

修士論文

アクシオン暗黒物質探索のための s/p 偏光間の反射位相差測定

(Measurement of Reflection Phase Difference
between s/p-Polarized Lights
for Axion Dark Matter Search)

東京大学 大学院理学系研究科 物理学専攻
瀧寺陽太

2024 年 1 月 5 日 第 1 版提出

2024 年 1 月 26 日 最終版提出

要旨

暗黒物質の有力な候補として、アクシオンが注目されている。アクシオンは非常に軽量の物質であり、光子、電子、陽子等とわずかに相互作用する性質を持つ。その中でも特に光子との相互作用を利用した実験が数多く行われてきた。特にアクシオンが磁場中で光子に転換する Primakoff 効果を利用した実験が多く行われており、広いアクシオン質量帯域に対してアクシオン-光子結合定数 $g_{a\gamma}$ の上限値がつけられているが、未だにアクシオンの検出には至っていない。近年、アクシオンが光子と相互作用することにより右円偏光と左円偏光の間に位相速度差を生じさせる点に着目した新しい実験が提案されている。我々は4枚のミラーで構成されたボウタイ型光リング共振器を用いて直線偏光の光路を実効的に伸ばし、偏光回転角を増幅することでアクシオン暗黒物質を探索する実験: Dark matter Axion search with riNg Cavity Experiment (DANCE)を提案した。

現在のテーブルトップサイズの DANCE: DANCE Act-1 では原理実証が進行中であり、問題点の洗い出しおよび感度向上が行われている。高感度なアクシオン暗黒物質探索にはキャリア s 偏光とアクシオン暗黒物質により生成された p 偏光の同時共振が必要である。先行研究ではボウタイ型光リング共振器の他に補助共振器を用いて s 偏光と p 偏光を独立に制御することで同時共振を実現した。しかし、ボウタイ型光リング共振器と補助共振器の間の PBS におけるロスが大きく、感度の低下を招いている。補助共振器を用いずに同時共振を実現するためには、ミラーにおける s/p 偏光間の反射位相差がゼロとなる必要がある。

本研究ではアクシオン暗黒物質探索における s 偏光と p 偏光の同時共振手法を確立した。具体的にはミラー1枚あたりの s/p 偏光間の反射位相差の測定を行うために折り返し光共振器を開発し、同時共振可能な波長の調査と反射位相差の時間変動の調査を行った。波長 1065 nm で反射位相差がキャンセルされるような波長依存性をもつミラーを用意し、波長 1066.7 nm 付近でキャンセルされることを確認した。また、折り返し光共振器の左右から s 偏光と p 偏光のレーザーを入射し、s/p 偏光間の反射位相差の時間変動を測定した。その結果、ボウタイ型光リング共振器で同時共振を実現するためには、s/p 偏光間の反射位相差の時間変動を抑える必要があることを示した。また、本論文ではアクシオンが暗黒物質であると仮定している場合はアクシオン暗黒物質、そうでない場合はアクシオンと記述する。

目次

記号・略語一覧	4
第 1 章 はじめに	10
1.1 研究背景	10
1.2 研究目的	11
1.3 本論文の構成	11
第 2 章 アクシオン-光子相互作用	13
2.1 アクシオン暗黒物質探索実験	13
2.1.1 磁場を用いたアクシオン/アクシオン暗黒物質探索実験	13
2.1.2 光共振器を用いたアクシオン暗黒物質探索実験	16
2.2 左/右円偏光間の位相速度差	17
2.3 アクシオン暗黒物質による直線偏光の回転	20
第 3 章 s 偏光と p 偏光の同時共振	24
3.1 ボウタイ型光リング共振器	24
3.1.1 偏光回転角の導出	25
3.1.2 偏光回転角の増幅	29
3.1.3 アクシオン暗黒物質の信号の検出方法	31
3.2 DANCE の目標感度	32
3.3 非同時共振	34
第 4 章 s/p 偏光間の反射位相差	37
4.1 本研究の意義	37
4.2 折り返し光共振器の共振条件	38
4.3 折り返し光共振器のフィネス	39
第 5 章 実験装置	41
5.1 実験構成	41
5.2 波長可変レーザー	42
5.2.1 半導体レーザーの概要	42

5.2.2	ECDL の概要	43
5.3	折り返し光共振器	44
5.3.1	波長依存性ミラー	44
5.3.2	光共振器の設計値と要求値	45
5.3.3	s/p 偏光間の反射位相差の要求値	46
5.4	光共振器の性能評価	46
5.4.1	入射光学系	46
5.4.2	光共振器制御	48
第 6 章	結果	52
6.1	s/p 偏光間の反射位相差の波長依存性	52
6.2	s/p 偏光間の反射位相差の時間変動	56
第 7 章	考察	59
7.1	s/p 偏光間の反射位相差の波長依存性	59
7.2	s/p 偏光間の反射位相差の時間変動	59
7.2.1	制御系による影響	59
7.2.2	室温変動による影響	67
第 8 章	結論	70
8.1	本研究の成果	70
8.2	今後の展望	70
8.2.1	本研究について	70
8.2.2	DANCE について	71
補遺 A	s/p 偏光間の位相差	72
補遺 B	誘電体多層膜コーティング	78
B.1	光学薄膜の理論のための準備	78
B.2	誘電体単層膜の場合	80
B.3	誘電体多層膜の場合	81
補遺 C	波長板と偏光	84
C.1	波長板の原理	84
C.2	ビート信号取得方法	86
補遺 D	フィードバック制御	89
D.1	オープンループ伝達関数の測定方法	89
D.2	Pound-Drever-Hall 法	91
補遺 E	実験装置詳細	94

目次

E.1	光学部品・機器一覧	94
E.2	実験装置の写真	96
	参考文献	98
	謝辞	105

記号・略語一覧

記号

c	光速 $c = 299\,792\,458$ m/s
\hbar	ディラック定数 $\hbar = 1.054 \times 10^{-34}$ J·s
e	電荷素量 $e = 1.602 \times 10^{-19}$ C
ω_0	レーザー光の角周波数
k_0	レーザー光の波数
λ_0	レーザー光の波長
a	アクシオン場
m_a	アクシオン質量
f_a	アクシオン場の振動周波数
$g_{a\gamma}$	アクシオン-光子結合定数
δc	アクシオン場中での円偏光の位相速度 c からのずれ
$\delta\phi$	光共振器で増幅された直線偏光の回転角
H_a	δc から $\delta\phi$ への伝達関数
\mathcal{F}_s	光共振器の s 偏光に対するフィネス
\mathcal{F}_p	光共振器の p 偏光に対するフィネス

略語

DANCE	Dark matter Axion search with riNg Cavity Experiment
HWP	half-wave plate
QWP	quarter-wave plate
FSR	free spectral range
FWHM	full width at half maximum
EOM	electro-optic modulator
FI	faraday isolator
PZT	piezo-electric transducer
PDH	Pound-Drever-Hall
BS	beam splitter
PBS	polarizing beam splitter
PD	photo detector

RFPD	radio frequency photo detector
LD	laser diode
ECDL	External Cavity Diode Laser
IF	Interference Filter

目次

2.1	アクシオン-光子結合定数 $g_{a\gamma}$ の上限値および目標感度	15
2.2	アクシオン暗黒物質による直線偏光の回転	22
2.3	キャリアとサイドバンド	23
3.1	ボウタイ型光リング共振器 ([54] から引用)	24
3.2	透過光ポート ([54] から引用)	31
3.3	DANCE の目標感度	33
3.4	DANCE Act-1 の目標感度の比較	36
3.5	非同時共振	36
3.6	同時共振	36
4.1	折り返し光共振器	37
4.2	透過光と反射光 (s 偏光)	39
4.3	透過光と反射光 (p 偏光)	39
5.1	実験全体の構成	42
5.2	中川 ECDL の構造 (中川レーザーマニュアルより引用)	43
5.3	選択波長の IF の回転角依存性	44
5.4	s/p 偏光間の反射位相差の波長依存性	45
5.5	入射光学系 (中川 ECDL)	47
5.6	入射光学系 (ファイバーレーザー)	47
5.7	透過光とエラー信号 (中川 ECDL)	48
5.8	透過光とエラー信号 (ファイバーレーザー)	49
5.9	オープンループ伝達関数 (中川 ECDL)	50
5.10	オープンループ伝達関数 (ファイバーレーザー)	50
5.11	共振器長変動のパワースペクトル (中川 ECDL)	51
5.12	共振器長変動のパワースペクトル (ファイバーレーザー)	51
6.1	s/p 偏光間の反射位相差測定	52
6.2	透過光 (1066.7 nm)	53
6.3	透過光 (1068 nm)	53

6.4	透過光 (1067.5 nm)	53
6.5	透過光 (1067 nm)	54
6.6	透過光 (1066.5 nm)	54
6.7	透過光 (1066 nm)	54
6.8	透過光 (1065.5 nm)	54
6.9	透過光 (1065 nm)	54
6.10	透過光 (1064.5 nm)	54
6.11	透過光 (1064 nm)	55
6.12	s/p 偏光間の反射位相差の波長依存性	56
6.13	ビート信号の測定方法	57
6.14	s/p 偏光間の反射位相差の時間変動	57
6.15	s/p 偏光間の反射位相差の時間変動 (移動平均)	58
6.16	s/p 偏光間の反射位相差の時間変動のパワースペクトル	58
7.1	エラー信号 (中川 ECDL) の時系列データ	60
7.2	フィードバック信号 (中川 ECDL) の時系列データ	61
7.3	エラー信号 (ファイバーレーザー) の時系列データ	61
7.4	フィードバック信号 (ファイバーレーザー) の時系列データ	62
7.5	Dark noise の時系列データ	62
7.6	エラー信号、フィードバック信号のパワースペクトル	63
7.7	反射位相差と各信号のパワースペクトルの比較	63
7.8	反射位相差の時間変動とエラー信号 (中川 ECDL) のコヒーレンス	64
7.9	反射位相差の時間変動とフィードバック信号 (中川 ECDL) のコヒーレンス	64
7.10	反射位相差の時間変動とエラー信号 (ファイバーレーザー) のコヒーレンス	65
7.11	反射位相差の時間変動とエラー信号 (ファイバーレーザー) のコヒーレンス	65
7.12	反射位相差の時間変動と Dark noise のコヒーレンス	66
7.13	雑音が混入している制御系	66
7.14	室温変動の時系列データ	68
7.15	室温変動のパワースペクトル	68
7.16	反射位相差の時間変動と室温変動のコヒーレンス	69
7.17	20 層の誘電体多層膜コーティングの場合の s/p 偏光間の反射位相差の入射角依存性	69
A.1	s 偏光 (TE 波)	72
A.2	p 偏光 (TM 波)	72
A.3	反射率と透過率の入射角依存性 ($n_0 = 1.0, n_1 = 1.44$ の場合)	75
B.1	誘電体単層膜	80
B.2	誘電体多層膜	81
B.3	20 層の誘電体多層膜コーティングの場合の反射率の入射角依存性	83

C.1	HWP	86
C.2	QWP	86
D.1	フィードバック制御のブロック図	89
D.2	オープンループ伝達関数の測定方法	90
D.3	15 MHz の位相変調をかけたときの透過光、反射光、エラー信号 (PDH 信号)	93
E.1	実験全体の構成	96
E.2	中川 ECDL の構造	96
E.3	折り返し光共振器スペーサー	97

表目次

3.1	目標感度のパラメータ	34
5.1	ミラーの設計値	45
5.2	光共振器の設計値	46
5.3	入射光学系のパラメータ (中川 ECDL)	46
5.4	入射光学系のパラメータ (ファイバーレーザー)	47
6.1	透過光キャビティスキャン	55
E.1	光学部品	94
E.2	機器	95

第 1 章

はじめに

1.1 研究背景

暗黒物質とは、1930 年代の銀河団の運動の観測から存在が示唆された正体不明の物質である [1,2]。1970 年代には銀河の回転速度の観測が行われ、その結果も暗黒物質の存在を示唆していた [3]。観測された銀河の回転速度は分光観測が可能な物質から推定される回転速度よりも大きく、説明のためには暗黒物質の存在が必要とされた。現在、暗黒物質は宇宙に存在する物質の約 8 割を占めていることが観測により明らかになった。

暗黒物質は熱い暗黒物質 (Hot Dark Matter: HDM)、冷たい暗黒物質 (Cold Dark Matter: CDM)、温かい暗黒物質 (Warm Dark Matter: WDM) に分類される。これらは宇宙初期の放射優勢期から物質優勢期に転じる際速度分散によって区別される。HDM は速度分散が光速と同程度、CDM は光速に比べて非常に遅い、WDM はその中間の速度分散を示す物質である。

暗黒物質はこれまでの理論的研究によって様々な候補が提案されてきた。これまでの研究で最も有力とされてきた暗黒物質の候補は WIMP (Weakly Interacting Massive Particle) である。WIMP 探索実験としては XENON [4,5]、LUX [6-8]、PandaX [9] などがあり、これまでに大規模な実験が行われてきた。しかし、現在検出限界を迎えようとしており、新たな暗黒物質候補が考えられている。その中でも有力な候補は CDM に分類される「アクシオン」である。

アクシオンは量子色力学における強い CP 問題を解決するために導入された仮説上の素粒子である [10]。CP 対称性とは、粒子と反粒子を入れ替える C 変換 (荷電共役変換) と、右巻き粒子と左巻き粒子を入れ替える P 変換 (パリティ変換) を同時に行う CP 変換を行った際、物理的性質が不変に保たれる性質のことである [11]。強い相互作用を記述する量子色力学は CP 対称性を破ることが自然であるが、実際には CP 対称性は非常に良い精度で成り立っている。この問題を強い CP 問題という。CP 対称性を自然に保たせる理論として提案されたのが Peccei-Quinn 機構である。この機構では標準モデルにはないスピンゼロのスカラー粒子を预言する。その粒子がアクシオンである。

アクシオンは非常に軽量であり、光子、電子、陽子等とわずかに相互作用する。その中でも特に光子との相互作用に着目してアクシオンの検出を試みる実験が数多く行われてきた。これまでは磁場中でアクシオンと光子が転換する性質である Primakoff 効果 [12] を用いた実験が多く行われてきたが、未だにアクシオンの検出には至っていない。

近年、アクシオンが光子と相互作用することによりレーザーの左円偏光と右円偏光の間に位相速

度差を生じさせる点に着目し、光共振器を用いてアクシオンの検出を試みる実験手法が提案されている。この手法は低質量帯域における探索に有効であり、磁場を用いる必要がない。我々はボウタイ型光リング共振器を用いたアクシオン暗黒物質探索実験: Dark matter Axion search with riNg Cavity Experiment (DANCE) を提案した。アクシオンと光子の相互作用により左円偏光と右円偏光の間に生じる位相速度差は直線偏光の回転とみなすことができる。我々は光共振器を用いて光路を実効的に伸ばすことにより直線偏光の回転振動を増幅する手法でアクシオン暗黒物質の検出を試みている。

ボウタイ型光リング共振器では光がミラーに対して斜入射することにより s 偏光と p 偏光の間に反射位相差が生じる。反射位相差が π となる場合、s 偏光と p 偏光を同時に共振させることが可能であるが、一般には π からずれる。そのずれは共振周波数差となって現れ、s 偏光と p 偏光を同時に共振できない。このような状況で s 偏光を共振させた場合、p 偏光は非対称に増幅されてしまうためアクシオン暗黒物質探索の感度の低下を招いてしまう。したがって、本研究では s 偏光と p 偏光の同時共振の実現に向け、これらの偏光間の反射位相差について調査した。

1.2 研究目的

現在、テーブルトップサイズの DANCE: DANCE Act-1 の原理実証が進行中であり、問題点の洗い出しおよび感度向上が行われている。その中でも感度向上を妨げている原因の一つは、s/p 偏光の非同調共振である。補助共振器を用いた手法により同時共振を実現しているが、この手法ではボウタイ型光リング共振器と補助共振器の間の PBS におけるロスにより感度が低下してしまう。そこで、補助共振器を用いずにボウタイ型光リング共振器のみで同時共振を実現する手法の提案がされている。この手法では光がミラーに対して斜入射することにより生じる s/p 偏光間の反射位相差をキャンセルする必要がある。

本研究の目的は、s 偏光と p 偏光の同時共振の原理実証である。本研究では s/p 偏光が同時共振する波長を探し、s/p 偏光間の反射位相差の時間変動の測定を行った。アクシオン-光子結合定数の感度推定や上限値を求める際にミラー 1 枚あたりの s/p 偏光間の反射位相差の情報が必要になる。これまでは 4 枚のミラーの反射位相差の合計から 1 枚あたりの反射位相差を算出していたが、これでは誤差が大きくなってしまふ。そこで、本研究ではミラー 1 枚あたりの反射位相差の測定方法として折り返し光共振器を用いた手法を提案した。ある波長において s/p 偏光間の反射位相差をキャンセルするような波長依存性をもつミラーを用意し、波長可変レーザーを用いて広い範囲にわたって波長を変えることによって反射位相差がキャンセルされる波長を調査した。また、DANCE Act-1 の先行研究から反射位相差に時間変動があることが示唆されたため、折り返し光共振器の左右からそれぞれ s 偏光と p 偏光を入射して同時に光共振器をロックし、s/p 偏光間の共振周波数差の時間変動を周波数カウンターを用いて測定した。

1.3 本論文の構成

本論文は、第 2 章ではアクシオン-光子相互作用を用いた実験と原理、第 3 章ではボウタイ型光リング共振器を用いたアクシオン信号の増幅方法、目標感度と s/p 偏光の同時共振に向けた解決方法に

ついて述べる。第 4 章では本研究の意義と折り返し光共振器について述べる。第 5 章では本研究の全体像を述べ、波長可変レーザー、折り返し光共振器の性能評価について述べる。第 6 章では測定結果について述べ、第 7 章では本研究の考察を述べる。第 8 章では本研究の成果と今後の展望について述べる。

第 2 章

アクシオン-光子相互作用

本章では、まずアクシオン/アクシオン暗黒物質探索実験の先行研究について紹介する。次に、アクシオン-光子相互作用により、左円偏光と右円偏光の間に位相速度差が生じることを示した後、円偏光間の位相速度差が直線偏光の回転とみなせることを示す。

2.1 アクシオン暗黒物質探索実験

現在行われているアクシオン/アクシオン暗黒物質探索では、アクシオンだけではなくアクシオンを拡張したアクシオンのような振る舞いをするアクシオン様粒子 Axion-Like-Particles (ALPs) の探索が広い質量帯域に対して行われている。本節では、これまでに行われてきたアクシオン/アクシオン暗黒物質探索実験について述べる。

2.1.1 磁場を用いたアクシオン/アクシオン暗黒物質探索実験

アクシオン暗黒物質は超軽量の素粒子であり、古典場として振る舞う。振動するアクシオン場 $a(t)$ が存在するときの光子のラグランジアンは次式の通りである。

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{4}g_{a\gamma}a(t)F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu} \quad (2.1)$$

ここで、 $F_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ は 4 元ポテンシャル A_μ からなる電磁場テンソル、 $\tilde{F}^{\mu\nu} \equiv \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}F_{\rho\sigma}/2$ は双対テンソル、 $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ は完全反対称テンソルである。第 1 項は電磁場、第 2 項はアクシオンと光子の相互作用を表す。特に第 2 項は Chern-Simons 相互作用項と呼ばれる。

式 (2.1) の第 2 項により Maxwell 方程式は次式のように修正を受ける [13,14]。

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho - g_{a\gamma} \mathbf{B} \cdot \nabla a \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.4)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J} - g_{a\gamma} \left(\mathbf{E} \times \nabla a - \frac{\partial a}{\partial t} \mathbf{B} \right) \quad (2.5)$$

アクシオン場の存在によるラグランジアンまたは Maxwell 方程式の修正を考慮して、強い静磁場中でアクシオンと光子の転換が起こる Primakoff 効果を用いたアクシオン/アクシオン暗黒物質探索実

験が行われてきた。ここでは Primakoff 効果や磁場の振動を用いたアクシオン/アクシオン暗黒物質探索実験の先行研究を紹介する。

Axion haloscopes

一様磁場を発生させた高 Q 値のマイクロ波共振空洞を用いてハローの中に存在しているアクシオン暗黒物質を光子に転換する実験を Axion haloscopes という [13, 15]。例を挙げると、ADMX [16–19] がある。最新の結果ではこれまでの探索範囲の約 2 倍拡大することに成功しており、Kim-Shifman-Vainshtein-Zakharov (KSVZ) モデル [20, 21] の $3.3 - 4.2 \mu\text{eV}$ 、Dine-Fischler-Srednichi-Zhitnitsky (DFSZ) モデル [22, 23] の $3.9 - 4.1 \mu\text{eV}$ の領域で棄却した [19]。

Axion helioscopes

太陽アクシオンを探索する実験を Axion helioscopes という [24]。この実験では電磁石の強磁場を用いてアクシオンを光子に転換し、X 線検出器で検出する。例を挙げると、第二世代検出器の Sumico [25, 26]、第三世代検出器の CAST [27]、第四世代検出器の IAXO [28, 29] がある。現在、これらの中では CAST が最も強い制限を与えており、IAXO では約 1 桁の感度が向上される見込みである。

Light shining through a wall

静磁場中で光子をアクシオンに転換し、その後再び光子に転換する実験を Light shining through a wall 実験という [30–32]。この実験では、レーザーを壁に向けて照射し、磁場をかけて光子からアクシオンに転換して壁を通過させる。壁を通過後、再び磁場をかけてアクシオンから光子に転換して、この光子を検出することによりアクシオンの探索を行う。例を挙げると、ALPS [33–35]、OSQAR [36] がある。現在、これらの中では OSQAR が最も強い制限を与えている。将来的には、ALPS-II で約 3 桁の向上が期待されている [35]。

天体観測

γ 線や X 線とアクシオンが転換する性質を用いてアクシオンの検出を試みる実験が行われている。例を挙げると、超新星爆発 SN1987A の γ 線観測 [37, 38]、楕円銀河 M87 の X 線観測 [39]、セイファート銀河 NGC1275 の γ 線観測 [40] がある。現在、これらの中では NGC1275 の γ 線観測が最も強い制限を与えている。

磁場の振動

トロイダルコイルの強磁場中でアクシオン電流が生じ、磁場の振動を引き起こすことを用いた実験が提案された。これは Maxwell 方程式の修正に基づいている。その例として ABRACADABRA [41, 42]、SHAFT [43] がある。現在、ABRACADABRA は $4.1 \times 10^{-10} - 8.27 \times 10^{-9} \text{ eV}$ で制限が与えられており、SHAFT はこれよりも広い $1.2 \times 10^{-11} - 1.2 \times 10^{-8} \text{ eV}$ の範囲で制限が与えられている。この帯域の一部では ABRACADABRA の方が感度が良い。

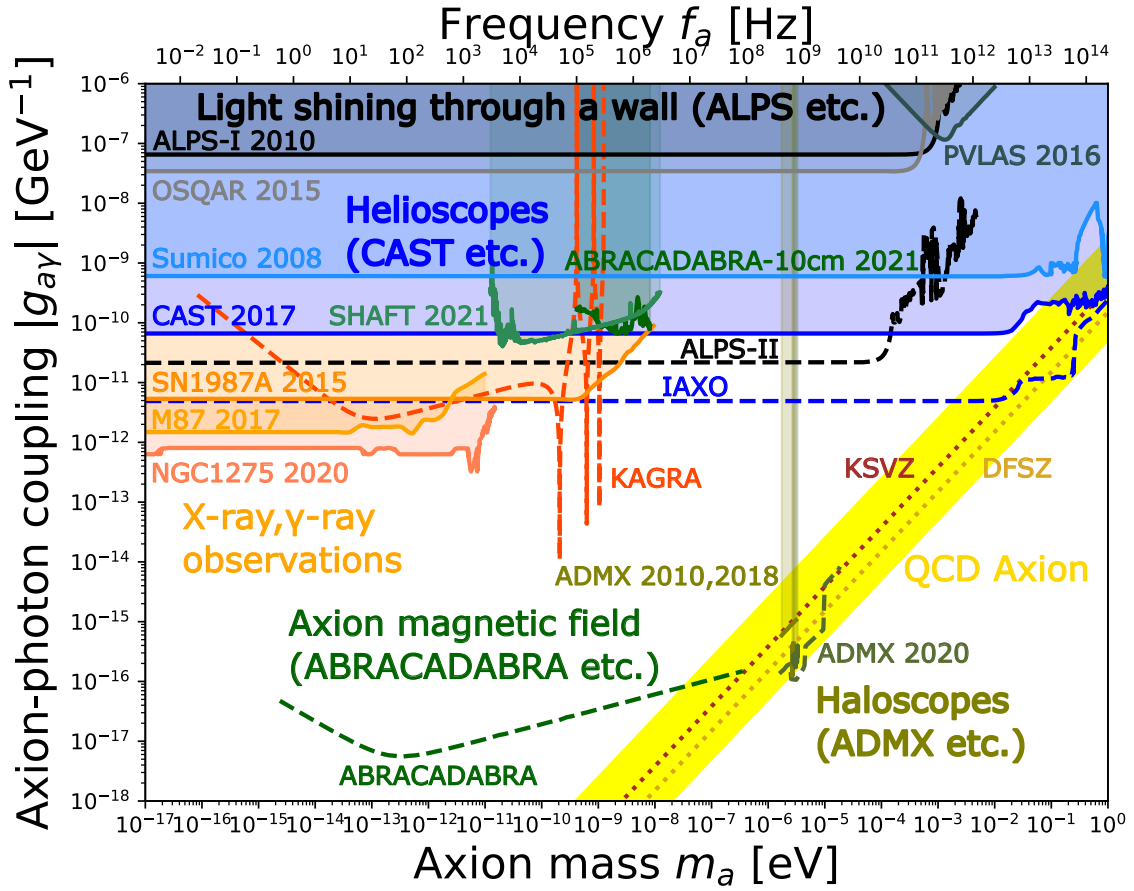


図 2.1 アクシオン-光子結合定数 $g_{a\gamma}$ の上限値および目標感度

図 2.1 はアクシオン/アクシオン暗黒物質探索実験によって制限されたアクシオン-光子結合定数 $g_{a\gamma}$ の上限値および目標感度を示している。横軸はアクシオン質量 m_a eV とそれに対応したアクシオン場の振動周波数 f_a Hz を表す。アクシオン質量 m_a eV は m kg、光速 c m/s、 e J/eV を用いて

$$m_a = \frac{mc^2}{e} \quad (2.6)$$

によって変換できる。また、周波数 f_a Hz はプランク定数 h J·s、 e J/eV を用いて

$$m_a = \frac{hf_a}{e} \quad (2.7)$$

と表せることから

$$f_a = \frac{e}{2\pi\hbar} m_a \quad (2.8)$$

によって変換できる。実線は上限値、点線は目標感度を表す。また、実線でレーザー偏光角回転精密実験の PVLAS [44] と点線で KAGRA [45] を追加した。黄色の領域は QCD アクシオン [46] のパラメータ領域で、点線は KSVZ モデルと DFSZ モデルを示している。実線より上の色付けされた領域は、アクシオン/アクシオン暗黒物質が既に棄却されている領域であり、色付けされていない領域は未探索領域を表している。

2.1.2 光共振器を用いたアクシオン暗黒物質探索実験

アクシオン暗黒物質探索は磁場を用いた実験が主流であるが、近年磁場を用いずに光共振器を用いて偏光回転角を増幅することによるアクシオン暗黒物質探索実験が提案されている。本節では、提案実験の原理について述べる。

干渉計技術を用いたアクシオン暗黒物質探索実験

レーザー干渉計型重力波検出器の技術を用いたアクシオン暗黒物質探索実験が提案された [47]。アクシオンと光子の相互作用により、左円偏光と右円偏光の間に位相速度差が生じ、これを増幅し検出することによりアクシオン暗黒物質の存在を示す。干渉計の腕はどちらも光共振器を構成しており、光を何回も往復させることで実効的な光路長を伸ばし、パワーを増幅することが可能である。X アームには左円偏光、Y アームには右円偏光を入射しており、それぞれを腕の中で共振させる。鏡面反射の際には左円偏光と右円偏光が入れ替わる。そのため、この実験では干渉計の腕の中に QWP を設置することにより円偏光の状態を維持し、それぞれの干渉計の腕の中で共振できる構成となっている。これにより円偏光間の位相差を増幅して検出することが可能である。

ダブルパス構成の DANCE

干渉計技術を用いたアクシオン暗黒物質探索実験では、円偏光を維持するために QWP を共振器内に設置していたが、QWP で生じたロスも増幅されてしまうため感度の低下を招く。

この問題を解決した提案実験がダブルパス構成の DANCE である [48]。この実験では、光学素子を共振器内部に入れず、両端の 2 枚のミラーでの反射により偏光を維持している。この実験では、左円偏光で入射した光の透過光をミラーで反射することによって右円偏光に変換して、再び共振器に入射することで位相速度差を検出できる構成となっている。また、長方形型ではなくボウタイ型にすることで地球の自転などによる Sagnac 効果をキャンセルしている [49]。

ADBC 実験

ダブルパス構成の DANCE ではボウタイ型光リング共振器を用いて円偏光を共振させる構成となっているが、直線偏光の観点から考えるとミラーに対して斜入射することにより s 偏光と p 偏光の反射位相差は π からずれてしまう。反射位相差は偏光間の共振周波数差となって現れてしまうため、左円偏光と右円偏光をどちらも共振することができない。

s/p 偏光間の反射位相差の問題を解決するために提案されたのが ADBC 実験である [50]。ダブルパス構成の DANCE と同様、ボウタイ型光リング共振器となっている。異なる点は、両端のミラーが回転できる構成によりミラーに対する入射角が調整できる点である。他には、円偏光間に生じる位相速度差は直線偏光における回転振動とみなすことができるため、この実験では直線偏光を用いている。また、検出方法は透過光ポートで HWP を用いて s 偏光を一部漏らして生まれた p 偏光をローカルオシレーターとして使用することによりアクシオン信号である p 偏光とのビート信号を取得する構成になっている。

補助共振器を用いたアクシオン暗黒物質探索実験

ADBC 実験とは異なる手法で s/p 偏光間の反射位相差の問題を解決する実験が提案された。それはメイン共振器に補助共振器を導入して、s/p 偏光間に生じる共振周波数差を補償するというものである [51]。検出方法には ADBC 実験と同様の方法を用いている。

LIDA

Laser-Interferometric Detector for Axions (LIDA) は補助共振器を用いたアクシオン暗黒物質探索実験に基づいた実験である [52]。この実験では補助共振器を用いず、反射位相差によるデチューンして探索を行った結果、その質量帯域で感度が良くなっている。初の観測が行われた結果、CAST の上限値を超える感度が得られた。

DANCE Act-1

ダブルパス構成の DANCE と ADBC 実験において直線偏光を用いている点とアクシオン信号の検出方法を取り入れた実験としてテーブルトップサイズの DANCE: DANCE Act-1 が提案された [53]。この実験では、DANCE が提案されて以来初めて上限値が付けられた。しかし、s/p 偏光間の反射位相差が π からずれて共振周波数差が生じてしまうことにより感度の低下を招いている。また、観測中に共振周波数差がドリフトしてしまうという問題がある。第 6,8 章で詳細は述べるが、本論文では共振周波数差の時間変動の測定を行い原因について考察した。

補助共振器を用いた DANCE Act-1

初めて上限値が付けられた DANCE Act-1 では s/p 偏光間の反射位相差が生じるため感度の低下を招いていた。そこで、補助共振器を用いたアクシオン暗黒物質探索実験のアイデアを取り入れ改良した実験として補助共振器を用いた DANCE Act-1 が提案された [54]。ボウタイ型光リング共振器の他に補助共振器を用いて s 偏光と p 偏光を独立に制御することで、s/p 偏光間の反射位相差をキャンセルし同時共振を実現した。しかし、この手法ではボウタイ型光リング共振器と補助共振器の間の PBS におけるロスが大きく、感度の低下を招いている。現在は、予期せぬ複屈折とのカップリングによる位相雑音の低減や高フィネス化に向けた改良を行っている。

2.2 左/右円偏光間の位相速度差

本節では、アクシオン暗黒物質とレーザーの光子との相互作用により、左円偏光と右円偏光の間に位相速度差が生じることを示す [55,56]。

まず、作用積分 $S = \int d^4x \mathcal{L}$ を変分して運動方程式を導く。変分すると

$$\delta S = \int d^4x \delta \left(-\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{4} g_{a\gamma} a(t) F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} \right) \quad (2.9)$$

となる。

式 (2.9) の第 1 項は

$$\begin{aligned}
\int d^4x \delta \left(-\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \right) &= -\frac{1}{2} \int d^4x ((\delta F_{\mu\nu}) F^{\mu\nu}) \\
&= -\frac{1}{2} \int d^4x (\partial_\mu \delta A_\nu - \partial_\nu \delta A_\mu) F^{\mu\nu} \\
&= \frac{1}{2} \int d^4x (\delta A_\nu \partial_\mu F^{\mu\nu} - \delta A_\mu \partial_\nu F^{\mu\nu}) \\
&= \int d^4x \delta A_\nu \partial_\mu F^{\mu\nu}
\end{aligned} \tag{2.10}$$

