

修士論文

低周波重力波探査のための超伝導磁気浮上型
ねじれ振子子の研究

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻 86020

岡田健志

2010年1月7日 提出

2010年2月8日 第2版提出

概 要

重力波は光速で伝わる時空の歪みであり、自由質点間の距離を変化させるという効果がある。そのため浮上して回転に対して自由となった棒状試験マス（ねじれ振り子）は重力波によって回転の力を受ける。この回転を測定することで重力波を観測する検出器がねじれ振り子型重力波検出器であり、我々は棒状試験マスを超伝導ピン止め効果によって浮上させたねじれ振り子型重力波検出器の開発を行っている。超伝導磁気浮上を用いることで共振周波数を低くし熱雑音を低減させることが可能であるが一方、外部磁場が検出器の雑音となる。我々は R&D のためのプロトタイプ検出器を製作し雑音の評価を行った。その結果、70 mHz 以下において外部磁場に起因する雑音によって重力波に対する感度が制限されていることがわかった。この論文では本検出器におけるさまざまな雑音の中でも特に外部磁場に起因する雑音について述べる。

目次

第1章	序論	5
1.1	重力波とは	5
1.2	実験のモチベーション：低周波重力波	6
1.3	本論文の構成	7
第2章	重力波とその検出	8
2.1	重力波の導出	8
2.1.1	計量テンソルと測地線方程式	8
2.1.2	アインシュタイン方程式とその線型化	9
2.1.3	重力波	10
2.2	重力波の性質	11
2.2.1	自由質点に対する重力波の効果	11
2.2.2	重力波の偏光	12
2.3	重力波の放出と波源	12
2.3.1	重力波の放出	12
2.3.2	重力波源	14
2.4	重力波検出器	16
2.4.1	現在の地上大型干渉計型重力波検出器	16
2.4.2	地上大型干渉計型重力波検出器の将来計画	17
2.4.3	宇宙重力波検出器の計画	18
2.4.4	ドップラートラッキング	19
2.4.5	パルサータイミング	20
2.4.6	ねじれ振り子型重力波検出器	20
第3章	超伝導磁気浮上を用いたねじれ振り子型重力波検出器	21
3.1	一般的なねじれ振り子	21
3.2	ねじれ振り子の重力波に対する応答	21
3.3	超伝導磁気浮上の利点	23
3.3.1	熱雑音	24
3.4	ねじれ振り子	24
3.5	超伝導磁気浮上のための装置	27
3.6	ねじれ振り子の回転の測定	29

3.6.1	光てこによる制御	30
3.6.2	マイケルソンレーザー干渉計による制御	30
3.7	重力波に対する雑音	34
3.8	ねじれ振子子の回転に対する雑音	34
3.8.1	磁場雑音	34
3.8.2	地面振動カップリング雑音	35
3.9	センサーの雑音	37
3.9.1	強度雑音	37
3.9.2	ショットノイズ	39
3.9.3	輻射圧雑音	39
3.10	その他の雑音	39
第 4 章	強度雑音対策	41
4.1	強度雑音	41
4.2	強度安定化	42
4.2.1	構成	42
4.2.2	AOM の特性	42
4.2.3	制御	45
4.2.4	結果	45
4.2.5	考察	45
第 5 章	磁場雑音対策	48
5.1	磁場雑音の発生	48
5.2	磁場雑音の推定方法	49
5.2.1	磁場センサー	49
5.3	磁場とねじれ振子子の回転の伝達係数測定	55
5.4	環境磁場の測定	56
5.5	磁場カップリング雑音の推定	56
5.6	磁気シールド	64
第 6 章	まとめ	73
6.1	結果	73
6.2	議論	74
6.3	今後の課題	74
第 7 章	電気回路	76
	参考文献	77
	謝辞	78

目 次

2.1	重力波の効果	13
3.1	ねじれ振子子の重力波に対する応答	22
3.2	ねじれ振子	25
3.3	ねじれ振子子の写真	26
3.4	実験装置の写真	28
3.5	マイケルソンレーザー干渉計の制御の様子	29
3.6	光てことマイケルソンレーザー干渉計の配置	30
3.7	ねじれ振子子の制御	31
3.8	測定データ (2009 年 10 月 22 日)	34
3.9	本検出器のベストデータ	35
3.10	地面振動	36
3.11	ねじれアンテナの非対称性	36
3.12	二次元剛体モデル	37
3.13	熱雑音と地面振動カップリング雑音	38
3.14	その他の雑音	40
4.1	相対強度雑音	41
4.2	PD の強度雑音と検出器の雑音のコヒーレンス	42
4.3	強度安定化の様子	43
4.4	強度安定化ブロック図	44
4.5	AOM の特性	44
4.6	強度安定化ループのオープンループ伝達関数	45
4.7	相対強度雑音の変化	46
4.8	強度カップリング雑音	46
4.9	強度雑音と地面振動とのコヒーレンス	47
5.1	磁場雑音の発生モデル	48
5.2	磁場センサー	50
5.3	大型コイル	51
5.4	ヘルムホルツコイル	53
5.5	作成したヘルムホルツコイルによる磁場	53
5.6	磁場センサーのキャリブレーション結果	54

5.7	磁場センサーの出力の線形性	54
5.8	伝達係数測定におけるコイルの磁場の様子	55
5.9	伝達係数測定におけるねじれ振り子の回転 (X 方向)	57
5.10	伝達係数測定におけるコイルによる磁場 (X 方向)	57
5.11	X 方向の回転-磁場の変換係数	58
5.12	伝達係数測定におけるねじれ振り子の回転 (Y 方向)	59
5.13	伝達係数測定におけるコイルによる磁場 (Y 方向)	59
5.14	Y 方向にの回転-磁場の変換係数	60
5.15	X 方向の磁場 (一日目)	60
5.16	Y 方向の磁場 (一日目)	61
5.17	Z 方向の磁場 (一日目)	61
5.18	X 方向の磁場 (二日目)	62
5.19	Y 方向の磁場 (二日目)	62
5.20	Z 方向の磁場 (二日目)	63
5.21	磁場カップリング雑音 1	63
5.22	磁場スペクトル	64
5.23	磁場カップリング雑音 2	65
5.24	磁気シールド	66
5.25	磁気シールドの写真	66
5.26	磁気シールドの効果 (X 方向)	68
5.27	磁気シールドの効果 (Y 方向)	68
5.28	磁気シールドを入れる前と後で取られたデータの比較	69
5.29	磁気シールドがない場合の X 方向の磁場	70
5.30	磁気シールドがある場合の X 方向の磁場	70
5.31	磁気シールドがない場合の Y 方向の磁場	71
5.32	磁気シールドがある場合の Y 方向の磁場	71
5.33	磁気シールドがない場合の Z 方向の磁場	72
5.34	磁気シールドがある場合の Z 方向の磁場	72
6.1	ねじれ振り子の重力波に対する応答	73
7.1	磁場センサーの回路	76

第1章 序論

本論文は、低周波重力波探査のための超伝導磁気浮上を用いたねじれ振り子型重力波検出器に関する論文である。我々のターゲットとする重力波の周波数は 10 mHz-10 Hz といった低周波である。本論文は、主に超伝導磁気浮上を用いたねじれ振り子型重力波検出器における重力波に対する雑音の評価と対策について述べる。

本章ではまず重力波に関する概説を述べたのち、この実験の目的である低周波重力波探査について簡単に触れる。

1.1 重力波とは

重力波は、質量の加速度運動によって生成される時空の歪みの波である。これは一般相対性理論におけるアインシュタイン方程式の波動解であり、アイシュタイン (A. Einstein) 自身によって 1916 年に導出されている [1]。その存在は、1980 年代にハルス (R. A. Hulse) とテイラー (J. H. Taylor) らによって間接的に証明された [2]。テイラーらは連星パルサー PSR1913+16 の軌道周期を測定し、その変化が重力波放出によるエネルギー減少から予言される値と精度良く一致することを示した。彼らはこの功績によって 1993 年のノーベル物理学賞を受賞している。しかし、重力波と物質の相互作用は微弱であるため、未だにその直接検出はなされていない。

重力波は、質量分布の変化によって発生する。これは電荷分布の変化によって電磁波が発生するのと同様の現象で、重力波を測定することで質量分布の変化を調べることができる。ただし、重力相互作用は電磁相互作用に比べて非常に小さいので、重力波による観測は超新星爆発や連星中性子星の合体などの大規模な天体現象が対象となる。

重力相互作用の小ささは重力波の直接検出には不利であるが、逆に電磁波では知ることのできない情報を与えるという側面もある。この性質により、重力波が観測できれば天体内部のコアのダイナミクスや、電磁波による観測が不可能とされる宇宙の晴れ上がり以前の情報を得ることができると考えられている。重力波の直接検出は我々に新たな窓とそこからもたらされる新しい情報を与え、これまでの電磁波による天文学とは異なる「重力波天文学」を開かせる可能性を秘めている。

1.2 実験のモチベーション：低周波重力波

本論文において低周波重力波とは 10 Hz 以下の重力波を指すものとする。
低周波重力波源としては

- 銀河中心の超巨大ブラックホールの合体
- 宇宙論的背景重力波
- 多数の天体現象からの重力波の重ね合わせによる天文学的背景重力波

等が考えられており、これらを観測することができれば宇宙論、天文学が大きく発展することは疑う余地もない [3]。

現在、重力波検出器としては干渉計型が主流であり、世界で km クラスの基線長を持つ地上大型干渉計が稼働している。これらの検出器は主に中性子星連星の合体により放出される 100 Hz-1 kHz の重力波をターゲットとしている。地上干渉計型重力波検出器は低周波において地面振動に起因する雑音が大きく、また懸架している鏡の共振周波数以下において重力波に対する感度を失うことにより 10 Hz 以下の帯域で重力波観測が難しい。

そのため低周波での重力波観測を目的としてスペースクラフト^{*1}を用いた宇宙重力波探査の計画が進行している。スペースクラフトによって低周波重力波探査を行う計画には、NASA・ESA による LISA 計画と日本による DECIGO 計画が存在する。2010 年 1 月現在では LISA 計画は 2018 年以降、DECIGO 計画は 2027 年頃目標と報告されている。重力波振幅に対する LISA の目標感度^{*2}は 0.1 mHz-0.1 Hz において 10^{-20} 、DECIGO の目標感度は 0.1-10 Hz において 10^{-23} となっている。しかし、スペースクラフトによる重力波探査は時間、費用が莫大であり、また打ち上げの後は修理、改良ができない。

このようなスペースクラフトによる低周波重力波探査に先駆け、我々は地上で可能な新たな重力波検出器としてねじれ振り子型重力波検出器の提案、開発を行ってきた [4]。我々の検出器ではねじれ振り子を超伝導ピン止め効果によって浮上させている。これによりねじれ振り子の共振周波数が数 mHz となり、低周波重力波に対する感度を得ることができる。我々の検出器はプロトタイプであり、現段階では LISA や DECIGO の目標値のような感度は実現してはいないが、雑音対策によって LISA や DECIGO に匹敵するレベルにまで感度を向上させることができれば地上で低周波重力波探査ができる非常に重要な検出器となる。本検出器において特に外部磁場による雑音が問題となったため第 5 章においてこれについて詳しく述べる。

^{*1}地球周回軌道を使うとは限らないので、人工”衛星”という言い方は正しくない。

^{*2}ここでの感度とは重力波振幅から検出器の出力への変換係数ではなく、重力波振幅に換算した検出器の雑音レベルという意味である。

1.3 本論文の構成

次章ではまず重力波の理論的な面について述べた後、重力波の検出器、波源などについて総合的に述べる。第3章では、超伝導磁気浮上を用いたねじれ振り子型重力波検出器とその雑音について述べる。第4章では、レーザーの強度安定化について述べる。第5章では、磁場雑音の推定と対策について述べる。第6章では実験結果についてまとめ、今後の課題について述べる。

第2章 重力波とその検出

重力波は、一般相対論におけるアインシュタイン方程式の波動解である。本章ではまずアインシュタイン方程式から重力波解を導出したうえで、重力波が自由質点に及ぼす影響を調べる。また、重力波の放出と、主な波源について述べる。最後に重力波検出器について記す。

2.1 重力波の導出

2.1.1 計量テンソルと測地線方程式

重力波について調べる前に、重力による粒子の運動を相対論的に記述しておく。

一般相対論において、時空の幾何学的性質は無限小だけ離れた2点間の距離(線素) ds によって記述される。 ds は計量テンソル $g_{\mu\nu}$ によって決まる量で、2点間の座標の差 dx^μ を用いて以下のように表される^{*1}。

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (2.1)$$

計量テンソルが与えられると時空の幾何学的性質がわかり、自由落下によって時空上を移動する粒子の運動を調べることができる。このとき粒子が移動する軌跡は測地線と呼ばれ、次に表される測地線方程式によって記述される。

$$\frac{d^2 x^\lambda}{d\tau^2} = -\Gamma^\lambda_{\mu\nu} \frac{dx^\mu}{d\tau} \frac{dx^\nu}{d\tau} \quad (2.2)$$

ここで τ は粒子の固有時間である。 $\Gamma^\lambda_{\mu\nu}$ はクリストッフェル(Christoffel)記号であり、 $g_{\mu\nu}$ を用いて以下のように定義される。

$$\Gamma^\lambda_{\mu\nu} = \frac{1}{2} g^{\lambda\alpha} \left(\frac{\partial g_{\alpha\mu}}{\partial x^\nu} + \frac{\partial g_{\alpha\nu}}{\partial x^\mu} - \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x^\alpha} \right) \quad (2.3)$$

また、測地線方程式(2.2)の両辺に粒子の質量をかけたものは、重力場中を運動する粒子の運動方程式と見なすことができる。従って $\Gamma^\lambda_{\mu\nu}$ は重力場の強さを表すものと言える。また $\Gamma^\lambda_{\mu\nu}$ は $g_{\mu\nu}$ の微分であるから、 $g_{\mu\nu}$ は重力ポテンシャルのよう

^{*1}本論文では、ギリシャ文字の添字は $\{0, 1, 2, 3\}$ を、ローマ文字の添字は $\{1, 2, 3\}$ をとるものとする。また、座標は $x^0 = ct$ 、 $x^1 = x$ 、 $x^2 = y$ 、 $x^3 = z$ とする。ここで、 c は光速である。

なものであると言える。平坦な時空 (重力場がない時空) において $g_{\mu\nu}$ は以下のようにになっている。

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} \equiv \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

このような時空をミンコフスキー (Minkowski) 時空と呼び、 $\eta_{\mu\nu}$ をミンコフスキー計量と呼ぶ。何らかの質量分布が存在する場合、その影響により時空は平坦でなくなる。さらに、質量分布が四重極モーメントを持って運動するとき、 $g_{\mu\nu}$ の変動は波として伝搬する。これが重力波である。次項ではまずアインシュタイン方程式を線型化し、次々項で重力波を導出する。

2.1.2 アインシュタイン方程式とその線型化

質量が存在するときの $g_{\mu\nu}$ は以下の式 (アインシュタイン方程式) に従う。

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (2.5)$$

この $G_{\mu\nu}$ はアインシュタインテンソルと呼ばれる。また、 $T_{\mu\nu}$ はエネルギー運動量テンソルと呼ばれ、質量の分布を表すテンソルである。 $R_{\mu\nu}$ 、 R は、それぞれリッチテンソル、リッチスカラーであり、これらはクリストッフェル記号、リーマンテンソル $R^\mu{}_{\nu\alpha\beta}$ を使って以下のように定義される。

$$R^\mu{}_{\nu\alpha\beta} = \frac{\partial \Gamma^\mu{}_{\nu\beta}}{\partial x^\alpha} - \frac{\partial \Gamma^\mu{}_{\nu\alpha}}{\partial x^\beta} + \Gamma^\mu{}_{\gamma\alpha}\Gamma^\gamma{}_{\nu\beta} - \Gamma^\mu{}_{\gamma\beta}\Gamma^\gamma{}_{\nu\alpha} \quad (2.6)$$

$$R_{\mu\nu} = R^\alpha{}_{\mu\alpha\nu} \quad (2.7)$$

$$R = R^\alpha{}_\alpha \quad (2.8)$$

計量 $g_{\mu\nu}$ とミンコフスキー計量 $\eta_{\mu\nu}$ の差が小さい場合、 $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$ においてアインシュタイン方程式を摂動展開し、 $h_{\mu\nu}$ の一時までの項を考慮するような近似が有効となる。このような近似を線形近似と呼ぶ。線形近似においては、以下のような量を定義すると便利である。

$$\bar{h}_{\mu\nu} \equiv h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}h \quad (2.9)$$

$$h \equiv h^\alpha{}_\alpha \quad (2.10)$$

クリストッフェル記号とアインシュタインテンソルは

$$\begin{aligned} \square &= \eta^{\alpha\beta} \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \frac{\partial}{\partial x^\beta} \\ &= -\frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{c^2 \partial z^2} \end{aligned} \quad (2.11)$$

を用いて、 $\bar{h}_{\mu\nu}$ の一次までの範囲で以下のように書ける。

$$\Gamma^\lambda_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{h}^\lambda_\mu}{\partial x^\nu} + \frac{\partial \bar{h}^\lambda_\nu}{\partial x^\mu} - \frac{\partial \bar{h}_{\mu\nu}}{\partial x_\lambda} \right) \quad (2.12)$$

$$G_{\mu\nu} = -\frac{1}{2} \left(\square \bar{h}_{\mu\nu} + \eta_{\mu\nu} \frac{\partial^2 \bar{h}_{\alpha\beta}}{\partial x_\alpha \partial x_\beta} - \frac{\partial^2 \bar{h}_{\mu\alpha}}{\partial x^\nu \partial x_\alpha} - \frac{\partial^2 \bar{h}_{\nu\alpha}}{\partial x^\mu \partial x_\alpha} \right) \quad (2.13)$$

さらにゲージ条件としてローレンツゲージ

$$\frac{\partial \bar{h}^{\mu\nu}}{\partial x^\nu} = 0 \quad (2.14)$$

を課すと、

$$G_{\mu\nu} = -\frac{1}{2} \square \bar{h}_{\mu\nu} \quad (2.15)$$

となり、アインシュタイン方程式 (2.5) は以下のように書き下せる。

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = -\frac{16\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (2.16)$$

これが線型化されたアインシュタイン方程式である。

2.1.3 重力波

真空中では $T_{\mu\nu} = 0$ であるので、線型化されたアインシュタイン方程式 (2.16) は以下のように書ける。

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = 0 \quad (2.17)$$

この式から、 $\bar{h}_{\mu\nu}$ が波動として時空を伝わるのがわかる。

この式の平面波解は以下のように書ける。

$$\bar{h}_{\mu\nu} = A_{\mu\nu} \exp(ik_\alpha x^\alpha) \quad (2.18)$$

$$A_{\mu\nu} k^\nu = 0 \quad (2.19)$$

$$k_\mu k^\mu = 0 \quad (2.20)$$

これが重力波解である。

この解には座標の任意性が残っているので、さらなるゲージ条件として TT ゲージ条件^{*2}

$$A^\alpha_\alpha = 0 \quad (2.21)$$

$$A_{\mu\nu} U^\nu = 0 \quad (2.22)$$

^{*2}トランスバース-トレースレス (Transverse-Traceless) ゲージ条件。電磁波におけるクーロンゲージ条件に相当する。

を加えることができる。ここで U^ν は任意の時間的な単位ベクトルである。

ここで $U^\nu = \delta^\nu_0$ (ミンコフスキー時空の時間基底) として、重力波の進行方向を z 軸にとると、平面波解は以下のように書ける^{*3}。

$$\bar{h}^{\text{TT}}_{\mu\nu} = A_{\mu\nu} \exp \{ik(ct - z)\} \quad (2.23)$$

$$A_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \bar{h}_+ & \bar{h}_\times & 0 \\ 0 & \bar{h}_\times & -\bar{h}_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

ここで、 k は重力波の波数である。トレースがゼロであるため $\bar{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu}$ となっている。(2.23) から、重力波の進行速度は光速であることがわかる。また、(2.24) より重力波は横波であり、その自由度は2つであることがわかる

次節では、重力波の性質について調べる。

2.2 重力波の性質

2.2.1 自由質点に対する重力波の効果

重力波の $g_{\mu\nu}$ がわかったので、自由質点に重力波が入射した際の運動を調べることができる。

まず、平坦な時空 (ミンコフスキー時空) の上で静止した1つの自由粒子に対する重力波の効果を見てみる。この場合、

$$\frac{dx^\mu}{d\tau} = \{1, 0, 0, 0\} \quad (2.25)$$

であるので、測地線方程式 (2.2) と式 (2.12) から、粒子に働く加速度は以下のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x^\lambda}{d\tau^2} &= -\Gamma^\lambda_{00} \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{h}^\lambda_0}{\partial x^0} + \frac{\partial \bar{h}^\lambda_0}{\partial x^0} - \frac{\partial \bar{h}_{00}}{\partial x_\lambda} \right) \\ &= 0 \end{aligned} \quad (2.26)$$

従って、重力波は自由粒子に加速度を与えないことがわかる。ただし、これは TT ゲージに固有の性質である^{*4}。自由粒子が受ける重力波の影響を調べるには、座標に依存しないように自由粒子間の固有距離を調べる必要がある。

^{*3}この形になると $\bar{h} = 0$ であるので、 $h_{\mu\nu} = \bar{h}_{\mu\nu}$ となる

^{*4}言い換えれば、TT ゲージは重力波にあわせて座標を伸び縮みさせるゲージであるとも言える。

近接する2つの自由粒子 $P_1(0, 0, 0, 0)$ 、 $P_2(0, \xi, 0, 0)$ に、 z 方向に進行する重力波が入射することを考える。2粒子間の固有距離は $\xi \rightarrow \xi + \delta\xi$ と変化し、

$$\begin{aligned}\xi + \delta\xi &= \int |ds^2|^{1/2} = \int |g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu|^{1/2} \\ &= \int_0^\xi |g_{11}|^{1/2} dx = \left(1 + \frac{1}{2}\bar{h}_{11}\right) \xi\end{aligned}\quad (2.27)$$

$$\Rightarrow \delta\xi = \frac{1}{2}\bar{h}_{11}\xi \quad (2.28)$$

である。

従って、重力波は自由粒子間の距離を変化させることがわかる。

2.2.2 重力波の偏光

さらに詳しく調べるため、2つの自由質点 P_1 、 P_2 が微少距離 ξ^i 離れており、そこに z 軸方向に進む重力波が入射する場合を考える。

式 (2.28) と同様に考えれば、2点間の距離の変化は以下のように表される。

$$\begin{aligned}\begin{pmatrix} \delta\xi^x \\ \delta\xi^y \end{pmatrix} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{h}_+ & \bar{h}_\times \\ \bar{h}_\times & -\bar{h}_+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi^x \\ \xi^y \end{pmatrix} e^{ik(ct-z)} \\ &= \frac{1}{2}\bar{h}_+ \begin{pmatrix} \xi^x \\ -\xi^y \end{pmatrix} e^{ik(ct-z)} + \frac{1}{2}\bar{h}_\times \begin{pmatrix} \xi^y \\ \xi^x \end{pmatrix} e^{ik(ct-z)}\end{aligned}\quad (2.29)$$

従って、重力波の2つの自由度は

- $\bar{h}_+$: x 軸が伸びると同時に y 軸が縮むモード (+ mode: プラスモード)
- $\bar{h}_\times$: プラスモードを 45° 傾けたモード ($\times$ mode: クロスモード)

