東京科学大学院

理学院

物理学系物理学コース修士論文

巨視的量子現象観測に向けた
反磁性浮上型鏡懸架モデルの開発

正木 貫太郎

指導教員　宗宮 健太郎

2026年2月

Abstract

In quantum mechanics, superposition states are expected to exist independently of mass; however, quantum phenomena in truly macroscopic systems have not yet been experimentally observed. This is generally attributed to decoherence induced by interactions with the external environment, making the measurement of decoherence times as a function of mass a key issue. Laser interferometry has been proposed as a method to realize macroscopic quantum superposition states, which requires ultra-precise position measurements reaching the standard quantum limit. For mirrors at the milligram scale, however, thermal noise originating from suspension fibers becomes a dominant limitation.

In this study, we aim to develop a high-Q mechanical oscillator as an alternative to conventional pendulum-type suspensions by utilizing diamagnetic levitation of quartz and graphite. First, various magnetic configurations were simulated using FEMM, and new levitation systems—including a quartz levitation setup as well as two-dimensional diagonal and diagonal ring configurations—were designed and fabricated. Although stable levitation of quartz was not achieved, successful levitation of graphite was demonstrated. However, graphite levitation suffers from noise caused by eddy currents generated within the levitated body.

To address this issue, alternative diamagnetic materials to quartz and conventional graphite were investigated. Graphite oxide was initially examined but did not satisfy the required conditions. Consequently, a composite approach was adopted, in which graphite powder was consolidated using resin wax. This composite levitated body exhibited higher electrical resistance than pure graphite, leading to a reduction in eddy-current-induced noise. To further suppress eddy current noise, fabrication of levitated bodies consisting of graphite particles coated with insulating silica was pursued. In this system, smaller graphite particle sizes increase the electrical resistance, while simultaneously reducing the graphite fraction and thus decreasing the magnetic susceptibility. While levitation had previously been achieved using graphite particles with an average diameter of 11 μ m, we newly succeeded in fabricating a levitated body with an average particle diameter of 7 μ m. However, reducing the amount of binding wax resulted in increased fragility, making handling more difficult.

Finally, Q-factor measurements were conducted using the fabricated levitated bodies. An interferometer incorporating a levitated body with an attached mirror was constructed, and both vertical and horizontal Q-factors were measured. Since the measurements were performed in air, the results were significantly affected by residual gas damping, preventing accurate evaluation. As a future prospect, it is essential to relocate the interferometer into a vacuum chamber and perform measurements under reduced residual gas noise in order to quantitatively confirm the suppression of eddy current noise.

目 次

第 1 章　はじめに **1**

第 2 章　背景 **2**
2.1 巨視的量子力学 2
2.2 標準量子限界 3
2.3 量子雑音 4
2.4 古典雑音 4
2.4.1 地面雑音 4
2.4.2 振動子の熱雑音 5
2.4.3 鏡の熱雑音 7
2.4.4 懸架線の熱雑音 7
2.4.5 残留ガス雑音 9

第 3 章　反磁性浮上 **11**
3.1 磁性 11
3.2 磁性体の種類 12
3.3 ラーモア反磁性 15
3.4 ランダウ反磁性 15
3.5 浮上原理 16
3.6 磁化率 18

第 4 章　渦電流熱雑音 **20**
4.1 渦電流によるエネルギー散逸 20
4.2 浮上体内部の渦電流熱雑音 21
4.3 浮上体外部の渦電流熱雑音 22

第 5 章　石英の浮上 **23**
5.1 石英の評価 23
5.2 石英浮上システム 23

第 6 章　グラファイトの浮上 **35**
6.1 グラファイトの評価 35
6.2 グラファイト浮上システム 35

6.3 酸化グラフェン（GO） 38
6.4 絶縁体との複合体 39
6.5 ゾル―ゲル法によるコーティング 41
6.5.1 ゾルーゲル法 41
6.5.2 浮上体の作成方法と浮上結果 41

第 7 章 Q 値測定実験 **43**
7.1 レーザー干渉計の作成 43
7.2 垂直方向の Q 値測定 46
7.3 水平方向の Q 値測定 47

第 8 章 まとめと今後の展望 **49**

謝辞 **50**

参考文献 **52**

図 目 次

2.1 二重スリット実験 2
2.2 マイケルソン実験 5
2.3 振動子のインパルス応答 6
2.4 2.3 mg の石英鏡を懸架した場合の鏡の熱雑音と懸架線の熱雑音 9

3.1 各磁性のスピン模式図 12
3.2 磁区 13
3.3 永久磁石の B-H 曲線 14

4.1 渦電流模式図 21

5.1 扇形磁石 24
5.2 磁石配置図 24
5.3 石英浮上システム 24
5.4 石英浮上システムの磁場分布のシミュレーション 25
5.5 石英ガラス片 34
5.6 イオナイザ (ER-F12SA) 34

6.1 グラファイトプレート 35
6.2 ２次元対角型概略図 36
6.3 ２次元対角型 36
6.4 ２層対角リング型 36
6.5 ２層対角リング型磁場分布 36
6.6 ハルバッハ配列模式図 37
6.7 ハルバッハ配列 37
6.8 ハルバッハ配列の磁場分布 37
6.9 酸化グラフェンの構造 38
6.10 乾燥させた酸化グラフェン 38
6.11 VSM を導入した PPMS 39
6.12 グラファイト複合体 40
6.13 実際に浮上している様子 40
6.14 PEG 42
6.15 コーティング中の様子 42

6.16 コーティンググラファイト 42
6.17 コーティンググラファイトの抵抗 42

7.1 ミラーを乗せた複合グラファイト 43
7.2 実際の干渉計のセットアップ 44
7.3 RTC-6000 と ATP-32F 45
7.4 ファンクションブロックダイアグラム 45
7.5 パワースペクトル密度 46
7.6 共振周波数付近のスペクトル密度 46
7.7 水平方向の Q 値測定の模式図 47
7.8 測定した電圧の時系列グラフ 48
7.9 パワースペクトル密度 48
7.10 片対数グラフの包絡線と線形フィッティング 48

第1章　はじめに

量子力学では質量によらず重ね合わせ状態が成立するとされるが、巨視的系での量子現象は未観測である。外部環境との相互作用によるデコヒーレンスが主要因と考えられ、質量ごとのデコヒーレンス時間の測定が重要となる。巨視的重ね合わせの実現手法としてレーザー干渉計が提案され、標準量子限界に到達する高精度位置計測が必要となる。しかしミリグラムスケール鏡では懸架線の熱雑音が障害となるため、反磁性浮上を用いた振動子の開発が進められている。本研究では石英とグラファイトの低雑音反磁性浮上のために磁気配列の設計、分析と浮上体の作成に取り組んだ。特に内部に発生する電流による雑音を防ぐためにグラファイトを他の物質と混合させた浮上体の作成に注力し、実際に浮上させると共に電気抵抗を上昇させることで内部雑音の低減に成功した。そして実際に渦電流雑音が低減されたことを確認するために干渉計を組み、Q 値測定実験を行った。

本修士論文の構成を説明する。第 2 章では巨視的量子力学ミリグラムスケールの振動子の作成のためには懸架線に代わる新たな支持方法が必要になる理由を記す。第 3 章では各磁性について説明を行い、反磁性浮上の原理を解説して反磁性体の例を挙げた。第 4 章では本研究で低減することを目指した浮上体内部に発生する渦電流雑音について解説した。第 5 章では 浮上体としての石英を評価すると共に石英浮上システムについて述べた。第 6 章ではグラファイトの浮上について述べ、グラファイトを用いて電気抵抗と磁化率を両立した浮上体の作成を行った。第 7 章では作成した浮上体を評価するために Q 値測定実験を行った。第 8 章で本論文の結論、および今後の展望について記す。本論文におけるイメージ図は PowerPoint と Chatgpt を利用して作成している。また参考資料の多くは東京科学大学大岡山キャンパスの図書館のものを使用している。

第2章　背景

2.1　巨視的量子力学

量子力学とは、原子や電子といった非常にミクロな系の法則を解明するために使用されてきた分野である。そんな量子力学において代表的な現象の一つである重ね合わせ状態についてここでは述べる。量子力学における粒子の状態を表すシュレディンガー方程式は線形な偏微分方程式であり、重ね合わせが成り立つ。

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi = \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V\right]\psi \tag{2.1}$$

そのため、状態 $|\psi_1\rangle$ と $|\psi_2\rangle$ の 2 つが解である時、複素数の定数 c_1, c_2 を用いて表される $|\psi\rangle$ も解となる。(c_1, c_2 は $c_1^2 + c_2^2 = 1$ を満たす)

$$|\psi\rangle = c_1|\psi_1\rangle + c_2|\psi_2\rangle \tag{2.2}$$

この重ね合わせ状態を観測することのできる実験として代表的なもののひとつがの二重スリット実験である。この実験は、図 2.1 のようにヤングの実験での光子を電子に置き換えたものである。電子銃で発生させた電子がスリット A、B を通ってスクリーン上で干渉し、その干渉縞を見ることで重ね合わせ状態を観測できる。この実験は電子を 1 個ずつ照射しても、同じ結果が得られ、干渉縞が重ね合わせ状態によるものであるとわかる。

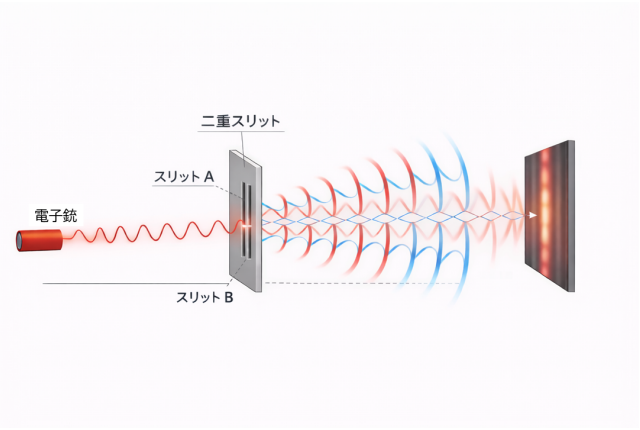


図 2.1: 二重スリット実験

ここでスリットにセンサーを置くと干渉縞が消えるが、これはセンサーが検出する状態と検出しない状態が直交するためであるとできる。この実験をマクロな物質で行った場合、干渉縞を観測するのは困難である。これは物質がスリットを通過する際にスリットと相互作用してしまい、スリットを物体が通った状態と通らない状態が直交するためであると解釈できる。よって測定をせずとも、それが環境に影響を与えるならば物体は量子性を失うのである。このような物質が量子性を失う現象をデコヒーレンスと呼ぶ。つまりこの系が状態 $|\psi_1\rangle$ のとき環境が状態 $|\epsilon_1\rangle$、状態 $|\psi_2\rangle$ のとき環境が状態 $|\epsilon_2\rangle$ をとるとすると、環境も含めた状態 $|\psi\rangle$ は次のようにエンタングルする。

$$|\psi\rangle = c_1 |\psi_1\rangle |\epsilon_1\rangle + c_2 |\psi_2\rangle |\epsilon_2\rangle \tag{2.3}$$

このとき任意の演算子 $\hat{Q}$ の期待値は

$$\langle\psi| \hat{Q} |\psi\rangle = |c_1|^2 \langle\psi| \hat{Q} |\psi_1\rangle + |c_2|^2 \langle\psi| \hat{Q} |\psi_2\rangle + 2Re[c_1^* c_2 \langle\psi_1| \hat{Q} |\psi_2\rangle \langle\epsilon_1|\epsilon_2\rangle] \tag{2.4}$$

と計算できる。第 3 項が状態 $|\psi_1\rangle$ と $|\psi_2\rangle$ の干渉効果を表す。ここでこの項は $\langle\epsilon_1|\epsilon_2\rangle$ に比例することがわかる。つまり環境との相互作用が大きいほどデコヒーレンスが起きることになる。一般的にマクロな物質は周囲の環境との相互作用が起こりやすくデコヒーレンスが起こるからという説がある。[5] ２つ目の説として、ある程度の質量をもつ物質は、自身の重力によって量子生が消失するという説で、これは重力デコヒーレンスと呼ばれる。[6] また３つ目の説として、マクロな物質には、重ね合わせの状態が存在しないというもので、量子力学が適用できる質量スケールには限界が存在するという説である。これらの説を検証するためには、様々な質量スケールにおいて実験検証を行う必要性がある。

2.2 標準量子限界

巨視的量子力学を検証するための必要条件は、振動子の位置測定精度を Heisenberg の不確定性原理から導かれる標準量子限界 (SQL) まで到達させることである。Heisenbeg の不確定性原理は、位置の揺らぎ Δx と運動量の揺らぎ Δp に対して、$\hbar$ をディラック定数とおくと

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{2} \tag{2.5}$$

という関係式で表すことができる。これにより量子的な影響によって、実験系の位置測定精度は制限されることがわかる。振動子の位置を連続測定する場合、式 (2.5) をパワースペクトル密度に換算すると

$$S_{SQL}(\omega) = 2\hbar|\chi(\omega)| \tag{2.6}$$

と書ける。ここでは角周波数 ω、$\chi(\omega)$ は振動子の力から変位の感受率である。[2]

2.3 量子雑音

光学実験による位置測定を行う際には、光子数の揺らぎによって量子雑音が生じる。光検出器に入射するレーザーの光子数が統計的に揺らぐことで生じる雑音を散射雑音という。また光子が鏡に与える輻射圧が変化することよって生じた雑音を輻射圧雑音という。それぞれの鏡の位置変動スペクトル $S_{shot}(\omega)$、$S_{rad}(\omega)$ は次のように表される。[7]

$$S_{shot}(\omega) = \frac{\kappa}{4N_p G^2}\left(1 + \frac{(\omega-\Delta)^2}{\kappa^2}\right) \tag{2.7}$$

$$S_{rad}(\omega) = \frac{4N_p\hbar^2 G^2|\chi(\omega)|^2}{\kappa}\left(1 + \frac{(\omega-\Delta)^2}{\kappa^2}\right)^{-1} \tag{2.8}$$

このとき共振器のキャビティポールは κ、共振器の光子数は N_p、レーザーの角周波数は ω_L、片道の共振器長は L、共振器の離調は Δ、$G = \omega_L/L$ である。共振器のカップリング係数 K

$$K = \frac{4N_p\hbar G^2|\chi(\omega)|}{\kappa}\left(1 + \frac{(\omega-\Delta)^2}{\kappa^2}\right)^{-1} \tag{2.9}$$

を用いて、合計の量子雑音 $S_{qn}(\omega)$ は

$$S_{qn}(\omega) = S_{shot}(\omega) + S_{rad}(\omega) = \frac{S_{SQL}}{2}\left(K + \frac{1}{K}\right) \geq S_{SQL} \tag{2.10}$$

であり、標準量子以下に到達できないことが分かる。

2.4 古典雑音

巨視的量子力学の検証を行うためには、その実験における位置測定精度を標準量子限界に到達させることが必要である。つまり、実験系の古典雑音が量子雑音よりも小さくする必要がある。ここでは、そのような図 2.2 のような鏡が懸架線につるされたマイケルソン干渉計に古典雑音が与える影響について述べる。

