## 修士論文

## 低温シリコン光共振器を用いた高安定化光源の開発

## 東京大学 大学院理学系研究科 物理学専攻 坪野研究室 牛場崇文

2013年1月7日提出 2013年2月5日改訂版提出

# 目 次

第1章	はじめに	3
1.1	本研究の動機....................................	3
1.2	高安定化光源	3
第2章	周波数安定化の原理	5
2.1	Fabry-Perot 干渉計	5
2.2	位相変調光を用いた静的周波数変位の検出	$\overline{7}$
2.3	位相変調光を用いた周波数ゆらぎの検出	8
第3章	周波数雑音源 1	0
3.1	FP 共振器の共振周波数と共振器長 1	0
3.2	主な雑音源 1	0
	3.2.1 ブラウニアン雑音1	0
	3.2.2 熱弾性雑音 1	5
	3.2.3 地面振動雑音 1	5
	3.2.4 残留ガス雑音 1	6
	3.2.5 残留温度揺らぎによる雑音1	7
	3.2.6 光の散射雑音 1	8
	3.2.7 最終的な雑音レベル 1	8
第4章	実験装置 2	0
4.1	光共振器	1
4.2	プレ安定化レーザー2	1
4.3	ヘキサポッドステージ 2	3
4.4	ヘリウム再凝縮型パルスチューブ冷凍機2	4
4.5	クライオスタット	5
	4.5.1 真空システム	5
	4.5.2 輻射シールド	6
	4.5.3 断熱スタック	6
	4.5.4 温度揺らぎに対する要求値2	7
第5章	実験結果 2	8
5.1	本研究の全体像	8
5.2	オプティカルコンタクトの冷却試験 2	9
5.3	プレ安定化レーザーの性能評価2	9

	$5.4 \\ 5.5$	初期冷却時間	32 33
	5.6	温度安定度測定	35
第	6章	まとめ	38
	6.1	本研究の結果	38
	6.2	今後の研究	38
付	録A	光格子時計	40
	A.1	光格子時計とその他の光時計	40
	A.2	自由空間中の原子のスペクトル・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	40
	A.3	ラム・ディッケ束縛	41
	A 4	光定在波トラップ	42
	A 5	廣法波長	43
	A 6	ストロンチウム光格子時計の例	10
	11.0	A 6.1 米定在波トラップ	11
		A.6.9 摩注波長	11
	Δ7	A.0.2 風仏彼及	44
	л. <b>।</b>	A 7.1 地球ジオイドの特容計測	40
		A.7.9 海知構造完物の相当時の A.7.9	40
		A.7.3 秒の再定義	45
<i>1</i> +	АД D		40
ניו	<b>球D</b>	アノンプ取	40
	D.I D.O	ノノン刀取の足我	40
	Б.2 Б.2	/ ノン	40
	В.3	) ) ンプ 敢 と 向 彼 级 雑 首 源	40
付	録 C	輻射	48
	C.1	向かい合う平板間の輻射	48
	C.2	スーパーインシュレーターによる断熱効果	49
付	録 D	温度計読み取り回路	51
	D.1	回路図	51
	D.2	温度読み取り回路のノイズの理論計算	53
	D.3	温度読み取り回路のノイズの実測値	55
仕	銀豆	その他の開発状況	56
ניו	医1		56
	ц.т Е о	、ノーベル六派台・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	50
	Ľ.2		57
付	録 F	実験装置	61

## 第1章 はじめに

### **1.1**本研究の動機

近年の科学においてレーザー光源は非常に多岐にわたる分野で使用されており、高安定 な光源の必要性はどんどん高まっている。とりわけ、時間標準(周波数標準)の分野にお いては高安定化光源の開発が急務であり、多くの大学や研究所で開発が進められている [1, 2, 3]。本論文では時間標準の新たな候補の一つであるストロンチウム光格子時計に使 用することを目的とした高安定化レーザー光源について述べる。

ストロンチウム光格子時計は2001年に東京大学の香取秀俊によって新たな光周波数標 準の候補として提案された[4]。その後、2003年には原子時計としての基礎実験に成功し [5]、2005年には現在の時間の一次標準であるセシウム原子時計の一桁落ちの精度を実現 した[6]。また、2006年には秒の二次表現として採用されている。

光格子時計は多数の原子を魔法波長と呼ばれる特定の波長でトラップし、プローブレー ザーを使って時計遷移を励起する。原子一つ一つは魔法波長のレーザーによって強固にト ラップされているため衝突やドップラーシフトによる影響を小さくすることができる。ま た、一度に多数の原子の時計遷移を見ることができるため、SN 比の良い信号を得ること ができる。

現在の光格子時計の安定度は時計遷移の読み取りに使用するプローブレーザーの周波数 安定度によって制限されており [7]、本研究で開発されるレーザー光源を用いることによっ て1秒の短期安定度が 10<sup>-17</sup> 台となるような世界最高精度の光格子時計が実現される。こ のレベルの短期安定度を持つ時計はジオイド面の高精度測定や基礎物理定数の恒常性・非 恒常性の測定などを可能にすると考えられている。

#### 1.2 高安定化光源

前節の通り、周波数標準の分野では高安定化光源の開発が急務であるので、本実験では 現在の世界最高の安定度を持つレーザー光源よりも約1桁安定度の高いレーザー光源の開 発を行う。高安定化光源は周波数の基準となる光共振器の共振器長を基準にしてレーザー の周波数を安定化する。したがって、基準となる共振器の共振器長変動がレーザーの周波 数雑音となる。現在主流の高安定化光源は安定化に使用する共振器の鏡の熱雑音によって 周波数安定度が制限されていることがわかっている [8]。そこで、我々は低温で機械的 Q 値の高い単結晶シリコンを鏡の基材およびスペーサーの材質として使用することにより熱 雑音による共振器の共振器長変動を抑え、高い周波数安定度をもつレーザーを実現する。

本論文では以下に示すような構成で高安定化光源の開発に関する報告を行う。まず、第 2章ではFabry-Perot 共振器を用いた周波数安定化の原理について説明を行う。第3章で は周波数雑音の原因となる種々の雑音について説明を行い、それらに対してどのような対 策が有効かについて説明する。第4章では実験装置について説明を行い、第3章での説明 を元に実際の装置でどのような雑音対策が施されているかを説明する。第5章では高安定 化光源の全システムのうち自分が開発を担当している低温システムについて行った実験の 結果を報告し、第6章ではそれらのまとめを行う。

## 第2章 周波数安定化の原理

レーザーの周波数を安定化させるためには非常に高安定な周波数基準を作り、その基準 に対してレーザーの周波数がどの程度ずれているのかを信号として得る必要がある。本実 験では基準となる周波数を Fabry-Perot 共振器の共振周波数とし、レーザーの周波数を安 定化する。

### 2.1 Fabry-Perot 干涉計

Fabry-Perot 干渉計 (以下 FP 干渉計) とは二枚の鏡を向い合せに置いたものである (図 2.1)。FP 干渉計に入射した光は二枚の鏡の間を往復して一部は透過し、一部は反射する。 以下では簡単のため鏡での損失はないものとする。

鏡 1,2 の振幅反射率を  $r_1, r_2$  振幅透過率を  $t_1, t_2$  とし、入射する光の周波数を  $\nu$ 、波長を  $\lambda$ 、共振器長を l とすると、光が共振器長分進む間に生まれる位相差は  $\delta = 2\pi l/\lambda$  なので、入射光の振幅 A と反射光の振幅  $A_r$  の関係は

$$A_{r} = Ar_{1} + At_{1}(-r_{2})t_{1}e^{-2i\delta} + At_{1}(-r_{2})(-r_{1})(-r_{2})t_{1}e^{-2i\delta} + \cdots$$
  
$$= Ar_{1} + At_{1}^{2}(-r_{2})e^{-2i\delta}\sum_{n=0}^{\infty} \left(r_{1}r_{2}e^{-2i\delta}\right)^{n}$$
  
$$= A\left(r_{1} - \frac{r_{2}t_{1}^{2}e^{-2i\delta}}{1 - r_{1}r_{2}e^{-2i\delta}}\right)$$
(2.1)

である。また、入射光の振幅 A と透過光の振幅 At の関係は

$$A_{t} = At_{1}t_{2}e^{-i\delta} + At_{1}(-r_{2})(-r_{1})t_{2}e^{-3i\delta} + At_{1}(-r_{2})(-r_{1})(-r_{2})(-r_{1})t_{2}e^{-5i\delta} + \cdots$$
  
$$= At_{1}t_{2}e^{-i\delta}\sum_{n=0}^{\infty} \left(r_{1}r_{2}e^{-2i\delta}\right)^{n}$$
  
$$= A\frac{t_{1}t_{2}e^{-i\delta}}{1 - r_{1}r_{2}e^{-2i\delta}}$$
(2.2)

である。したがって、共振器の振幅反射率・振幅透過率をrFPC,tFPC とすると

$$r_{FPC} = r_1 - \frac{t_1^2 r_2 e^{-2i\delta}}{1 - r_1 r_2 e^{-2i\delta}}$$
(2.3)

$$t_{FPC} = \frac{t_1 t_2 \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\delta}}{1 - r_1 r_2 \mathrm{e}^{-2\mathrm{i}\delta}} \tag{2.4}$$

となる。



図 2.1: FP 干渉計

次に、光の反射強度 Pr を計算すると

$$P_r = |A_r|^2 = \frac{\{(r_1^2 + t_1^2)r_2 - r_1\}^2 + 4r_1r_2(r_1^2 + t_1^2)\sin^2\delta}{(1 - r_1r_2)^2(1 + F\sin^2\delta)}|A|^2$$
(2.5)

となり、光の透過強度 $P_t$ を計算すると

$$P_t = |A_t|^2 = \frac{t_1^2 t_2^2}{(1 - r_1 r_2)^2} \frac{1}{1 + F \sin^2 \delta} |A|^2$$
(2.6)

となる。ただし、 $F = 4r_1r_2/(1 - r_1r_2)^2$ とした。透過光強度を位相差 $\delta$ の関数としてプロットすると図 2.2 のようになる。このグラフからわかるように透過光強度は $\delta = n\pi$  に鋭いピークを持つ。透過光強度が最大の状態を共振していると呼ぶ。今、共振器長lが一定の場合を考えると、共振する入射レーザーの周波数は

$$\delta = 2\pi \frac{l}{\lambda} = 2\pi \frac{l\nu}{c} = n\pi \Leftrightarrow \nu = \frac{nc}{2l}$$
(2.7)

となる。共振する周波数の差を Free Spectral Range(FSR) と呼ぶ。このときその値は

$$\nu_{FSR} = \frac{c}{2l} \tag{2.8}$$

である。

次に透過光強度のピークの半値全幅  $\nu_{\text{FWHM}}$  を求める。 $r_1 \sim r_2$ のとき式 (2.6) より

$$\frac{1}{1 + F \sin^2\left(\pi l \nu_{\rm FWHM}/c\right)} = \frac{1}{2}$$
(2.9)

となる。ここで、 $\nu_{\rm FWHM} \ll \nu_{\rm FSR}$ のとき sin を展開すれば

$$\nu_{\rm FWHM} = \frac{c}{\pi l \sqrt{F}} \tag{2.10}$$



図 2.2: FP 干渉計の透過光強度

となる。 $\nu_{\rm FWHM}$  と  $\nu_{\rm FSR}$  の比をとり、それを Finesse と呼び F と表す。

$$\mathcal{F} = \frac{\nu_{\rm FWHM}}{\nu_{\rm FSR}} = \frac{\pi \sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2} \tag{2.11}$$

これは、FP 共振器の共振の鋭さを表す指標となる値である。

レーザーの周波数安定化は FP 共振器の共振周波数にレーザーの周波数をロックすることにより実現する。

### 2.2 位相変調光を用いた静的周波数変位の検出

FP 共振器に入射する光の周波数が共振器の共振周波数  $\nu_0 = \omega_0/2\pi$  よりも  $\delta\nu = \delta\omega/2\pi$  だけ静的にずれている状況を考える。この入射光に周波数  $\nu_m = \omega_m/2\pi$ 、変調指数 m の 位相変調をかけると入射光の振幅  $A_i$  は以下のように表せる。

$$A_i(t) = A_0 e^{i(\omega_0 t + m \sin \omega_m t)} = A_0 \sum_{-\infty}^{\infty} J_n(m) e^{i(\omega_0 + n\omega_m)t}$$
(2.12)

