $C_{mc}D_{mc}H_{piezo}$ を得る。マスターレーザーのピエゾ素子は、1 MHz/V なので、その比較から、EOM に関して H_{EOM} が得られる。しかし、実際は、ピエゾ素子での測定は、 $\left\{ C_{lock} + \frac{T_{il}}{1+T_{il}}(1-C_{lock}) \right\}$ が掛かった結果が得られるのでロッキングレンジ付近では単純に評価できない。またピエゾ素子自身も 10 kHz 以上になると位相の遅れやゲイン特性の変化が現れだす。したがって、今回はピエゾ素子の応答に関しては低周波部分の結果を用いて比較を行い $C_{mc}H_{EOM}$ を得た。

結果を図 5.14 に示す。1 W 時の測定は、注入同期レーザーではなく、NPRO のみを用いて測定した結果である。100 W 時でも周波数変調度は下がっていない。つまり、フォトリフレクティブ効果などの非線形光学効果による悪影響なしで位相 (周波数) 変調が行えることを意味する。100 kHz くらいから高い周波数は、キャビティーポールの項、EOM とケーブルから生じるポールなどの影響がでていられる。低い周波数では αf であり、直線でフィッティングすると、この EOM の周波数変調指数 $0.018 \times f$ Hz/V という値が得られた。

また、160 kHz 付近の構造は位相変化が小さいので問題はないと思われるが、500 kHz あたりからの共振構造は制御を制限してしまうものである。制御帯域を 1 MHz あたりまでにするためにはこれらの共振の問題の解決が課題として挙げられる。したがって今の EOM の構成で広帯域制御を行うと制御帯域は 70-80 kHz あたりが限界になるだろうと思われる。

5.4 高出力光用 EOM の評価のまとめ

SLN 製 EOM は、高出力光に対して、熱効果が小さく、結晶を通過することによる波面の乱れもなく、懸念されていたフォトリフレクティブ効果も起きず、次世代型重力波検出器で用いる電気光学結晶の 1 つの候補であるといえる。

外部 EOM のような広帯域 EOM として用いるなら共振の問題が課題として挙げられる。しかし、もう少し結晶を小さく (極板間距離を小さく) してビームを絞っても大丈夫である。結晶のサイズだけでなく、マウントの仕方も改善の余地はあるだろう。

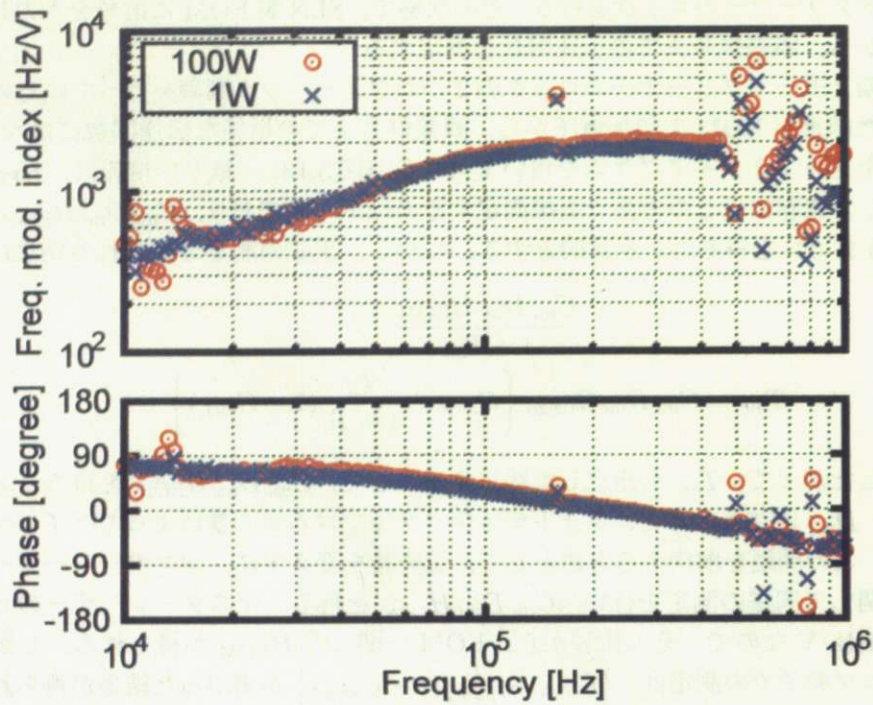


図 5.14: SLN 製 EOM の周波数変調度. ただし, モードクリーナーの位相の遅れ, ケーブルと EOM で形成されるであろうポールが含まれている.

結晶のサイズを変えることはすぐにはできない. そこで, 今回はこの EOM を用いて注入同期型 100 W レーザーが本当に制御可能かどうかを確かめることにした.

第6章 注入同期レーザーの広帯域周波数安定化

この章では、前の章で評価した SLN 製 EOM を用いて注入同期型 100 W レーザーの広帯域周波数安定化を行った結果について述べる。

6.1 実験装置

図 6.1 に本論文で行った注入同期型 100 W レーザーの周波数安定化の実験セットアップを示す。100 W の注入同期出力を SLN 製の外部 EOM に入射させる。その後、10 mW 程度をリジッドボディのモードクリーナー(後述)にモードマッチングして入射させる。PDH 法により誤差信号を取得し、マスターレーザーに用いている NPRO の温度調節用端子、ピエゾ素子さらに前節で評価を行った SLN 製外部 EOM に信号を返すことで周波数安定化が実現される。

モードクリーナーに 100 W の光を入射させないのは、モードクリーナー内に約 100 kW のレーザーパワーが蓄えられることになり、危険であること、またモードクリーナーが壊れる恐れがあること、モードクリーニング効果を見るためには全パワーを入射させる必要があるが、周波数の安定化だけを考えるとその必要性が低いこと、高出力用位相変調用狭帯域 EOM が準備できていないため、今回は制御に用いるのに必要な 10 mW 程度だけをモードクリーナーに導いた。このときのことについて図 6.2 のブロックダイアグラムを用いて考える。図 6.2 において、今回のセットアップでの周波数安定化後の 100 W 光の周波数特性は、 F'_B を見ることに注意する。ブロックダイアグラムから F'_B を導くと、

$$F'_B - F_{mc} = \frac{1 - C_{lock}}{(1 + T_{il})(1 + T_{mc})} (F_{slave} - F_{mc}) + \left\{ C_{lock} + \frac{T_{il}}{1 + T_{il}} (1 - C_{lock}) \right\} \frac{1}{1 + T_{mc}} (F_{master} - F_{mc}) \quad (6.1)$$

$$= \frac{1}{1 + T_{mc}} (F_{il} - F_{mc}) \quad (6.2)$$

となり、キャビティーポールによる項だけない形式であり、このセットアップでの実験でも、LCGT で応用可能な十分な結果が得られると判断した。

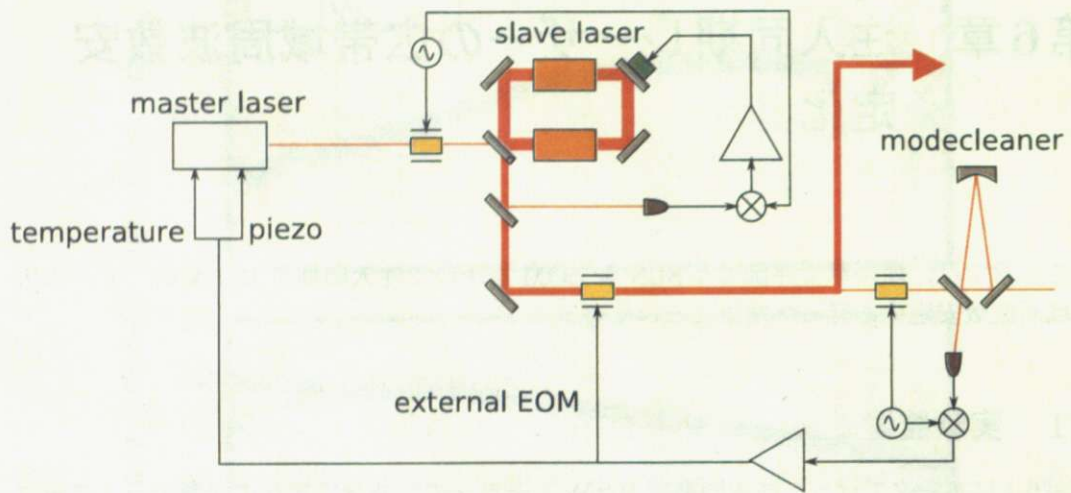


図 6.1: 注入同期型 100 W レーザーの広帯域周波数安定化のセットアップ. 注入同期で得られた 100 W の光を SLN 製外部 EOM に通し, その後 10 mW だけをモードクリーナーに入射させている. 誤差信号の取得法は PDH 法で, 誤差信号はマスターレーザーに用いている NPRO の温度調節, ピエゾ素子と SLN 製外部 EOM にフィードバックされる.