2.4.1 地面雑音

地面は常に振動しており、その振動が懸架系から鏡に伝わり共振器長を変化させ雑音となる。この雑音を地面雑音といい、そのスペクトルは典型的におよそ

$$\sqrt{S_{seis}} = \begin{cases} 10^{-7} & (f > 1\mathrm{Hz}) \\ \frac{10^{-7}}{f^2} & (f < 1\mathrm{Hz}) \end{cases} \tag{2.11}$$

であることが知られている。[8] 測定周波数が低くなるほど防振は困難になるため、10Hz 程度以下では地面振動雑音は支配的になると考えられる。

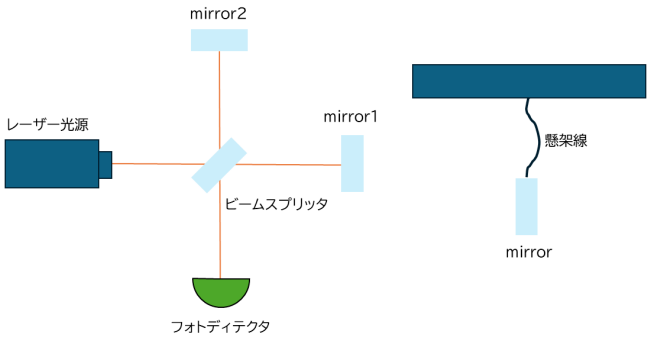


図 2.2: マイケルソン実験

2.4.2 振動子の熱雑音

一般に振動子の運動方程式は、外力 $F(t)$、振動子の質量 m、比例定数 Γ を用いて

$$m\ddot{x} + \Gamma\dot{x} + kx = F(t) \tag{2.12}$$

とかける。このとき k は機械的なばね定数で、

$$k = m\omega_0^2 \tag{2.13}$$

である。ω_0 は振動子の共振周波数である。振動子の散逸 γ を、

$$\gamma = \frac{\Gamma}{2m} \tag{2.14}$$

とすると、運動方程式のフーリエ変換を行うと

$$m(-\omega^2 + 2i\gamma\omega + \omega_0^2) = F(\omega) \tag{2.15}$$

となる。よって振動子の感受率 $\kappa(\omega)$ は

$$\chi\ (\omega) = \frac{x(\omega)}{F(\omega)} = \frac{1}{m(-\omega^2 + 2i\gamma\omega + \omega_0^2)} \tag{2.16}$$

である。また揺動散逸定理より熱揺動力のスペクトル $S_{f,th}$ は、

$$S_{f,th} = 4k_B T\gamma m \tag{2.17}$$

で表される。[9] よって振動子の熱雑音 S_{th} は

$$S_{th} = |\kappa(\omega)|^2 S_{f,th} = \frac{1}{m}\frac{4k_B T\gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2\omega_0^2} \tag{2.18}$$

である。
散逸には損失角 ϕ に周波数依存性がある viscous モデルと、周波数依存性がない structure モデルの 2 種類がある。

$$\phi = \begin{cases} \frac{\omega}{\omega_0 Q} & (viscous) \\ \frac{1}{Q} & (structure) \end{cases} \tag{2.19}$$

ただし Q は Q 値と呼ばれる無次元量であり、

$$Q = \frac{\omega_0}{2\gamma} \tag{2.20}$$

で定義される。散逸 γ に関しても同様に 2 つのモデルで分類され、

$$\gamma = \begin{cases} \frac{\omega_0}{2Q} & (viscous) \\ \frac{\omega_0^2}{2\omega Q} & (structure) \end{cases} \tag{2.21}$$

である。また、外力として式 (2.12) に $F_{ex}(t) = \delta(t)$ を加えた場合のインパルス応答を考える。$\omega_0 = 2\pi$、$\gamma = 3 \times 10^{-2}$ のときのグラフが図 2.3 である。

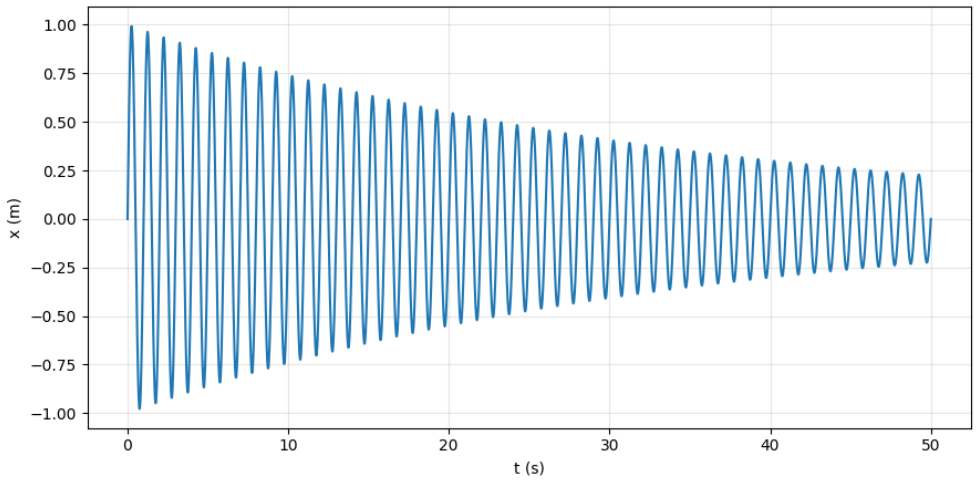


図 2.3: 振動子のインパルス応答

このとき変位は

$$x(t) \propto \exp(-\gamma t)\sin(\omega_0 t) = \exp\left(-\frac{\omega_0 t}{2Q}\right)\sin(\omega_0 t) \tag{2.22}$$

とできる。散逸 γ が機械振動子の寿命の逆数、Q 値がコヒーレントな振動回数を表すことが分かる。

2.4.3 鏡の熱雑音

鏡の熱雑音は以下のように表される。[10][11]

$$S(\omega) = \frac{4k_BT}{\omega}\left\{\frac{\phi_s}{\sqrt{\pi}\omega_L}\frac{1-\nu_s^2}{Y_s} + \sum_c \frac{d_c\phi_c}{\pi\omega_L^2}\frac{Y_c^2(1+\nu_s)^2(1-2\nu_s)^2 + Y_s^2(1+\nu_c)^2(1-2\nu_c)^2}{Y_s^2Y_c(1-\nu_c^2)}\right\} \quad (2.23)$$

ただし、ϕ は損失角、Y はヤング率、ν はポアソン比、d はコーティングの厚さ、ω_L はビーム半径である。式の第 1 項は基材の熱雑音、第 2 項はコーティングの熱雑音を表している。ここで、T_iO_2-doped Ta_2O_3 が $N+1$ 層、S_iO_2 が N 層の誘電体多層膜のコーティングを考える。層の厚さは各層の片道の光路長が $\lambda/4$ になるようにする。屈折率をそれぞれ $n1$、$n2$、鏡の反射率を r とすると、

$$N = \frac{ln\left(\frac{n_2}{n_1}\frac{1+r}{1-r}\right)}{2ln\left(\frac{n_1}{n_2}\right)} \quad (2.24)$$

の関係がある。ビーム径 ω_L の決定方法を考える。規格化されたガウシアンビームの強度分布は、

$$P(r) = \frac{2}{\pi\omega_L^2}\exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_L^2}\right) \quad (2.25)$$

である。ここで、鏡の半径を r_m とすると $r > r_m$ のレーザーパワーは失われる。その割合は、

$$\int_{r_m}^{\infty} 2\pi r P(r)dr = \exp\left(-\frac{2r_m^2}{\omega_L^2}\right) \quad (2.26)$$

となる。よってレーザーパワーの損失量は鏡の半径とビーム半径の比 r_m/ω_L で決定される。共振器の場合、失われるレーザーパワーの量が透過によって失われるレーザーパワーの量よりも十分小さくなる必要があるため、

$$\exp\left(-\frac{2r_m^2}{\omega_L^2}\right) \ll 1 - r^2 \quad (2.27)$$

がビーム半径 ω_L の満たす満たすべき条件である

2.4.4 懸架線の熱雑音

振り子の復元力として働くのは懸架線の張力と重力である。しかし重力には散逸がないため振り子の散逸は懸架線の素材が持つ散逸よりも小さい。これは重力希釈効果と呼ぶ。このとき素材の Q 値を Q_{mat}、鏡の質量を m、重力加速度を g、懸架線の長さを l、半径を r、本数を n、ヤング率を Y とすると振り子の Q 値は

$$Q = \frac{4l}{nr^2}\sqrt{\frac{mg}{\pi Y}}Q_{mat} \quad (2.28)$$

となる。[12] これより、同素材の懸架線において、鏡の質量が大きいほど、懸架線が細長いほど Q 値は高くなる。

また懸架線にはバイオリンモードと呼ばれるそれ自身が弾性振動をするモードも存在し、その熱雑音も考慮する必要がある。懸架線の質量を m_w、音速を $v = \sqrt{mgl/m_w}$ とすると n 次のバイオリンモードの共振角周波数は

$$\omega_n \simeq n\pi\omega_m\sqrt{\frac{m}{m_w}} \tag{2.29}$$

であり、換算質量は

$$\mu_n = \frac{m}{2}\left(1 + \frac{\left(\frac{\omega_n}{\omega_m}\right)^2}{\cos^2\left(\frac{l\omega_n}{v}\right)}\right) \tag{2.30}$$

であるので、熱雑音は

$$S(\omega) = \sum_n \frac{4k_BT}{\mu_n\omega}\frac{\omega_n^2\phi_n}{(\omega_n^2-\omega^2)^2+\omega_n^4\phi_n^2} \tag{2.31}$$

である。[13] ただし、ϕ_n は n 次モードの損失角である。ϕ_n は次数にほとんど依存せず、基本の振り子モードの散逸の約 4 倍である。[14] 鏡の質量が大きいほど、懸架線の質量が小さいほどバイオリンモードを高周波にもっていけるため有利になる。更に鏡を懸架線で懸架したときの熱雑音について述べ、鏡が軽いほどこの雑音の影響は大きくなることが分かる。現在 mg スケールにおいて最も Q 値の高い振り子は長さ 5 cm、直径 1μm の石英ファイバーを用いたもので共振周波数 2.2 Hz、Q 値 2×10^6、鏡の質量は 7 mg であり、1 kHz 付近において標準量子限界を狙うことができる [14]。同じ振り子で本研究で扱うような 2.3mg の鏡を懸架した場合の雑音が図 2.4 である。鏡の反射率は 99%ビーム半径は 0.1 mm、鏡の物性値は表 1.1 を参照。鏡の熱雑音と懸架線の熱雑音がともに標準量子限界以下になる周波数が存在しない。そのため、ミリグラムスケールの機械振動子の実現のためには、新たな懸架方法が必要になる。

表 2.1: コーティング鏡の物性値 [3]

	石英（基材)	石英（コーティング）	T_iO_2-doped Ta_2O_3
損失角 ϕ	1×10^{-6}	5×10^{-5}	2×10^{-4}
ポアソン比 ν	0.17	0.17	0.28
ヤング率 Y	73GPa	73GPa	140GPa
屈折率 n	1.45	1.45	2.07

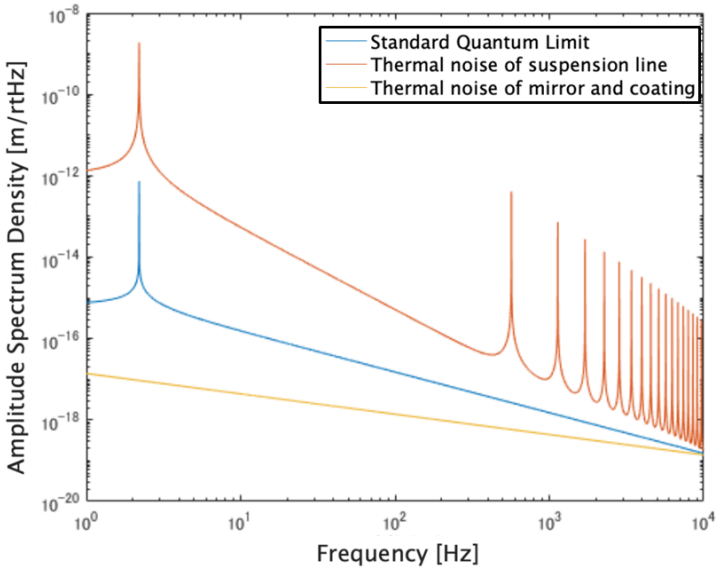


図 2.4: 2.3 mg の石英鏡を懸架した場合の鏡の熱雑音と懸架線の熱雑音

2.4.5 残留ガス雑音

残留ガス分子が熱運動をし機械振動子にランダムに衝突することで揺らされて発生するのが残留ガス熱雑音である。これによる散逸は

$$\gamma_{gas} = \frac{PS}{m}\sqrt{\frac{m_{mol}}{k_B T}} \tag{2.32}$$

と表される [16]。P は圧力、m は鏡の質量、S は面積、m_{mol} は残留ガス分子の平均質量である。このときの Q 値は

$$Q_{gas} = \frac{m\omega_0}{2PS}\sqrt{\frac{k_B T}{m_{mol}}} \tag{2.33}$$

と表せる。振動子と壁が近い場合、振動子が振動することで振動子と壁の間のガスが押しつぶされ、分子密度が変化する。この効果を考慮したガスダンピングをスクイーズフィルムダンピングという。[17] その大きさは共振周波数が 100Hz を下回るような場合では

$$\gamma_{SFD} \approx \frac{a^2}{h^2}\gamma_{gas} \tag{2.34}$$

$$Q_{SFD} \approx \frac{h^2}{a^2}\gamma_{gas} \tag{2.35}$$

である。[3] このとき h は浮上高さであり、a は浮上体の大きさである。
本研究においては残念ながら真空槽内での測定を行えなかったため、常温（300K）の大気圧

$1.013 \times 10^5 Pa$ である。このレベルの圧力では先行研究によると Q 値に圧力依存性がないことがわかっている。これは気体分子の平均自由行程の方が浮上鏡と壁面との距離より短く、気体分子同士の衝突が気体分子と浮上鏡との衝突より優勢である粘性流領域であることが原因であると考えられる。粘性流領域では圧力が減少し、気体分子数が減少しても浮上鏡に衝突する気体分子数がほとんど変わらないために Q 値は圧力に依存せず一定となる。その際の大気圧における直径 1.5mm の 2mg の石英の Q 値が $10 < Q < 100$ に収まっていた。今回作成した浮上体の面積も重さも約 50 倍であり Q_{gas} は変わらないが浮上高さは 2 倍程度、浮上体の大きさは 6.6 倍程度であるので Q_{gas} は約 10 分の 1 となり、その Q 値は $1 < Q < 10$ に収まる。これは他の雑音と比較してもとても大きく支配的に成ると思われる。

第3章　反磁性浮上

前章のように本研究で目指すミリグラムスケールの機械振動子において、その懸架に使用する懸架線の熱雑音が標準量子限界を上回ることが分かった。その為、従来の懸架線による振り子型に代わるより低雑音の鏡の支持方法が必要になる。本章ではその代替案として反磁性浮上の活用を提案し、その浮上原理について述べる。