ただし  $A_0 = A_i(0)$  とし、入射光強度  $P_i = |A_i|^2$  は時間的に一定で  $P_0 = |A_0|^2$  と等しい。 また、 $J_n(m)$  は n 次の Bessel 関数を表す。 m が小さいとして  $n = 0, \pm 1$  の項だけを扱う とすると、FP 共振器の反射光強度  $P_r(t)$  は (2.3) 式の  $r_{\text{FPC}}$  が  $\omega$  の関数であることに注意 して

$$P_r(t) = |r(\delta\omega)J_0(m) + 2ir(\omega_m + \delta\omega)J_1(m)\sin\omega_m t|^2 P_0$$
(2.13)

と表せる<sup>1</sup>。 $\delta \omega$  が小さいとき  $r(\delta \omega) \simeq r(0) + r'(0)\delta \omega$  と近似でき、共振器の半値全幅  $\nu_{\text{FWHM}}$  が  $\nu_m$  よりも十分に小さいとき  $r(\omega_m + \delta \omega) \simeq 1$  と近似できるので、反射光強度は

$$P_{r}(t) = \left\{ J_{0}^{2}(m) |r(\delta\omega)|^{2} + J_{1}^{2}(m) \right\} P_{0} + \left\{ 8J_{0}(m)J_{1}(m)\frac{t_{1}^{2}}{\Delta\omega^{2}l} \right\} \sin\omega_{m}tP_{0} -2J_{1}^{2}(m)\cos2\omega_{m}tP_{0}$$
(2.14)

となる。ただし、 $\Delta \omega = 2\pi \nu_{\text{FWHM}}$ である。したがって、FP 共振器の反射光をフォトディ テクターで受けてそれを sin  $\omega_m t$  で復調すると

$$P_{rd}(t) = 8J_0(m)J_1(m)\frac{t_1^2}{\Delta\omega^2 l}\delta\omega$$
(2.15)

となり、入射光の周波数と FP 共振器の共振周波数の差を誤差信号として得ることができる。これをレーザーの周波数にフィードバックすることによって FP 共振器の共振周波数を基準とした周波数安定化を行うことができる。

## 2.3 位相変調光を用いた周波数ゆらぎの検出

前節では、入射光が定常的な位相変調光である場合の誤差信号について議論を行ったが、 本節では入射光の周波数が非定常である場合を考える。入射光に位相変調および位相雑音  $\phi(t)$ がある場合の入射光の振幅は

$$A_i(t) = A_0 e^{i(\omega_0 t + m \sin \omega_m t + \phi(t))}$$
(2.16)

と表せる。 $\phi(t)$ は0を中心とした微小な変動と考えられるので、 $\phi(t)$ を各周波数 $\omega_F$ 、振幅  $\phi_F$ の単振動で置き換える。

$$\phi(t) = \phi_F \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_F t} + \phi_F^* \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega_F t}$$
(2.17)

また、 $\phi_F \ll 1$ なので、指数関数を $\phi_F$ の一次までで展開すると入射光の振幅は

$$A_i(t) = A_0 \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_0 t} \sum_{-\infty}^{\infty} J_n(m) \mathrm{e}^{\mathrm{i}n\omega_m t} \left( 1 + \mathrm{i}\phi_F \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_F t} + \mathrm{i}\phi_F^* \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega_F t} \right)$$
(2.18)

となる。したがって反射光の振幅は

$$A_{r}(t) = \sum_{-\infty}^{\infty} J_{n}(m) \mathrm{e}^{\mathrm{i}n\omega_{m}t} \{ r(\omega_{0} + n\omega_{m}) + \mathrm{i}\phi_{F}r(\omega_{0} + n\omega_{m} + \omega_{F}) + \mathrm{i}\phi_{F}^{*}r(\omega_{0} + n\omega_{m} - \omega_{F}) \} A_{0}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_{0}t}$$
(2.19)

となる。前節同様、 $n = 0, \pm 1$ の項だけを考えると $\nu_{\text{FWHM}} \ll \nu_m$ とすれば $r(\pm \omega_m) \simeq 1$ なので

$$A_{r}(t) = J_{0}(m) \left\{ r(0) + i\phi_{F} e^{i\omega_{F}t} r(\omega_{F}) + i\phi_{F}^{*} e^{-i\omega_{F}t} r(-\omega_{F}) \right\} A_{0} e^{i\omega_{0}t}$$
  
+2iJ\_1(m) sin  $\omega_{m}t \left( 1 + i\phi_{F} e^{i\omega_{F}t} + i\phi_{F}^{*} e^{-i\omega_{F}t} \right) A_{0} e^{i\omega_{0}t}$  (2.20)

<sup>1</sup>式が煩雑になるのを防ぐため  $r_{FPC}(\omega)$  を  $r(\omega)$  と表している。

となる。したがって、前節同様に $\sin \omega_m t$ で復調することを考えるとFP 共振器の反射光 強度の復調信号は

$$P_{rd}(t) = 2iJ_0(m)J_1(m) \left\{ i\phi_F e^{i\omega_F t} \left( r(\omega_F) - r(0) \right) + i\phi_F^* e^{-i\omega_F t} \left( r(-\omega_F) - r(0) \right) \right\} + (c.c.)$$
(2.21)

となる。ここで、式 (2.3) に  $e^{-2i\omega_F l} \simeq 1 - 2i\omega_F l$ 、 $1 - r_1 r_2 \ll 1$ の近似を用いて

$$r(\omega_F) - r(0) = t_1^2 \frac{2i\omega_F}{\Delta\omega^2 l} \left[ 1 + \left(\frac{2\omega_F}{\Delta\omega}\right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} e^{i\theta_F}$$
(2.22)

$$\tan \theta_F = -\frac{2\omega_F}{\Delta\omega} \tag{2.23}$$

と近似できる。これを式 (2.21) に代入して計算すると、

$$P_{rd}(t) = 8J_0(m)J_1(m)\frac{t_1^2}{\Delta\omega^2 l} \left[1 + \left(\frac{2\omega_F}{\Delta\omega}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}} \dot{\phi}\left(t + \frac{\theta_F}{\omega_F}\right)$$
(2.24)

となる。したがって、 $\theta_F \ll 1$ のとき、すなわち $\omega_F \ll \Delta \omega$ のとき

$$P_{rd}(t) = 8J_0(m)J_1(m)\frac{t_1^2}{\Delta\omega^2 l}\dot{\phi}(t)$$
(2.25)

となり、入射光の周波数と FP 共振器の共振周波数の差を誤差信号として得ることがで きる。

## 第3章 周波数雑音源

前章において FP 共振器の誤差信号をフィードバックに用いることによって共振器の共振周波数にレーザー周波数をロックすることが可能であることを説明した。したがって、 FP 共振器の共振周波数の安定度がそのままレーザーの周波数の安定度となる。本章では FP 共振器の共振周波数を変化させうる雑音について説明を行う。

#### 3.1 FP 共振器の共振周波数と共振器長

FP 共振器の共振器長 lと共振周波数 vo の間の関係は nを正の整数として

$$\nu_0 = \frac{nc}{2l} \tag{3.1}$$

と表せる。ただし、*n*は共振器の中に存在する共鳴の腹の数である。したがって、共振器 長*l*の微小変化 δ*l*に対する共振周波数の応答は

$$\delta\nu_0 = \frac{nc}{2} \cdot \frac{-1}{l^2} \delta l = -\nu_0 \frac{\delta l}{l}$$
(3.2)

となる<sup>1</sup>。したがって、FP 共振器の共振器変動を抑えることによって FP 共振器の共振周 波数の変動を抑えることができる。

#### 3.2 主な雑音源

本節では FP 共振器の共振器長を変動させる主な雑音源に関して説明する。

#### 3.2.1 ブラウニアン雑音

#### 搖動散逸定理

熱雑音を計算する際に使用する搖動散逸定理について説明する。以下では簡単のため1 次元の場合に関して説明するが、一般にはn次元にまで拡張できる理論である。

一般化された座標を*x、*一般化された力を*F*とする。着目している系に外部の系から与 えられるエネルギーは

$$V = -F(t)x\tag{3.3}$$

 $<sup>{}^{1}\</sup>delta l$ が小さいと仮定しnが変わらないものとした。

と表せるので、孤立系の場合のハミルトニアンに式 (3.3) を加えたものが着目している系のハミルトニアンとなる。次に、系のインピーダンス Z を次式で定義する。

$$Z(\omega) \equiv \frac{F(\omega)}{\mathrm{i}\omega X(\omega)} \tag{3.4}$$

ここで、 $F(\omega)$ 、 $X(\omega)$ はそれぞれ F(t)、x(t)のフーリエ変換である。Zの実部

$$R(\omega) \equiv \operatorname{Re}[Z(\omega)] \tag{3.5}$$

を抵抗と呼び、 $Z(\omega)$ の逆数

$$Y(\omega) \equiv \frac{1}{Z(\omega)} \tag{3.6}$$

をアドミッタンスと呼ぶ。また、アドミッタンスの実部

$$\sigma(\omega) \equiv \operatorname{Re}[Y(\omega)] \tag{3.7}$$

をコンダクタンスと呼ぶ。また伝達関数 H(ω) を次式で定義する。

$$H(\omega) \equiv \frac{X(\omega)}{F(\omega)} \tag{3.8}$$

xのパワースペクトルを $G_x(f)$ とすると $G_x(f)$ は

$$G_x(f) = \frac{4k_B T}{\omega^2} \sigma(\omega) \tag{3.9}$$

と表せ、この関係式を第一種搖動散逸定理と呼ぶ。伝達関数 H(ω) を用いれば式 (3.9) は

$$G_x(f) = -\frac{4k_BT}{\omega} \text{Im}[H(\omega)]$$
(3.10)

と表せる。

伝達関数の虚部は一般化された力と一般化された変位の間の位相遅れを表し、位相遅れ が存在する場合の一般化された力が着目している系にする仕事の平均値が0ではなくなる ため、伝達関数の虚部は系の散逸を表す。したがって、系の散逸と熱雑音は密接な関係を 持っているといえる。

また、一般化された力のパワースペクトル $G_F(f)$ は

$$G_F(f) = 4k_B T R(\omega) \tag{3.11}$$

と表すことができ、この関係を第二種搖動散逸定理と呼ぶ。

#### ブラウニアン雑音のスペクトル

弾性体の機械的な振動モードの一つに着目した場合の運動は調和振動子と考えることが でき、エネルギーの散逸を考えない場合

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + m\omega_0^2 x = 0 \tag{3.12}$$

に従う。ただし、ω<sub>0</sub>は着目している振動モードの共振角周波数である。弾性体が有限温度の熱浴に接している場合、振動子はブラウン運動を行い、その運動方程式は式 (3.12)の右辺に熱雑音力が加わった形で記述される。

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + m\omega_0^2 x = F(t)$$
(3.13)

この式をフーリエ変換することによって周波数空間での運動方程式として

$$-m\omega^2 X(\omega) + m\omega_0^2 X(\omega) = F(\omega)$$
(3.14)

を得る。

エネルギー損失が物体内部で起こる場合は速度に比例する減衰力の代わりに複素ばね定数  $m\omega_0^2 [1 + i\phi(\omega)]$ を用いて

$$-m\omega^{2}X(\omega) + m\omega_{0}^{2}(1 + i\phi(\omega))X(\omega) = F(\omega)$$
  

$$\Leftrightarrow -m[\omega^{2} + \omega_{0}^{2}\{1 + i\phi(\omega)\}]X(\omega) = F(\omega)$$
(3.15)