となる。最後の等式で $F^{\mu\nu} = -F^{\nu\mu}$ を用いた。

式 (2.9) の第 2 項の被積分関数を計算すると

$$\begin{aligned}
\frac{1}{4} g_{a\gamma} a(t) F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} &= \frac{1}{8} g_{a\gamma} a(t) \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) (\partial_\rho A_\sigma - \partial_\sigma A_\rho) \\
&= \frac{1}{8} g_{a\gamma} a(t) (\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \partial_\mu A_\nu \partial_\rho A_\sigma \\
&\quad - (-\epsilon^{\mu\nu\sigma\rho}) \partial_\mu A_\nu \partial_\sigma A_\rho - (-\epsilon^{\nu\mu\rho\sigma}) \partial_\nu A_\mu \partial_\rho A_\sigma + \epsilon^{\nu\mu\sigma\rho} \partial_\nu A_\mu \partial_\sigma A_\rho) \\
&= \frac{1}{2} g_{a\gamma} a(t) \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \partial_\mu A_\nu \partial_\rho A_\sigma \\
&= -\frac{1}{2} g_{a\gamma} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (\partial_\mu a(t)) A_\nu \partial_\rho A_\sigma + \partial_\mu \left(\frac{1}{2} g_{a\gamma} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} a(t) A_\nu \partial_\rho A_\sigma \right)
\end{aligned} \tag{2.11}$$

となる。ここで、 $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} = -\epsilon^{\mu\nu\sigma\rho}$ を用いた。この式の右辺第 2 項は全微分項であるので、作用積分に寄与しない。

よって、式 (2.11) を用いると、式 (2.9) の第 2 項は

$$\begin{aligned}
\int d^4x \delta \left(\frac{1}{4} g_{a\gamma} a(t) F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} \right) &= \int d^4x \delta \left[-\frac{1}{2} g_{a\gamma} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (\partial_\mu a(t)) A_\nu \partial_\rho A_\sigma + \partial_\mu \left(\frac{1}{2} g_{a\gamma} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} a(t) A_\nu \partial_\rho A_\sigma \right) \right] \\
&= -\frac{1}{2} \int d^4x g_{a\gamma} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} [\delta (\partial_\mu a(t)) A_\nu \partial_\rho A_\sigma \\
&\quad + (\partial_\mu a(t)) \delta A_\nu \partial_\rho A_\sigma + (\partial_\mu a(t)) A_\nu \partial_\rho (\delta A_\sigma)]
\end{aligned} \tag{2.12}$$

となる。アクシオン場の変分 $\delta a(t)$ は $\delta a(t) = 0$ となり、第 3 項については部分積分することに注意すると式 (2.12) は

$$\begin{aligned}
&-\frac{1}{2} \int d^4x g_{a\gamma} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} [\delta (\partial_\mu a(t)) A_\nu \partial_\rho A_\sigma + (\partial_\mu a(t)) \delta A_\nu \partial_\rho A_\sigma + (\partial_\mu a(t)) A_\nu \partial_\rho (\delta A_\sigma)] \\
&= -\frac{1}{2} \int d^4x g_{a\gamma} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (\partial_\mu a(t)) \delta A_\nu \partial_\rho A_\sigma + \frac{1}{2} \int d^4x g_{a\gamma} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \partial_\rho [(\partial_\mu a(t)) A_\nu] \delta A_\sigma \\
&= -\frac{1}{2} \int d^4x g_{a\gamma} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (\partial_\mu a(t)) \delta A_\nu \partial_\rho A_\sigma + \frac{1}{2} \int d^4x g_{a\gamma} (-\epsilon^{\mu\sigma\rho\nu}) (\partial_\mu a(t)) \delta A_\sigma \partial_\rho A_\nu \\
&= -\int d^4x g_{a\gamma} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (\partial_\mu a(t)) \delta A_\nu \partial_\rho A_\sigma \\
&= \int d^4x g_{a\gamma} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} (\partial_\mu a(t)) \delta A_\nu \partial_\rho A_\sigma
\end{aligned} \tag{2.13}$$

となる。最後の等式で $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} = -\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ を用いた。

式 (2.10)、式 (2.13) より、式 (2.9) は次式のようになる。

$$\delta S = \int d^4x (\partial_\mu F^{\mu\nu} + g_{a\gamma} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} (\partial_\mu a(t)) \partial_\rho A_\sigma) \delta A_\nu \quad (2.14)$$

最小作用の原理 $\delta S = 0$ より、運動方程式は

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} + g_{a\gamma} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} (\partial_\mu a(t)) \partial_\rho A_\sigma = 0 \quad (2.15)$$

となる。ここで、4 元ポテンシャルにローレンツゲージ $\partial_\mu A^\mu = 0$ を課すと運動方程式は

$$\begin{aligned} \partial_\mu \partial^\mu A^\nu + g_{a\gamma} \epsilon_{0\nu\rho\sigma} \dot{a}(t) \partial_\rho A_\sigma &= 0 \\ \ddot{A}_i - \nabla^2 A_i + g_{a\gamma} \dot{a}(t) \epsilon_{ijk} \partial_j A_k &= 0 \end{aligned} \quad (2.16)$$

となる。 $A_i(\mathbf{x}, t)$ はフーリエ変換により円偏光の基底 $e_{\alpha,i}(\hat{\mathbf{k}})$ を用いて左/右円偏光の成分の和で

$$A_i(\mathbf{x}, t) = \sum_{\alpha=L,R} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} A_\alpha(\mathbf{k}, t) e_{\alpha,i}(\hat{\mathbf{k}}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \quad (2.17)$$

と表せる。ここで

$$\ddot{A}_i(\mathbf{x}, t) = \sum_{\alpha=L,R} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \ddot{A}_\alpha(t, \mathbf{k}) e_{\alpha,i}(\hat{\mathbf{k}}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \quad (2.18)$$

$$\nabla^2 A_i = -k^2 A_i \quad (2.19)$$

$$\partial_j A_k = ik_j A_k \quad (2.20)$$

を式 (2.16) に代入すると

$$\ddot{A}_{L/R}(t, \mathbf{k}) e_{L/R,i}(\hat{\mathbf{k}}) + k^2 A_{L/R}(t, \mathbf{k}) e_{L/R,i}(\hat{\mathbf{k}}) + g_{a\gamma} \dot{a}(t) i \epsilon_{ijk} k_j A_{L/R}(t, \mathbf{k}) e_{L/R,k}(\hat{\mathbf{k}}) = 0 \quad (2.21)$$

となる。円偏光の基底と波数の関係 $i \epsilon_{ijk} k_j e_{L/R,k}(\hat{\mathbf{k}}) = \mp k e_{L/R,i}(\hat{\mathbf{k}})$ を用いると

$$\ddot{A}_{L/R}(t, \mathbf{k}) + \omega_{L/R}^2 A_{L/R}(t, \mathbf{k}) = 0 \quad (2.22)$$

$$\omega_{L/R}^2 \equiv k^2 \mp g_{a\gamma} k \dot{a}(t) \quad (2.23)$$

となる。式 (2.23) はアクシオン場中の左/右円偏光の分散関係を表している。よって、左/右円偏光の位相速度は

$$c_{L/R}(t) = \frac{\omega_{L/R}}{k} = \sqrt{1 \mp \frac{g_{a\gamma} \dot{a}(t)}{k}} \simeq 1 \mp \frac{g_{a\gamma} \dot{a}(t)}{2k} \quad (2.24)$$

と表せる。

アクシオン粒子は質量 m_a を角周波数として振動する古典場として振る舞うため

$$a(t) = a_0 \cos(m_a t + \delta_\tau(t)) \quad (2.25)$$

と表せる [57]。 $\delta_\tau(t)$ はコヒーレントな振動からのずれを表す。ただし、アクシオン粒子のド・ブローイ波長 $2\pi/m_a v$ を地球が通過するタイムスケール $\tau = 2\pi/m_a v^2$ の間は $\delta_\tau(t)$ は定数として扱うこと

ができる。式 (2.25) を式 (2.24) に代入すると

$$c_{L/R}(t) = 1 \pm \frac{g_{a\gamma} a_0 m_a}{2k} \sin(m_a t + \delta_\tau(t)) \quad (2.26)$$

$$\delta c(t) \equiv \delta c_0 \sin(m_a t + \delta_\tau(t)) \quad (2.27)$$

$$\delta c_0 \equiv \frac{g_{a\gamma} a_0 m_a}{2k} = \frac{g_{a\gamma} \sqrt{2\rho_a}}{2k} \quad (2.28)$$

となり、アクシオン場中の左/右円偏光の位相速度差 $\delta c(t)$ を導出できる。ここで、 $\rho_a \equiv m_a^2 a_0^2 / 2$ は太陽系における暗黒物質のエネルギー密度である。

2.3 アクシオン暗黒物質による直線偏光の回転

本節では、以下の 3 点を示す。

- アクシオン場中の左/右円偏光間の位相速度差は直線偏光の回転とみなせる
- 直線偏光の回転振動の振幅は光路長に依存する
- 直線偏光の回転により強度変調サイドバンドが生成される

z 方向に伝播する左/右円偏光を考える。 $z = 0$ から伝播した左/右円偏光が時刻 t に $z = l$ に到達するまでにかかる時間を $\Delta t_{L/R}$ とすると

$$l = \int_{t-\Delta t_{L/R}}^t c_{L/R}(t) dt = \Delta t_{L/R} \pm \int_{t-\Delta t_{L/R}}^t \delta c(t) dt \quad (2.29)$$

より

$$\Delta t_{L/R} = l \mp \int_{t-\Delta t_{L/R}}^t \delta c(t) dt \quad (2.30)$$

となる。式 (2.30) を式 (2.30) の右辺の積分に代入すると

$$\Delta t_{L/R} = l \mp \int_{t-l}^t \delta c(t) dt \quad (2.31)$$

となる。 $z = 0$ における左/右円偏光の電場 $\mathbf{E}_{L/R}$ が角周波数 ω_0 で振動しているとする

$$\mathbf{E}_{L/R}(z = 0, t) = e^{i\omega_0 \Delta t_{L/R}} \mathbf{E}_{L/R}(z = 0, t - \Delta t_{L/R}) = e^{i\omega_0 \Delta t_{L/R}} \mathbf{E}_{L/R}(z = l, t) \quad (2.32)$$

となるので、時刻 t 、位置 $z = l$ における電場は

$$\mathbf{E}_{L/R}(z = l, t) = e^{-i\phi_{L/R}(l, t)} \mathbf{E}_{L/R}(z = 0, t) \quad (2.33)$$

$$\phi_{L/R}(l, t) \equiv k_0 l \mp k_0 \int_{t-l}^t \delta c(t) dt \quad (2.34)$$

と表せる。ここで、 k_0 はアクシオン場が存在しないときの波数であり、自然単位系を用いているので $k_0 = \omega_0$ となる。

$z = 0$ から s 偏光 $\mathbf{E}_s = E_0 e^{i\omega_0 t} \mathbf{e}_s$ を入射する。 \mathbf{e}_s は s 偏光の基底ベクトルである。左/右円偏光の基底と s/p 偏光の基底の変換を用いて、 $z = l$ における電場を s/p 偏光の基底で表す。基底の変換

は次式のようになる。

$$(\mathbf{e}_s \ \mathbf{e}_p) = (\mathbf{e}_L \ \mathbf{e}_R) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i & 1 \\ -i & 1 \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

$$(\mathbf{e}_L \ \mathbf{e}_R) = (\mathbf{e}_s \ \mathbf{e}_p) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -i & i \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

式 (2.35) を用いると、 $\mathbf{E}_s = E_0 e^{i\omega_0 t} \mathbf{e}_s$ は

$$\mathbf{E}_{L/R}(z=0, t) = E_0 e^{i\omega_0 t} (\mathbf{e}_s \ \mathbf{e}_p) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = E_0 e^{i\omega_0 t} (\mathbf{e}_L \ \mathbf{e}_R) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i & 1 \\ -i & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

と表せる。よって、式 (2.33)、式 (2.37) より

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{L/R}(z=l, t) &= E_0 e^{i\omega_0 t} (e^{-i\phi_L(l,t)} \mathbf{e}_L \ e^{-i\phi_R(l,t)} \mathbf{e}_R) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i & 1 \\ -i & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= E_0 e^{i\omega_0 t} (\mathbf{e}_L \ \mathbf{e}_R) \begin{pmatrix} e^{-i\phi_L(l,t)} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_R(l,t)} \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i & 1 \\ -i & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.38)$$

となる。式 (2.36) を用いると

$$\mathbf{E}_{s/p}(z=l, t) = E_0 e^{i\omega_0 t} (\mathbf{e}_s \ \mathbf{e}_p) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -i & i \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i\phi_L(l,t)} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_R(l,t)} \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i & 1 \\ -i & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

と表せる。ここで

$$\begin{aligned} T(l, t) &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -i & i \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i\phi_L(l,t)} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_R(l,t)} \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i & 1 \\ -i & 1 \end{pmatrix} \\ &= e^{-ik_0 l} \begin{pmatrix} \cos(\Delta\theta(l, t)) & \sin(\Delta\theta(l, t)) \\ -\sin(\Delta\theta(l, t)) & \cos(\Delta\theta(l, t)) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.40)$$

$$\Delta\theta(l, t) = k_0 \int_{t-l}^t \delta c(t) dt \quad (2.41)$$

である。 $T(l, t)$ は回転角 $-\Delta\theta(l, t)$ の回転行列であるので、 $z=0$ における s 偏光は $z=l$ で $-\Delta\theta(l, t)$ だけ回転することを表している。よって、図 2.2 のようにアクシオン暗黒物質によって s 偏光が回転し、p 偏光が生成される。

直線偏光の回転角 $\Delta\theta(l, t)$ は

$$\begin{aligned} \Delta\theta(l, t) &= k_0 \int_{t-l}^t \delta c(t) dt \\ &= k_0 \int_{t-l}^t \frac{g_{a\gamma} \sqrt{2\rho_a}}{2k_0} \sin(m_a t + \delta_\tau(t)) dt \\ &= \frac{g_{a\gamma} \sqrt{2\rho_a}}{m_a} \sin\left(m_a \frac{l}{2}\right) \sin\left(m_a \left(t - \frac{l}{2}\right) + \delta_\tau\right) \end{aligned} \quad (2.42)$$

となり、アクシオン質量から定まる角周波数 m_a で振動する。

$$\frac{g_{a\gamma} \sqrt{2\rho_a}}{m_a} \sin\left(m_a \frac{l}{2}\right) \quad (2.43)$$

は振幅項であり

$$\sin\left(m_a\left(t - \frac{l}{2}\right) + \delta_\tau\right) \quad (2.44)$$

は振動項である。よって、直線偏光の回転振動の振幅は光路長 l に依存する。式 (2.43) より、光路長 l を大きくすると回転振動の振幅は大きくなり、アクシオン場の振動の半周期

$$l = \frac{T_a}{2} = \frac{1}{2} \frac{2\pi}{m_a} = \frac{\pi}{m_a} \quad (2.45)$$

だけ進んだ位置で最大となる。

アクシオン場による直線偏光の回転角は微小であるため、近似すると

$$T(l, t) = e^{-ik_0 l} \begin{pmatrix} 1 & \Delta\theta(l, t) \\ -\Delta\theta(l, t) & 1 \end{pmatrix} \quad (2.46)$$

となる。式 (2.42) を書き換えると

$$\Delta\theta(l, t) = \frac{g_a \gamma \sqrt{2\rho_a}}{2m_a i} \sin\left(m_a \frac{l}{2}\right) \left[e^{-i\frac{m_a l}{2}} e^{i(m_a t + \delta_\tau)} - e^{i\frac{m_a l}{2}} e^{-i(m_a t + \delta_\tau)} \right] \quad (2.47)$$

となる。 $z = 0$ から z 方向にキャリアとして s 偏光を入射したときの $z = l$ における電場は

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{s/p}(z=l, t) &= E_0 e^{i\omega_0 t} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_s & \mathbf{e}_p \end{pmatrix} e^{-ik_0 l} \begin{pmatrix} 1 & \Delta\theta(l, t) \\ -\Delta\theta(l, t) & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= E_0 e^{i(\omega_0 t - k_0 l)} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_s & \mathbf{e}_p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ -\Delta\theta(l, t) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.48)$$

となり、s 偏光から p 偏光が生成される。生成された p 偏光の第 1 項は $e^{i(\omega_0 + m_a)t}$ で第 2 項は $e^{i(\omega_0 - m_a)t}$ で振動するため、これらは角周波数 $\omega_0 \pm m_a$ のサイドバンドであることを意味している。第 1 項と第 2 項は複素共役の関係にあるため、p 偏光強度変調サイドバンドが生成されると解釈できる。

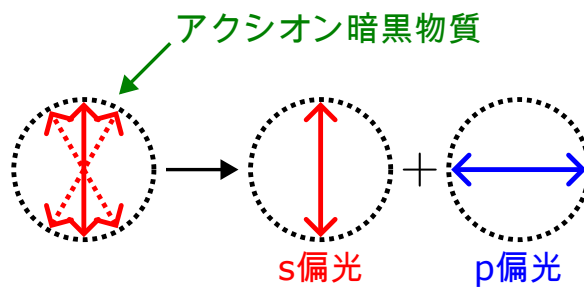


図 2.2 アクシオン暗黒物質による直線偏光の回転

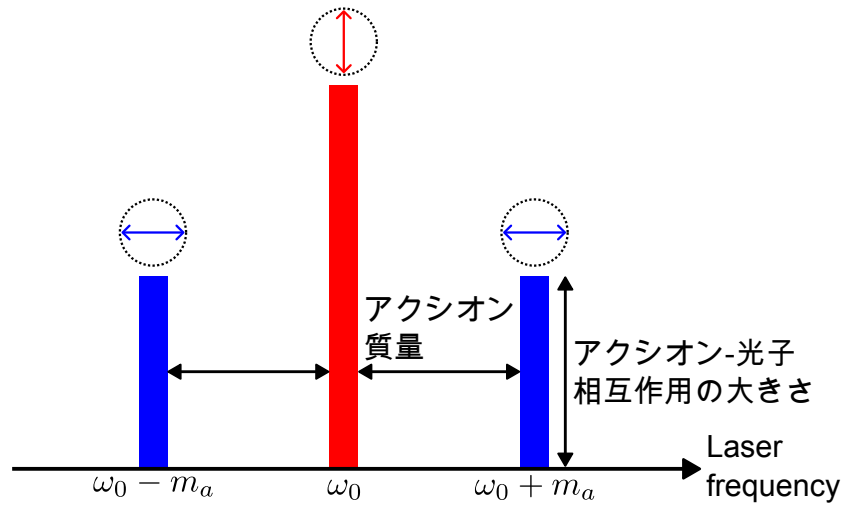


図 2.3 キャリアとサイドバンド

第3章

s 偏光と p 偏光の同時共振

本章では、まずボウタイ型光リング共振器を用いたアクシオン暗黒物質の信号の増幅方法について述べ、その後 DANCE の目標感度、同時共振の場合と非同時共振の場合の感度の違いについて述べる。

3.1 ボウタイ型光リング共振器

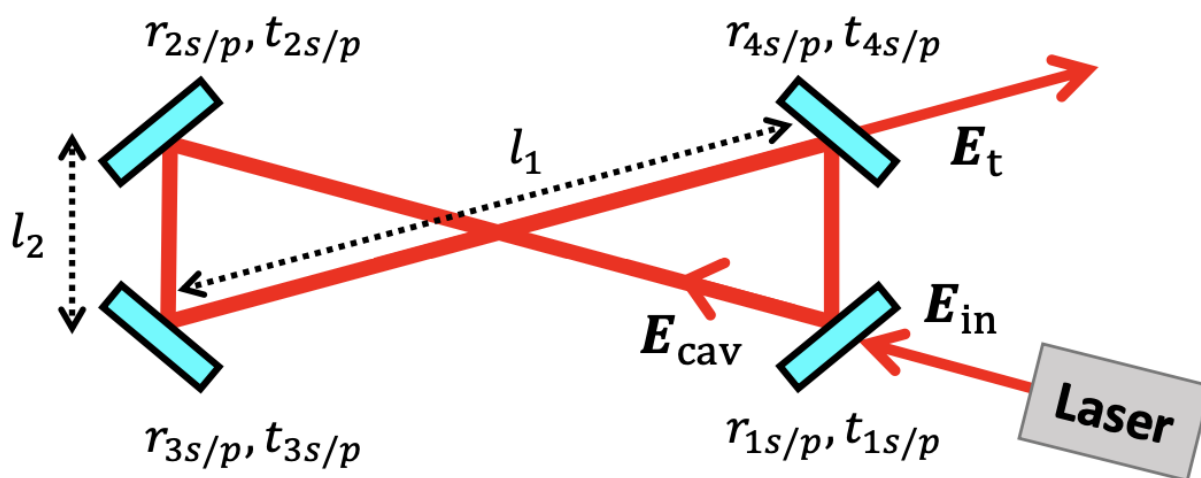


図 3.1 ボウタイ型光リング共振器 ([54] から引用)

アクシオン暗黒物質によって生じる左/右円偏光間の位相速度差は直線偏光の回転振動とみなせる。この回転振動の回転角は微小であるため、アクシオン暗黒物質を検出するためにはアクシオン暗黒物質によって生成された p 偏光を増幅する必要がある。そこで、DANCE [53, 54] では図 3.1 のように 4 枚のミラーで構成されたボウタイ型光リング共振器を用いて実効的に光路を伸ばすことにより偏光回転角を増幅することを可能にしている。ここでは、共振器により増幅される偏光回転角とその検出方法について述べる。また、ここでは s 偏光と p 偏光が同時共振している場合を考える。

3.1.1 偏光回転角の導出

本節では、光共振器の透過光から得られる偏光回転角を導出する。光共振器に入射する s 偏光の電場を

$$\mathbf{E}_{\text{in}}(t) = E_0 e^{i\omega_0 t} (\mathbf{e}_s \quad \mathbf{e}_p) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

とする。また、基底 (s,p) に対してミラーの反射行列を

$$R_i = \begin{pmatrix} -r_{is} & 0 \\ 0 & r_{ip} \end{pmatrix} \quad (i = 1, 2, 3, 4) \quad (3.2)$$

とする。光がミラーに対して斜入射する場合、s/p 偏光間に生じる反射位相差は理想的には π である (補遺 A 参照)。一般には、誘電体多層膜コーティングにより s/p 偏光間に生じる反射位相差は π からずれるため反射率 $r_{is/p}$ は複素数となるが、ここでは理想的な状況を考慮して実数としている。またこのとき、ボウタイ型光リング共振器では両端の 2 枚のミラーの反射により反射位相差が 2π となるため、s/p 偏光が同時共振している。以下では特に断らない限り同時共振の場合を考える。

このときの共振器内の電場 $\mathbf{E}_{\text{cav}}(t)$ は

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{cav}}(t) &= t_{1s} \mathbf{E}_{\text{in}}(t) \\ &\quad + t_{1s} E_0 e^{i\omega_0 t} (\mathbf{e}_s \quad \mathbf{e}_p) R_1 T(l_2, t) R_4 T(l_1, t - l_2,) \\ &\quad \times R_3 T(l_2, t - (l_1 + l_2)) R_2 T(l_1, t - (l_1 + 2l_2)) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ &\quad + t_{1s} E_0 e^{i\omega_0 t} (\mathbf{e}_s \quad \mathbf{e}_p) R_1 T(l_2, t) R_4 T(l_1, t - l_2) \\ &\quad \times R_3 T(l_2, t - (l_1 + l_2)) R_2 T(l_1, t - (l_1 + 2l_2)) \\ &\quad \times R_1 T(l_2, t - 2(l_1 + l_2)) R_4 T(l_1, t - 2(l_1 + l_2) - l_2) \\ &\quad \times R_3 T(l_2, t - 3(l_1 + l_2)) R_2 T(l_1, t - 3(l_1 + l_2) - l_2) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ &\quad + \dots \\ &= t_{1s} E_0 e^{i\omega_0 t} (\mathbf{e}_s \quad \mathbf{e}_p) \sum_{n=1}^{\infty} M_n(t) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.3)$$

と表せる。ここで

$$M_1(t) = 1 \quad (3.4)$$

$$M_2(t) = R_1 T(l_2, t) R_4 T(l_1, t - l_2) R_3 T(l_2, t - (l_1 + l_2)) R_2 T(l_1, t - (l_1 + 2l_2)) \quad (3.5)$$

$$M_{n+1}(t) = M_n(t) M_2(t - 2(l_1 + l_2)(n - 1)) \quad (3.6)$$

である。また

$$M(t) \equiv \sum_{n=1}^{\infty} M_n(t) = \begin{pmatrix} M^{11}(t) & M^{12}(t) \\ M^{21}(t) & M^{22}(t) \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

として、 $M_n(t)$ を求める。 $M_2(t)$ を計算すると

$$M_2(t) = e^{-ik_0 2(l_1 + l_2)} \begin{pmatrix} M_2^{11} & M_2^{12} \\ M_2^{21} & M_2^{22} \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

$$M_2^{11} = r_{1s} r_{4s} r_{3s} r_{2s} \quad (3.9)$$

$$M_2^{12} = -r_{1s} r_{4p} r_{3p} r_{2p} \Delta\theta(l_2, t) + r_{1s} r_{4s} r_{3p} r_{2p} \Delta\theta(l_1, t - l_2) \\ - r_{1s} r_{4s} r_{3s} r_{2p} \Delta\theta(l_2, t - (l_1 + l_2)) + r_{1s} r_{4s} r_{3s} r_{2s} \Delta\theta(l_1, t - (l_1 + 2l_2)) \quad (3.10)$$

$$M_2^{21} = r_{1p} r_{4s} r_{3s} r_{2s} \Delta\theta(l_2, t) - r_{1p} r_{4p} r_{3s} r_{2s} \Delta\theta(l_1, t - l_2) \\ + r_{1p} r_{4p} r_{3p} r_{2s} \Delta\theta(l_2, t - (l_1 + l_2)) - r_{1p} r_{4p} r_{3p} r_{2p} \Delta\theta(l_1, t - (l_1 + 2l_2)) \quad (3.11)$$

$$M_2^{22} = r_{1p} r_{4p} r_{3p} r_{2p} \quad (3.12)$$

である。計算の途中で $\Delta\theta$ の 2 次の項は無視した。 $M_n(t)$ に関する漸化式と $M_2(t)$ より、 $M_n(t)$ は

$$M_n(t) = e^{-i2k_0(l_1 + l_2)(n-1)} \begin{pmatrix} (r_{1s} r_{4s} r_{3s} r_{2s})^{n-1} & M_n^{12}(t) \\ M_n^{21}(t) & (r_{1p} r_{4p} r_{3p} r_{2p})^{n-1} \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

となる。非対角成分 $M_n^{12}(t), M_n^{21}(t)$ に関する漸化式は

$$M_{n+1}^{12}(t) = r_{1p} r_{4p} r_{3p} r_{2p} M_n^{12}(t) + (r_{1s} r_{4s} r_{3s} r_{2s})^{n-1} \\ \times [-r_{1s} r_{4p} r_{3p} r_{2p} \Delta\theta(l_2, t - 2(l_1 + l_2)(n-1)) \\ + r_{1s} r_{4s} r_{3p} r_{2p} \Delta\theta(l_1, t - 2(l_1 + l_2)(n-1) - l_2) \\ - r_{1s} r_{4s} r_{3s} r_{2p} \Delta\theta(l_2, t - 2(l_1 + l_2)(n-1) - (l_1 + l_2)) \\ + r_{1s} r_{4s} r_{3s} r_{2s} \Delta\theta(l_1, t - 2(l_1 + l_2)(n-1) - (l_1 + 2l_2))] \quad (3.14)$$

$$M_{n+1}^{21}(t) = r_{1s} r_{4s} r_{3s} r_{2s} M_n^{21}(t) + (r_{1p} r_{4p} r_{3p} r_{2p})^{n-1} \\ \times [-r_{1p} r_{4s} r_{3s} r_{2s} \Delta\theta(l_2, t - 2(l_1 + l_2)(n-1)) \\ + r_{1p} r_{4p} r_{3s} r_{2s} \Delta\theta(l_1, t - 2(l_1 + l_2)(n-1) - l_2) \\ - r_{1p} r_{4p} r_{3p} r_{2s} \Delta\theta(l_2, t - 2(l_1 + l_2)(n-1) - (l_1 + l_2)) \\ + r_{1p} r_{4p} r_{3p} r_{2p} \Delta\theta(l_1, t - 2(l_1 + l_2)(n-1) - (l_1 + 2l_2))] \quad (3.15)$$

となる。ここで、アクシオン場による位相速度差 $\delta c(t)$ をそのフーリエ変換 $\tilde{\delta c}(\omega)$ で表すと

$$\delta c(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \tilde{\delta c}(\omega) e^{i\omega t} \quad (3.16)$$

であるので、直線偏光の回転角 $\Delta\theta(l, t)$ は

$$\Delta\theta(t, l) = k_0 \int_{t-l}^t \delta c(t) dt \\ = k_0 \int_{t-l}^t \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \tilde{\delta c}(\omega) e^{i\omega t} \right] dt \\ = k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \tilde{\delta c}(\omega) \frac{e^{i\omega t} (1 - e^{-i\omega l})}{i\omega} \quad (3.17)$$

となる。式 (3.17) を漸化式 (3.14)、(3.15) に代入して整理すると

$$\begin{aligned}
M_{n+1}^{12}(t) &= r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}M_n^{12}(t) \\
&+ k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \tilde{\delta}c(\omega) \frac{e^{i\omega t}}{i\omega} \left(r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-i\omega 2(l_1+l_2)} \right)^{n-1} \\
&\times \left[- (1 - e^{-i\omega l_2}) \left(r_{1s}r_{4p}r_{3p}r_{2p} + r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2p}e^{-i\omega(l_1+l_2)} \right) \right. \\
&\left. + (1 - e^{-i\omega l_1}) \left(r_{1s}r_{4s}r_{3p}r_{2p}e^{-i\omega l_2} + r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-i\omega(l_1+2l_2)} \right) \right] \quad (3.18)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_{n+1}^{21}(t) &= r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}M_n^{21}(t) \\
&+ k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \tilde{\delta}c(\omega) \frac{e^{i\omega t}}{i\omega} \left(r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-i\omega 2(l_1+l_2)} \right)^{n-1} \\
&\times \left[- (1 - e^{-i\omega l_2}) \left(r_{1p}r_{4s}r_{3s}r_{2s} + r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2s}e^{-i\omega(l_1+l_2)} \right) \right. \\
&\left. + (1 - e^{-i\omega l_1}) \left(r_{1p}r_{4p}r_{3s}r_{2s}e^{-i\omega l_2} + r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-i\omega(l_1+2l_2)} \right) \right] \quad (3.19)
\end{aligned}$$

となる。漸化式の一般項は

$$\begin{aligned}
M_n^{12}(t) &= k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \tilde{\delta}c(\omega) e^{i\omega t} \frac{(r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p})^{n-1} - (r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-i\omega 2(l_1+l_2)})^{n-1}}{i\omega (r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p} - r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-i\omega 2(l_1+l_2)})} \\
&\times \left[- (1 - e^{-i\omega l_2}) \left(r_{1s}r_{4p}r_{3p}r_{2p} + r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2p}e^{-i\omega(l_1+l_2)} \right) \right. \\
&\left. + (1 - e^{-i\omega l_1}) \left(r_{1s}r_{4s}r_{3p}r_{2p}e^{-i\omega l_2} + r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-i\omega(l_1+2l_2)} \right) \right] \quad (3.20)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_n^{21}(t) &= k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \tilde{\delta}c(\omega) e^{i\omega t} \frac{(r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s})^{n-1} - (r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-i\omega 2(l_1+l_2)})^{n-1}}{i\omega (r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s} - r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-i\omega 2(l_1+l_2)})} \\
&\times \left[- (1 - e^{-i\omega l_2}) \left(r_{1p}r_{4s}r_{3s}r_{2s} + r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2s}e^{-i\omega(l_1+l_2)} \right) \right. \\
&\left. + (1 - e^{-i\omega l_1}) \left(r_{1p}r_{4p}r_{3s}r_{2s}e^{-i\omega l_2} + r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-i\omega(l_1+2l_2)} \right) \right] \quad (3.21)
\end{aligned}$$

である。以上より $M_n(t)$ が求められた。

次に $M(t)$ を求める。対角成分 $M^{11}(t), M^{22}(t)$ は

$$M^{11}(t) = \frac{1}{1 - r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-ik_0 2(l_1+l_2)}} \quad (3.22)$$

$$M^{22}(t) = \frac{1}{1 - r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-ik_0 2(l_1+l_2)}} \quad (3.23)$$