3.1　磁性

一般に磁場中の物質は他の物質に対して引力または斥力を及ぼす磁性という性質がある。フランスの物理学者アンペールの仮説によればこのような物質の磁気的性質は分子内の特殊な分子電流に起因すると考えた。その後原子の構造が明らかになり、核の周りを運動する電子による素電流によって磁性が担われていることが分かった。電子が核の周りを軌道運動するとき、磁気モーメント μ_{orbit} を持つ。この大きさはボーア磁子 μ_B と呼ばれる磁気モーメントの最小単位の倍数で表される。ボーア磁子 μ_B はプランク定数 h、電子の電荷 e、質量 m を用いて

$$\mu_B = \frac{h}{4\pi}\frac{e}{m} \tag{3.1}$$

と表す。その為、磁気モーメント μ_{orbit} は整数 n を用いて

$$\mu_{orbit} = -n\mu_B \tag{3.2}$$

で与えられる。また電子が自転運動するとき、磁気モーメント μ_{spin} を持つ。磁気モーメント μ_{spin} は電子の g 因子 (およそ 2), スピン量子数 $s\left(=\frac{1}{2}\right)$ を用いて

$$\mu_{spin} = -g\mu_B s = -\mu_B \tag{3.3}$$

ある。電子の回転運動に伴う磁気モーメントを表す式に負の記号がつくのは電子の電荷が負であるためであり、角運動量の方向と磁気モーメントの方向は逆を向く。また陽子、中性子も電子と同様に磁気モーメントを持っているがその大きさはそれぞれ電子のおよそ 1/658、1/960 であり、とても小さい。そのため、原子全体の磁気モーメントはこれらの和であるが主に電子殻の性質によって決まると言える。[18]
一般的に単位体積あたりの磁気モーメントを磁化 $\boldsymbol{M}$ と呼び、その量は物質内の磁気モーメント $\boldsymbol{\mu_i}$ のベクトル和を体積 V で割ったもので、

$$\boldsymbol{M} = \sum_i \frac{\boldsymbol{\mu_i}}{V} \tag{3.4}$$

と表される。このとき物質中の μ_{orbit} は多くが打ち消しあい、物質の磁性は μ_{spin} による所が大きい。また真空での透磁率 μ_0、外部磁場を $\boldsymbol{H}$、磁束密度を $\boldsymbol{B}$ とすると

$$\boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{H} + \boldsymbol{M} \tag{3.5}$$

が成り立つ。

3.2 磁性体の種類

磁性はその物質の原子の配置によって異なる性質を持つ。そのため磁性の種類によって物質をいくつかに分類することができる。以下に主な磁性の種類をその性質とともに述べる。[18]

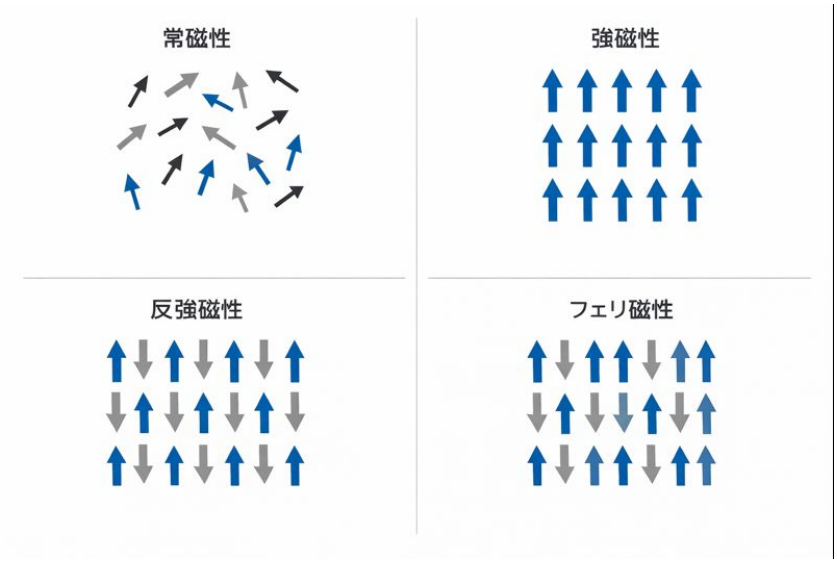


図 3.1: 各磁性のスピン模式図

・常磁性

外部磁場がないときには、各原子、分子の磁気モーメントはあらゆる方向に一様に分布し、全体として相殺し磁化を持たない。外部磁場を印加すると各原子の磁気モーメントを外部磁場の方向に合わせようとし、その方向に弱く磁化する。そのような磁性を常磁性と呼ぶ。
常磁性体、または反磁性体に外部磁場 $\boldsymbol{B}$ をかけたとき物質が

$$\boldsymbol{M} = \frac{\chi}{\mu_0} \boldsymbol{B} \tag{3.6}$$

だけ磁化されるとする。このとき χ を（単位体積あたりの）磁化率という。$\chi > 0$ の物質が常磁性体、$\chi < 0$ の物質が反磁性体である。

また常磁性体は高温や弱い磁場ではキュリーの法則が成り立つ。

$$\chi = \frac{C}{T} \tag{3.7}$$

ここでCはキュリー定数、Tは絶対温度である。常磁性体は酸素気体や白金、コバルト、ニッケルなどの塩類、アルカリ金属がが例として挙げられる。

・強磁性

常磁性と異なり、原子間に互いの磁気モーメントが平行になろうとする相互作用（交換相互作用）が働き、全ての原子の磁気モーメントが一方向を向くことにより全体として常磁性より大きな磁化をもつ。そのような磁性を強磁性と呼ぶ。その為、交換相互作用が働くある程度の温度以下かつ結晶状態でのみ生じる。純粋な化学元素としては鉄、コバルト、ニッケルのみが該当し、低温下ではエルビウムやツリウムなども強磁性体となる。その他には強磁性体を含む合金だけでなく非強磁性体同士の合金（ホイスラー合金）も強磁性体となる。

また重要な性質として外部磁場を取り除いても磁化が残り、永久磁石となることがある。この仕組みについて示す。強磁性体内部は図 3.2 のように磁区とよばれるいくつかの領域にわかれており、それぞれの磁区内の磁気モーメントは非古典的な相互作用により全て同じ方向を向いている。外部磁場がない場合はそれぞれの磁区の磁気モーメントの向きは古典的なクーロン相互作用によりあらゆる方向に一様に向いているため全体としては磁気モーメントは打ち消される。ここで外部磁場をかけていくとクーロン相互作用が破れ、外部磁場と同じ方向を向いている磁区が大きくなり、図 3.2 のように全ての磁区が外部磁場の方向を向いたところで磁化は飽和する。この時、磁区の壁（磁壁）の移動がしにくい物質の場合、外部磁場を

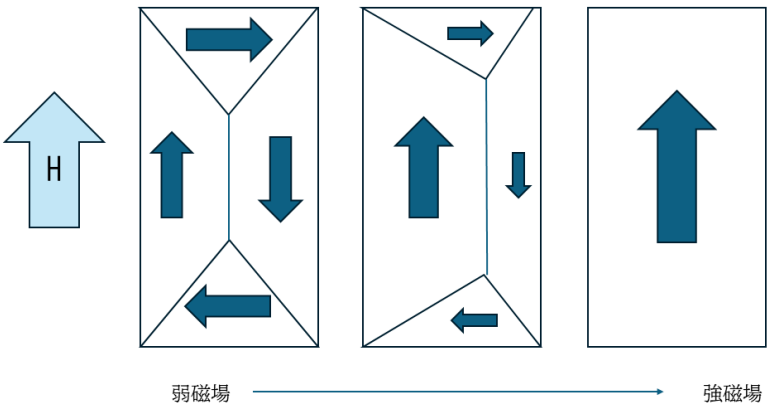


図 3.2: 磁区

取り除いても移動した磁壁が完全には戻らなくなる。それによって図 3.3 のように自発磁化を持ち、永久磁化となる。外部磁場がゼロのときの磁束密度を残留磁束密度 (B_r) といい、磁束密度をゼロにするのに必要な外部磁場の大きさを保持力 (H_c) という。これらが磁石の強さを決定づけ、（絶対値として）大きい程強力な永久磁石と言える。

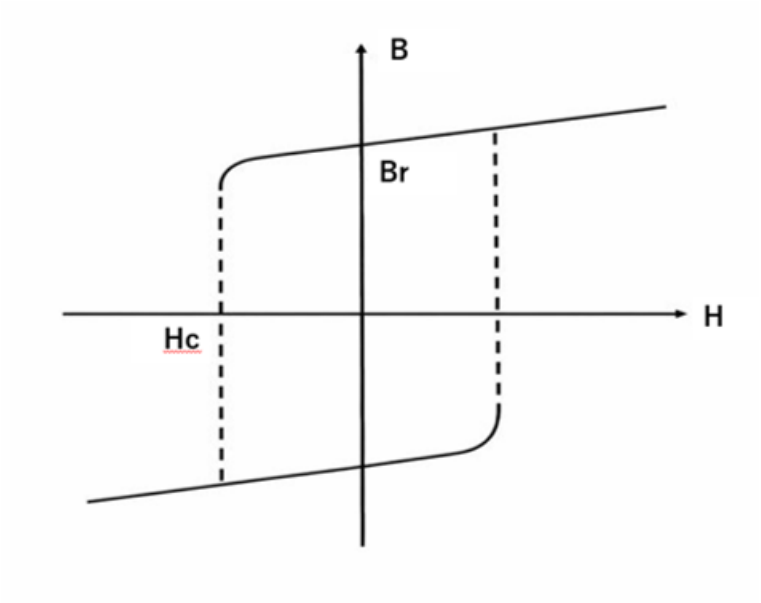


図 3.3: 永久磁石の B-H 曲線

・反強磁性

物質の強磁性状態は交換相互作用によって引き起こされるが、強磁性と異なり交換相互作用が反平行になるように働くような磁性を反強磁性という。酸化マンガン、酸化鉄など金属酸化物が代表例である。強磁性と同じく温度を上げると相互作用を振り切り、この磁性は失われる。

・フェリ磁性

反強磁性で反平行となり磁気モーメント相殺するが磁気モーメントの相殺が完全でなく、結果として磁化が生じる磁性をフェリ磁性という。外見上は強磁性と同様であるが、温度依存性が強磁性よりも複雑である。フェライト磁石、マグネタイトなどが代表例である。

・反磁性

常磁性と同じく外部磁場がないときには磁化を持たず、磁場を印加するとその反対方向に弱く磁化する磁性。のちに紹介するがラーモア反磁性、ランダウ反磁性に分かれ、多くの金属元素が該当する。

3.3 ラーモア反磁性

本研究で取り扱っている石英はラーモア反磁性に属する。これは電子が原子核の周りをサイクロトロン運動（ラーモア運動）することによって生じる反磁性である。このことはランジュヴァンによって説明された。(1905) 一般に静電磁場中の電子がサイクロトロン運動することが分かっている。同様に原子に磁場をかけると原子核の周りの電子も運動するが、この時の原子核を通る軸のまわる反時計回り、時計回りの各振動数 $\omega_{\pm}$ はラーモア振動数 $\omega_L = e\boldsymbol{B}/2m$ を用いて $\omega_+ - \omega_- = 2\omega_L$ になる。z 方向に磁場をかけた時の電子の速度を $\boldsymbol{v}$、で回転する系での速度を $\boldsymbol{v'}$ とすると電子の磁気モーメントは

$$\boldsymbol{m} = m\boldsymbol{z} \times \boldsymbol{v'} - \frac{e}{2}\boldsymbol{z} \times (\omega_L \times \boldsymbol{z}) \tag{3.8}$$

である。このとき第一項は回転する系での軌道磁気モーメントを表す。このとき第二項の磁気モーメントへの寄与を考える。電子の電流密度を $\boldsymbol{J}$、原子数を Z とし、電子の電荷密度を球対称とすると

$$\frac{1}{2}\int dV \boldsymbol{J} \times (\omega_L \times \boldsymbol{z}) = \frac{\beta}{\mu_0}\mathbf{B} \tag{3.9}$$

である。このとき $\beta = -\frac{\mu_0 Z e^2}{6m}\langle r^2 \rangle$ であり、$\beta < 0$ のとき反磁性を表す。[20]

しかし実際は第一項が第二項の効果を打ち消すためこの理論は不完全であった。量子論で考えることによって軌道角運動量が量子化され、第一項の寄与が小さくなり、反磁性となる。

3.4 ランダウ反磁性

石英と同じく浮上体として使用しているグラファイトはランダウ反磁性に属する。これは金属電子に量子効果として離散的なエネルギー準位 (ランダウ準位) が生じることによって現れる反磁性である。一部の金属電子は磁場に垂直な面内での運動が量子化されることで周回運動となることが分かっている。この時のエネルギーをボーア磁子 $\beta = e\hbar/2m$ と磁場 H 方向の運動量 p_z を用いて

$$E = \frac{p_z^2}{2m} + \beta H(2n+1) \tag{3.10}$$

と表される。(n は整数) この第 2 項がランダウ準位とよばれる。このとき金属電子の系の温度 T の熱力学ポテンシャル U はフェルミ分布関数より

$$U = -k_B T \sum_i ln[1 + e^{(\mu - E_i)/k_B T}] \tag{3.11}$$

と表される。ランダウ磁化状態の状態密度を考え、フェルミ準位の運動量 p_F を用いて表すと

$$U = -\frac{p_F^5 V}{15m\pi^2\hbar^3} + \frac{m p_F V \beta^2 H^2}{6\pi^2\hbar^3} \tag{3.12}$$

となる。[21] よって生じる反磁性の磁化率は次のようになる。

$$\chi = -\frac{1}{VH}\frac{dU}{dH} = -\frac{mp_F\beta^2}{3\pi^2\hbar^3} \tag{3.13}$$

このように磁化率が負の値をとり、反磁性となっていることが分かる。またランダウ反磁性はラーモア反磁性と異なり温度に依存する。

3.5 浮上原理

T. Earnshaw によって「ある自由空間に存在する荷電粒子に対し静電場のみを用いて安定なポテンシャルを作ることができない」という Earnshaw の定理が示された。[22] 自由空間において電気的なポテンシャルがラプラス方程式に従うことで、自由空間では極大点や極小点を作れないためである。このため正の磁化率を持つ物質は自由空間では安定して浮上することができない。一方で負の磁化率を持つ反磁性体は、磁場の極小領域を作ることができ、安定して浮上できる。このことを以下では説明する。

まず自由空間において静磁場 B がラプラス方程式に従うことを示す。ベクトル解析の公式より

$$\boldsymbol{\nabla}^2\boldsymbol{B} = \boldsymbol{\nabla}(\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{B}) - \boldsymbol{\nabla}\times(\boldsymbol{\nabla}\times\boldsymbol{B}) \tag{3.14}$$

が成り立つ。このとき、透磁率を μ、電流密度を $\boldsymbol{j}$ としたとき静的なときの Maxwell 方程式は

$$\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{B} = 0 \tag{3.15}$$

$$\boldsymbol{\nabla}\times\boldsymbol{B} = \mu\boldsymbol{j} \tag{3.16}$$

である。自由空間において電流は 0 とすることができるので (3.14) に (3.15)(3.16) を代入した

$$\boldsymbol{\nabla}^2\boldsymbol{B} = 0 \tag{3.17}$$

に従う、つまりラプラス方程式に従うことがわかる。静的な外部磁場 $\boldsymbol{B}$ を用いて磁気モーメント μ をもつ磁性体を浮上させる場合を考える。