の2つのモードに対応することがわかる。

図 2.1 は、 xy 円周上に置かれた質点に z 軸方向に進行する重力波が入った場合の各々の距離の変化を図示したものである。

2.3 重力波の放出と波源

2.3.1 重力波の放出

重力波の発生を調べるには、線型化されたアインシュタイン方程式 (2.16) を解けばよい。

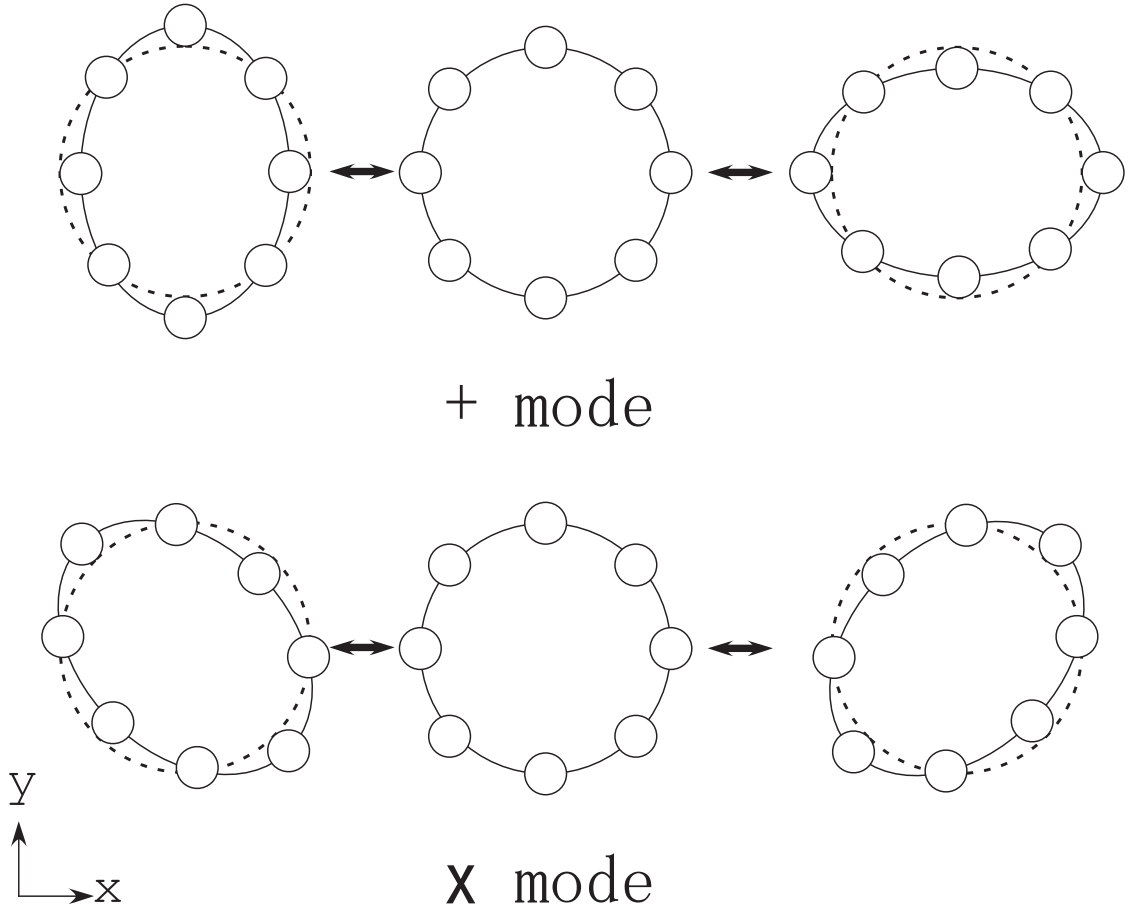


図 2.1: 円周上に並んだ自由質点に対する重力波の+モードと×モードの効果

この式の解は電磁場の場合と同様に遅延ポテンシャルを用いて書ける。

$$\bar{h}_{\mu\nu}(t, \mathbf{r}) = \frac{4G}{c^4} \int \frac{T_{\mu\nu}(t - \frac{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|}{c})}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|} d^3\mathbf{r}' \quad (2.30)$$

ここで r は重力波源からの距離である。

r が重力波源の大きさに比べ十分に大きい場合、重力波強度は以下になる^{*5}。

$$\bar{h}_{ij} = -\frac{2G}{c^4} \frac{1}{r} \frac{d^2}{dt^2} Q_{ij}(t') \quad (2.31)$$

ここで $t' = t - r/c$ 、 $r = |\mathbf{r}|$ である。 Q_{ij} は質量の四重極モーメントで、以下のように書ける。

$$Q_{ij}(t) = \int \rho(x', t') \left(x'_i x'_j - \frac{1}{3} \delta_{ij} x'^k x'^k \right) d^3x \quad (2.32)$$

^{*5}ここでは四重極成分だけを論じているが、より高次のモードも存在する。

また、重力波による波源からのエネルギー放出は以下のように書ける。

$$\frac{dE}{dt} = \frac{G}{5c^5} \left(\frac{d^3 Q_{ij}}{dt^3} \right)^2 \quad (2.33)$$

重力場では、重心が原点となる座標系をとれば常に双極子モーメントが 0 になる。したがって電磁場のような双極子放射は存在せず、重力波の放射には質量の四重極モーメントが変化する必要がある。

2.3.2 重力波源

質量の四重極モーメントが変化すれば、そこから重力波は放出される。しかしその大きさは非常に小さいため、実験的に重力波を生成し、それを検出することは不可能と言える。従って、天体・宇宙起源の重力波を観測することが必要となる。

現在ターゲットとされている波源には以下のようなものがある。

コンパクト連星の合体

中性子星やブラックホールなどのコンパクトな天体が連星を形成している場合、連星はその公転周期に応じた周波数の重力波を放出してエネルギーを失い、やがて衝突する [7][8]。この衝突直前から衝突までの数分間に、大きな重力波が放出される。

この現象では、衝突直前までの連星の運動が Post Newtonian 近似で計算できるため、重力波の波形予想が比較的容易である。このため、用意されたテンプレート波形と検出器出力を比較することで (Matched Filter)、ノイズに埋もれた中から信号を取り出しやすいという特徴がある。また、理論との比較で連星の質量や連星系までの距離を知ることができる。

合体直前から合体直後にかけての重力波は強い重力場での相対論的な運動に関する情報を含んでおり、様々な数値シミュレーションが行われている。

また、赤方偏移が 1 程度の遠距離からの重力波信号を観測し、そのドップラーシフトを調べることで宇宙の膨張加速度の直接検出が行え、同様の観測から Dark energy にも制限を与えることができる。

超新星爆発

超新星爆発においても、その崩壊が非球対称に起こるのであれば重力波が放出される [8]。超新星爆発は一つの銀河内で 100 年に 1, 2 回程度の頻度で起こる、と観測から推定されている。おとめ座銀河団 (地球から約 18 Mpc の距離) までの距離内にあるすべての銀河を考慮すると、1 年に 1 回程度は発生すると見積もられる。特徴的な重力波の周波数は、中性子星が形成されるのなら、その回転速度や内部構

造に、ブラックホールなら質量やスピンの依存するが、いずれの場合も数百 Hz-数 kHz 程度と予想される。超新星爆発のメカニズムや高密度化での核物質の状態方程式など不明な点が多いため、超新星爆発による重力波は正確な波形を知ることが難しい。しかし、超新星爆発は電磁波、あるいは（近傍で起これば）ニュートリノによって観測でき、発生時刻と方向が正確にわかれば、重力波のデータ解析に有利になり、検証の可能性が増す。

パルサー

パルサーの形状は自転軸に対してほぼ対称であると考えられるが、適当な非対称性を仮定すると無視できない大きさの重力波を出す [7]。重力波源としてのパルサーの大きな特徴は、ほぼ一定周波数の重力波を出す上に、その周波数が電磁波による測定により精密に知られているということである。

超巨大ブラックホール

銀河中心に存在すると思われる $10^6 \sim 10^8 M_\odot$ クラスの超巨大ブラックホールの固有振動は 1 mHz-0.1 Hz 程度の重力波源として期待されている [7]。また、銀河の合体によって超巨大ブラックホールが連星を作り合体する可能性もあり、モデルによってはこのイベントは 1 年に 1 回程度起こっている可能性がある。ここでもやはり 1 mHz-0.1 Hz 程度の重力波が出ると考えられる。

天文学的背景重力波

宇宙には多くの連星があることが電磁波による観測からわかっている。これらの連星自体も重力波源となるが、振幅が小さいこと、数が多いことから 1 つ 1 つを同定することは難しく、観測の際には多数の波源が積分された背景重力波として扱われることになる。この重力波は 1 Hz 以下の帯域で大きくなると考えられ、宇宙重力波検出器のターゲットの 1 つであると共に、感度を制限する要因ともなる [7]。

宇宙論的背景重力波

宇宙論はそのシナリオに応じてさまざまな重力波を予想するが、これは低周波重力波の観測にとって非常に大きなモチベーションである [7]。各宇宙論シナリオはそれぞれ、重力波のエネルギー密度パラメータ Ω_{GW} に対して制限を与えるが、 Ω_{GW} は重力波振幅 h と

$$h = \sqrt{\frac{3H_0^2}{10\pi^2} \frac{\Omega_{\text{GW}}}{f^3}} \left(\frac{1}{S/N} \right) \quad (2.34)$$

という関係を持つので、背景重力波を調べることで宇宙論的なシナリオに制限を加えることができる。ただし、 H_0 はハッブル定数、 S/N は重力波検出器の SN 比 (S/N : Signal Noise 比) である。

2.4 重力波検出器

重力波検出器にはいくつかの種類がある。ここではこれらについて紹介する。現在、重力波検出器として主流なのは干渉計型であり、世界で地上における数 km クラスの大型干渉計型重力波検出器が稼働している。また日本の LCGT 計画など以前よりさらに検出器の感度を向上させた大型干渉計の将来計画も進んでいる。

ただし、こういった地上での大型干渉計は 10 Hz 以下の周波数において重力波に対する感度を失う。そのため宇宙に干渉計を打ち上げ低周波重力波探査を行う計画が進行中である。また、低周波重力波探査の方法は他にもドップラートラッキングやパルサータイミングを用いる方法がある。ねじれ振り子型重力波検出器も低周波重力波に対して感度を持つ。現在干渉計型重力波検出器ほどの感度は実現されていないが、我々のグループが地上において低周波重力波探査をするためにねじれ振り子型重力波検出器を開発している。

2.4.1 現在の地上大型干渉計型重力波検出器

重力波には自由質点間の距離を変化させるという効果がある。干渉計型重力波検出器は二つの鏡をワイヤで吊ることで自由質点とし、この重力波の効果をレーザー光で読み取る装置である。現在、世界で稼働している大型干渉計型重力波検出器は以下の通りである。

TAMA

日本の検出器で、東京都の国立天文台三鷹キャンパスにある基線長 300 m の干渉計である [9]。大型干渉計としては 1999 年に大型干渉計として世界で初めての長期安定観測に成功した。大型の低周波防振装置を使用している。

LIGO

アメリカのプロジェクトで、基線長 4 km の干渉計 2 台と 2 km の干渉計 1 台からなっている [10]。Washington 州の Hanford に 4 km 干渉計と 2 km 干渉計が並列に (同じ真空槽の中に) 設置されており、残り 1 台は Luisiana 州の Livingston に設置されている。現在、設計感度にほぼ到達し、15 Mpc 程度にある中性子連星からの重力波を捉えられる状況である。

今後大幅な機器のアップグレードを行って Advanced LIGO としての観測を目指している。

VIRGO

フランスとイタリアの共同研究による検出器で、基線長は 3km である。イタリアの Pisa 近辺に設置されている [11]。ここでも大型の低周波防振装置が使用されており、10 Hz 程度の低周波重力波の検出を狙っている。

GEO

イギリスとドイツの共同研究による検出器で、基線長 600 m の干渉計である。ドイツの Hannover 近辺に設置されている [12]。この干渉計は大型干渉計としては唯一 Fabry-Perot-Michelson 干渉計ではなく、delay-line 型^{*6}の干渉計を採用している。また、光学系に dual recycling という特殊な技術を用いている。

2.4.2 地上大型干渉計型重力波検出器の将来計画

地上大型干渉計の将来計画として、既存の干渉計のアップデート以外に、新規建設が計画されているものとして以下のものがある。

LCGT

基線長 3 km の干渉計を岐阜県の神岡鉱山内に建設する、日本の将来計画である [13]。最大の特徴は鏡の冷却である。冷凍機を用いて鏡を 20 K まで冷却することで、鏡の熱雑音を抑え、高感度の測定を可能にする。光学系では RSE(Resonant Sideband Extraction) を用いてノイズの低減を図る。

重力波は相互作用が小さいため、重力波検出器は全方位からやってくる重力波を捉えることができる。これは重力波の直接検出には都合がよいが、天文学の立場からすると、重力波の到来方向がわからないという欠点にもなる。

到来方向を調べるためには、複数台の検出器で重力波の到達時間を調べればよい。従って、検出器同士はできるだけ離れて設置されているのが好ましく、アメリカ、ヨーロッパに高感度の検出器がある現状を考えると、日本の LCGT や次項で述べるオーストラリアの AIGO の重要性は高いと言える。

^{*6}光を鏡で折り返すことで光路長を稼ぐ方式。他の大型干渉計では、Fabry-Perot-Michelson 干渉計が使われている。

AIGO

オーストラリアの Gingin に建設が計画されている基線長 5 km の干渉計である。現在、同地には基線長 80 m のプロトタイプ干渉計が設置され、実験が行われている [14]。

2.4.3 宇宙重力波検出器の計画

地上の干渉計では低周波重力波探査が困難であるため、宇宙に干渉計を打ち上げる計画が進んでいる。地上での干渉計型重力波検出器は以下のような要因のため低周波において感度を失う。

干渉計型重力波検出器は鏡が自由質点となっていることによって重力波に対する感度を持つことができる。しかし、ワイヤで吊られた鏡は共振周波数以下では自由質点とならない。また、鏡の共振周波数はワイヤの長さが長いほど低くなるが、100 m を超えるようなワイヤで鏡を懸架することは現実的ではない。このため可能である共振周波数が限られてしまい、この周波数以下における重力波探査ができない。また、地震などが無い場合でも地面は常にほぼ f^{-2} に比例するスペクトルで振動している。従って低周波での重力波測定にはその観測帯域で十分な能力を持った防振装置が必要になるが、防振は周波数が低くなるほど難しくなる。現在の技術ではおよそ 0.1 Hz 以下での防振は難しく、将来的にも低周波帯域での防振技術が飛躍的に向上することは考えにくい。宇宙重力波検出器ではこれらの問題が解決され、低周波重力波探査が可能になる。宇宙では重力がないため鏡が自由質点となり、さらに地面振動が存在しない。

LISA

NASA・ESA の共同計画による宇宙重力波検出器計画である [15]。3 台のスペースクラフトを正三角形に並べ、各辺の光を干渉させる。基線長は 500 万 km である。観測帯域は 1 mHz - 1 Hz であり、目標感度は 3 mHz で $h \sim 10^{-23}$ である。巨大ブラックホール由来の重力波や、背景重力波をターゲットとしている。ただし、背景重力波が逆にノイズとなってしまい、高い感度を出すのは難しいと思われる。

基線長が長大であるので、受光点でのレーザー径は 100 m 程度になってしまう。従って鏡を使って反射させることは不可能であるので、受光点では検出した光と位相同期をかけた光を打ち返すトランスポンダ方式を用いる。

軌道は、地球から 20° 遅れた半径 1AU の太陽周回軌道である。3 台のスペースクラフトそれぞれの軌道を地球の公転面から少しずつずらすことで、推進力をできるだけ使わずに基線長変化を抑える軌道を実現している。

LISA の打ち上げは現在 2018 年頃目標となっている。LISA で使用する技術の技術試験衛星として LISA PathFinder (LPF) が 2010 年の打ち上げを計画している。

DECIGO

DECIGO は日本の宇宙重力波検出器計画である [16]。LISA では低周波帯域での観測のため基線長が非常に長くなっているが、このためにレーザーの大部分を無駄にしておき、ショットノイズが大きなノイズ源となる。そのため、基線長の長さがあまり影響しない高周波帯域 (~ 10 Hz) ではそれほどの感度が出ず、地上検出器の観測帯域と LISA の帯域の間に、どちらからも感度の良くない帯域ができてしまう。この帯域における測定を目指したのが DECIGO である。この帯域では遠距離からのコンパクト連星の重力波などが見られ、それによって宇宙の膨張加速度の直接測定や Dark energy のモデルへの制限が行える。

DECIGO のスペースクラフトは、LISA と同じく正三角形の頂点にそれぞれ配置される形となる。ただし、DECIGO は LISA よりも高い周波数での観測を目指すので、基線長は 1000 km となっている。感度向上のために正三角形のセットを複数作り相関を取る計画も提案されている。軌道に関しては検討中であるが、太陽周回軌道が候補となっている。

DECIGO の基線長は 1000 km でありレーザー径が数十 cm 程度まで絞れるため、レーザー光を効率よく使用でき、ショットノイズが低減される^{*7}。また、この大きさであれば鏡を使うことができるので、DECIGO の干渉計はフィネス 10 程度の差動 Fabry-Perot 干渉計としてデザインされている。

DECIGO の打ち上げは 2027 年を目標としている。また、DECIGO に向けて DECIGO Pathfinder (DPF)、Pre-DECIGO という 2 台の技術実証衛星の打ち上げが計画されている。DPF は 2015 年、Pre-DECIGO は 2021 年の打ち上げを目指している。これらの実証衛星は DECIGO ほどの感度はないものの、DECIGO と同じく地上干渉計では測定できない観測帯域での観測を行うため、科学的にも興味深い実験である。

Pre-DECIGO に関する詳細は未だ検討段階であるが、DECIGO と同様に 3 台のスペースクラフトによる干渉計を構成する予定である。基線長は 100 km とし、また、DECIGO のように 3 辺全てで干渉計を構成するのではなく、3 辺のうち 2 辺だけを用いる予定である。

2.4.4 ドップラートラッキング

重力波による電磁波のドップラー効果をスペースクラフトとのドップラートラッキングにより検出する方法である [7]。観測周波数帯は下限が電磁波の往復時間、上限が増幅器の雑音で制限されていて、大体 0.1 mHz-10 mHz である。雑音としては太陽風や衛星軌道誤差などもあるが、星間プラズマの影響が深刻であり、通常これで感度が決まってしまう。

^{*7} 基線長が短いこと以外にも、レーザー光に通常の倍波をもちいることで回折を小さくし、レーザー径を絞っている

1992 年に ULYSSES によって重力波探査が行われた。ULYSSES は太陽の南北極を観測する探査機で、ESA と NASA が 1990 年に打ち上げたものである。この測定での感度はやはり星間プラズマで制限されていて、

$$h(f) = 1.3 \times 10^{-15} \left(\frac{f}{10^{-2} \text{ Hz}} \right)^{-0.26} \quad 2.3 \times 10^{-4} \leq f \leq 5 \times 10^{-2} \text{ Hz} \quad (2.35)$$

である。

2.4.5 パルサータイミング

パルサーからのパルスの到来時間を詳細に解析することによる重力波検出法である [7]。パルサータイミングのターゲットは、他の方法では得ることのできない超低周波の重力波である。具体的には、宇宙創成時の背景重力波 (温度で約 1K) や、宇宙ひも等の宇宙論的な重力波が考えられている。20 年以上にわたるミリ秒パルサー PSR1937+21 のタイミング観測によって、

$$\Omega_{\text{GW}} \leq 1 \times 10^{-6} \left(\frac{f}{10^{-8} \text{ Hz}} \right)^4 \quad \text{for } f \geq f_{\text{min}} = 10^{-8} \text{ Hz} \quad (2.36)$$

という制限が得られている。上限が十分な精度を出すために必要な積分時間 (2,3 カ月)、下限がこれまでの積算観測時間 (20 年) で制限されている。これは、背景重力波に対しては宇宙を閉じさせるだけのエネルギー密度がないという結果であり、また宇宙ひもに対してもかなり厳しい制限を与えている。

2.4.6 ねじれ振り子型重力波検出器

重力波の潮汐力を棒状の物体に対する回転力としてとらえる検出器である。宇宙重力波検出器の場合、打ち上げが失敗する可能性やまた宇宙線などの影響を受けるといったリスクが考えられる。また、一度宇宙で故障した場合修理することができない。ねじれ振り子型重力波検出器は現在のところ干渉計型重力波検出器のような感度は達成していないが、このようなリスクがなく地上で低周波重力波探査が可能である。我々はこのねじれ振り子型重力波検出器についての研究をおこなった [4]。これについて次章以降詳しく述べる。

第3章 超伝導磁気浮上を用いたねじれ振り子型重力波検出器

低周波重力波探査を地上で行うために我々はねじれ振り子型重力波検出器を開発している。はじめに、ねじれ振り子の重力波に対する応答とねじれ振り子を浮上させるための超伝導ピン止め効果について述べる。そしてねじれ振り子の回転を測定するために用いるマイケルソンレーザー干渉計とそれによるねじれ振り子の制御について述べる。さらに、本検出器における重力波に対する雑音について述べる。

3.1 一般的なねじれ振り子

一般にはねじれ振り子は棒状の試験マスをワイヤで吊るしたものであり、棒状試験マスの回転によって重力やカシミール力といった微小な力を検出する目的で用いられる [17]。また、ねじれ振り子の力に対する分解能は一般に熱雑音によって制限される。

この熱雑音を低減し、さらに低周波の重力波に対する感度を得るため、この実験では棒状試験マスを超伝導ピン止め効果によって浮上させる。ワイヤを用いていないため一般的なねじれ振り子と少し異なるが、便宜上この実験では超伝導ピン止め効果によって浮上させる棒状試験マスをねじれ振り子と呼ぶことにする。

3.2 ねじれ振り子の重力波に対する応答

図 3.1 に示すように図の z 方向から $+$ モード偏光の重力波が入射する場合の、棒状試験マス (ねじれ振り子) の応答について考える。

ねじれ振り子の微少体積 dV におよぶ力を f^i とすると

$$f^i dV = \frac{\rho}{2} h_j^i \xi^j dV \quad (3.1)$$

となる [5]。 ρ と ξ^j はそれぞれ微少体積 dV の密度と座標である。ねじれ振り子に与えられるエネルギーは

$$U = - \int f^i dV d\xi = - \frac{1}{4} \int \rho h_{ij} \xi^i \xi^j dV \quad (3.2)$$

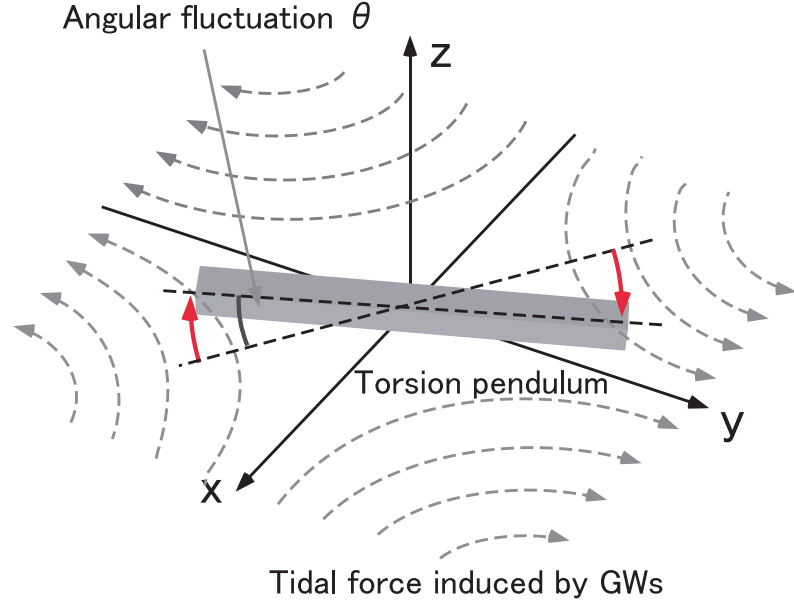


図 3.1: ねじれ振り子の重力波に対する応答

となる。重力波の波長が十分大きく h_{ij} の空間依存性を無視してよい場合、

$$U = -\frac{h_{ij}}{4} \int \rho \xi^i \xi^j dV \quad (3.3)$$

となる。よって回転モードに対する潮汐力は

$$f_{\text{GW}} = -\frac{\partial U}{\partial \theta} = \frac{1}{4} h^{ij} Q^{ij} \quad (3.4)$$

となる。 Q^{ij} は四重極モーメントであり、

$$Q^{ij} = \int \rho (\xi^i \omega^j + \xi^j \omega^i - \frac{2}{3} \delta^{ij} \xi^k \omega_k) dV \quad (3.5)$$

である。また、図 3.1 に示す座標系において

$$\omega^i = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}(x - y), \frac{1}{\sqrt{2}}(x + y), 0 \right) \quad (3.6)$$

である。これを用いてねじれ振り子の運動方程式は、

$$I\ddot{\theta} + \gamma\dot{\theta} + \kappa\theta = \frac{1}{4} Q^{ij} h_{ij} \quad (3.7)$$

となる。ただし、ねじれ振り子の回転を θ 、回転の角速度を ω 、慣性モーメントを I 、ダンピング定数を γ 、ばね定数を κ としている。

+ モードの重力波が z 方向に伝播している場合の重力波は

$$h_{ij}(t) = \begin{pmatrix} h_+(t) & 0 & 0 \\ 0 & -h_+(t) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