となる。ここで

$$\begin{aligned}
&\sum_{n=1}^{\infty} \left[\left(r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-ik_0 2(l_1+l_2)} \right)^{n-1} - \left(r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-ik_0 2(l_1+l_2)} e^{-i\omega 2(l_1+l_2)} \right)^{n-1} \right] \\
&= \frac{e^{-ik_0 2(l_1+l_2)} (r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p} - r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-i\omega 2(l_1+l_2)})}{(1 - r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-ik_0 2(l_1+l_2)}) (1 - r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-ik_0 2(l_1+l_2)} e^{-i\omega 2(l_1+l_2)})} \quad (3.24)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&\sum_{n=1}^{\infty} \left[\left(r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-ik_0 2(l_1+l_2)} \right)^{n-1} - \left(r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-ik_0 2(l_1+l_2)} e^{-i\omega 2(l_1+l_2)} \right)^{n-1} \right] \\
&= \frac{e^{-ik_0 2(l_1+l_2)} (r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s} - r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-i\omega 2(l_1+l_2)})}{(1 - r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-ik_0 2(l_1+l_2)}) (1 - r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-ik_0 2(l_1+l_2)} e^{-i\omega 2(l_1+l_2)})} \quad (3.25)
\end{aligned}$$

となるので非対角成分 $M^{12}(t)$, $M^{21}(t)$ は

$$M^{12}(t) = k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \tilde{\delta}c(\omega) \frac{e^{i\omega t} e^{-ik_0 2(l_1+l_2)}}{i\omega (1 - r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-ik_0 2(l_1+l_2)}) (1 - r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-ik_0 2(l_1+l_2)}e^{-i\omega 2(l_1+l_2)})} \\ \times \left[- (1 - e^{-i\omega l_2}) \left(r_{1s}r_{4p}r_{3p}r_{2p} + r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2p}e^{-i\omega(l_1+l_2)} \right) \right. \\ \left. + (1 - e^{-i\omega l_1}) \left(r_{1s}r_{4s}r_{3p}r_{2p}e^{-i\omega l_2} + r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-i\omega(l_1+2l_2)} \right) \right] \quad (3.26)$$

$$M^{21}(t) = k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \tilde{\delta}c(\omega) \frac{e^{i\omega t} e^{-ik_0 2(l_1+l_2)}}{i\omega (1 - r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-ik_0 2(l_1+l_2)}) (1 - r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-ik_0 2(l_1+l_2)}e^{-i\omega 2(l_1+l_2)})} \\ \times \left[- (1 - e^{-i\omega l_2}) \left(r_{1p}r_{4s}r_{3s}r_{2s} + r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2s}e^{-i\omega(l_1+l_2)} \right) \right. \\ \left. + (1 - e^{-i\omega l_1}) \left(r_{1p}r_{4p}r_{3s}r_{2s}e^{-i\omega l_2} + r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-i\omega(l_1+2l_2)} \right) \right] \quad (3.27)$$

となる。

よって、共振器内の電場 $\mathbf{E}_{\text{cav}}(t)$ は

$$\mathbf{E}_{\text{cav}}(t) = t_{1s}E_0e^{i\omega_0 t} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_s & \mathbf{e}_p \end{pmatrix} M(t) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = t_{1s}E_0e^{i\omega_0 t} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_s & \mathbf{e}_p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M^{11}(t) \\ M^{21}(t) \end{pmatrix} \quad (3.28)$$

となるので、共振器の透過光の電場 $\mathbf{E}_t(t)$ は次式のように表せる。

$$\mathbf{E}_{\text{cav}}(t) = t_{1s}E_0e^{i\omega_0 t} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_s & \mathbf{e}_p \end{pmatrix} e^{-ik_0(2l_1+l_2)} \begin{pmatrix} t_{4s} & 0 \\ 0 & t_{4p} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -r_{3s} & 0 \\ 0 & r_{3p} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -r_{2s} & 0 \\ 0 & r_{2p} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M^{11}(t) \\ M^{21}(t) \end{pmatrix} \\ = \frac{t_{1s}t_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-ik_0 2(l_1+l_2)}}{1 - r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-ik_0 2(l_1+l_2)}} E_0e^{i\omega_0 t} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_s & \mathbf{e}_p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{t_{4p}r_{3p}r_{2p}}{t_{4s}r_{3s}r_{2s}} (1 - r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-ik_0 2(l_1+l_2)}) M^{21}(t) \end{pmatrix} \quad (3.29)$$

ここで

$$H_a(\omega) \equiv k_0 \frac{t_{4p}r_{3p}r_{2p}}{t_{4s}r_{3s}r_{2s}} \frac{e^{-ik_0 2(l_1+l_2)}}{i\omega (1 - r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-ik_0 2(l_1+l_2)}e^{-i\omega 2(l_1+l_2)})} \\ \times \left[- (1 - e^{-i\omega l_2}) \left(r_{1p}r_{4s}r_{3s}r_{2s} + r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2s}e^{-i\omega(l_1+l_2)} \right) \right. \\ \left. + (1 - e^{-i\omega l_1}) \left(r_{1p}r_{4p}r_{3s}r_{2s}e^{-i\omega l_2} + r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-i\omega(l_1+2l_2)} \right) \right] \quad (3.30)$$

と定義すると

$$\mathbf{E}_{\text{cav}}(t) = \frac{t_{1s}t_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-ik_0 2(l_1+l_2)}}{1 - r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-ik_0 2(l_1+l_2)}} E_0e^{i\omega_0 t} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_s & \mathbf{e}_p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ -\delta\phi(t) \end{pmatrix} \quad (3.31)$$

$$\delta\phi(t) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \tilde{\delta}c(\omega) e^{i\omega t} H_a(\omega) \quad (3.32)$$

と表せる。 $\delta\phi(t)$ は偏光回転角を表し、 $H_a(\omega)$ はアクシオン場による位相速度差 $\delta c(t)$ から偏光回転角 $\delta\phi(t)$ への伝達関数である。

3.1.2 偏光回転角の増幅

本節では、光共振器を用いて偏光回転角が増幅できることを示す。位相速度差 $\delta c(t)$ をフーリエ変換すると

$$\begin{aligned}
\tilde{\delta c}(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \delta c(t) e^{-i\omega t} dt \\
&= \delta c_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{im_a t} - e^{-im_a t}}{2i} e^{-i\omega t} dt \\
&= \frac{\delta c_0 \pi}{i} \left(\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(\omega - m_a)t} dt - \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(\omega + m_a)t} dt \right) \\
&= \frac{\delta c_0 \pi}{i} (\delta(\omega - m_a) - \delta(\omega + m_a))
\end{aligned} \tag{3.33}$$

となるので、偏光回転角 $\delta\phi(t)$ は

$$\begin{aligned}
\delta\phi(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \frac{\delta c_0 \pi}{i} (\delta(\omega - m_a) - \delta(\omega + m_a)) e^{i\omega t} H_a(\omega) \\
&= \frac{\delta c_0}{2i} [H_a(m_a) e^{im_a t} - H_a(-m_a) e^{-im_a t}]
\end{aligned} \tag{3.34}$$

となる。s 偏光を光共振器で共振させる場合を考えると、 $2k_0(l_1 + l_2) = 2n\pi$ (n は整数) となる。また、本節では s 偏光と p 偏光が同時共振する場合を考えており、このとき $r_{is/p}$ は実数であるので、伝達関数 $H_a(\omega)$ は

$$H_a(\omega) = (H_a(-\omega))^* \tag{3.35}$$

を満たす。よって、偏光回転角 $\delta\phi(t)$ は

$$\begin{aligned}
\delta\phi(t) &= \delta c_0 \frac{H_a(m_a) e^{im_a t} - (H_a(m_a) e^{im_a t})^*}{2i} \\
&= \delta c_0 \operatorname{Im} [H_a(m_a) e^{im_a t}] \\
&= \delta c_0 |H_a(m_a)| \sin(m_a t + \delta_{H_a})
\end{aligned} \tag{3.36}$$

$$\delta_{H_a} \equiv \arg H_a(m_a) \tag{3.37}$$

と表せる。ミラーの反射率を $r_{is/p} \simeq 1$ と近似して、アクション場の振動周波数 $f_a = em_a/2\pi\hbar$ が光共振器のフリースペクトラルレンジより十分小さい場合

$$f_a \ll \nu_{\text{FSR}} = \frac{c}{2(l_1 + l_2)} \tag{3.38}$$

を考えると

$$\begin{aligned}
|H_a(m_a)| &\simeq \left| k_0 \frac{t_{4p}}{t_{4s}} \frac{1}{im_a (1 - r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-im_a 2(l_1+l_2)})} \right. \\
&\quad \times \left[- (1 - e^{-im_a l_2}) (1 + e^{-im_a(l_1+l_2)}) + (1 - e^{-im_a l_1}) (e^{-im_a l_1} + e^{-im_a(l_1+2l_2)}) \right] \Big| \\
&\simeq \left| k_0 \frac{t_{4p}}{t_{4s}} \frac{1}{im_a (1 - r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-im_a 2(l_1+l_2)})} 2[-im_a l_2 + im_a l_1 (1 - im_a l_2)] \right| \\
&\simeq \left| k_0 \frac{t_{4p}}{t_{4s}} \frac{2(l_1 - l_2)}{1 - r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-im_a 2(l_1+l_2)}} \right| \\
&= k_0 \frac{t_{4p}}{t_{4s}} \frac{2(l_1 - l_2)}{\sqrt{(1 - r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p})^2 + 4r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p} \sin^2(m_a(l_1 + l_2))}} \\
&= k_0 2(l_1 - l_2) \frac{\frac{t_{4p}\mathcal{F}_p}{t_{4s}\pi}}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\mathcal{F}_p}{\pi}\right)^2 \sin^2(m_a(l_1 + l_2))}} \tag{3.39}
\end{aligned}$$

ここで、光共振器の s/p 偏光のフィネスは

$$\mathcal{F}_{s/p} \equiv \frac{\pi \sqrt{r_{1s/p}r_{4s/p}r_{3s/p}r_{2s/p}}}{1 - r_{1s/p}r_{4s/p}r_{3s/p}r_{2s/p}} \tag{3.40}$$

である。

共振器がクリティカルカップル

$$r_{1s/p} = r_{4s/p}, r_{2s/p} = r_{3s/p} = 1 \tag{3.41}$$

のとき

$$\mathcal{F}_{s/p} = \frac{\pi r_{4s/p}}{1 - r_{4s/p}^2} \simeq \frac{\pi}{t_{4s/p}^2} \tag{3.42}$$

となるので伝達関数は

$$|H_a(m_a)| \simeq k_0 2(l_1 - l_2) \frac{\frac{\sqrt{\mathcal{F}_s \mathcal{F}_p}}{\pi}}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\mathcal{F}_p}{\pi}\right)^2 \sin^2(m_a(l_1 + l_2))}} \tag{3.43}$$

と近似できる。このときの偏光回転角 $\delta\phi(t)$ は

$$\delta\phi(t) = \delta c_0 k_0 2(l_1 - l_2) \frac{\frac{\sqrt{\mathcal{F}_s \mathcal{F}_p}}{\pi}}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\mathcal{F}_p}{\pi}\right)^2 \sin^2(m_a(l_1 + l_2))}} \sin(m_a t + \delta_{H_a}) \tag{3.44}$$

となる。アクシオン場の振動周期が p 偏光の共振ピークの半値全幅より十分小さい場合

$$\frac{m_a}{2\pi} \ll \nu_{\text{FWHM},p} \tag{3.45}$$

を考えると

$$\delta\phi(t) \simeq \delta c_0 k_0 2(l_1 - l_2) \frac{\sqrt{\mathcal{F}_s \mathcal{F}_p}}{\pi} \sin(m_a t + \delta_{H_a}) \tag{3.46}$$

と近似できる。よって、光リング共振器を用いると、 $\sqrt{\mathcal{F}_s \mathcal{F}_p}/\pi$ だけ増幅できることがわかる。

3.1.3 アクシオン暗黒物質の信号の検出方法

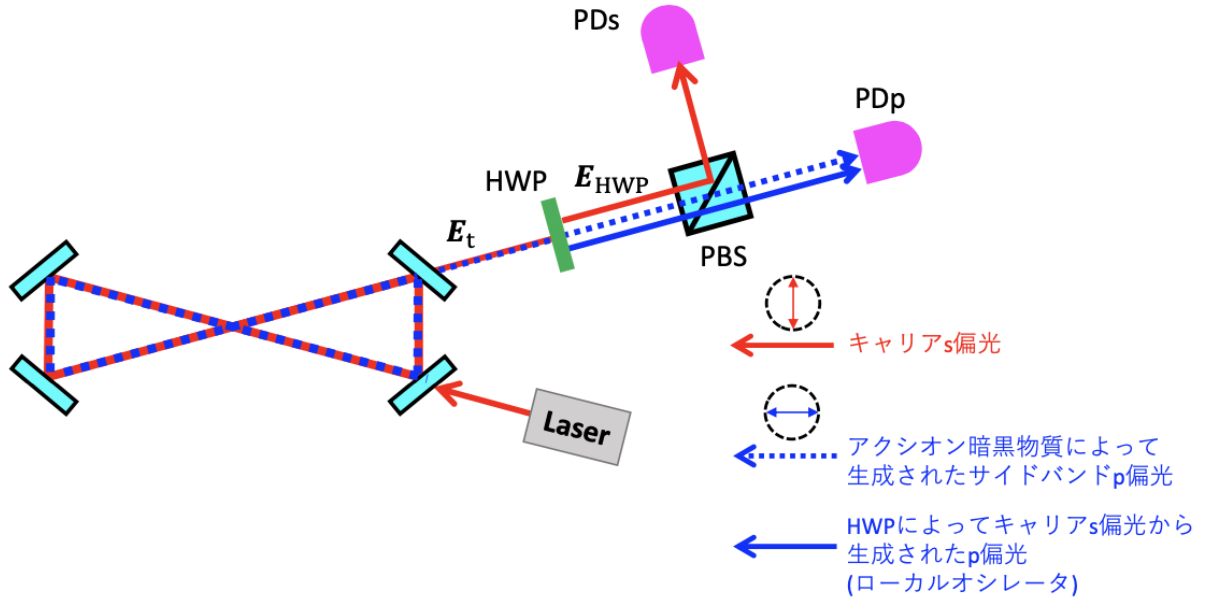


図 3.2 透過光ポート ([54] から引用)

光共振器の透過光を PBS で分け、光検出器で p 偏光を検出する場合、p 偏光の電場の 2 乗が検出されてしまうため偏光回転角 $\delta\phi(t)$ も 2 次になってしまう。本節では、図 3.2 のように透過光ポートで HWP を用いてキャリア s 偏光を一部漏らして生まれた p 偏光をローカルオシレーターとして使用し、アクシオン暗黒物質によって生成された p 偏光とのビート信号を検出することにより偏光回転角 $\delta\phi(t)$ を 1 次で検出できることを示す。

まず透過光の電場振幅を

$$E_{t0} \equiv \frac{t_{1s}t_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-ik_0 2(l_1+l_2)}}{1 - r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-ik_0 2(l_1+l_2)}} E_0 \quad (3.47)$$

と定義する。透過光の s 偏光と HWP の速軸のなす角を θ_H として、この角度が微小であるときの HWP 通過後の電場 $\mathbf{E}_{out}(t)$ は

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{out}(t) &= E_{t0}e^{i\omega_0 t} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_s & \mathbf{e}_p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 2\theta_H \\ 2\theta_H & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ -\delta\phi(t) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \mathbf{e}_s & \mathbf{e}_p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{t0}e^{i\omega_0 t} \\ 2\theta_H E_{t0}e^{i\omega_0 t} + \delta\phi(t)E_{t0}e^{i\omega_0 t} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.48)$$

と表せる。ただし、HWP の角度と偏光回転角の積の項は無視した。よって、PBS 通過後の p 偏光の強度 P_p は、s 偏光の強度 $P_s = |E_{t0}|^2$ を用いて

$$\begin{aligned} P_p &= |2\theta_H E_{t0}e^{i\omega_0 t} + \delta\phi(t)E_{t0}e^{i\omega_0 t}|^2 \\ &= P_s (4\theta_H^2 + 4\theta_H \text{Re}[\delta\phi(t)]) \end{aligned} \quad (3.49)$$

と表せる。ただし、偏光回転角の 2 次の項は無視した。したがって、ローカルオシレーターとの干渉によってアクシオン暗黒物質による偏光回転角 $\delta\phi(t)$ の 1 次で信号を取得できる。

3.2 DANCE の目標感度

ショットノイズによって制限される DANCE の目標感度について述べる。ただし、ここでは同時共振の場合を考える。

アクシオン暗黒物質信号 $P_a(t)$ は前節より

$$\begin{aligned} P_a(t) &= P_s 4\theta_H \operatorname{Re}[\delta\phi(t)] \\ &= P_s 4\theta_H \delta c_0 |H_a(m_a)| \sin(m_a t + \delta_\tau(t) + \delta_{H_a}) \end{aligned} \quad (3.50)$$

$$P_s = \frac{|t_{1s} t_{4s} r_{3s} r_{2s}|^2}{|1 - r_{1s} r_{4s} r_{3s} r_{2s}|^2} P_{\text{in}} \quad (3.51)$$

である。ここで、ショットノイズのパワースペクトル密度 δP_{shot} は

$$\delta P_{\text{shot}} = \sqrt{2\hbar\omega_0 P_p} = 2\theta_H \sqrt{2\hbar\omega_0 P_s} \quad (3.52)$$

と表せる。コヒーレントな信号を観測する場合、観測時間 T_{obs} によって信号雑音比 (Signal to Noise Ratio: SNR) を改善できる。 $T_{\text{obs}} < \tau, \tau < T_{\text{obs}}$ の場合の SNR は

$$\text{SNR} = \begin{cases} \frac{P_s 4\theta_H \delta c_0 |H_a(m_a)|}{\sqrt{2\delta P_{\text{shot}}}} \sqrt{T_{\text{obs}}} & (T_{\text{obs}} < \tau) \\ \frac{P_s 4\theta_H \delta c_0 |H_a(m_a)|}{\sqrt{2\delta P_{\text{shot}}}} (T_{\text{obs}} \tau)^{\frac{1}{4}} & (\tau < T_{\text{obs}}) \end{cases} \quad (3.53)$$

$$\quad (3.54)$$

となる。SNR ≥ 1 の場合にアクシオン暗黒物質探索に感度があるとすると、アクシオン-光子結合定数 $g_{a\gamma}$ は

$$g_{a\gamma} \geq \begin{cases} 227 \text{GeV}^{-1} \frac{|1 - r_{1s} r_{4s} r_{3s} r_{2s}|}{|t_{1s} t_{4s} r_{3s} r_{2s}|} \sqrt{\frac{\text{GeV cm}^{-3} \text{ kW nm s}}{\rho_a P_{\text{in}} \lambda_0 T_{\text{obs}} |H_a(m_a)| / k_0}} \frac{\text{eV}^{-1}}{|H_a(m_a)| / k_0} & (T_{\text{obs}} < \tau) \\ 227 \text{GeV}^{-1} \frac{|1 - r_{1s} r_{4s} r_{3s} r_{2s}|}{|t_{1s} t_{4s} r_{3s} r_{2s}|} \sqrt{\frac{\text{GeV cm}^{-3} \text{ kW nm s}}{\rho_a P_{\text{in}} \lambda_0 \sqrt{T_{\text{obs}} \tau} |H_a(m_a)| / k_0}} \frac{\text{eV}^{-1}}{|H_a(m_a)| / k_0} & (\tau < T_{\text{obs}}) \end{cases} \quad (3.55)$$

と推定される。共振器がクリティカルカップルの場合、式 (3.43) より

$$\frac{|H_a(m_a)|}{k_0} \simeq 2(l_1 - l_2) \frac{\sqrt{\mathcal{F}_s \mathcal{F}_p}}{\pi} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\mathcal{F}_p}{\pi}\right)^2 \sin^2(m_a(l_1 + l_2))}} \quad (3.56)$$

であり、アクシオン暗黒物質により生成された p 偏光の共振ピークが半値半幅の内側、外側のどちらにあるかによって次式のように表せる。

$$\frac{|H_a(m_a)|}{k_0} \propto \begin{cases} 2(l_1 - l_2) \sqrt{\mathcal{F}_s \mathcal{F}_p} & \left(\frac{m_a}{2\pi} \ll \frac{\nu_{\text{FWHM}}}{2} \right) \\ 2(l_1 + l_2) \sqrt{\frac{\mathcal{F}_s}{\mathcal{F}_p} \frac{1}{m_a}} & \left(\frac{m_a}{2\pi} \gg \frac{\nu_{\text{FWHM}}}{2} \right) \end{cases} \quad (3.57)$$

$$\frac{|H_a(m_a)|}{k_0} \propto \begin{cases} 2(l_1 - l_2) \sqrt{\mathcal{F}_s \mathcal{F}_p} & \left(\frac{m_a}{2\pi} \ll \frac{\nu_{\text{FWHM}}}{2} \right) \\ 2(l_1 + l_2) \sqrt{\frac{\mathcal{F}_s}{\mathcal{F}_p} \frac{1}{m_a}} & \left(\frac{m_a}{2\pi} \gg \frac{\nu_{\text{FWHM}}}{2} \right) \end{cases} \quad (3.58)$$

式 (3.55)、式 (3.57)、式 (3.58) を用いて求めた DANCE の目標感度は図 3.3 の通りである。また、目標感度の計算に用いたパラメータは表 3.1 の通りである。大型化、高フィネス化、ハイパワー化することによって低質量帯域において約 3 桁ほど良い感度で探索することが可能である。

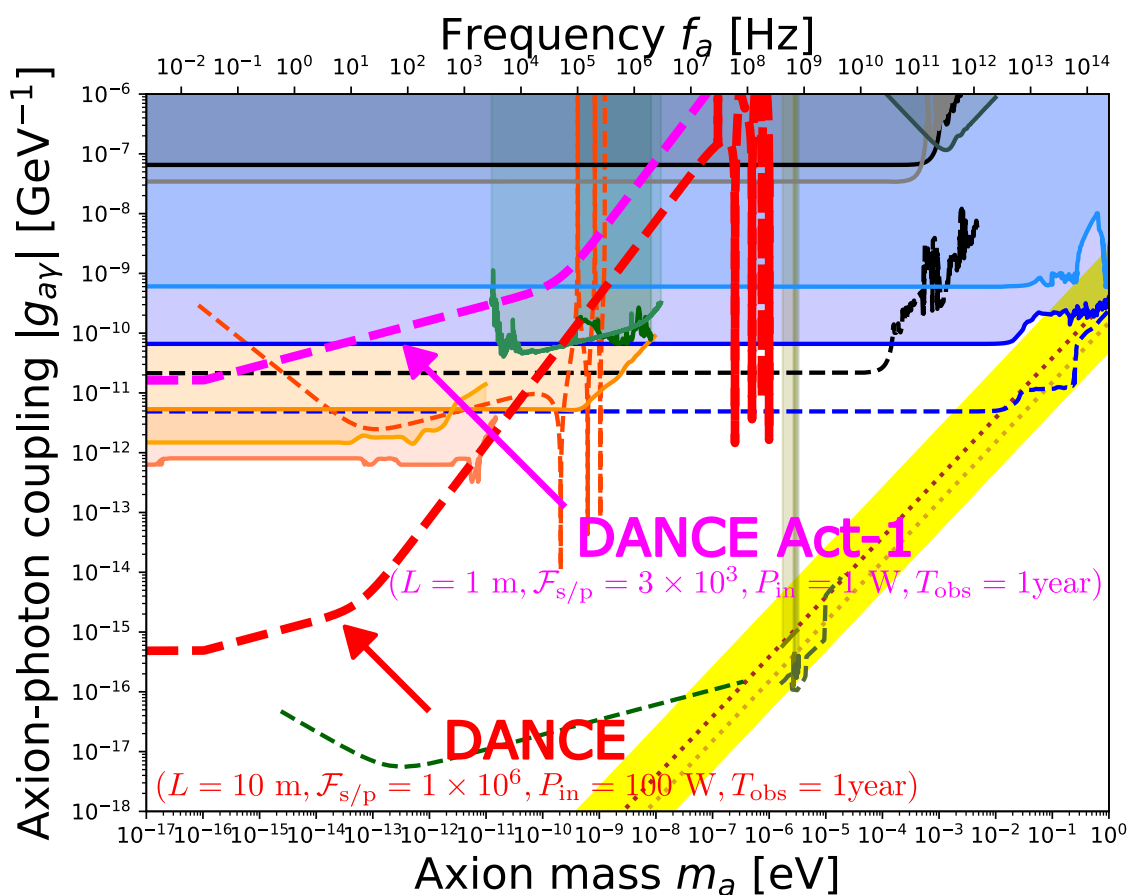


図 3.3 DANCE の目標感度

表 3.1 目標感度のパラメータ

入射パワー P_{in}	1 W	100 W
レーザー波長 λ_0	1064 nm	1064 nm
共振器の大きさ (l_1, l_2)	(0.45, 0.05) m	(4.5, 0.5) m
共振器周回長 $2(l_1 + l_2)$	1 m	10 m
FSR ν_{FSR}	300 MHz	30 MHz
フィネス \mathcal{F}_s	3×10^3	3×10^3
フィネス \mathcal{F}_p	1×10^6	1×10^6
観測時間 T_{obs}	1 year	1 year

3.3 非同時共振

以上の議論では s/p 偏光が同時共振している場合を考えていた。このとき、伝達関数 $H_a(\omega)$ には、 $H_a(\omega) = (H_a(-\omega))^*$ の関係が成り立ち、偏光回転角 $\delta\phi(t)$ は実数である。本節では、s/p 偏光が非同時共振の場合に $H_a(\omega)$ が修正を受け、感度の低下を招いてしまうことを示す。

一般にミラーに対して斜入射する場合、ミラーの反射位相差は π からずれるため反射率は複素数となる。この場合、 $H_a(\omega) \neq (H_a(-\omega))^*$ となり s/p 偏光間の共振周波数差が生じてしまい、p 偏光が非対称に増幅されるため感度が低下してしまう。このとき $\delta\phi(t)$ の実部 $\text{Re}[\delta\phi(t)]$ は

$$\begin{aligned} \text{Re}[\delta\phi(t)] &= \frac{\delta c_0}{2} \text{Im} [H_a(m_a)e^{im_at} - H_a(-m_a)e^{-im_at}] \\ &= \frac{\delta c_0}{2} [\text{Re} [H_a(m_a) + H_a(-m_a)] \sin(m_at) + \text{Im} [H_a(m_a) - H_a(-m_a)] \cos(m_at)] \\ &= \delta c_0 |H'_a(\omega)| \sin(m_at + \delta_{H_a}) \end{aligned} \quad (3.59)$$

$$|H'_a(\omega)| \equiv \frac{1}{2} \sqrt{(\text{Re} [H_a(m_a) + H_a(-m_a)])^2 + (\text{Im} [H_a(m_a) - H_a(-m_a)])^2} \quad (3.60)$$

となる。式 (3.55) の $|H_a(\omega)|$ を $|H'_a(\omega)|$ に置き換えると非同時共振の場合の感度曲線を求められる。

ここで、共振条件 $2k_0(l_1 + l_2) = 2n\pi$ を満たしており、クリティカルカップル $r_{1s/p} = r_{4s/p}, r_{2s/p} = r_{3s/p}$ の場合の DANCE Act-1 の同時共振の感度と非同時共振の感度を求める。このときの伝達関数 $H_a(\omega)$ は

$$\begin{aligned} H_a(\omega) &= k_0 \frac{t_{4p}r_{2p}^2}{t_{4s}r_{2s}^2} \frac{1}{i\omega (1 - r_{1p}^2r_{2p}^2e^{-i\omega 2(l_1+l_2)})} \\ &\quad \times \left[- (1 - e^{-i\omega l_2}) \left(r_{1p}r_{1s}r_{2s}^2 + r_{1p}^2r_{2p}r_{2s}e^{-i\omega(l_1+l_2)} \right) \right. \\ &\quad \left. + (1 - e^{-i\omega l_1}) \left(r_{1p}^2r_{2s}^2e^{-i\omega l_2} + r_{1p}^2r_{2p}^2e^{-i\omega(l_1+2l_2)} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.61)$$

となるので絶対値は

$$\begin{aligned}
|H_a(\omega)| = & k_0 \sqrt{\frac{1 - |r_{2p}|^2}{1 - |r_{2s}|^2} \frac{|r_{2p}|^2}{|r_{2s}|^2} \frac{1}{\omega |1 - r_{1p}^2 r_{2p}^2 e^{-i\omega 2(l_1+l_2)}|}} \\
& \times \left| - (1 - e^{-i\omega l_2}) \left(r_{1p} r_{1s} r_{2s}^2 + r_{1p}^2 r_{2p} r_{2s} e^{-i\omega(l_1+l_2)} \right) \right. \\
& \left. + (1 - e^{-i\omega l_1}) \left(r_{1p}^2 r_{2s}^2 e^{-i\omega l_2} + r_{1p}^2 r_{2p}^2 e^{-i\omega(l_1+2l_2)} \right) \right| \quad (3.62)
\end{aligned}$$

となる。同時共振の場合、式 (3.62) の反射率は実数である。非同時共振の場合、式 (3.62) の反射率は複素数となり、s 偏光が受け取る位相を p 偏光が受け取る位相に押し付けることによって

$$r_{is} = |r_{is}| \quad (3.63)$$

$$r_{ip} = |r_{ip}| e^{i(\phi_{is} - \phi_{ip})} = |r_p| e^{i\Delta\phi_i} \quad (3.64)$$

と表せる。ここで、光リング共振器のフリースペクトラルレンジ $\nu_{\text{FSR}} = c/2(l_1 + l_2)$ を用いると、ミラー 1 枚あたりの s/p 偏光間の反射位相差 $\Delta\phi_i$ は

$$\Delta\phi_i = \frac{2\pi}{\nu_{\text{FSR}}} \Delta\nu_i = \frac{4\pi(l_1 + l_2)}{c} \Delta\nu_i \quad (3.65)$$

となる。 $\Delta\nu_i$ はミラー 1 枚あたりの反射で生じる s/p 偏光間の共振周波数差である。このとき、式 (3.62) は次式のようになる。

$$\begin{aligned}
|H_a(\omega)| = & k_0 \sqrt{\frac{1 - |r_{2p}|^2}{1 - |r_{2s}|^2} \frac{|r_{2p}|^2}{|r_{2s}|^2} \frac{1}{\omega |1 - |r_{1p}|^2 |r_{2p}|^2 e^{i2(\Delta\phi_1 + \Delta\phi_2)} e^{-i\omega 2(l_1+l_2)}|}} \\
& \times \left| - (1 - e^{-i\omega l_2}) \left(|r_{1p}| |r_{1s}| |r_{2s}|^2 e^{i\Delta\phi_1} + |r_{1p}|^2 |r_{2p}| |r_{2s}| e^{i(2\Delta\phi_1 + \Delta\phi_2)} e^{-i\omega(l_1+l_2)} \right) \right. \\
& \left. + (1 - e^{-i\omega l_1}) \left(|r_{1p}|^2 |r_{2s}|^2 e^{i2\Delta\phi_1} e^{-i\omega l_2} + |r_{1p}|^2 |r_{2p}|^2 e^{i2(\Delta\phi_1 + \Delta\phi_2)} e^{-i\omega(l_1+2l_2)} \right) \right| \quad (3.66)
\end{aligned}$$

式 (3.55)、式 (3.59)、式 (3.62)、式 (3.66) を用いて同時共振時の感度曲線と共振周波数差が 3MHz であると仮定した場合の非同時共振時の感度曲線は図 3.4 の通りである。マゼンタが同時共振、緑が非同時共振の感度曲線を表す。非同時共振の場合、図 3.5 のように s/p 偏光の共振ピークのずれにより p 偏光が非対称に増幅されてしまうため、同時共振の場合 (図 3.6) と比較して低質量帯域において約 3 桁ほど感度が低下してしまう。広い質量帯域に対して高感度なアクション暗黒物質探索を行うためには s/p 偏光の同時共振が必要である。