ここで磁気モーメント μ に磁場 $\boldsymbol{B}$ をかけたときのポテンシャルエネルギー U は、

$$U = -\boldsymbol{\mu}\cdot\boldsymbol{B} \tag{3.18}$$

となる。安定点ではポテンシャルが極小である必要があるので

$$\boldsymbol{\nabla}^2 U > 0 \tag{3.19}$$

であることが必要であるが、(3.17)、(3.18) より

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\nabla}^2 U &= -\boldsymbol{\nabla}^2(-\boldsymbol{\mu}\cdot\boldsymbol{B}) \\ &= -\mu\cdot\boldsymbol{\nabla}^2\boldsymbol{B} \\ &= 0\end{aligned} \tag{3.20}$$

となり条件を満たさない。よってポテンシャルが極小点を持たないことがわかり、自由空間において静的な外部磁場を用いて粒子を浮上させることはできない。このことより Earnshaw の定理が成り立つことが分かる。

次に体積 V、磁化率 χ の常磁性体や反磁性体を浮上させる場合を考える。磁性体全体のポテンシャルエネルギーは式 (3.7) を用いて $-VdM\cdot B$ を積分することで

$$\begin{aligned} U &= -\int_0^B -VdM\cdot B \\ &= \frac{\chi V}{\mu_0}\int_0^B BdB \\ &= -\frac{\chi V}{2\mu_0}B^2 \end{aligned} \tag{3.21}$$

となる。このことと (3.19) より $\chi<0$ である反磁性体ならば静磁場のみを用いた安定浮上しうることがわかる。

密度 ρ の反磁性体を安定に浮上させるための必要十分条件を考える。このとき重力は $-$ z 方向に働くとすると、磁性体に働く力 $\boldsymbol{F}$ は (3.21) を用いて

$$\boldsymbol{F} = -\nabla U - mg\boldsymbol{e_z} = \frac{\chi V}{2\mu_0}\nabla B^2 - \rho V g\boldsymbol{e_z} \tag{3.22}$$

である。また安定浮上の必要十分条件は

$$\frac{\partial F_i}{\partial i} < 0 \tag{3.23}$$

$$\boldsymbol{F} = 0 \tag{3.24}$$

が成り立つ浮上安定点あることである。

z 軸に対し軸対称な系において z 軸上で浮上させる場合を考えると、安定浮上の必要十分条件は円柱座標系を用いて

$$\frac{\partial^2 B_r}{\partial r^2} > 0 \tag{3.25}$$

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2} > 0 \tag{3.26}$$

$$B_z\frac{\partial B_z}{\partial z} - \frac{\mu_0\rho g}{\chi} = 0 \tag{3.27}$$

と書ける。式 (3.25) が水平方向の安定条件である。これを満たすには z 軸上から水平方向にずれると磁場が大きくなるような系が必要となる。式 (3.26) が垂直方向の安定条件、式 (3.27) が磁力と重力がつり合うための条件である。よって浮上のためには磁場と磁場勾配の積の絶対値を大きくする必要がある。

この反磁性体の浮上にはスケーリング則が成り立つ。[23]　原点に設置した磁化 $\boldsymbol{M}$、体積 V の磁石により位置 $\boldsymbol{r}$ に反磁性体を浮上させる場合を考える。位置 $\boldsymbol{r}$ における磁場は

$$\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r}) = -\frac{\mu_0 V}{4\pi}\left(\frac{\boldsymbol{M}}{r^3} - \frac{3(\boldsymbol{M}\cdot\boldsymbol{r})\boldsymbol{r}}{r^5}\right) \tag{3.28}$$

と書ける。ここで全体のスケールを任意の自然数 k 倍する。つまり、位置が r’ $= kr$、体積が V' $= k^3V$ と変換される。ただし磁化 M は不変である。このとき位置 r' における磁場は

$$\boldsymbol{B'}(\boldsymbol{r'}) = -\frac{\mu_0 V'}{4\pi}\left(\frac{\boldsymbol{M}}{r'^3} - \frac{3(\boldsymbol{M}\cdot\boldsymbol{r'})\boldsymbol{r'}}{r'^5}\right) \tag{3.29}$$

となり、不変であることがわかる。よって磁場因子 $\boldsymbol{B}\nabla\boldsymbol{B}$ は

$$\boldsymbol{B'}\nabla\boldsymbol{B'} = \frac{\boldsymbol{B}\nabla\boldsymbol{B}}{k} \tag{3.30}$$

となり、$\frac{1}{k}$ 倍される。よってスケールが小さいほど浮上力が大きくなり、浮上に有利であることがわかる。

3.6 磁化率

代表的な反磁性体の磁化率と浮上に必要な磁場因子 $B_z\frac{\partial B_z}{\partial z}$ を以下に示す。必要磁場が少ない方が容易に浮上させることができる。ただ第 4 章で詳しく述べるが電気抵抗の低い物質を浮上させる場合は浮上体の内部に流れる渦電流による熱雑音が大きくなってしまう。今回扱

表 3.1: 主な反磁性体 [24]

	磁化率 $-\chi(\times 10^{-6})$	密度 $\rho[g/cm^3]$	磁場因子 $-T^2/m$
異方性グラファイト（HOPG）⊥ 方向	450	2.3	62
異方性グラファイト（HOPG）∥ 方向	85	2.3	333
等方性グラファイト（CIP 材）	160	2.3	170
ビスマス	160	9.8	730
石英	14	2.2	2000
ダイヤモンド	22	3.5	2000
窒化ケイ素	9	3.2	4400
銀	24	10.5	5400
金	35	19.3	6900
鉛	15	11	8900
シリコン	3.3	2.3	8900
銅	9.7	9.0	11000

うグラファイトには磁化が等方性である CIP 材と異方性である HOPG の 2 種類が存在する。以下にそれぞれの性質を示す。

表 3.2: HOPG と CIP 材の性質 [24] [25] [26]

	HOPG ⊥ 方向	HOPG ∥ 方向	CIP 材
磁化率 $-\chi$ ($\times 10^{-6}$)	450	85	160
磁場因子 $X[-T^2/m]$	62	333	170
機械特性	脆い	脆い	強い
電気伝導率 $[(\Omega\cdot m)^{-1}]$	5$\times 10^2$	2.1 $\pm$ 0.1 $\times 10^6$	1.0$\times 10^5$
熱膨張率 $[K^{-1}]$	20$\times 10^{-6}$	-1 $\times 10^{-6}$	5.0$\times 10^{-6}$
熱伝導度 $[W/(m\cdot K)]$	8 $\pm$ 1	1700 $\pm$ 100	120

第4章　渦電流熱雑音

4.1　渦電流によるエネルギー散逸

反磁性によって浮上した物質が振動するとファラデーの電磁誘導の法則に従い、浮上体及び周囲の物質の内部に磁場変化を打ち消すような渦電流が流れ、ジュール熱によりエネルギーが散逸される。これによって発生するのが渦電流熱雑音である。この散逸は viscous モデルに従う。磁石懸架システムが軸対称であるとき円柱座標 (r, z, ϕ) に対し渦電流は ϕ 方向に流れる。そこで位置 (r, z) を通り軸対称となるループに誘起される起電力 $V(r, z)$ を考える。ループで囲まれた面を貫く磁束を Φ (r, z) とすると

$$V(r,z) = -\frac{\partial \Phi(r,z)}{\partial t} \tag{4.1}$$

となる。位置 (r, z) における磁束密度の z 成分を $B_z(r, z)$、電場の ϕ 成分を $E_\phi(r, z)$、電流密度の ϕ 成分を $j_\phi(r, z)$、電気抵抗率を ρ とすると

$$\Phi(r,z) = 2\pi \int_0^r B_z(r',z) r' dr' \tag{4.2}$$

$$V(r,z) = 2\pi r E_\phi(r,z) \tag{4.3}$$

$$E_\phi(r,z) = \rho j_\phi(r,z) \tag{4.4}$$

が成り立つから、これらを用いて渦電流の電流密度は

$$j_\phi(r,z) = -\frac{1}{\rho r} \int_0^r \frac{\partial B_z(r',z)}{\partial t} r' dr' \tag{4.5}$$

と表せる。これを用いるとジュール熱 P は

$$P = 2\pi\rho \iint r dr dz j_\phi^2(r,z) \tag{4.6}$$

となる。　ジュール熱 P を散逸 γ に変換する。感受率を逆ラプラス変換することにより鏡のインパルス応答は

$$x(t) \propto \exp(-\gamma t)\sin(\omega_0 t) \tag{4.7}$$

これを時間微分して速度は

$$v(t) \propto -\gamma \exp(-\gamma t)\sin(\omega_0 t) + \omega_0 \exp(-\gamma t)\cos(\omega_0 t) \tag{4.8}$$

のように減衰する。$\sin(\omega_0 t) = 0$ となるような時刻を考えて $v(t) = v_0 exp(-\gamma m t)$ とおき、系のエネルギーのうち弾性エネルギーの時間微分を考えると

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}kx^2(t)\right) \propto \exp(-\gamma t)\sin(\omega_0 t)v(t) = 0 \tag{4.9}$$

となるため、エネルギーの散逸はずべて運動エネルギーの散逸に変換される。

$$P = -\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}mv^2(t)\right) = m\gamma v^2(t) \tag{4.10}$$

が成り立つ。よって、式 (4.5)(4.6)(4.10) を用いれば磁場の変化から散逸が計算できる。

4.2 浮上体内部の渦電流熱雑音

前節では鏡以外の物質内部の渦電流を考えたが、この節では鏡内部を考える。鏡を浮上させる位置付近では磁場 $B(r,z) = B_0 + z\frac{\partial B}{\partial z}$ と近似できる。このとき電気抵抗率 ρ、密度 ρ_m の浮上体の磁場に垂直な面での渦電流による散逸は式 (4.5)、(4.6)、(4.10) より

$$\gamma = \frac{\left(\frac{\partial B}{\partial z}\right)^2 r_0^2}{8\rho\rho_m} \tag{4.11}$$

と計算できる。このとき r_0 は渦電流の半径であり、浮上体内を流れる関係上その大きさによって決定される。

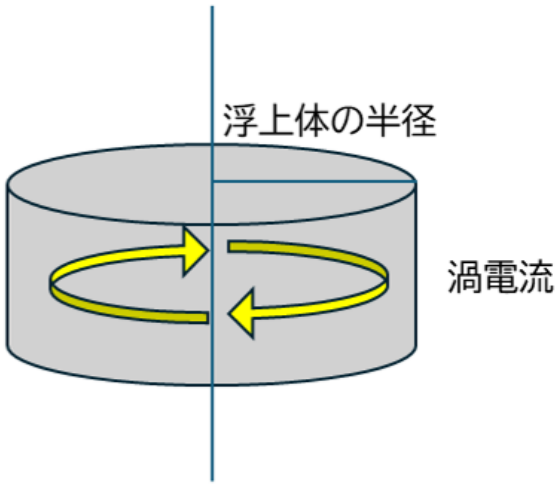


図 4.1: 渦電流模式図

4.3 浮上体外部の渦電流熱雑音

本研究室の卒業生である中島氏の修士論文 [1] において石英の浮上を行った際の浮上体外部の渦電流熱雑音を見積もっている。その散逸は $2.3 \times 10^{-9}\mathrm{Hz} < \gamma < 3.7 \times 10 - 8\mathrm{Hz}$ と求められた。渦電流熱雑音を標準量子限界と比較すると最低でも 400Hz 以上で下回ることが示された。グラファイトについては、磁化をもって動いている浮上体付近の方が磁束密度の変化量も大きく、渦電流の影響が大きいと考える。

第5章　石英の浮上

5.1　石英の評価

本研究室で反磁性上を取り扱う際に初めに取り掛かったのが石英である。本研究において物質を評価する上で重要となるのは、第三章で扱った浮上力を生み出す磁化率と必要な浮上力を示す密度から求められる磁場因子、そして第４章で扱った渦電流雑音を決定する電気抵抗率である。

表３．１より石英の磁化率は-14×10^{-6}、密度が$2.2g/\mathrm{cm}^3$であり導かれる磁場因子$-2000T^2/\mathrm{m}$である。一般に手に入る磁石として最も磁力の強いネオジム磁石の N-55 であったとしてもその残留磁束密度は$1.45T$であり、厚さ 3cm の円柱型磁石表面での磁束密度は約$0.7T$ほどしかなく、0.1mm 離れても磁束密度は約$0.63T$ほどと$\frac{\partial B_z}{\partial z}$もあまり高くない [27]。そのため通常の永久磁石での浮上は困難であり、うまく磁気配列を組む必要がある。

一方電気抵抗率は$10^{16}\Omega\mathrm{m}$と非常に高く、本研究室での先行論文より扱う浮上システムでの浮上高さでの$\frac{\partial B_z}{\partial z}$は$1500T/\mathrm{m}$である [1]。その為本研究で使用する石英の大きさのスケールより$r_0=0.2\mathrm{mm}$とすると渦電流雑音は (4.11) 式より z 軸方向の散逸は$\gamma\sim5\times10^{-22}\mathrm{Hz}$であり無視することができる。

5.2　石英浮上システム

磁石懸架システムの構成について述べる。図 5.1 のような径方向に磁化した扇型ネオジム磁石を図 5.2 のようにステンレスの容器 (内径 51 mm) に８個押し込むことで中心に磁場を集中させている。（元々先行研究で作成した扇形磁石は溝のないものであったが反発しあう磁石を組み合わせる作業の難易度が高く、また危険度が高かった。その為溝を設けて押し込む作業の際に金属ポールで固定しながら作業できるようにしている。）さらに中心に直径 2.3 mm の鉄芯を入れる。鉄は透磁率が高く磁場を引き付ける効果があるためこれによりさらに中心に集中させることができる。そして磁石の上に中心に直径 2.3 mm の穴があいた円形の鉄板 (厚さ 3 mm) を配置する。この鉄板にはねじ穴が 3 個あいており、このねじを回すことで鉄板と磁石との距離を微調整できる。鉄芯に集中させられ上方向に向かった磁場は鉄芯の上端のあたりで最も強くなるが、鉄芯の外に出ると今度は鉄板に引き付けられるため径方向に急激に進路を変える。このため鉄芯の真上あたりの自由空間に大きな磁場因子$B_z\frac{\partial B_z}{\partial z}$を作ることができる。このようにして組み立てたものが図 5.3 である。