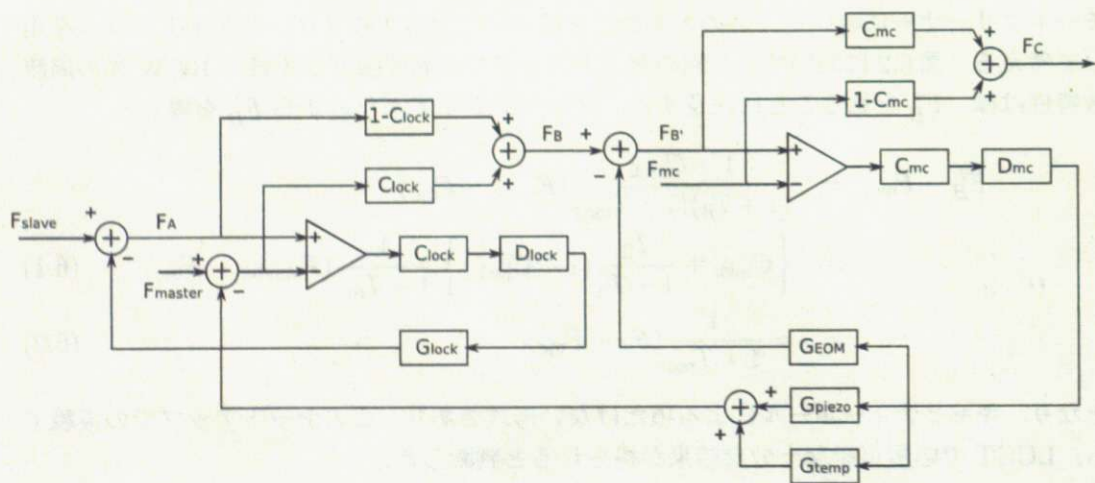


図 6.2: 注入同期型レーザー 100 W レーザーの広帯域周波数安定化ダイアグラム.

6.1.1 各アクチュエータの役割

NPRO の piezo 素子

周波数安定化のメインのアクチュエータはマスターレーザーに用いている NPRO の結晶についての piezo 素子である。電圧→周波数変換効率が 1 MHz/V, ダイナミックレンジが 100 MHz である³⁹⁾。効率が大きいこと, ダイナミックレンジがある程度あることから, モードクリーナーへのロックは piezo 素子の制御のみで可能である。しかし, 100 kHz 以上で結晶と piezo 素子の系における共振があるので, 制御帯域は 100 kHz 以下と制限が生じる。

NPRO の温度調節

NPRO には結晶の温度調節用端子が付いている。電圧→周波数変換効率が 3 GHz/V, ダイナミックレンジが 30 GHz である。効率が非常に大きい, 制御帯域は 1 Hz と速い制御はできない。そのため, 温度調節の役割は, piezo 素子に印加される電圧がダイナミックレンジを超えないように DC の制御を行い, 長時間のロックを維持するために用いた。

外部 EOM

これは, 前章で評価した SLN 製 EOM を用いる。電圧→周波数係数は $0.018 \times f \text{ Hz/V}$ である。したがって低い周波数では大電圧が必要であり, 高い周波数でのみ動作させる。

以上より, 各パラメータの役割をまとめると, 図 6.3 のようになる。あくまでこれはイメージ図だが, 温度調節用ループの位相の遅れを piezo 素子ループで, piezo 素子ループの位相の遅れを外部 EOM ループで戻すようにクロスする周波数を選んで設計を行えばよい。

6.1.2 モードクリーナー

LCGT の第 1 モードクリーナーは, 1 周 10 m のものが使用されることになっている⁵⁾。さらに鏡はそれぞれ高性能防振装置で吊られているような構造になっている。しかし, これを実験室に建設するのは不可能であり, 代わりにリジッドボディでできた小型のモードクリーナーを使用した (図 6.4)。モードクリーナーのスペーサーはスーパーインバー製で, 非常に熱膨張が小さい (線膨張率 $\alpha = 0.13 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ⁴⁹⁾) ものをしている。モードクリーナーのエンドミラーには piezo 素子が付いており, 共振器長を変えることが可能になっている。モードクリーナーの共振周波数をレーザーの周波数に一致させるために DC の電圧をかけるようにしているが, それ以上の制御にはこの piezo 素子は用いない。モードクリーナーの各パラメータを表 6.1 にまとめる。

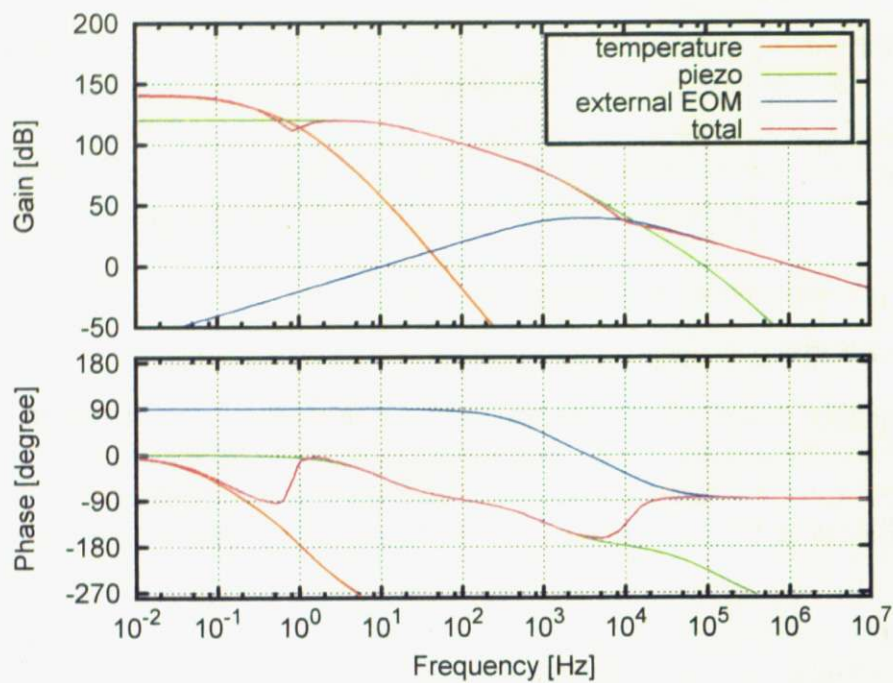


図 6.3: 各ループの設計のイメージのオープンループ伝達関数.

表 6.1: 実験に用いたモードクリーナーの特性.

共振器長	$L =$	42 cm
FSR	$\nu_{\text{FSR}} =$	714 MHz
エンドミラーの曲率半径	$R =$	300 mm
レイリーレンジ	$z_R =$	0.137 m
ウエストサイズ	$\omega_0 =$	0.431 mm
線幅 (s 偏光)	$\Delta\nu_s =$	0.253 MHz
フィネス (s 偏光)	$\mathcal{F}_s =$	2900
ミラーの強度反射率 (s 偏光)	$R_s =$	0.999
線幅 (p 偏光)	$\Delta\nu_s =$	3.24 MHz
フィネス (p 偏光)	$\mathcal{F}_s =$	220
ミラーの強度反射率 (p 偏光)	$R_s =$	0.986

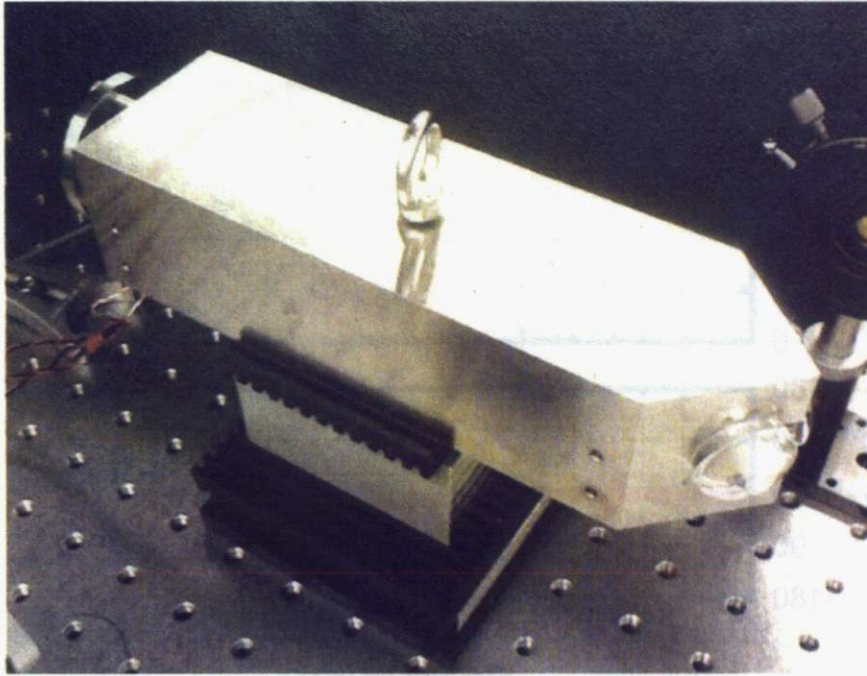


図 6.4: 実験に用いたリジッドボディのモードクリーナー.