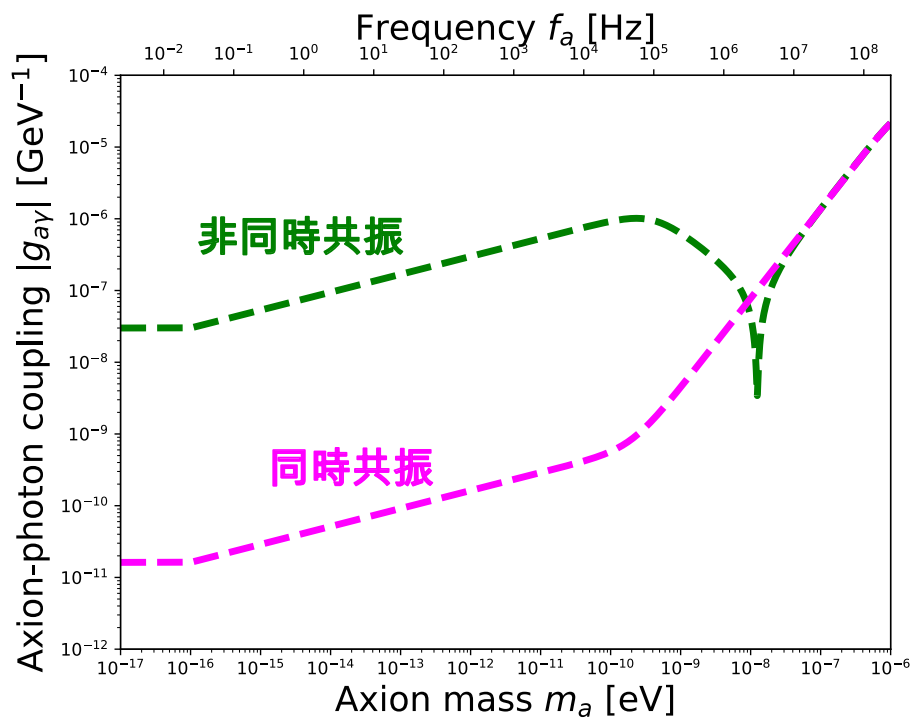


図 3.4 DANCE Act-1 の目標感度の比較

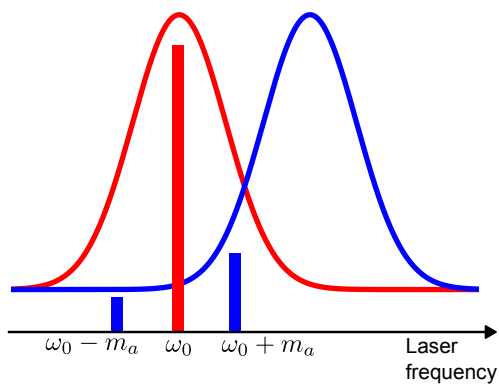


図 3.5 非同時共振

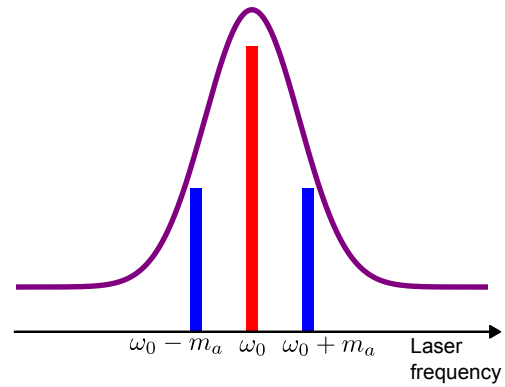


図 3.6 同時共振

第 4 章

s/p 偏光間の反射位相差

本章では、折り返し光共振器を用いたミラー 1 枚あたりの s/p 偏光間の反射位相差測定の意義、原理について述べる。

4.1 本研究の意義

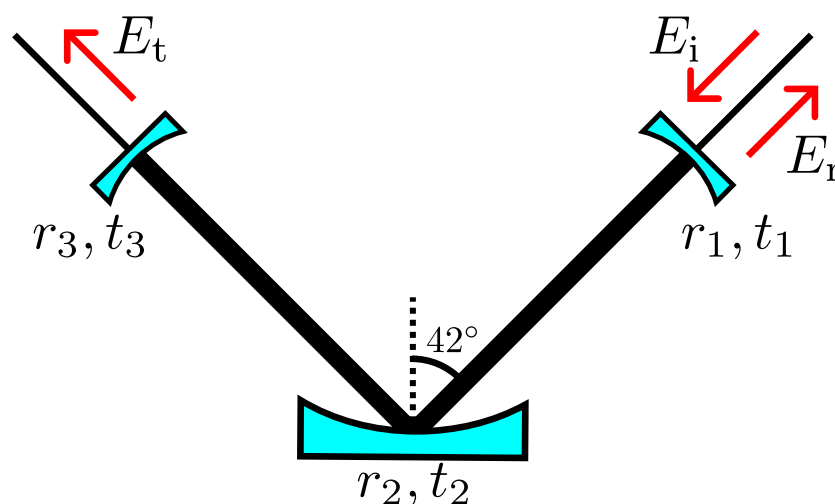


図 4.1 折り返し光共振器

本研究の意義は、折り返し光共振器を用いたミラー 1 枚あたりの評価による同時共振手法の確立である。折り返し光共振器の概念図は図 4.1 の通りである。中央のテストミラーに対する入射角は、DANCE Act-1 と同様の入射角 42° を実現している。フロントミラーとエンドミラーについては光がミラーに対して直入射するとき s/p 偏光間の反射位相差は生じないため、図 4.1 の構成により折り返し部分のミラーで生じる反射位相差のみを測定することが可能である。

4.2 折り返し光共振器の共振条件

本節では、図 4.1 の折り返し光共振器の反射光、透過光強度および共振条件を導出する。フロントミラーの振幅反射率、振幅透過率を r_1, t_1 、テストミラーの振幅反射率、振幅透過率を r_2, t_2 、エンドミラーの振幅反射率、振幅透過率を r_3, t_3 とする。フロントミラーに入射する電場振幅を E_i 、反射光の電場振幅を E_r 、透過光の電場振幅を E_t とすると、 E_r, E_t は

$$\begin{aligned}
 E_r &= E_i(-r_1) + E_i t_1^2 r_2^2 r_3 e^{-i2\phi} + E_i t_1^2 r_1 r_2^4 r_3 e^{-i4\phi} + E_i t_1^2 r_1^2 r_2^6 r_3^3 e^{-i6\phi} + \dots \\
 &= E_i \left[-r_1 + t_1^2 r_2^2 r_3 e^{-i2\phi} (1 + r_1 r_2^2 r_3 e^{-i2\phi} + r_1^2 r_2^4 r_3^2 e^{-i4\phi} + \dots) \right] \\
 &= E_i \left[-r_1 + t_1^2 r_2^2 r_3 e^{-i2\phi} \sum_{n=0}^{\infty} (r_1 r_2^2 r_3 e^{-i2\phi})^n \right] \\
 &= E_i \left(-r_1 + \frac{t_1^2 r_2^2 r_3 e^{-i2\phi}}{1 - r_1 r_2^2 r_3 e^{-i2\phi}} \right) \tag{4.1}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E_t &= E_i t_1 r_2 t_3 e^{-i\phi} + E_i t_1 r_1 r_2^3 t_3 r_3 e^{-i3\phi} + E_i t_1 r_1^2 r_2^5 t_3^2 t_3 e^{-i5\phi} + \dots \\
 &= E_i t_1 r_2 t_3 e^{-i\phi} (1 + r_1 r_2^2 r_3 e^{-i2\phi} + r_1^2 r_2^4 r_3^2 e^{-i4\phi} + \dots) \\
 &= E_i t_1 r_2 t_3 e^{-i\phi} \sum_{n=0}^{\infty} (r_1 r_2^2 r_3 e^{-i2\phi})^n \\
 &= E_i \frac{t_1 r_2 t_3 e^{-i\phi}}{1 - r_1 r_2^2 r_3 e^{-i2\phi}} \tag{4.2}
 \end{aligned}$$

となる。ここで、 ϕ は光が共振器を半往復するときの位相変化であり、レーザー光の角周波数を ω 、光共振器の共振器長を L とすると

$$\phi = \frac{\omega L}{c} \tag{4.3}$$

と表せる。光共振器の振幅反射率 $r(\phi)$ 、振幅透過率 $t(\phi)$ を

$$r(\phi) = -r_1 + \frac{t_1^2 r_2^2 r_3 e^{-i2\phi}}{1 - r_1 r_2^2 r_3 e^{-i2\phi}} \tag{4.4}$$

$$t(\phi) = \frac{t_1 r_2 t_3 e^{-i\phi}}{1 - r_1 r_2^2 r_3 e^{-i2\phi}} \tag{4.5}$$

とおく。これらの絶対値の2乗は

$$|r(\phi)|^2 = \frac{[(t_1^2 + r_1^2) r_2^2 r_3 - r_1]^2 + 4r_1 r_2^2 r_3 (t_1^2 + r_1^2) \sin^2 \phi}{(1 - r_1 r_2^2 r_3)^2 + 4r_1 r_2^2 r_3 \sin^2 \phi} \tag{4.6}$$

$$|t(\phi)|^2 = \frac{(t_1 r_2 t_3)^2}{(1 - r_1 r_2^2 r_3)^2 + 4r_1 r_2^2 r_3 \sin^2 \phi} \tag{4.7}$$

となるので、反射光強度 P_r 、透過光強度 P_t は次式のように表せる。

$$P_r = \frac{[(t_1^2 + r_1^2) r_2^2 r_3 - r_1]^2 + 4r_1 r_2^2 r_3 (t_1^2 + r_1^2) \sin^2 \phi}{(1 - r_1 r_2^2 r_3)^2 + 4r_1 r_2^2 r_3 \sin^2 \phi} |E_i|^2 \tag{4.8}$$

$$P_t = \frac{(t_1 r_2 t_3)^2}{(1 - r_1 r_2^2 r_3)^2 + 4r_1 r_2^2 r_3 \sin^2 \phi} |E_i|^2 \tag{4.9}$$

透過光強度が最大になるとき、共振器内部の光強度が最大となり、入射レーザー光と光共振器は共振している。共振条件は m を自然数として

$$\phi = \pi m \tag{4.10}$$

である。この条件は式 (4.3) と光の周波数と波長の関係を用いると

$$2L = m\lambda \tag{4.11}$$

となるので、共振条件は共振器の往復長がレーザーの波長 λ の整数倍になることと言える。本研究で用いたミラーによる透過光と反射光の強度は図 4.2,4.3 の通りである。

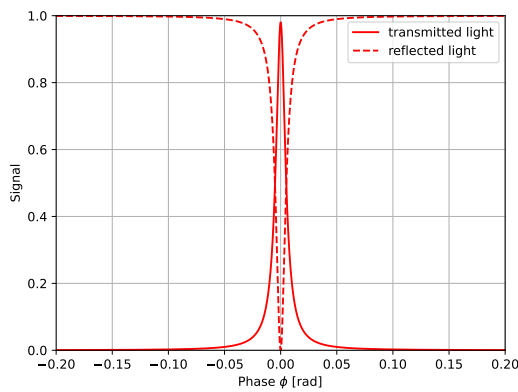


図 4.2 透過光と反射光 (s 偏光)

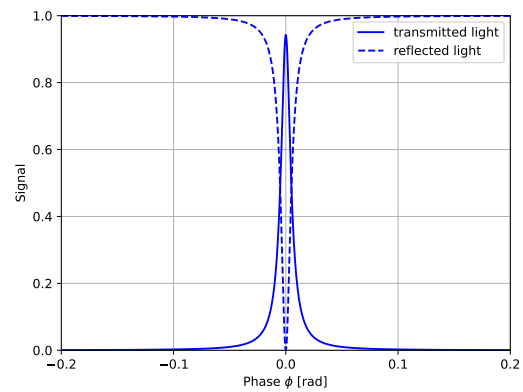


図 4.3 透過光と反射光 (p 偏光)

4.3 折り返し光共振器のフィネス

共振器長 L を固定してレーザーの周波数を変化させると、透過光強度は周期的に変化する。この周期をフリースペクトラルレンジ (FSR) という。式 (4.10) より

$$\Delta\phi = \frac{\omega_{\text{FSR}}L}{c} = \pi \tag{4.12}$$

となるので

$$\nu_{\text{FSR}} = \frac{\omega_{\text{FSR}}}{2\pi} = \frac{c}{2L} \tag{4.13}$$

となる。透過光強度の半値全幅 ν_{FWHM} は式 (4.9) より

$$\frac{(t_1 r_2 t_3)^2}{(1 - r_1 r_2^2 r_3)^2 + 4r_1 r_2^2 r_3 \sin^2\left(\frac{\pi \nu_{\text{FWHM}} L}{c}\right)} |E_i|^2 = \frac{1}{2} \frac{(t_1 r_2 t_3)^2}{(1 - r_1 r_2^2 r_3)^2} |E_i|^2 \tag{4.14}$$

から

$$\frac{1}{1 + \frac{4r_1 r_2^2 r_3}{(1 - r_1 r_2^2 r_3)^2} \sin^2\left(\frac{\pi \nu_{\text{FWHM}} L}{c}\right)} = \frac{1}{2} \tag{4.15}$$

を解くと求められる。ここで、 $\frac{\pi\nu_{\text{FWHM}}L}{c} = \frac{\pi\nu_{\text{FWHM}}}{2\nu_{\text{FSR}}} \ll 1$ として \sin を展開すると

$$\nu_{\text{FWHM}} = \frac{c(1 - r_1 r_2^2 r_3)}{2\pi L \sqrt{r_1 r_2^2 r_3}} \quad (4.16)$$

となる。よって、フィネス \mathcal{F} は

$$\mathcal{F} = \frac{\nu_{\text{FSR}}}{\nu_{\text{FWHM}}} = \frac{\pi \sqrt{r_1 r_2^2 r_3}}{1 - r_1 r_2^2 r_3} \quad (4.17)$$

となる。ミラーの反射率を 1 に近づけるほどフィネスは大きくなり、共振は鋭くなる。

第 5 章

実験装置

本章では、測定に用いた実験装置を紹介する。

5.1 実験構成

実験全体の構成は図 5.1 の通りである。本研究では、以下の 2 点の測定を行った。

- s/p 偏光間の反射位相差の波長依存性
- s/p 偏光間の反射位相差の時間変動

本研究では電気通信大学レーザー新世代研究センターの中川賢一研究室で使用されている外部共振器型半導体レーザー (External Cavity Diode Laser: ECDL) を使用した。以下ではこの ECDL について言及する際には中川 ECDL とする。図 5.1 の左上のレーザーは中川 ECDL、右上のレーザーは Connet 社の狭線幅単一周波数ファイバーレーザーであり、選択波長は 1064 nm である。

折り返し光共振器の両端からレーザーを入射して、s/p 偏光間の反射位相差の測定と反射位相差ドリフトの測定を行った。本実験では、折り返し光共振器入射直前に HWP を配置して偏光の調整を行った。また、図の右下の透過光ポートの PDP は測定によって入れ替えており、s/p 偏光間の反射位相差測定では PDs と同じ PD、反射位相差ドリフトの測定では MHz 帯の信号を取得できる高速 PD を使用した。

本実験では光学系を組む際、電気光学変調器 (electro-optic modulator: EOM)、ファラデーアイソレーター (faraday isolator: FI) の順番に置き、光共振器からの反射光を FI の手前の PBS を用いて取得した。このような配置にすることにより、パワーのロスを防ぐことができる。また、EOM の後には偏光子 (Linear Polarizer: LP) を置き、残留強度変調 (Residual Amplitude Modulation: RAM) を防ぐような構成になっている。RAM が加わるとエラー信号にオフセットが加わってしまい制御が不安定になるため、偏光子を用いて EOM の結晶軸の方向に射影するように偏光を合わせている。また、中川 ECDL の方に FI を 2 つ設置しているのは、アイソレーションが 60dB 以上必要だからである。アイソレーションが足りないと、レーザー光源への戻り光の影響によりモードホッピングが引き起こされてしまうため正しい測定ができない。

s/p 偏光間の反射位相差の波長依存性の測定は中川 ECDL の透過光を取得し、共振周波数差を求めることにより行った。透過光は中川 ECDL のピエゾ (piezo-electric transducer: PZT) に三角波

を加え、キャビティスキャンを行うことにより取得した。

s/p 偏光間の反射位相差の時間変動の測定は 2 つのレーザー光源を用いて s/p 偏光をそれぞれ制御し、これらのビート信号を取得することにより行った。RFPD で受光した反射光を用いてフィードバック制御を行い、光共振器の共振状態を保つことにより低周波数帯の雑音を抑えた。

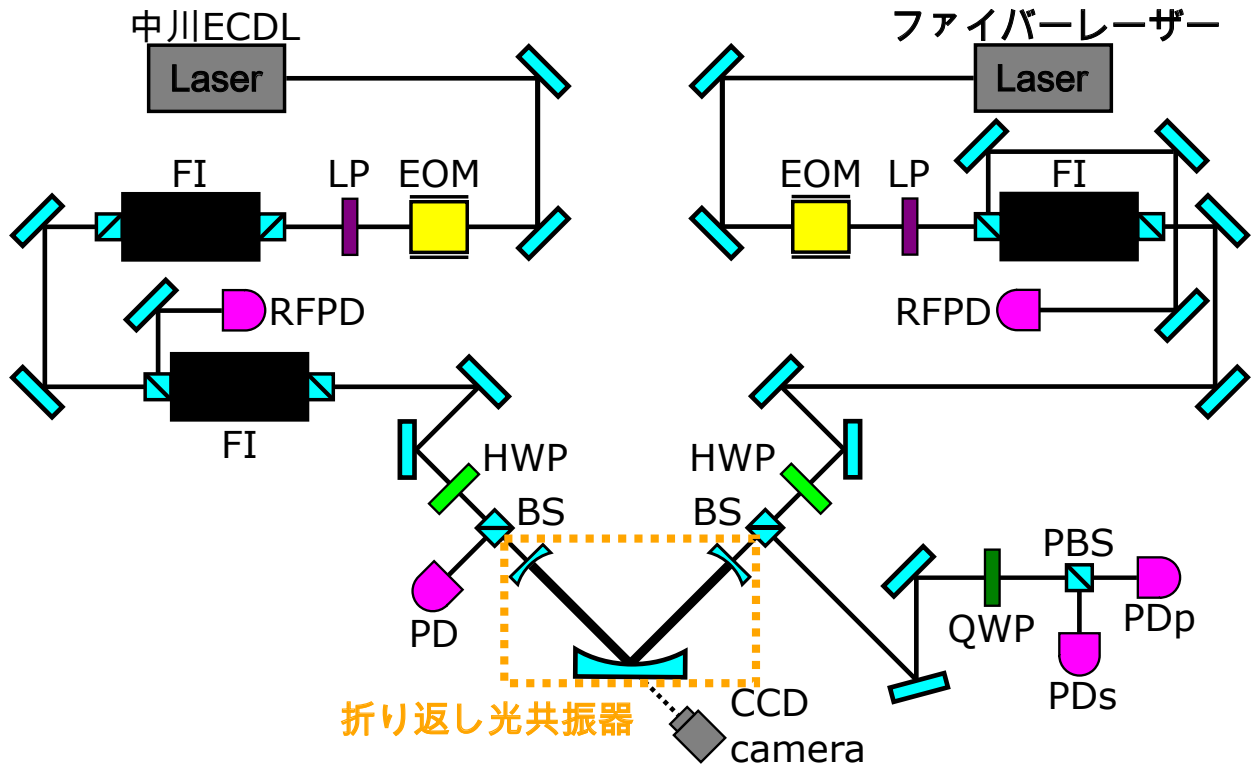


図 5.1 実験全体の構成

5.2 波長可変レーザー

本研究では波長可変レーザーを用いて波長を広い範囲で変化させて、s/p 偏光間の反射位相差がキャンセルされる波長を調査した。本節では、ECDL とその動作原理について述べる [58–61]。

5.2.1 半導体レーザーの概要

半導体レーザーはダイオードレーザーを用いてレーザー発振を行っている。ダイオードレーザーは n 型半導体と p 型半導体の間に活性層を挟んだ構造である。ダイオードレーザーに電流を流すことにより、n 型半導体の中の電子と p 型半導体の中の正孔が活性層に移動し、活性層の中でこれらが結びつく。この現象を再結合と呼び、このときにエネルギーを放出して光を発生する。再結合で発生した光により、別の電子の再結合が後に続く誘導放射という現象が起こる。誘導放射により発生する光は、最初の再結合で発生した光と等しい位相を持った波長の光である。誘導放射を繰り返すことにより、位相が揃った波長の光を得ることができる。

5.2.2 ECDL の概要

ECDL は外部にミラーを用意し、ダイオードレーザーの外部で共振器を構成し直している半導体レーザーのことである。

回折格子 (Diffraction grating) や干渉フィルター (Interference Filter: IF) を用いることで、特定の波長の光を選択してレーザー発振をすることができる。ECDL では、レーザーダイオード (Laser Diode: LD) 内部で共振器を構成している通常の半導体レーザーよりも共振器長が長いため、各波長モードの線幅が小さくなる。さらに、選択した波長モードの光のみをレーザー発振させることにより、ECDL では数百 kHz の線幅を達成している。

一般的な ECDL は回折格子を用いて外部共振器を構成している。しかし、この構成では正確なアライメントが要求され、音響雑音や機械的雑音に敏感である。近年、この問題点を解決するために IF を用いた ECDL が開発された。構造は図 5.2 の通りである。まず、LD から出力された光はコリメーションレンズ (Collimation Lens: CL) で平行光となり、IF を通り波長が選択され、非球面レンズによって円筒型 PZT 付きの部分反射ミラー (Output Coupler: OC) 表面に集光する。OC で光の一部を LD に戻し、これらの中で共振器を構成することにより光を増幅して出力することが可能となる。IF を用いた ECDL では、波長を選択するために IF を傾けても、透過型の構造のため光軸がずれないという利点がある。また、キャッツアイ配置であるため、振動に強く、発振波長の安定性が良いという利点もある。

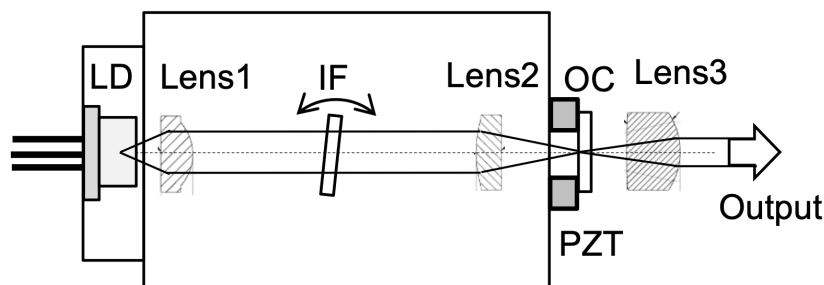


図 5.2 中川 ECDL の構造 (中川レーザーマニュアルより引用)

波長選択

中川 ECDL では、IF を光軸に対して傾けて透過させることにより波長を選択することができる。IF は異なる屈折率の物質の誘電体多層膜で構成されている (補遺 B 参照)。上面と下面の反射波が干渉し、弱め合う条件は光路差 $\Delta\lambda$ が光の波長の整数倍、すなわち

$$\Delta\lambda = 2nd\sqrt{1 - \left(\frac{\sin\theta}{n_{\text{eff}}}\right)^2} = m\lambda \quad (5.1)$$

となるときである。ある m に対して、 $\theta = 0$ での透過波長を λ_0 とすると

$$m\lambda_0 = 2nd \quad (5.2)$$

となるので、透過波長 $\lambda(\theta)$ は IF に対する入射角 θ 、実効屈折率 n_{eff} 、直入射での透過波長 λ_0 を用いて次式で表せる。

$$\lambda(\theta) = \lambda_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\sin \theta}{n_{\text{eff}}}\right)^2} \quad (5.3)$$

本研究で用いた IF は $\lambda_0 = 1070 \text{ nm}$ であり、 $\theta = 6 \text{ deg}$ のとき、 $\lambda = 1068 \text{ nm}$ となるので、実効屈折率 n_{eff} は

$$n_{\text{eff}} = 1.71 \quad (5.4)$$

である。よって、選択波長の IF の回転角度依存性は図 5.3 の通りである。また、選択波長 $\lambda(\theta)$ 、直入射での透過波長 λ_0 、実効屈折率 n_{eff} の具体的な数値がわかれば、IF の回転角度を求めることもできる。

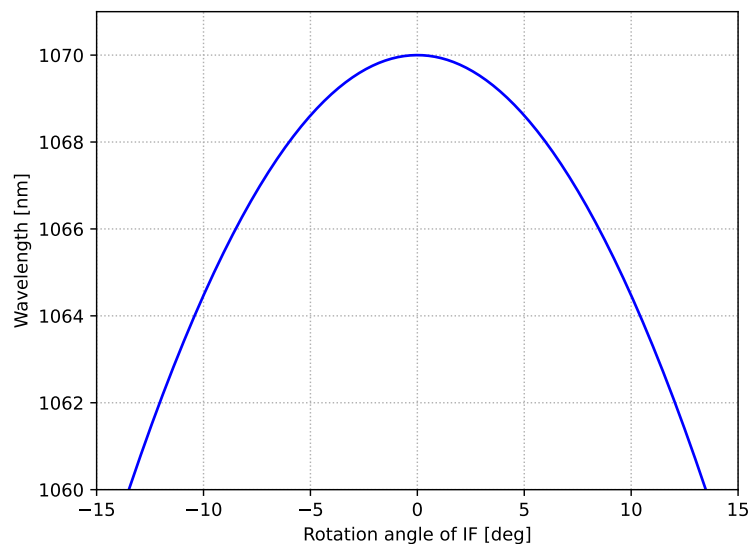


図 5.3 選択波長の IF の回転角依存性

5.3 折り返し光共振器

本研究で用いた折り返し光共振器スペーサーは図 5.1 に示す通りである。Fusion360 で図面を設計し、材質はスーパーインバーと呼ばれる合金が用いられている。これは熱膨張係数が $10^{-7}/\text{K}$ 程度と小さいため、共振器長変動を抑えることができる。入射角は DANCE と同じ 42° であり、ジグを用いてミラーを固定することができる。スペーサーは下面のネジ穴にペDESTAL を付けて固定した。

5.3.1 波長依存性ミラー

本研究で用いた特注波長依存性ミラーについて述べる。本研究では、以下の仕様のミラーを用いて測定を行った。

表 5.1 ミラーの設計値

M1 強度反射率	(r_{1s}^2, r_{1p}^2)	(99.9%, 99.9%)
M2 強度反射率	(r_{2s}^2, r_{2p}^2)	(99.99%, 99.97%)
M3 強度反射率	(r_{3s}^2, r_{3p}^2)	(99.9%, 99.9%)
M1 曲率半径	R_1	50 mm
M2 曲率半径	R_2	1000 mm
M3 曲率半径	R_3	50 mm

M1, M3 がそれぞれフロント、エンドミラーを表しており、M2 がテストミラーを表している。s/p 偏光間の反射位相差のシミュレーション結果は図 5.4 の通りである。横軸は波長、縦軸は s/p 偏光間の反射位相差 $\Delta\phi = \phi_s - \phi_p$ を表している。

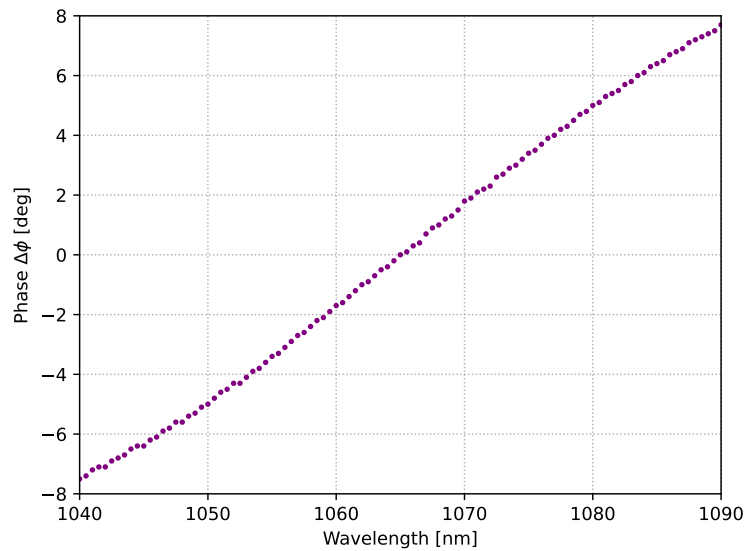


図 5.4 s/p 偏光間の反射位相差の波長依存性

5.3.2 光共振器の設計値と要求値

表 5.1 をもとに製作した光共振器の設計値は表 5.2 の通りである。s 偏光の反射率の方が p 偏光の反射率よりも高いため、フィネスは s 偏光の方が大きくなる。

表 5.2 光共振器の設計値

共振器長	L	6cm
フリースペクトラルレンジ (FSR)	ν_{FSR}	2.5 GHz
半値全幅 (FWHM)(s 偏光)	$\nu_{\text{FWHM,s}}$	8.07 MHz
半値全幅 (FWHM)(p 偏光)	$\nu_{\text{FWHM,p}}$	8.23 MHz
フィネス (s 偏光)	\mathcal{F}_s	309.5
フィネス (p 偏光)	\mathcal{F}_p	303.5

5.3.3 s/p 偏光間の反射位相差の要求値

本研究において s/p 偏光が同時共振しているときの s/p 偏光間の反射位相差 $\Delta\phi$ への要求は、ミラー 1 回の反射で s/p 偏光の共振ピークが FWHM 以内に収まることと設定した。DANCE Act-1 のフィネス $\mathcal{F} = 3000$ を仮定すると、要求値は

$$\Delta\phi \leq \frac{360}{\mathcal{F}} \frac{1}{4} = 0.03 \text{ deg} \quad (5.5)$$

である。

5.4 光共振器の性能評価

本節では、入射光学系と光共振器制御について述べる。

5.4.1 入射光学系

本実験では中川 ECDL を s 偏光、ファイバーレーザーを p 偏光として、光共振器の左右から入射している。レーザーの出力は、中川 ECDL は 50 mW、ファイバーレーザーは 20 mW まで出力できる。本実験では全ての PD で光が受光できるように中川 ECDL の出力は 31 mW、ファイバーレーザーの出力は 20 mW に設定して実験を行った。本研究で用いた光共振器への入射光学系のパラメータは表 5.3, 5.4 の通りである。ビームプロファイラを用いて光共振器への入射光学系を測定した結果は図 5.5, 5.6 の通りである。横軸は FI からの距離、縦軸はビーム半径を表している。

表 5.3 入射光学系のパラメータ (中川 ECDL)

レーザー波長	λ_0	1068 nm
入射パワー	P_{in}	10 mW
入射ビームのウェスト半径 (水平方向)	$w_{\text{in},x}$	91.35 μm
入射ビームのウェスト半径 (垂直方向)	$w_{\text{in},y}$	69.05 μm

表 5.4 入射光学系のパラメータ (ファイバーレーザー)

レーザー波長	λ_0	1064 nm
入射パワー	P_{in}	5 mW
入射ビームのウェスト半径 (水平方向)	$w_{in,x}$	63.9 μm
入射ビームのウェスト半径 (垂直方向)	$w_{in,y}$	79.6 μm

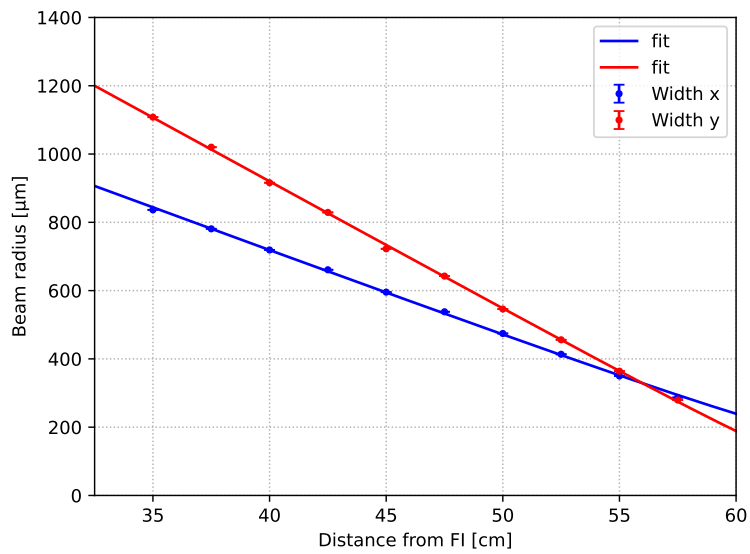


図 5.5 入射光学系 (中川 ECDL)

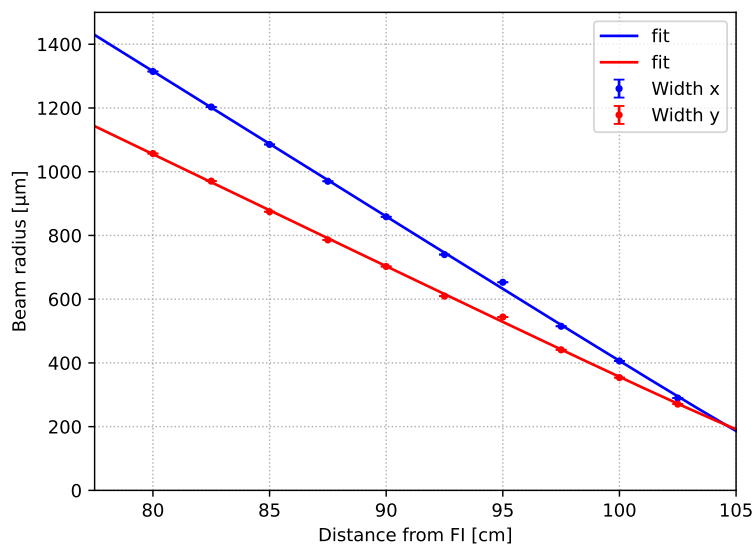


図 5.6 入射光学系 (ファイバーレーザー)