図 5.1: 扇形磁石

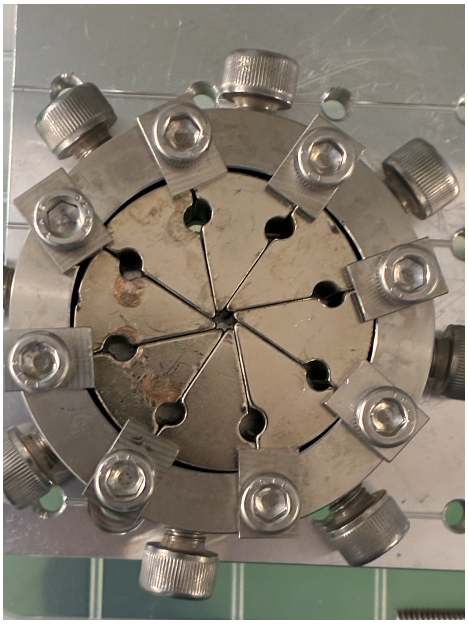


図 5.2: 磁石配置図

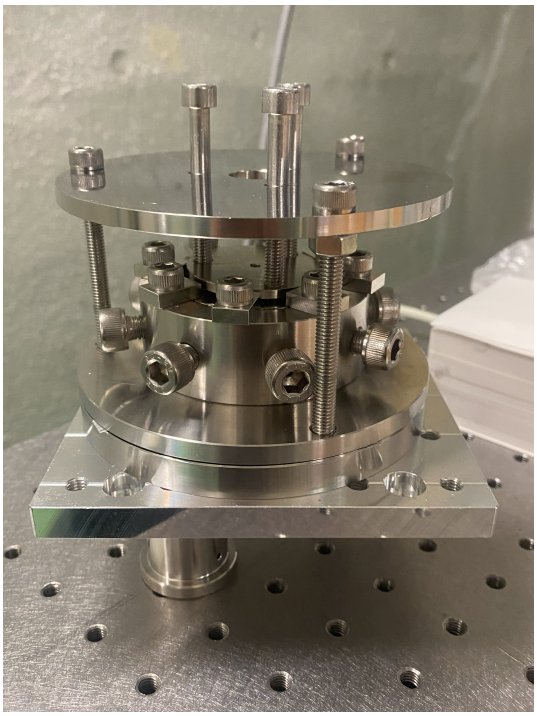


図 5.3: 石英浮上システム

この磁気浮上システムを評価するために電磁界解析ソフト FEMM を用いて鉄板と磁石の間のギャップを 1.2 mm とし、シミュレーションを行い、その浮上力の強さを求めた。使用したプログラムは先行研究 [4] で使用されたグラファイトのプログラムを一部書き換えた。それによって導き出した断面図と磁場分布を図 5.4 に示す。鉄芯の上端の中心を原点とした円柱座標を用いた。実際のものと同じくネオジム磁石 N40 でのシミュレーションであり、その残留磁束密度は 1.25T しかないがこの磁気配列では強磁性体である鉄の棒を中心におくことで 3T をも大きく超える磁束密度を実現している。出力データから磁束密度の変化量を導いた結果、浮上高さは 1.4mm ほどになった。結果として先行研究 [1] と近い値になった。

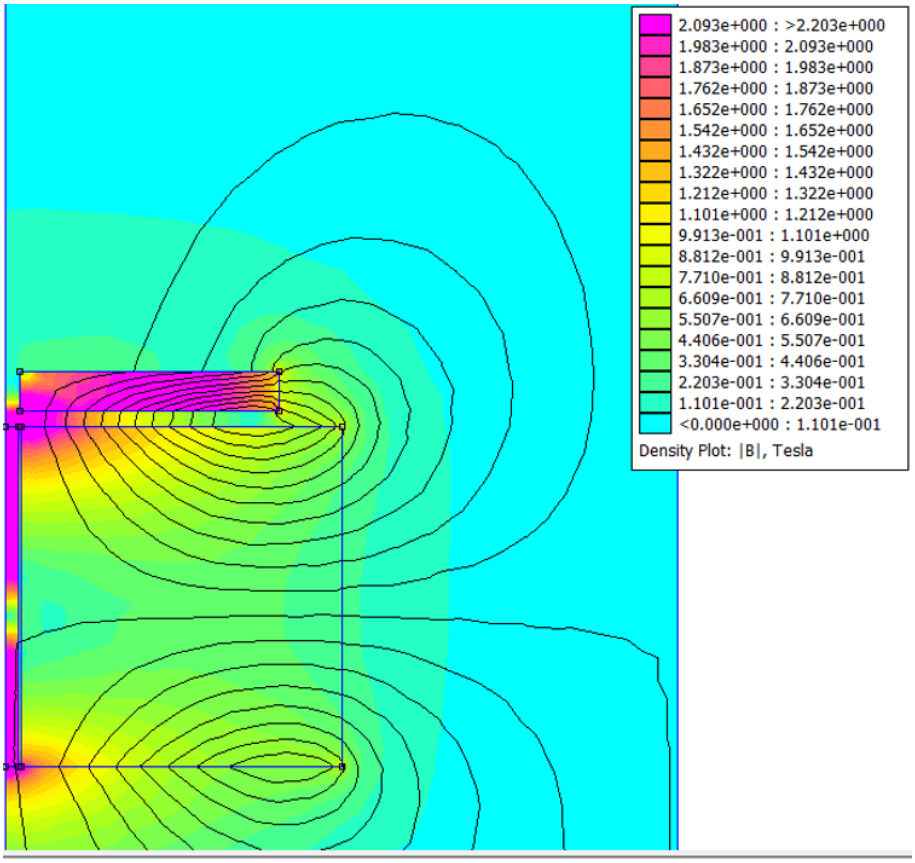


図 5.4: 石英浮上システムの磁場分布のシミュレーション

Listing 5.1: 石英浮上システムのシミュレーション

```
%parameters to be changed
%about magnets
mlaout = 51.5/2;
mlain = 2.5/2;
mla = mlaout-mlain; %length of magnet A(odd array) in x direction
```

```
    mm
mha = 26; %length of magnet A in y direction mm
mda = 0.1; %length of magnet A in 0into the paper. direction mmNa
    = 3;
ila = 1;
%about graphite
gl = 1/1000; %length of graphite in x direction mm to m
gd = 1/1000; %length of graphite in 1into the paper. direction mm
    to m
gh = 15/1000; %length of graphite in y direction mm to m

%about mirror
M = 0.0/1000000; %mirrors mass mg to kg

%about data
dh = 20; %length of data area in y direction mm
Nx = 50; %number of divisions in x direction
Ny = 50; %number of divisions in y direction

%fixed numbers
g = 9.8; %Gravity acceleration
mu0 = 1.26e-6; %Magnetic permeability in air
chiv =-45e-5; %Vertical magnetic susceptibility of graphite
chih =-85e-6; %Horizontal magnetic susceptibility of graphite
rho = 2.2e3; %Density of graphite
S = gl*gh; %cross-section of graphite in  xyplanem^2
V = S*gd; %volume of graphite
m = rho*V; %mass of graphite
gl2 = gl; %l
gh2 = gh; %h
dl = mlaout; %length of data area in x direction mm %%%%%
wholelength = mlaout;

dx = dl/(Nx-1);
dy = dh/(Ny-1);
ddx = dx/1000; %mm to m
ddy = dy/1000; %mm to m
X = 0:dx:dl;
```

```
Y = 0:dy:dh;

%Number of data points contained in one side/2 of graphite
lm = ceil(gl2/ddx);
hm = ceil(gh2/ddy);
%open software femm withouot window
addpath('C:\femm42\mfiles')
openfemm;
%newdocument(0);

%convert numbers to charactars
formatSpec = '%.1f';
Mla = num2str(mla,formatSpec);
Gl = num2str(gl*1000,formatSpec);
Gd = num2str(gd*1000,formatSpec);
Hyphen = '-';
Underbar = '_';
MM = 'mm';
ExtensionFem = '.fem';

%if ' ' filename exists just open it, else make a new file
filename = [Mla, Hyphen, Underbar, Gl, Gd, MM, ExtensionFem];
%filename = ' mla_mlb_gl.' fem;
fileID = exist(filename,"file");

if fileID == 2
    opendocument(filename);
else
     newdocument(0); %create new file 0=magnetics, 1=electronics,
         2=heat, 3=current
     mi_saveas(filename);
end
%%
%problem definition
%mi probdef(freq,units,type,precision,depth,minangle,(acsolver))
mi_probdef(0, 'millimeters', 'axi', 1E-8, mda, 30, 0);
smartmesh(1);

```

```
%add material properties
mi_getmaterial('Air');
mi_getmaterial('N40');
mi_getmaterial('Pure Iron');
%add boundary condition
mi_addboundprop('bc', 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0)

%draw 2d fig & add properties
%Iron pole
mi_drawpolygon([0,0; 0,-mha; ila,-mha; ila,0]);
mi_addblocklabel(ila/2,-mha/2);
mi_selectlabel(ila/2,-mha/2);
mi_setblockprop('Pure Iron', 0, 0, 'none', 0, 0, 0);
mi_clearselected;

%Iron plate
mi_drawpolygon([mlain,1.2; mlain,4.2; mlaout,1.2; mlaout,4.2]);
mi_addblocklabel((mlaout+mlain)/2,3.0);
mi_selectlabel((mlaout+mlain)/2,3.0);
mi_setblockprop('Pure Iron', 0, 0, 'none', 0, 0, 0);
mi_clearselected;

%mag1
mi_drawpolygon([mlain,0; mlain,-mha; mlaout,-mha; mlaout,0]);
mi_addblocklabel((mlaout+mlain)/2,-mha/2);
mi_selectlabel((mlaout+mlain)/2,-mha/2);
mi_setblockprop('N40', 0, 0, 'none', 180, 0, 0);
mi_clearselected;

%air
mi_addblocklabel(0, 10);
mi_selectlabel(0, 10);
mi_setblockprop('Air', 0, 0, 'none', 0, 0, 0);
mi_clearselected;

%boundary condition

%mi_drawpolygon([-double(wholelength)*2,mha*5; double(wholelength
```

```
   )*2,mha*5; ...
%double(wholelength)*2,-mha*5;-double(wholelength)*2,-mha*5]);
mi_drawpolygon([0,mha*5; double(wholelength)*2,mha*5; ...
 double(wholelength)*2,-mha*5;0,-mha*5]);
mi_selectsegment(0, mha*5);
mi_selectsegment(-double(wholelength)*2,-mha/2);
mi_selectsegment(0,-mha*5);
mi_selectsegment(double(wholelength)*2,-mha/2);
mi_setsegmentprop('bc', 0, 0, 0, 0);
mi_clearselected;

%%
%save document
mi_saveas(filename);
%%
%create mesh
mi_createmesh;
%run this simulation
mi_analyze(0);
mi_loadsolution;
%levitating simulation
Bx = zeros(Nx,Ny);
By = zeros(Nx,Ny);

for i=1:Nx
    for j=1:Ny
        Bxy = mo_getb((i-1)*dx, (j-1)*dy);
        Bx(i, j) = Bxy(1);
        By(i, j) = Bxy(2);
    end
end
% Assuming Bx and By have already been calculated as in your code

% Create a meshgrid for the X and Y coordinates
[X, Y] = meshgrid(0:dx:dl, 0:dy:dh);

% Transpose Bx and By to match the meshgrid orientation
Bx = Bx';
```

```
153 By = By';
154
155 % Plot the vector field
156 figure;
157 quiver(X, Y, Bx, By, 'AutoScale', 'on');
158 title('Vector Field');
159 xlabel('X (mm)');
160 ylabel('Y (mm)');
161 axis equal;
162 % Create a meshgrid for the X and Y coordinates
163 [X, Y] = meshgrid(0:dx:dl, 0:dy:dh);
164
165 % Transpose Bx and By to match the meshgrid orientation
166 Bx = Bx';
167 By = By';
168
169 % Define the number of points for theta (rotation around the Z-
       axis)
170 numTheta = 50;
171 theta = linspace(0, 2*pi, numTheta);
172
173 % Initialize arrays for the 3D coordinates and vector components
174 [X3, Y3, Z3] = deal(zeros(Nx, Ny, numTheta));
175 [Bx3, By3, Bz3] = deal(zeros(Nx, Ny, numTheta));
176
177 % Convert the 2D vector field to a 3D cylindrical vector field
178 for k = 1:numTheta
179     t = theta(k);
180     X3(:, :, k) = X * cos(t);
181     Y3(:, :, k) = X * sin(t);
182     Z3(:, :, k) = Y;
183     Bx3(:, :, k) = Bx * cos(t);
184     By3(:, :, k) = Bx * sin(t);
185     Bz3(:, :, k) = By;
186 end
187
188 % Reshape the arrays for plotting
189 X3 = X3(:);
```

```
Y3 = Y3(:);
Z3 = Z3(:);
Bx3 = Bx3(:);
By3 = By3(:);
Bz3 = Bz3(:);

% Plot the 3D vector field
figure;
quiver3(X3, Y3, Z3, Bx3, By3, Bz3, 'AutoScale', 'on');
title('3D Vector Field');
xlabel('X (mm)');
ylabel('Y (mm)');
zlabel('Z (mm)');
axis equal;

% Create a meshgrid for the X and Y coordinates
[X, Y] = meshgrid(0:dx:dl, 0:dy:dh);

% Transpose Bx and By to match the meshgrid orientation
Bx = Bx';
By = By';

% Define the number of points for theta (rotation around the Z-
    axis)
numTheta = 100;
theta = linspace(0, 2*pi, numTheta);

% Initialize arrays for the 3D coordinates and vector components
[X3, Y3, Z3] = deal(zeros(Nx, Ny, numTheta));
[Bx3, By3, Bz3] = deal(zeros(Nx, Ny, numTheta));

% Convert the 2D vector field to a 3D cylindrical vector field
for k = 1:numTheta
    t = theta(k);
    X3(:, :, k) = X * cos(t);
    Y3(:, :, k) = X * sin(t);
    Z3(:, :, k) = Y;
    Bx3(:, :, k) = Bx * cos(t);
```

```
    By3(:, :, k) = Bx * sin(t);
    Bz3(:, :, k) = By;
end

% Compute the scalar field (dot product of B vector with itself)
ScalarField = Bx3.^2 + By3.^2 + Bz3.^2;
% Create a meshgrid for the X and Y coordinates
[X, Y] = meshgrid(0:dx:dl, 0:dy:dh);

% Transpose Bx and By to match the meshgrid orientation
Bx = Bx';
By = By';

% Define the number of points for theta (rotation around the Z-
   axis)
numTheta = 50;
theta = linspace(0, 2*pi, numTheta);

% Initialize arrays for the 3D coordinates and vector components
[X3, Y3, Z3] = deal(zeros(Nx, Ny, numTheta));
[Bx3, By3, Bz3] = deal(zeros(Nx, Ny, numTheta));

% Convert the 2D vector field to a 3D cylindrical vector field
for k = 1:numTheta
    t = theta(k);
    X3(:, :, k) = X * cos(t);
    Y3(:, :, k) = X * sin(t);
    Z3(:, :, k) = Y;
    Bx3(:, :, k) = Bx * cos(t);
    By3(:, :, k) = Bx * sin(t);
    Bz3(:, :, k) = By;
end

% Compute the scalar field (dot product of B vector with itself)
ScalarField1 = Bx3.^2 + By3.^2 + Bz3.^2;

% Reshape the arrays for plotting
X3 = X3(:);
```

```
Y3 = Y3(:);
Z3 = Z3(:);
ScalarField = ScalarField1(:);

% Create the 3D scatter plot with color mapping based on the
   scalar field
figure;
scatter3(X3, Y3, Z3, 20, ScalarField, 'filled');
title('3D Color Map of Scalar Field');
xlabel('X (mm)');
ylabel('Y (mm)');
zlabel('Z (mm)');
colormap(jet); % Use the jet colormap
colorbar; % Add a colorbar to show the scale of the scalar field
   values
axis equal;
grid on;

% Calculate the gradient of the scalar field
[GradX, GradY, GradZ] = gradient(ScalarField1, dx, dy, (2*pi/
   numTheta));

% Reshape the arrays for plotting
X3 = X3(:);
Y3 = Y3(:);
Z3 = Z3(:);
GradX = -GradX(:);
GradY = -GradY(:);
GradZ = -GradZ(:);

% Plot the gradient vector field
figure;
quiver3(X3, Y3, Z3, GradX, GradY, GradZ, 'AutoScale', 'on','
   AutoScaleFactor', 1000);
title('Gradient Vector Field of Scalar Function');
xlabel('X (mm)');
ylabel('Y (mm)');
zlabel('Z (mm)');
```

```
298 axis equal;
```