6.1.3 EOM 用高出力アンプ

今回用意した SLN 製 EOM の周波数変調度は、 $0.018 \times f \text{ Hz/V}$ であり、 10 kHz で 180 Hz/V と非常に小さな値となる。したがってレーザーの周波数雑音を抑えこむためには EOM に大きな電圧をかける必要がある。しかも、EOM は高い周波数で駆動させるので、高周波で特性のいいアンプが必要とされる。

そこで今回用意したのは、東陽テクニカ高速電圧増幅器 F20AD である。最大出力電圧が $\pm 150 \text{ V}$ で、ゲインは 20 倍で固定である。その入出力間の伝達関数の測定を行った。測定には、Advantest Network Analyzer R3754B を用いた。結果を図 6.5 に示す。100 kHz くらいまでは位相が遅れることもないが、1 MHz で約 45° の遅れ、1 MHz 以上ではかなりの位相の遅れ、ゲインの減少があることが分かった。

6.2 外部 EOM を用いた広帯域制御結果

前章での外部 EOM の位相変調指数の結果をふまえ、 piezo 素子のループと外部 EOM のループのバランスが良くなるように、回路を設計し制御を行った。そのときのオープンループ伝達関数の測定の結果を図 6.6 に示す。点が測定値、線が回路定数から計算で求めた結果である。piezo 素子のみの制御 (青) のときはユニティーゲイン周波数で 20-30 kHz が限界だった。しかし、外部 EOM も制御 (赤) することでユニティーゲイン周波数 85 kHz を達成することができた。実際に piezo 素子のループの遅れた位相を戻すことに成功し

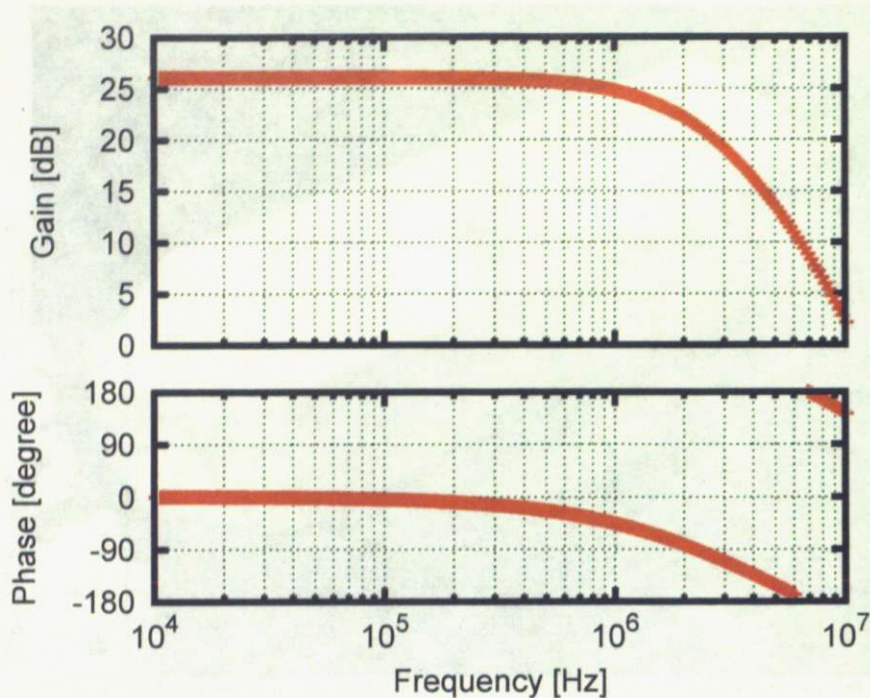


図 6.5: EOM 用高圧アンプの特性.

た. ユニティーゲイン周波数も予想通りの結果が得られた. このとき制御に用いた回路を図 6.7-図 6.10 に示す.

6.2.1 周波数雑音の見積もり

このときの周波数雑音を見積もった. 注入同期レーザーのフリーランの周波数雑音 $\delta\nu_{\text{freerun}}$ は, ロック時の piezo に掛かる電圧のスペクトルから見積もることができる. ただし, このとき 10 kHz 以上では外部 EOM がメインなので, 誤差が大きいと思われる. 周波数安定化後の周波数雑音 $\delta\nu_{\text{stabilized}}$ は, ミキサーでの掛け算後の誤差信号のスペクトルから見積もることができる. またそれらの間には,

$$\delta\nu_{\text{stabilized}} = \frac{1}{1 + T_{\text{mc}}} \delta\nu_{\text{freerun}} \quad (6.3)$$

の関係が成り立つはずである. 各スペクトルから周波数雑音を見積もった結果を図 6.11 に示す. LCGT の観測帯域にて約 $6 \times 10^{-2} \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ が得られた.

6.3 注入同期型 100 W レーザーの広帯域制御実験のまとめ

SLN 製 EOM により, 問題なく広帯域の制御が可能であることが分かった. 今回用意した SLN 製 EOM では 500 kHz 以上の共振により帯域が制限されたが, この問題さえ解決

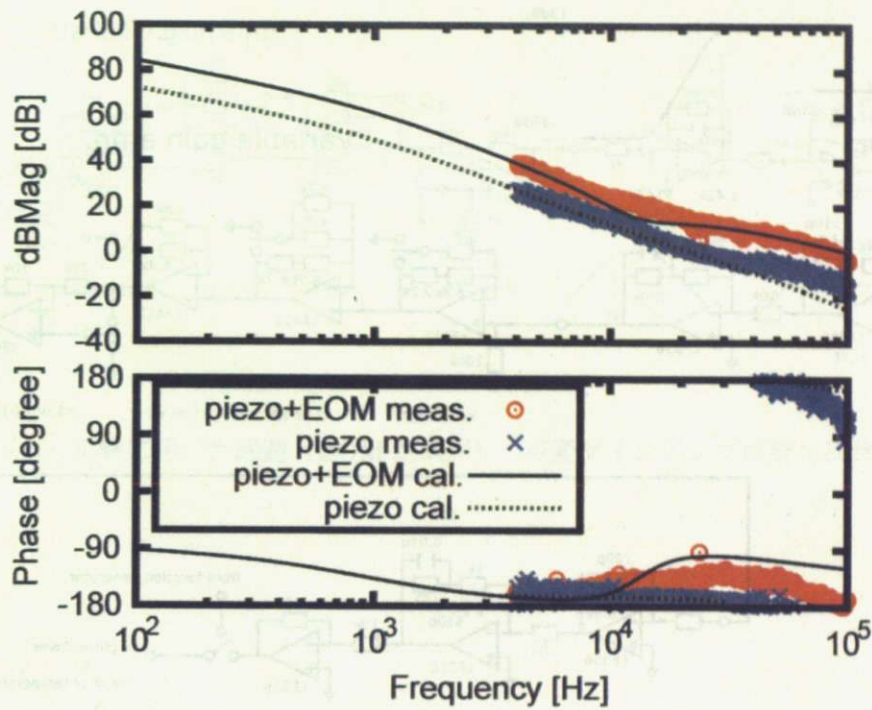


図 6.6: 周波数安定化のオープンループ伝達関数.

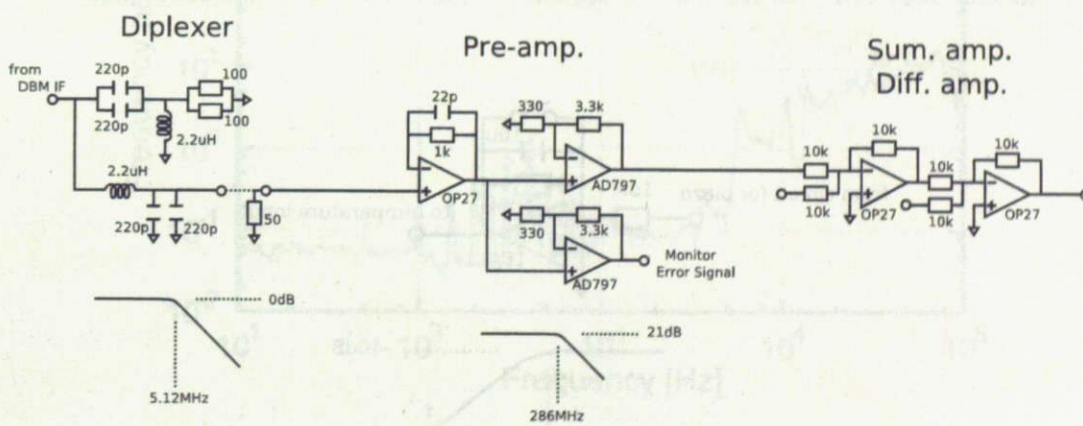


図 6.7: 実験で用いた回路 (共通部分).