と表される。

このとき、潮汐力は

$$f_{GW} = \frac{Q_+}{2} h_+ \quad (3.9)$$

となる。ただし、 $Q_+ \equiv Q^{xx} = Q^{yy}$ としている。

これと式 (3.7) を用いて $\theta(f)$ をフーリエ変換すると、

$$\tilde{\theta}(f) = H(f) \tilde{h}_+(f) \quad (3.10)$$

となる。ここで $H(f)$ は周波数応答関数であり、

$$H(f) = \frac{Q_+}{2I} \frac{1}{1 - \left(\frac{f_0}{f}\right)^2 - i \frac{\gamma}{(2\pi f)I}} \quad (3.11)$$

である。ただし、 $f_0 = 1/(2\pi)\sqrt{\kappa/I}$ である。この式からねじれ振りは共振周波数以上の周波数領域において重力波に対して感度を持つことがわかる。

3.3 超伝導磁気浮上の利点

ここでねじれ振りをワイヤで支持するのではなく超伝導ピン止め効果によって浮上させることの利点について述べる。ねじれ振りを超伝導ピン止め効果により浮上させると、

- 小さい回転のばね定数
- 小さい回転の散逸
- 大きな質量の支持

を実現できる。ワイヤを用いた場合これらを同時に実現することは困難である。超伝導磁気浮上を用いると原理的にはねじれ振りは回転に対して自由となる。実際には超伝導バルクによる磁場の非軸対称性や外部磁場によってねじれ振りの回転は完全には自由ではないが、こういった効果は小さいと考えられる。これにより回転のばね定数が小さくなり共振周波数が低くなる。また回転における散逸が小さく浮上している質量が大きくなることによって熱雑音が小さくなる。これについては次項で述べる。

3.3.1 熱雑音

ねじれ振り子は有限温度の熱浴（今回の実験では真空チェンバー内の残留ガス）に接しているため熱振動をし、これがねじれ振り子の回転の雑音となる。熱振動の大きさは揺動散逸定理を用いることで、系の散逸から求めることができる。散逸のモデルはいくつかあるが、ここでは減衰力が振動の速度（周波数）に比例するというモデル（viscous damping model）を用いる。

ねじれ振り子の回転とトルクのフーリエ変換をそれぞれ $\tilde{\theta}(f), \tilde{N}(f)$ とすると次の式が成り立つ。

$$(-(2\pi f)^2 I + i(2\pi f)\gamma + \kappa) \tilde{\theta} = \tilde{N} \quad (3.12)$$

このとき、トルクのスペクトル密度は、

$$\tilde{N}(f) = \sqrt{4k_B T \gamma} \quad (3.13)$$

となる。ここで、 k_B はボルツマン定数、 T は熱浴の温度である。

$\tilde{N}$ は次式によって重力波の振幅に換算された雑音に変換される。

$$\tilde{h}(f) = \frac{1}{(2\pi f)^2 Q_+ H(f)} \tilde{N}(f) \quad (3.14)$$

これらの式より、

$$\tilde{h}(f) = \frac{\sqrt{4k_B T \gamma}}{(2\pi f)^2 Q_+ H(f)} \quad (3.15)$$

となる。よって熱雑音を小さくするには γ が小さく、 Q_+ が大きくなるとよいことがわかる。また、大きい Q_+ を得るためには大きい浮上力が必要がある。これらを実現することはワイヤでねじれ振り子を懸架する場合困難である。一般に Q_+ を大きくするためにはワイヤを太くする必要があるが、その場合 κ と γ が大きくなってしまう。逆に超伝導磁気浮上を用いるとこれらが実現でき熱雑音を小さくすることができる。

3.4 ねじれ振り子

今回の実験で用いるねじれ振り子は図 3.2 に示すように逆 T 字型をしており、超伝導ピン止め効果によって浮上され回転はコイル-マグネットアクチュエーターで制御される。また、実際に製作したねじれ振り子の写真を図 3.3 に示す。ねじれ振り子の質量は 131g であり上部に浮上磁石 (Nd, $\phi 22\text{mm}$, $t 10\text{mm}$) が一つ、両腕にアクチュエーター用磁石 (SmCo, $\phi 1$, $t 1\text{mm}$) と干渉計用ミラーが一つずつ取り付けられている。また、両腕の間の部分には光てこ用ミラーが取り付けられている。

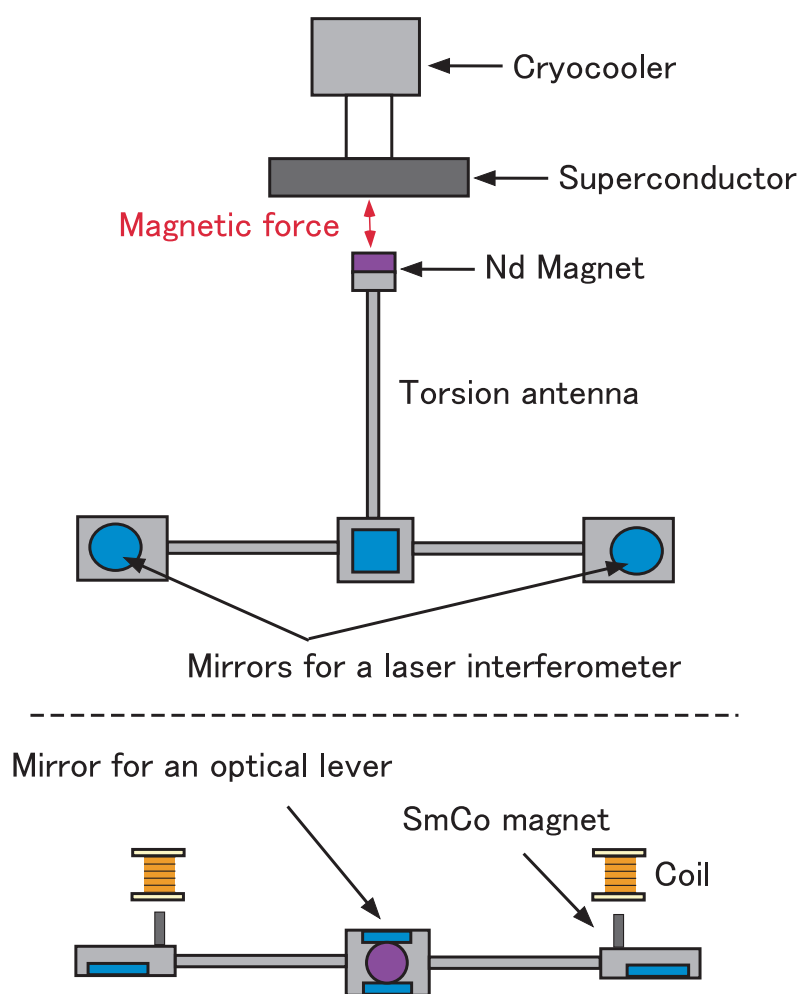


図 3.2: ねじれ振り子

表 3.1: ねじれ振り子の特性

パラメータ	文字	値
質量	M	131 g
高さ	L_1	0.19 m
腕の長さ	L_2	0.2 m
回転の慣性モーメント	I_Z	$3.25 \times 10^{-4} \text{ kg m}^2$
四重極モーメント	Q_+	$3.24 \times 10^{-4} \text{ kg m}^2$

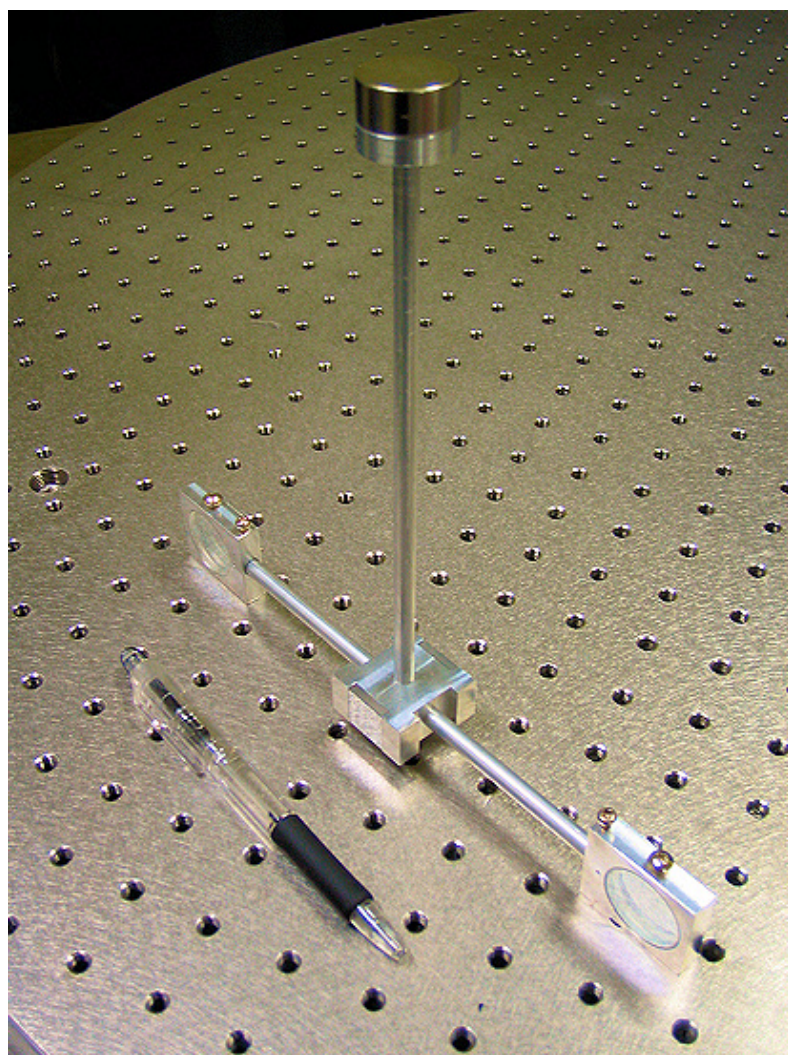


図 3.3: 本実験で用いたねじれ振り子の写真

このねじれ振りの特性を表 3.1 に示す [5]。 $Q_+ \simeq I_Z$ であるから、共振周波数以上の周波数において式 (3.10)、(3.11) より、

$$\tilde{\theta}(f) = \frac{1}{2} \tilde{h}_+(f) \quad (3.16)$$

が成り立つ。

また、式 (3.7) における γ と κ の値はねじれ振りの回転のダンピング測定によって求めることができる [5]。これによって $\kappa = 3.6 \pm 2.1 \times 10^{-7}$ Nm/rad、 $\gamma = 1.2 \pm 0.7 \times 10^{-8}$ Nms/rad という値が得られている。この κ を用いるとねじれ振りの回転の共振周波数はおよそ 5 mHz となる。式 (3.11) よりこれより高い周波数においてねじれ振りが重力波に対する感度を持つことがわかる。

3.5 超伝導磁気浮上のための装置

今回の実験で用いた装置の写真を図 3.4 に示す。装置全体は防音ボックス (縦 1.93 m, 横 1.48 m, 高さ 1.36 m) で覆われている。これは空気の振動がレーザー光や真空チェンバーに影響を及ぼさないようにするためである。磁石を超伝導バルクの下に配置し、パルス管冷凍機によって超伝導バルクを臨界温度以下に冷やすと、磁石の磁場が超伝導バルクにトラップされ (超伝導ピン止め効果)、浮上力が得られる (着磁)。ねじれ振りが入る真空チェンバーの上に超伝導バルク (Gd-Ba-Cu-O, 臨界温度 92 K, $\phi 60\text{mm}$, $t 20\text{mm}$) とパルス管冷凍機 (アイシン精機 PR111A) が組み立てられており、ねじれ振りは真空チェンバーの天井付近で浮上される。

パルス管冷凍機によって超伝導バルクを約 70 K にまで冷却することができる。また、冷凍機の性能により超伝導バルクが臨界温度以下に保たれるのは 3~5 日程度である。これは超伝導バルクから気体が発生し超伝導バルクが入っている真空チェンバー内の温度を上げてしまうためである。この気体を外に出すためには超伝導バルク側の方が真空ポンプ側よりも温度が高くなる必要がある。超伝導バルクの温度が上がりが始めた後は一度ヒーターにより約 330 K にまで温度を上げ、5, 6 時間以上のちに再度冷凍機を作動させると再び約 70 K にまで温度を下げるができる。

着磁のとき超伝導バルクが受ける浮上磁石の磁場が強すぎると、ねじれ振りが真空チェンバーの天井に接触してしまう。また、弱すぎるとねじれ振りを浮上させることができない。浮上磁石が Nd, $\phi 22\text{mm}$, $t 10\text{mm}$ の場合は、この磁石を真空チェンバーの天井に接触させた状態で着磁させると製作したねじれ振りを浮上させることができる。このとき真空チェンバーの天井と浮上磁石との距離は数 mm となっている。また、これより弱い磁石を用いる場合はより強い他の磁石で着磁を行う必要がある。

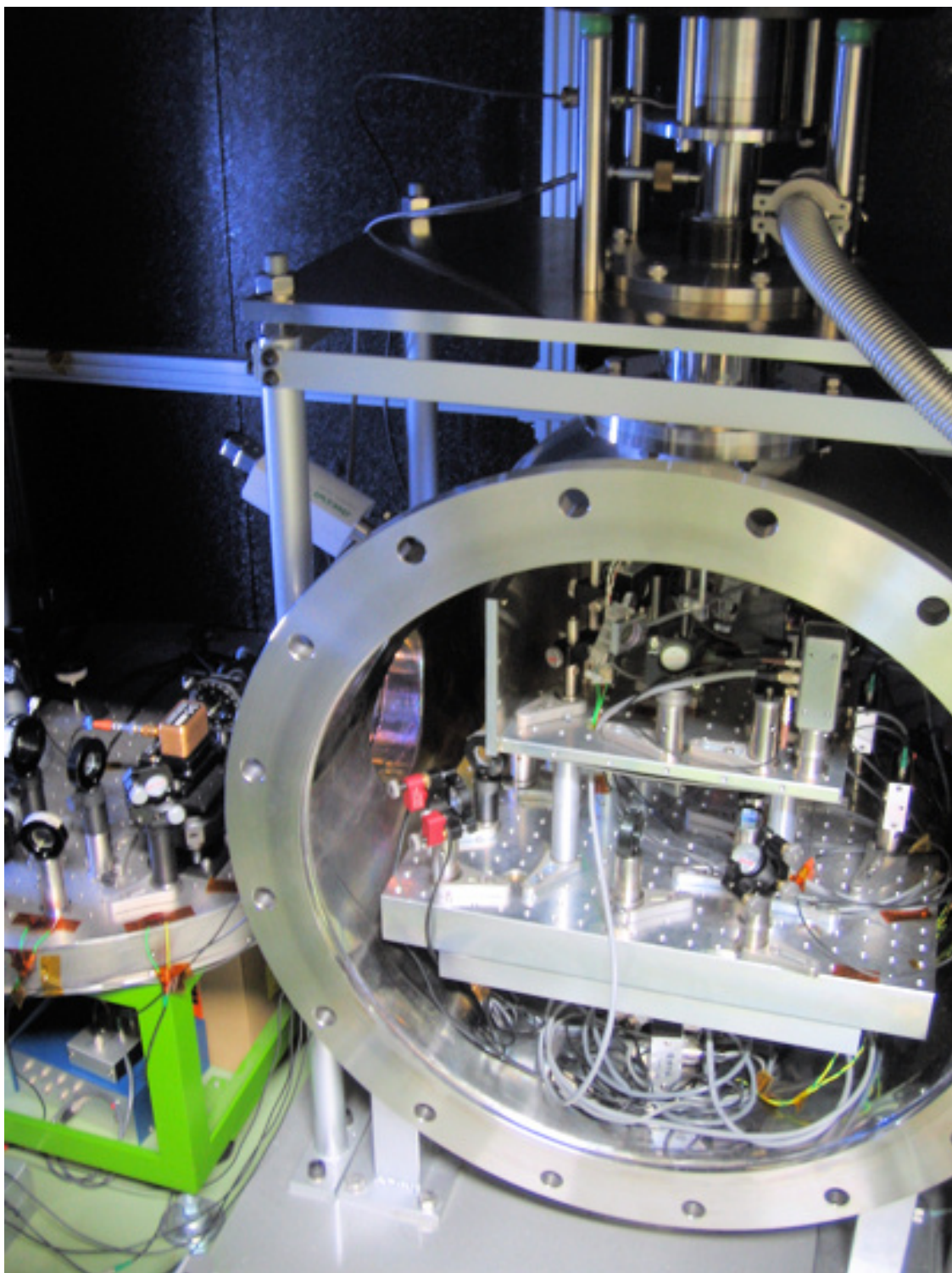


図 3.4: 実験装置の写真

3.6 ねじれ振り子の回転の測定

我々の検出器ではねじれ振り子の回転をマイケルソンレーザー干渉計で測定する。これを行うにはねじれ振り子の位置を干渉計の動作に保つためねじれ振り子の回転を制御する必要がある。ねじれ振り子とマイケルソンレーザー干渉計の制御の様子を図 3.5 に示す。

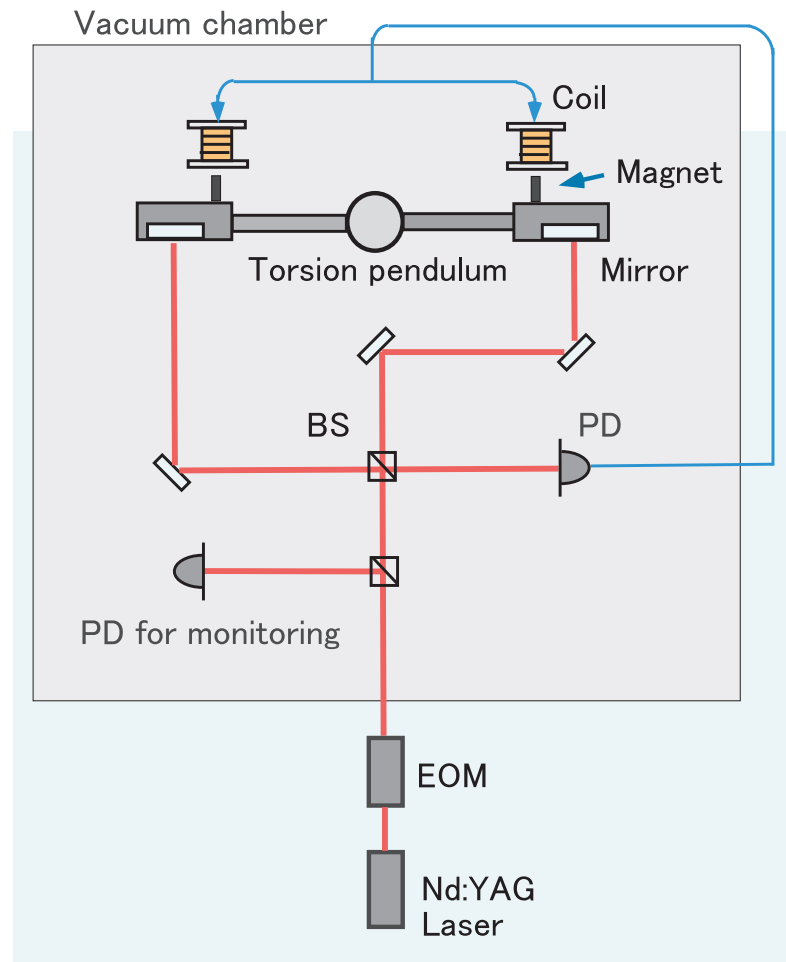


図 3.5: マイケルソンレーザー干渉計の制御の様子

また、マイケルソンレーザー干渉計による制御は動作点が狭いため、実際には先に線形レンジの広い光てこによる制御を行う。そしてねじれ振り子の振動が十分減衰した後干渉計による制御に切り替えている。実際のねじれ振り子と光学系の配置を図 3.6 に示した。図の左半分に組み込まれているのが光てこ、右半分に組み込まれているのがマイケルソンレーザー干渉計である。

また、制御のブロック図を図 3.7 に示した。どちらの制御の場合もレーザー光をセンサーで受け、得られた電気信号をサーボフィルターを通した後、コイル-マグ

ネットアクチュエーターにフィードバックしねじれ振り子の回転を制御している。

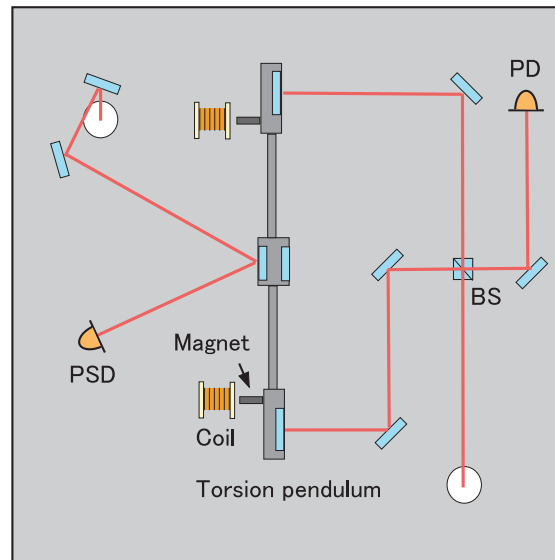


図 3.6: 光てことマイケルソンレーザー干渉計の配置

3.6.1 光てこによる制御

干渉計の制御を行う前段階として光てこによる制御を行う必要がある。光てこは干渉計と比べセンサーとしての位置分解能は低い線形レンジが広い。レーザー光はねじれ振り子の回転軸付近に取り付けられたミラーにより反射され Position Sensitive Detector (PSD) に入射する。ねじれ振り子が回転すると PSD に入射するビームの位置がずれ、PSD の出力が変化する。図 3.7 に示すように、PSD の信号をサーボフィルターを通してアクチュエータコイルにフィードバックすることでねじれ振り子の回転を制御することができる。

3.6.2 マイケルソンレーザー干渉計による制御

マイケルソンレーザー干渉計による制御では、一度ビームスプリッターで二つに分けられたレーザー光がそれぞれねじれ振り子の両腕のミラーで反射され、ビームスプリッターに戻ったこれらのレーザー光が重なり、その光を Photo Detector(PD) で受ける。光てこによる制御と同様、この出力をサーボフィルターを通してアクチュエータコイルにフィードバックすることでねじれ振り子の回転を制御することができる。

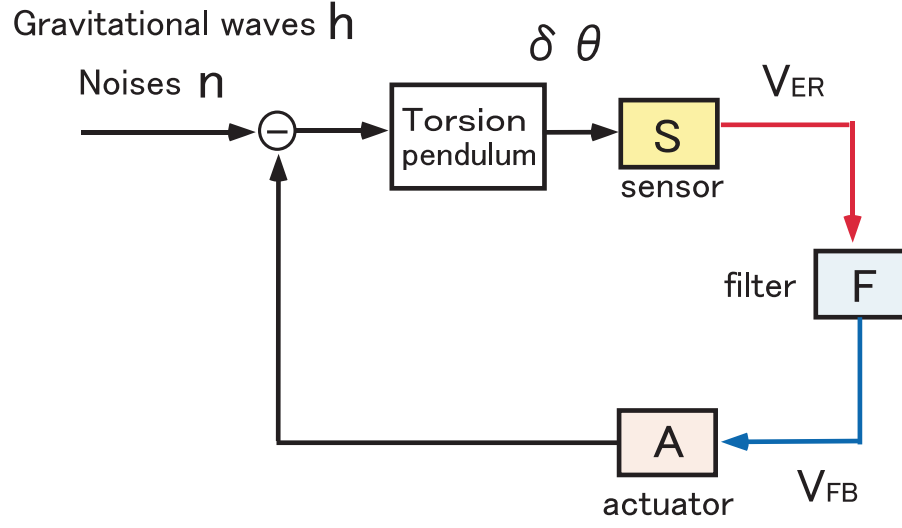


図 3.7: ねじれ振り子の制御

マイケルソンレーザー干渉計はビームスプリッターで分けられた二つのレーザーの光路長の変化に対して感度を持つ。この光路長の変化を δx 、ねじれ振り子の回転を $\delta\theta$ 、腕の長さを L_2 とすると

$$\delta\theta = \frac{\delta x}{L_2} \quad (3.17)$$

となる。PD、サーボフィルター、アクチュエーターコイルの伝達関数をそれぞれ S, F, A 、PD からの電気信号（エラー信号）を V_{ER} 、 $G \equiv S \cdot F \cdot A$ とすると

$$V_{ER} = S(x - A F V_{ER}) = Sx - G V_{ER}$$

$$\delta\theta = \frac{V_{ER}(1 + G)}{S L_2} \quad (3.18)$$

となる。また、フィルターを通った後の信号（フィードバック信号） V_{FB} からねじれ振り子の回転雑音を換算する場合は

$$V_{FB} = F S (\delta x - A V_{FB})$$

$$\delta\theta = \frac{V_{FB}(1 + G)}{S L_2 F} \quad (3.19)$$

となる。

ミッドフリンジロック

ブロック図における S の値は制御のしかたによって異なる。マイケルソンレーザー干渉計による制御にはミッドフリンジによる制御とダークフリンジによる制御がある。

レーザーの出力光を

$$E_{\text{in}} = E_0 e^{i\Omega t} \quad (3.20)$$

とする。この光はビームスプリッタで2つに分割され、それぞれの鏡で反射された後ビームスプリッタ上で再結合する。分割された光の振幅を E_x 、 E_y 、戻ってきた光の位相変化を ϕ_x 、 ϕ_y とすると、再結合して PD で検出される光は以下のようになる。

$$E_{\text{PD}} = E_x e^{i(\Omega t - \phi_x)} + E_y e^{i(\Omega t - \phi_y)} \quad (3.21)$$