石英ガラスを割り、良き形大きさのものを浮上体として選定し、静電気の影響を軽減するために竹製ピンセットで掴んだままイオナイザ (ER-F12SA) の風に当てて除電し、穴の真上付近からリリースし浮上させる仕組みであり、過去には浮上していたが、途中で浮上しなくなってしまっていた。自分の研究室の在籍期間中にまた新たにパーツを購入し、組みなおしたが浮上させることはできなかった。原因としては過去にはなかった扇形磁石の溝や中心の鉄心と扇形磁石の間に想定よりも大きな隙間ができてしまっていることが考えられる。



図 5.5: 石英ガラス片



図 5.6: イオナイザ (ER-F12SA)

第6章　グラファイトの浮上

6.1　グラファイトの評価

前章で語ったように石英での浮上は強力な磁場が必要であり、現在までに石英浮上の再現を行うことはできなかった。そこで本研究室ではより浮上が容易なグラファイトの浮上を行うことにした。

表3.2よりグラファイトの浮上に寄与する磁化率はHOPGであれば-450×10^{-6}、CIP材であれば-160×10^{-6}である。よって密度$2.3g/\mathrm{cm}^3$から磁場因子はそれぞれ$62T^2/\mathrm{m}$、$170T^2/\mathrm{m}$である。市販のN-55の残留磁束密度と$1.45T$であり$\frac{\partial B_z}{\partial z}$も磁石表面付近では$1000T/\mathrm{m}$を超えるので、特殊な磁気配列を組まなくても浮上させられることが分かる。[27]。

次に渦電流雑音について考える。CIP材の場合電気抵抗率は$10^{-5}\Omega\mathrm{m}$程度しかない。磁場因子-160×10^{-6}と磁石表面付近の磁束密度が$0.4 \sim 0.7T$であることを考えると浮上点での$\frac{\partial B_z}{\partial z}$は約$300T/\mathrm{m}$である。今回の研究でよく用いたグラファイトが1辺1cmの正方形型であるので$r_0 = 5\mathrm{mm}$とすると(4.11)式より$\gamma \sim 12.2\mathrm{Hz}$であり、非常に大きい。そのため浮かせたうえで渦電流雑音を低減しなければならない。

6.2　グラファイト浮上システム

グラファイトは市販の永久磁石の簡単な組み合わせによっても浮上可能であり、さまざまな構造をとる。ここでは本研究室がグラファイトの浮上によく用いている磁気配列を紹介する。シミュレーションによる磁場分布はFEMMを使用している。

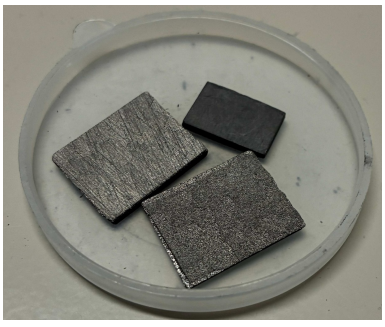


図6.1: グラファイトプレート

・２次元対角型

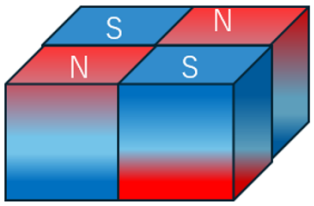


図 6.2: ２次元対角型概略図

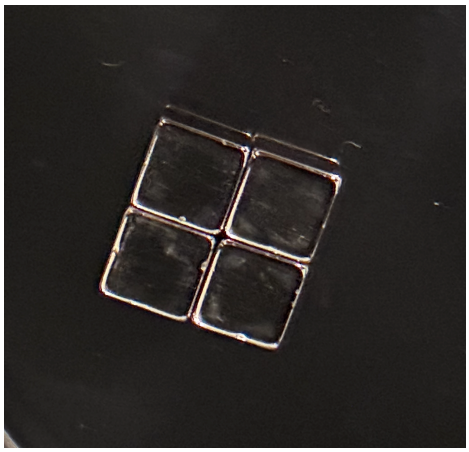


図 6.3: ２次元対角型

反磁性浮上に用いられる最も一般的な磁気配列である。2 次元平面に磁極が互いに向かい合うように配列すると局所的に磁場勾配の大きな領域が生成される。このとき浮上体は 4 つの磁石の中央部分で浮上し、トラップされる。局所的に浮上力を生み出す分、今回の研究においては作成した浮上体の均一性が足りず、浮きずらい。

・対角リング型

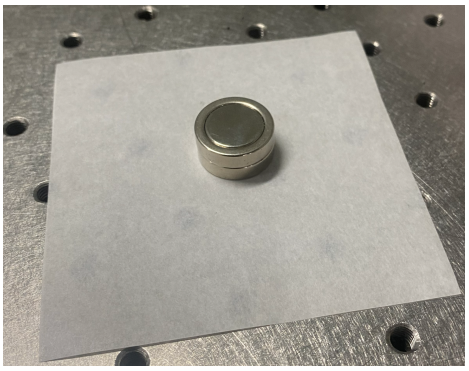


図 6.4: ２層対角リング型

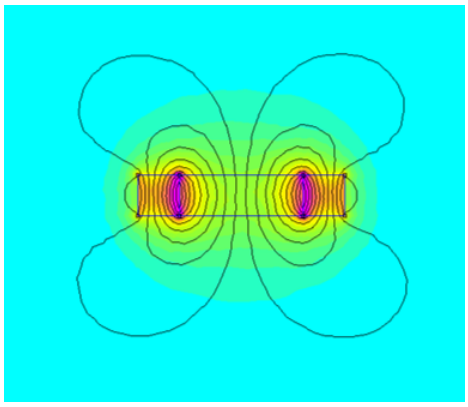


図 6.5: ２層対角リング型磁場分布

磁極が交互になるようにリング、円柱型の磁石を配列した構造である。リング間の溝付近に比較的大きな磁場勾配を持つ領域が生成される。軸対象な構造であり、解析しやすく円周方向の雑音を無視できる場合がある。しかしながらこちらも試料の円周方向の均一性が必要な上、浮上力は他と比べて弱い。

・ハルバッハ配列

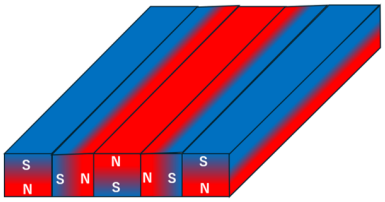


図 6.6: ハルバッハ配列模式図

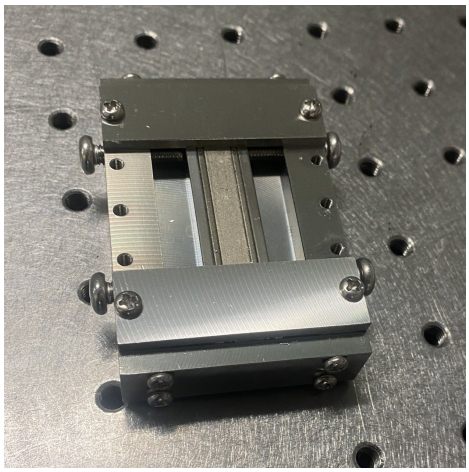


図 6.7: ハルバッハ配列

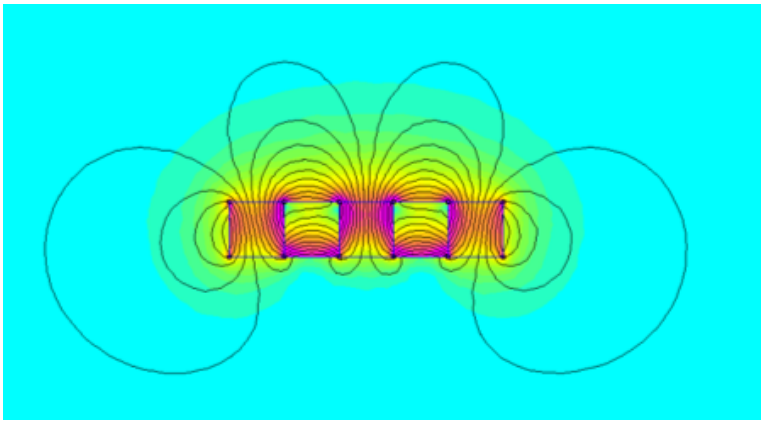


図 6.8: ハルバッハ配列の磁場分布

ハルバッハ配列は図 6.6 のように各磁石の磁化方向が隣接する磁石に対して 90 度ずつ回転するように磁石を配置した磁気配置である。隣り合う磁石同士が干渉しあうことで、片側では強め合う干渉が起き磁束が増加し、反対側では弱め合う干渉が生じて磁束が減少する。片側に限れば、比較的広範囲に浮上力を生み出す領域が分布しており、試料の均一性が多少悪くても安定的に浮上できる。もっとも多く用いたハルバッハ配列は図 6.7 の竹口さんが作ったハルバッハ配列である [4]。構造としては 6mm × 7mm × 64mm の N40 磁石を 2.5mm × 7mm × 64mm の N40 磁石 2 つで挟み込み、更に 7mm × 1.5mm × 64mm の N35 磁石 2 つで挟んだものを固定している。

6.3　酸化グラフェン（GO）

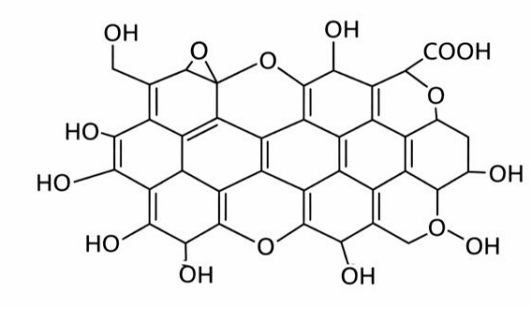


図 6.9: 酸化グラフェンの構造

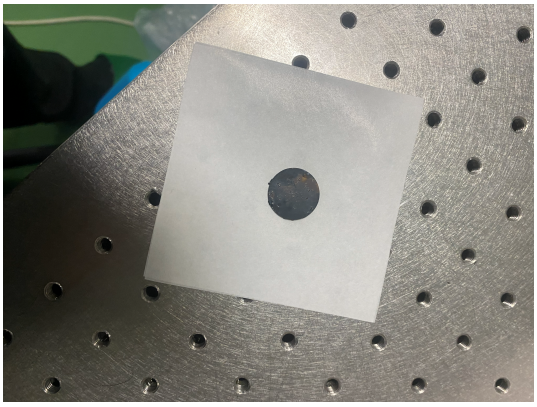


図 6.10: 乾燥させた酸化グラフェン

グラファイトでの浮上は容易であるが渦電流雑音が高い。グラファイトの酸化物である酸化グラフェンを用いることを検討した。なぜならば酸化グラフェンの電気抵抗がグラファイトよりも高い反磁性体であることが知られているからである。そこで実際に酸化グラフェン分散液（株式会社 NSE、0.5wt%）を薄いプレート上で乾かしたものが図 6.10 である。しかしながら磁石に近づけても反磁性による反発力を確認できなかった。

酸化グラフェンの電磁気的性質を調査したところ酸化、還元の割合、温度、湿度によってその性質が大きく変化する [28][29][30]。傾向としては酸化が進むにつれ磁化率が上がり、電気抵抗が上がる。十分に酸化すると常磁性となる程に磁化率は上がるが抵抗率はなかなか石英と同レベルには到達しない。結果として高い電気抵抗も負の磁化率の大きさも望む水準に到達しないことが分かった。

6.4　絶縁体との複合体

酸化グラファイトを用いた浮上体では、電気抵抗も磁化率の絶対値も高い値を得られなかった。そこで先行研究 [31] されていた通常のグラファイトに電気抵抗の高い絶縁体を組み合わせることで、強い反磁性と高い電気抵抗を両立させた浮上体の作成を試みた。後に真空下での浮上を行うことを考え、アピエゾン W を絶縁体に使用した。初めに市販のグラファイト粉末とハンマーとすり鉢を用いて細かく砕いて作成したワックスの粉末を事前に混合し、180 度に熱したホットプレート上でワックスを溶かしながら混ぜ合わせ固めた。その後作成した複合材を綿棒で薄くのばし、望む形にカットした。作成した複合体の磁化率、電気抵抗はワックスとグラファイトの比率によって決定される。また作成した浮上体の磁化率は PPMS に VSM オプションを適応しての分析を行った。この機器は電気的性質を測定する磁性体を磁場中で振動させることでその磁化を調べることができる。また東京科学大学の設備共用推進体物質科学分析機器共用システム PAIMS を活用して利用させていただき、使用方法は応用化学系准教授の相馬拓人さんにトレーニングさせていただいた。電気抵抗も調べたかったが機器への接続が難しく、テスターを用いて測定した。以下実際に作成したグラファイトの比率とその浮上結果を述べる。



図 6.11: VSM を導入した PPMS

以下の表 6.1 は複合体の性質である。グラファイトの質量比と磁化率の間に相関はあるがその割合は一定ではない。これは混ぜ合わせるときにグラファイト粉末が一部容器に付着したり、熱することで空気中に飛んでいくことに由来すると思われる。またグラファイトから格段に抵抗値は上昇しているがこの値は試料の混ぜ具合にかなり依存する。また複合材のグラファイトは主に Nanografi Nano Teknoloji の平均粒径 11μm のグラファイトパウダーを使用した。伊藤黒鉛工業株式会社の平均粒径 7.44μm のものでも浮上には成功した。

表 6.1: 複合体の性質

グラファイトの質量比	磁化率 $-\chi(\times 10^{-6})$	抵抗率 $\rho[\Omega m]$
100%	160	10^{-5}
60%	86.7	0.45
55%	82.1	0.52
50%	78.4	0.75

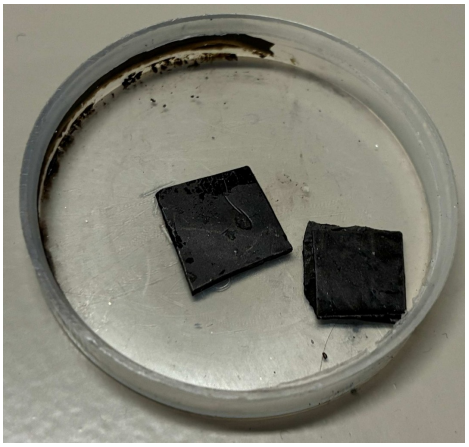


図 6.12: グラファイト複合体

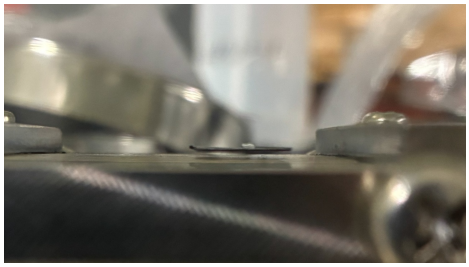


図 6.13: 実際に浮上している様子

6.5　ゾル―ゲル法によるコーティング

更に渦電流を低減するために同様の実験を行っていた沖縄科学技術大学（OIST）の 2024 年の研究手法 [32] を用いることにした。彼らはグラファイトをゾル-ゲル法を用いてシリカの薄い絶縁層でグラファイト粒子をコーティングすることでグラファイトの磁化率をあまり落とさずに高い電気抵抗を実現していた。この電気抵抗はグラファイト粒子の大きさに依存しており、彼らが使用した直径 11μm 前後のグラファイト粒子よりも小さなグラファイト粒子を用いた浮上体の作成を目指した。