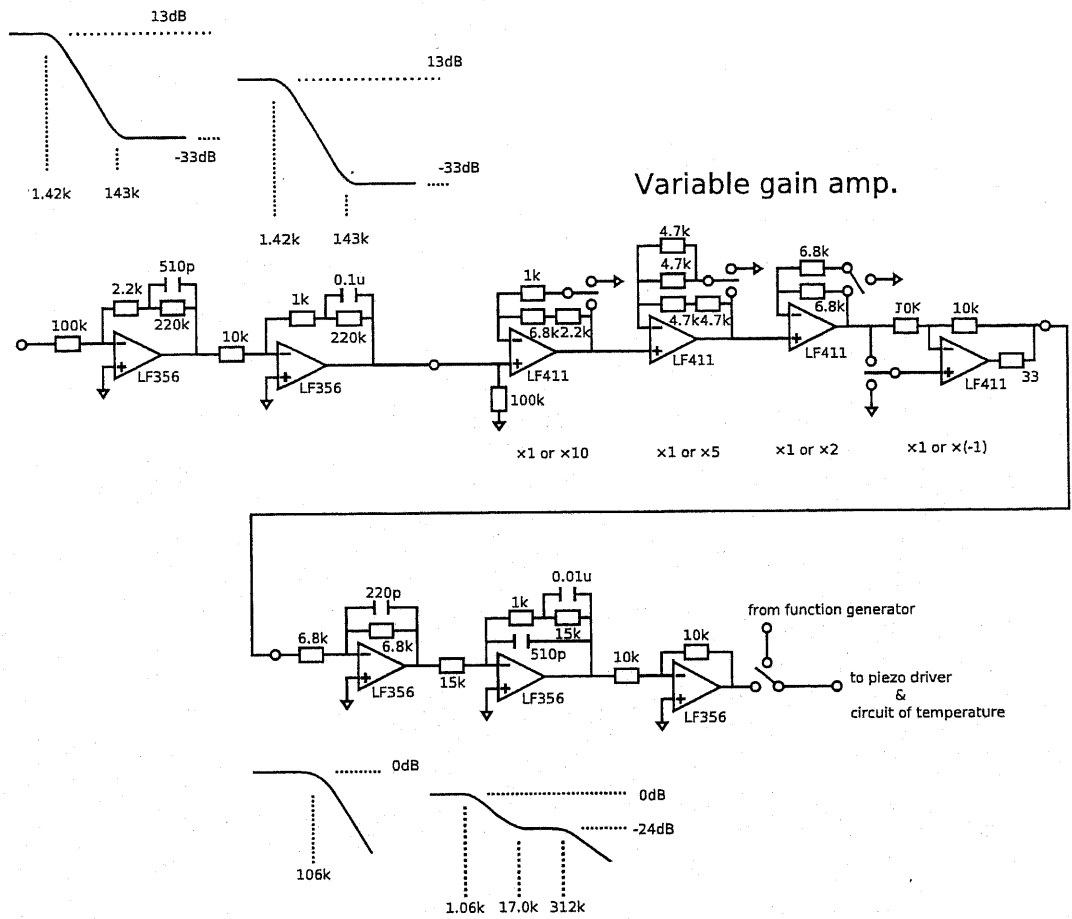


図 6.8: 実験で用いた回路 (ピエゾ制御用). 可変ゲインアンプは森脇氏作製.

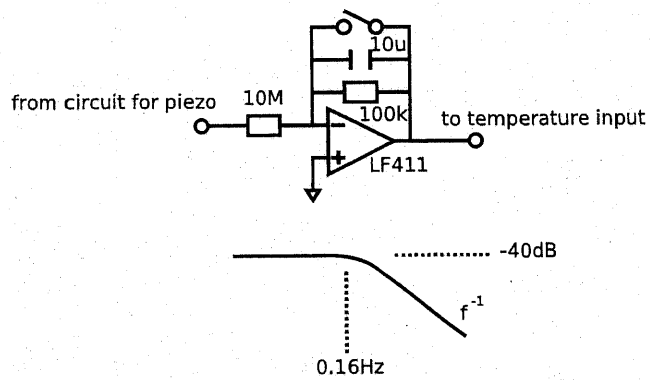


図 6.9: 実験で用いた回路 (温度調節用).

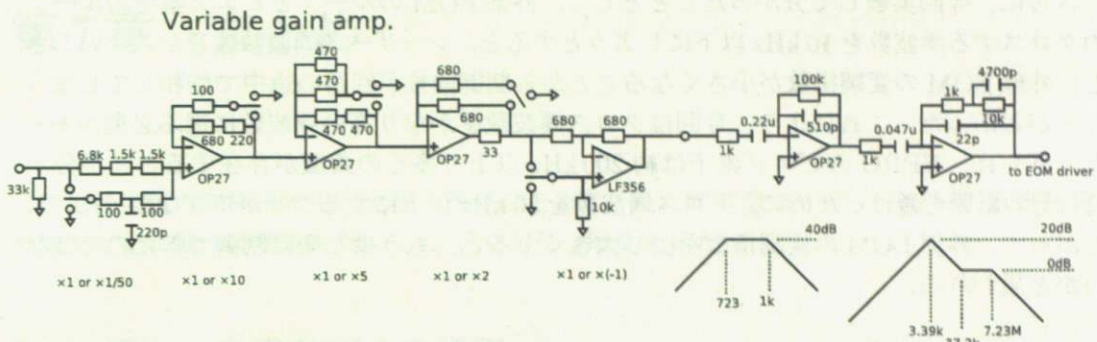


図 6.10: 実験に用いた回路 (EOM 制御用). 可変ゲインアンプは野口氏作製.

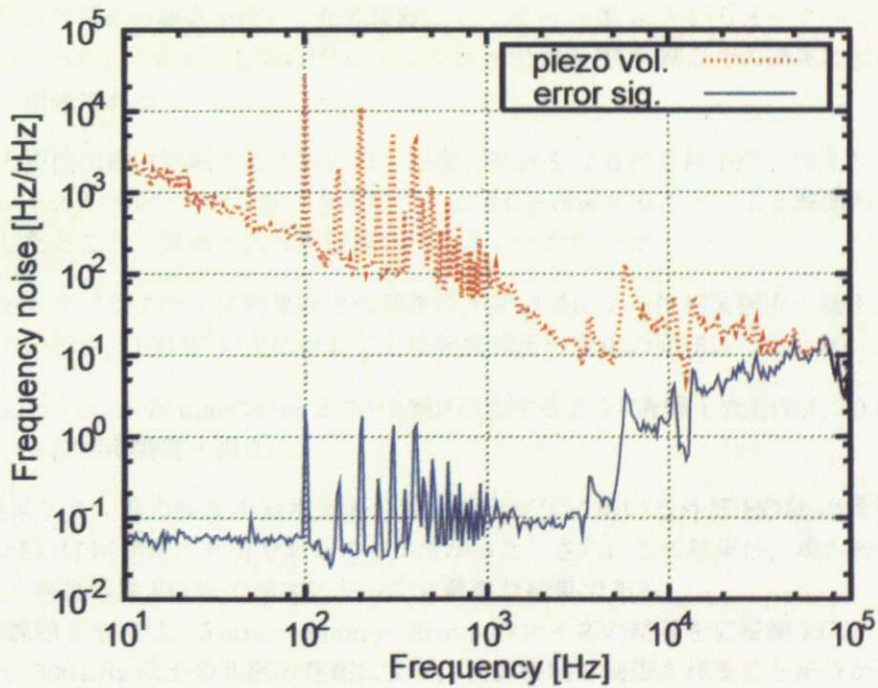


図 6.11: 注入同期レーザーのフリーランと周波数安定化後の周波数雑音スペクトル.

すれば、レーザーの周波数雑音は高周波ほど小さいこと、さらに EOM の周波数変調指数は周波数に比例して増加することからさらなる広帯域制御は可能であると考えられる。

さらに、今回実験して分かったこととして、外部 EOM のループとピエゾ素子のループのクロスする周波数を 10 kHz 以下にしようとする、レーザーの周波数雑音が大きいこと、外部 EOM の変調指数が小さくなることから制御信号が回路の途中で飽和してしまうことがわかった。これにより、今回はクロス周波数をかなり高い周波数に選ぶ必要があった。さらに、NPRO のピエゾ素子は約 200 kHz 以上で多くの共振が存在することが分かり、その影響を避けるために、クロス周波数を 50 kHz 以上にすることができなかった。したがって、外部 EOM の変調指数を少し大きくとると、もう少し楽に制御できたのではないかと思われる。

第7章 まとめ

次世代型重力波検出器用の光源の開発のために、注入同期型 100 W レーザーの広帯域周波数安定化に関する実験を行い、以下のような知見を得た。

7.1 高出力光用 EOM の評価

重力波検出器用光源の周波数の広帯域の制御を可能するために、100 W クラスのレーザー光を制御できる EOM が必要とされる。そこで、高出力用 EOM が必要であることから、高出力光に対する動作が期待できるストイキオメトリック LiNbO₃ 製の EOM の以下のような評価を行った。

- 100 W の光をある程度絞って（直径 1 mm 以下で）入射させてもパワーの吸収もほとんどなく熱応力による破断もなかった。
- 熱レンズ効果の測定を行い、焦点距離にして数 m-十数 m というオーダーであることが分かった。これは、LIGO¹⁴⁾ のフロリダ大学での RTP 結晶での結果に引けをとらない結果である。
- 重力波検出器に搭載するためには、波面の乱れをなるべく最小限に抑えたい。そこでシャックハルマンセンサーを用いて、EOM を通過することによる波面の乱れを測定したところ、波面の乱れが観測されることはなかった。
- フォトリフラクティブ効果などの非線形光学効果による位相変調度の低下が危惧されていたが、100 W の光に対しても位相変調度の変化の問題はなかった。
- 5 mm × 5 mm × 20 mm の結晶 2 つを c 軸が直交するように配置した EOM で $0.018 \times f \text{ Hz/V}$ という位相変調度を得た。

以上の結果より、重力波検出器用光源の周波数安定化に用いる外部 EOM の候補として SLN 製の EOM が非常に有用であることが分かった。さらにこの結果は、重力波検出器の制御に使う狭帯域用 EOM の選定にとっても重要な結果である。

今後の課題としては、5 mm × 5 mm × 20 mm のサイズの結晶を広帯域 EOM として使用すると、500 kHz 以上の共振の存在により、制御帯域を制限されることが分かった。そこで結晶のサイズの最適化、結晶の支持方法の改善が必要である。

7.2 広帯域周波数安定化

SLN 製 EOM で 100 W のレーザーの周波数を制御できるかの検証を行った。

- スレーブキャビティによる位相の遅れを回避するために外部EOMをスレーブキャビティの後に配置しても、高出力光の通過による問題もなく、制御を実現できた。
- EOMの結晶の共振により予想されたユニティーゲイン周波数85kHzを達成できた。
- 制御帯域の拡大により、LCGTにおける重力波観測帯域で周波数安定度 $6 \times 10^{-2} \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ を達成した。