と記述できる。ただし、 $\phi(\omega)$ は loss angle とよばれ弾性体の内部損失の大きさを表す。また、 $Q = 1/\phi(\omega_0)$ を Q 値と呼び、これは材質に固有の値となる。 実際の測定例において  $\phi(\omega)$ の周波数依存性は小さいと報告されており、その場合には搖動散逸定理からブラウン運動のスペクトルは  $\phi(\omega) = 1/Q$  として

$$G_F(f) = \frac{4m\omega_0^2 k_B T}{Q\omega} \tag{3.16}$$

$$G_x(f) = \frac{4k_B T}{\omega} \frac{\omega_0^2}{mQ| - \omega^2 + \omega_0^2 [1 + i\phi(\omega)]|^2}$$
(3.17)

となる。このとき共振から大きく離れた位置でのスペクトルは

$$G_x(f) = \frac{4k_BT}{\omega} \frac{1}{mQ\omega_0^2} \quad (\omega \ll \omega_0) \tag{3.18}$$

$$G_x(f) = \frac{4k_B T}{\omega} \frac{\omega_0^2}{m Q \omega^4} \quad (\omega \gg \omega_0)$$
(3.19)

となる。ただし、 $\phi(\omega) \ll 1$ として $\phi(\omega)$ の二次の項は無視した<sup>2</sup>。したがって、熱雑音は

1. 温度 T を下げる

2. Q値の高い材質を用いる

ことによって小さくすることが可能である。 そこで本実験では低温で Q 値の高い単結晶シリコン ( $Q \sim 10^8$ )を FP 共振器のスペーサーおよび鏡の基材として用い、それを低温に冷却することで熱雑音を低減する。

 $<sup>^{2}</sup>$ シリコンの  $\phi(\omega)$  は  $10^{-8}$  と小さいため本実験ではこの仮定は正しい。

#### スペーサーのブラウニアン雑音

スペーサーの熱雑音による共振器長変動のスペクトルはスペーサーのすべての固有モー ドに関して式 (3.18) を計算する必要があり一般には数値計算を用いて計算する必要があ る。ここではスペーサーを円柱とし、共振器長変動への寄与が最も大きいと考えられる円 柱の伸縮モードについて考える。

円柱の伸縮モードの換算質量 m は円柱の質量を M として

$$m = \frac{M}{2} \tag{3.20}$$

と表せる。また、スペーサーの材質のヤング率をE,密度を $\rho$ とすれば伸縮モードの共振 周波数は

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{\pi}{l}} \tag{3.21}$$

と表せる。したがってその場合の熱雑音のスペクトルは共振周波数より十分小さな周波数 領域で式 (3.18) より

$$G_x(f) = \frac{4k_BT}{Q_{sp}\omega} \times \frac{2\rho l^2}{\pi^2 EM}$$
(3.22)

となる。ただし、 $Q_{sp}$ はスペーサーのQ値を表す。Mは円柱の半径をRとすれば $M = \rho \pi R^2 l$ と表せるので共振器長揺らぎのスペクトルは

$$G_x(f) = \frac{4k_BT}{Q_{sp}\omega} \times \frac{\rho l}{\pi^3 ER^2}$$
(3.23)

となる。

これに表 3.1 に示す値を代入して計算すると

$$\frac{\sqrt{G_x(f=1 \text{ Hz})}}{l} = 2.9 \times 10^{-19} \ [1/\sqrt{\text{Hz}}]$$
(3.24)

となる。

l	20 cm
R	10 cm
E	135 GPa
$Q_{sp}$	$10^{8}$
ρ	$2331.5~\mathrm{kg/m^3}$
T	3.5 K

表 3.1: スペーサーの熱雑音の計算に用いたパラメータ

#### 鏡の基材のブラウニアン雑音

鏡の基材の熱雑音による共振器長変動のスペクトルは共振周波数より十分小さい周波数 領域において次式のように表すことができる [8]。

$$G_x(f) = \frac{4k_BT}{Q_{su}\omega} \times \frac{1-\gamma^2}{\sqrt{\pi}Ew_0}$$
(3.25)

ただし、w<sub>0</sub>,γはミラー上でのビームサイズおよびミラー基材のポアソン比を表し、Q<sub>su</sub>は 鏡の基材のQ値を表す。したがって、鏡の基材の熱雑音による FP 共振器の共振周波数変 動はミラー上でのビームサイズを大きくすることによって小さくすることが可能である。 これに表 3.2 に示す値を代入して計算すると

$$\frac{\sqrt{G_x(f=1 \text{ Hz})}}{l} = 2.5 \times 10^{-19} \ [1/\sqrt{\text{Hz}}]$$
(3.26)

となる。

E	$135~\mathrm{GPa}$
$Q_{su}$	$10^{8}$
Т	$3.5~{ m K}$
$\gamma$	0.22
$w_0$	$0.5 \mathrm{mm}$

表 3.2: 鏡の基材の熱雑音の計算に用いたパラメータ

#### 鏡のコーティングのブラウニアン雑音

鏡のコーティングの熱雑音による共振器長変動のスペクトルは共振周波数より十分小さ い周波数領域において次式のように表すことができる [15]。

$$G_x(f) = \frac{k_B T}{Q_{co}\omega} \times \frac{2d(1+\gamma)(1-2\gamma)^2}{\pi w_0^2 E(1-\gamma)}$$
(3.27)

ただし、dは鏡のコーティングの厚さを表し、Q<sub>co</sub>はコーティングのQ値を表す。したがって、鏡のコーティングの熱雑音による FP 共振器の共振周波数変動は鏡のコーティングの 厚さを薄くすることによって小さくすることが可能である。

これに表 3.3 に示す値を代入して計算すると3

$$\frac{\sqrt{G_x(f=1 \text{ Hz})}}{l} = 5.3 \times 10^{-18} \ [1/\sqrt{\text{Hz}}]$$
(3.28)

となる。

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>コーティングはシリカ・タンタラの誘電体多層膜コーティングを仮定した。

E	80  GPa
$Q_{co}$	2500
Т	$3.5~{ m K}$
$\gamma$	0.17
$w_0$	$0.5 \mathrm{~mm}$
d	$8~\mu{ m m}$

表 3.3: 鏡のコーティングの熱雑音の計算に用いたパラメータ

#### 3.2.2 熱弾性雑音

鏡にレーザーが当たるとコーティングが局所的に温められることによりミラーのコー ティングが熱膨張を起こし、それによって共振器長が縮む方向に変化する。熱弾性による 共振器長変動のスペクトルは次式のように表すことができる [15]。

$$G_x(f) = \frac{16k_B T^2 (1+\gamma)^2 \alpha^2 \kappa}{\sqrt{\pi} C w_0^3 \omega^2}$$
(3.29)

ただし、 $\alpha, \kappa, C$ はそれぞれ熱膨張率、熱拡散係数、体積熱容量を表す。

したがって、ミラー上でのビームサイズを大きくすることによって熱弾性による影響も 小さくすることができる。

これに表 3.4 に示す値を代入して計算すると

$$\frac{\sqrt{G_x(f=1\text{Hz})}}{l} = 2.1 \times 10^{-20} \ [1/\sqrt{\text{Hz}}]$$
(3.30)

となる。

T	$3.5~\mathrm{K}$
$\gamma$	0.17
$w_0$	$0.5 \mathrm{~mm}$
C	$3.1 \times 10^2 \text{ J/m}^3 \cdot \text{K}$
$\kappa$	$1.22 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$
$\alpha$	$10^{-10} \ 1/{ m K}$

表 3.4: 熱弾性雑音の計算に用いたパラメータ

#### 3.2.3 地面振動雑音

地面振動は共振器の弾性変形を介して共振器長を変動させ、それによって共振器の共振 周波数が変化する。地面振動のスペクトル (S(f)) は

$$S(f) \sim 10^{-7} \times \left(\frac{1 \text{ Hz}}{f}\right)^2 \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$$
 (3.31)

と表され f<sup>-2</sup>の依存性を持つ。地面振動を微小な単振動の重ね合わせと考え

$$x = \int_0^\infty b(f) \sin 2\pi f t \, df \tag{3.32}$$

とすると地面振動による加速度 a は

$$a = x \times (2\pi f)^2 = 4\pi^2 f^2 x \tag{3.33}$$

となる。したがって、地面振動による加速度のスペクトル $S_a(f)$ は

$$S_a(f) \sim 4 \times 10^{-6} \ (\text{m/s}^2) / \sqrt{\text{Hz}}$$
 (3.34)

となる。共振器が加速度を受けたときに長さ変動に変換される効率を振動感度と呼び 1/(m/s<sup>2</sup>)の次元を持つ。したがって、共振器長揺らぎのスペクトルは

$$S_x(f) = AlS_a(f) \tag{3.35}$$

となる。ただし、Aは振動感度を表す。

したがって、地面振動雑音を低減するためには振動感度ができるだけ小さくなるような 支持点で共振器を支持する必要がある。

これに表 3.5 に示す値を代入して計算すると

$$\frac{S_x(f=1 \text{ Hz})}{l} = 3.9 \times 10^{-19} [1/\sqrt{\text{Hz}}]$$
(3.36)

となる。

表 3.5: 地面振動雑音の計算に用いたパラメータ

#### 3.2.4 残留ガス雑音

FP 共振器内は屈折率揺らぎを抑えるために高真空に保たれるが、残留ガスによる影響 で屈折率揺らぎが起こり実効的には共振器長が変化した場合と同様の変化が FP 共振器の 共振周波数に現れる。残留ガスによる実効的な共振器長変動のスペクトルは

$$G_x(f) = \frac{2(n_0 - 1)^2}{(A_0/V_0)\pi w_0^2} \left(\frac{p}{p_0}\right) \left(\frac{T_0}{T}\right) \frac{\tau_R}{2}$$
(3.37)

で表される [16]。ここで  $A_0, V_0, p_0, T_0, n_0$  はアボガドロ定数および標準状態での気体の体積、圧力、温度、気体の屈折率である。また、 $\tau_R$  は

$$\tau_R = \frac{w_0}{u_0} \sqrt{\frac{T_0}{T}} \tag{3.38}$$

で定義される。ただし、*u*<sub>0</sub>は標準状態での気体分子の平均速度を表す。したがって、真空度を高めることで残留ガスによる影響は小さくなる。

本実験における残留ガスの影響は他の雑音源に対して小さいためあまり真空度は問題と ならないが、低温化した際の鏡のコンタミを避けるためにある程度の真空度を達成する必 要がある。

式 (3.37) に表 3.6 に示す値を代入して計算すると4

$$\frac{\sqrt{G_x(f=1 \text{ Hz})}}{l} = 2.5 \times 10^{-20} \ [1/\sqrt{\text{Hz}}]$$
(3.39)

となる。

$n_0 - 1$	$2.52\times10^{-4}$
$A_0$	$6.02\times10^{23}$
$V_0$	$0.024 \text{ m}^3$
$w_0$	$5 \times 10^{-4} \mathrm{~m}$
<i>p</i>	$3 \times 10^{-5}$ Pa
$p_0$	$1 \times 10^5$ Pa
$T_0$	$273.15 { m K}$
Т	3.5 K
$u_0$	$526 \mathrm{~m/s}$

表 3.6: 残留ガス雑音の計算に用いたパラメータ

#### 3.2.5 残留温度揺らぎによる雑音

FP 共振器の温度揺らぎは共振器全体の熱膨張によって共振器長を変化させる。共振器の熱膨張率を $\alpha$ 、温度変動のスペクトルを $S_T(f)$ とすると共振器長変動のスペクトルは

$$S_x(f) = \alpha l S_T(f) \tag{3.40}$$

となる。したがって、熱膨張率が小さい温度に FP 共振器の温度を制御することによって 熱膨張による共振器長変動を減らすことができる。

本実験では共振器の材質として単結晶シリコンを用いるので、18 K 付近に熱膨張率の ゼロ点が存在する。したがって温度を熱膨張のゼロ点に制御することによって温度安定度 に関する要求を緩和することが可能である。また、極低温での熱膨張率は T<sup>3</sup> に比例する。 したがって、温度を十分に小さくすることによって温度安定度に関する要求を緩和するこ とも可能である。

式(3.40)に表3.7に示す値を代入して計算すると

$$\frac{S_x(f=1 \text{ Hz})}{l} = 1.0 \times 10^{-18} [1/\sqrt{\text{Hz}}]$$
(3.41)