この光のパワー P_{PD} は以下のようになる。

$$\begin{aligned} P_{\text{PD}} &= |E_{\text{PD}}|^2 \\ &= E_x^2 + E_y^2 + 2E_x E_y \cos(\phi_x - \phi_y) \\ &= \frac{P_{\text{max}} + P_{\text{min}}}{2} + \frac{P_{\text{max}} - P_{\text{min}}}{2} \cos(2k\Delta l) \end{aligned} \quad (3.22)$$

ただし、

$$P_{\text{max}} = (E_x + E_y)^2 \quad (3.23)$$

$$P_{\text{min}} = (E_x - E_y)^2 \quad (3.24)$$

$$\Delta l = l_2 - l_1 \quad (3.25)$$

であり、ビームスプリッターからそれぞれのエンドミラーまでの距離を l_1 、 l_2 としている。 $2k\Delta l = \pi/2 + n\pi$ (n は任意の整数) のとき

$$\Delta V = \frac{(P_{\text{max}} - P_{\text{min}})}{2} \quad (3.26)$$

とすると、

$$\frac{\partial P_{\text{PD}}}{\partial \Delta l} \simeq \frac{4\pi \Delta V}{\lambda} \quad (3.27)$$

となる。これがミッドフリンジでのブロック図における S の値である。

ダークフリンジ

ダークフリンジによる制御はレーザー光に Electro-Optic Modulator(EOM) によっての位相変調をかけることで行う。位相変調の角周波数を ω_m とすると^{*1}、入射光の電場は、

$$\begin{aligned} E_{\text{in}} &= E_0 e^{-i(\Omega + m \sin \omega_m)t} \\ &\simeq J_0(m) E_0 e^{-i\Omega t} + J_1(m) E_0 e^{-i(\Omega + \omega_m)t} + J_{-1}(m) E_0 e^{-i(\Omega - \omega_m)t} \end{aligned} \quad (3.28)$$

となる。ここで $J_n(n=0,1,\dots)$ はベッセル関数であり、

$$J_n(m) = \frac{1}{n!} \frac{m^n}{2} + \frac{-1}{(n+1)!} \frac{m^{n+2}}{2} \quad (3.29)$$

$$J_{-n}(m) = (-1)^n J_n(m) \quad (3.30)$$

である。 m が小さい場合、 $J_0 \simeq 1$ 、 $J_{\pm 1} \simeq \pm m/2$ より、

$$E_{\text{in}} = E_0 e^{i\Omega t} (1 + im \sin \omega_m t) \quad (3.31)$$

となる。PD に入射する光量は、

$$\begin{aligned} P_{\text{PD}} &= \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) (E_1^2 + E_2^2 - 2E_1 E_2 \cos(2k\Delta l)) \\ &\quad - 2E_1 E_2 \sin(2k\Delta l) \sin \alpha \cos(\omega_m t) \\ &\quad - m^2 \frac{(E_1^2 + E_2^2) \sin 2\alpha - 2E_1 E_2 \cos(2k\Delta l)}{2} \cos(2\omega_m t) \\ &\quad + m^2 \frac{(E_1^2 - E_2^2) \sin 2\alpha}{2} \sin(2\omega_m t) \end{aligned} \quad (3.32)$$

となる。ただし、 $\alpha = \Delta l_0 \omega_m / c$ である。また Δl_0 は l_1 と l_2 のマクロな差であり、

$$\Delta l = l_1 - l_2 - \Delta l_0 \quad (3.33)$$

である。

$\cos(\omega_m t + \xi)$ という信号を PD の信号に掛算することにより周波数 ω_m の信号を DC に変換することができる。ただし、 $\xi = 0$ のとき信号の大きさが最大になるためこの実験ではフェイズシフターによってこのように調整している。またこの式の他の項についてはローパスフィルタを用いることによって除去することができる。

$2k\Delta l = n\pi$ のとき線形な信号を得ることができ、この条件をダークフリンジと呼ぶ。ダークフリンジの場合は l_0 が正確にわからないため伝達関数 S を直接得ることができない。ねじれ振りの回転雑音を換算する場合、ミッドフリンジによるキャリブレーションによってこの伝達関数 S を求める必要がある。

^{*1} 本実験では 15 MHz を用いた

3.7 重力波に対する雑音

本検出器の重力波に対する感度は時間によってある程度変化する。2009 年 10 月 22 日の 1 時から 5 時に測定したデータを図 3.8 に示す。干渉計による制御はミッドフリンジを用いて行った。測定された本検出器の感度スペクトルのうち、一番よかったものがこの日の 3 時から 4 時のデータであり、0.1 Hz において $10^{-7} [1/\sqrt{\text{Hz}}]$ という値であった (図 3.9)。ただし、ここでの重力波に対する感度とは重力波振幅に換算した検出器の雑音を指し、これよりも大きな重力波による信号が入ってきた場合に検出することができるということである。

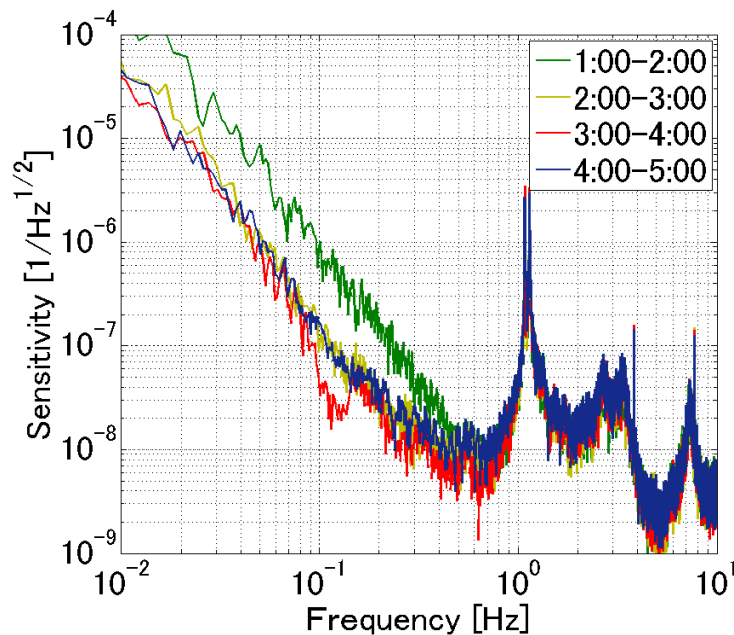


図 3.8: 2009 年 10 月 22 日 1:00 ~ 5:00 の測定データ

3.8 ねじれ振り子の回転に対する雑音

本検出器の感度を制限する雑音はねじれ振り子にトルクとして働く雑音とセンサーである干渉計に起因する雑音に分けることができる。ここではまずねじれ振り子にトルクとして働く雑音について述べる。

3.8.1 磁場雑音

ねじれ振り子を超伝導磁気浮上によって浮上させることはワイヤによる懸架の場合より熱雑音が抑えられるというメリットがあるが、外部磁場が雑音源となり得る

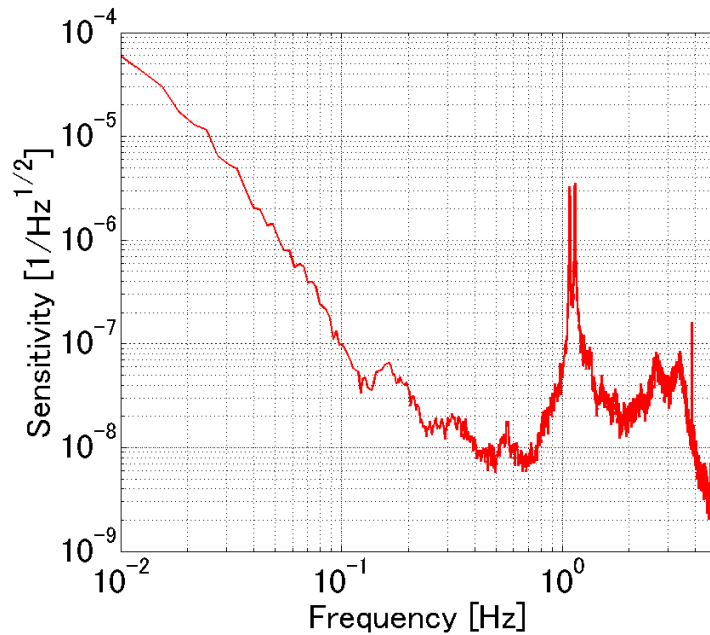


図 3.9: 本検出器のベストデータ

というデメリットもある。これについては第 5 章で詳しく述べる。

3.8.2 地面振動カップリング雑音

地球表面は地震などがなくても常に微小な振動をしている。超伝導バルクも地面振動により振動しておりこれが磁場を通じてねじれ振り子に振動が伝わり、ノイズ源となる。

振動の大きさは地域によって異なり、また付近の産業活動の活発さや天候などにも影響されるが、振動の周波数を f として、およそ以下のように表わされることが知られている。

$$x_{\text{seis}} = 10^{-7} \left(\frac{1 \text{ Hz}}{f} \right)^2 [\text{m}/\sqrt{\text{Hz}}] \quad (3.34)$$

2009 年 10 月 22 日の 1 時から 5 時に測定した地面振動のスペクトルを図 3.10 に示す。これは加速度計を真空チェンバーが乗っている台の上に置いて測定した。スペクトルに構造が見られるのは建物やこの台の共振であると考えられる。このスペクトルはほぼ式 (3.34) に従っていることがわかる。

理想的にはマイケルソンレーザー干渉計はねじれ振り子の並進方向の運動に関しては感度を持たないはずであるが、図 3.11 に示すようにねじれ振り子の二つのエンドミラーが完全に平行でなく角度のずれ $\delta\alpha$ がある場合、腕と平行方向の変位を

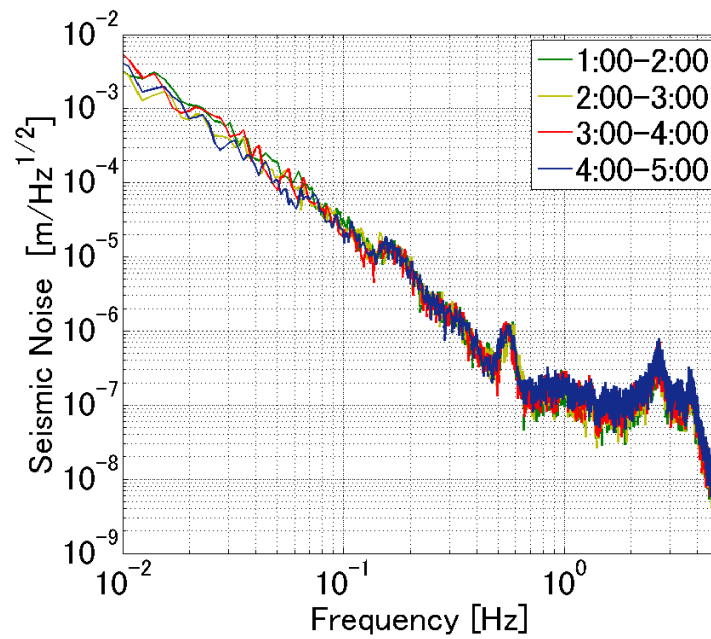


図 3.10: 地面振動 (2009 年 10 月 22 日測定)

④

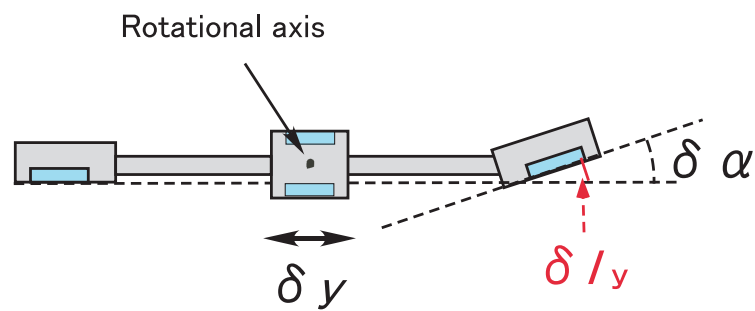


図 3.11: ねじれアンテナの非対称性

δy とするとこのとき、

$$\delta l \simeq \delta y \delta \alpha \quad (3.35)$$

の光路長変化が生じる。この光路長は以下の式で検出器の雑音に変換される。

$$h_{\text{seis}}(f) = \frac{\delta \alpha}{LH(f)} \delta y \quad (3.36)$$

地面振動からこの δy への伝達係数を得るには、図 3.12 に示すようにねじれ振り子が地面とばねによってつながれているモデルを考えるとよい。

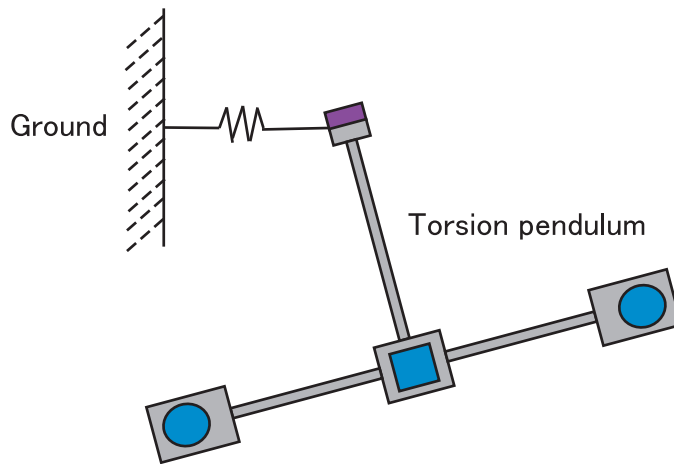


図 3.12: 二次元剛体モデル

このモデルを用いると地面振動とねじれ振り子の非対称性に起因する雑音は図 3.13 のように見積もられる [5]。また、ねじれ振り子の熱雑音も図 3.13 に示す。地面振動のスペクトルは一般に式 (3.34) に従うが、神岡鉱山などではこれよりも約 2 桁小さいことがわかっている [7]。よって本検出器をこのような場所に持っていくことで地面振動カップリング雑音は約 2 桁下げることができる。

3.9 センサーの雑音

次にセンサーであるマイケルソン干渉計における雑音について述べる。

3.9.1 強度雑音

ねじれ振り子の回転を測定するレーザー光そのものの強度に雑音があると、これも検出器の雑音となる。これは第 4 章で詳しく述べる。

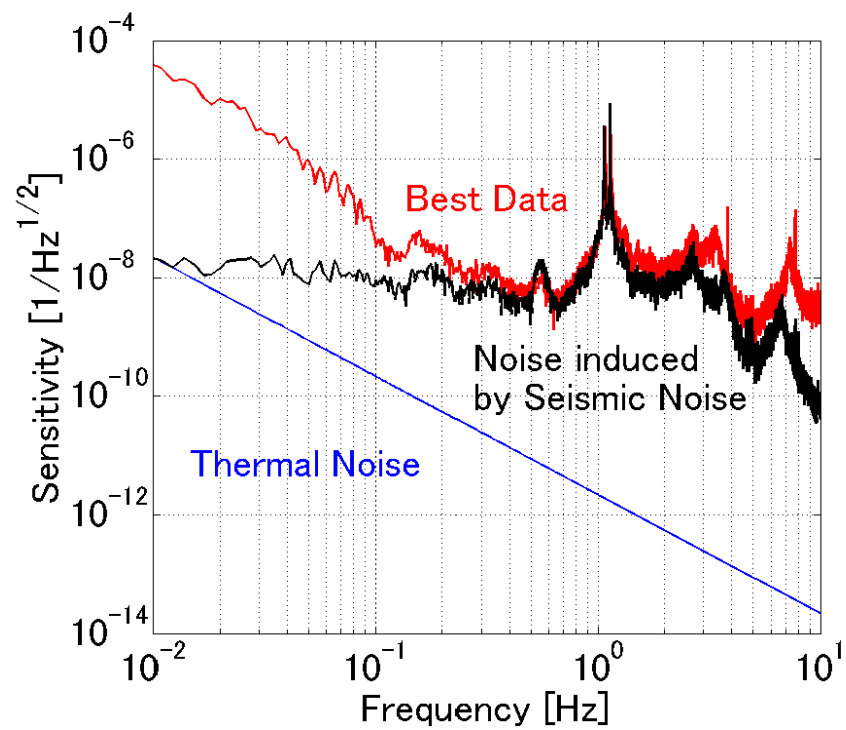


図 3.13: 熱雑音と地面振動カップリグ雑音

3.9.2 ショットノイズ

光は量子であるので、定常的な光がPDに入射するとき、検出される単位時間あたりの光のエネルギーは揺らぐ。これはショットノイズ(散射雑音)と呼ばれ、量子論に起因する原理的なノイズである。

いま、PDに定常的に流れる電流を I_{DC} とおくと、ショットノイズのパワースペクトルは以下のように書ける。

$$i_{\text{N}} = \sqrt{2eI_{\text{DC}}} \quad (3.37)$$

ここで e は素電荷である。

これをマイケルソンレーザー干渉計の光路長に換算すると、

$$\delta l_{\text{shot}} = \sqrt{\frac{\hbar c \lambda}{4\pi P}} \quad (3.38)$$

ただし、 $\hbar$ はプランク定数、 P はレーザーパワーである。これは次式のように重力波に対する雑音となる。

$$h_{\text{shot}} = \frac{1}{LH(f)} \sqrt{\frac{\hbar c \lambda}{4\pi P}} \quad (3.39)$$

3.9.3 輻射圧雑音

光子は運動量を持つので、ねじれ振り子の腕の鏡はレーザーの輻射圧を受ける。輻射圧はショットノイズによって揺らぐので、これによって鏡は振動する。これが輻射圧雑音である。

強度 P の光から鏡が受ける力 F_{r} は以下ようになる。

$$\delta F_{\text{r}} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar P}{c\lambda}} \quad (3.40)$$

これを重力波に対する雑音に換算すると

$$h_{\text{r}} = \frac{2}{(2\pi f)^2 LQ_+} \sqrt{\frac{2\pi\hbar P}{c\lambda}} \quad (3.41)$$

となる。

3.10 その他の雑音

マイケルソンレーザー干渉計のPDは入射光がなくてもノイズを持っている(ダークノイズ)。また、PDからの信号をデータロガーで記録するにあたってデータロガー自身のノイズが混入する。これらの雑音を検出器における重力波振幅等価雑音に換算したものを図 3.14 に示す。

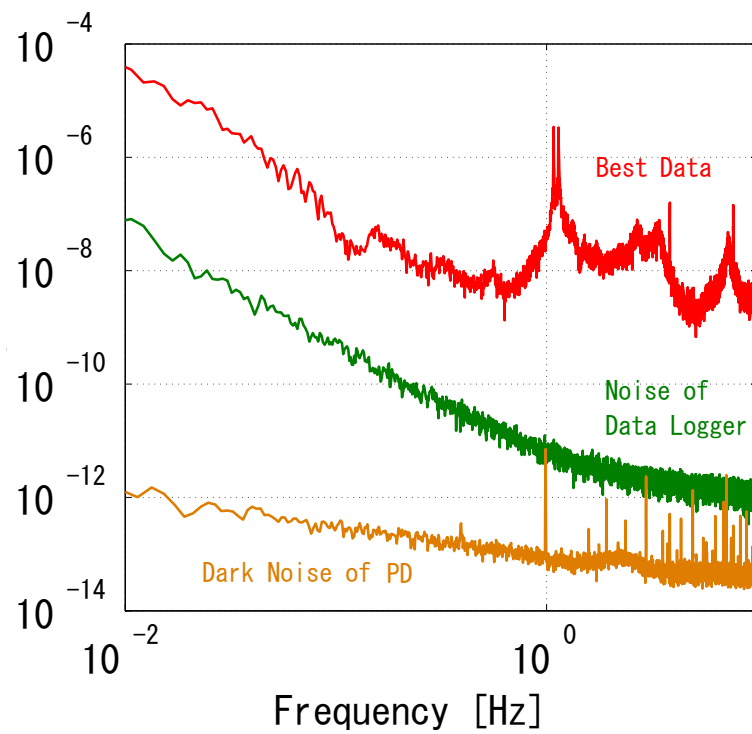


図 3.14: PD のダークノイズとデータロガーの雑音

第4章 強度雑音対策

マイケルソンレーザー干渉計はビームスプリッターで分けられた二つのレーザー光の光路差の変化をPDで読み取るものであり、PDに入射するレーザー光の強度の雑音（強度雑音）が検出器の雑音となる。このためレーザーの強度安定化と検出器における強度雑音起源の雑音の推定を行った。

4.1 強度雑音

本検出器は図3.5に示すようにレーザー光の強度をモニターするためのPDが取り付けられている。2009年10月22日の検出器のデータ（図3.8）と同時に得られたモニター用PDの相対強度雑音を図4.1に、またこの相対強度雑音と検出器の雑音とのコヒーレンスを示したものを図4.2に示す。相対強度雑音が悪化しているときこれが検出器の雑音とコヒーレンスを持っていることがわかる。

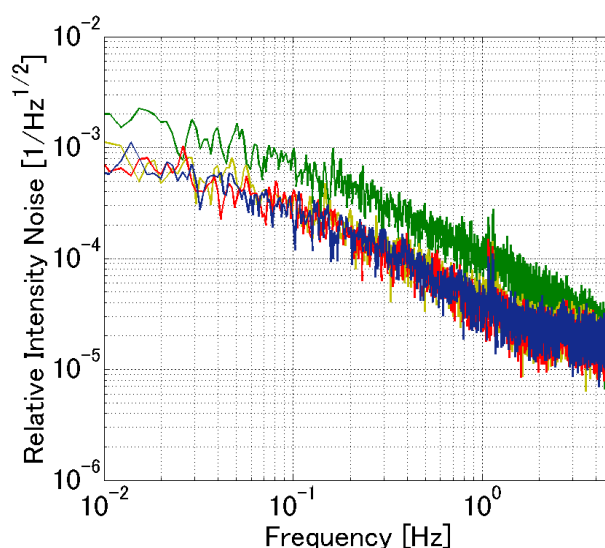


図 4.1: 2009 年 10 月 22 日の測定時のモニター用 PD の相対強度雑音

強度雑音を低減するためレーザーの強度安定化を行った。強度安定化も含めた検出器全体の様子を図4.3に示す。

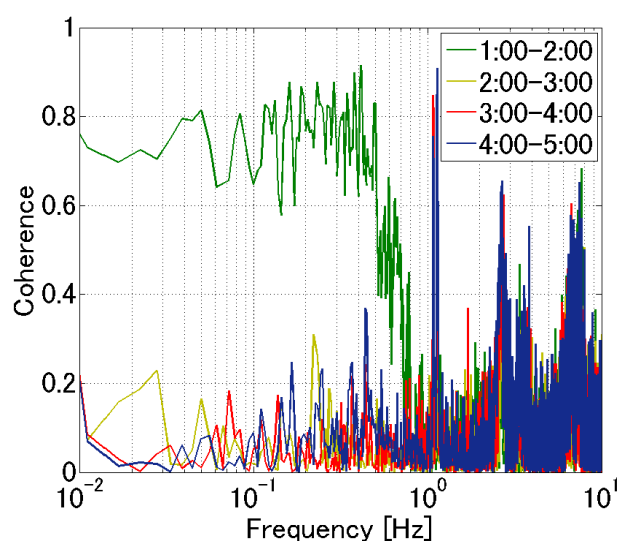


図 4.2: PD の強度雑音と検出器の重力波に対する雑音のコヒーレンス

4.2 強度安定化

4.2.1 構成

この実験で用いた強度安定化システムの概念図を図 4.4 に示す。光源からのレーザー光は Acousto-Optic Modulator(音響光学素子: AOM) を通過し、二つのビームスプリッターによって強度安定化用の PD 以外に、ねじれ振りの回転測定のためのマイケルソンレーザー干渉計用の光と強度モニター用の PD のための光に分けられる。