課題として以下の2点が挙げられる。

- SLN製EOMの共振による制御帯域の制限の克服。結晶のサイズの最適化、支持方法の改善が必要となる。結晶サイズに関しては、今回の実験においてある程度ビームを絞ってもSLN製EOMはきちんと動作することが分かったので、極板間距離をもう少し小さくとることができると考えられる。他の案としては、ビームを楕円形にして、極板間距離は小さくして、その垂直方向はビーム径を大きくすることでパワー密度を上げずに、改善が可能かもしれない。
- SLN製EOMの変調指数が小さかったがために、回路の途中で信号が飽和することがあった。逆にいうと、抑えるべきレーザーの周波数雑音が大きいのことを意味する。実際に、本論文で用いた注入同期レーザーは低い周波数ではマスターレーザーの周波数雑音とほぼ同レベルであるが、1kHz以上ではマスターレーザーの周波数雑音より大きかった。以上のことからこの問題の解決には2つの方法が考えられる。
 - EOMの変調指数の向上。EOMの極板間距離に比例して変調指数は小さくなるので、極板間距離を小さくすることで向上が期待できる。さらに、結晶の長さにも比例して変調指数は増加する。したがって、長い結晶を得る、もしくはたくさん結晶を並べるという案としてあげることができる。
 - 注入同期レーザーの1kHz以上の周波数雑音の低減。本論文で用いた注入同期レーザーの1kHz以上の周波数雑音の増加はスレーブレーザーによるものと考えられる。したがって、スレーブレーザーによって増える雑音源の特定および制御によって低減が可能であると思われる。

次世代型重力波検出器で用いるための出力100W以上の光源に対して、広帯域周波数安定化を行った例は本研究が最初である。本研究で得られた知見は、次世代型重力波検出器の開発において、レーザー光源の高出力化によって困難だと予想されていた光源の安定化の実現にとって非常に重要なものである。

付録A 注入同期レーザーの水流による位相 雑音への影響

2007年11月、オーストラリアのアデレード大学のProf. Jesper Munchが日本の重力波プロジェクトとのコラボレーションのために1ヶ月間日本に滞在した。そのうち1週間を本研究室で過ごし、実験に関するアドバイスをいただき、直接指導をしてくださった。

注入同期レーザーの動作を見たときに水流による影響が大きいのではという指摘をしてくださった。そこで、1週間という短い期間で直接指導の下、注入同期レーザーの水流に関する影響を探り、改善策を練った。そのことについてここで述べる。

図A.1に示す注入同期レーザーのスレーブレーザーに用いているレーザーモジュールは、図A.2に示すような水冷システムを用いている。これは、高出力動作の際の励起用LDおよびレーザー結晶の冷却のためである。図A.2の水冷用チューブ類が、テーブル上に載っていることによって位相（周波数）雑音を増やしているのではないかという指摘をされた。そこで、簡単ではあるが、ビニールの紐で吊ることによって悪影響が減ることを期待して実験を行った。吊った後の様子を図A.3に示す。

A.1 実験装置

図A.4にMach-Zehnder(MZ)干渉計⁵⁰⁾を用いた評価のセットアップを示す。レーザー(NPRO)からの光を半波長板と偏光ビームスプリッタを用いて光量の調整を行い(約20mW透過)、MZ干渉計に入射させる。ビームスプリッタで分かれた光の一方はレーザーモジュールを通し、他方は何も通さない。そしてもう一度ビームスプリッタを用いて干渉させる。フォトディテクタでその信号を取得し、ミッドフリンジでロックした。今回、急速の実験だったので、振動に強いアクチュエータ付き鏡を準備することができなかった。そこで、アクチュエータとして図A.5に示すように鏡のホルダーに輪ゴムをつけ、フォトディテクタの信号をオシロスコープで観察しながら手動でミッドフリンジにロックした(マニュアルサーボ)。このとき手動での制御は非常に制御帯域が低いと考えられるので、フォトディテクタで受けた信号は、位相雑音を表すと考えることができる。用いたフォトディテクタの回路を図A.6に示す。

A.2 実験結果

1. 吊ることによる効果 励起は行わずに水流を流した状態で、水流分割器を吊ったときと吊っていないときとの比較を行った。結果を図A.7に示す。吊ることによる改善は見ることができなかった。

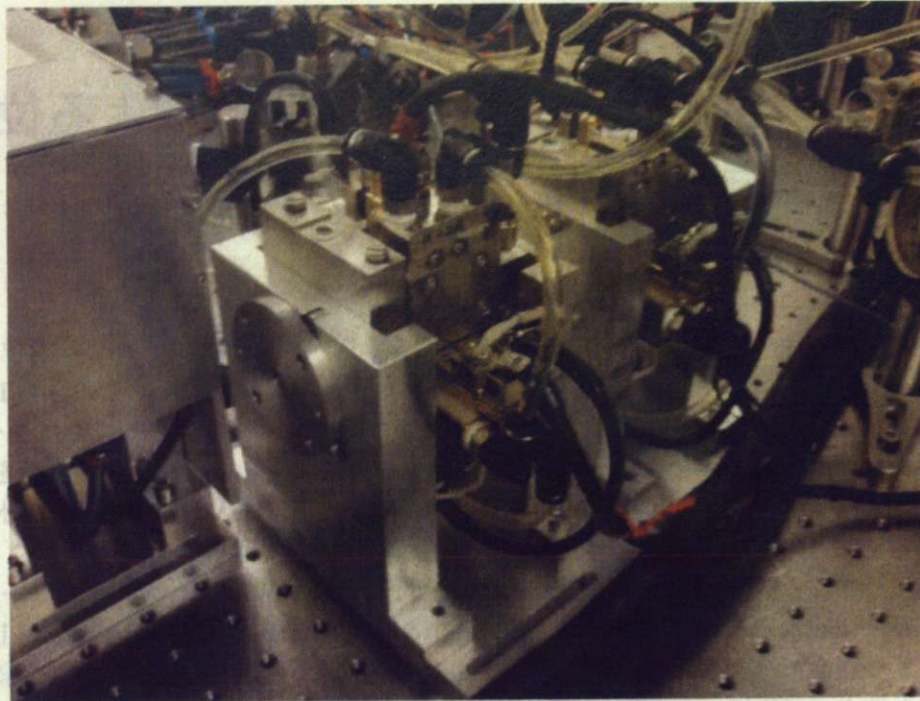


図 A.1: スレープレーザーに用いているレーザーモジュール. 水冷のためのチューブがいくつかつながっている.

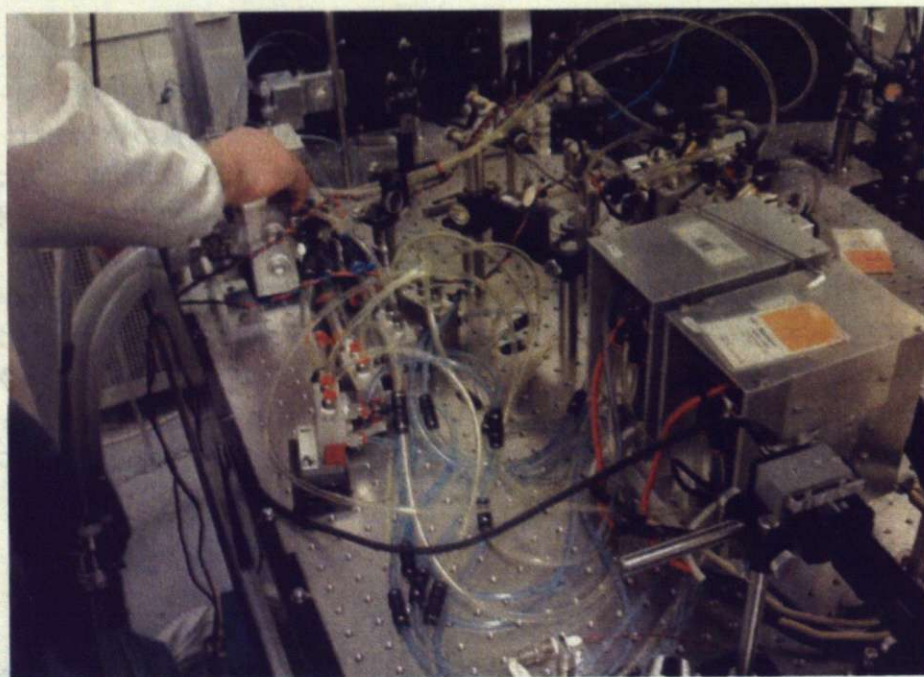


図 A.2: 水冷用チューブの分岐の様子.

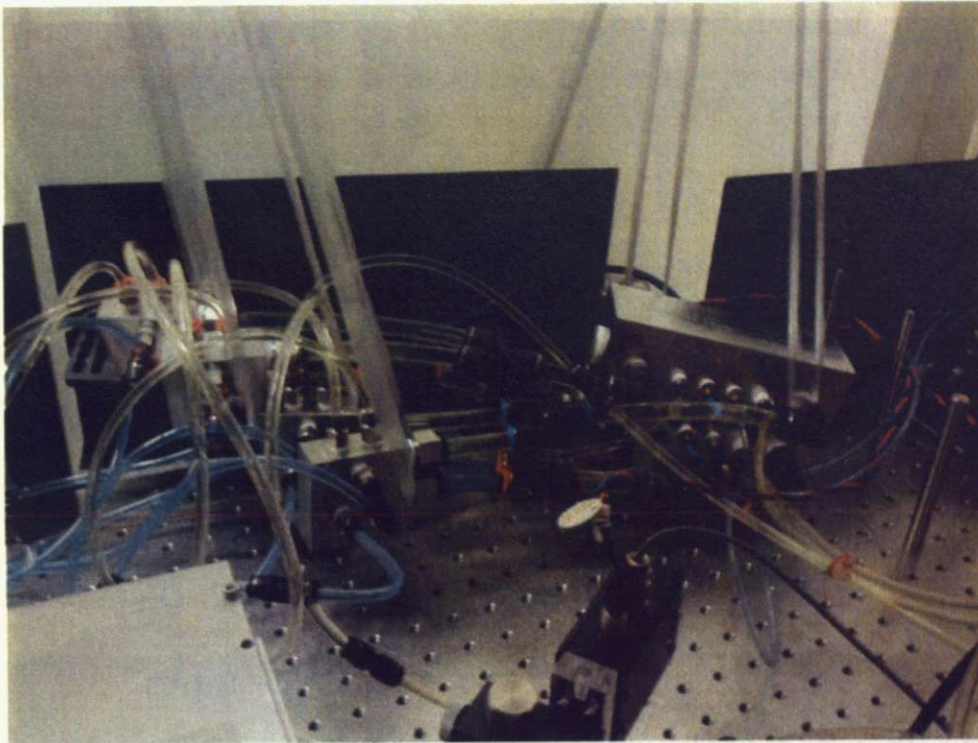


図 A.3: 吊ったときの様子.