5.4.2 光共振器制御

s/p 偏光間の反射位相差の時間変動を測定するために、2つのレーザーを用いて s/p 偏光の周波数制御を行った。どちらのレーザーも PDH 法を用いた (補遺 D.2 参照)。本実験では、EOM を用いて 15MHz の位相変調を加えてサイドバンドを生成し、RFPD で取得した反射光を 15MHz で復調することによりエラー信号を取得した。共振器長変動からエラー信号への伝達関数 $S_{s/p}$ V/m はセンサー効率と呼ばれ、キャビティスキャンから得られたエラー信号の傾きを測定することにより求められる。FSR がレーザー波長 λ_0 に対応していることと時系列データのエラー信号の傾き k V/s から $S_{s/p}$ V/m は次式より求められる。

$$S_{s/p} = k \frac{\Delta t_{\text{FSR}}}{\lambda_0/2} \text{ V/m} \quad (5.6)$$

Δt_{FSR} は FSR の時間差を表している。図 5.7, 5.8 に示すエラー信号をフィッティングすることで得られたセンサー効率 $S_{s/p}$ V/m は

$$S_s = 1.6(3) \times 10^8 \text{ V/m} \quad (5.7)$$

$$S_p = 1.23(3) \times 10^7 \text{ V/m} \quad (5.8)$$

であった。ここでは系統誤差を抑えるために 10 回測定を行った。

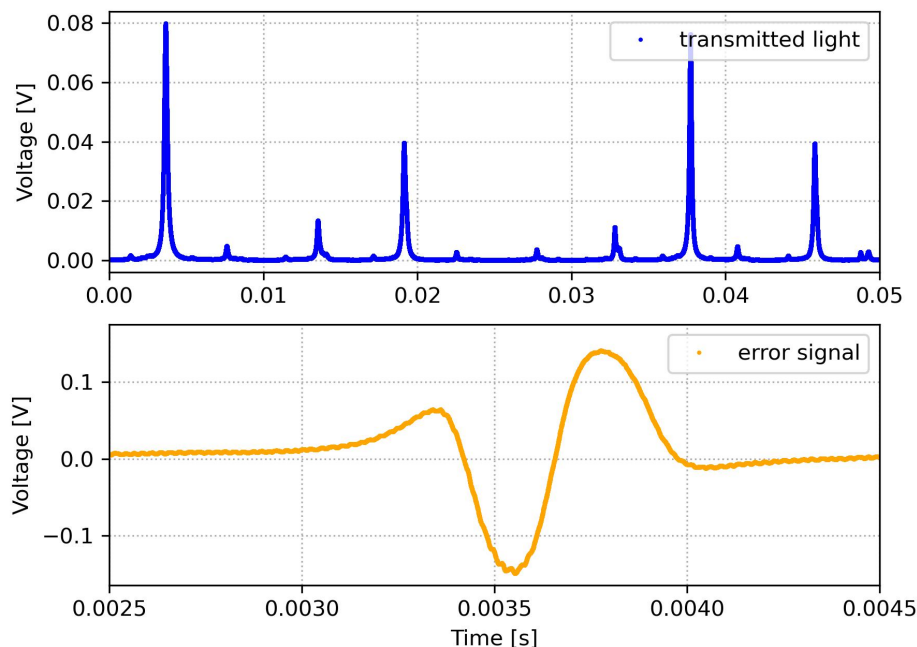


図 5.7 透過光とエラー信号 (中川 ECDL)

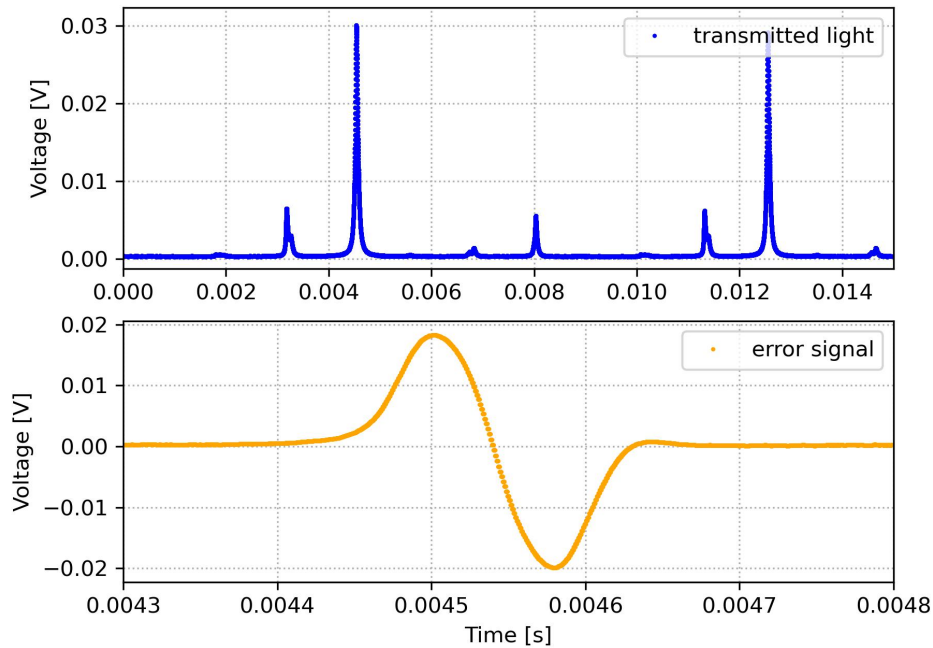


図 5.8 透過光とエラー信号 (ファイバーレーザー)

光共振器の性能評価のためにオープンループ伝達関数と共振器長変動のパワースペクトルを測定した。オープンループ伝達関数の測定方法は補遺 D.1 参照。

オープンループ伝達関数の測定結果は図 5.9, 5.10 の通りである。本実験では、フィルター F_s としてカットオフ周波数 1.0 Hz、ゲイン 100 の 1 次のローパスフィルター、 F_p としてカットオフ周波数 1.0 Hz、ゲイン 500 の 1 次のローパスフィルターを使用した。位相余裕はどちらも 30 deg 以上あるため、安定な制御が実現できていることがわかる。中川 ECDL には 10 kHz 付近に PZT の共振構造があるため、ゲインを 100 以上にあげると発振し制御は不安定になってしまう。

測定したオープンループ伝達関数とセンサー効率を用いることでエラー信号のパワースペクトルから共振器長変動のパワースペクトルを

$$\frac{\delta L_{s/p}}{|1 + G_{s/p}|} = \frac{1}{|S_{s/p}|} \delta V_{s/p} \quad (5.9)$$

$$\delta L_{s/p} = \frac{|1 + G_{s/p}|}{|S_{s/p}|} \delta V_{s/p} \quad (5.10)$$

のように求めることができる。式 (5.9) は制御後、式 (5.10) は制御前の共振器長変動のパワースペクトルである。共振器長変動のパワースペクトルの測定結果は図 5.11, 5.12 の通りである。フィードバック制御により外乱が抑えられていることがわかる。

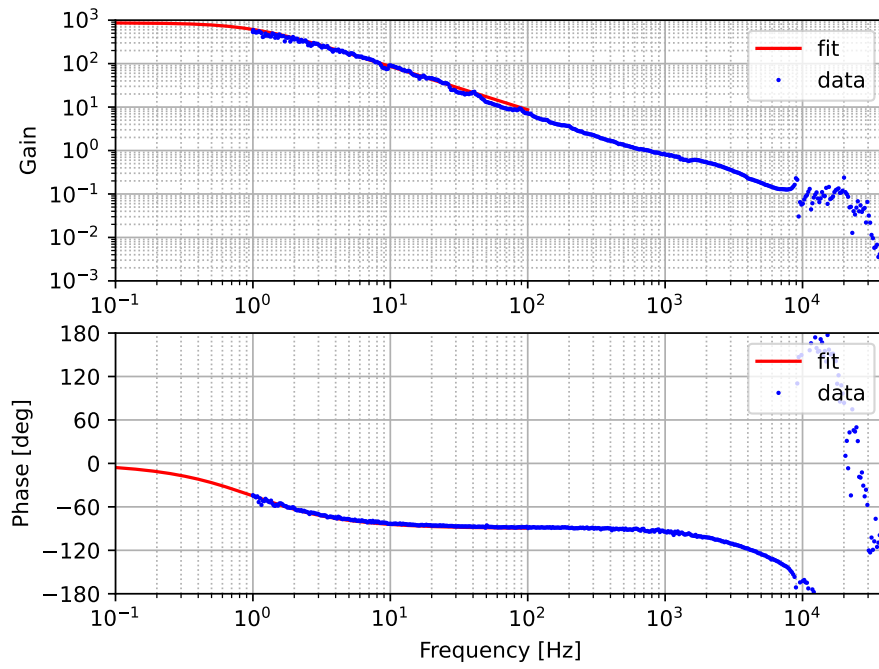


図 5.9 オープンループ伝達関数 (中川 ECDL)

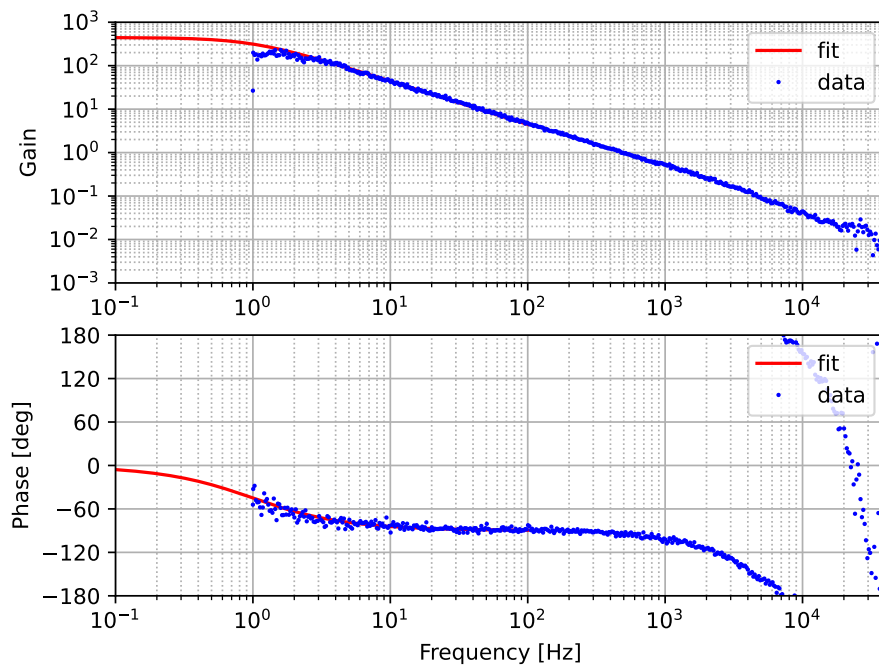


図 5.10 オープンループ伝達関数 (ファイバーレーザー)

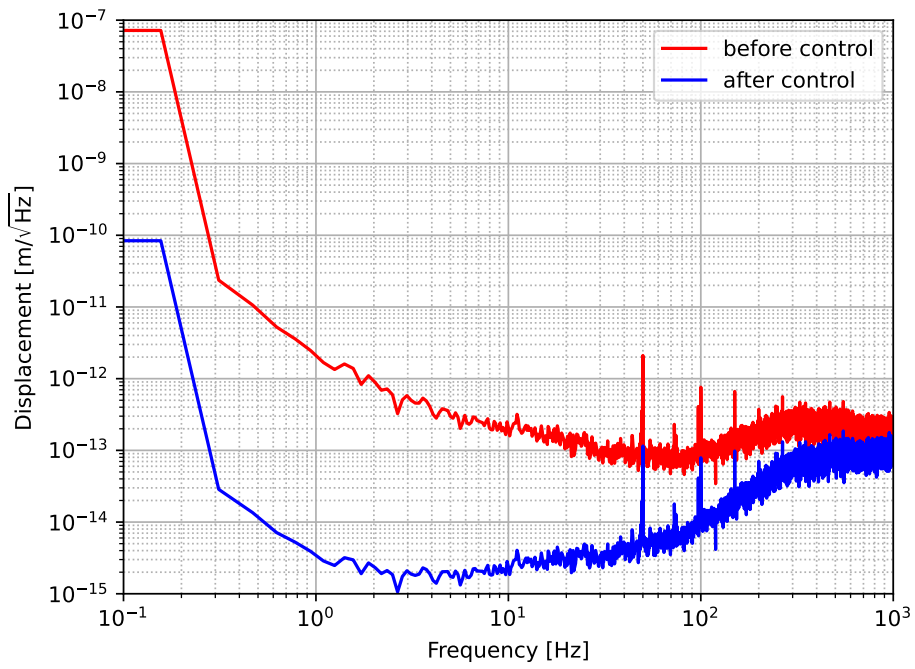


図 5.11 共振器長変動のパワースペクトル (中川 ECDL)

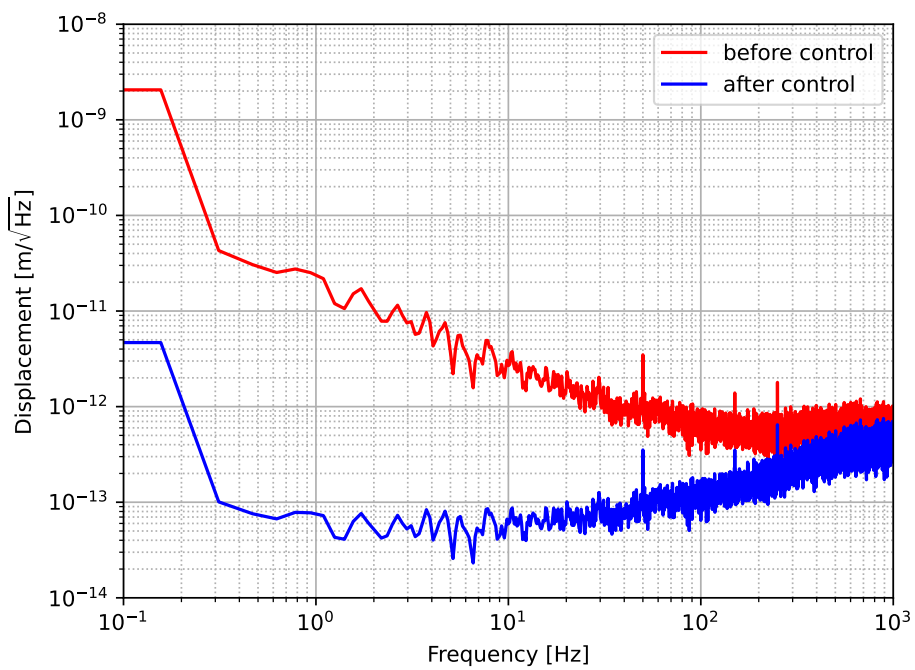


図 5.12 共振器長変動のパワースペクトル (ファイバーレーザー)

第 6 章

結果

本章では、実験手法と結果について述べる。

6.1 s/p 偏光間の反射位相差の波長依存性

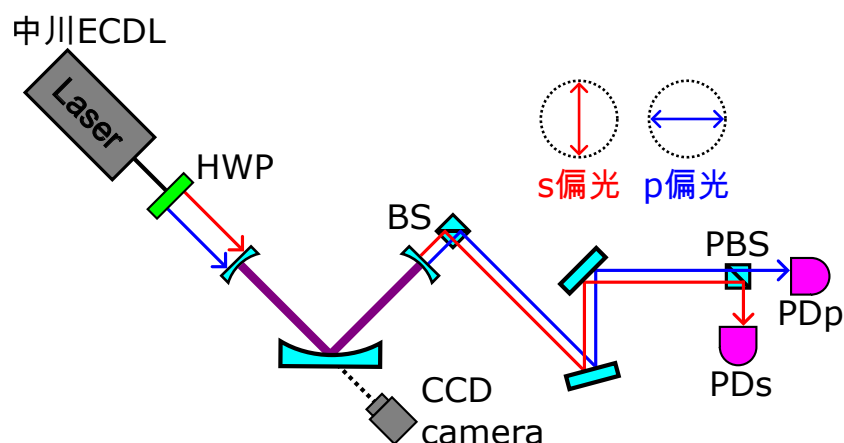


図 6.1 s/p 偏光間の反射位相差測定

本実験の構成は図 6.1 の通りである。本実験では中川 ECDL の IF を傾けて波長を選択した後、中川 ECDL の PZT に三角波を加えてキャビティスキャンを行うことにより透過光を取得してミラー 1 枚あたりの s/p 偏光間の反射位相差を求めた。波長の測定には分光器を使用した。図 6.2 は s/p 偏光間の反射位相差がキャンセルされたことを表している。これは要求値 $\Delta\phi \leq 0.03 \text{ deg}$ を満たしていた。他の波長における透過光は図 6.3 から図 6.11 の通りであった。ただし、横軸の単位は FSR が 360 deg に対応することを用いて時間から degree に変換し、縦軸は TEM00 モードの共振ピークの最大値で割ることにより規格化した。

レーザー波長 λ_0 ごとの $\text{FWHM} \nu_{\text{FWHM},s/p}$ MHz、フィネス $\mathcal{F}_{s/p}$ 、反射位相差 $\Delta\phi$ deg は表 6.1 の通りであった。テストミラーにおいて 1 回の反射で生じる反射位相差の算出は次式を用いた。

$$\Delta\phi = \frac{\Delta t_{\text{diff}}}{\Delta t_{\text{FSR}}} \times 180 \text{ deg} \quad (6.1)$$

Δt_{diff} は s/p 偏光の共振ピークの時間差、 Δt_{FSR} は FSR の時間差を表している。

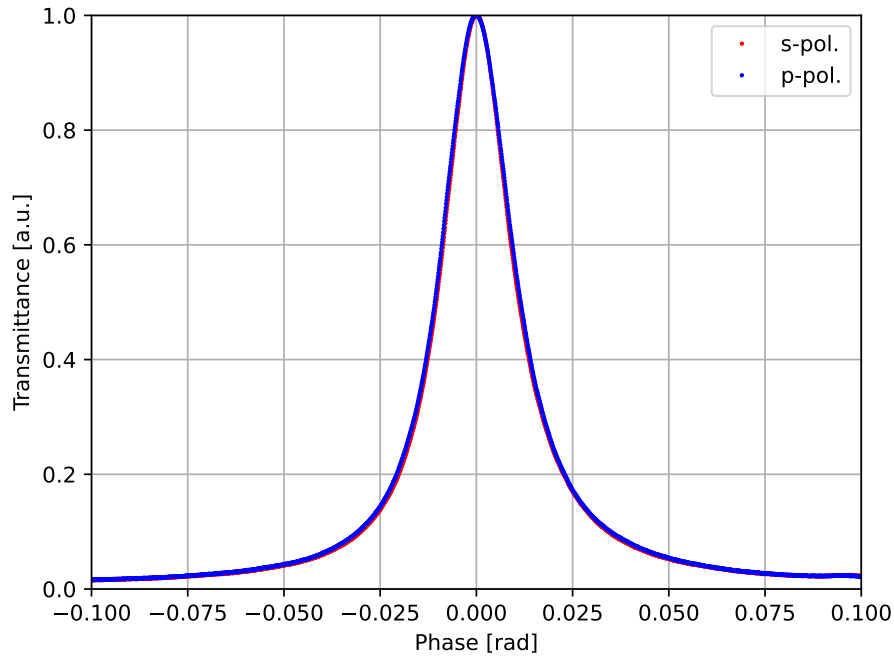


図 6.2 透過光 (1066.7 nm)

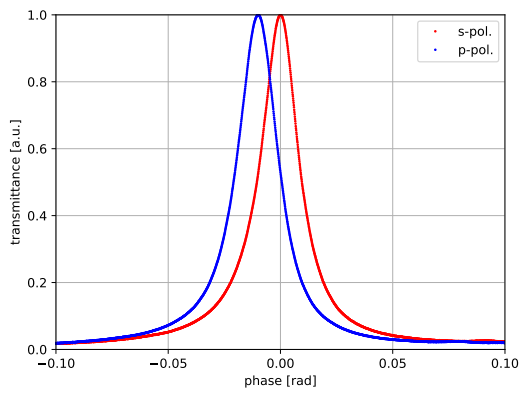


図 6.3 透過光 (1068 nm)

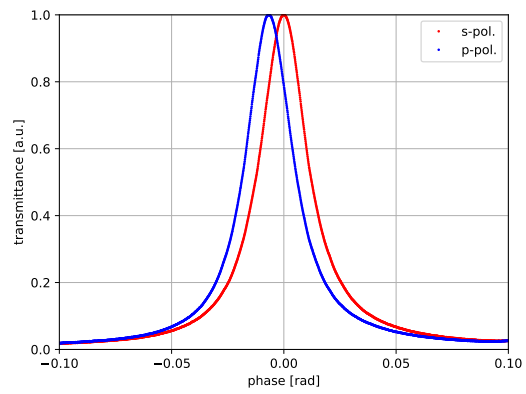


図 6.4 透過光 (1067.5 nm)

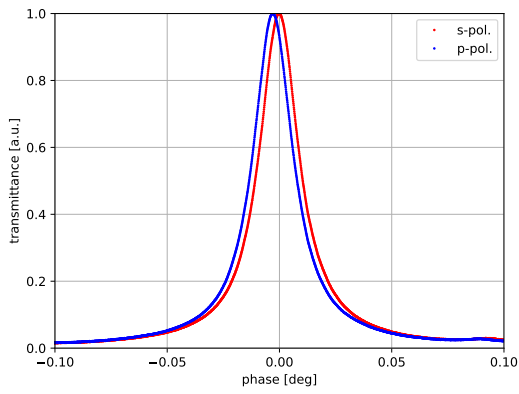


図 6.5 透過光 (1067 nm)

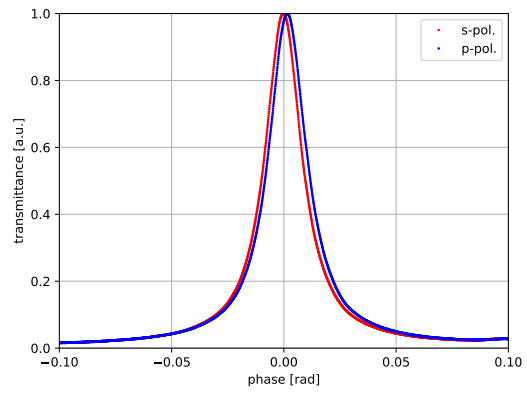


図 6.6 透過光 (1066.5 nm)

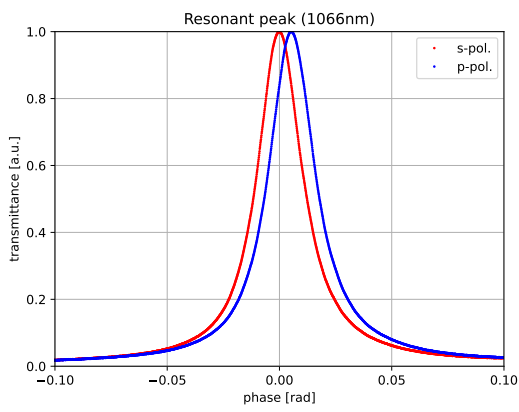


図 6.7 透過光 (1066 nm)

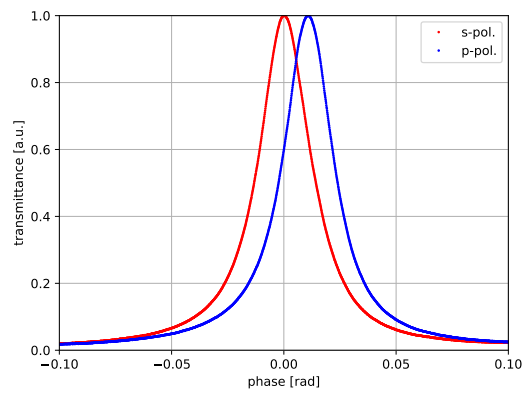


図 6.8 透過光 (1065.5 nm)

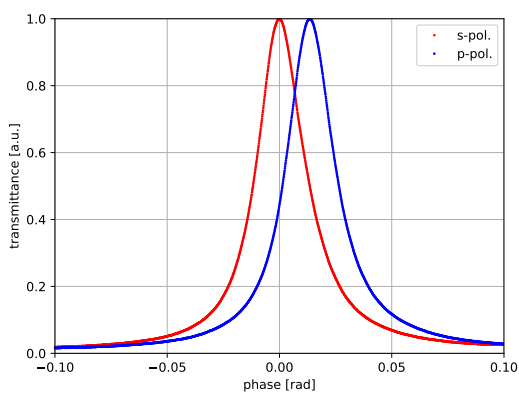


図 6.9 透過光 (1065 nm)

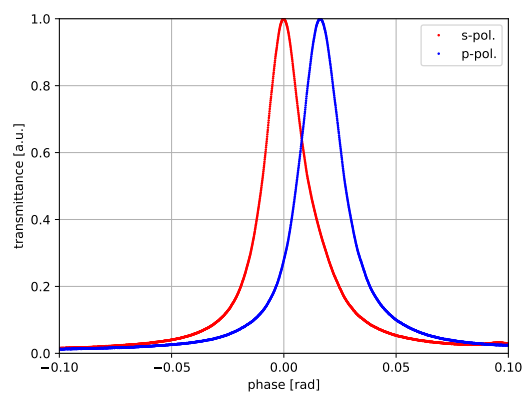


図 6.10 透過光 (1064.5 nm)

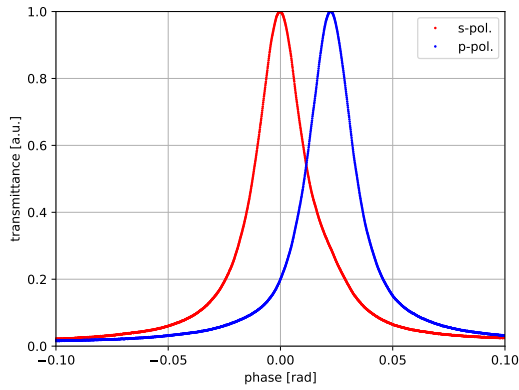


図 6.11 透過光 (1064 nm)

表 6.1 透過光キャビティスキャン

λ_0 nm	$\nu_{\text{FWHM},s}$ MHz	$\nu_{\text{FWHM},p}$ MHz	\mathcal{F}_s	\mathcal{F}_p	$\Delta\phi$ deg
1068	8.0(5)	7.9(3)	314(21)	318(10)	0.58(3)
1067.5	8.0(5)	7.9(5)	313(16)	316(17)	0.31(2)
1067	7.9(2)	8.0(1)	316(6)	313(5)	0.156(3)
1066.7	7.8(5)	8.1(6)	320(22)	311(22)	0.002(1)
1066.5	7.8(3)	8.0(3)	321(11)	313(10)	-0.112(5)
1066	8.5(1)	8.7(2)	293(4)	287(4)	-0.27(1)
1065.5	9.5(6)	9.4(5)	262(18)	265(14)	-0.58(3)
1065	9.1(5)	8.7(3)	276(15)	287(11)	-0.74(4)
1064.5	8.0(4)	7.7(5)	311(15)	327(20)	-0.90(5)
1064	9.8(7)	9.0(8)	255(17)	280(25)	-1.3(1)

表 6.1 より、横軸をレーザー波長、縦軸を反射位相差としてプロットしたものが図 6.12 である。ここでは、比較のために図 5.4 のシミュレーション値も載せた。反射位相差の測定値はシミュレーションの値より約 1.7 nm 程ずれていた。これは、誘電体多層膜コーティングの技術的な加工の誤差に起因すると考えられる。

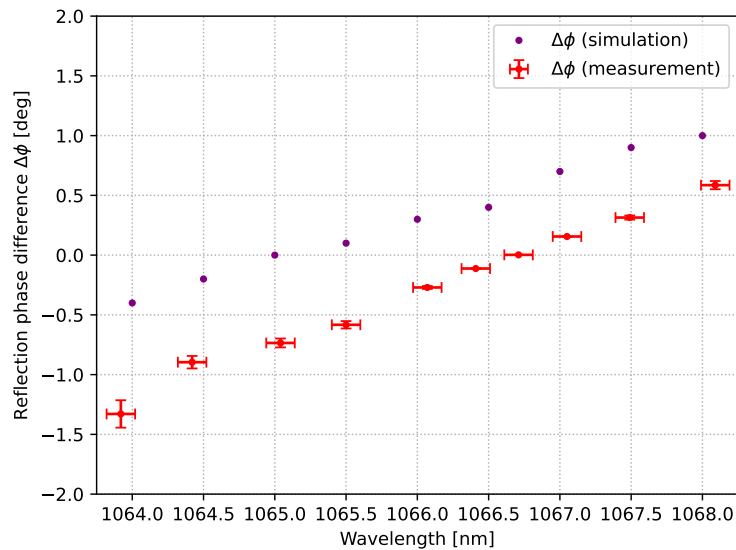


図 6.12 s/p 偏光間の反射位相差の波長依存性

6.2 s/p 偏光間の反射位相差の時間変動

先行研究 [53] により s/p 偏光間の反射位相差が時間によって変化することが示唆されたため、本実験では 24 時間の測定を行い原因について調査した。

本実験では、2 つのレーザーを同時にロックして、s/p 偏光のビート信号を取得した。まず、HWP を用いて中川 ECDL を s 偏光、ファイバーレーザーを p 偏光に調整した。その後、中川 ECDL の波長を 1064 nm に合わせ、ファイバーレーザーの波長に十分近づけて光共振器をロックし周波数制御を行った。ビート信号を取得するためには 2 つのレーザーの FSR を十分近くまで合わせる必要があるため、周波数の微調整は中川 ECDL の温度を調整することによって行った。

ビート信号の取得には図 6.13 のように偏光解析法を応用した手法を用いた (補遺 C.2 参照)。s 偏光の透過光と p 偏光の反射光を QWP により円偏光にして、PBS で干渉させることにより取得したビート信号の時系列データを

$$S = \frac{2.5 \times 10^9}{360} \text{ Hz/deg} \quad (6.2)$$

で割ることにより周波数から位相へ変換したものは図 6.14 の通りである。また、100 秒間で移動平均をとったものは図 6.15 の通りである。ただし、取得したデータはミラーでの 2 回反射を含んでいるため、2 で割ることにより図 6.14, 6.15 はミラー 1 枚あたりの反射位相差の時間変動を表している。図 6.14 をパワースペクトルにしたものが図 6.16 である。 2.5×10^{-4} Hz 付近にピークがあったことから 1 時間周期で変動していることがわかる。