強度安定化用の PD に入った光は電気信号に変換されオフセット回路とフィルター回路を通した後 AOM にフィードバックされる。フィルターのカットオフ周波数は 30 Hz、ゲインは 10^3 となっている。また、モニター用の PD は強度安定化された光強度の検出ノイズを適正に評価するために用いる。AOM は AOM ドライバへの入力電圧に応じて光の透過率を変化させる光学素子であり、レーザーの強度に応じて AOM の透過率を変化させることで制御を行っている。

4.2.2 AOM の特性

図 4.5 に AOM ドライバへの入力電圧と AOM のレーザー光に対する透過率との関係を示す。レーザー光の強度をうまく制御するにはこの傾きができるだけ急な領域を使うのが良い。今回は入力電圧を 1.5 V とした。

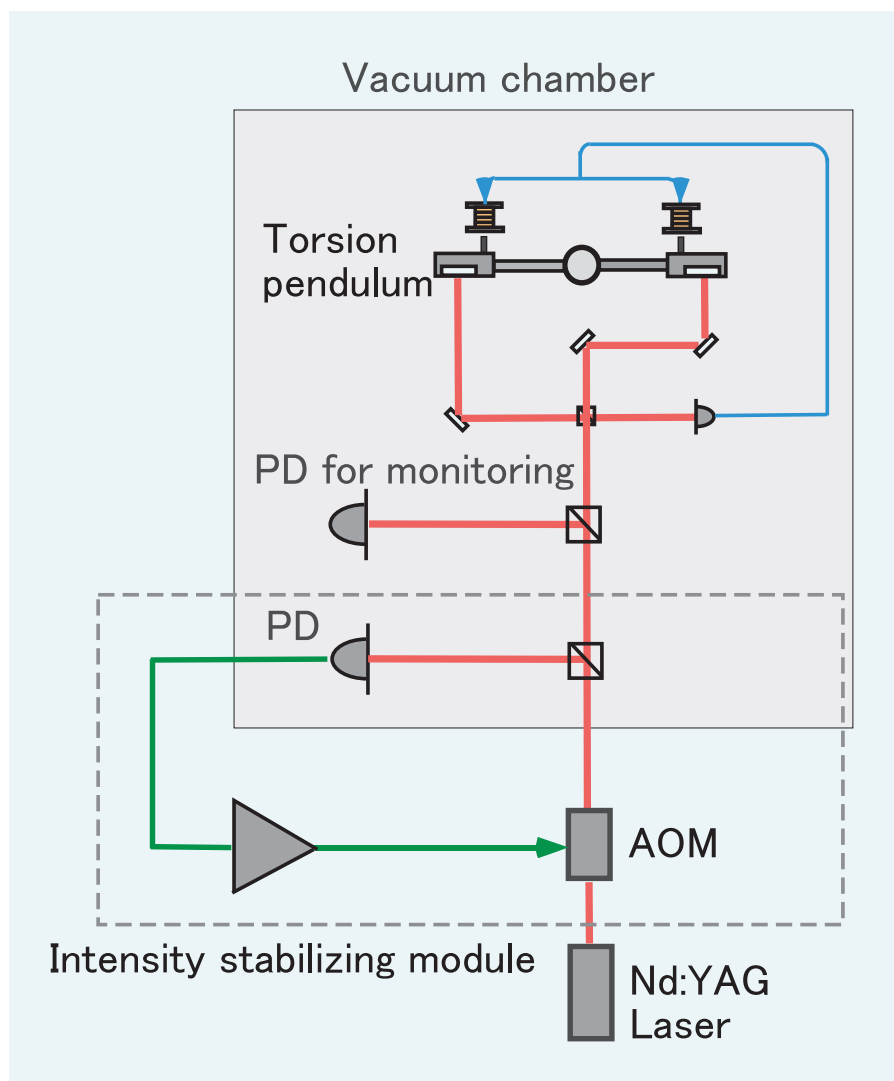


図 4.3: 強度安定化の様子

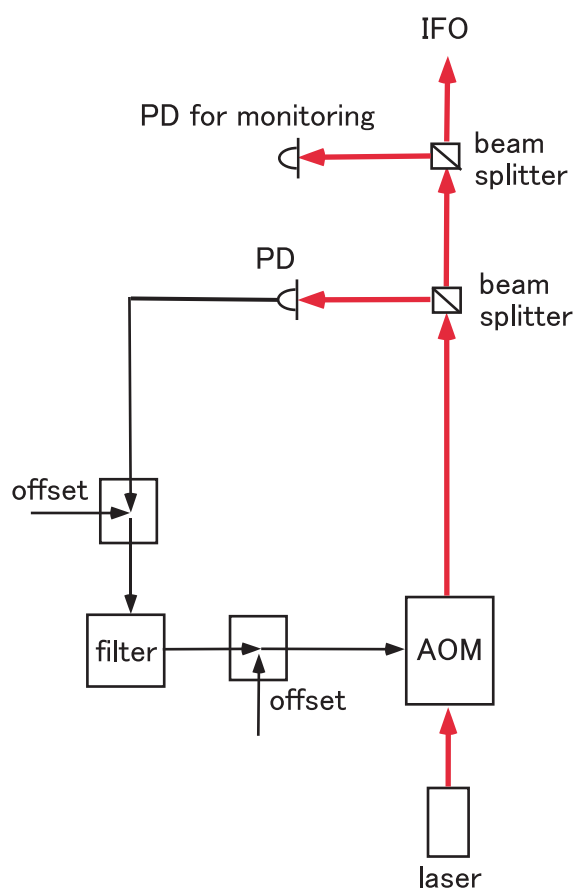


図 4.4: 強度安定化ブロック図

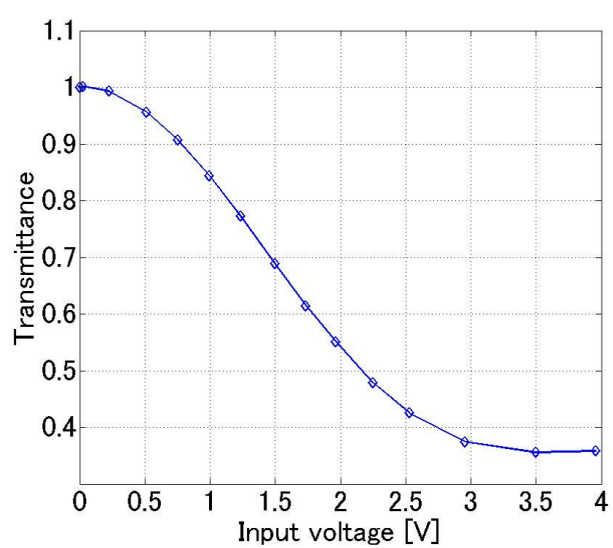


図 4.5: AOM ドライバへの入力電圧-AOM の透過率

4.2.3 制御

図 4.6 に強度安定化制御のオープンループ伝達関数を示す。ユニティゲイン周波数は 4 kHz、位相余裕は 114 °となっている。また DC ゲインは 43 dB である。

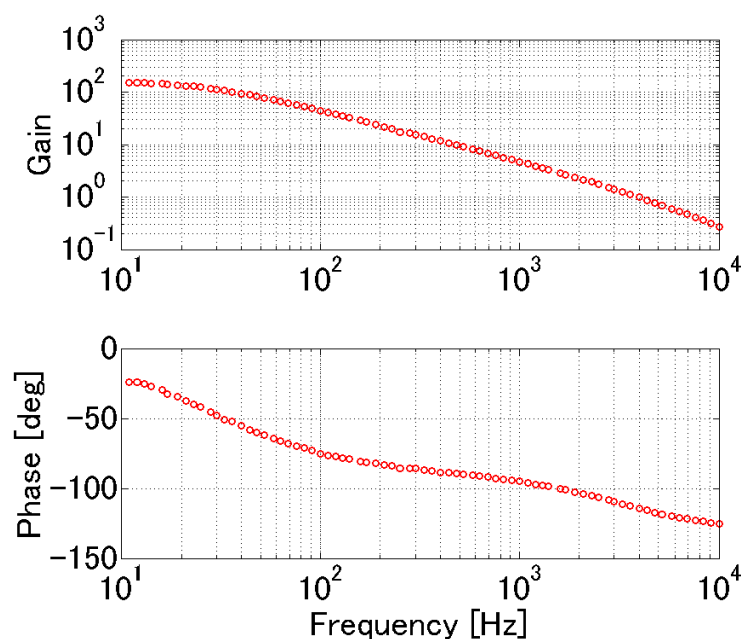


図 4.6: 強度安定化ループのオープンループ伝達関数。

4.2.4 結果

図 4.7 が強度安定化による相対強度雑音の変化である。本来なら 40dB ほど相対強度雑音が低減するはずであるが、PD そのものの雑音によってこれが制限されているようである。

また、AOM ドライバにシグナルジェネレーターからの信号を入れ、その信号の周波数における強度雑音と検出器の雑音のピークの値からキャリブレーション係数を得ることでレーザーの強度雑音起源の検出器の雑音を評価した。これを図 4.8 に示す。これよりレーザーの強度雑音は検出器の感度を制限していないことがわかった。

4.2.5 考察

レーザーの強度雑音は今の検出器の雑音レベルに比べて十分低いという結果であったが、図 4.2 に示すように時間帯によっては PD の強度雑音と重力波に対する検出器の雑音はコヒーレンスを持っていた。考えられる原因の一つは、地面振動の

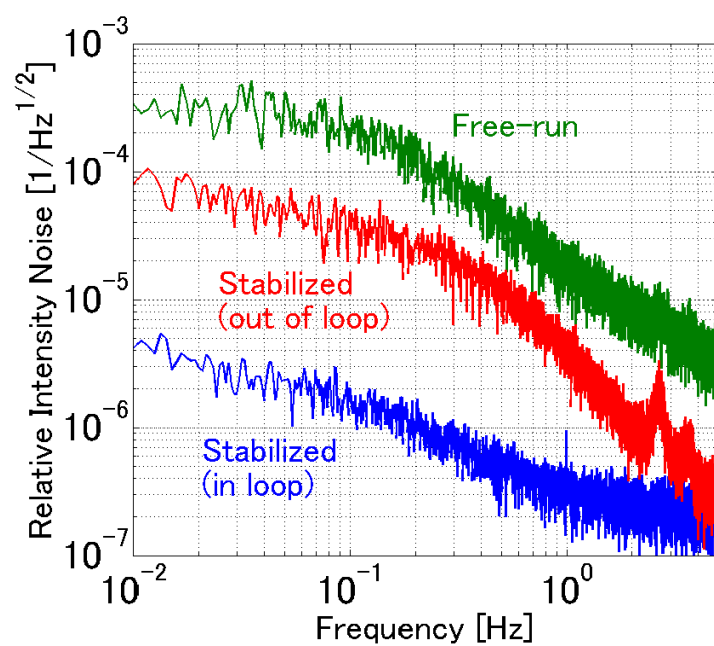


図 4.7: 相対強度雑音の変化

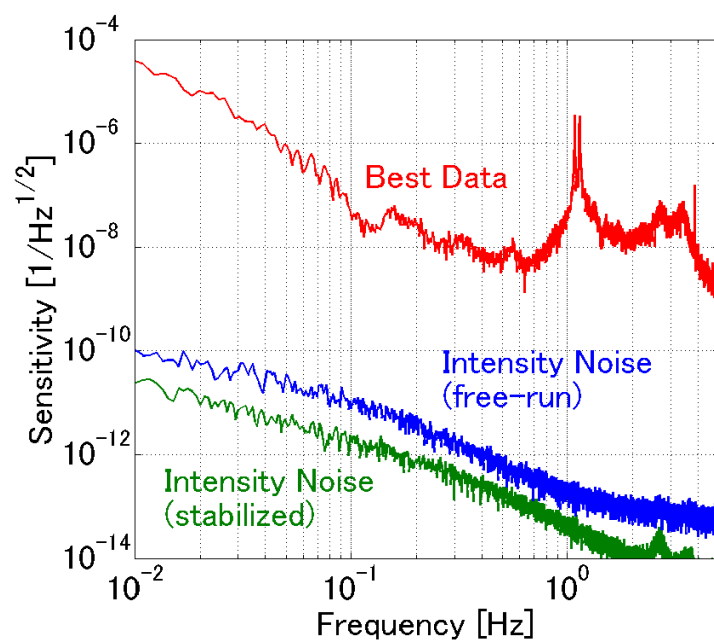


図 4.8: 強度カップリング雑音

ような他のノイズがこれら両方の雑音に効いているということである。しかし、図 3.10 に示した地面振動とこの PD の強度雑音とのコヒーレンスを図 4.9 に示すが、1 Hz 以下においてこれらがコヒーレンスを持っていないことがわかる。もう一つの可能性はマイケルソンレーザー干渉計からの戻り光がモニター用 PD に入り、これが見えているということである。しかし現段階では断定できていない。

今回行った強度安定化は今の雑音レベルでは効いていないが、将来検出器の感度が三桁ほど向上すれば強度安定化が必要となる。

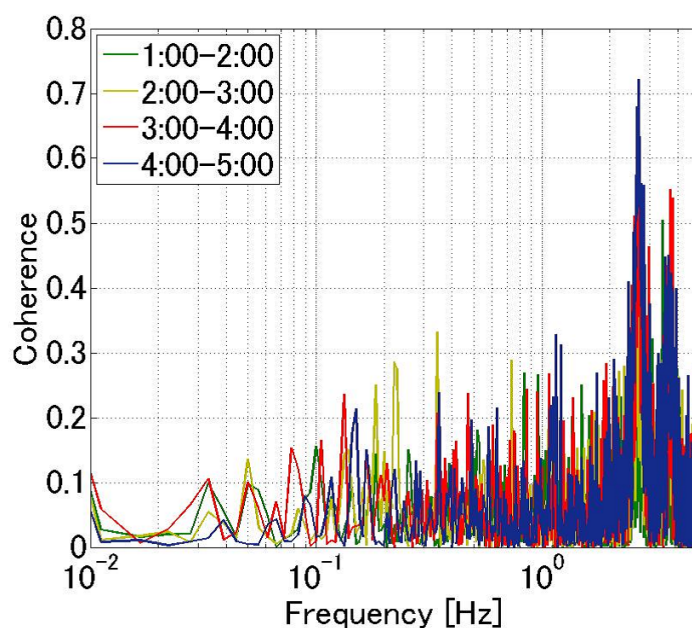


図 4.9: 強度雑音と地面振動とのコヒーレンス

第5章 磁場雑音対策

この章では、まず、本検出器における磁場カップリング雑音の発生モデルについて説明する。次にこの磁場カップリング雑音の推定のため作成した磁場センサーと大型コイルの特性について説明する。さらに推定した磁場カップリング雑音と磁気シールドについて述べる。

5.1 磁場雑音の発生

ねじれ振り子の回転軸に対して垂直方向の外部磁場はねじれ振り子に回転のトルクを及ぼす。この様子を図 5.1 に示す。

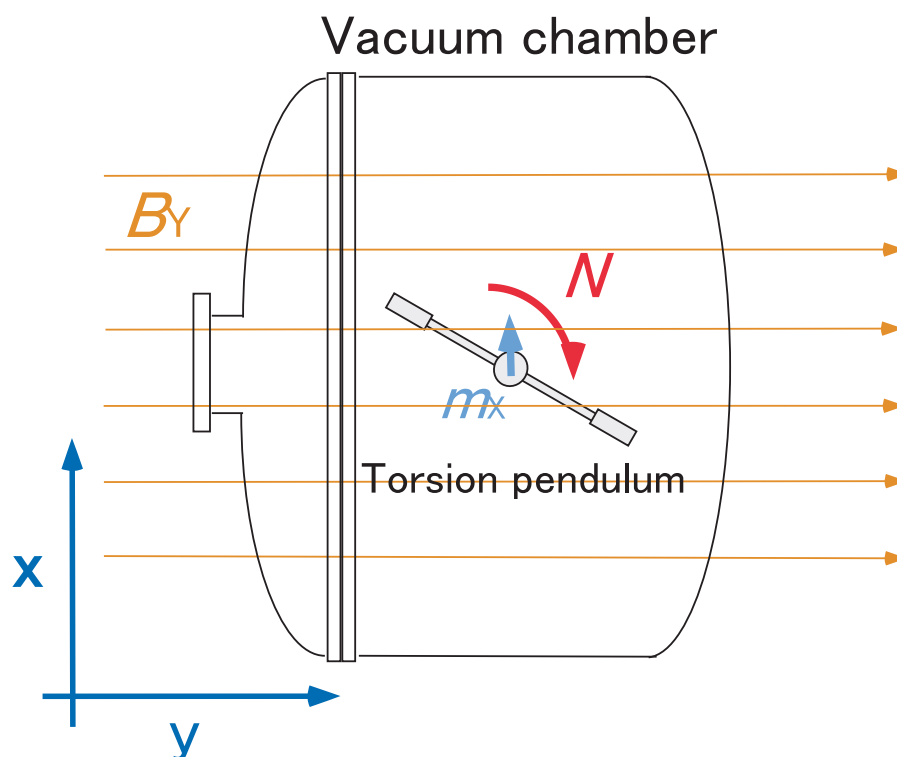


図 5.1: 磁場雑音の発生モデル

これはねじれ振り子を垂直上方向から見た様子である。以下この図に示すように

X 方向と Y 方向を定義する。X 方向はほぼ北、Y 方向はほぼ東を向いている。また、垂直上方向を Z 方向とする。この浮上磁石の磁気モーメントはほぼ Z 方向を向いていると考えられるが、これは厳密ではなく傾いているため磁気モーメントは水平方向に m_X と m_Y という成分を持ち、これらがそれぞれ Y 方向と X 方向の磁場とカップルすることによってねじれ振子のトルクとなる。

この運動方程式は

$$|\mathbf{m} \times \mathbf{B}| = m_X B_Y - m_Y B_X = N(f) = -\omega^2 I \theta(f) \quad (5.1)$$

という形でかける。

5.2 磁場雑音の推定方法

式 (5.1) は $B_X \gg B_Y$ 、 $m_X \simeq m_Y$ のとき^{*1}、

$$\frac{\theta_B(f)}{B_X(f)} = -\frac{m_Y}{\omega^2 I} \quad (5.2)$$

となる。これは X 方向の磁場からねじれ振子の回転への伝達係数である。この式より外部磁場とねじれ振子の回転の伝達係数を求めることは水平方向の磁気モーメント m_X 、 m_Y を求めることと同値であることがわかる。これを得るためには、

- 浮上磁石部分にコイルにより X 方向に交流磁場をかけ、ねじれ振子の回転雑音 $\theta_B(f)$ を測定する
- 浮上磁石がない状態でコイルによる同様の磁場 $B_X(f)$ を磁場センサーで測定する

という実験を行えばよい。

さらにねじれ振子の浮上磁石が浮上される位置での環境磁場を測定すればこの伝達係数をかけることで本検出器における磁場カップリング雑音を推定することができる。また Y 方向の磁場からねじれ振子の回転への伝達係数も同様に求めることができる。

5.2.1 磁場センサー

この伝達係数測定を行うために製作した磁場センサーの写真を図 5.2 に示す。この磁場センサーは磁気抵抗素子 HMC1002 を用いたものである。

^{*1}水平方向の磁気モーメントが極端に X か Y 方向に向いていなければ $m_X \simeq m_Y$ となる。これは伝達係数測定においてコイルで磁場をかけ励起された回転のピークの大きさが X 方向と Y 方向の磁場の場合で極端に違っていなければ良い。

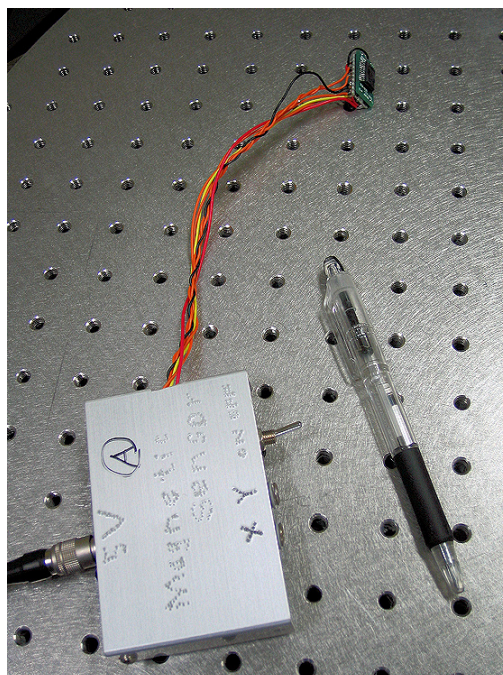


図 5.2: 磁場センサー。一つで二方向の測定ができ、二つ制作して三方向の測定を行った。

半導体などを磁界に置くと、ローレンツ力によって素子中の電流の経路がゆがみ電気抵抗が大きくなる。これを磁気抵抗という。磁気抵抗素子 HMC1002 はこの磁気抵抗によるブリッジ回路によって外部磁場に比例した出力を得ることができる。

三方向の磁場を測定するため、二方向測定可能な磁場センサー $A_{(x,y)}$ と一方向測定可能な磁場センサー $B(z)$ を作成した。それぞれのオフセット値 (磁場がゼロのときの DC 出力) を表 5.1 に示す。これらはセンサー部をフィルム状磁気シールドを何重にも巻いて筒型にして囲って測定した。

表 5.1: 製作した磁場センサーの特性

磁場センサー	オフセット値
$A(x)$	1.04 V
$A(y)$	1.19 V
$B(z)$	1.27 V

キャリブレーション

磁場センサーを用いるにあたって磁場センサーの出力と実際の磁場の値とのキャリブレーションを行った。

今回は二つのコイルによりできるだけ平坦な磁場を作り（ヘルムホルツコイル）、計算から求められる磁場の値と磁場センサーの出力の値との間の係数を求めた。用いたコイルは直径 400 mm のコイル二つである（図 5.3）。この大型コイルは伝達関数測定において浮上磁石に磁場をかけるときにも用いる。

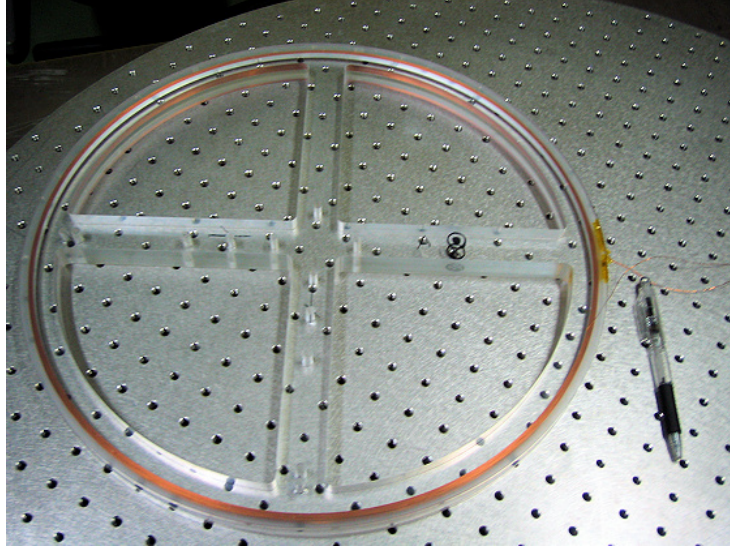


図 5.3: 大型コイル。直径 400 mm、軸方向の長さ 10 mm、200 回巻き。同じ形状のものを二つ制作した。

二つのコイルの中心軸上に生じる磁束密度は

$$B = \frac{\mu N I a^2}{2} \left(\left(a^2 + \left(z + \frac{l}{2} \right)^2 \right)^{-\frac{3}{2}} + \left(a^2 + \left(z - \frac{l}{2} \right)^2 \right)^{-\frac{3}{2}} \right) \quad (5.3)$$

となる。ただし、真空の透磁率を μ 、コイルの巻き数を N 、電流を I 、コイルの半径を a 、中点から測った軸上の距離を z 、コイルの間隔を l としている。周波数 f の交流電圧 $V(f)$ がコイルにかけられている場合、コイルに流れる電流 $I(f)$ は

$$I(f) = \frac{V(f)}{\sqrt{R^2 + (2\pi f L)^2}} \quad (5.4)$$

となる。

コイルのインダクタンス L は、長岡係数を K_N 、真空の透磁率を μ_0 、コイルの半径を r 、コイルの巻き数を n 、コイルの軸方向の長さを l として

$$L = \frac{K_N \mu_0 n^2 (\pi r^2)}{l} \quad (5.5)$$

で表わされる。また、長岡係数 K_N は次式で求められる。

$$K_N = \frac{4}{3\pi\sqrt{1-k^2}} \left(\frac{1-k^2}{k^2} K(k) - \frac{1-2k^2}{k^2} E(k) - k \right) \quad (5.6)$$