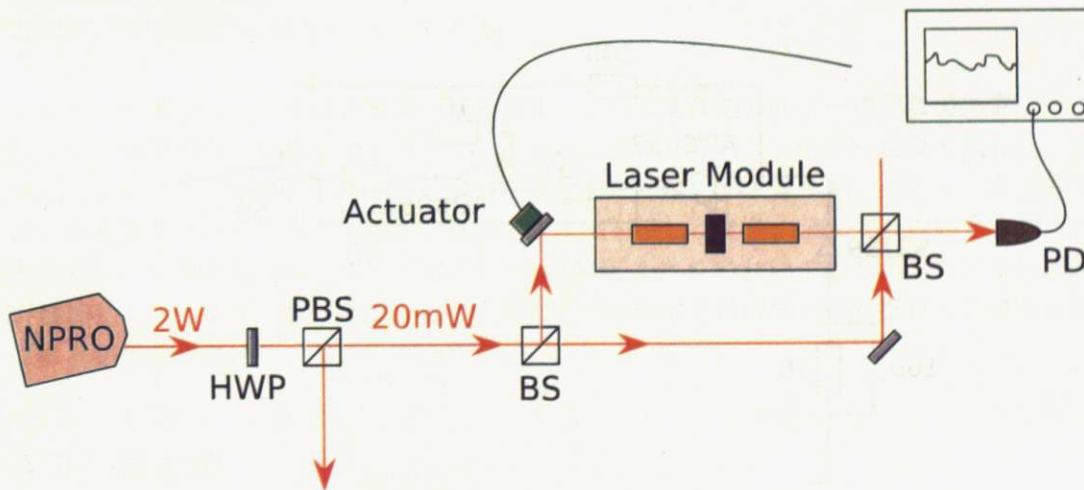


図 A.4: レーザーモジュールの水流による位相雑音への影響を測定するためのMZ干渉計.

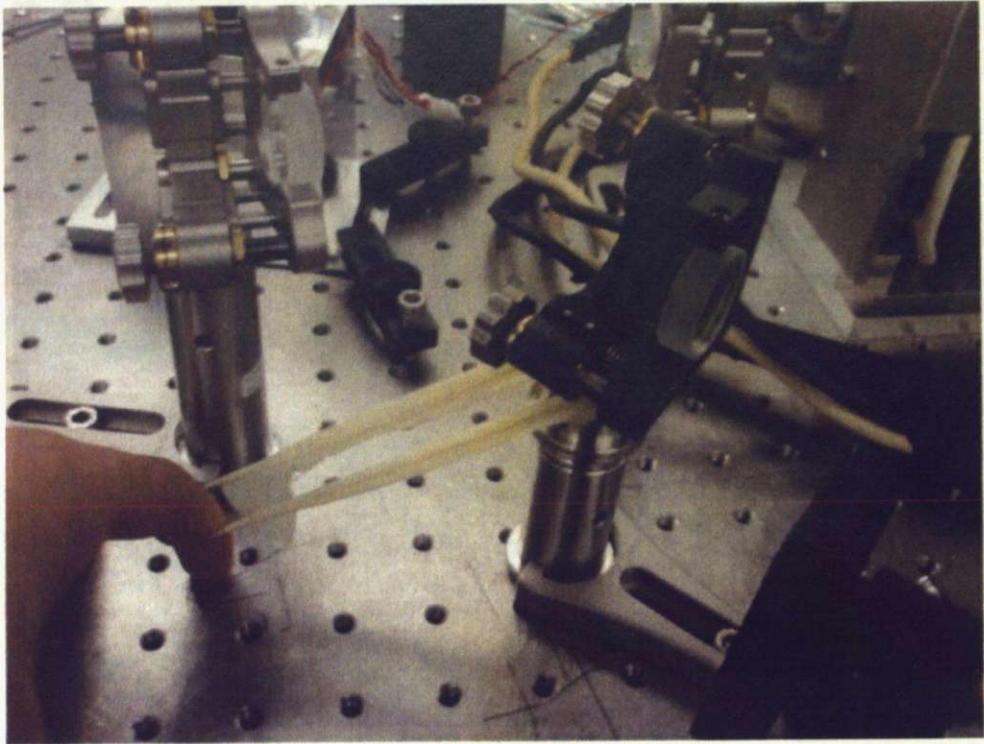


図 A.5: マニュアルサーボ.

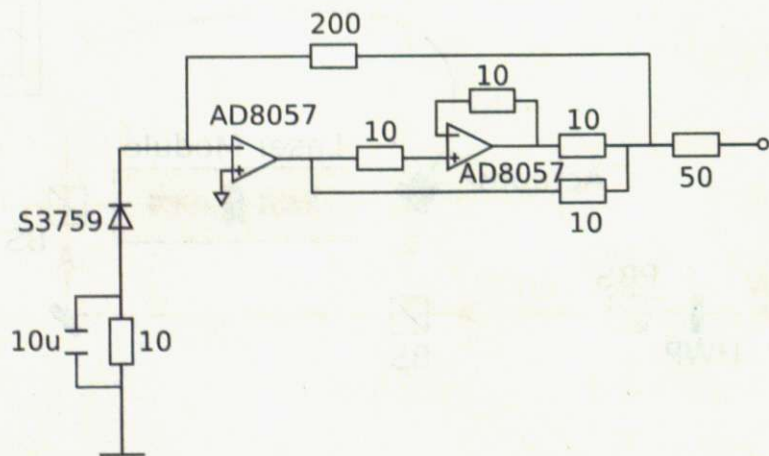


図 A.6: 用いたフォトディテクタの回路図.

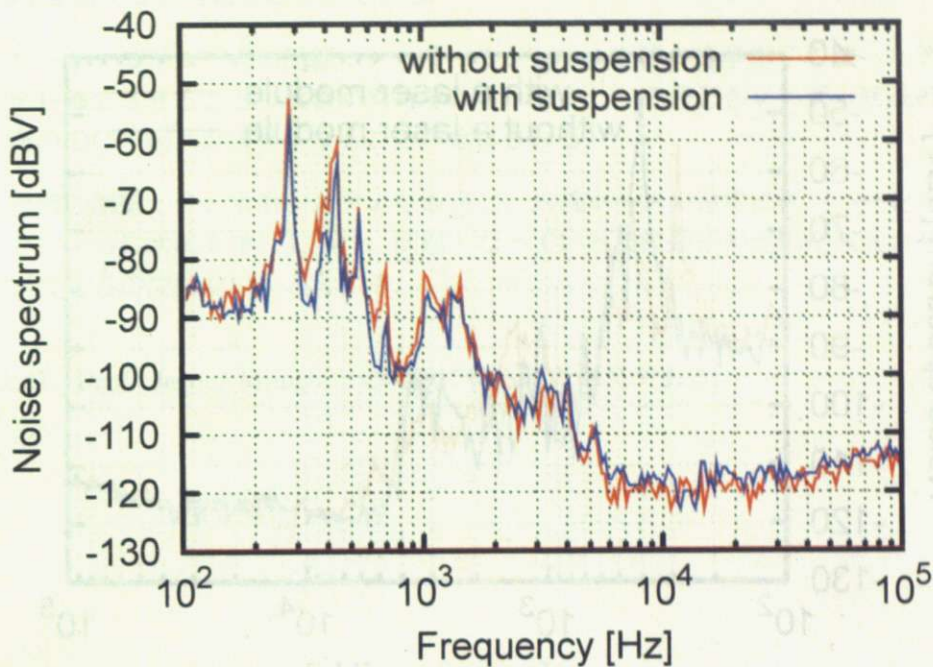


図 A.7: 水流分割器を吊ったことによる効果.

2. レーザーモジュールを通すことによる効果. 次に, MZ 干渉計の一方の光路にレーザーモジュールを入れたときと, 両方とも入れていないときとの比較を行った. レーザーモジュール無しときは両方の光路の揺らぎは各鏡の揺れに起因するものということになり, この測定でのバックグラウンドともいえる. レーザーモジュール有無での測定結果を図 A.8 に示す. 両者に多少差が見えるが, レーザーモジュールを通すことによる位相雑音の増加の主な原因ではないと考えられる.

3. レーザーモジュールを通さずに, 水を流すことによる鏡のホルダーの揺れの影響. これまでの結果から, 水流をレーザーモジュールに流すことで, レーザー結晶の揺れなどではなく, レーザー共振器を構成する鏡の揺れなのではないかと疑った. そこで, 両方の光路に何も入れていない MZ 干渉計を構成し, 水流を流したとき, 流していないときの比較を行った. 結果を図 A.9 に示す. 1 kHz から 4 kHz あたりにおいて水を流したときに雑音が増加した. つまり, 水流を流すことでレーザー共振器を構成する鏡が揺れてしまうということが分かった.