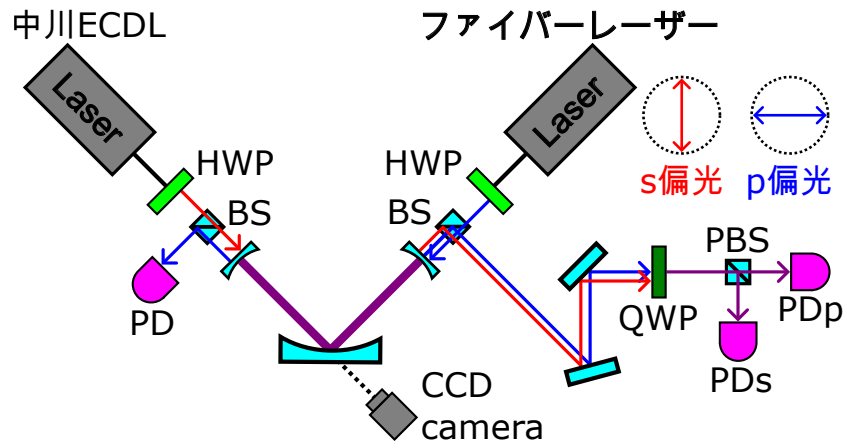


図 6.13 ビート信号の測定方法

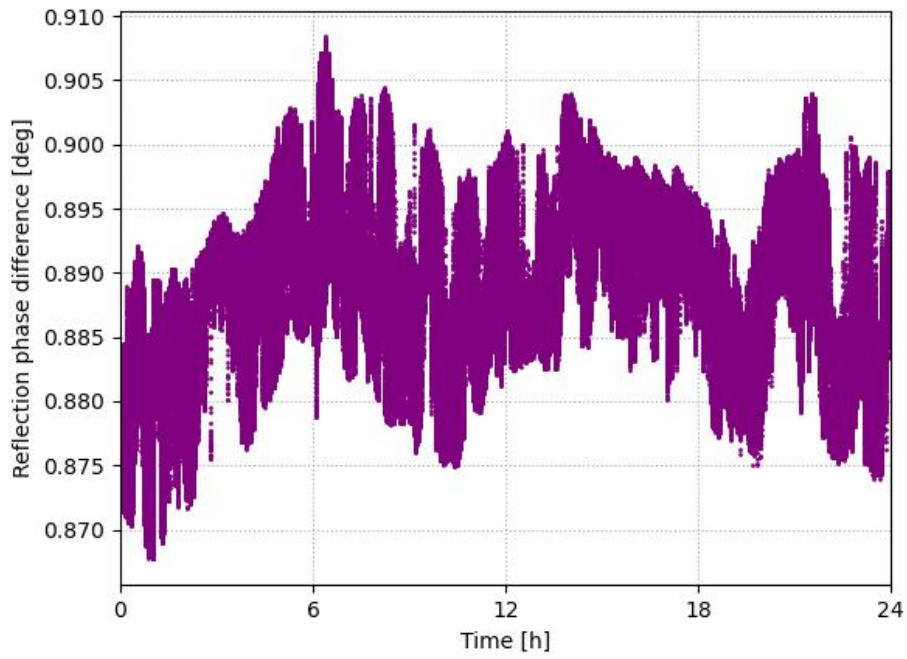


図 6.14 s/p 偏光間の反射位相差の時間変動

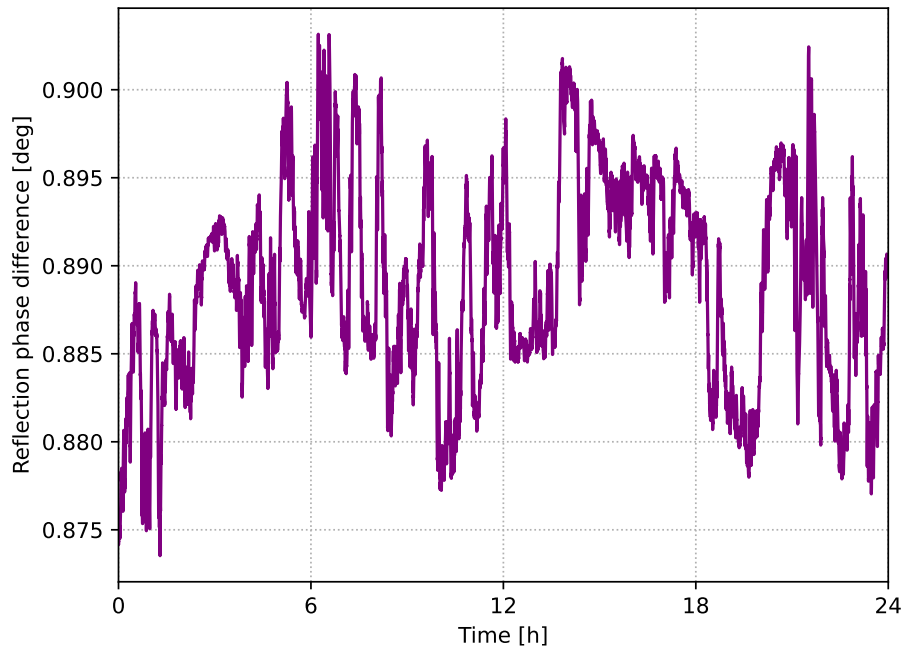


図 6.15 s/p 偏光間の反射位相差の時間変動 (移動平均)

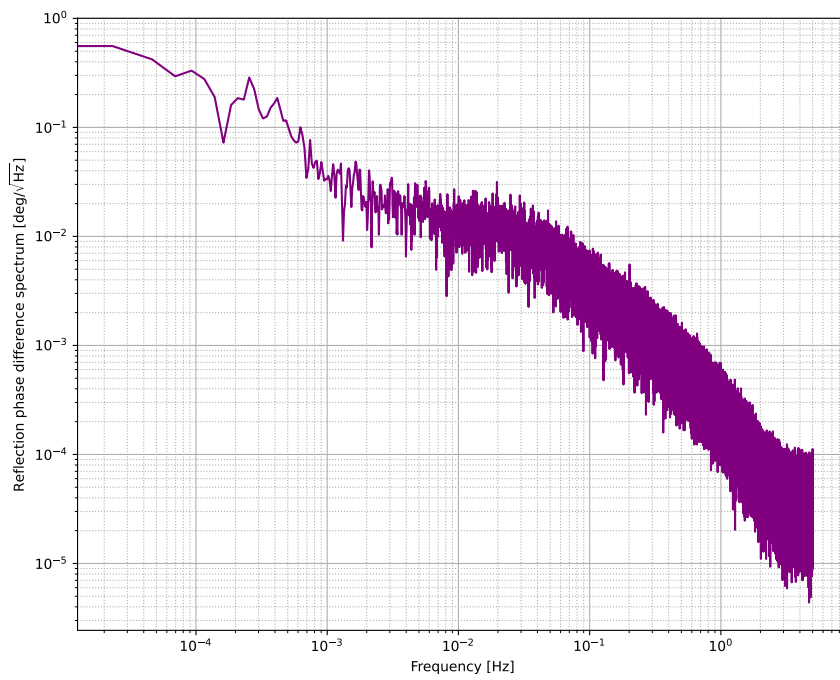


図 6.16 s/p 偏光間の反射位相差の時間変動のパワースペクトル

第7章

考察

7.1 s/p 偏光間の反射位相差の波長依存性

本実験では、中川 ECDL を用いて波長を広い範囲にわたって変えることにより s/p 偏光間の反射位相差がキャンセルされる波長を調査した。仕様では 1065 nm でキャンセルされるが、実際は約 1.7 nm ずれていた。これはミラーの誘電体多層膜コーティングの技術的な加工の誤差によるものと考えられる。また、表 6.1 より、フィネスの測定値の誤差が大きいことがわかる。これはレーザー光源の PZT の非線形性によるものだと考えられる。キャビティスキャンの際、各測定で FSR が変わってしまうためキャリブレーションすると誤差が大きくなってしまう。これを防ぐには、制御で用いている位相変調サイドバンドを用いてキャリブレーションする方法がある。これにより誤差を抑えることが可能となる。

7.2 s/p 偏光間の反射位相差の時間変動

本節では、s/p 偏光間の反射位相差の時間変動と同時にエラー信号、フィードバック信号、室温変動を測定した結果を比較する。また、周波数カウンター自身の雑音である Dark noise の測定結果も比較する。

7.2.1 制御系による影響

本節では、制御系による影響について考察する。エラー信号、フィードバック信号、Dark noise の時系列データは図 7.1 から図 7.5 の通りである。Dark noise は周波数カウンターにシグナルジェネレーターから 12 MHz の sine 波を加えて得られた信号である。式 (5.6) と同様に、FSR が 360 deg に対応していることと時系列データのエラー信号の傾き k V/s からセンサー効率 $S_{s/p}$ V/deg は次式より求められる。

$$S_{s/p} = k \frac{\Delta t_{\text{FSR}}}{360/2} \text{ V/deg} \quad (7.1)$$

図 5.7,5.8 に示すエラー信号をフィッティングすることで得られたセンサー効率 $S_{s/p}$ V/deg は

$$S_s = 0.46(8) \text{ V/deg} \quad (7.2)$$

$$S_p = 0.036(1) \text{ V/deg} \quad (7.3)$$

であった。ここでは系統誤差を抑えるために 10 回測定を行った。エラー信号、フィードバック信号のスペクトルをキャリブレーションした結果は図 7.6 の通りである。ただし、フィードバック信号ではフィルターの伝達関数も用いてキャリブレーションを行った。反射位相差の時間変動、エラー信号、フィードバック信号、Dark noise を比較した結果が図 7.7 であり、いずれも 2.5×10^{-4} Hz 付近にピークがあった。Dark noise のキャリブレーションは式 (6.2) で割ることにより行った。反射位相差の時間変動と各信号とのコヒーレンスは図 7.8 から図 7.12 の通りであり、いずれも相関があると考えられる。

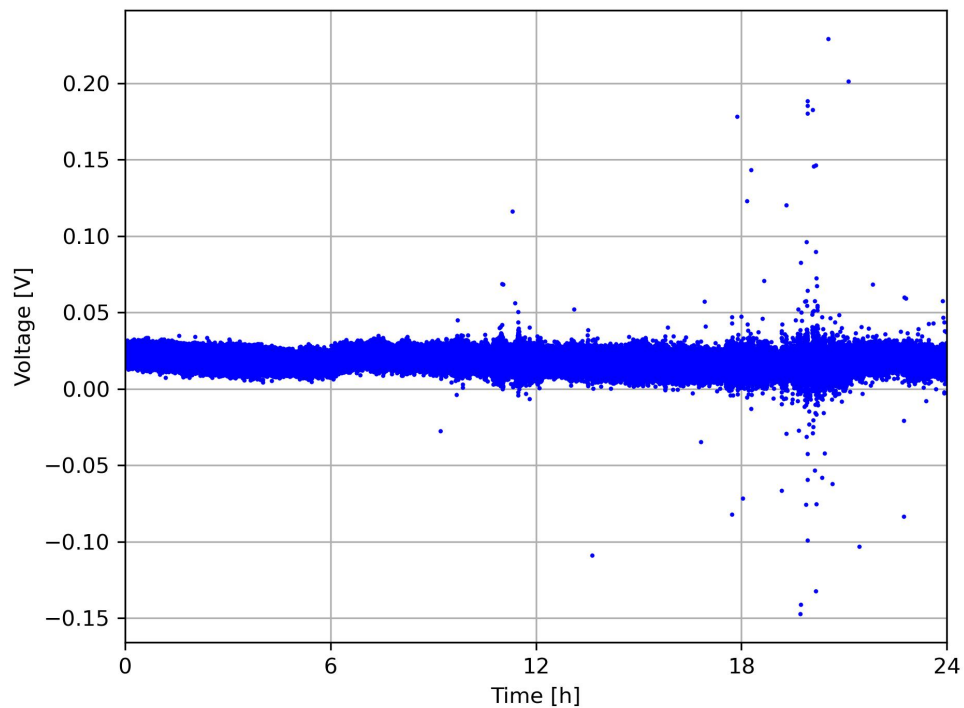


図 7.1 エラー信号 (中川 ECDL) の時系列データ

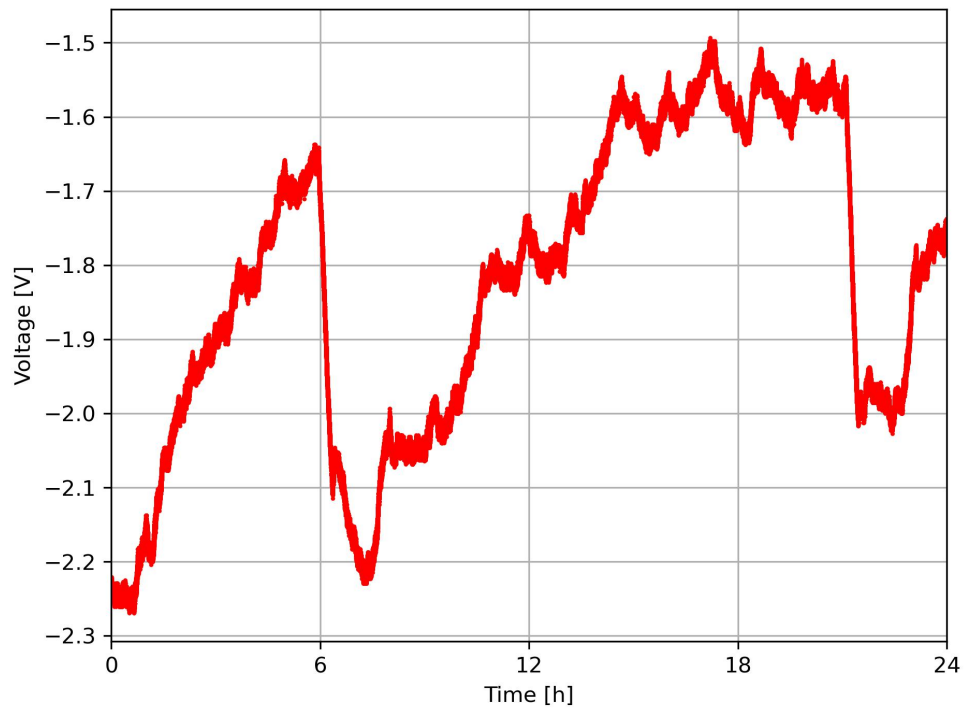


図 7.2 フィードバック信号 (中川 ECDL) の時系列データ

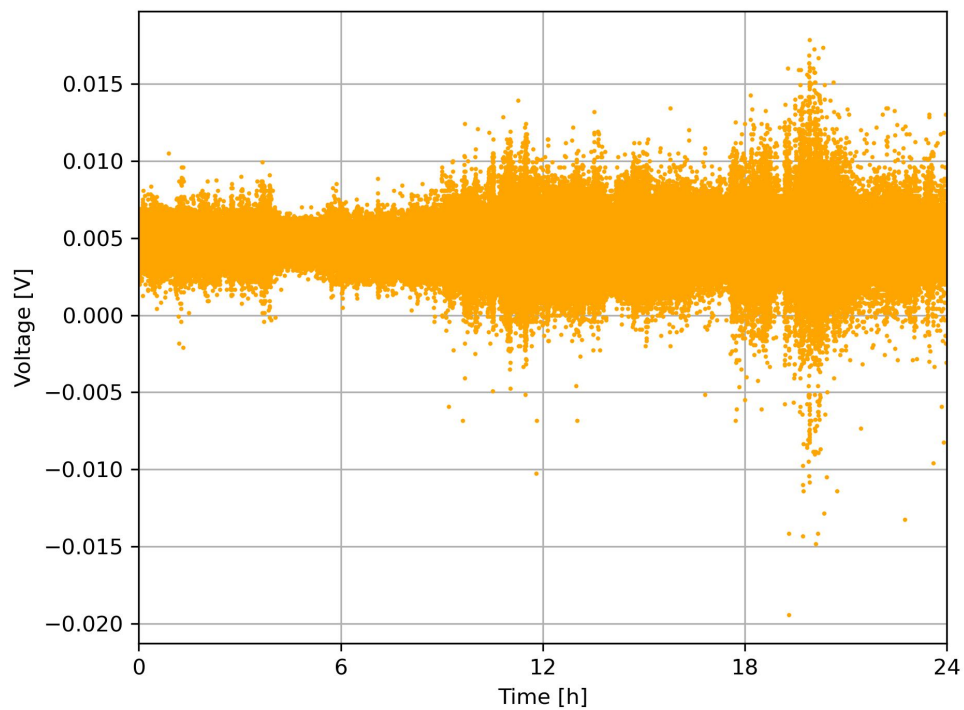


図 7.3 エラー信号 (ファイバーレーザー) の時系列データ

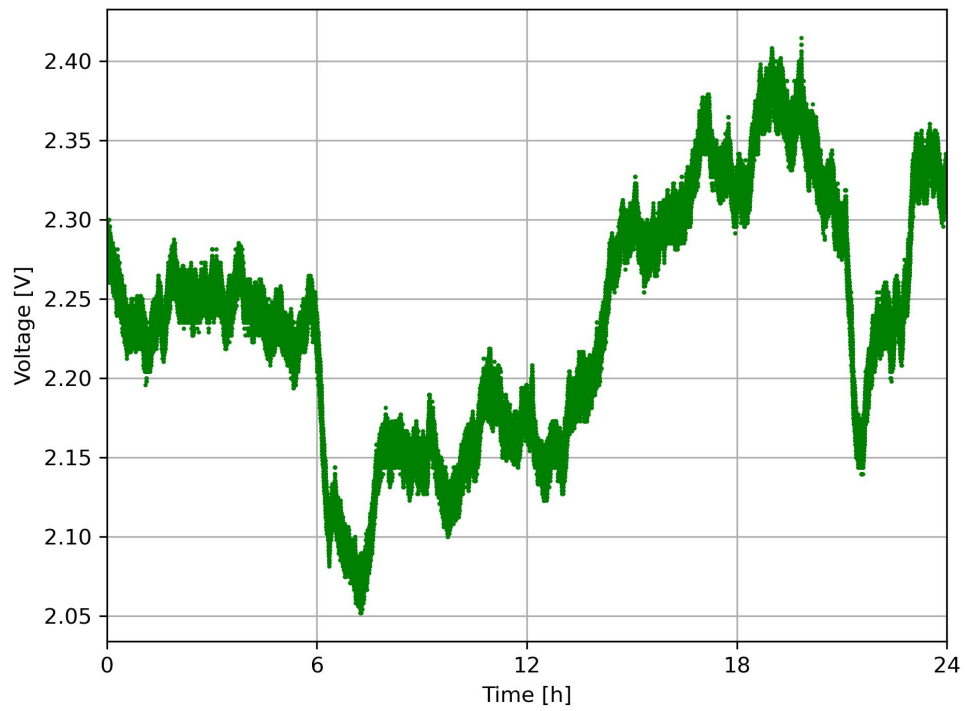


図 7.4 フィードバック信号 (ファイバーレーザー) の時系列データ

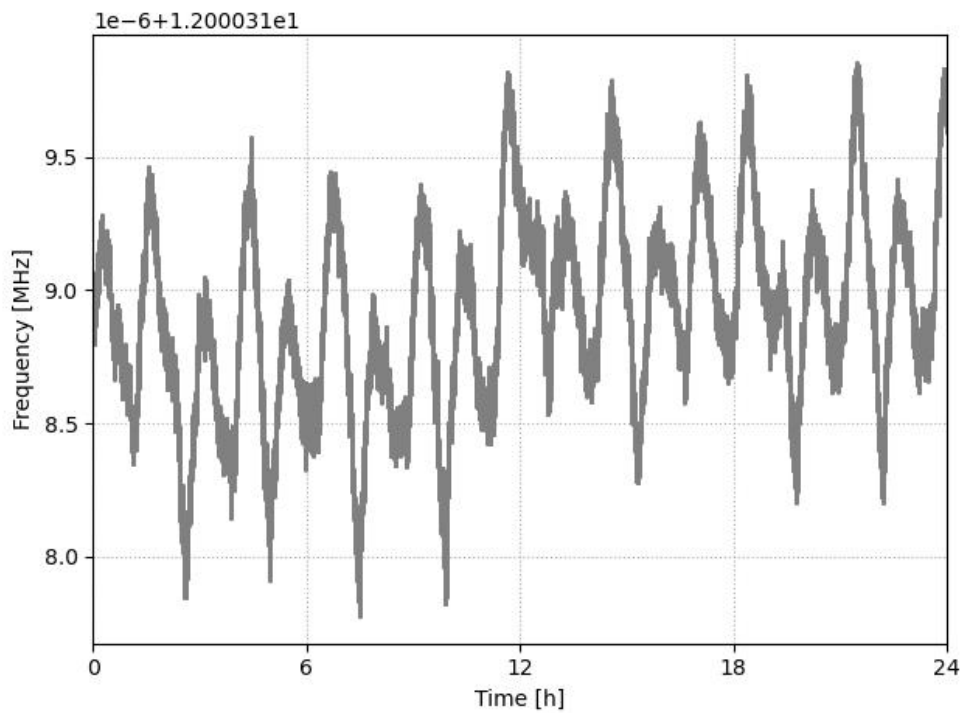


図 7.5 Dark noise の時系列データ

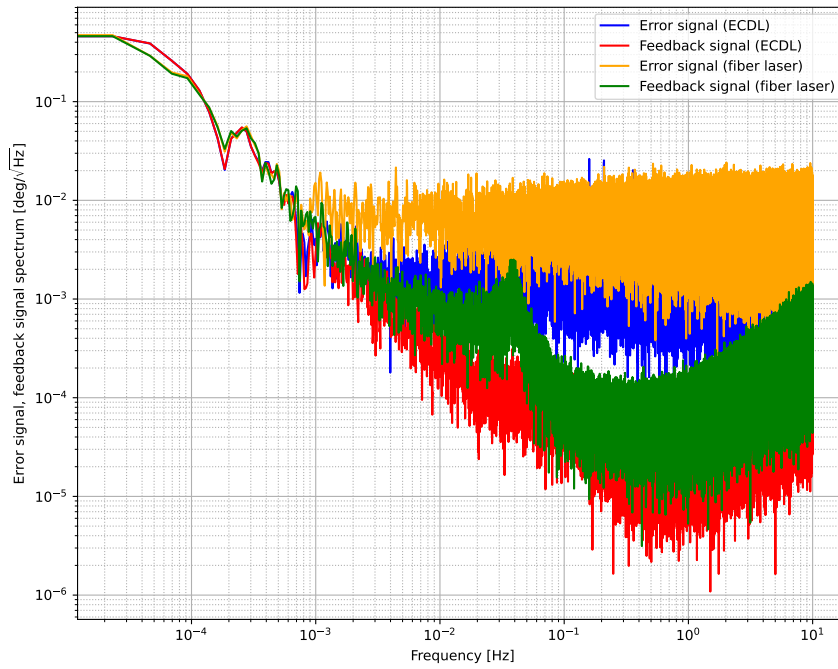


図 7.6 エラー信号、フィードバック信号のパワースペクトル

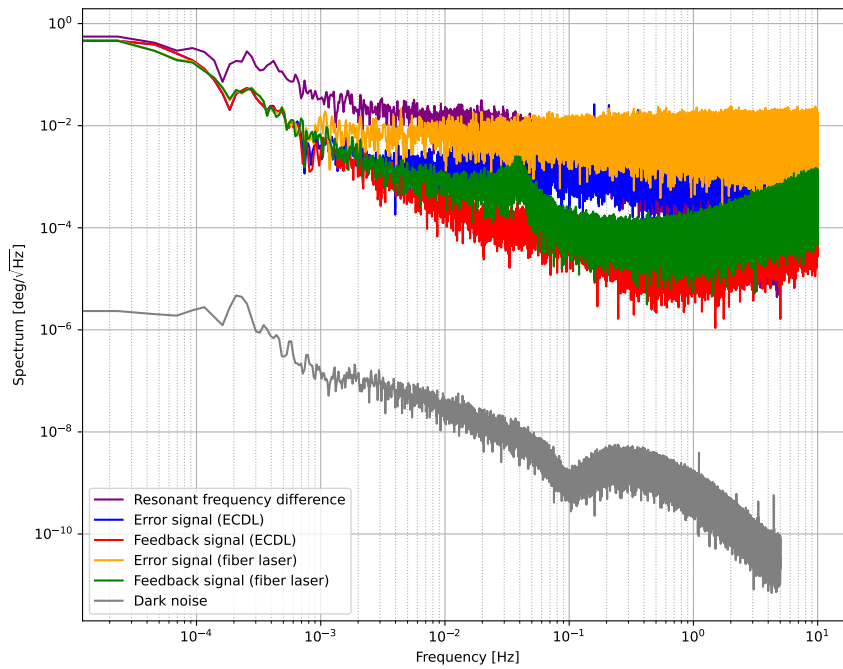


図 7.7 反射位相差と各信号のパワースペクトルの比較

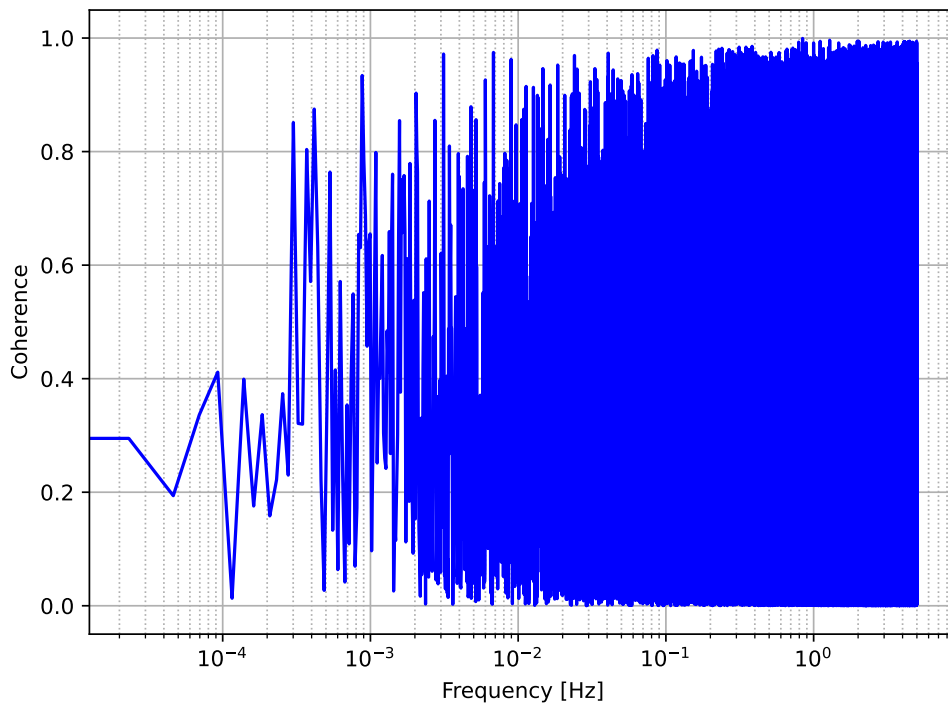


図 7.8 反射位相差の時間変動とエラー信号 (中川 ECDL) のコヒーレンス

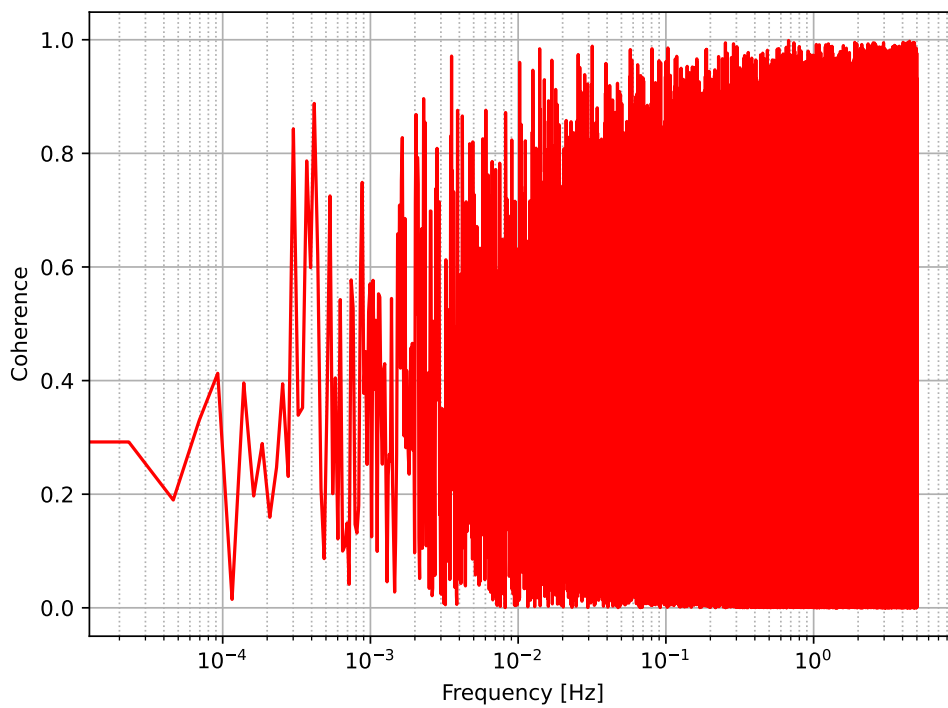


図 7.9 反射位相差の時間変動とフィードバック信号 (中川 ECDL) のコヒーレンス

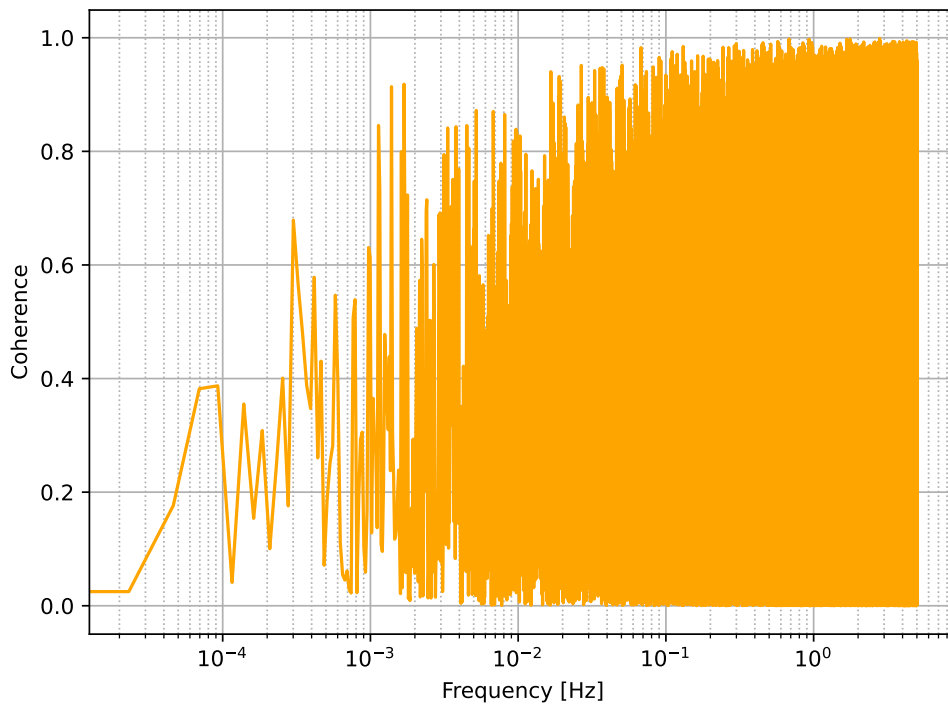


図 7.10 反射位相差の時間変動とエラー信号 (ファイバーレーザー) のコヒーレンス

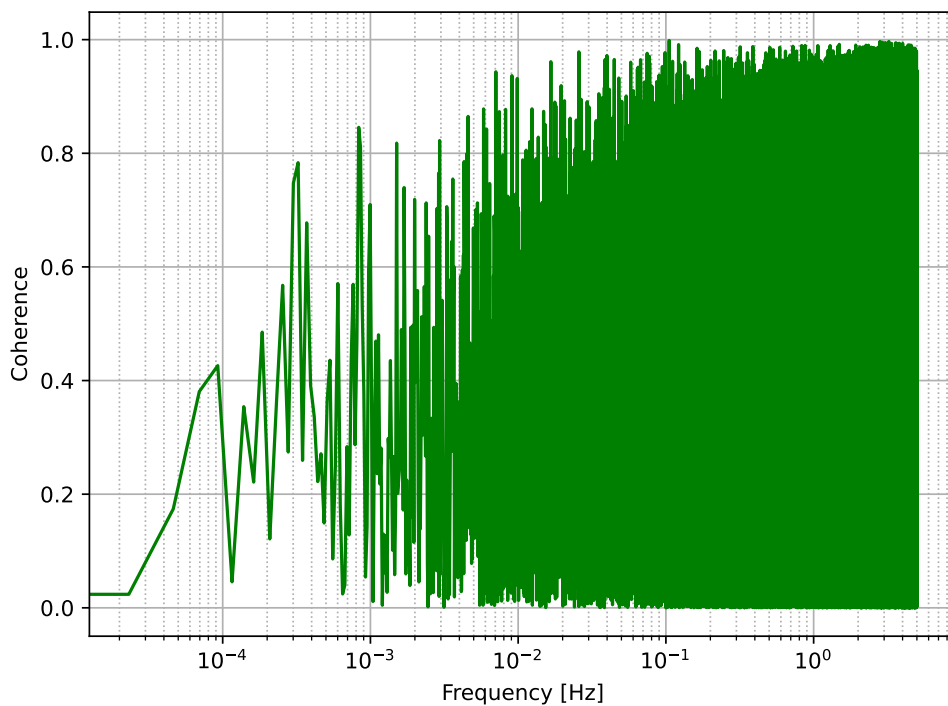


図 7.11 反射位相差の時間変動とエラー信号 (ファイバーレーザー) のコヒーレンス

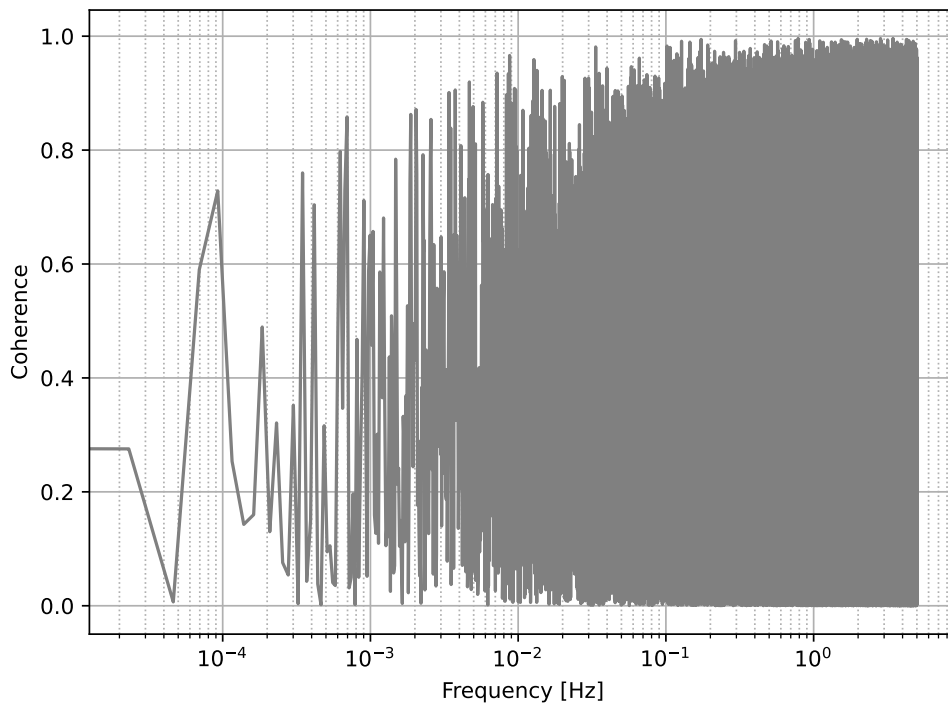


図 7.12 反射位相差の時間変動と Dark noise のコヒーレンス

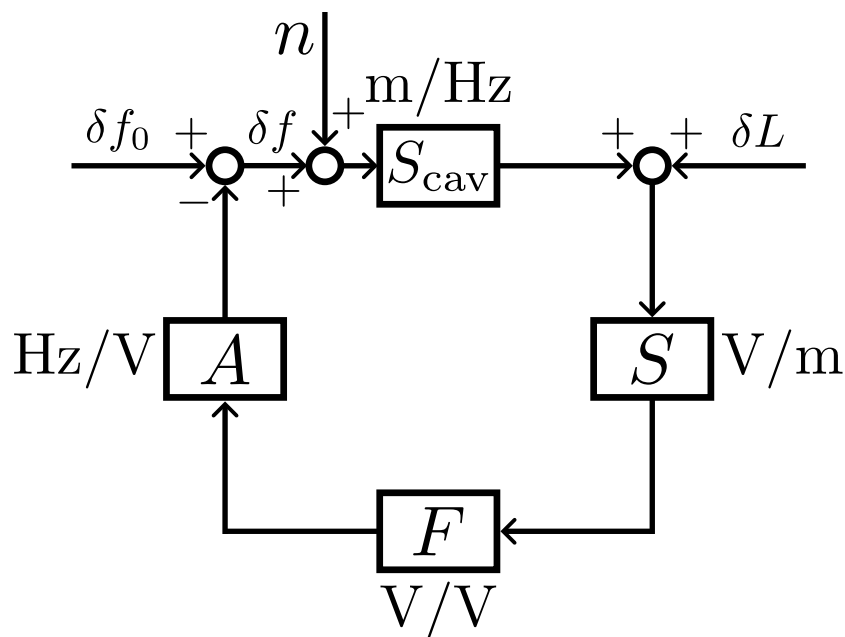


図 7.13 雑音が入っている制御系

図 7.13 のように制御系に雑音 n が混入している状態を考える。ここでは周波数変動を考える。周波数変動 δf_0 がレーザー周波数の変動とすると、制御系によって低減された周波数変動 δf は

$$\delta f = \delta f_0 - AFS[S_{cav}(\delta f + n) + \delta L] \tag{7.4}$$

より

$$\delta f = \frac{1}{1+G} \delta f_0 - \frac{AFS}{1+G} \delta L - \frac{G}{1+G} n \quad (7.5)$$