6.5.1　ゾルーゲル法

ゾルーゲル法は溶液→ゾル→ゲルへの変化に基づいた合成法である。原料となる物質のほかにアルコール類などを溶媒、酸、塩基を触媒として使用する。一定の温度下で物質の加水分解を起こし、ゾル化させ、その後触媒を通じて縮合させることで合成を行うことができる。この合成方法の長所としては比較的低温でコーティング膜やファイバーなど各種形状に合成できる [33]。今回の実験においては溶媒としてエタノール、絶縁体のシリカとして TEOS、触媒として水酸化アンモニウムを用いてゾルーゲル法によってコーティング膜を形成する。グラファイトの粒子に PEG4600 を接着剤として用いることでコーティング膜がグラファイト粒子を包ませている。

6.5.2　浮上体の作成方法と浮上結果

コーティンググラファイトの作成方法は以下の通り。（水酸化アンモニウムが人体に有害なので以下の作業はドラフトをつけた状態で行う）

1. 5g の黒鉛と 0.5g の PEG 4600（Aldrich 社製）を 75mL のエタノール（Sigma-Aldrich 社製、99.5%）溶液に投入し, 室温で 500rpm の速度で 6 時間攪拌した。

2. 触媒として水酸化アンモニウム溶液（Sigma-Aldrich 社製、水溶液 25%）、シリカ前駆体として TEOS（Aldrich 社製、99.0%）を 1:3 の比率で混合物に添加した。その後、室温 17 時間攪拌することでゾルゲル反応を進めた。

3. コーティング工程後、混合物を濾過しエタノールで洗浄し、ホットプレート上で 60 ℃、2 時間乾燥した。

4. 複合体グラファイトの作成と同じようにワックスと混ぜて固め、成型した。この際、高温だとシリカ部分混ぜたり加工しずらくなるのでなるべく 150 度付近でゆっくりと混ぜたい。

伊藤黒鉛工業株式会社の平均粒径 7.44μm のグラファイトのコーティングを行ったものの浮上に成功した。これはこれまで浮上に成功した直径 11μm 前後のグラファイト粒子よりも小

さなグラファイト粒子であり、より高い抵抗値を持つことになる。またコーティングを行ったことで抵抗が飛躍的に向上し、テスターでの通常の測定方法では測定が難しいほどになった。先行研究 [32] のコーティング体の抵抗率も $10^8\Omega$m を超えることが分かっており、今回作成した浮上体もそれ以上のものとなっているはずである。しかしながら浮上を実現するためにワックスの量を削った為、大変脆くなってしまい、加工も難しく、少し力を加えると崩れてしまう状態になった。

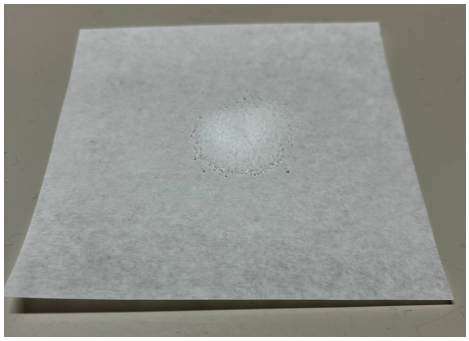


図 6.14: PEG

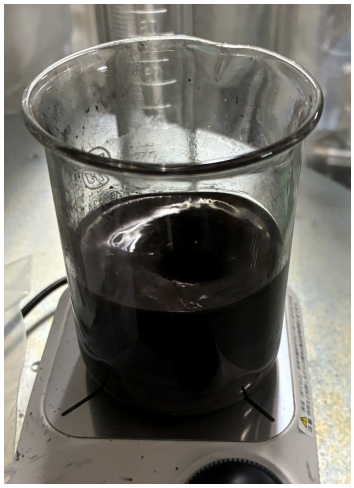


図 6.15: コーティング中の様子



図 6.16: コーティンググラファイト

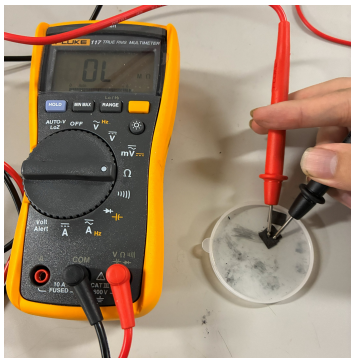


図 6.17: コーティンググラファイトの抵抗

第7章　Q値測定実験

作成した浮上体の性能を実際に評価するためにQ値測定実験を行った。これまでの本研究室の磁気浮上実験では、シャドウセンシングとよばれる浮上体によって覆い隠されるレーザーの面積の変化に従い、フォトセンサーに入射する光量が変化することを用いてきた [1] [2] [3] [4]。本実験では将来的に目指す浮上体にミラーを乗せた形でのQ値を測定した。またそれによってこれまで測定してきた水平方向のQ値だけでなく、垂直方向のQ値も測定した。

7.1　レーザー干渉計の作成

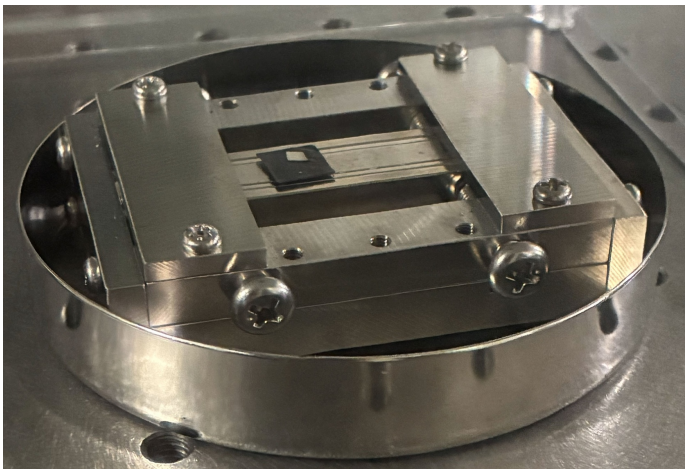


図 7.1: ミラーを乗せた複合グラファイト

今回の浮上では図 7.1 のようにハルバッハ配列の上に作成した複合グラファイト（10mm × 10mm × 0.5mm）を浮上させ、その上に薄いミラーを乗せた場合のQ値測定実験を行った。この磁気配列を用いた理由は棒型ハルバッハ配列が最も安定した浮上を行うからである。2次元対角行列や円柱型のように浮上力を狭い範囲で生み出す磁気配列を用いる場合、浮上体の均一性が浮上の安定において重要になるが、本研究では成型過程を綿棒によって薄くしたものを切断することで浮上体を作成しているが表面の平らさが十分ではない。ミラーを乗せ、レーザーを当て、上下、左右に振動させる測定実験においては単に浮上させるのではなくより安定した浮上力が重要となる。また浮上に成功したコーティンググラファイトも脆いため測定を行うことができなかった。

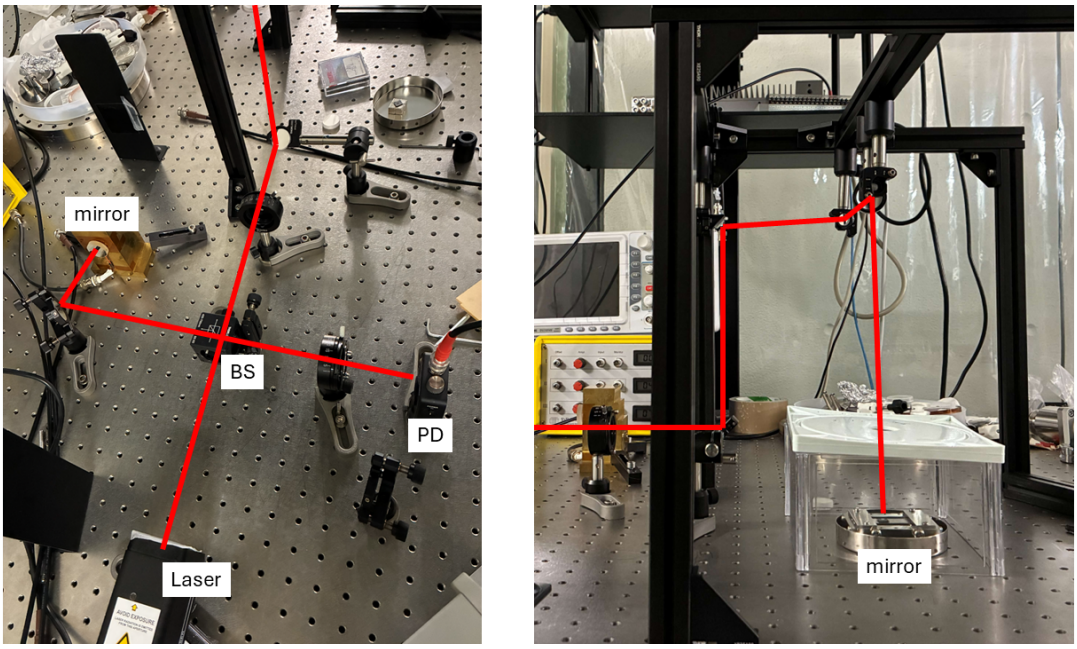


図 7.2: 実際の干渉計のセットアップ

図 7.2 のセットアップで干渉計を作成した。Braden、Maxwell 氏の使用したセットアップを Shilu 氏と共に組み替えた。マイケルソン干渉計のミラーの一つを反磁性浮上体の上に乗せた形となる。また最終的には真空中に浮上体を入れて実験を行いたかったが、時間が足りず導入できなかった為、上部に穴の開いたプラスチックの仕切りを用いて周囲の気流の影響を低減した。この干渉計のフォトディテクターの出力に SR560 を利用して $1kHz$ のローパスフィルタをかけて次の実験機器を用いて測定し、PC に出力した。

・AD 16-64(LPCI)LA

ADC(アナログデジタルコンバーター)。RTC-6000 の PCI バスに差し込まれている。入力された電圧-10V ~ +10V を 16bit 符号なし整数 (0 ~ 65535) に変換する。16CH まで入力できる。

・RTC-6000

$0.1msec$ おきにプログラムを実行できるリアルタイムコントローラ。C# で作製したプログラムをここにダウンロードする。ADC からの入力データを倍精度浮動小数点数に変換してからフィルタ計算を行い、結果を 16bit 符号なし整数に変換してから DAC へデータを渡す。フィルタ係数値はプログラムを実行中でも変更できる。

・ATP-32F

入力信号を入れる BNC 端子台。

・ADC-68M/96F
　ATP-32F と AD 16-64(LPCI)LA をつなぐシールドケーブル。

・PCA-50PS
　DA 16-8(LPCI)L と出力 BNC 端子台をつなぐシールドケーブル。

　これらの測定機器を用いた理由は、オシロスコープなどよりも測定時間やサンプリング周波数、出力方法などをより自由に設定できるからである。このとき RTC-6000 で使用するプログラムは図 7.3 のファンクションブロックダイアグラムであり、サンプリング周波数 10^4 で 2097152 点をサンプリングした。(CH2 は本研究では使用しなかった)　詳しい機器の説明や接続方法やプログラムについては本研究室の卒業生である中島さんの学士論文 [34] を参考にした。

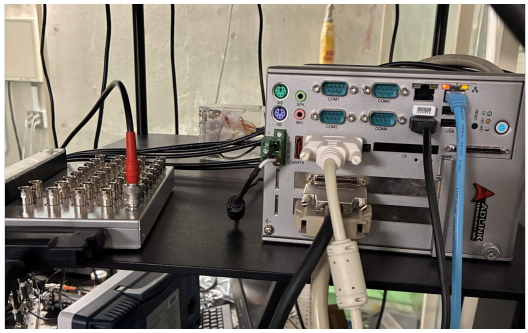


図 7.3: RTC-6000 と ATP-32F

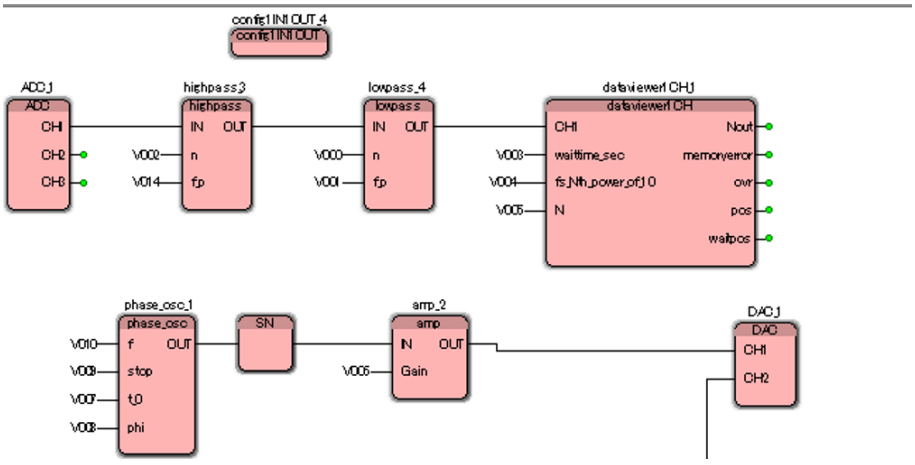


図 7.4: ファンクションブロックダイアグラム

7.2　垂直方向の Q 値測定

実際に測定を行った出力を FFT したものが以下の図 7.5 である。共振周波数付近を取り出したものが以下の図 7.6 である。

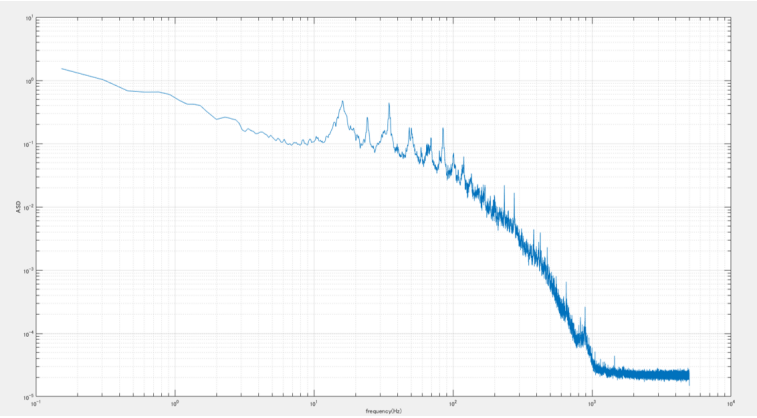


図 7.5: パワースペクトル密度

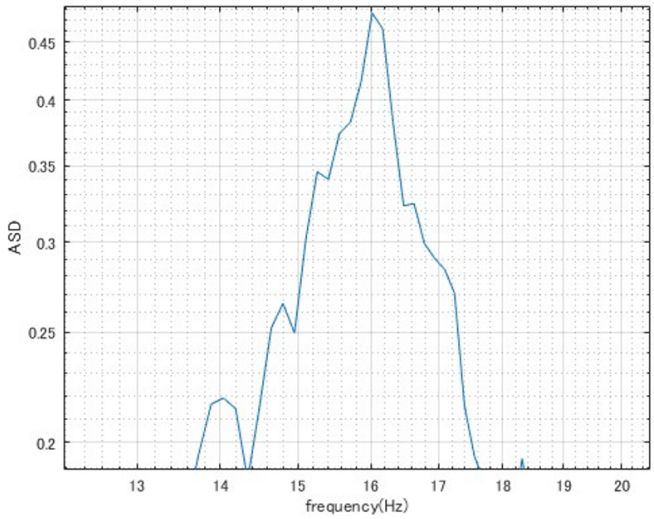


図 7.6: 共振周波数付近のスペクトル密度

これらの結果より Q 値が以下のように求まる。

表 7.1: Q 値

共振周波数	散逸	Q 値
16.0[Hz]	1.3[Hz]	6.15

7.3 水平方向の Q 値測定

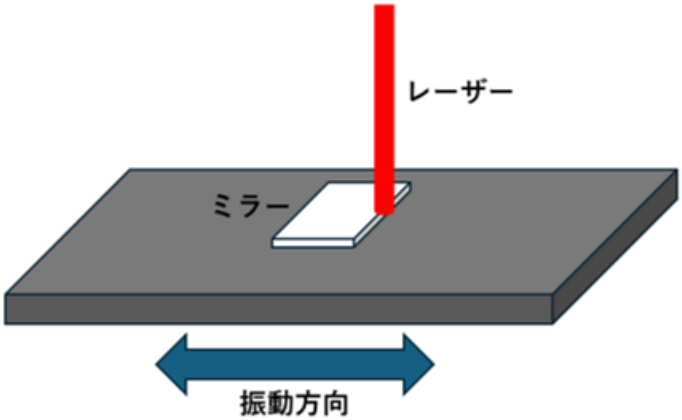


図 7.7: 水平方向の Q 値測定の模式図

水平方向の Q 値測定も行った。以下測定方法を説明する。図 7.6 のように垂直方向の測定のセットアップから懸架システムをずらし、ミラーの端にレーザーが当たるようにした。その後、浮上体を振動させることでミラーに反射されるレーザーの面積の変化が生じる。そのとき検出される電圧の時系列データは減衰振動を行う。データを振動子の共振周波数周りでフィルタすることで、目標の振動の減衰振動を得られ、このグラフは理論上、式 (2.22) に従う。そのため

$$\log_{10}(x(t)) \propto \log_{10}[\exp(-\gamma t)\sin(\omega_0 t)] = -\log_{10}(e)\gamma t + \log 10(\sin(\gamma_0 t)) \tag{7.1}$$