ただし、 k は

$$\frac{l}{2r} = \frac{\sqrt{1-k^2}}{k} \quad (5.7)$$

で表わされる。 $K(k)$ および $E(k)$ はそれぞれ、 k についての第一種完全楕円積分および第二種完全楕円積分である。

今回用いたコイルは $r = 200$ mm、 $n = 200$ 、 $l = 10$ mm であり、この値から計算されたインダクタンス L は 46.0 mH であった。LCR メータを使って 100 Hz の信号 (最も低周波の設定) により測定した結果とそれぞれの抵抗値を表 5.2 に示す。

表 5.2: 製作した大型コイルの特性

コイル	抵抗値	インダクタンス
A	44.1 Ω	40 mH
B	46.4 Ω	45 mH

例として、4 V、0.1 Hz の交流電圧を用いてこのコイルによる実効的な磁場を計算した結果を図 5.5 に示す。コイルの抵抗値の違いによってコイルの中間付近にも若干の磁場の傾きができてしまっているが、この磁場の変化は 10 mm で 0.18 % 程度である。

このコイルを用いて磁場の計算値と磁場センサーの出力からキャリブレーションを行った結果を図 5.6 に示す。この結果キャリブレーション係数は 8.0×10^{-5} [T/V] となった。センサーの位置だけでなくセンサーと磁場の方向の微妙な角度のずれやコイルの太さなどがこの測定の誤差となりえるが、センサーの位置や角度のずれは目で見えてわからない程度であること、コイルの直径が 400 mm に対してコイルの軸方向と動径方向の厚さがそれぞれ 10 mm、5 mm であることからこの誤差は大きく見積もっても数%のオーダーであると考えられる。

磁場センサーの線形範囲

センサーのキャリブレーション係数はある程度以上外部磁場が大きくなると線形でなくなる。ヘルムホルツコイルによりセンサーに磁場をかけ、外部磁場とセンサーの出力の関係を測定した結果が図 5.7 である。磁気抵抗素子 HMC1002 は逆方向の磁場に対しても同じようにキャリブレーション係数が変化する。これよりセンサー出力にしておよそ ± 1 V の領域でキャリブレーション係数が線形であることが

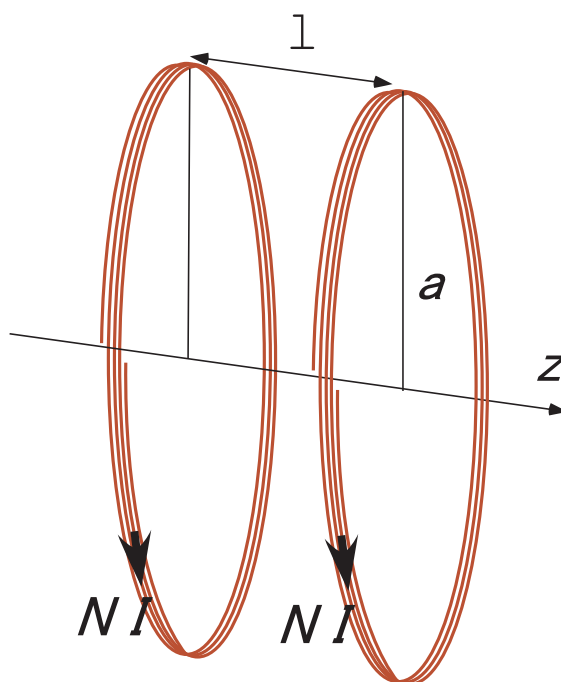
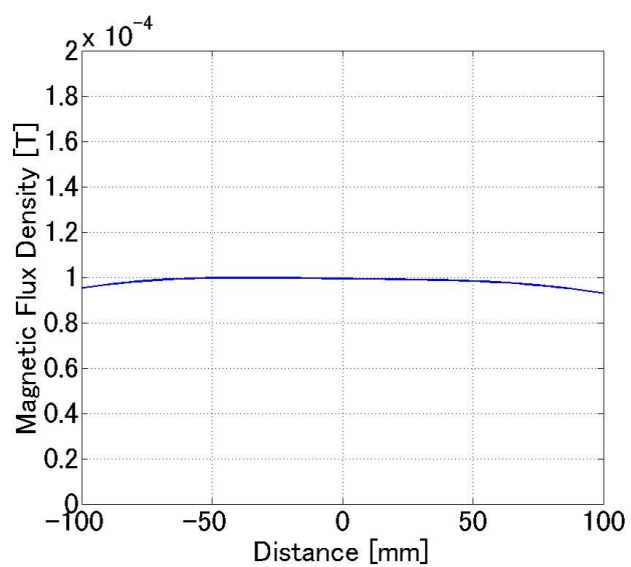
図 5.4: ヘルムホルツコイル ($a=l$)

図 5.5: 作成したヘルムホルツコイルによる磁場

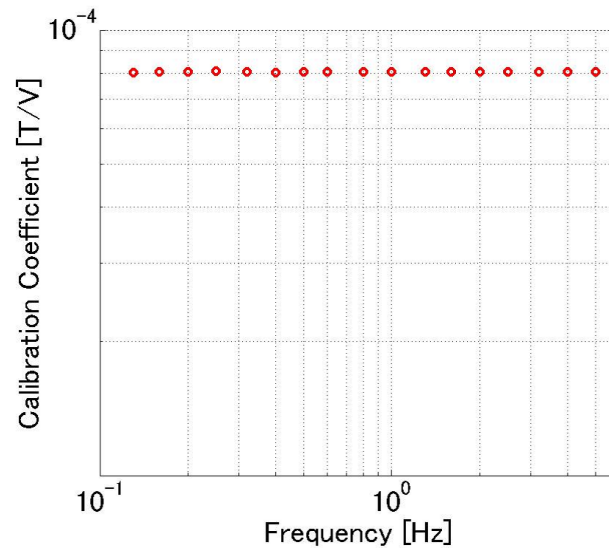


図 5.6: 磁場センサーのキャリブレーション結果

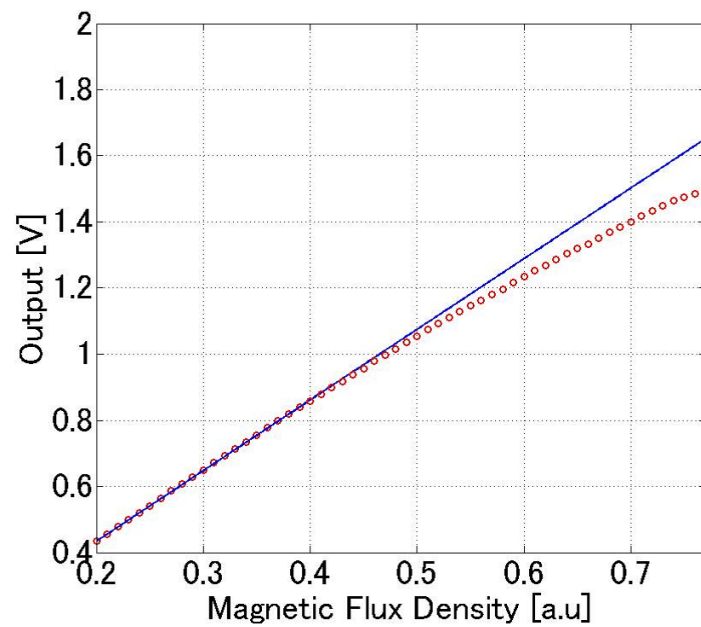


図 5.7: 磁場センサーの出力の線形性

わかる。キャリブレーション係数を 8.0×10^{-5} とするとこれは DC 磁場において $\pm 8.0 \times 10^{-5}$ T の領域である。実験ではセンサー出力が線形範囲にあることに注意して磁場の測定を行う必要がある。

5.3 磁場とねじれ振り子の回転の伝達係数測定

磁場とねじれ振り子の回転の伝達係数を求めるため、大型コイルによってねじれ振り子の浮上磁石部に周波数 f の交流磁場をかけ、ねじれ振り子の回転 $\theta(f)$ と浮上磁石部の磁場 B_X 、 B_Y の値を測定した。

実験装置の形状により、理想的なヘルムホルツコイルを作ることができなかったが、コイル間の距離をできるだけ近づけた結果、二つのコイルの距離は 765 mm となった。このコイルが作る磁場の様子を図 5.8 に示す。

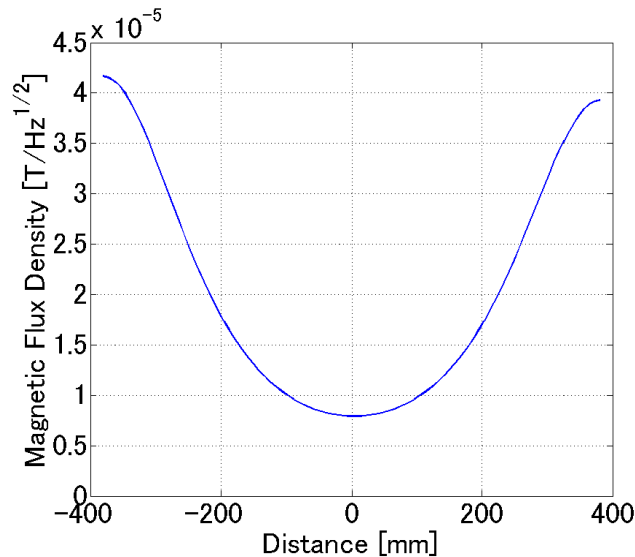


図 5.8: 伝達係数測定におけるコイルの磁場の様子

コイル間の中心とコイル間の中心から 10 mm 離れた点での磁場の違いは 0.5 % 程度であり、浮上磁石部分にかかる磁場はほぼ平坦であると考えてよい。

コイルにより X 方向に交流磁場をかけたときのねじれ振り子の回転を測定したものを図 5.9 に示す。図は 0.1 Hz の交流磁場をかけた場合である。次に、浮上磁石にかけられた磁場を測定する必要があるが、ねじれ振り子の磁石による効果があるため、ねじれ振り子の回転とコイルによる磁場を同時に測定することはできない。ここでは一度ねじれ振り子を真空チェンバーから取り出し、磁場センサーを浮上磁石と同じ位置に配置することによって行った。測定された磁場スペクトルを図 5.10 に示す。この磁場の測定では XYZ 三方向の磁場を同時に測定した。 $B_X \gg B_Y$ が満たされていることがわかる。

これらの測定によって得られた伝達関数を図 5.11 に示す。また、Y 方向に関して同様の測定を行ったものを図 5.12 から図 5.14 に示す。

これらの測定より得られた磁気モーメントの値を次の表 5.3 に示す。

表 5.3: 浮上磁石の水平方向の磁気モーメント

磁気モーメント	値
m_X	$2.5 \times 10^{-3} \text{ A} \cdot \text{m}^2$
m_Y	$6.0 \times 10^{-3} \text{ A} \cdot \text{m}^2$

5.4 環境磁場の測定

本検出器における磁場カップリング雑音を評価するためには次に環境磁場を測定する必要がある。真空チェンバー内の浮上磁石のある位置における三方向の磁場の測定を二日間行った (図 5.15 ~ 図 5.20)。ただし先ほどの測定と同様、X, Y 方向は図 5.1 のように真空チェンバーの方向によって定義しており、おおよそ X 方向は北、Y 方向は東を向いている。また垂直方向を Z 方向としている。

二日の測定とも 2 時 ~ 4 時において Y と Z 方向において磁場雑音が下がっていることがわかる。これは本検出器の雑音下がっている時間と一致する。

5.5 磁場カップリング雑音の推定

$m_X B_Y$ と $m_Y B_X$ によるトルクそれぞれがお互いにランダムに発生すると、検出器における磁場カップリング雑音は

$$N_B \simeq (m_X^2 B_Y^2 + m_Y^2 B_X^2)^{1/2} \quad (5.8)$$

となると考えられる。磁気モーメントと環境磁場スペクトルが得られたので重力波に対する雑音を見積もることができる。その結果を図 5.21 に示す。環境磁場のスペクトルには時刻に対する依存性があるため、磁場雑音が大きい時間 (10 時から 11 時) と小さい時間 (3 時から 4 時) の磁場スペクトルによりそれぞれ本検出器の磁場カップリング雑音を推定した。また、この推定に用いた磁場スペクトルを図 5.22 に示す。

m_X と m_Y の値は浮上磁石の着磁の方法により変化しうる ($m_X^2 + m_Y^2$ は変わらない)。3 時から 4 時頃は $B_X(f) > B_Y(f)$ となるため、浮上磁石の水平方向の磁気モーメントがより X 方向を向いているとき磁場カップリング雑音がより小さくなる。水平方向の磁気モーメントが完全に X 方向を向いていた場合の磁場カップリン

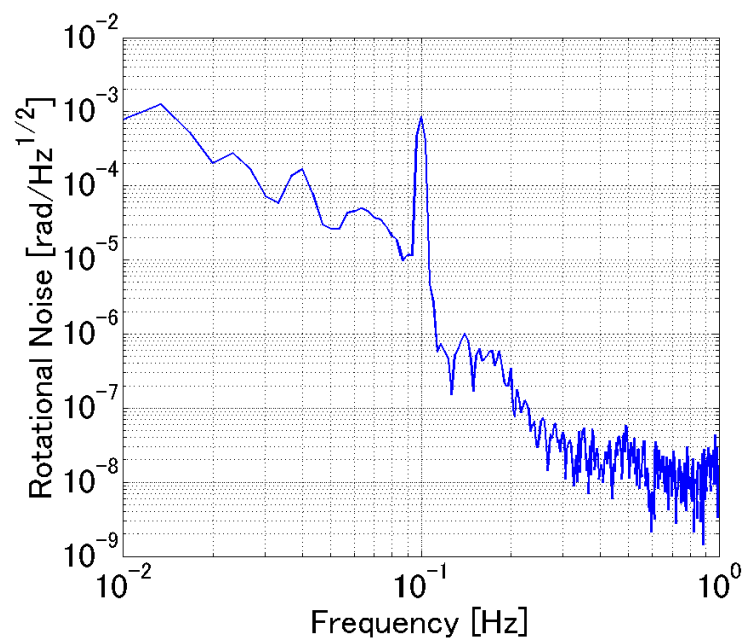


図 5.9: コイルにより X 方向に 0.1 Hz の交流磁場をかけたときのねじれ振子子の回転雑音

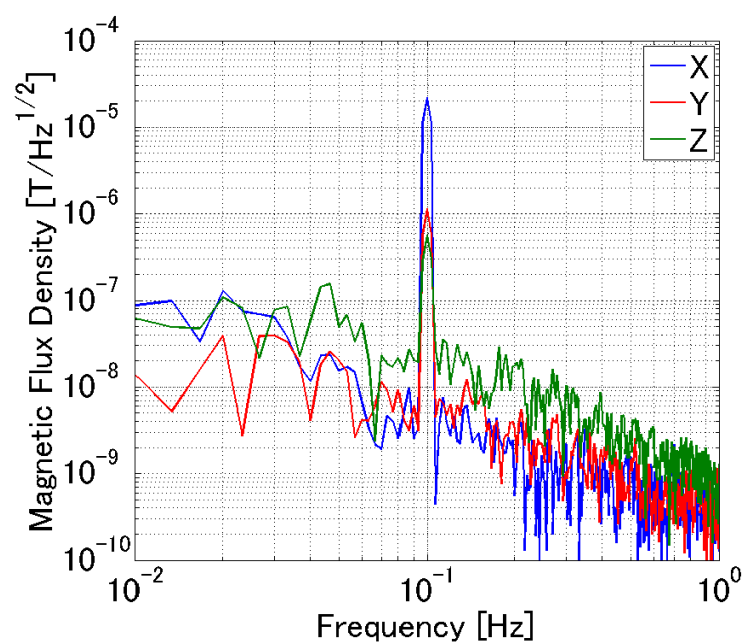


図 5.10: コイルにより X 方向に 0.1 Hz の交流磁場をかけたときの浮上磁石の位置における磁場

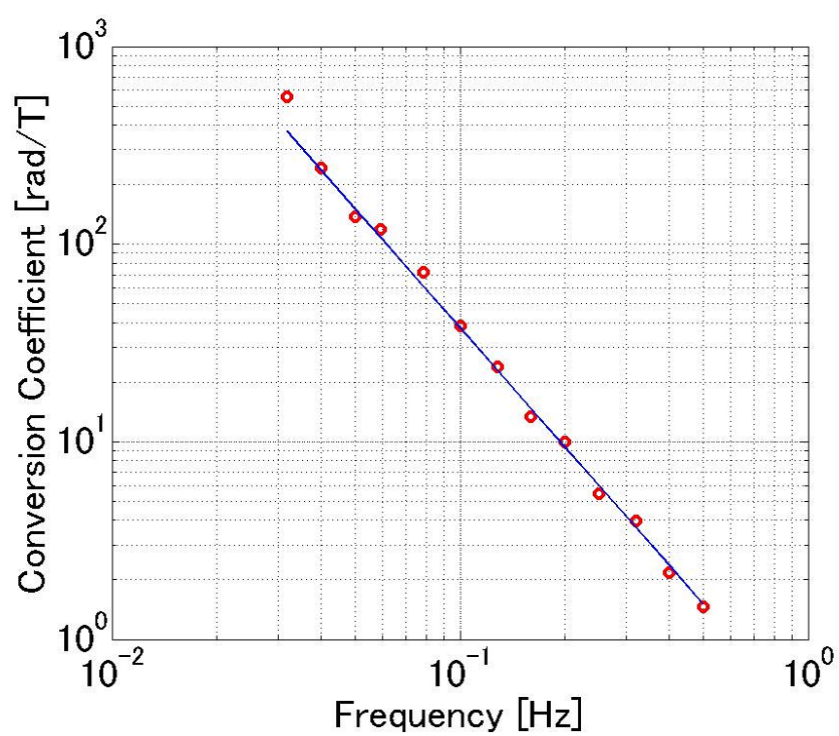


図 5.11: X 方向の回転-磁場の変換係数

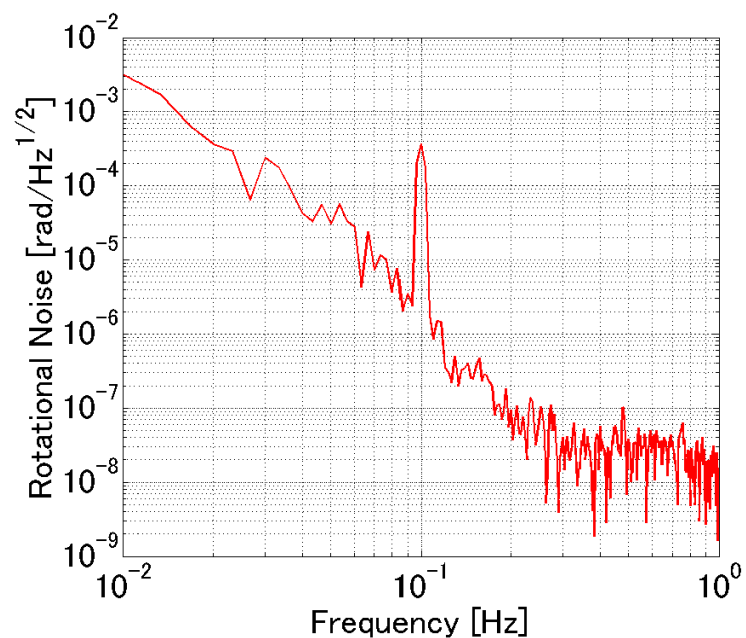


図 5.12: コイルにより Y 方向に 0.1 Hz の磁場をかけたときのねじれ振り子の回転雑音

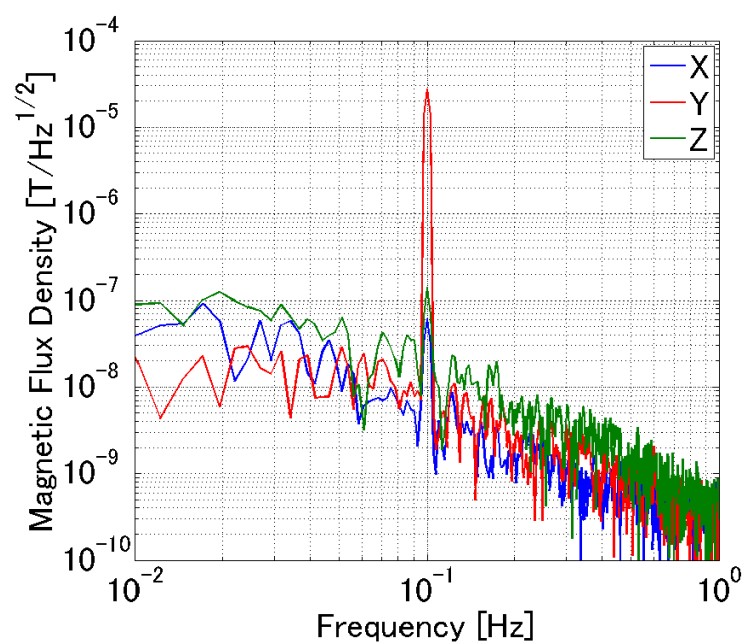


図 5.13: コイルにより Y 方向に 0.1 Hz の交流磁場をかけたときの浮上磁石の位置における磁場

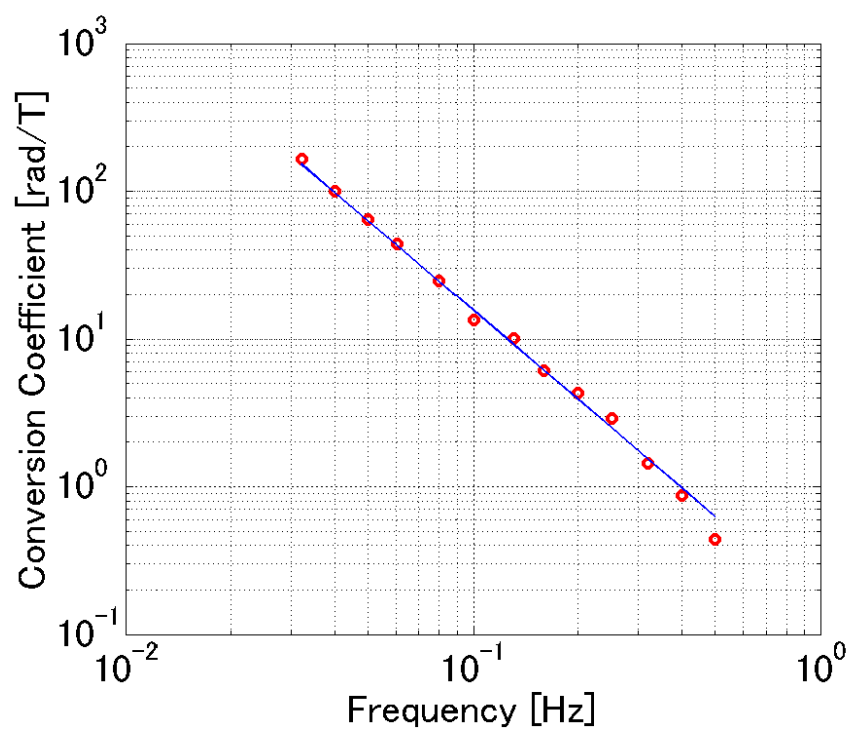


図 5.14: Y 方向にの回転-磁場の変換係数

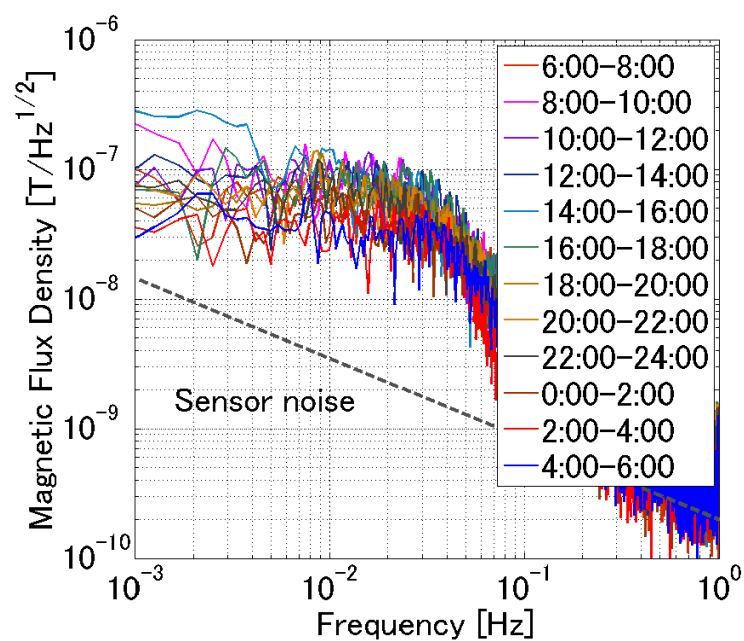


図 5.15: X 方向の磁場 (2009 年 12 月 17 日 (木) 6 時 ~ 2009 年 12 月 18 日 (金) 6 時)