となる。ここで

$$G = AFSS_{cav} \quad (7.6)$$

である。 G が十分大きいとき、式 (7.5) の第3項が支配的な雑音となり、周波数変動にほとんど同じ大ききで寄与する。雑音 n の候補としては RAM が考えられる。RAM により PDH 信号の共振点がゼロからずれてしまい、強度雑音として出てきてしまう可能性がある。

7.2.2 室温変動による影響

本節では、室温変動による影響について考察する。実験室の室温変動の時系列データとパワースペクトルは図 7.14, 7.15 の通りであり、 2.5×10^{-4} Hz 付近に山がある。反射位相差の時間変動と室温変動のコヒーレンスは図 7.16 の通りであり、相関があると考えられる。

室温変動による影響として、誘電体多層膜コーティングの膜厚が変化していた可能性がある。ここでは定量的な評価のために SiO_2 ($n = 1.44$) と Ta_2O_5 ($n = 2.2$) を 10 層ずつ交互に積み重ねて誘電体多層膜コーティングが構成されている場合を考える。ミラーの仕様通りに設計されている場合、入射角 42° で s/p 偏光間の反射位相差が π となる。しかし、室温変動により膜厚や屈折率が変化すると、s/p 偏光間の反射位相差が π からずれてしまう。仕様通りの設計値の場合と膜厚が 0.1% ずれた場合で比較すると図 7.17 の通りである。横軸は入射角、縦軸は反射位相差を表している。0.054 deg 程度反射位相差が減少してしまうことがわかる。このように膜厚が変化することにより反射位相差のずれが生じた可能性がある。

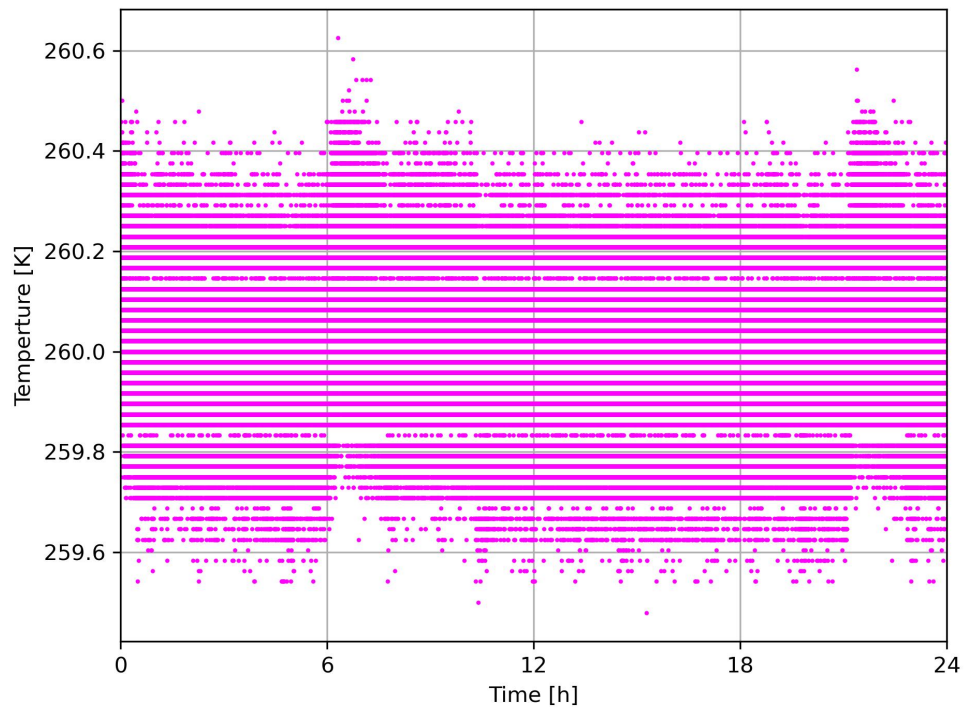


図 7.14 室温変動の時系列データ

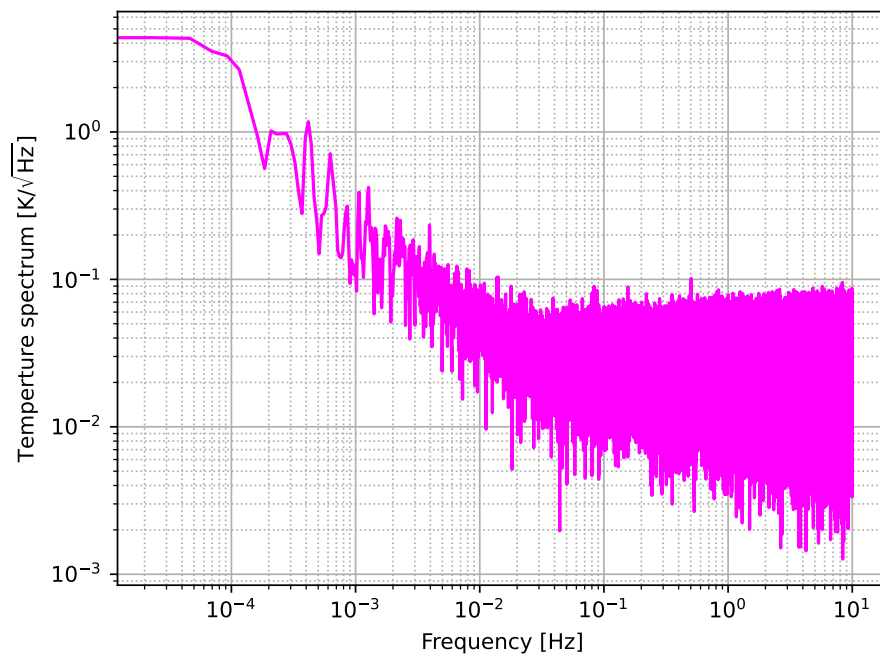


図 7.15 室温変動のパワースペクトル

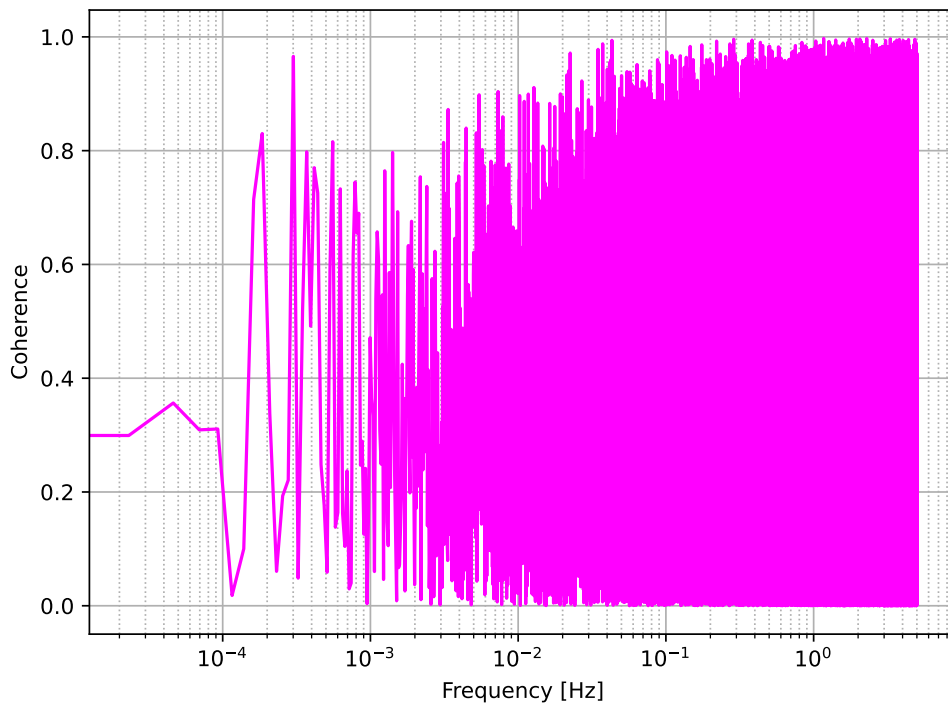


図 7.16 反射位相差の時間変動と室温変動のコヒーレンス

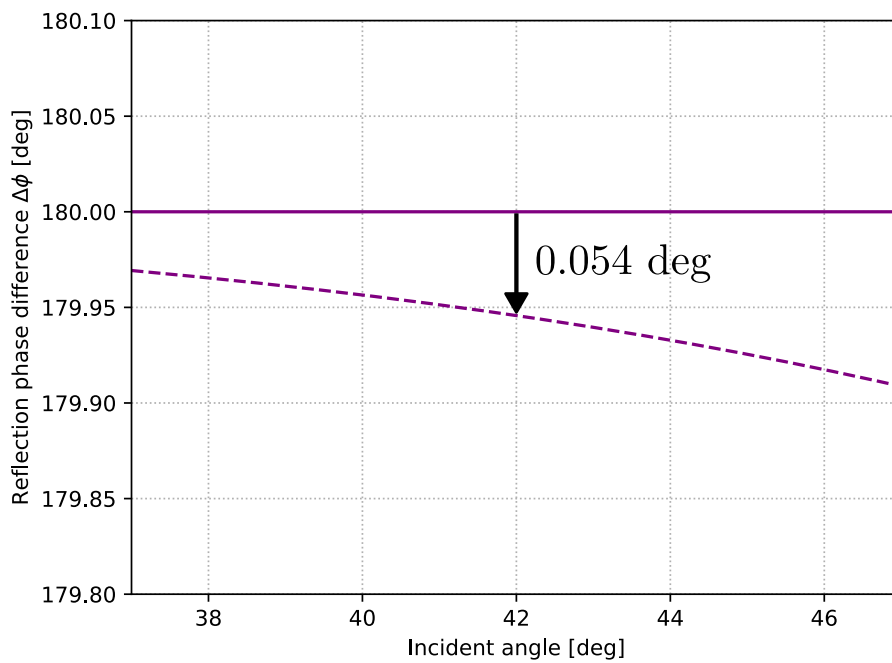


図 7.17 20 層の誘電体多層膜コーティングの場合の s/p 偏光間の反射位相差の入射角依存性

第 8 章

結論

8.1 本研究の成果

本研究では、我々が開発したアクション暗黒物質探索実験: DANCE のための s/p 偏光間の反射位相差の波長依存性と時間変動の測定を行った。本研究で得られた成果は以下の 2 点である。

- 波長 1065 nm において s/p 偏光間の反射位相差をゼロにするような特注ミラーを用意し、波長可変レーザーを用いて反射位相差をキャンセルする波長を調査し、折り返し光共振器を用いて同時共振することに成功した。
- 折り返し光共振器の左右からそれぞれ s 偏光と p 偏光を入射して、同時に光共振器をロックし反射位相差の時間変動を測定した結果、エラー信号、フィードバック信号、Dark noise、室温変動との相関があることが確認された。

8.2 今後の展望

8.2.1 本研究について

- s/p 偏光間の反射位相差の時間変動の低減
DANCE Act-1 における同時共振実現の要求値は、s/p 偏光間の反射位相差が 0.12 deg 以下となることである。同時共振を実現するためにはミラー 1 枚あたりで 0.03 deg 以下の変動に抑える必要がある。本研究からエラー信号、フィードバック信号、Dark noise、室温変動との相関があることがわかった。変動の原因を特定し、雑音の寄与について定量的な評価を行う。その後、雑音の低減を行う。
- 同時共振可能な波長における反射位相差の時間変動の測定
本研究では、1064 nm における s/p 偏光間の反射位相差の時間変動を測定した。2 台の波長可変レーザーを用いて s/p 偏光間の反射位相差がキャンセルされる波長に合わせて、時間変動を測定し、安定な同時共振を実現する。
- 他のミラーの評価
本研究では、1 種類のミラーの評価のみを行った。DANCE では 4 枚のミラーを用いるため、同

じ波長依存性をもつミラーに個体差があるか調査する必要がある。

8.2.2 DANCE について

- 同時共振の実現

ミラー 4 枚を用いた DANCE Act-1 での同時共振の実現を目指す。本研究の課題を解決した上で、本研究で用いたミラーを使用して DANCE Act-1 で同時共振を実現する予定である。DANCE Act-1 は 4 枚のミラーで構成されており、4 枚が受け取る s/p 偏光間の反射位相差が要求値を満たすことを確認し、同時共振の実現を実証する。

- 世界最高感度でのアクシオン暗黒物質探索

同時共振の実現により世界最高感度でのアクシオン暗黒物質探索を目指す。

補遺 A

s/p 偏光間の位相差

本章では、屈折率が異なる誘電体に斜入射する場合に生じる s/p 偏光間の位相差について述べる。境界面における電場、磁場の接線成分の連続性を用いて s/p 偏光の振幅反射率、振幅透過率を導出し、反射位相差、透過位相差を求める [62, 63]。

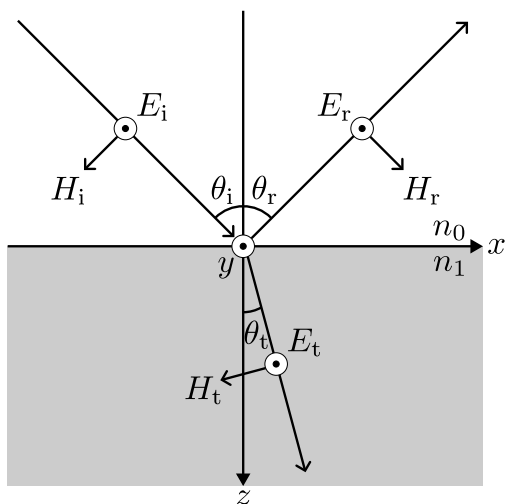


図 A.1 s 偏光 (TE 波)

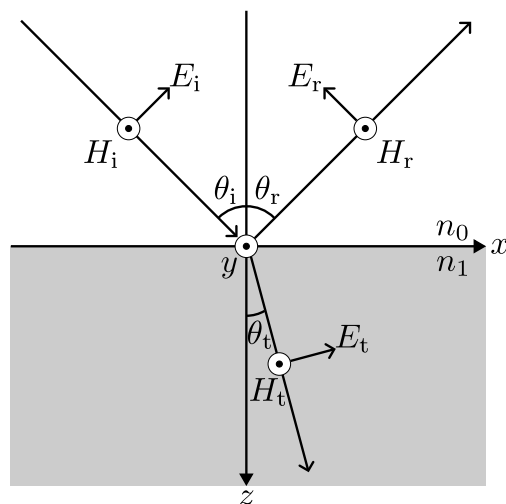


図 A.2 p 偏光 (TM 波)

屈折率 n_0, n_1 の媒質の境界面に入射角 θ_i で平面波が入射して、その一部が反射角 θ_r で反射して、残りが屈折角 θ_t で透過する状況を考える。媒質中の平面波を

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{i\omega} \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} \quad (\text{A.1})$$

とすると、電場は

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = -\frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{x}, t)}{\partial t} = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} \quad (\text{A.2})$$

と表され、磁束密度は

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = \text{rot} \mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{E}_0}{\omega} e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} \quad (\text{A.3})$$

と表される。真空中の透磁率 μ_0 を用いて磁場を表すと

$$\mathbf{H}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{E}_0}{\mu_0 \omega} e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} \quad (\text{A.4})$$

となる。入射波、反射波、透過波の電場の大きさをそれぞれ $E_i(\mathbf{x}, t)$, $E_r(\mathbf{x}, t)$, $E_t(\mathbf{x}, t)$ とする。波数ベクトルをそれぞれ $\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_r, \mathbf{k}_t$ とすると、媒質中を伝播する電場は次式のように表せる。

$$E_i(\mathbf{x}, t) = E_{i0} \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{x})], \mathbf{k}_i = (k_{ix}, 0, k_{iz}) = (k_i \sin \theta_i, 0, k_i \cos \theta_i) \quad (\text{A.5})$$

$$E_r(\mathbf{x}, t) = E_{r0} \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_r \cdot \mathbf{x})], \mathbf{k}_r = (k_{rx}, 0, -k_{rz}) = (k_r \sin \theta_r, 0, -k_r \cos \theta_r) \quad (\text{A.6})$$

$$E_t(\mathbf{x}, t) = E_{t0} \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_t \cdot \mathbf{x})], \mathbf{k}_t = (k_{tx}, 0, k_{tz}) = (k_t \sin \theta_t, 0, k_t \cos \theta_t) \quad (\text{A.7})$$

ただし、s 偏光の場合は y 軸の正の向きの電場を正、p 偏光の場合は図の矢印の向きを正とする。また、媒質中の透磁率 μ は全て真空中の透磁率 μ_0 に等しいとする。

まず s 偏光の振幅反射率 r_s 、振幅透過率 t_s を導出する。入射波、反射波、透過波の電場はそれぞれ

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{x}, t) = (0, E_i(\mathbf{x}, t), 0) \quad (\text{A.8})$$

$$\mathbf{E}_r(\mathbf{x}, t) = (0, E_r(\mathbf{x}, t), 0) \quad (\text{A.9})$$

$$\mathbf{E}_t(\mathbf{x}, t) = (0, E_t(\mathbf{x}, t), 0) \quad (\text{A.10})$$

と表せる。境界面 ($z = 0$) における電場の y 成分の連続性より

$$E_{i0} \exp[i(\omega t - k_{ix}x)] + E_{r0} \exp[i(\omega t - k_{rx}x)] = E_{t0} \exp[i(\omega t - k_{tx}x)] \quad (\text{A.11})$$

任意の x について成り立つことから

$$k_{ix} = k_{rx} = k_{tx} \quad (\text{A.12})$$

$$k_i \sin \theta_i = k_r \sin \theta_r = k_t \sin \theta_t \quad (\text{A.13})$$

となる。屈折率 n_0, n_1 の媒質中における平面波の速度 v_0, v_1 は

$$v_0 = \frac{c}{n_0} = \frac{\omega}{k_i} = \frac{\omega}{k_r} \quad (\text{A.14})$$

$$v_1 = \frac{c}{n_1} = \frac{\omega}{k_t} \quad (\text{A.15})$$

と表せるので

$$k_r = k_i \quad (\text{A.16})$$

$$k_t = \frac{n_1}{n_0} k_i \quad (\text{A.17})$$

となる。以上より

$$\theta_r = \theta_i \quad (\text{A.18})$$

となり、スネルの法則

$$n_0 \sin \theta_i = n_1 \sin \theta_t \quad (\text{A.19})$$

が導ける。

よって、電場の境界条件は

$$E_{i0} + E_{r0} = E_{t0} \quad (\text{A.20})$$

となる。入射波、反射波、透過波の磁場はそれぞれ

$$\mathbf{H}_i(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{\mu_0\omega}(-k_{iz}E_i(\mathbf{x}, t), 0, k_{ix}E_i(\mathbf{x}, t)) \quad (\text{A.21})$$

$$\mathbf{H}_r(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{\mu_0\omega}(k_{rz}E_r(\mathbf{x}, t), 0, k_{rx}E_r(\mathbf{x}, t)) \quad (\text{A.22})$$

$$\mathbf{H}_t(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{\mu_0\omega}(-k_{tz}E_t(\mathbf{x}, t), 0, k_{tx}E_t(\mathbf{x}, t)) \quad (\text{A.23})$$

と表せる。境界面 ($z = 0$) における磁場の x 成分の連続性より

$$-\frac{k_{iz}}{\mu_0\omega}E_{i0}\exp[i(\omega t - k_{ix}x)] + \frac{k_{rz}}{\mu_0\omega}E_{r0}\exp[i(\omega t - k_{rx}x)] = -\frac{k_{tz}}{\mu_0\omega}E_{t0}\exp[i(\omega t - k_{tx}x)] \quad (\text{A.24})$$

から

$$(E_{i0} - E_{r0})\cos\theta_i\sin\theta_t = E_{t0}\sin\theta_i\cos\theta_t \quad (\text{A.25})$$

となる。境界条件により得られた式 (A.20)、式 (A.25) から s 偏光の場合の振幅反射率 r_s と振幅透過率 t_s は

$$r_s = \frac{E_{r0}}{E_{i0}} = -\frac{\sin\theta_i\cos\theta_t - \cos\theta_i\sin\theta_t}{\sin\theta_i\cos\theta_t + \cos\theta_i\sin\theta_t} = -\frac{\sin(\theta_i - \theta_t)}{\sin(\theta_i + \theta_t)} \quad (\text{A.26})$$

$$t_s = \frac{E_{t0}}{E_{i0}} = \frac{2\cos\theta_i\sin\theta_t}{\sin\theta_i\cos\theta_t + \cos\theta_i\sin\theta_t} = \frac{2\cos\theta_i\sin\theta_t}{\sin(\theta_i + \theta_t)} \quad (\text{A.27})$$

となる。

次に p 偏光の場合の振幅反射率 r_p と振幅透過率 t_p を導出する。入射波、反射波、透過波の電場はそれぞれ

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{x}, t) = (E_i(\mathbf{x}, t)\cos\theta_i, 0, -E_i(\mathbf{x}, t)\sin\theta_i) \quad (\text{A.28})$$

$$\mathbf{E}_r(\mathbf{x}, t) = (-E_r(\mathbf{x}, t)\cos\theta_r, 0, -E_r(\mathbf{x}, t)\sin\theta_r) \quad (\text{A.29})$$

$$\mathbf{E}_t(\mathbf{x}, t) = (E_t(\mathbf{x}, t)\cos\theta_t, 0, -E_t(\mathbf{x}, t)\sin\theta_t) \quad (\text{A.30})$$

と表せる。境界面 ($z = 0$) における電場の x 成分の連続性より

$$E_i\cos\theta_i - E_r\cos\theta_r = E_t\cos\theta_t \quad (\text{A.31})$$

から

$$(E_{i0} - E_{r0})\cos\theta_i = E_{t0}\cos\theta_t \quad (\text{A.32})$$

となる。入射波、反射波、透過波の磁場はそれぞれ

$$\mathbf{H}_i(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{\mu_0\omega}(0, k_iE_i(\mathbf{x}, t), 0) \quad (\text{A.33})$$

$$\mathbf{H}_r(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{\mu_0\omega}(0, k_rE_r(\mathbf{x}, t), 0) \quad (\text{A.34})$$

$$\mathbf{H}_t(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{\mu_0\omega}(0, k_tE_t(\mathbf{x}, t), 0) \quad (\text{A.35})$$

と表せる。境界面 ($z = 0$) における磁場の y 成分の連続性より

$$\frac{k_i}{\mu_0\omega}E_i + \frac{k_r}{\mu_0\omega}E_r = \frac{k_t}{\mu_0\omega}E_t \quad (\text{A.36})$$

から

$$(E_{i0} + E_{r0}) \sin \theta_t = E_{t0} \sin \theta_i \quad (\text{A.37})$$

となる。境界条件により得られた式 (A.32)、式 (A.37) から p 偏光の場合の振幅反射率 r_p と振幅透過率 t_p は

$$r_p = \frac{E_{r0}}{E_{i0}} = \frac{\sin \theta_i \cos \theta_i - \sin \theta_t \cos \theta_t}{\sin \theta_i \cos \theta_i + \sin \theta_t \cos \theta_t} = \frac{\tan(\theta_i - \theta_t)}{\tan(\theta_i + \theta_t)} \quad (\text{A.38})$$

$$t_p = \frac{E_{t0}}{E_{i0}} = \frac{2 \cos \theta_i \sin \theta_t}{\sin \theta_i \cos \theta_i + \sin \theta_t \cos \theta_t} = \frac{2 \cos \theta_i \sin \theta_t}{\sin(\theta_i + \theta_t) \cos(\theta_i - \theta_t)} \quad (\text{A.39})$$

となる。

以上より、s 偏光と p 偏光の反射率 $R_{s/p} = |r_{s/p}|^2$ と透過率 $T_{s/p} = |t_{s/p}|^2$ の入射角依存性は図 A.3 の通りである。

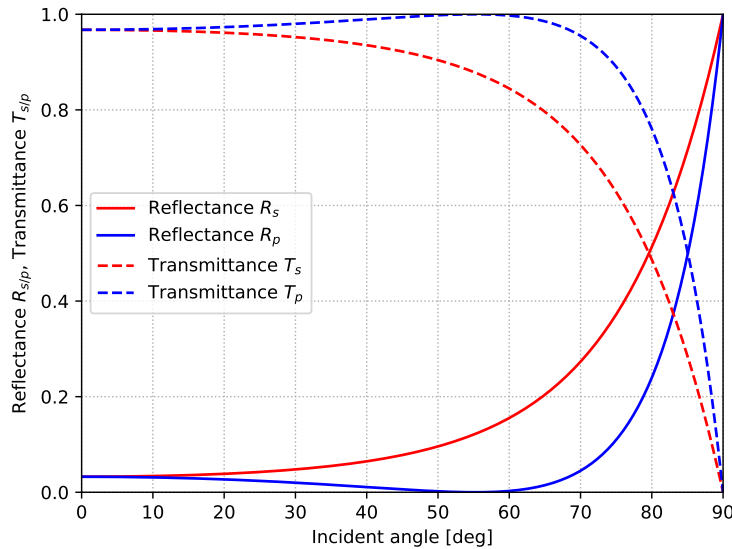


図 A.3 反射率と透過率の入射角依存性 ($n_0 = 1.0, n_1 = 1.44$ の場合)

$R_p = 0$ となる入射角をブリュースタ角 θ_B と呼ぶ。 $n_0 = 1.0, n_1 = 1.44$ の場合、ブリュースタ角は $\theta_B = 55.2^\circ$ である。

ここで、入射波に対する反射波と透過波の位相のずれをそれぞれ δ_r, δ_t とすると、振幅反射率 r と振幅透過率 t は

$$r = |r| e^{i\delta_r} \quad (\text{A.40})$$

$$t = |t| e^{i\delta_t} \quad (\text{A.41})$$

と表せる。

δ_r については n_0, n_1 や偏光、入射角によって変わる。ここで、臨界角 θ_c 、ブリュースタ角 θ_B を

導入すると

$$n_0 \sin \theta_c = n_1 \sin \frac{\pi}{2} \quad (\text{A.42})$$

$$\theta_B + \theta_t = \frac{\pi}{2} \quad (\text{A.43})$$

より

$$\theta_c = \arcsin \left(\frac{n_1}{n_0} \right) \quad (\text{A.44})$$

$$\theta_B = \arctan \left(\frac{n_1}{n_0} \right) \quad (\text{A.45})$$

となる。

s 偏光の場合

$n_0 < n_1$ の場合では

$$\delta_r = \pi \quad \left(0 \leq \theta_i < \frac{\pi}{2} \right) \quad (\text{A.46})$$

$n_0 > n_1$ の場合では

$$\delta_r = 0 \quad (0 \leq \theta_i < \theta_c) \quad (\text{A.47})$$

p 偏光の場合

$n_0 < n_1$ の場合では

$$\delta_r = \begin{cases} 0 & (0 \leq \theta_i < \theta_B) \\ -\pi & (\theta_B < \theta_i < \frac{\pi}{2}) \end{cases} \quad (\text{A.48})$$

$n_0 > n_1$ の場合では

$$\delta_r = \begin{cases} -\pi & (0 \leq \theta_i < \theta_B) \\ 0 & (\theta_B < \theta_i < \theta_c) \end{cases} \quad (\text{A.49})$$

DANCE では入射角が 42° であるので、 $n_0 < n_1$ の場合の s/p 偏光の位相のずれから、s/p 偏光間の反射位相差は理想的には π となることがわかる。

δ_t については s 偏光の場合

$$\frac{2 \cos \theta_i \sin \theta_t}{\sin(\theta_i + \theta_t)} = \left| \frac{2 \cos \theta_i \sin \theta_t}{\sin(\theta_i + \theta_t)} \right| e^{i\delta_t} \quad (\text{A.50})$$

$$e^{i\delta_t} = 1 \quad (\text{A.51})$$

より

$$\delta_t = 0 \quad (\text{A.52})$$

となり、透過位相差は生じない。p 偏光の場合も同様に

$$\frac{2 \cos \theta_i \sin \theta_t}{\sin(\theta_i + \theta_t) \cos(\theta_i - \theta_t)} = \left| \frac{2 \cos \theta_i \sin \theta_t}{\sin(\theta_i + \theta_t) \cos(\theta_i - \theta_t)} \right| e^{i\delta_t} \quad (\text{A.53})$$

$$e^{i\delta_t} = 1 \quad (\text{A.54})$$

より

$$\delta_t = 0 \quad (\text{A.55})$$

となり、透過位相差は生じない。よって、s/p 偏光ともに屈折率 n_0, n_1 の大小関係や入射角に関係なく、透過位相差は生じないことがわかる。

補遺 B

誘電体多層膜コーティング

s 偏光と p 偏光がミラーに対して斜入射するとき、理想的には反射位相差が π 異なる。ミラーに誘電体多層膜コーティングを施すことにより反射位相差を調整するが、s 偏光と p 偏光の反射位相差がキャンセルされるように極めて高い精度で加工することは技術的に難しい。本章では誘電体多層膜コーティングの理論について述べる [64]。

B.1 光学薄膜の理論のための準備

本節では、後の節での光学薄膜の理論に向けた準備を行う。自由空間中の光学アドミッタンス Y_0 と媒質中の光学アドミッタンス y 、修正光学アドミッタンス η を導入する。屈折率 n の媒質中の電場 E 、磁場 H について考える。式 (A.4) から電場と磁場の関係は以下のように表せる。

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0 \omega} \mathbf{k} \times \mathbf{E} \quad (\text{B.1})$$

ここで

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda n} = k \frac{1}{n\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (\text{B.2})$$