となる。

4残留ガスの成分を水として計算した

$\alpha$	$10^{-11} \ 1/{ m K}$
$S_T(f)$	$100/f \text{ nK}/\sqrt{\text{Hz}}$

表 3.7: 残留温度揺らぎによる雑音の計算に用いたパラメータ

#### 3.2.6 光の散射雑音

光が量子であるため、フォトディテクターで光を受ける際に光電流の散射雑音によって 共振器長変動の観測できる最小値が存在する。したがって、それ以下の共振器長変動では フィードバックに用いる信号を得ることができないため周波数安定化の原理的な限界とな る。その観測限界のスペクトルは

$$S_x(f) = \left(\frac{\omega(1 - r_1 r_2)}{\alpha_c |\sin(l\omega/c)|}\right) \sqrt{\frac{\hbar [1 + \mathcal{F} \sin^2(l\omega/c)]}{2\omega_0 \eta P_0}}$$
(3.42)

と表される [16]。ただし、 $\eta, \omega_0$  はそれぞれフォトディテクターの量子効率と入射光の角周 波数を表し、 $\alpha_c$  は

$$\alpha_c = \frac{t_1^2 r_2}{1 - r_1 r_2} \tag{3.43}$$

で定義されるものとする。今、 $l\omega/c \ll 1$ かつ $1-r_1 \ll 1, 1-r_2 \ll 1$ の場合、式 (3.42) は

$$S_x(f) = \frac{\hbar\lambda[1 + (\tau_s\omega)^2]}{4\pi c\eta P_0 \tau_s^2}$$
(3.44)

となる。ただし、*τs*は

$$\tau_s = \frac{l\sqrt{\mathcal{F}}}{c} \tag{3.45}$$

とする。

式(3.44)に表3.8に示す値を代入して計算すると

$$\frac{S_x(f=1 \text{ Hz})}{l} = 5.7 \times 10^{-21} \ [1/\sqrt{\text{Hz}}]$$
(3.46)

となる。

#### 3.2.7 最終的な雑音レベル

本章で計算した雑音を周波数依存性も取り入れて計算したグラフを図 3.1 に示す。この 結果を見ると今回開発する共振器は本実験で目標としている

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = 10^{-17} \ @1 \text{ Hz} \tag{3.47}$$

を達成できるような設計となっている。

$t_1$	0.0056
$r_1$	0.99998
$r_2$	0.99998
$\mathcal{F}$	100000
$\omega_0$	$2.7 \times 10^{15} \text{ rad/s}$
$\eta$	0.7
$P_0$	$1 \mathrm{mW}$
l	$20~{\rm cm}$

表 3.8: 散射雑音の計算に用いたパラメータ



図 3.1: 最終的な雑音レベル

19

## 第4章 実験装置

本節では本実験で用いる実験装置について説明する。また、本実験では1秒でのアラン 分散評価で  $10^{-17}$ 台の安定度を持つレーザーの開発を目指すので、 $\delta l/l$ の揺らぎのスペク トルとして  $10^{-17}$   $[1/\sqrt{\text{Hz}}]$  @1 Hz を目標とする。図 4.1 は高安定化光源のシステム構成 の概念図である。以下ではそれぞれの構成要素に関して詳しく説明を行う。



図 4.1: 高安定化光源のシステム構成

#### 4.1 光共振器

スペーサーや鏡の熱雑音の低減はレーザーの周波数雑音を低下させるために非常に重要 な要素のひとつである。前節で述べたとおり熱雑音の大きさはQ値の1/2乗に反比例す るので、できるだけ機械的Q値の大きな材質を選ぶことが重要となる。また、共振器の温 度変動による熱膨張によって共振器長が変動するため熱膨張の小さい材質であることも重 要である。そこで、本実験では低温での機械的Q値が高い単結晶シリコンを周波数基準 となる共振器の材質として使用する。単結晶シリコンは18K付近に熱膨張のゼロ点を持 ち、熱膨張率の観点からも共振器の材質として優れている。表4.1に本実験で作成した共 振器および鏡のパラメータを示す。

共振器の材質	単結晶シリコン
共振器長	$20 \mathrm{~cm}$
共振器径	$20 \mathrm{~cm}$
鏡の材質	単結晶シリコン
鏡の大きさ	1 in
鏡の曲率	$3 \mathrm{m}$
ビーム径	$0.5 \mathrm{~mm}$
コーティングの種類	シリカ・タンタラ
コーティングの厚み	$8~\mu{ m m}$
共振器のフィネス	100000

表 4.1: シリコン共振器のパラメータ

### 4.2 プレ安定化レーザー

プレ安定化レーザーのセットアップを図 4.2 に示す。安定化するレーザー光源として外部共振器型半導体レーザー (ECDL) を使用する。ECDL は図 4.3 のようにレーザーダイオード、レンズ、回折格子からなり、回折格子の角度を変更することによってレーザーの波長を変更することが可能である。本実験での波長は Sr 光格子時計のプローブ光の波長である 698 nm の倍波である 1396 nm を使用する。これは単結晶シリコンが可視光に対して透明でなく、直接 698 nm の光を共振させることが困難なためである。

ECDL から発生した光はモードクリーナー (MC) と呼ばれる三角共振器に入射し、その誤 差信号を ECDL にフィードバックすることによって周波数安定化を行うとともに空間モー ドの整形を行う。



プレ安定化レーザー

図 4.2: プレ安定化レーザーの構成



図 4.3: ECDL の基本構成

### 4.3 ヘキサポッドステージ

本実験では光共振器を地面振動および冷凍機由来の振動から防振するために能動防振 ステージ(ヘキサポッドステージ)を用いる。これは受動的な防振システムでは冷凍機由 来の振動を防振することが困難なためである。ヘキサポッドステージの概念図を図 4.4 に 示す。

ヘキサポッドステージはピエゾの組み込まれた6本の足を持ったステージで、ステージ の天板にはジオフォンと呼ばれる小型の速度センサーが取り付けられている。ジオフォン で読み取られたステージ天板の速度信号はピエゾの電圧にフィードバックされ、ピエゾの 長さを制御することによって6自由度の防振を行うことができる。

ヘキサポッドの性能に関する要求値は式 (3.35) によって決まるため、振動感度を小さ くすることによって要求値を緩和することができる。理論的には振動感度 A = 0 となる点 が存在し、その点で支持することができれば防振は不要である。しかし、実際には厳密に A = 0 とすることは困難なため防振が必要となる。 $A = 10^{-11}[1/(\text{m/s}^2)]$  とするとヘキサ ポッドステージに対する要求値は式 (3.35) より

$$S_a(f) < 1 \times 10^{-6} \text{ (m/s^2)}/\sqrt{\text{Hz}}$$
 (4.1)

となる。



図 4.4: ヘキサポッドステージの概念図

### 4.4 ヘリウム再凝縮型パルスチューブ冷凍機

本実験で使用する冷凍機のシステムを図4.5に示す。冷凍機は主にコンプレッサー、チャンバー、1st ステージ、2nd ステージから構成される。チャンバー内にはヘリウムガスが 導入され、2nd ステージによって冷却されたヘリウムガスが液化してチャンバーの底を冷 却する。これにより冷凍機の2nd ステージの振動を光共振器に伝わりにくくすることがで きる。また、液体ヘリウムは温度安定度が高いので、レギュレータを用いてチャンバー内 の圧力を一定に保つことでヒートリンクを用いて冷却する場合よりも高い温度安定度を得 ることができると期待されている。



図 4.5: 冷凍機システム

## 4.5 クライオスタット

本実験に用いるクライオスタットの構成を図 4.6 に示す。以下では各々の構成要素に関して詳細を説明する。



図 4.6: クライオスタットの構成

#### 4.5.1 真空システム

クライオスタット内は光の屈折率揺らぎによる光路長変動を抑えるために高真空に保た れる。真空度に対する要求値は式(3.37)の結果を用いて

$$\frac{\sqrt{G_x(f)}}{l} < 10^{-17} \ 1/\sqrt{\text{Hz}}$$
(4.2)

で定まり、この条件から真空度に対する条件を求めると、

$$p < 4.7 \text{ Pa}$$
 (4.3)

と求まる。ただし、残留ガスを水分子と仮定し計算には表 4.2 のようなパラメータを用いた。

ただし、実際の実験系では冷却によるコンタミを防ぐためにもっと高い真空度にする必 要がある。

$n_0 - 1$	$2.52\times10^{-4}$
$V_0$	$0.024 \text{ m}^3$
$w_0$	$5 \times 10^{-4} \mathrm{m}$
$p_0$	$1 \times 10^5$ Pa
$T_0$	$273.15 { m K}$
Т	4 K
$u_0$	526  m/s

表 4.2: 真空度に対する要求値計算に用いたパラメータ

#### 4.5.2 輻射シールド

図 4.6 で示したように、クライオスタット内は常温部と低温部に分かれており、低温部 は常温部からの輻射を受ける。常温部からの輻射の大きさはステファン・ボルツマン則に 従い、単位面積当たりが受け取る輻射の大きさは

$$Q = \varepsilon_{eff} \sigma T^4 \, \mathrm{W/m^2} \tag{4.4}$$

で表される。ただし、 $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W/K}^4 \text{m}^2$ はステファンボルツマン定数、 $\varepsilon_{eff}$ は実 効的な輻射率を表す。T = 300 K、 $\varepsilon_{eff} = 1$ として式 (4.4)を計算すると、

$$Q = 460 \text{ W/m}^2$$
 (4.5)

となり、非常に大きな入熱なので冷却は困難である。したがって、常温部からの輻射を低 温部に伝えないために二層の輻射シールドを用いる。

2nd ステージにつながる輻射シールドは銅板に金コーティングをしたもの(銅シールド) を用い、1st ステージにつながる輻射シールドはアルミ板(アルミシールド)を用いる。ア ルミ板のシールドの外側にはスーパーインシュレーターを巻き付け、常温部からの輻射熱 を低減する<sup>1</sup>。

#### 4.5.3 断熱スタック

シリコン光共振器は常温のヘキサポッドステージの上に置かれるため、常温部からの熱 伝導による入熱が存在する。したがって、できる限り常温部との接触面積を減らすことに よって入熱を減らす必要がある。しかしながら、シリコン共振器はヘキサポッドステージ によってアクティブに防振するので、ヘキサポッドステージとシリコン共振器はリジッド に固定されている必要がある。本実験ではこれらの条件を図4.7 に示すようなスタックと ガラス球を用いて実現する。

スタックにはガラス球の直径よりも少しだけ小さい穴があけられており、そこにはめ込 まれた球を介してスタックを積み上げる。このような構造をとることにより、理想的には スタックとガラス球の接触は一次元的な接触となり、熱の移動を抑えることができる。ま

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>スーパーインシュレーターの層数は 40 層程度なので、常温からの輻射熱は 40 分の 1 以下まで低減する。



図 4.7: 断熱スタックの模式図

た、シリコン共振器やスタックの自重でスタックとガラス球は強く押し付けあっているた めシリコン共振器とヘキサポッドステージの位置関係をリジッドに定めることができる。 スタックの材質は最上段が銅(銅スタック)でそれ以外の段はステンレス(ステンレスス タック)である。ステンレススタックは熱伝導率が小さいため常温からの熱流を小さくす る効果があり、銅スタックは熱伝導率が高いためシリコン共振器内の温度勾配を小さくす る効果がある。

#### 4.5.4 温度揺らぎに対する要求値

シリコン共振器の温度揺らぎに対する要求値は式(3.40)によって定まり

$$\frac{S_x(f)}{l} = \alpha S_T(f) < 10^{-17} \ 1/\sqrt{\text{Hz}}$$
(4.6)

となる。単結晶シリコンの熱膨張率は4K近傍でおよそ

$$\alpha \simeq 10^{-11} \ 1/\mathrm{K}$$
 (4.7)

程度なので、温度揺らぎのスペクトルに直せば

$$S_T(f) < 100 \text{ nK}/\sqrt{\text{Hz}} \ @ 1 \text{ Hz}$$
 (4.8)