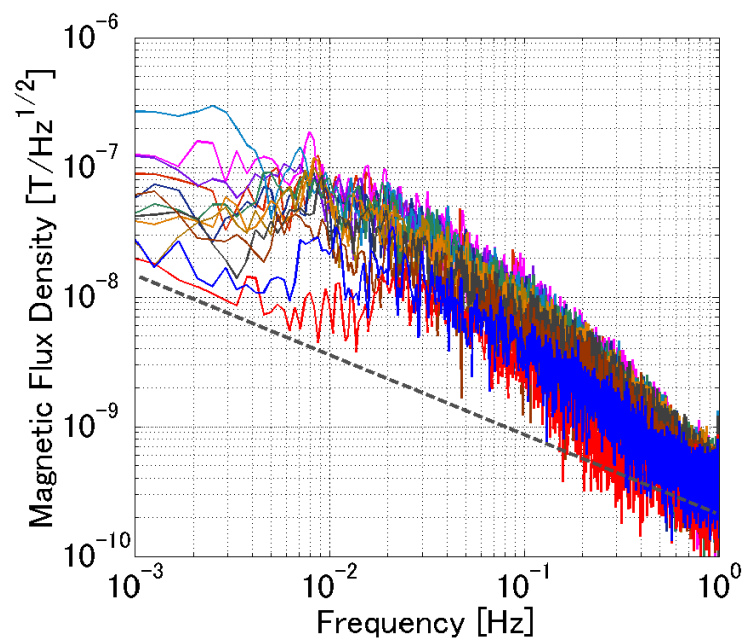


図 5.16: Y 方向の磁場 (2009 年 12 月 17 日 (木) 6 時 ~ 2009 年 12 月 18 日 (金) 6 時)

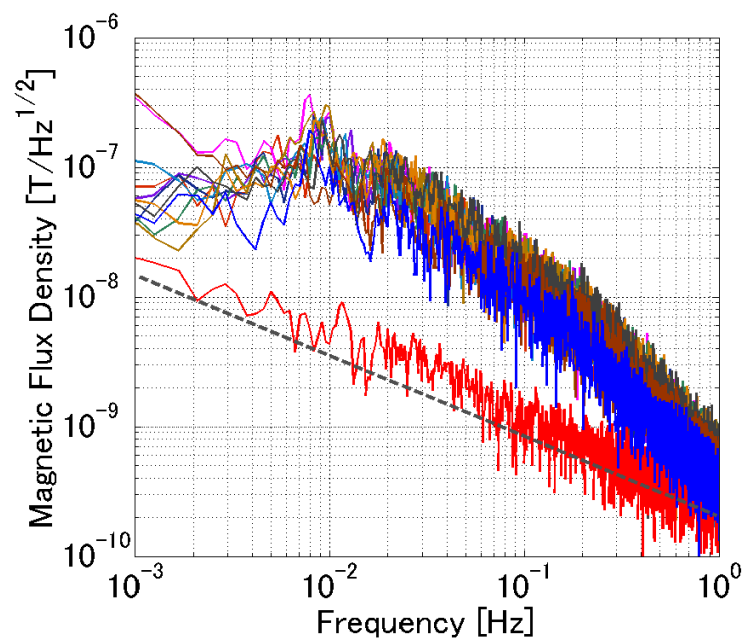


図 5.17: Z 方向の磁場 (2009 年 12 月 17 日 (木) 6 時 ~ 2009 年 12 月 18 日 (金) 6 時)

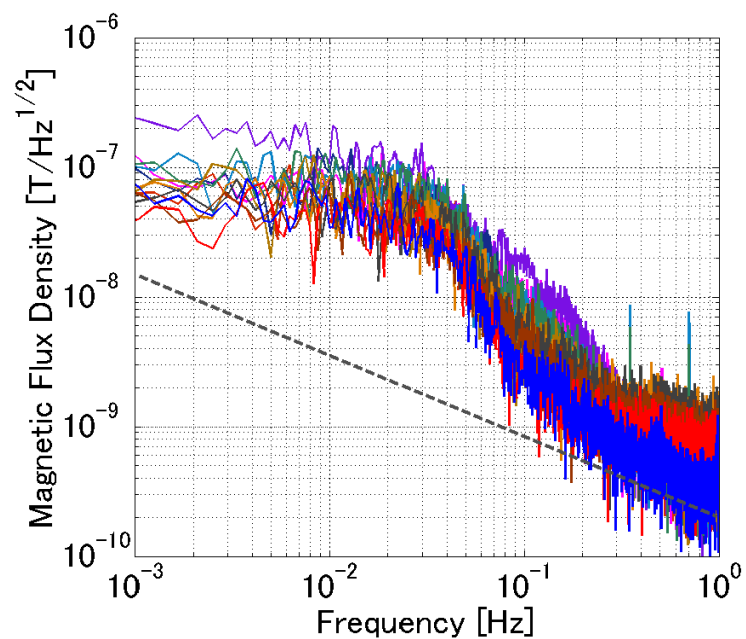


図 5.18: X 方向の磁場 (2009 年 12 月 18 日 (金) 6 時 ~ 2009 年 12 月 19 日 (土) 6 時)

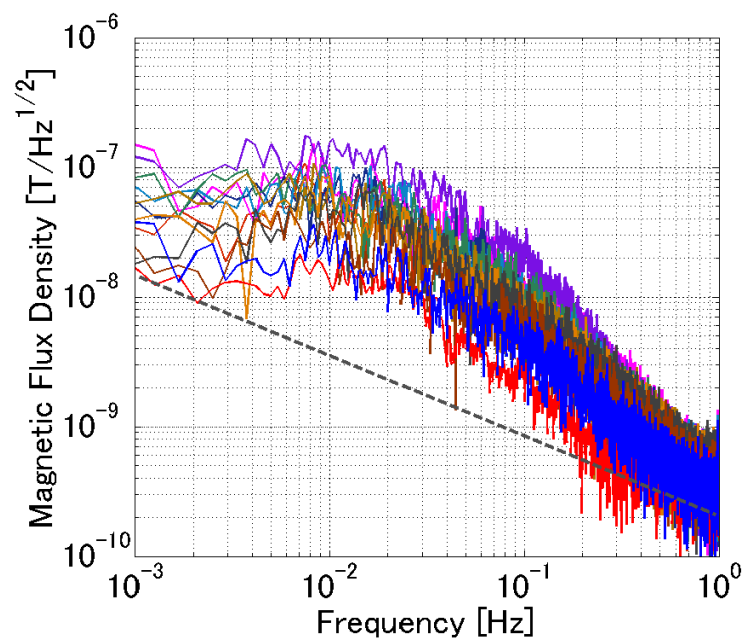


図 5.19: Y 方向の磁場 (2009 年 12 月 18 日 (金) 6 時 ~ 2009 年 12 月 19 日 (土) 6 時)

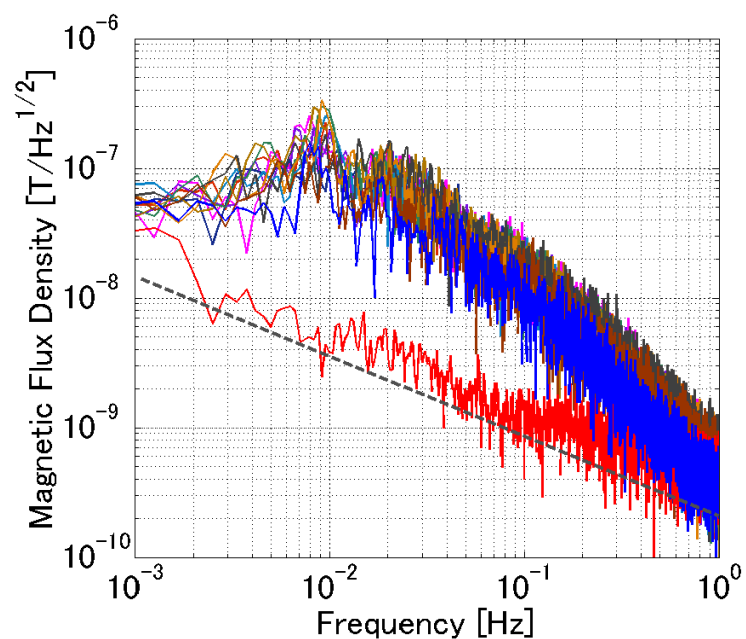


図 5.20: Z 方向の磁場 (2009 年 12 月 18 日 (金) 6 時 ~ 2009 年 12 月 19 日 (土) 6 時)

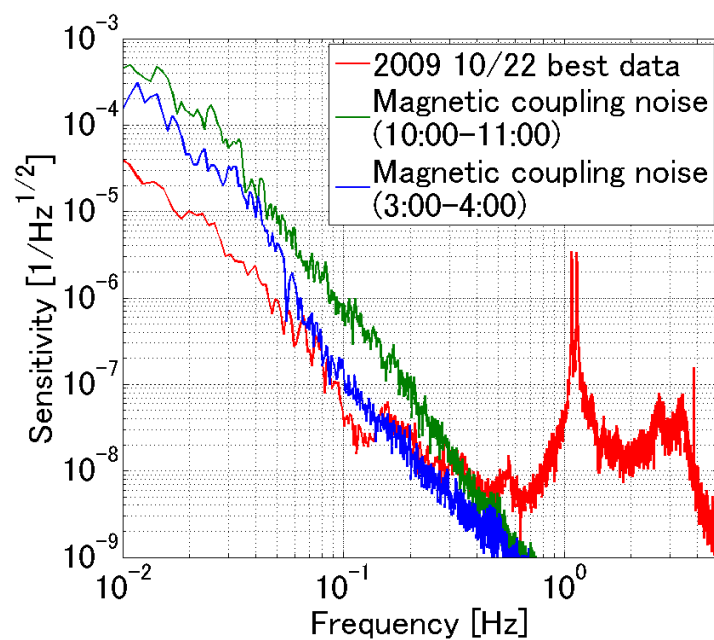


図 5.21: 推定された本検出器における磁場カップリング雑音

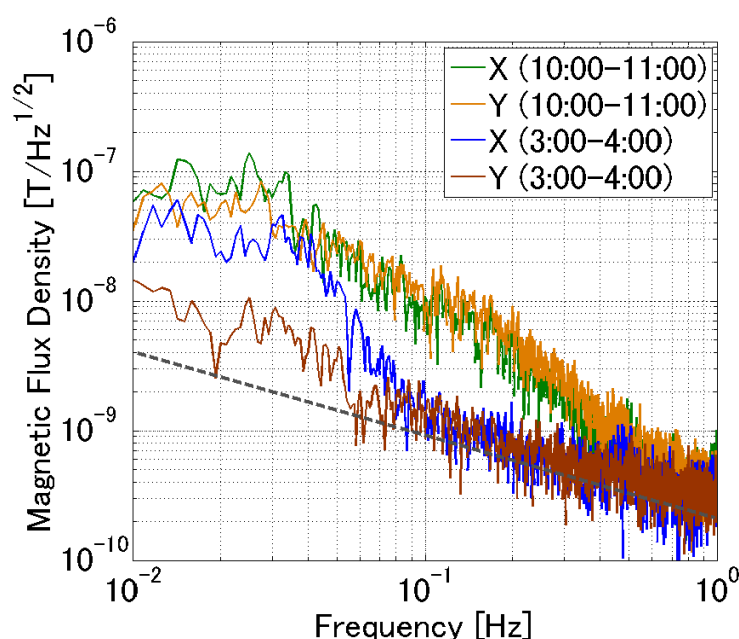


図 5.22: 磁場カップリング雑音の推定に用いた磁場スペクトル

グ雑音を図 5.23 に示す。低周波におけるベストデータの検出器の雑音とよく一致していることがわかる。ただし、3時から4時のY方向の磁場雑音のスペクトルは 60 mHz 以上でセンサーノイズレベルとなっており、この領域では磁場カップリング雑音はさらに低いと考えられる。

5.6 磁気シールド

磁場カップリング雑音を下げるには磁気シールドで検出器を囲うとよい。しかし、この実験のセットアップでは装置全体を磁気シールドで囲うことは容易ではなく、また費用もかかる。水平方向の外部磁場が雑音源となるため、ここでは真空チェンバー内に図 5.24 に示すように円筒型の磁気シールドを配置した。また、用いた磁気シールドの写真を図 5.25 に示す。円筒型磁気シールドの直径は小さい方が水平方向の外部磁場を遮蔽する効果が高い。しかし、直径が小さすぎると磁気シールドが浮上磁石を引き付けてしまう。これより直径を 110 mm とした。この状態で大型コイルによって磁場をかけ磁場とねじれ振り子の回転との伝達関数測定を行った。

ここではファインメットという合金 (Fe-Cu-Nb-Si-B) でできたフィルム状の磁気シールド (日立金属 MS-F SD-460×610-T0) を 9 回巻きにし、直径 110 mm、長さ 120 mm、厚さ約 1 mm としたものを用了。また、ファインメットの比透磁率は 1k Hz 以下で 10^6 程度である。

伝達関数測定の結果を図 5.26、図 5.27 に示す。X 方向については磁場の回転雑音

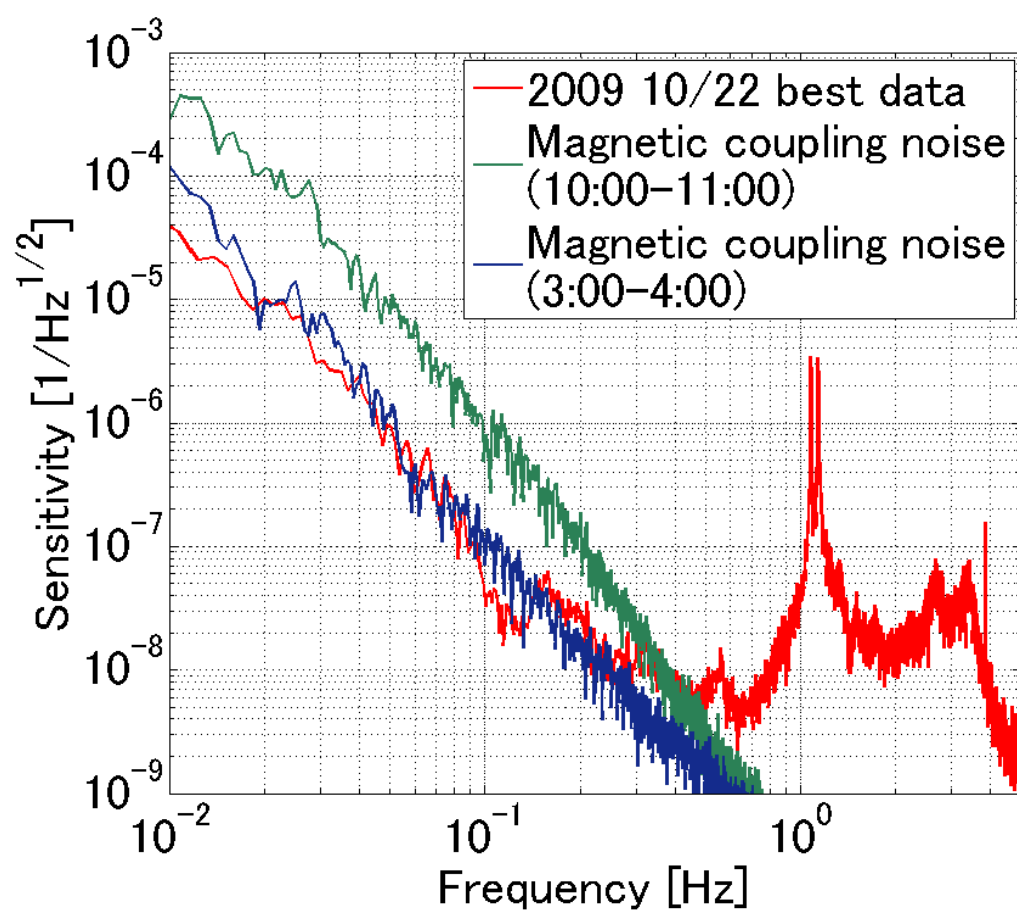


図 5.23: 水平方向の磁気モーメントが X 方向を向いていた場合の磁場カップリング雑音

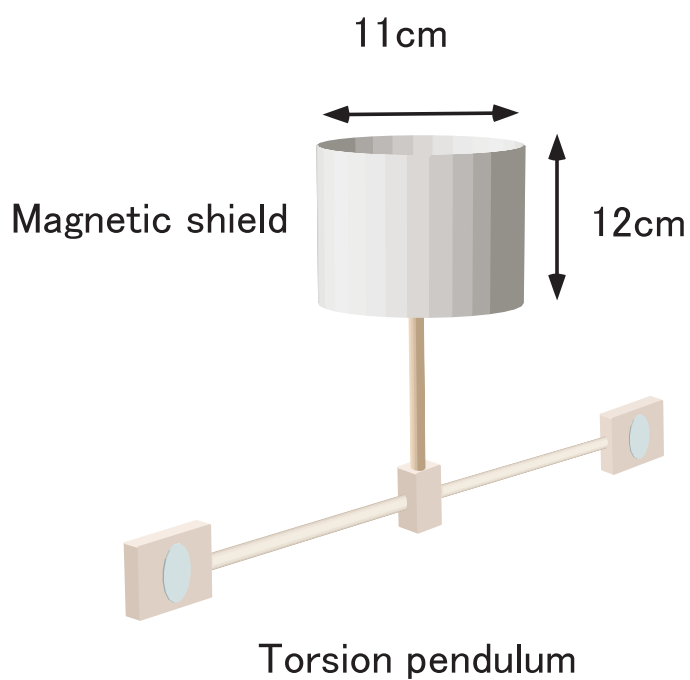


図 5.24: 真空チェンバー内に配置した磁気シールド

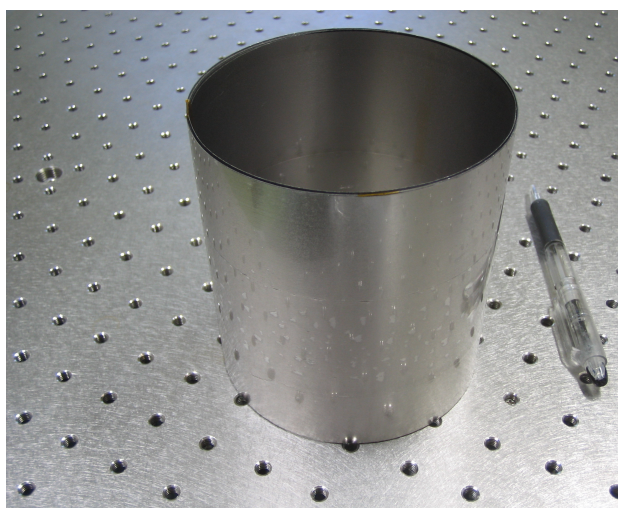


図 5.25: 円筒型磁気シールドの写真。直径 110 mm、長さ 120 mm、厚さ約 1 mm。

に対する伝達係数が0.1倍、Y方向については0.16倍となった。この磁気シールドをする前と後の検出器の雑音を比べたものが図5.28である。残念ながら検出器の感度を向上させるという結果にはならなかった。一つの可能性としてこれは地面振動が磁気シールドによってねじれ振りに伝わってしまい雑音となったことが考えられる。また、磁場雑音以外の雑音が効いてしまった可能性もある。磁気シールドによる浮上磁石部における環境磁場の変化を調べるため、ねじれ振子を取り外し磁気シールドがある状態で浮上磁石部の位置に磁場センサーを配置し、外部磁場を測定した。測定は2010年1月13日の0時から8時にかけて行った。X, Y, Z方向それぞれについて磁気シールドがある場合とない場合での測定を比較したものを図5.29から図5.34に示す。

時間帯にもよるがXとY方向については磁気シールドによって磁場雑音が低減していることがわかる。しかし、Z方向についてはむしろ磁場雑音が悪化してしまっている。Z方向の磁場が直接ねじれ振子の回転にカップルするモデルは考えられていない。しかしZ方向の磁場が浮上磁石の水平方向の磁気モーメントとカップルしてねじれ振子の水平方向の振動となり、これがねじれ振子の腕の非対称性によって地面振動カップリング雑音と同様に検出器のセンシング雑音となることは考えられる。これは二次的な効果であるが、Z方向の磁場が増幅された場合無視でなくなる可能性はある。このような効果によって磁気シールドを取り付けることにより検出器の雑音が悪化したことも考えられる。

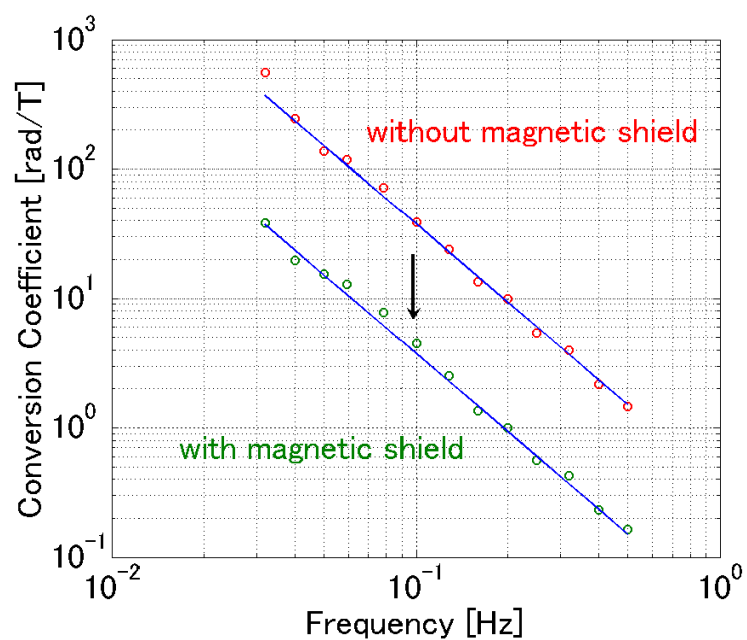


図 5.26: 磁気シールドを入れた場合の X 方向の回転-磁場の変換係数の変化

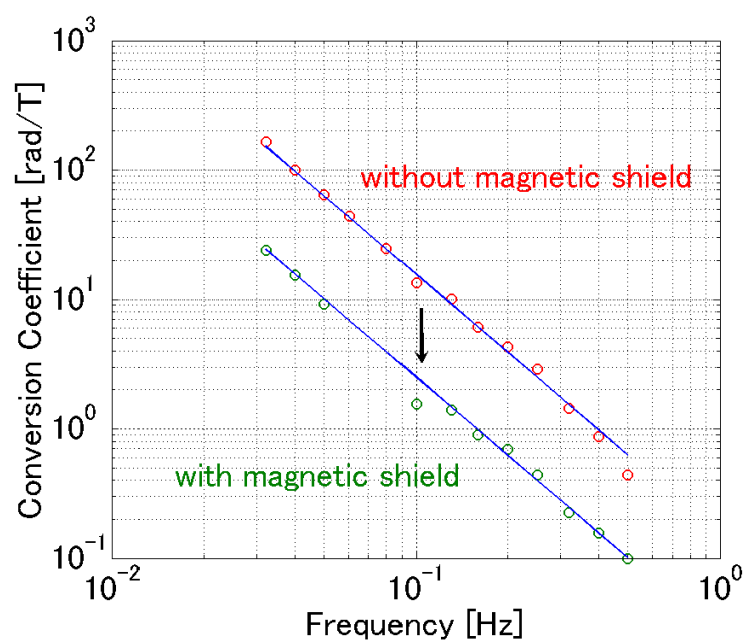


図 5.27: 磁気シールドを入れた場合の Y 方向の回転-磁場の変換係数の変化

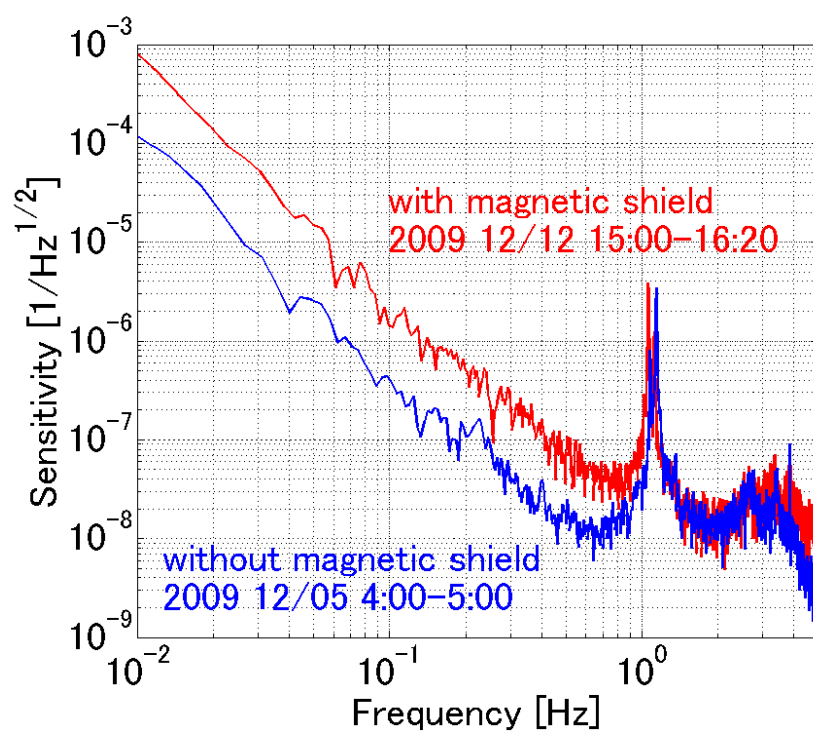


図 5.28: 磁気シールドを入れる前と後で取られたデータの比較

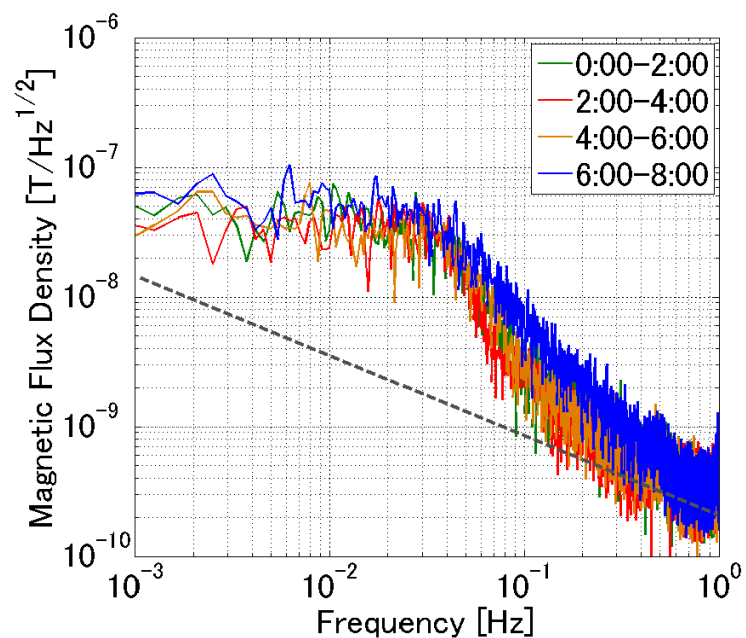


図 5.29: 磁気シールドがない場合の X 方向の磁場 (2009 年 12 月 18 日 0 時から 8 時に測定)