A.3 まとめ

レーザーモジュールに用いられている水冷システムによって, レーザー共振器を構成する鏡の振動が励起され, 位相 (周波数) 雑音の増加を引き起こしていることが分かった. このことが注入同期レーザーの周波数雑音の悪化につながっていると考えることができる.

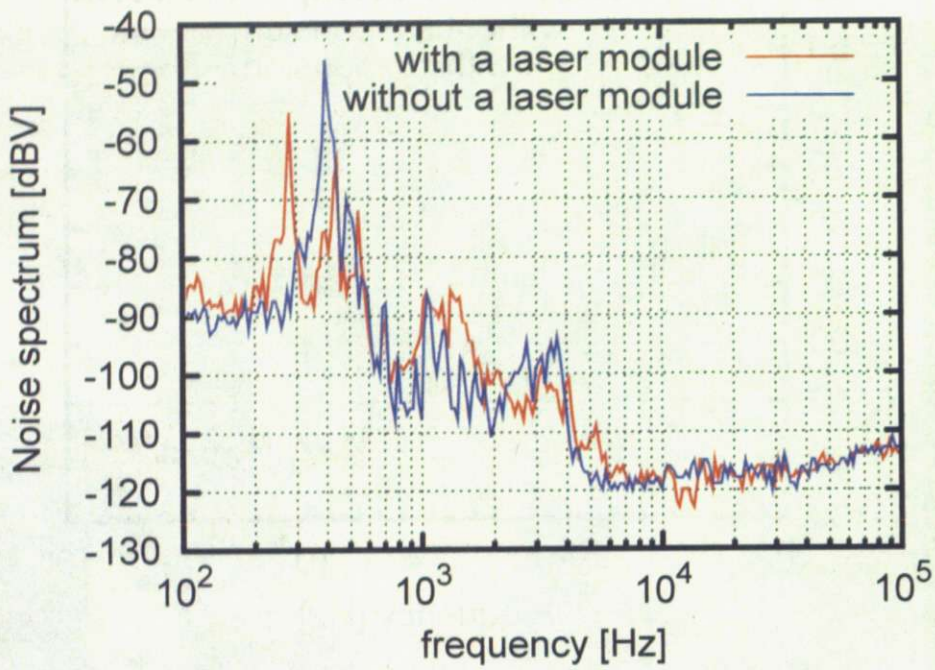


図 A.8: レーザーモジュールの有無による効果.

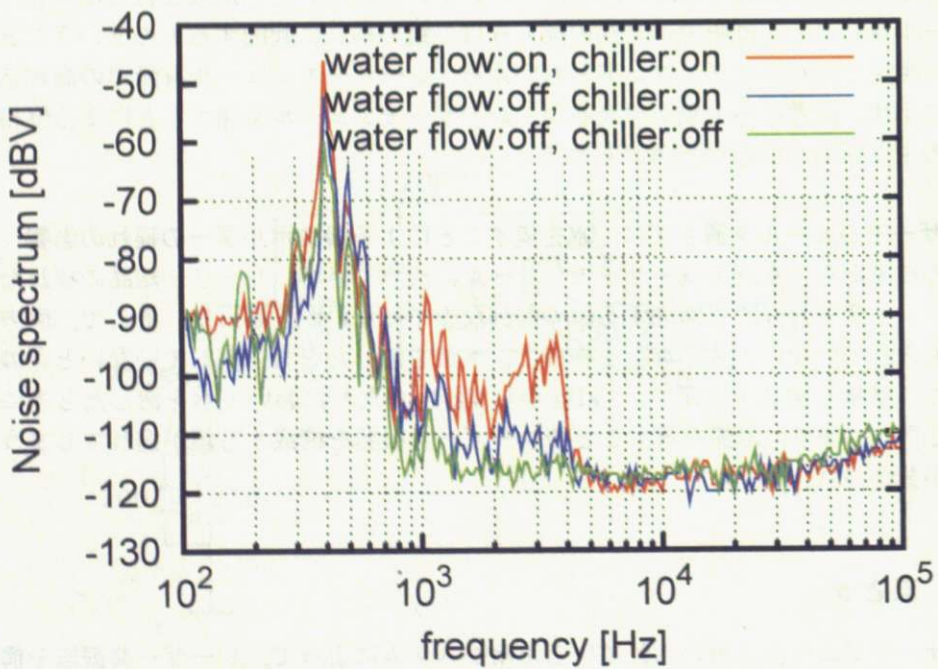


図 A.9: 鏡の揺れによる影響.

改善策として2点考えることができる。

- レーザーモジュールの配置：レーザーモジュールを他の光学素子の載ったテーブルから独立させることで改善が期待される。しかし、そのときレーザー結晶の通過場所のDCの揺れが大きくなるのが危惧される。
- 水流の制御：今の水冷システムを改良し、水流ホースの途中にダンパーを入れることで十分に水流を維持しつつ、問題となっている周波数帯の振動を減衰させることができるのではないかと考える。

以上が、Prof. Jesper Munch との実験で得られた知見である。

謝辞

この研究は、多くの方々のご協力のおかげで進めていくことができました。最後に簡単ではありますが、感謝の言葉を述べさせていただきます。

指導教員である三尾典克先生には、卒業研究のときから3年間本当にお世話になりました。とくにこの1年は、国際学会に行くチャンスを与えてくださったり、レター誌への投稿を薦めてくださったりと、非常に貴重な体験をたくさんすることができました。また、そのほかにも世界中の方々との交流の機会を多く与えてくださり本当に勉強になりました。いつも暖かく接してくださり感謝しています。これからもお世話になりますが、よろしくお願いいたします。

助教の森脇成典氏には、いつも質問ばかりしてしてた気がします。私自身の勉強不足なだけかつ思いつきの質問なのに、いつも丁寧に答えてくださったことは本当に感謝しています。ありがとうございました。これからも分からないことがあったらすぐに質問するかもしれませんが、よろしくお願いいたします。

修士過程1年の町田幸介氏には、もしかしたら迷惑をかけっぱなしだったかもしれませんが、嫌な顔せず接してくれました。研究室の飲み会などの幹事もやってくれて感謝しています。これからも面倒くさいことというかもしれませんがよろしくお願いします。

修士課程1年の森匠氏には、PC関係の質問をしたり、研究室のネットワーク管理に関する仕事をしてくれて感謝しています。夜遅くまで論文を検索しては勉強する姿に見習わなければと思いました。これからもいろいろ議論しましょう。

工学部物理工学科4年の徳田祐太朗氏は、地元が近いこともあっていろいろと共通話題で盛り上がりました。知識も多く感心させられることがたびたびありました。整理術などもかなり参考にさせていただきました。来年度からもよろしくお願いします。

工学部物理工学科4年の野口宗之氏は、物静かでコツコツ実験を進めていくところが、いつも脱線しがちな自分としては見習わなくてはならないなと思いました。来年度からは駒場の研究室に行ってしまうとのことですが頑張ってください。活躍を期待しています。

研究室OBで地震研究所助教の堀輝人氏は、ときどき三尾研究室に実験しに来た際にはいろいろと楽しい話をさせていただきました。また、ファイバーについての質問した際には、豆知識を付け加えて返して下さって本当に感謝しています。

本研究は、三尾研究室OBの竹野耕平氏の後を引き継いだものでした。引き継いだ後、約一年間何も進展させることもできず、多くの質問メールを送ってしまいましたが、いつ

もすぐにかつ丁寧に詳しく返信をくださって本当に感謝しています。ありがとうございます。最近では学会等でしかお会いする機会がなくなって寂しく思っています。またいつでも研究室に（そして飲み会に）お越しください。

アデレード大学の Prof. Jesper Munch には、1ヶ月という短い期間でしたが、本当に多くのことを学ばせていただきました。英語の不得意な自分に対して辛抱強く「何が言いたいんだ？それはどういうことだ？」と理解するまで何度も聞き直してくれました。また日本食がお好きみたいで納豆を気に入ってもらえたのは本当によかったです。Thank you!

このほかにも、重力波関係のみなさまにはさまざまなアドバイス、情報を提供していただきました。ありがとうございました。これからもお世話になるかと思いますが、よろしくお願いいたします。

最後になりますが、健康に学生生活を送ることができているのは、両親のサポートのおかげです。本当に感謝しています。ありがとうございました。このほかにも、多くの方々に支えられて研究を進めることができました。皆さん、本当にありがとうございました。

参考文献

- 1) 三尾典克. 相対性理論 -基礎から実験的検証まで. 臨時別冊・数理科学 SGC ライブラリ 56. サイエンス社, 6 2007.
- 2) J. M. Weisberg and J. H. Taylor. Relativistic binary pulsar B1913+16: Thirty years of observations and analysis. *ASP Conference Series*, Vol. 328, pp. 25–31, 2005.
- 3) 日本物理学会 (編). 宇宙を見る新しい目. 日本評論社, 2004.
- 4) K. Kuroda and the LCGT Collaboration. The status of LCGT. *Class. Quantum Grav.*, Vol. 23, pp. S215–S221, 2006.
- 5) LCGT design document (version 1.0), 2004. <http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/gr/LCGTdoc.pdf>.
- 6) <http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/gr/gr.html>.
- 7) 中村卓史, 三尾典克, 大橋正健 (編). 重力波をとらえる: 存在の証明から検出へ. 京都大学学術出版会, 1998.
- 8) 重力波アンテナ技術検討書—干渉計ハンドブック—, 1992.
- 9) <http://gravity.phys.lsu.edu/>.
- 10) <http://www.auriga.inl.infn.it/>.
- 11) <http://www.roma1.infn.it/rog/explorer/>.
- 12) <http://www.roma1.infn.it/rog/nautilus/>.
- 13) <http://tamago.mtk.nao.ac.jp/>.
- 14) <http://www.ligo.caltech.edu/>.
- 15) <http://www.virgo.infn.it/>.
- 16) <http://geo600.aei.mpg.de/>.
- 17) <http://gravity.pd.uwa.edu.au/AIGO.htm>.
- 18) <http://lisa.jpl.nasa.gov/>.