程度の温度安定度が必要となる。

## 第5章 実験結果

本章ではまず、低温シリコン光共振器の開発計画の全体像を説明し、それに必要な実験の中で実際に自分が関わった実験およびその結果について説明する。

### **5.1** 本研究の全体像

図 5.1 に高安定化光源の開発に必要な作業工程を示す。第4章で説明したとおり、高安 定化光源の構成要素は大きく

- 1. 光共振器
- 2. プレ安定化レーザー
- 3. ヘキサポッドステージ
- 4. クライオスタット

からなり、現在はそれぞれの構成要素の製作がおおむね終了し、それぞれの構成要素に関 する性能評価を行っている。また、それと並行して要素技術の検証実験や各構成要素の統 合に必要なものの準備を並行して進めている。

以下では図 5.1 の内、自分が実際に行った実験(図 5.1 の赤線で囲まれた範囲)に関して報告を行う。



図 5.1:本研究の全体像。 図中の水色で囲まれた作業工程は 2012 年 2 月の時点で終了していたものを表す。図中のピンク色で囲まれた作業工程は 2012 年 1 月の時点で終了したものを表す。また、赤線で囲まれた項目は共振器開発の中で自分が関わった部分を表す。

## 5.2 オプティカルコンタクトの冷却試験

オプティカルコンタクトとは綺麗に研磨した二つのものを押し付けることによって接合 する接合技術のことで、本実験ではスペーサーと鏡の接合部に使用される(図 5.2)。しかし ながら、シリコンのオプティカルコンタクトを極低温まで冷却したという実験はなく、低 温化による熱歪みの影響でオプティカルコンタクトが外れてしまう可能性が指摘された。 そこで、オプティカルコンタクトのサンプル(直径1インチ、厚さ5 mm)を用いて温度 変化に対する強度の確認を行った。

本実験ではスペーサーと鏡が同じ材質のため熱膨張率は同じである。したがって、低温 化による熱歪みは冷却中の温度の非一様性に起因するものであると考えられる。温度の非 一様性による熱歪みの効果は冷却速度がシリコンの熱拡散時間に対して十分遅い場合小さ くなると考えられるので、接合したサンプルの片面のみを液体窒素につけて急速冷却する ことによって実際の冷却のときに破損しないかどうかの確認を行った<sup>1</sup>。

実験は液体窒素にサンプルをつけ、常温に戻すという熱サイクルを3回行った。その結 果、オプティカルコンタクトのサンプルは外れなかったので、低温化による熱歪みでオプ ティカルコンタクトが外れることはないということが分かった。



図 5.2: 鏡の接合

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>実際の冷却には4Kまでの冷却に20時間程度かかるため、急速冷却によって破損しなければ実際の冷却では破損しないと考えられる。

## 5.3 プレ安定化レーザーの性能評価

プレ安定化レーザーは共同研究者である東京大学大学院工学系研究科博士研究員の大前 宣昭氏が光学設計・回路設計を行い、ネオアーク株式会社の波多野智氏が製作を行った。 本節では完成したプレ安定化レーザーの誤差信号を用いて行った性能評価について説明を 行う。

プレ安定化レーザーの構成は図 4.2 のようになっており MC で得られた誤差信号をレー ザーにフィードバックすることによりプレ安定化を行う。図 5.3 に得られた誤差信号のス ペクトルを、図 5.4 と図 5.5 にフィードバックのオープンループ伝達関数および位相のグ ラフを示す。

ユニティゲインは図 5.4 より 200 kHz 程度とわかる。図 5.5 より 300 kHz 以降の位相遅 れが激しいため位相を戻すように回路を変更しても大幅なユニティゲインの改善は難しい。



図 5.3: 誤差信号スペクトル







図 5.5: フィードバックの位相

#### 5.4 初期冷却時間

本節では常温から極低温に冷却するのにかかる初期冷却時間について説明する。

図 5.6 に常温から極低温まで冷却した際の温度曲線を示す。現在のセットアップではシ リコン共振器がクライオスタット内に入っていないため、最終的なセットアップでは銅ス タックが極低温になるまでにかかる時間は長くなると考えられる。

現在のセットアップで極低温まで冷える部分(銅シールドおよび銅スタック)の熱容量  $E_{Cu}(T)$ とすれば極低温になるまでに取り除かなければならない熱量は

$$Q_{cu} = \int_{4}^{300} C_{cu}(T) \ dT \simeq 1.6 \times 10^6 \ \mathrm{J}$$
(5.1)

となる。一方シリコン共振器の熱容量を $C_{si}(T)$ とすれば極低温になるまでに取り除かな ければならない熱量は

$$Q_{si} = \int_{4}^{300} C_{si}(T) \ dT \simeq 2.2 \times 10^6 \ \mathrm{J}$$
 (5.2)

となる。したがって、初期冷却時間は現在の冷却時間を17時間として

$$\tau = 17 \times \frac{Q_{cu} + Q_{si}}{Q_{cu}} \simeq 40 \text{ hour}$$
(5.3)

程度になると予想される。

現在の冷却ではアルミシールドおよびステンレススタックの冷却に 40 時間以上の時間 がかかっているので、シリコン共振器を入れた場合でも初期冷却にかかる時間はほとんど 変わらないと考えられる。



図 5.6: 初期冷却時間。 グラフは赤、緑、青、紫の順に銅シールド、銅スタック、アルミ シールド、ステンレススタックの温度を表す。

### 5.5 温度の伝達関数測定

冷凍機の温度変動がどの程度光共振器の温度変動につながるかを測定するために銅シー ルドの天板から銅スタックまでおよびステンレススタックから銅スタックまでの温度変動 の伝達関数を測定した。図 5.7 に本実験のセットアップ図を示す。

銅シールドと銅スタックの間のヒートリンクは8本で測定を行った。温度計は銅シール ドの天板および銅スタック、ステンレススタックに取り付けられており、天板の温度計お よびステンレススタックの温度計の直近にヒーターが取り付けられている。ヒーターには ファンクションジェネレーターから特定の周波数で電圧を加え温度計の両端電圧の変化を データロガーで記録する。記録したデータはデジタル的にロックイン検波を行い、測定の 精度を向上させている。図 5.8、図 5.9 に伝達関数の測定データを示す。



図 5.7: 伝達関数測定のセットアップ



図 5.8: 温度の伝達関数 (銅シールドから銅スタックまで)。赤の点が実測値、緑の線は三 次のスプライン補間をした曲線を表す。高周波側の補外は対数でフィットした直線になっ ている。



図 5.9: 温度の伝達関数 (ステンレススタックから銅シールドまで)。赤の点が実測値、緑の線が対数で最小二乗フィットした直線を表す。

#### 5.6 温度安定度測定

銅スタックの温度スペクトルの測定データを図 5.10 に示す。 銅スタックには熱源が存在しないので、温度揺らぎの伝達経路としては、

1. 冷凍機の温度揺らぎによるもの

2. 室温の温度揺らぎによるもの

の二種類が考えられる。本実験において前者は銅シールドの温度安定度、後者はステンレ ススタックの温度安定度に対応する。図 5.11、図 5.12 に銅シールドの温度スペクトルお よびステンレススタックの温度スペクトルの測定データを示す。

銅スタックの温度揺らぎを決めているのは銅シールドの温度揺らぎとステンレススタッ クの温度揺らぎと考えられるので

$$S_T^{cus}(f) = \sqrt{\left(S_T^{cush}(f)H^{cush}(f)\right)^2 + \left(S_T^{fes}(f)H^{fes}(f)\right)^2}$$
(5.4)

となる。ただし、 $S_T^{cus}(f)$ ,  $S_T^{cush}(f)$ ,  $S_T^{fes}(f)$  はそれぞれ、銅スタック、銅シールド、ステン レススタックの温度スペクトルを表し、 $H^{cush}(f)$ ,  $H^{fes}(f)$  はそれぞれ、銅シールドから銅 スタックまでおよびステンレスシールドから銅シールドまでの伝達関数を表す。銅シール ドおよびステンレススタックの温度安定度から式 (5.4) を計算した結果を図 5.13 に示す。

したがって、図 5.10 は実際の温度揺らぎを反映していないと考えられる。本実験で用いた回路のノイズレベルで測定できる温度の限界  $(T_n)$  は

$$T_n \simeq 7.4 \ \mu \mathrm{K} / \sqrt{\mathrm{Hz}}$$
 (5.5)

なので<sup>2</sup>、現在は回路ノイズで測定限界となっている。

現在の1 Hz での温度安定度は図 5.13 より

$$S_T(f) < 400 \text{ nK}/\sqrt{\text{Hz}} @1 \text{ Hz}$$
 (5.6)

程度と見積もることができ、これは銅シールドの温度変動由来の温度揺らぎであると考えられる。

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>詳しいことは付録 D.3 で解説する







図 5.11: 銅シールドの温度安定度







図 5.13: 銅スタックの温度安定度(計算値)

## 第6章 まとめ

#### **6.1**本研究の結果

本研究では前章で述べたとおり低温シリコン光共振器を製作するための技術検証および 設計・開発した装置の性能評価を行った。以下に本研究による主な成果を示す。

- オプティカルコンタクトによって接合されたシリコンを極低温まで冷却したという 実験は今まで行われておらず、冷却によってオプティカルコンタクトが外れること が懸念されていたが、本実験で取り付けた鏡が冷却によって外れてしまう可能性は 低いことがわかった。
- 2. モードクリーナー (MC) を用いて ECDL のプレ安定化を行い、MC の誤差信号を用いてレーザーの安定度の評価を行った。その結果  $\Delta \nu / \nu = 2 \times 10^{-14}$  @ 1 Hz 程度の安定度を持つレーザーが完成した(プレ安定化レーザー)。
- 3. 常温から極低温まで光共振器を冷却するのにかかる時間の見積もりを行った。その 結果、光共振器が冷却されるまでにかかる時間は40時間程度となり、アルミシール ドおよびステンレススタックの冷却にかかる時間よりは短いため現在と同じ約2日 で極低温まで冷却ができるとわかった。
- 4. 銅シールドの温度揺らぎから銅スタックの温度揺らぎまでの温度の伝達関数を測定した。また同様にステンレススタックの温度揺らぎから銅スタックの温度揺らぎまでの伝達関数も測定した。
- 5. 銅スタックの温度揺らぎのスペクトルを測定した。測定結果は実際の温度揺らぎを 反映していなかったが銅シールドから銅スタックまでの伝達関数を考えることによ り、1 Hz での温度変動は  $S_T(f) < 400 \text{ nK}/\sqrt{\text{Hz}}$  を満たしていると考えられる。

### 6.2 今後の研究

現状では目標とする温度安定度を達成できていないため、早く目標となる温度安定度を 達成する必要がある。温度安定度の目標を達成するための手段としては以下の二つが考え られる。

- 1. アクティブに温度制御を行うことにより温度揺らぎを抑える。
- 2. シリコン共振器と冷凍機の間に熱抵抗を入れることによってパッシブに温度を安定 化する。

前者は温度揺らぎが実際に測定できている領域では回路のノイズレベルまで温度変動を 抑制することができるが、現在の回路では実際の温度変動は読み取れていないのでもっと 精度よく読み取れる回路を製作する必要がある。

後者は現在の温度安定度をパッシブに4倍よくする必要があるため、伝達関数のカット オフ周波数を下げる必要がある。そのためにはシリコン共振器と銅スタックの間にステン レスの板などの熱伝導率の悪いものをはさむ必要があり、初期冷却時間が伸びてしまうと いう欠点がある。

今回目標とする 100 nK/√Hz @1 Hz という温度安定度は非常に小さく、アクティブな 安定化を行うことは非常に困難であると考えられるので、パッシブな温度安定化を行うこ とによって、目標とする温度安定度を達成する。

このような方針で目標となる温度安定度を達成した後に、シリコン光共振器を実際に冷却し、低温下でレーザーをロックすることによって  $\Delta \nu / \nu = 10^{-17}$  @ 1 Hz となるような レーザー光源を開発する。開発されたレーザーは東京大学工学系研究科香取研究室におい てストロンチウム光格子時計のプローブレーザーとして使用される予定である。