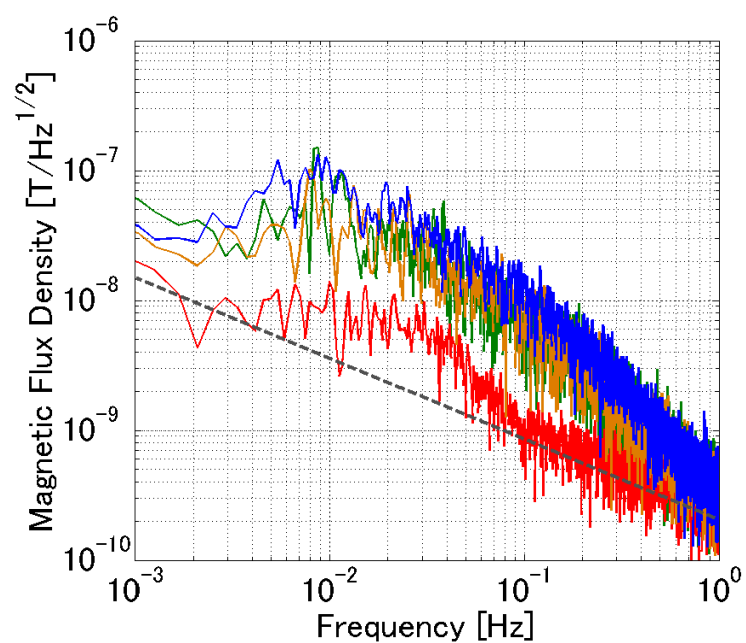


図 5.30: 磁気シールドがある場合の X 方向の磁場 (2010 年 1 月 13 日 0 時から 8 時に測定)

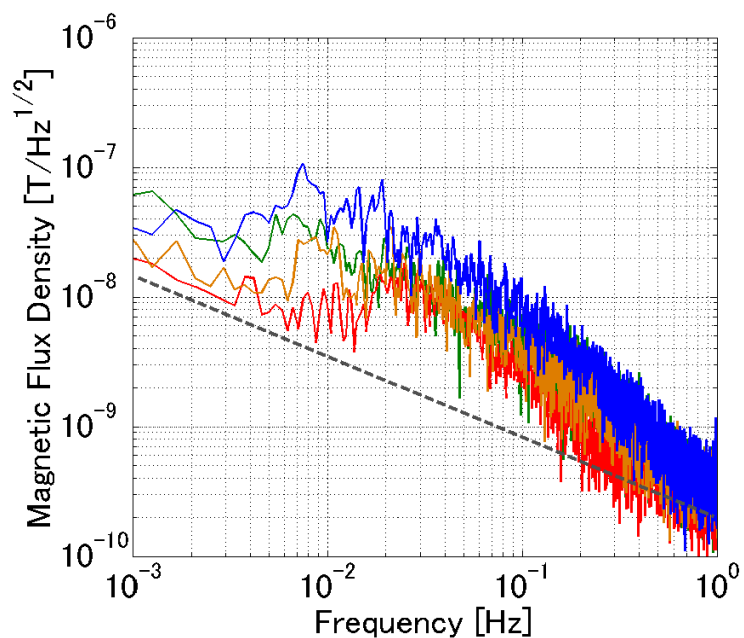


図 5.31: 磁気シールドがない場合の Y 方向の磁場（2009 年 12 月 18 日 0 時から 8 時に測定）

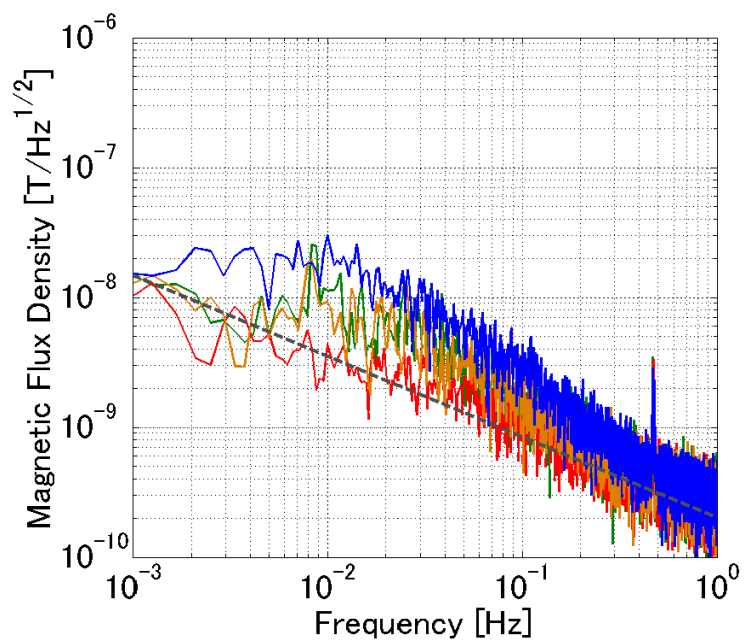


図 5.32: 磁気シールドがある場合の Y 方向の磁場（2010 年 1 月 13 日 0 時から 8 時に測定）

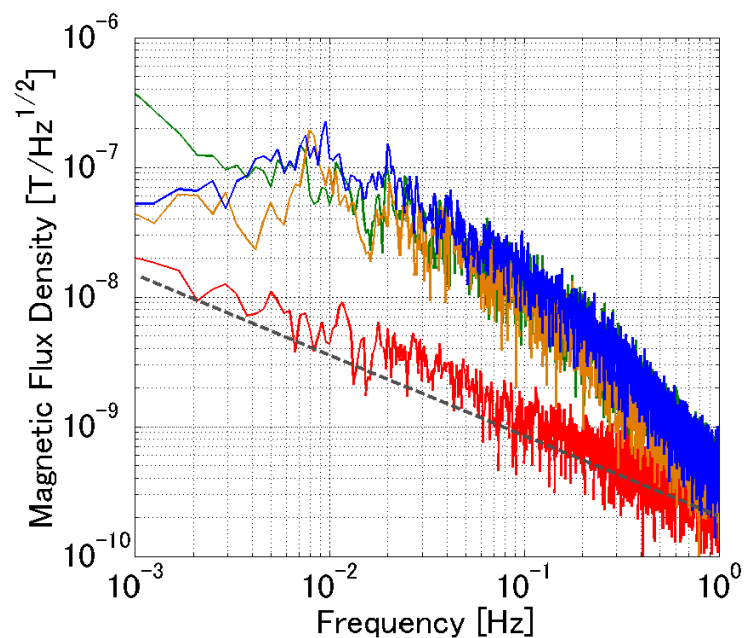


図 5.33: 磁気シールドがない場合の Z 方向の磁場 (2009 年 12 月 18 日 0 時から 8 時に測定)

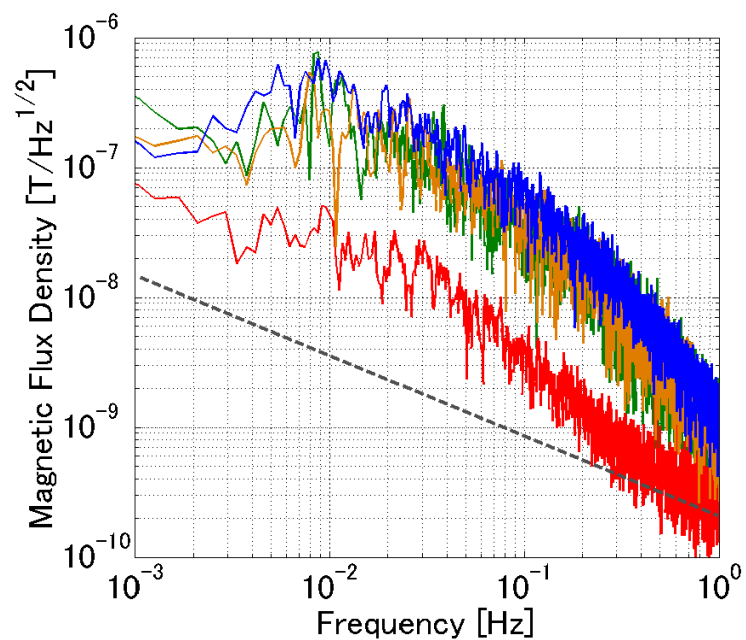


図 5.34: 磁気シールドがある場合の Z 方向の磁場 (2010 年 1 月 13 日 0 時から 8 時に測定)

第6章 まとめ

6.1 結果

低周波重力波は宇宙論、天文学において非常に重要な意味を持っているため、低周波重力波探査を目的として超伝導磁気浮上を用いたねじれ振り子型重力波検出器の研究を行った。現在この検出器の重力波振幅に対する感度のベストデータは 0.1 Hz において $4 \times 10^{-8} \text{ Hz}^{-1/2}$ である。この検出器における雑音の評価を行い、70 mHz 以下の周波数において磁場カップリング雑音が検出器の感度を制限していることがわかった。推定された雑音のまとめを図 6.1 に示す。

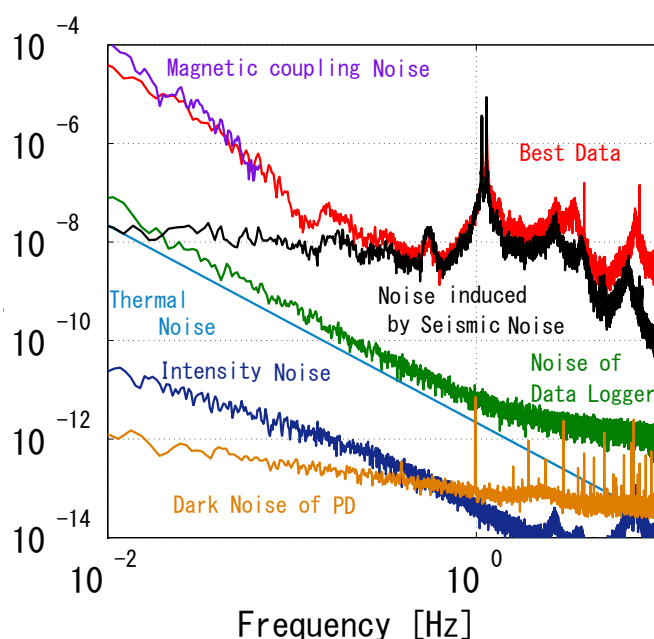


図 6.1: ねじれ振り子の重力波に対する応答

外部磁場は磁気シールドを用いて遮蔽することが可能である。しかし、水平方向の磁場雑音を低減させるために真空チェンバーの中に円筒型の磁気シールドを入れて測定を行ったが、検出器の雑音はむしろ悪化してしまった。

6.2 議論

今回円筒型の磁気シールドを用いても検出器の雑音を低減することができなかった。この原因に関してはいくつかの可能性が考えられる。一つに、実験セットアップのときに他の雑音を悪化させてしまった可能性がある。この検出器は超伝導バルクを転移温度以下に保てる時間が3~5日程度であり、超伝導バルクが一度転移温度以上になってしまうと再度着磁し直さなければならない。着磁をやり直すとマイケルソンレーザー干渉計を再度調整しなければならず、このとき例えばレーザー光がミラーの端に当たってしまうと検出器の雑音が悪化してしまうおそれがある。また、ねじれ振子に触れているときに誤って力を加えてねじれ振子の腕を曲げてしまうと、これも検出器の雑音を悪化させる危険性がある。実際、雑音レベルが悪化したとき、ねじれ振子の腕を取り換えると雑音レベルが回復したということがあった。もう一つの可能性として磁気シールドと浮上磁石は引き合っているため、地面振動による磁気シールドのゆれが浮上磁石に伝わり雑音レベルを悪化させたということが考えられる。この影響を考えると磁気シールドは浮上磁石の近くに置くべきではない。三つ目の可能性として考えられるのは磁気シールドによって悪化していたZ方向の磁場雑音の効果である。Z方向の磁場は浮上磁石の水平方向の磁気モーメントとカップルしてねじれ振子の水平方向の振動となり二次的に検出器の雑音となり得る。いずれにせよ本格的に磁場カップリング雑音を低減させるには装置全体を囲うべきである。

6.3 今後の課題

0.5 Hz以上の領域では地面振動カップリング雑音が検出器の感度を制限している可能背が高い[5]。地面振動は神岡にこの装置を持っていくことで2桁ほど低減することができる。これによって0.5 Hz以上の周波数帯においては検出器の感度が向上すると考えられる。

また今回の実験によって70 mHz以下においては磁場カップリング雑音が検出器の感度を制限していることがわかった。そのため装置全体を覆うような大掛かりな磁気シールドを構築することも考えていきたい。これを行うことで検出器の感度が向上し、感度の時間依存性も低減されることが考えられる。今の実験室にそのような磁気シールドを導入する場合は、防音ボックスと床に磁気シールドを取り付けることが最も現実的である。しかし信号の取得系や電源などのために磁気シールドに隙間ができてしまうことは避けられない。磁気シールドに隙間があればそこから磁場が侵入してしまい磁気シールドの効果が不十分となる可能性がある。また、もしこの装置を神岡に持って行くのであれば磁気シールドで囲った部屋を構築することが望ましい。これにはかなりの費用がかかると考えられるが、実際に重力波検出ができるという見込みがあれば行うべきである。また、環境磁場そのものが今の実験室よりおだやかな場所に装置を移動することでも磁場カップリング雑音を低減できると

考えられる。神岡において磁場雑音がよりおだやかなのであれば地面振動の面でも磁場雑音の面でも都合が良い。今後神岡の磁場雑音を測定することも考えていきたい。

次に、冷凍機の性能のため、検出器が連続測定可能である時間は数日から一週間程度であるが、これは重力波検出器として望ましくない。冷凍機が低温（70–90 K）を保てなくなるのは超伝導バルクから出る気体のためである。この気体は超伝導バルクが入っている真空チャンバーの中に炭を入れることで吸収できる可能性がある。ただしこの真空チェンバーを開けるには防音ボックスを解体する必要もあり、結構な手間がかかる。また、超伝導バルクから気体が発生してもより冷凍力のあるパルス管冷凍機を用いれば低温を保てる時間が延びる可能性がある。今後はこれらの方法を検討したい。

第7章 電気回路

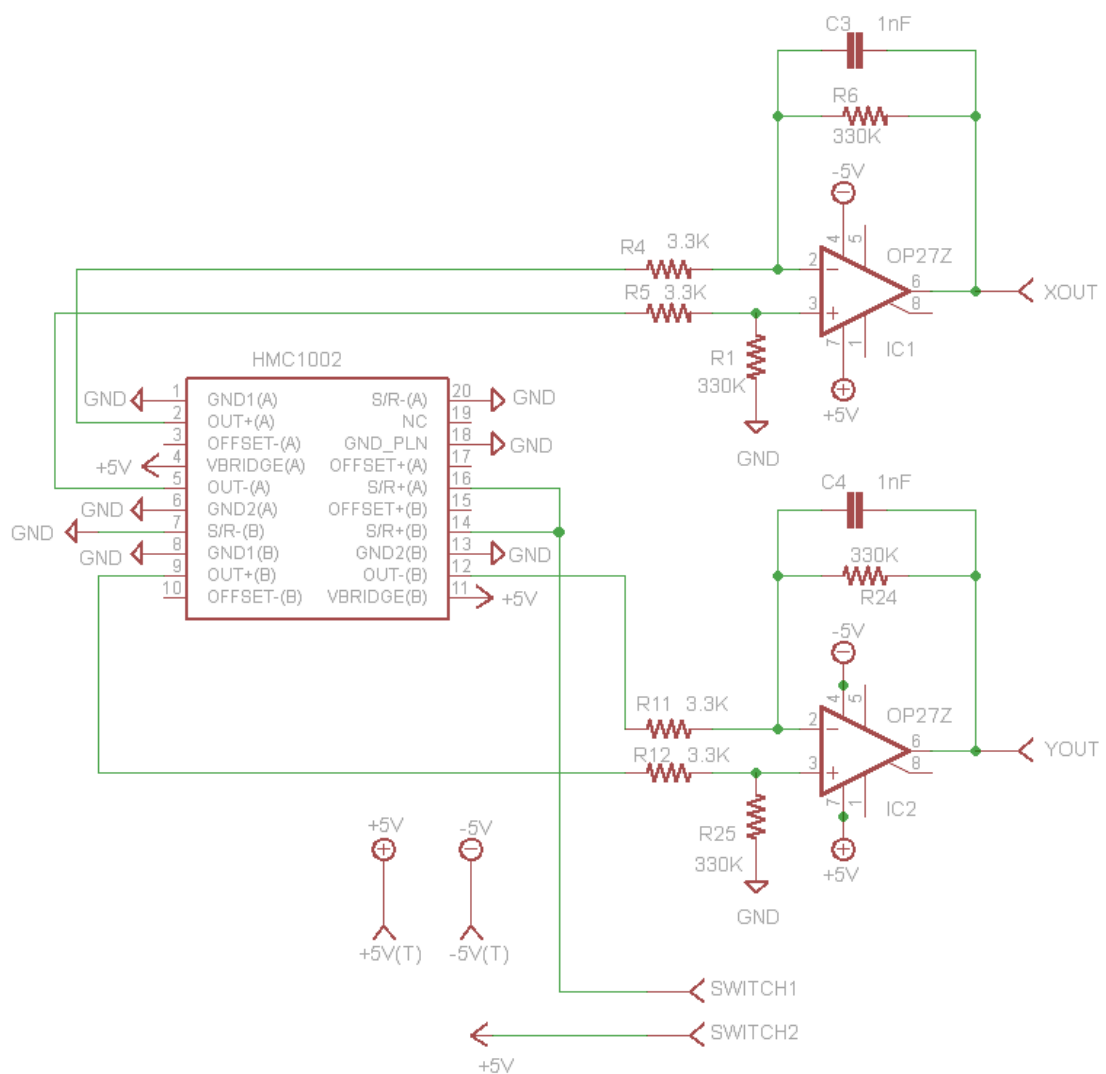


図 7.1: 磁場センサーの回路

参考文献

- [1] A. Einstein, 'Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie', Annalen der Physik, 49 (1916).
- [2] J. H. Taylor, J.M. Weisberg, *Ap. J.* 345, 435 (1989).
- [3] T. A. Prince et al. (2009), arXiv:0903.0103.
- [4] M. Ando et al., 7th Amaldi Conference on Gravitational Waves, Sydney, Australia, 2007.
- [5] K. Ishidoshiro, Doctor thesis, the University of Tokyo (2009).
- [6] K. Takahashi, Master thesis, the University of Tokyo (2008).
- [7] 中村卓史, 三尾典克, 大橋正健 編著, 『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] 柴田大 著, 『一般相対論の世界を探る』, 東京大学出版会 (2007).
- [9] M. Ando et. al., *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 3950 (2001).
- [10] B. Abbott et. al., *Nucl. inst. and meth. A* **517**, 154 (2004).
- [11] F. Acernese et. al., *Class. Quant. Grav.*, **19**, 1421 (2002).
- [12] B. Willke et. al., *Class. Quant. Grav.*, **19**, 1377 (2002).
- [13] K. Kuroda et. al., *Int. J. Mod. Phys. D*, **8**, 557 (1999).
- [14] D. E. McClelland et. al., *Class. Quantum Grav.*, **23**, 215 (2006).
- [15] S. Meshkov *Gravitational Waves Proc. of the 3rd E. Amaldi Conference* (New York: AIP Conf. Proc.) p 523 (2000).
- [16] N. Seto, S. Kawamura and T. Nakamura et. al., *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 221103 (2001).
- [17] M. Masuda, Doctor thesis, the University of Tokyo (2005).

謝辞

多くの方々のご協力により本論文を形にすることができ、非常にうれしく思います。論文の結びにお礼を申し上げます。

指導教官である坪野公夫教授には、私が坪野研究室で充実した研究ができるよう広くにわたりとても良く面倒を見ていただきました。教授の下で研究できたことは、私にとって非常な幸運でした。

助教である麻生洋一氏には RF での制御についてや論文の書き方についてなどとても有益な指導をしていただきました。大変感謝しております。

博士課程の石徹白晃治氏は共同実験者として、また頼もしい先輩として非常に面倒を見て頂きました。石徹白氏は研究生活における素晴らしい手本であり、また、坪野研究室最年長の院生である石徹白氏のリーダーシップには助けられる場面が多くありました。実験がうまくいかないで困ることが多かった私が何とか本論文を形にできたのも石徹白氏のおかげです。

前坪野研究室の助教である安東正樹氏には、実験の方向性についてなどあらゆる部分で助言を頂きました。また実験における経験が不足している私を根気強く指導してくださいました。非常に感謝しております。

博士課程の高橋走氏には電子回路の特性についてなど実験を進める上で必要なことをたくさん教えて頂きました。また研究生活を送る上でのあらゆる面でお世話になりました。本論文を執筆する上で高橋氏の助言はなくてはならないものでした。

博士課程の穀山渉氏にはねじれ振り子の制御や MATLAB についてなど、知識が不足している私の質問に丁寧に答えて頂きました。大変感謝しております。

東京大学理学部物理学科試作室の大塚茂己氏、南城良勝氏、阿部武氏にはこの実験に必要な部品を作って頂きました。私の未熟さからお2人には無用な手間を多々とらせてしまいましたが、いつも迅速な対応をして頂きました。

多くの方々の助言がこの論文に生きております。

研究室生活を送っていく中で、公私にわたって時に助言をくれたり、時には支えになってくれた全ての友人達に感謝いたします。

最後に私の研究の最大の後援者であり理解者である家族へ、感謝を捧げたいと思います。

ここに挙げましたすべての皆様の誰一人が欠けても本論文を形にすることはできませんでした。皆様に深く感謝いたします。ありがとうございました。