が成り立つ。よって、この信号の絶対値を取ってから縦軸を対数でプロットすることで、その包絡線に線形フィッティングを施すことができ、その傾きが $-log10(e)\gamma$ となる。その後フィッティングした直線の傾きを係数に注意して補正し、共振周波数との比を求めることで Q 値を導出できる。

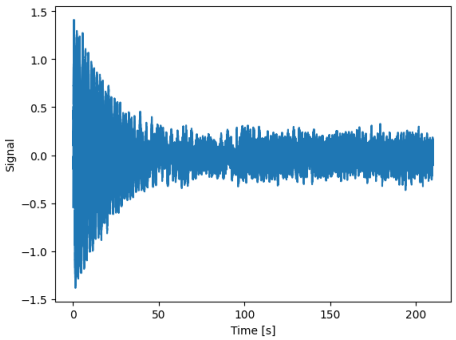


図 7.8: 測定した電圧の時系列グラフ

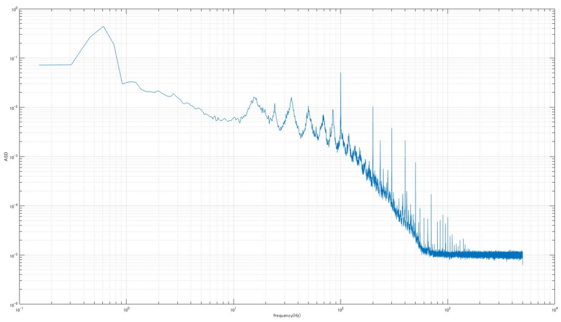


図 7.9: パワースペクトル密度

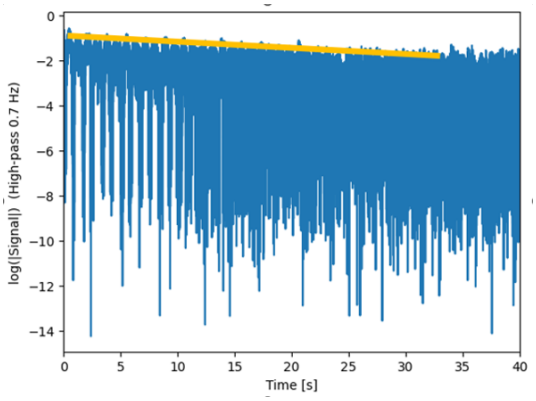


図 7.10: 片対数グラフの包絡線と線形フィッティング

これらの結果より Q 値が以下のように求まる。渦電流による Q 値は電気抵抗が上がった

表 7.2: Q 値

共振周波数	散逸	Q 値
0.61[Hz]	3.13×10^{-2}[Hz]	9.74

ことでもっと高いはずであるがどちらの Q 値も第 2 章で見積もった範囲内で収まった。このことから残留ガス雑音の影響を強く受けていることが分かる。この結果を同じハルバッハ配列配列を用いた竹口氏の先行研究 [4] の Q 値測定実験の結果と比べると Q 値は竹口氏の方が高くなっている。これは竹口氏が測定したグラファイトの方が磁化率が高く、浮上高さが高いためである。

第8章　まとめと今後の展望

本研究では、巨視的な量子現象観測に向けて振り子型に代わる高 Q 値な機械振動子の作成を目標に、石英とグラファイトの反磁性浮上を利用した懸架システムを検討してきた。

まず行ったのは、各磁気配列を FEMM を用いてシミュレーションを行うと共に新たな石英浮上システムや 2D 対角型、対角リング型を作成した。しかしながら石英を浮上させることは実現せず、グラファイトのみが浮上した。しかしながらグラファイトは浮上体内部に発生する渦電流による雑音が存在する。

次に石英や普通のグラファイトに代わる反磁性体を浮上体として用いることを検討した。まずグラファイトの酸化物を検討したが条件を満たさなかった。そこでグラファイトと抵抗値の高い物質を合成することにし、グラファイト粉末を樹脂ワックスで固めた浮上体の作成に成功し、かつその浮上体はグラファイトよりも電気抵抗が高いため渦電流による雑音が小さい。さらに渦電流雑音を低減するためにグラファイト粒子を絶縁体のシリカでコーティングした浮上体の作成に取り掛かった。この浮上体はグラファイト粒子が小さいほど電気抵抗が高くなるが、グラファイトの割合が少なくなり磁化率も小さくなる。これまで浮上に成功したグラファイト粒子の粒径は 11μm であったが新たに平均粒径 7μm の浮上体の作成に成功した。しかしながらつなぎとなるワックスの分量を削った影響で脆くなり、扱いづらくなってしまった。

最後に行ったのが Q 値測定実験である。実際にミラーを載せた浮上体を使用した干渉計を組み立てた。さらにその干渉計を使用して縦方向と横方向の Q 値を実際に測定した。しかしながら大気中で行ってしまった為、残留ガス雑音などの影響が大きくなってしまった。

今後の展望としては次の事柄が上げられる。１つ目は今回組んだ干渉計を真空槽に移動させ、残留ガス雑音を低減させた状態での測定を行い、実際に渦電流雑音が低減されたことを確認すること。２つ目は、コーティンググラファイトの成形過程のワックスの量の最適化と共に、浮上体の均一性を上げるために混合方法、成型方法を改善することでハルバッハ配列以外の磁気配列の使用も行えるようにすること。最後にシミュレーション上では行えるはずの石英の浮上を再度行うことである。

謝辞

本修士論文を完成させるにあたり、多くの方々のご協力を賜りました。改めてこの場にて、感謝申し上げたいと思います。

指導教員である宗宮健太郎先生には、研究生活にあたり非常に多くの事をお世話になりました。外部からやってきた私に対しては、様々なことを優しく教えていただきました。研究に悩んだ時もいつもご助言をいただき、大変ありがたかったです。また研究に際して購入品が多多く、大変ご迷惑をおかけしてきました。宗宮研究室には自由な雰囲気があり、やりたい事をにやらせていただける環境であり、とても有意義に楽しく学生生活を過ごす事ができたと思っています

特任助教の Shilu さんには、短い期間でしたが OIST から来ていただき研究を一緒に行っていただきました。特に干渉計の作成、測定の際には、夜遅くまで一緒に悩み、考えていただきかつ深い知識を授けていただきました。Shilu さんがいなければ測定は行うことができなかったと思います。大変お世話になりました。また昨年研究室に在籍していた留学生の Braden、Maxwell 君はシミュレーションや実験系について話し合い良き学びとなりました。

博士課程の鈴木さん、阿部さんには、ゼミの際に鋭い助言をいただきくとともに、自分が分からないことがあった際には快く教えていただきました。特に阿部さんは積極的にコミュニケーションをとっていただき声がかけやすく助かりました。修士１年の吉留くん、山口さん、そして昨年卒業した神威くんは外部から新しく入ってきた私にとって同期のような存在であり、一緒に輪講を行ったり授業を受ける等、共に学んできました。また時間があえば、ボードゲームなどを一緒に行い、大変楽しかったのを覚えています。学部４年の川上くん、江上くんには研究の合間に野球やお笑いなどの話で盛り上がり、良き息抜きとなりました。

直接関わる機会は少なかったですが引継ぎを行っていただき、多くのデータや実験器具を残していってくださった中島さん、小川さん、栗林さん、竹口さんにも大いに感謝申し上げたいと思います。

東京科学大学の設備共用推進体物質科学分析機器共用システム PAIMS には設備を使用させていただき大変お世話になりました。特に応用化学系准教授の相馬拓人さんには丁寧にトレーニングしていただき、メールなどで質問にも答えていただき測定をサポートしていただきました。また自分は購入品が多く、技術支援員の土屋さんには多くの事務処理をやっていただきました。

私の大学院生活を様々な面で支えてくれた家族にも、感謝を伝えたいと思います。学費や生活費の面で私が苦労することなく、研究に集中して取り組むことができたのは家族の理解と援助があってこそでした。最後に改めて皆様に感謝申し上げます。誠にありがとうござい

ました。

参考文献

[1] 中島良介. 巨視的量子力学の検証に向けた鏡の磁石懸架システムの開発. 東京工業大学, 修論, 2020.

[2] 小川潤. 巨視的な系における量子力学の検証に向けた磁気浮上による鏡の支持方法の開発. 東京工業大学, 修論, 2021.

[3] 栗林誠. 巨視的量子力学の検証に向けた鏡振動子の反磁性浮上システムの開発とその性能評価. 東京工業大学, 修論, 2022.

[4] 竹口浩太朗. 巨視的量子現象の観測に向けた反磁性浮上による鏡懸架システムの開発. 東京工業大学, 修論, 2023.

[5] D.R. ベス. 現代量子力学入門（樺沢宇紀訳）. 丸善プラネット株式会社, 2009.

[6] Roger Penrose. On gravity’s role in quantum state reduction. General relativity and gravitation, Vol. 28, No. 5, pp. 581 – 600, 1996 Roger Penrose. On gravity’s role in quantum state reduction. General relativity and gravitation, Vol. 28, No. 5, pp. 581 – 600, 1996.

[7] Markus Aspelmeyer, Tobias J Kippenberg, and Florian Marquardt. Cavity optome chanics. Reviews of Modern Physics, Vol. 86, No. 4, p. 1391, 2014.

[8] D. Shoemaker, R. Schilling, L. Schnupp, W. Winkler, K. Maischberger and A. R ¨ udiger. Noise behavior of the Garching 30 meter prototype gravitational-wave detector. PhysicalReview D 38, 1988.

[9] Peter R Saulson. Thermal noise in mechanical experiments. Physical Review D,Vol. 42, No. 8, p. 2437, 1990.

[10] Steven D Penn, William J Startin, Sheila Rowan, Martin M Fejer, DRM Crooks, Gianpietro Cagnoli, et al. Thermal noise in interferometric gravitational wave detectors due to dielectric optical coatings. Classical and Quantum Gravity, Vol. 19, No. 5, p. 897, 2002.

[11] Yu Levin. Internal thermal noise in the ligo test masses: A direct approach. Physical Review D, Vol. 57, No. 2, p. 659, 1998.

[12] 小森健太郎. 巨視的振動子の遠隔光冷却. 修士論文, 東京大学, 2016..

[13] 中村卓史, 三尾典克, 大橋正健編著. 重力波をとらえる. 京都大学学術出版会.

[14] Gabriela I Gonz ´ alez and Peter R Saulson. Brownian motion of a mass suspended by an anelastic wire. The Journal of the Acoustical Society of America, Vol.96, No.1,pp.207-212,1994.

[15] Seth B Cataño-Lopez, Keiichi Edamatsu, and Nobuyuki Matsumoto. High q mg-scale monolithic pendulum for quantum-limited gravity measurements. arXiv preprint arXiv:1912.12567, 2019.

[16] Peter R Saulson. Thermal noise in mechanical experiments. Physical Review D, Vol. 42, No. 8, p. 2437, 1990.

[17] R. Weiss. Gas Damping of the Final Stage in the Advanced LIGO Suspensions. 2009.

[18] エル・ヴェ・キレンスキー. 磁性体の物理（石井力　他訳）. 株式会社総合科学出版, 1973.

[19] アンドレ・エルパン. 磁性の理論　I（宮原将平・野呂順子訳）. 株式会社講談社, 1982.

[20] 太田浩一. 電磁気学の基礎 I . シュプリンガー・ジャパン株式会社, 2007.

[21] 田沼静一. 電子伝導の物理. 株式会社裳華房, 2008.

[22] Werner Braunbek. Freischwebende körper im elektrischen und magnetischen feld. Zeitschriftfür Physik, Vol.112, No.11, pp.753-769, Nov 1939.

[23] Orphee Cugat, Jerome Delamare, and Gilbert Reyne. Magnetic micro-actuators and systems (magmas). IEEE Transactions on magnetics, Vol. 39, No. 6, pp. 3607 – 3612, 2003.

[24] William M. Haynes. CRC Handbook of Chemistry and Physics. CRC Press, 97th edition, 2021.

[25] クリスタルベース. https://crystalbase.co.jp/products/index137.html.

[26] 日本テクノカーボン株式会社. https://www.technocarbon.co.jp/pdf/characteristic table1.pd.

[27] 株式会社二六製作所　データベース. https://www.26magnet.co.jp/database.

[28] E. Khanmamedova. Electrical conductivity properties of graphene oxide. ResearchGate,April 2023.

[29] T. Tang, F. Liu, Y. Liu, X. Li, Q. Xu, Q. Feng, et al. Identifying the magnetic properties of graphene oxide. Appl Phys Lett, vol.104, issue 12 ,2014.

[30] Xiaodong Zhang, Guoqiang Li, Qian Li, M.S. Shaikh, Zichao Li. The pure paramagnetism in graphene oxide. Results in Physics, Vol 26, July 2021.

[31] X. Chen , S. K. Ammu , K. Masania, et al. Diamagnetic Composites for High-Q Levitating Resonators. Adv. Sci. 9, 2203619 (2022).

[32] S.Tian, K.Jadeja, D.Kim, et al. Feed back cooling of an insulating high-Q diamagnetically levitated plate. Applied Physics Letters, vol.124, issue 12, March 2024.

[33] 作花済夫. ゾルゲル法応用の展開. シーエムシー出版, 2000.

[34] 中島良介. IIR フィルタを用いた光干渉計の制御. 東京工業大学, 卒業論文, 2018.