## 付 録 A 光格子時計

本節では開発中のレーザーの応用先である光格子時計について説明を行う。

### A.1 光格子時計とその他の光時計

現在の時間の一次標準はセシウム原子の基底状態の超微細構造間マイクロ波遷移(約 9.2 GHz)を利用した原子時計であるが、近年、光周波数標準がマイクロ波周波数標準に 匹敵する精度を達成し、光周波数標準への移行が予測されている。

光周波数標準を用いた光時計の候補としては

1. イオントラップされた単一イオン

2. レーザー冷却された中性原子集団

の二種類が挙げられてきた。

前者はラム・ディッケ束縛によって一次のドップラーシフトが除去されている。また、 単一イオンであるので、他の原子(イオン)との相互作用による周波数シフト(衝突シフ ト)がないという利点がある。しかしながら、1個のイオンを観測しなければならないた め、測定のS/Nが悪いという欠点がある。

一方、後者は約10<sup>6</sup>個という多数の原子を観測できるためS/Nの良い信号を得ることができる。しかしながら、各々の原子が完全にはトラップされていないため残留ドップラーシフトやプローブ光の波面のゆがみに起因するドップラーシフトが存在するなどの欠点がある。

これらの光周波数標準候補に対し、両者の利点を両立する光格子時計の概念が2001年 に東京大学の香取秀俊教授によって発表され、2003年にはこの原理に基づく原子時計の基 礎実験に成功した。また、2012年12月現在ではストロンチウム光格子時計およびイッテ ルビウム光格子時計が秒の二次表現として採用されている。

#### A.2 自由空間中の原子のスペクトル

自由空間中を速度 v で運動する原子のスペクトルは

$$\nu_{abs} = \nu_0 + \frac{\vec{k} \cdot \vec{v}}{2\pi} - \frac{\nu_0}{2} \left(\frac{|\vec{v}|}{c}\right)^2 + \frac{1}{2\pi} \frac{\hbar |\vec{k}|^2}{2m} \tag{A.1}$$

で表される。ただし、 $\nu_0$ は原子の無摂動状態でのスペクトル、 $\vec{k}$ はスペクトルの波数ベクトルを表す。

式(A.1)の第二項は一次のドップラーシフト、第三項は二次のドップラーシフト、第四 項は反跳シフトを表す。原子の無摂動状態のスペクトル ν<sub>0</sub>を観測するためにはこれらの 摂動による影響を除去する必要がある。これを達成するために光格子時計に用いられる原 子はラム・ディッケ束縛と呼ばれる強い束縛条件でトラップされる必要がある。

## A.3 ラム・ディッケ束縛

原子が自身の発する放射の波長よりもずっと小さな領域に閉じ込められているときその 放射の波長は一次のドップラー効果の影響を受けない。また、原子などの量子吸収体がそ の吸収波長よりもずっと小さな振幅でトラップされている場合、吸収スペクトルのドップ ラー拡がりはなくなる。

調和振動子型ポテンシャルに捕獲された角振動数 $\omega_m$ で振動する原子は実験室系での電 場 $\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \sin \omega t$ に対して、位相変調のかかった放射場

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \sin\left(\omega t + \eta \sin \omega_m t\right) \tag{A.2}$$

を感じる。この変調電場をベッセル関数で展開すると、

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \sum_{-\infty}^{\infty} J_n(\eta) \sin(\omega + n\omega_m) t$$
(A.3)

となり、搬送波周波数の周りに角周波数  $\omega \pm n\omega_m$  の側帯波がたったものとなる。位相変 調が弱く搬送波だけが生き残る条件は

$$\eta \equiv \frac{\Delta\omega}{\omega_m} = \frac{2\pi x_{max}}{\lambda} = kx_{max} < 1 \tag{A.4}$$

と表せる。ただし $\Delta \omega$ はドップラーシフトの量を表し、

$$\Delta\omega = \frac{\omega\omega_m x_{max}}{c} = \frac{2\pi\omega_m x_{max}}{\lambda} \tag{A.5}$$

と表せる。また、xmax は原子の変位の最大値である。

振動の振幅が *d* < 2*x*<sub>max</sub> に制限されている原子を考えると、この領域の半径が

$$d < \frac{\lambda}{\pi} \tag{A.6}$$

を満たしているとき η < 1 が成り立ち、この条件はラム・ディッケ束縛条件と呼ばれる。 閉じ込めが強くなると、搬送波周波数以外の周波数は吸収されなくなるため吸収線のドッ プラー広がりが無視できるようになる。

また、3次元調和振動子型ポテンシャル中の原子の波動関数を

$$\Psi = |n_x\rangle |n_y\rangle |n_z\rangle = |n\rangle \tag{A.7}$$

とすると、この原子に対して運動量 ħk の光子が入射したときの原子の散乱断面積は

$$\sigma \cong \sigma_0 |\left\langle n + m \left| \exp(i\vec{k} \cdot \vec{x}) \right| n \right\rangle|^2$$
(A.8)

と表せる。ここで原子がラム・ディッケ束縛されているとき $\vec{k} \cdot \vec{x} \ll 1$ なので式(A.8)は

$$\sigma \cong |\left\langle n+m \left| 1+i\vec{k}\cdot\vec{x}+\cdots \right| n \right\rangle|^2 \propto |\left\langle n+m \right| n \right\rangle|^2 = \delta_{n+m,n}$$
(A.9)

となる。したがって、原子がラム・ディッケ束縛されている場合、光子の反跳による他の 振動準位への励起も抑制され、反跳シフトの影響が除去される。

### A.4 光定在波トラップ

光格子時計ではレーザー光の電磁場により電気双極子を誘起し、その電気双極子とレー ザー電場との相互作用によって原子をトラップする。今、角周波数 $\omega$ の電場 $\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \cos \omega t$ と相互作用する原子を考えると原子の状態 |g) のエネルギーシフトは

$$\Delta E_g = -\frac{1}{2}\alpha(\omega)\left\langle\varepsilon(t)^2\right\rangle \tag{A.10}$$

と表される。ここで、(・・・)はサイクル平均を表し

$$\alpha(\omega) = \frac{2}{\hbar} \sum_{n} \frac{\omega_{ng}}{\omega_{ng}^2 - \omega^2} |\langle \mathbf{e}_{\mathbf{n}} | d | \mathbf{g} \rangle|^2$$
(A.11)

は双極子分極率である。ただし、 $\omega_{ng}$ 、 $\langle e_n | d | g \rangle$ はそれぞれ、状態  $| g \rangle$ と状態  $| e_n \rangle$ の間の遷移角周波数および双極子モーメントを表す。

簡単のために  $|g\rangle$ ,  $|e\rangle$  の二つの状態からなる原子を考えると  $\omega_{eg} > \omega$  のとき  $\Delta E_g < 0$  と なりレーザー強度の強い領域に向かって力が働く。この力によって原子をトラップすることができる。

次に、光定在波の腹に原子をトラップすることを考える。対向する二本のレーザー光に よる定在波の電場の空間分布は

$$\varepsilon(z,t) = \varepsilon_0(\cos(kz - \omega t) + \cos(-kz - \omega t))$$
(A.12)

と表せるので、このような光による状態のエネルギーシフトは式(A.10)から

$$\Delta E_g = U(z) = U_0 \frac{1 + \cos 2kz}{2}$$
(A.13)

となる。ただし $U_0 = -\frac{1}{2}\alpha(\omega)(2\varepsilon_0^2)$ は定在波の腹の位置でのポテンシャルの深さを表す。 式 (A.13) をz = 0(定在波の腹)の周りで展開すると

$$U(z) = U_0 - \frac{1}{2}(2U_0k^2)z^2 + O(z^4)$$
(A.14)

となる。トラップされている原子の質量を m とすると振動角周波数

$$\Omega = k \sqrt{\frac{2U_0}{m}} \tag{A.15}$$

の調和振動子ポテンシャルが形成されていると考えることができる。このような調和振動 子型のポテンシャルの基底状態に原子がいるときその振動の振幅は

$$d = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\Omega}} \tag{A.16}$$

と表すことができ、Ωを大きくする(これは定在波を発生させる光の強度を大きくするこ とに対応する)ことによって原子を非常に狭い領域に閉じ込めることが可能である。

このとき、原子がラム・ディッケ束縛されているかどうかの指標となるラム・ディッケ パラメータ n は時計遷移の波数 k<sub>clock</sub> を用いて

$$\eta = k_{clock}d\tag{A.17}$$

で定義される。

また、簡単のために一次元のみを考えたが三次元には容易に拡張することができ、その 場合には原子間の衝突による効果も除去することができる。

#### A.5 魔法波長

前節で光定在波トラップによって原子をラム・ディッケ束縛することができることを示したが、トラップするためのエネルギーシフトは時計遷移のスペクトルに対しても周波数シフトを引き起こす。時計遷移を状態  $|g_0\rangle - |e_0\rangle$ の遷移とし、光定在波トラップに用いる光の波長を $\lambda_{trap}$ とすると時計遷移の周波数は

$$\nu_{clock} = \nu_0 - \frac{1}{2} \left( \alpha_{g_0}(\lambda_{trap}) - \alpha_{e_0}(\lambda_{trap}) \right) \left\langle \varepsilon(t)^2 \right\rangle \tag{A.18}$$

となり、無摂動状態の原子のスペクトルに対し、上下準位のシュタルクシフトの差に応じ た周波数シフトが引き起こされる。そのため、トラップする光の強度の時間的・空間的な変 動に対し時計遷移の周波数が変化してしまうため、大きな不確定性の原因となってしまう。

しかしながら、光定在波トラップをする波長を

$$\alpha_{g_0}(\lambda_{magic}) = \alpha_{e_0}(\lambda_{magic}) \tag{A.19}$$

となるような波長に選ぶことによってこの効果を除去することができる。この波長 $\lambda_{magic}$ を魔法波長と呼ぶ。

上記の説明では簡単のために電場の三次以上の効果は無視したが、実際のシュタルクシ フトによるエネルギーシフトは電場の四次以上(光の強度 P の二次以上)の効果もある ため

$$\Delta E = -\Delta \alpha P + \Delta \beta P^2 + O(P^3) \tag{A.20}$$

と表せる。式(A.19)を満たすとき、第一項の効果を打ち消すことができるが依然として 第二項以降の効果は残る。したがって、第二項以降の効果を小さくするためには光の強度 を小さくする必要がある。

A.4 では光定在波の腹に原子をトラップすることを考えたが  $\omega_{eg} < \omega$  とすることによっ て  $\Delta E_g > 0$  となりレーザー強度の弱い位置(定在波の節)に原子をトラップすることが可 能であり、光強度の高次の項によるシュタルクシフトの影響も小さくすることができる。

#### A.6 ストロンチウム光格子時計の例

本節ではストロンチウム光格子時計を例にとり、前節までの内容をまとめる。

#### A.6.1 光定在波トラップ

ストロンチウム原子を波長 800 nm の光でトラップすることを考える。状態 |g) として基 底状態 <sup>1</sup>S<sub>0</sub>、状態 |e) として励起状態 <sup>1</sup>P<sub>1</sub> を考えると直径 100  $\mu$ m に集光した 1 W のレー ザーによるポテンシャルの深さはおよそ  $\Delta E_{^{1}S_{0}} = 6.4 \times 10^{-29}$  J となる。これを温度に換 算すれば

$$T = \frac{\Delta E_{^{1}S_{0}}}{k_{B}} = 4.6 \times 10^{-6} \text{ K}$$
(A.21)

となる。これは非常に浅いポテンシャルであるが、スピン禁制遷移を用いたレーザー冷却 によって冷却された原子はおよそ1 µK 程度まで冷却されるので、十分トラップすること ができる。

このレーザー光によって原子をトラップしたとき、トラップ周波数は

$$\Omega = 2\pi \times 74 \text{ kHz} \tag{A.22}$$

なので、振動の振幅は

$$d = 28 \text{ nm} \tag{A.23}$$

となり、時計遷移の波長 698 nm に比べて狭い領域にトラップされていることがわかる。 このときのラム・ディッケパラメータは

$$\eta = 0.25 \tag{A.24}$$

となり、ラム・ディッケ束縛条件を満たしている。

#### A.6.2 魔法波長

ストロンチウム原子を定在波の腹でトラップする際の魔法波長は

$$\lambda_{magic} = 813 \text{ nm} \tag{A.25}$$

と実験的に示されている。

しかしながら、A.5 で述べたように、原子のトラップを定常波の節で行うことによって シュタルクシフトによる影響を小さくすることができる。そのときの魔法波長は

$$\lambda_{magic} = 389 \text{ nm} \tag{A.26}$$

であることが実験的に示されている。また、このときのシュタルクシフトによる遷移周波数の不確かさは 10<sup>-19</sup> 程度まで抑えることができると見積もられている。