- 19) S. Nagano, M. A. Barton, H. Ishizuka, K. Kuroda, S. Matsumura, O. Miyakawa, S. Miyoki, D. Tatsumi, T. Tomaru, M. Ando, K. Arai, K. Kawabe, N. Ohishi, A. Takamori, S. Taniguchi, K. Tochikubo, K. Tsubono, K. Yamamoto, M. Fujimoto, M. Fukushima, S. Kawamura, Y. Kozai, S. Miyama, M. Ohashi, S. Sato, R. Takahashi, S. Telara, T. Yamazaki, N. Mio, S. Moriwaki, G. Horikoshi, N. Kamikubota, Y. Ogawa, Y. Saito, T. Suzuki, M. Musha, K. Nakagawa, A. Ueda, K. Ueda, A. Araya, N. Kanda, T. Nakamura, T. Tanaka, M. Sasaki, H. Tagoshi, T. Futamase, N. Kawashima, E. Mizuno, Y. Kojima, N. Matsuda, K. Oohara, and N. Tsuda. Development of a light source with an injection-locked Nd:YAG laser and a ring-mode cleaner for the TAMA 300 gravitational-wave detector. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 73, No. 5, pp. 2136–2142, 2002.
- 20) S. Nagano, S. Kawamura, M. Ando, R. Takahashi, K. Arai, M. Musha, S. Telada, M. Fujimoto, M. Fukushima, Y. Kozai, S. Miyama, A. Ueda, K. Waseda, T. Yamazaki, H. Ishizuka, K. Kuroda, S. Matsumura, O. Miyakawa, S. Miyoki, M. Ohashi, S. Sato, D. Tatsumi, T. Tomaru, K. Kawabe, N. Ohishi, S. Otsuka, A. Sekiya, A. Takamori, S. Taniguchi, K. Tochikubo, K. Tsubono, K. Ueda, N. Mio, S. Moriwaki, G. Horikoshi, N. Kamikubota, Y. Ogawa, Y. Saito, T. Suzuki, K. Nakagawa, K. Ueda, A. Araya, N. Kanda, N. Kawashima, Mizuno E, M. A. Barton, M. Tsuda, N. Mastuda, T. Nakashima, M. Sasaki, M. Shibata, H. Tagoshi, Tanaka T, K. Nakao, K. Oohara, Y. Kojima, T. Futanamase, and H. Asada. Development of a multistage laser frequency stabilization for an interferometric gravitational-wave detector. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 74, No. 9, pp. 4176–4183, 2003.
- 21) K. Takeno, T. Ozeki, S. Moriwaki, and N. Mio. 100 W, single-frequency operation of an injection-locked Nd:YAG laser. *Opt. Lett.*, Vol. 30, No. 16, pp. 2110–2112, 2005.
- 22) B. Willke, K. Danzmann, C. Fallnich, M. Frede, M. Heurs, P. King, D. Kracht, P. Kwee, R. Savage, F. Seifert, and R. Wilhelm. Stabilized high power laser for advanced gravitational wave detectors. *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 32, pp. 270–275, 2006.
- 23) A. Liem, J. Limpert, H. Zellmer, and A. Tunnermann. 100-W single-frequency master-oscillator fiber power amplifier. *Opt. Lett.*, Vol. 28, No. 17, pp. 1537–1539, 2003.
- 24) Y. Jeong, J. Nilsson, J. K. Sahu, D. B. S. Soh, C. Alegria, P. Dupriez, C. A. Codemard, D. N. Payne, R. Horley, L. M. B. Hickey, L. Wanzcyk, C. E. Chryssou, J. A. Alvarez-Chavez, and P. W. Turner. Single-frequency, single-mode, plane-polarized ytterbium-doped fiber master oscillator power amplifier source with 264 W of output power. *Opt. Lett.*, Vol. 30, No. 5, pp. 459–461, 2005.

- 25) M. Hildebrandt, M. Frede, P. Kwee, B. Willke, and D. Kracht. Single-frequency master-oscillator photonic crystal fiber amplifier with 148 W output power. *Opt. Express*, Vol. 14, No. 23, 2006.
- 26) 宮澤信太郎. 光学結晶. アドバンスト エレクトロニクス シリーズ I-14. 培風館, 1995.
- 27) Kohei Takeno. *Development of a 100-W Nd:YAG laser using the injection locking technique for gravitational wave detectors*. PhD thesis, University of Tokyo, 2006.
- 28) T. J. Kane and R. L. Byer. Monolithic, unidirectional single-mode Nd:YAG ring laser. *Opt. Lett.*, Vol. 10, No. 2, pp. 65–67, 1985.
- 29) S. Konno, S. Fujikawa, and K. Yasui. 80 W cw TEM₀₀ 1064 nm beam generation by use of a laser-diode-side-pumped Nd:YAG rod laser. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 70, No. 20, pp. 2650–2651, 1997.
- 30) R. Hua, S. Wada, and H. Tashiro. Analytical method for design a TEM₀₀ mode resonator of a dual-rod Nd:YAG laser with full birefringence compensation. *Opt. Commun.*, Vol. 232, pp. 331–341, 2004.
- 31) 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*, Vol. 31, pp. 97–105, 1983.
- 32) 尾関孝文. 半導体レーザー励起高出力 Nd:YAG レーザーの強度安定化に関する研究, 2006.
- 33) 町田幸介. 注入電流制御による LD 励起 Nd:YAG レーザーの位相・周波数制御に関する研究, 2007.
- 34) N. Mio, T. Ozeki, K. Machida, and S. Moriwaki. Laser intensity stabilization system using laser-diode-pumped Nd:YAG laser amplifier. *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 46, No. 8A, pp. 5338–5341, 2007.
- 35) S. Kawamura, A. Abramovici, and M. E. Zucker. Improved multistage wide band laser frequency stabilization. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 68, No. 1, pp. 223–229, 1997.
- 36) 片山徹. 新版フィードバック制御の基礎. 朝倉書店, 2002.
- 37) Anthony E. Siegman. *Lasers*. University Science Book, 1986.
- 38) R. Barillet, A. Brillet, R. Chiche, F. Cleva, L. Latrach, and C. N. Man. An injection-locked Nd:YAG laser for the interferometric detection of gravitational waves. *Meas. Sci. Technol.*, Vol. 7, pp. 162–169, 1996.
- 39) <http://www.innolight.de/index.htm>.

- 40) G. A. Kerr, N. A. Robertson, J. Hough, and C. N. Man. The fast frequency stabilization of an argon laser to an optical resonator using an extra-cavity electro-optic modulator. *Appl. Phys. B*, Vol. 37, pp. 11–16, 1985.
- 41) K. Nakagawa, A. S. Shelkovnikov, T. Katsuda, and M. Ohtsu. Fast frequency stabilization of a diode-laser-pumped monolithic Nd:YAG laser with an extra cavity electro-optic modulator. *Opt. Commun.*, Vol. 109, pp. 446–450, 1994.
- 42) M. Musha, K. Nakagawa, and K. Ueda. Wideband and high frequency stabilization of an injection-locked Nd:YAG laser to a high-finesse Fabry-Perot cavity. *Opt. Lett.*, Vol. 22, No. 15, 1997.
- 43) Shigeo Nagano. *Study of Frequency and Intensity Stabilization System with High-power Laser for the TAMA 300 Gravitational-wave Detector*. PhD thesis, Univ. of Tokyo, 1999.
- 44) K. Kitamura, Y. Furukawa, and N. Iyi. Progress in single crystal growth of LiNbO₃ using double crucible Czochralski method. *Ferroelectrics*, Vol. 202, pp. 21–28, 1997.
- 45) T. Fujiwara, M. Takahashi, M. Ohama, A. J. Ikushima, Y. Fujikawa, and K. Kitamura. Comparison of electro-optic effect between stoichiometric and congruent LiNbO₃. *IEEE Electron. Lett.*, Vol. 35, No. 6, pp. 499–501, 1999.
- 46) M. Nakamura, S. Higuchi, S. Takekawa, K. Terabe, Y. Furukawa, and K. Kitamura. Optical damage resistance and refractive indice in near-stoichiometric MgO-doped LiNbO₃. *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 41, pp. L49–L51, 2002.
- 47) J. Y. Wang and D. E. Silva. Wave-front interpretation with Zernike polynomials. *Appl. Opt.*, Vol. 19, No. 9, pp. 1510–1518, 1980.
- 48) Max Born and Emil Wolf. *Principles of Optics: Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Cambridge University Press, Cambridge, 7th (expanded) edition, 1999.
- 49) 国立天文台 (編) . 理科年表 第 81 冊. 丸善, 2008.
- 50) Dieter Meschede. *Optics, Light and Lasers: The Practical Approach to Modern Aspects of Photonics and Laser Physics*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2nd edition, 2007.