#### A.7 光格子時計の応用

#### A.7.1 地球ジオイドの精密計測

測地学の大きなテーマの一つとして地球重力場の等重力ポテンシャル面であるジオイド の精密な測定がある。

現在ジオイドは、重力加速度計やGPS を利用した測高計などにより測定されている。特に GRACE プロジェクトでは地上における数 mm 程度のジオイド変化を観測することに 成功している。

しかしながら、GRACEの水平方向分解能はおよそ 400 km ほどであり、低い空間分解 能のために空間的に精度のよいジオイド計測を行うことは不可能である。

光格子時計は重力ポテンシャルに対して感度を持つためジオイドの精密測定に対して貢献することができると考えられている。重力ポテンシャルの変化を $\Delta \Phi$ とすると原子の時計遷移  $\nu_{clock}$ の変化  $\Delta \nu_{clock}$  は

$$\frac{\Delta\nu_{clock}}{\nu_{clock}} = \frac{\Delta\Phi}{c^2} \tag{A.27}$$

の関係を満たす。したがって、 $\Delta \nu_{clock} / \nu_{clock} = 10^{-18}$ のとき、 $\Delta \Phi = 9.0 \times 10^2 \text{ J/kg}$ となり、これは地球表面における1 cm の高さの違いによる重力ポテンシャル変化に対応する。

したがって、光格子時計を各地に設置し、周波数を互いにモニターすることで、ジオイ ド面の変化をリアルタイムかつ高い空間分解能で測定することができると期待されている。

#### A.7.2 微細構造定数の恒常性の検証

電子相関を取り入れた相対論的 Hartree-Fock 法により、遷移周波数の微細構造定数依存性を

$$\nu = \nu_0 + qx \tag{A.28}$$

と表したときの微細構造定数の変化に対する感度 q の値が求められている。ここで

$$x = \left(\frac{\alpha}{\alpha_0}\right)^2 - 1 \simeq \frac{2\delta\alpha}{\alpha_0} \tag{A.29}$$

である。ただし α<sub>0</sub> は現在の微細構造定数の値である。この q の値は原子によって異なり、 一般に原子番号が大きいほど大きい。したがって二種類以上の異なる原子によって構成さ れた光格子時計の遷移周波数の時間変化を検出することによって微細構造定数の時間変化 を検出することができる。

#### A.7.3 秒の再定義

光周波数コムの発明により光時計の安定度は飛躍的に向上し、その不確かさは現在の秒 の定義となっているセシウム原子時計の不確かさによって制限されるという事態を招いた。 そして秒の定義の改定がいよいよ現実味を帯びてきている。

現在秒の二次表現には光格子時計やイオン時計などの光時計が採用されている。しかし ながら、実際に秒の再定義が行われるためには光時計の不確かさの評価や高精度化、長期 安定性の確立など様々な困難が残っており、地道な研究開発が必要である。

## 付録B アラン分散

本章ではレーザーの周波数安定度の評価の指標の一つであるアラン分散について説明する。

## B.1 アラン分散の定義

サンプリング間隔  $\tau_0$  でサンプリングした離散データを考える。 $t = \tau_0, 2\tau_0, \cdots, n\tau_0$ のと きのデータをそれぞれ  $y = y_1, y_2, \cdots, y_n$  とすると平均時間  $\tau = m\tau_0$  のアラン分散は以下 の式で表される。

$$\sigma(\tau) = \frac{1}{2} \left\langle \left( y_{k+m} - y_k \right)^2 \right\rangle \tag{B.1}$$

ただし、mは正の整数、(x)はxのアンサンブル平均を表す。ここで、アンサンブル平均は

$$\langle x_{k+m} - x_k \rangle = \frac{1}{N-m} \sum_{n=1}^{N-m} x_{n+m} - x_n$$
 (B.2)

と展開できるので式(B.1)は

$$\sigma(\tau) = \frac{1}{2(N-m)} \sum_{n=1}^{N-m} (x_{n+m} - x_n)^2$$
(B.3)

として計算することができる。

## B.2 アラン分散とスペクトル密度

ある離散データのアラン分散を $\sigma(\tau)$ 、パワースペクトル密度をS(f)とすると両者の間には

$$\sigma(\tau) = 2 \int_0^\infty S(f) \frac{\sin^4(\pi f \tau)}{(\pi f \tau)^2} df$$
(B.4)

の関係がある。

## B.3 アラン分散と周波数雑音源

アラン分散を横軸  $\tau$ 、縦軸  $\sigma(\tau)$  として対数プロットをすると図 B.1 のような形のグラフになる。このとき、 $\sigma(\tau)$  の  $\tau$  依存性によって、どのような雑音が支配的かがわかる。表 B.1 に  $\tau$  依存性と主要な周波数雑音源の関係を示す。



図 B.1: アラン分散のグラフの概形

$\sigma(\tau)$ の $\tau$ 依存性	雑音の種類
$ au^{-2}$	白色位相雑音
$\tau^{-1}$	白色周波数雑音
$ au^0$	フリッカ周波数雑音
$ au^1$	ランダムウォーク周波数雑音
$ au^2$	一次の周波数ドリフト

表 B.1: アラン分散の τ 依存性と雑音

## 付 録 C 輻射

本節では輻射の一般論について説明を行うとともに、その結果を用いてスーパーインシュレーターの断熱効果について説明する。

### C.1 向かい合う平板間の輻射

輻射率 ε の物体が放出する輻射は物体の表面積を A,物体の温度を T として

$$Q = \varepsilon \sigma A T^4 \tag{C.1}$$

と表せる。ただし、 $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$ はステファンボルツマン定数である。 また、輻射率  $\varepsilon$ の物体が受け取る輻射の大きさは物体にあたる輻射の大きさを *I* として

$$Q = \varepsilon I \tag{C.2}$$

と表せる。

今、二枚の平板(輻射率 $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ ,向かい合う面積 $A_1 = A_2 = A$ ,温度 $T_1, T_2$ )が向かい合っている状況を考えると(図 C.1)平板1からの輻射のうち平板2が受ける輻射は

$$Q_{12} = \varepsilon_1 \varepsilon_2 \sigma A T_1^4 \left[ 1 + (1 - \varepsilon_2)(1 - \varepsilon_1) + (1 - \varepsilon_2)^2 (1 - \varepsilon_1)^2 + \cdots \right]$$
  
=  $\sigma A T_1^4 \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \varepsilon_2}$  (C.3)

と表せる。ただし、吸収されなかった輻射はすべて反射されるものとして計算した。 同様に平板2からの輻射のうち平板1が受ける輻射は

$$Q_{21} = \sigma A T_2^4 \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \varepsilon_2} \tag{C.4}$$

と表せる。

平板2が受け取る輻射熱の大きさは平板1から受ける輻射の大きさと、平板1に与える 輻射の大きさの差になるので

$$Q = Q_{12} - Q_{21} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \varepsilon_2} \sigma A(T_1^4 - T_2^4)$$
(C.5)

と表せる。

したがって実効的な輻射率として

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \varepsilon_2} \tag{C.6}$$

を定義すれば、平板2の受ける輻射の大きさは

$$Q = \varepsilon_{eff} \sigma A (T_1^4 - T_2^4) \tag{C.7}$$

となる。



図 C.1: 輻射計算のモデル

### C.2 スーパーインシュレーターによる断熱効果

スーパーインシュレーターのモデルとして二枚の平板(平板1,2)の間にn枚のシート が挿入されたモデルを考える(図C.2)。それぞれのシートの最終到達温度は輻射が平衡 となる温度なので

$$\varepsilon_{eff}\sigma A(T_{i-1}^4 - T_i^4) = \varepsilon_{eff}\sigma A(T_i^4 - T_{i+1}^4) \ (i = 1, 2, \cdots, n)$$
 (C.8)

が成り立つ。

このとき平板2が受ける輻射の大きさは

$$Q_2 = \varepsilon_{eff} \sigma A (T_n^4 - T_{n+1}^4) \tag{C.9}$$

と表せるので、式(C.8)を用いて計算すれば

$$Q_2 = \varepsilon_{eff} \sigma A \frac{T^4 - T^{\prime 4}}{n+1} \tag{C.10}$$

となる。

一方、スーパーインシュレーターを挟まない場合の輻射熱の大きさは式 (C.7) で与えら れるので

$$\frac{Q_2}{Q} = \frac{1}{n+1} \tag{C.11}$$

となる。したがって、スーパーインシュレーターによって輻射熱を1/(n+1)に抑えることが可能である。



図 C.2: スーパーインシュレーターのモデル

# 付 録 D 温度計読み取り回路

## D.1 回路図



図 D.1: 定電流回路









#### 温度読み取り回路のノイズの理論計算 D.2

本節では温度計読み取り回路のノイズについて議論する。 温度T、抵抗値Rの抵抗が発生する熱雑音は

$$v_n = \sqrt{4k_B T R} \left[ V / \sqrt{Hz} \right] \tag{D.1}$$

で与えられる。また、オペアンプには電圧雑音 vn および電流雑音 in が存在し、本実験で 用いたオペアンプの雑音は表 D.1 のようになっている。

図 D.1、図 D.2、図 D.3 の全ての IC および抵抗からの雑音がどのように出力電圧に寄与 するかを回路シミュレータを用いて計算した結果を表 D.2 に示す<sup>1</sup>。この結果から出力電 圧のノイズは

$$v_n = 45 \text{ nV} / \sqrt{\text{Hz}} \tag{D.2}$$

となる。

本実験で使用している薄膜温度計の感度は3.5 K付近で

$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}T} \simeq -2.7 \times 10^{-3} \ \Omega/\mathrm{K} \tag{D.3}$$

であり、薄膜抵抗の両端に現れる電圧は定電流回路の電流値で決まり  $i = 10 \ \mu A$  なので

$$\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}T} = i\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}T} \simeq -27 \text{ mV/K} \tag{D.4}$$

と表せる。

したがって、回路の雑音レベルを温度に換算すると

$$T_n = v_n \times \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}v} = 2 \ \mu \mathrm{K} / \sqrt{\mathrm{Hz}}$$
 (D.5)

となる。したがって、この温度読み取り回路は 2  $\mu K/\sqrt{Hz}$  まで温度を読み取ることがで きる。

回路図上の番号	オペアンプの種類	電圧雑音	電流雑音
オペアンプ 1,2,4,6,7,8	OP27	$v_n = 3.2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	$i_n = 400 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$
オペアンプ 3,5	OPA627	$v_n = 4.8 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	$i_n = 2.5 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$

表 D.1: オペアンプのノイズ

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>電圧リファレンス IC は ADR445 を使用した。

雑音源	出力雑音への寄与	
R1	$0.2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
R2	$0.2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
R3	$0.2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
R4	$0.2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
R5	$0.2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
R6	$0.2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
R7	$1.3 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
R8	$1.3 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
R9	$1.3 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
R10	$1.3 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
R11	$1.3 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
R12	$0.2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
R13	$1.5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
R14	$13 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
R15	$13 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
R16	$13 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
R17	$13 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
R18	$22 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
オペアンプ1	$0.1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
オペアンプ2	$0.1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
オペアンプ3	$0.1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
オペアンプ4	$4.8 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
オペアンプ5	$3.2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
オペアンプ6	$10 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
オペアンプ7	$5.2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
オペアンプ8	$13 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
電圧リファレンス IC	$2.8 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
合計	$45 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	

表 D.2: 温度読み取り回路のノイズ

### D.3 温度読み取り回路のノイズの実測値

図 D.1 の温度計を常温の抵抗で置き換えた状態で測定した出力の電圧スペクトルを図 D.4 に示す。

実際の温度計は極低温のため、このセットアップでは付け替えた温度計の熱雑音分だけ 出力の雑音が増加するが、 $R = 7 k\Omega$ の熱雑音は

$$v_n = \sqrt{4k_B T R} \simeq 10.8 \text{ nV} / \sqrt{\text{Hz}}$$
 (D.6)

なので、その他の素子からの雑音である  $v_n = 45 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ よりも小さく回路の雑音を評価するうえでの影響はほとんどない。

この結果を見ると、本実験で得られた温度スペクトルはほぼ回路ノイズリミットであると考えられる。



図 D.4: 温度読み取り回路の電圧スペクトル。赤が温度計を取り付けた状態での出力の電 圧スペクトル、緑が常温の抵抗に置き換えた状態での出力の電圧スペクトルを表す。

## 付録E その他の開発状況

本章では本論では触れなかった光共振器やヘキサポッドステージの開発状況について説 明する。

### E.1 シリコン光共振器

この節ではレーザー周波数の基準となるシリコン光共振器の開発の現状に関して説明する。

第3章で述べたとおり、鏡の基材の熱雑音やコーティングの熱雑音はビームスポットサ イズを大きくすることで小さくすることができる。ビームスポットサイズを大きくするた めには以下の二つの方法がある。

1. 曲率を小さくする<sup>1</sup>(negative g factor)。

2. 曲率を大きくする (positive g factor)。

前者は容易に研磨可能であるが、向かい合う鏡の焦点が近いため二枚の鏡の焦点が傾くと 大きく光軸が傾いてしまう(図 E.1)。一方、後者は向かい合う鏡の焦点が遠いため光軸 の傾きは鏡の取り付け精度とほぼ等しくなるが、研磨が非常に困難である。



図 E.1: negative g factor の光軸

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>焦点が共振器長の半分よりも手前にくると共振しないため曲率の下限が存在し、その値は共振器長の半分である。

また、本実験の FP 共振器の Finesse は 100,000 を目標としており、研磨に対する要求 精度も高い。

そこで、研磨の困難さや光軸出しの困難さなどを考慮した結果、本実験では曲率3mの 鏡を作製することになり、研磨が行われた。しかしながら、研磨後の輸送中に鏡の表面に 傷がついてしまったため、現在はFinesseを下げて(1,000程度)共振器を製作し、それを 用いてレーザー周波数の広帯域制御用フィードバック回路の製作などを行っている。

また、FP 共振器の支持点は共振器の振動感度に大きく影響するため、今後は、振動感度を最小化するような支持点の決定を行っていく必要がある。

### E.2 ヘキサポッドステージ

この節ではヘキサポッドステージによるアクティブ防振システムの開発の現状について 説明する。本節に掲載されているデータは私が測定したものではなく、すべて共同研究者 である正田亜八香氏に提供していただいたものである。

ヘキサポッドステージにはジオフォンと呼ばれる速度センサが取り付けられており、ス テージの振動を検出することができる。図 E.2,E.3 に理学部一号館での地面振動のスペク トルを示す。また、図 E.4,E.5 に複数台のジオフォンを用いて測定したジオフォンのノイ ズスペクトルを示す。

1 Hz でのジオフォンのノイズスペクトルは鉛直方向・水平方向ともに  $10^{-9} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$  なので加速度スペクトルに直すと

$$S_a(1 \text{ Hz}) = 3.9 \times 10^{-8} \text{ (m/s^2)}/\sqrt{\text{Hz}}$$
 (E.1)

となり、要求値である  $S_a(1 \text{ Hz}) < 1 \times 10^{-6}$ を達成することができる。

また、ジオフォンで得られた信号をヘキサポッドステージの足にフィードバックしたと きのオプンループ伝達関数と位相遅れを図 E.6, 図 E.7 に示す。このグラフからわかるよう に現在のヘキサポッドステージの制御帯域は1 Hz から 10 Hz 程度までなので、今後はよ り高帯域で制御ができるようにフィードバックの改良などを行う予定である。



図 E.2: 地面振動スペクトル (鉛直方向)。赤線がジオフォンによる地面振動の実測値、緑の破線が本実験の要求値を表す。



図 E.3: 地面振動スペクトル(水平方向)。赤線がジオフォンによる地面振動の実測値、 緑の破線が本実験の要求値を表す。



図 E.4: ジオフォンノイズスペクトル (鉛直方向)。赤線がジオフォンのノイズレベル (地面振動の振動レベルに換算した値)、緑の破線が本実験の要求値を表す。



図 E.5: ジオフォンノイズスペクトル (水平方向)。赤線がジオフォンのノイズレベル (地面振動の振動レベルに換算した値)、緑の破線が本実験の要求値を表す。



図 E.6: ヘキサポッドステージの制御回路のオープンループ伝達関数。赤の点が伝達関数 の実測値、緑の破線がオープンループ伝達関数の理論値を表す。



図 E.7: ヘキサポッドステージの制御回路の位相。赤の点が位相の実測値、緑の破線が位相の理論値を表す。

# 付 録 F 実験装置



図 F.1: クライオスタットセットアップ



図 F.2: ヘキサポッドステージ



図 F.3: シリコン光共振器



図 F.4: プレ安定化レーザー



図 F.5: オプティカルコンタクトの冷却試験



図 F.6: クライオスタットの外観

## 参考文献

- T. Kessler, C. Hagemann, C. Grebing, T. Legero, U. Sterr, F. Riehle, M. J. Martin, L. Chen and J. Ye: Nature Photonics 6, 687-692 (2012)
   A sub-40-mHz-linewidth laser based on a silicon single-crystal optical cavity
- Y. Y. Jiang, A. D. Ludlow, N. D. Lemke, R. W. Fox, J. A. Sherman, L.-S. Ma and C. W. Oates: Nature Photonics 5,158-161 (2011)
   Making optical atomic clocks more stable with 10<sup>-16</sup>-level laser stabilization
- [3] 保坂一元: 産総研計量標準報告 Vol. 7, No. 1 光格子時計のための線幅 1 Hz 級レーザーの開発
- [4] H. Katori in Proc. 6th Symp. on Frequency Standards and Metrology (ed. P. Gill) 323-330 (World Scientific, Singapore, 2002)
- [5] M. Takamoto and H. Katori: Phys. Rev. Lett. **91**, 053001 (2003)
   Spectroscopy of the <sup>1</sup>S<sub>0</sub>-<sup>3</sup>P<sub>0</sub> Clock Transition of <sup>87</sup>Sr in an Optical Lattice
- [6] M. Takamoto, F-L Hong, R. Higashi and H. Katori: Nature 435, 321-324 (2005) An optical lattice clock
- M. Takamoto, T. Takano, and H. Katori: Nature Photonics 5, 288-292 (2011)
   Frequency comparison of optical lattice clocks beyond the Dick limit
- [8] K. Numata, A. Kemery, and J. Camp: Phys. Rev. Lett. 93, 250602 (2004)
   Thermal-Noise Limit in the Frequency Stabilization of Lasers with Rigid Cavities
- [9] 森脇成典:東京大学 修士論文 (1991) Nd:YAG レーザーの kHz 帯域における周波数安定化
- [10] 上田晃三:東京大学 修士論文 (1998)
   2 台の Fabry-Perot 共振器を用いた空間の異方性の測定
- [11] 関谷淳:東京大学 修士論文 (1999)空間の等方性検証実験
- [12] 麻生洋一:東京大学 修士論文 (2001)
   補助干渉計による Fabry-Perot 干渉計の安定化
- [13] 三尾典克・大橋正健: 『重力波アンテナ技術検討書-干渉計ハンドブック-』

- [14] 山元一広:東京大学 博士論文 (2000)Study of the thermal noise caused by inhomogeneously distributed loss
- [15] K. Somiya and K. Yamamoto: Phys. Rev. D 79, 102004 (2009) Coating thermal noise of a finite-size cylindrical mirror
- [16] 中村卓史・三尾典克・大橋正健: 『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)
- [17] K. G. Lyon, G. L. Salinger, C. A. Swenson, and G. K. White: J. Appl. Phys. 48, 865 (1977)
   Linear thermal expansion measurements on silicon from 6 to 340 K
- [18] GUY K. WHITE and PHILIP J. MEESON: Experimental Theorem in Low-Temperature Physics (OXFORD SCIENCE PUBLICATIONS)
- [19] 小林俊一: 低温技術 (東京大学出版会)
- [20] David W. Allan, Neil Ashby, Clifford C. Hodge: Hewlett Packard Application Note 1289
   The Science of Timekeeping
- [21] 安田正美: 産総研計量標準報告 Vol. 4, No. 3光格子時計を用いた光周波数標準
- [22] 赤松大輔: 産総研計量標準報告 Vol. 8, No. 2 光格子時計の応用に関する調査研究

## 謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々に助言をいただきました。深くお礼申し上げます。 指導教員である坪野公夫教授にはこのような興味深い研究テーマを与えていただきまし た。また、過去に行った極低温での実験における経験に基づく数多くの助言をいただきま した。

東京大学大学院工学系研究科の香取秀俊教授にはERATO 香取創造時空プロジェクトの 一環として数多くの物品の購入資金を出していただきました。また、リーディング大学院 の副指導教員として三か月に一度の定期報告の際には様々なコメントをいただきました。

高エネルギー加速器研究機構の鈴木敏一教授には低温での実験を行うにあたって、様々 な助言をいただきました。特に、スーパーインシュレーターの使用に関してはどの程度の 枚数が必要かなどの細かなところまでご教授いただきました。

東京大学大学院理学系研究科准教授の酒井広文氏には修士論文の内容および形式に関して細部にわたり指導していただきました。

坪野研究室助教の麻生洋一氏には実験の全般にわたって指導していただきました。特に 温度安定度の測定に関しては数多くのコメントをいただき、実験を進めるうえで非常に参 考となりました。また、本論文を執筆する際にもさまざまなコメントをいただきました。

東京大学大学院工学系研究科博士研究員の大前宣昭氏にはレーザーに関する基本的な知 識を教えていただきました。また実験に関する様々な疑問を投げかけていただき、自分の 理解が不十分な点を数多く見つけることができました。さらに、実験スケジュールに関す るマネージメントに関しても数多くの助言をいただきました。

坪野研究室特任研究員の平松成範氏には温度読み取り回路に関して、相談に乗っていた だきました。

東京大学大学院理学系研究科の大塚茂巳氏をはじめとする試作室の方々には、実験に必要な部品の製作を行っていただきました。また、実験装置の加工に関して工作する側の視 点から多数の助言をいただき、非常にスムーズに実験を進めることができました。

坪野研究室博士課程の正田亜八香氏には共同研究者ということもあり、実験の内容や結 果に関して多くの議論をしていただきました。また、本論文に載せたヘキサポッドステー ジに関するデータは氏からいただきました。

産業技術総合研究所の穀山渉氏には本実験を行うにあたって参考となる論文を多数紹介 していただきました。

坪野研究室博士課程の岡田健志氏、松本伸之氏、道村唯太氏の三名とは実験に関する数 多くの議論を行い、それによって数多くのことを学ぶことができました。

坪野研究室修士課程の柴田和憲氏には、電子回路の部品の発注などを行っていただきま した。また、氏とは同期ということもあり、学部4年生のころから共同実験を行うなかで 非常に良い刺激を受けながら研究を行うことができました。今後とも切磋琢磨しながら研 究を続けていきたいと思っています。

渡辺篤史氏には本実験のセットアップや回路製作を手伝っていただきました。氏が手伝ってくれたおかげで実験準備にかかる時間が大幅に短縮され、測定に集中して取り組むことができました。

坪野研究室秘書の工藤伯子氏、物理学専攻事務の伊藤彩美氏には物品購入などのときの 事務手続きを行っていただき、実験に集中して取り組むことができました。

仁木工芸株式会社の西晃司氏をはじめとする低温機器グループの方々には冷凍機の使用 法や温度計の設置方法などの技術的なことに関して多くの助言をいただきました。

最後に私の研究生活および私生活を支えてくれた両親に感謝します。

その他にも数多くの方にお世話になりました。この場を借りてお礼をさせていただきます。ありがとうございました。