を用いて変形すると

$$\mathbf{H} = n\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{1}{k} \mathbf{k} \times \mathbf{E} \quad (\text{B.3})$$

となる。自由空間中の光学アドミッタンス Y_0 を

$$Y_0 = \frac{\epsilon_0}{\mu_0} \quad (\text{B.4})$$

と定義すると

$$\mathbf{H} = nY_0 \frac{1}{k} \mathbf{k} \times \mathbf{E} \quad (\text{B.5})$$

となる。電場と磁場の大きさをとると

$$H = nY_0 E \quad (\text{B.6})$$

となる。媒質中の光学アドミッタンス y を

$$y = nY_0 \quad (\text{B.7})$$

と定義すると

$$y = \frac{H}{E} \quad (\text{B.8})$$

となり、磁場と電場の大きさの比を表す量として定義される。

境界に平行な電場 E' と磁場 H' を関係づける修正光学アドミッタンス η を次式のように導入する。

$$\eta = \frac{H'}{E'} \quad (\text{B.9})$$

この値は斜入射においては偏光によって異なる。境界に平行な成分は s 偏光の場合、電場は $E' = E$ 、磁場は $H' = H \cos \theta$ となり、p 偏光の場合、電場は $E' = E \cos \theta$ 、磁場は $H' = H$ となるので、媒質中の光学アドミッタンス y を用いると

$$\eta_s = \frac{H \cos \theta}{E} = y \cos \theta \quad (\text{B.10})$$

$$\eta_p = \frac{H}{E \cos \theta} = \frac{y}{\cos \theta} \quad (\text{B.11})$$

と表せる。

ここで、前節で得られた振幅反射率と振幅透過率を光学アドミッタンス y を用いて書き換えると

$$r_s = \frac{y_0 \cos \theta_i - y_1 \cos \theta_t}{y_0 \cos \theta_i + y_1 \cos \theta_t} \quad (\text{B.12})$$

$$t_s = \frac{2y_0 \cos \theta_i}{y_0 \cos \theta_i + y_1 \cos \theta_t} \quad (\text{B.13})$$

$$r_p = - \left(\frac{y_0}{\cos \theta_i} - \frac{y_1}{\cos \theta_t} \right) / \left(\frac{y_0}{\cos \theta_i} + \frac{y_1}{\cos \theta_t} \right) \quad (\text{B.14})$$

$$t_p = \left(\frac{2y_0}{\cos \theta_t} \right) / \left(\frac{y_0}{\cos \theta_i} + \frac{y_1}{\cos \theta_t} \right) \quad (\text{B.15})$$

となる。ここで、 $y_0 = n_0 Y_0, y_1 = n_1 Y_0$ である。

B.2 誘電体単層膜の場合

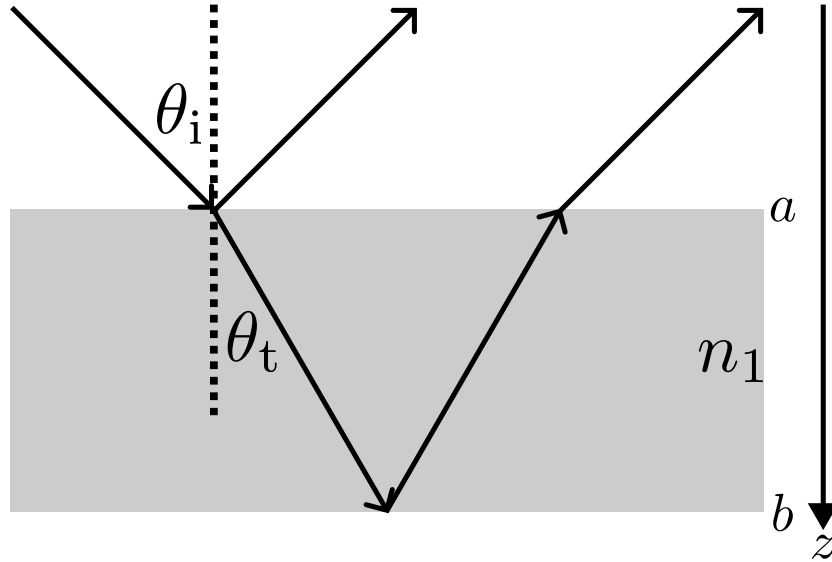


図 B.1 誘電体単層膜

本節では、図 B.1 のように誘電体単層膜に斜入射する場合について述べる。s/p 偏光間の反射位相差が π となるには、往復で位相が π 変化するよう膜厚を $\lambda/4$ にする必要がある。低屈折率、高屈折率の膜を全て $\lambda/4$ の厚さで交互に積み上げることで高反射率のミラーを実現できる。

ここでは膜厚は十分薄いと仮定する。膜厚が d_1 とすると、境界 a で反射した光と境界 b で反射した光の光路差は $n_1 d \cos \theta_1$ であり、このときの位相変化 δ_1 は

$$2\pi : \lambda = \delta_1 : n_1 d_1 \cos \theta_1 \quad (\text{B.16})$$

より

$$\delta_1 = \frac{2\pi n_1 d_1 \cos \theta_1}{\lambda} \quad (\text{B.17})$$

となる。境界面 b における \mathbf{E} と \mathbf{H} の接線成分は

$$E_b = E_{1b}^+ + E_{1b}^- \quad (\text{B.18})$$

$$H_b = H_{1b}^+ + H_{1b}^- = \eta_1 E_{1b}^+ - \eta_1 E_{1b}^- \quad (\text{B.19})$$

と表せる。ここで + は $+z$ 方向、- は $-z$ 方向への波を表す。この 2 式を解くと

$$E_{1b}^+ = \frac{1}{2} \left(E_b + \frac{H_b}{\eta_1} \right) \quad (\text{B.20})$$

$$E_{1b}^- = \frac{1}{2} \left(E_b - \frac{H_b}{\eta_1} \right) \quad (\text{B.21})$$

となる。磁場については

$$H_{1b}^+ = \eta_1 E_{1b}^+ = \frac{1}{2} (\eta_1 E_b + H_b) \quad (\text{B.22})$$

$$H_{1b}^- = -\eta_1 E_{1b}^- = \frac{1}{2} (-\eta_1 E_b + H_b) \quad (\text{B.23})$$

となる。境界面 a と b における E と H の接線成分の間には $E_{1a}^+ e^{-i\delta_1} = E_{1b}^+, E_{1b}^- e^{-i\delta_1} = E_{1a}^-$ の関係があるので

$$E_{1a}^+ = E_{1b}^+ e^{i\delta_1} = \frac{1}{2} \left(E_b + \frac{H_b}{\eta_1} \right) e^{i\delta_1} \quad (\text{B.24})$$

$$E_{1a}^- = E_{1b}^- e^{-i\delta_1} = \frac{1}{2} \left(E_b - \frac{H_b}{\eta_1} \right) e^{-i\delta_1} \quad (\text{B.25})$$

$$H_{1a}^+ = H_{1b}^+ e^{i\delta_1} = \frac{1}{2} (\eta_1 E_b + H_b) e^{i\delta_1} \quad (\text{B.26})$$

$$H_{1a}^- = H_{1b}^- e^{-i\delta_1} = \frac{1}{2} (-\eta_1 E_b + H_b) e^{-i\delta_1} \quad (\text{B.27})$$

と表せる。境界面 a における \mathbf{E} と \mathbf{H} の接線成分は

$$E_a = E_{1a}^+ + E_{1a}^- = (\cos \delta_1) E_b + \frac{i \sin \delta_1}{\eta_1} H_b \quad (\text{B.28})$$

$$H_a = H_{1a}^+ + H_{1a}^- = i\eta_1 (\sin \delta_1) E_b + (\cos \delta_1) H_b \quad (\text{B.29})$$

と表せる。行列で表示すると

$$\begin{pmatrix} E_a \\ H_a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \delta_1 & \frac{i \sin \delta_1}{\eta_1} \\ i\eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_b \\ H_b \end{pmatrix} \quad (\text{B.30})$$

となる。

B.3 誘電体多層膜の場合

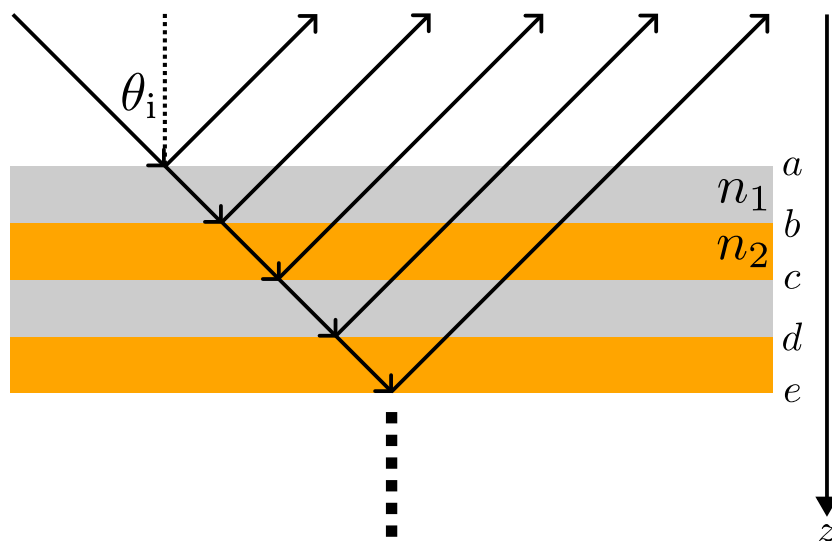


図 B.2 誘電体多層膜

本節では、図 B.2 のように誘電体多層膜に斜入射する場合について述べる。境界面 b と境界面 c に関しても同様に考えられるので、拡張すると境界面 q、q 層からなる膜の場合

$$\begin{pmatrix} E_a \\ H_a \end{pmatrix} = \prod_{j=1}^q \begin{pmatrix} \cos \delta_j & \frac{i \sin \delta_j}{\eta_j} \\ i\eta_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_q \\ H_q \end{pmatrix} \quad (\text{B.31})$$

と表せる。ここで位相変化 δ_r は式 (B.17) と同様に

$$\delta_j = \frac{2\pi n_j d_j \cos \theta_j}{\lambda} \quad (\text{B.32})$$

である。さらに、上の行列を E_q で規格化すると

$$\begin{pmatrix} E_a/E_q \\ H_a/E_q \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \prod_{j=1}^q \begin{pmatrix} \cos \delta_j & \frac{i \sin \delta_j}{\eta_j} \\ i\eta_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \eta_q \end{pmatrix} \quad (\text{B.33})$$

となる。ここで、 $\eta_q = H_q/E_q$ である。s/p 偏光の媒質中の光学アドミッタンス $\eta_{js/p}$ は

$$\eta_{js} = y_j \cos \theta \quad (\text{B.34})$$

$$\eta_{jp} = \frac{y_j}{\cos \theta} \quad (\text{B.35})$$

と表せるので、振幅反射率 $r_{s/p}$ は次式で表せる。

$$r_s = \frac{\eta_{0s} - C_s/B_s}{\eta_{0s} + C_s/B_s} \quad (\text{B.36})$$

$$r_p = -\frac{\eta_{0p} - C_p/B_p}{\eta_{0p} + C_p/B_p} \quad (\text{B.37})$$

以上より、s 偏光と p 偏光の反射率 $R_{s/p} = |r_{s/p}|^2$ の入射角依存性は図 B.3 の通りである。ここでは $q = 20$ として SiO_2 ($n_1 = 1.44$) と Ta_2O_5 ($n_2 = 2.2$) を 10 層ずつ交互に積み重ねて誘電体多層膜コーティングが構成されている場合でプロットした。入射角 42° において $R_s = 0.9998$, $R_p = 0.9964$ であり、図 A.3 と比較すると高い反射率になっていることがわかる。このように誘電体多層膜コーティングの層の数、膜厚、屈折率を変えることにより高反射率のミラーを製作することができる。

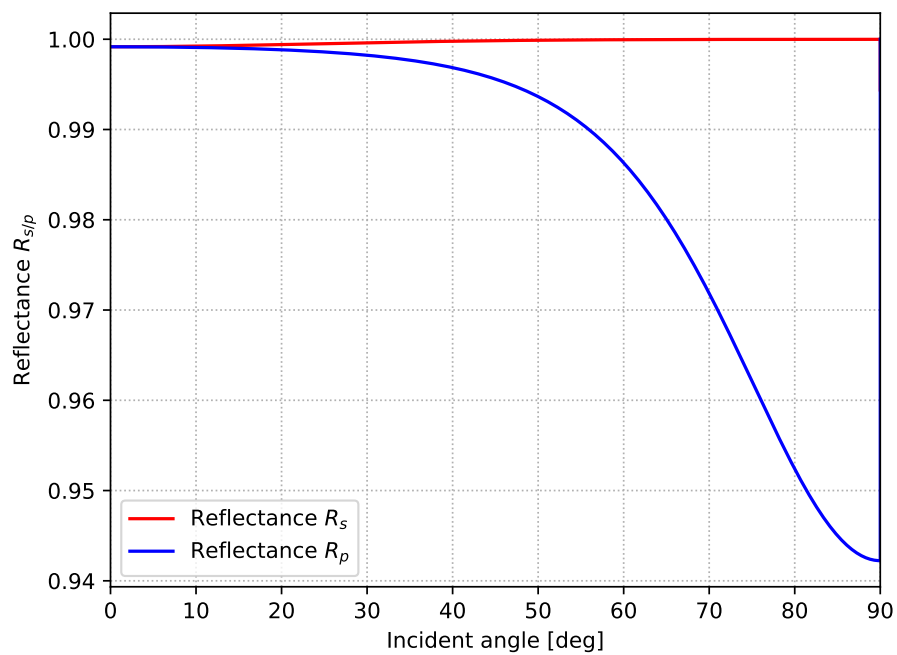


図 B.3 20 層の誘電体多層膜コーティングの場合の反射率の入射角依存性

補遺 C

波長板と偏光

波長板を用いることでレーザーの偏光状態を変換することができる。本章では、波長板の原理と偏光解析法を応用したビート信号の取得方法について述べる。

C.1 波長板の原理

本節では、波長板の原理について述べる [65, 66]。波長板とは、光軸の向きと厚さが決まっている複屈折結晶を通して偏光を変換する光学素子である。直交する速軸と遅軸の間に位相差を生じさせて偏光状態を変換する。本研究では、1/2 波長に対応する π だけ位相差を生じる HWP、1/4 波長に対応する $\pi/2$ だけ位相差を生じさせる QWP を用いた。

波長板に入射する直線偏光を s/p 偏光の電場を用いて次式のように表す。

$$\begin{pmatrix} E_s \\ E_p \end{pmatrix} \quad (\text{C.1})$$

波長板通過後の偏光状態について考える。波長板の速軸が s 軸に対して θ だけ回転しているとき、s/p 軸から速/遅軸への変換行列 $R(\theta)$ は

$$R(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (\text{C.2})$$

となる。

HWP は速軸と遅軸の間に π だけ位相差を生じさせるので、HWP の働きを表す行列は

$$\begin{aligned} W_H(\theta_H) &= R^{-1}(\theta_H) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\pi} \end{pmatrix} R(\theta_H) \\ &= \begin{pmatrix} \cos \theta_H & -\sin \theta_H \\ \sin \theta_H & \cos \theta_H \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_H & \sin \theta_H \\ -\sin \theta_H & \cos \theta_H \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos 2\theta_H & \sin 2\theta_H \\ \sin 2\theta_H & -\cos 2\theta_H \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

と表せる。HWP に s 軸からの角度 θ の電場 $(E_s, E_p) = (E \cos \theta, E \sin \theta)$ を入射すると、HWP 通

過後の電場 ($E_{s,\text{out}}, E_{p,\text{out}}$) は

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E_{s,\text{out}} \\ E_{p,\text{out}} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos 2\theta_H & \sin 2\theta_H \\ \sin 2\theta_H & -\cos 2\theta_H \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \cos \theta \\ E \sin \theta \end{pmatrix} \\ &= E \begin{pmatrix} \cos(2\theta_H - \theta) \\ \sin(2\theta_H - \theta) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

となる。これは図 C.1 に示すように、直線偏光を HWP に入射すると速軸に関して対称に折り返した直線偏光に変換されることを表す。

QWP は速軸と遅軸の間に $\pi/2$ だけ位相差を生じさせるので、QWP の働きを表す行列は

$$\begin{aligned} W_Q(\theta_Q) &= R^{-1}(\theta_Q) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\pi/2} \end{pmatrix} R(\theta_Q) \\ &= \begin{pmatrix} \cos \theta_Q & -\sin \theta_Q \\ \sin \theta_Q & \cos \theta_Q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_Q & \sin \theta_Q \\ -\sin \theta_Q & \cos \theta_Q \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos^2 \theta_Q - i \sin^2 \theta_Q & (1+i) \sin \theta_Q \cos \theta_Q \\ (1+i) \sin \theta_Q \cos \theta_Q & \sin^2 \theta_Q - i \cos^2 \theta_Q \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{C.5})$$

と表せる。QWP に s 軸からの角度 θ の電場 (E_s, E_p) = ($E \cos \theta, E \sin \theta$) を入射すると、QWP 通過後の電場 ($E_{s,\text{out}}, E_{p,\text{out}}$) は

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E_{s,\text{out}} \\ E_{p,\text{out}} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos^2 \theta_Q - i \sin^2 \theta_Q & (1+i) \sin \theta_Q \cos \theta_Q \\ (1+i) \sin \theta_Q \cos \theta_Q & \sin^2 \theta_Q - i \cos^2 \theta_Q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \cos \theta \\ E \sin \theta \end{pmatrix} \\ &= E \begin{pmatrix} \cos \theta_Q \cos(\theta - \theta_Q) + i \sin \theta_Q \sin(\theta - \theta_Q) \\ \sin \theta_Q \cos(\theta - \theta_Q) - i \cos \theta_Q \sin(\theta - \theta_Q) \end{pmatrix} \\ &= E \begin{pmatrix} \cos \theta_Q & -\sin \theta_Q \\ \sin \theta_Q & \cos \theta_Q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\theta - \theta_Q) \\ -i \sin(\theta - \theta_Q) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{C.6})$$

となる。図 C.2 に示すように、($E_{s,\text{out}}, E_{p,\text{out}}$) は楕円偏光

$$\frac{E_s^2}{[E \cos(\theta - \theta_Q)]^2} + \frac{E_p^2}{[E \sin(\theta - \theta_Q)]^2} = 1 \quad (\text{C.7})$$

を θ_Q だけ回転した左回り楕円偏光を表す。長軸と短軸は $\theta - \theta_Q$ の値に依存して変化する。特に、 $\theta - \theta_Q = \pi/4$ のとき

$$\frac{E_s^2}{(E/\sqrt{2})^2} + \frac{E_p^2}{(E/\sqrt{2})^2} = 1 \quad (\text{C.8})$$

となり、これは円偏光を表す。

以上より、直線偏光を QWP に入射すると、直線偏光と速軸のなす角が $\pi/4$ となるときの円偏光が得られ、それ以外では楕円偏光が得られることがわかる。

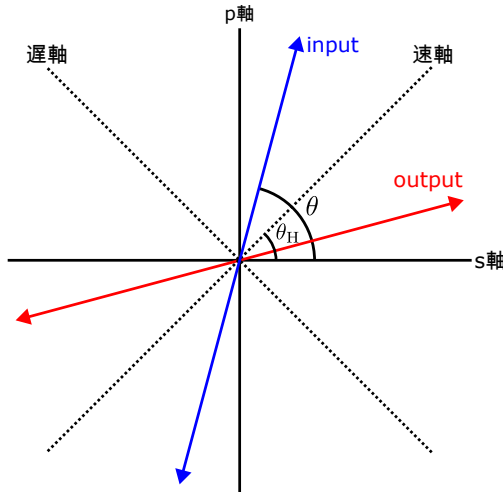


図 C.1 HWP

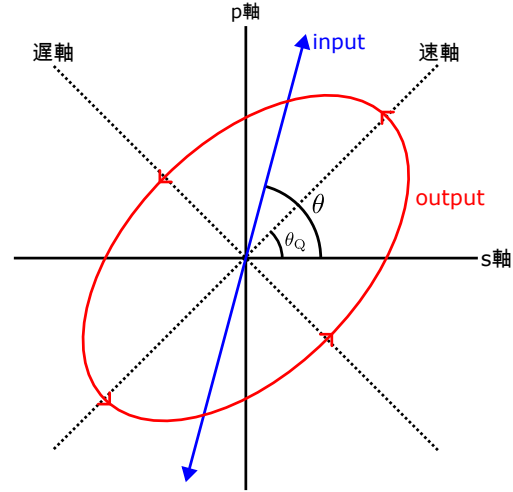


図 C.2 QWP

C.2 ビート信号取得方法

s/p 偏光間の反射位相差の時間変動の測定では、偏光解析法を応用した手法を用いた [66]。本節では、その手法を述べる。

本実験では、s 偏光の透過光と p 偏光の反射光を QWP により円偏光に変換し、その後 PBS で分けることによりビート信号を取得した。s 偏光の透過光と p 偏光の反射光の電場は入射電場 $E_{i,s/p}$ を用いて

$$E_{t,s} = t_s(\phi)E_{i,s} \quad (\text{C.9})$$

$$E_{r,p} = t_p(\phi)E_{i,p} \quad (\text{C.10})$$

と表せる。ここでは、PBS によって強度が半分になっていることは無視する。QWP 通過後の電場は

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = W_Q(\theta_Q) \begin{pmatrix} E_{t,s} \\ E_{r,p} \end{pmatrix} \quad (\text{C.11})$$

となる。円偏光に変換するため、 $\theta_Q = \pi/4$ のときを考えると

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{out}} &= W_Q\left(\frac{\pi}{4}\right) \begin{pmatrix} E_{t,s} \\ E_{r,p} \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (1-i)(E_{t,s} + iE_{r,p}) \\ (1+i)(E_{t,s} - iE_{r,p}) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{C.12})$$

となる。これを PBS で s 偏光成分と p 偏光成分に分けて PD で検出すると、各 PD に入射する光強

度は

$$\begin{aligned} P_{\text{PD}_s} &= \left| \frac{1}{2}(1-i)(E_{t,s} + iE_{r,p}) \right|^2 \\ &= P_{\text{DC}} + \text{Re} [E_{t,s}(iE_{r,p})^*] \end{aligned} \quad (\text{C.13})$$

$$\begin{aligned} P_{\text{PD}_p} &= \left| \frac{1}{2}(1+i)(E_{t,s} - iE_{r,p}) \right|^2 \\ &= P_{\text{DC}} - \text{Re} [E_{t,s}(iE_{r,p})^*] \end{aligned} \quad (\text{C.14})$$

となる。ここで

$$P_{\text{DC}} = \frac{1}{2} (|E_{t,s}|^2 + |E_{r,p}|^2) \quad (\text{C.15})$$

は DC 成分であり

$$\text{Re} [E_{t,s}(iE_{r,p})^*] \quad (\text{C.16})$$

がビート成分である。本実験では式 (C.14) の第 2 項のビート信号を取得した。

また、HWP を用いてビート信号を取得することもできる。HWP 通過後の電場は

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = W_{\text{H}}(\theta_{\text{H}}) \begin{pmatrix} E_{t,s} \\ E_{r,p} \end{pmatrix} \quad (\text{C.17})$$

となる。 $\theta_{\text{H}} = \pi/8$ のとき

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{out}} &= W_{\text{H}}\left(\frac{\pi}{8}\right) \begin{pmatrix} E_{t,s} \\ E_{r,p} \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} E_{t,s} + E_{r,p} \\ E_{t,s} - E_{r,p} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{C.18})$$

となる。これを PBS で s 偏光成分と p 偏光成分に分けて PD で検出すると、各 PD に入射する光強度は

$$\begin{aligned} P_{\text{PD}_s} &= \left| \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{t,s} + E_{r,p}) \right|^2 \\ &= P_{\text{DC}} + \text{Re} [E_{t,s}E_{r,p}^*] \end{aligned} \quad (\text{C.19})$$

$$\begin{aligned} P_{\text{PD}_p} &= \left| \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{t,s} - E_{r,p}) \right|^2 \\ &= P_{\text{DC}} - \text{Re} [E_{t,s}E_{r,p}^*] \end{aligned} \quad (\text{C.20})$$

となる。ここで

$$P_{\text{DC}} = \frac{1}{2} (|E_{t,s}|^2 + |E_{r,p}|^2) \quad (\text{C.21})$$

は DC 成分であり

$$\text{Re} [E_{t,s}E_{r,p}^*] \quad (\text{C.22})$$

がビート成分である。

$\theta_H = \pi/4$ のとき

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_{\text{out}} &= W_H\left(\frac{\pi}{4}\right) \begin{pmatrix} E_{t,s} \\ E_{r,p} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} E_{r,p} \\ E_{t,s} \end{pmatrix}\end{aligned}\tag{C.23}$$

となり、ビート成分は出てこないため $\theta_H \neq \pi/4$ で測定する必要がある。

補遺 D

フィードバック制御

低周波数帯の信号には雑音の寄与が多く、雑音に埋もれてしまう。信号を取得するためには、フィードバック制御を行うことによりこれらの雑音を低減する必要がある。本章では、本研究で用いたフィードバック制御の方法を紹介する [67]。

D.1 オープンループ伝達関数の測定方法

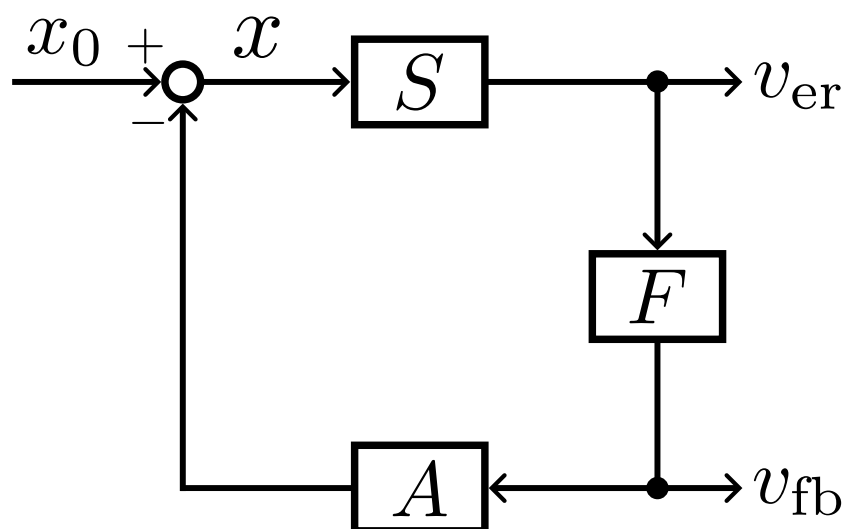


図 D.1 フィードバック制御のブロック図

まず、フィードバック制御の原理について述べる。図 D.1 のように外乱を x_0 とすると残留変動 x は

$$x = x_0 - AFSx \quad (\text{D.1})$$

より

$$x = \frac{1}{1 + G} x_0 \quad (\text{D.2})$$

となる。ここで、 G はオープンループ伝達関数であり

$$G = AFS \quad (\text{D.3})$$

と表せる。 G を十分大きくすることで残留変動 x を抑えられる。一般に、共振器長変動は低周波数帯で大きいため、ローパスフィルターに通してフィードバック制御を行う。センサー効率 S とアクチュエーター効率 A が一定値である場合、フィルター F のゲインとカットオフ周波数の値を調整することによって G の値を変えて外乱の影響を抑え、安定な制御を実現する。

制御の安定性の判定方法にはナイキストの安定判別法がある。例えば $G = -1$ のときは式 (D.2) より x が発散しているため制御は不安定である。 $|G| = 1$ のときの周波数を Unity Gain Frequency (UGF) といい、UGF での -180 deg からのずれを位相余裕という。経験的には、位相余裕が 30 deg 以上あれば制御は安定である。

また、図 D.1 の v_{er} はエラー信号、 v_{fb} はフィードバック信号と呼ばれ

$$v_{\text{er}} = Sx = \frac{S}{1+G}x_0 \quad (\text{D.4})$$

$$v_{\text{fb}} = SFx = \frac{SF}{1+G}x_0 \quad (\text{D.5})$$

と表せる。これらの信号の測定値とセンサー効率 S 、フィルター F 、オープンループ伝達関数 G の測定値から外乱 x_0 や残留変動 x を推定できる。

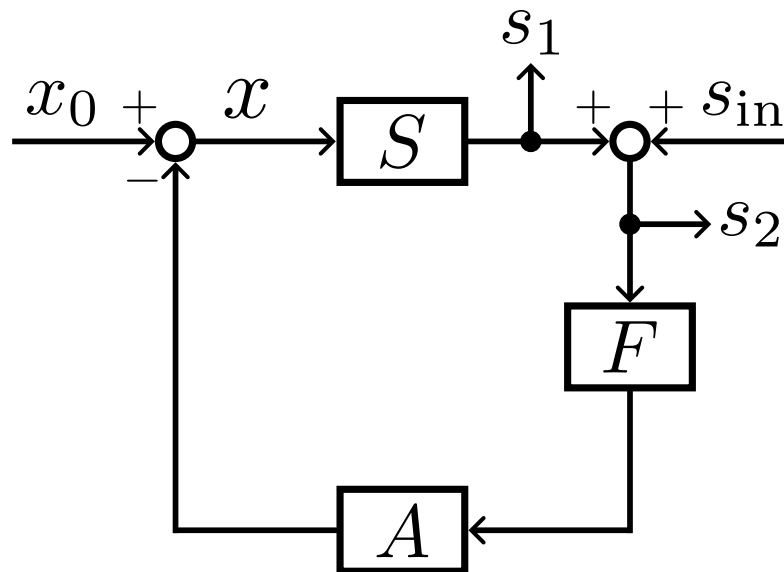


図 D.2 オープンループ伝達関数の測定方法

G の測定方法は図 D.2 にあるように制御ループ中に信号 s_{in} を注入して、その前後の信号の比から測定する。センサー効率とフィルターの間に s_{in} を注入すると信号 x は

$$x = x_0 - AF(Sx + s_{\text{in}}) \quad (\text{D.6})$$

より

$$x = \frac{1}{1+G}x_0 - \frac{AF}{1+G}s_{\text{in}} \quad (\text{D.7})$$

となる。注入した信号の前後の信号はそれぞれ

$$s_1 = Sx = \frac{S}{1+G}x_0 - \frac{G}{1+G}s_{\text{in}} \quad (\text{D.8})$$

$$s_2 = Sx + s_{\text{in}} = \frac{S}{1+G}x_0 + \frac{1}{1+G}s_{\text{in}} \quad (\text{D.9})$$

となる。 $s_{\text{in}} \gg Sx_0$ のとき

$$\frac{s_1}{s_2} = \frac{Sx_0 - Gs_{\text{in}}}{Sx_0 + s_{\text{in}}} \simeq -G \quad (\text{D.10})$$

となるので、 G を測定できる。

D.2 Pound-Drever-Hall 法

本研究では Pound-Drever-Hall (PDH) 法を用いて光共振器の制御を行った。PDH 法とは EOM を用いてサイドバンドを生成し、光共振器から出てくる光と非共振のサイドバンドとのビート信号を用いる制御手法のことである。本節では、PDH 法で共振からのずれに線形な信号が取得できることを示す [68, 69]。

本研究で用いた光共振器の振幅反射率と振幅透過率は次式の通りである。

$$r(\phi) = -r_1 + \frac{t_1^2 r_2^2 r_3 e^{-i2\phi}}{1 - r_1 r_2^2 r_3 e^{-i2\phi}} \quad (\text{D.11})$$

$$t(\phi) = \frac{t_1 r_2 t_3 e^{-i\phi}}{1 - r_1 r_2^2 r_3 e^{-i2\phi}} \quad (\text{D.12})$$

入射光に EOM を用いて位相変調をかけると

$$E = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin \Omega t)} \quad (\text{D.13})$$

となる。ここで、 β は変調指数、 Ω は変調周波数である。 $J_n(\beta)$ は第一種ベッセル関数を用いて、1 次のサイドバンドまで考えると

$$\begin{aligned} E &= E_0 e^{i\omega t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^{(1+n)} J_n(\beta) e^{in\Omega t} \\ &\simeq E_0 \left[J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega-\Omega)t} \right] \end{aligned} \quad (\text{D.14})$$

となる。上式の第 1 項はキャリアと呼ばれ、位相変調をかける前の電場と同じ角周波数 ω で振動している。第 2,3 項はサイドバンドと呼ばれ、角周波数 $\omega + \Omega$ を持つ成分を upper サイドバンド、角周波数 $\omega - \Omega$ を持つ成分を lower サイドバンドと呼ぶ。

ここでは共振器の振幅透過率 $t(\phi)$ と振幅反射率 $r(\phi)$ を周波数依存性を表すために $t(\omega), r(\omega)$ と表すことにする。透過光の電場は

$$E_t = E_0 \left[J_0(\beta) t(\omega) e^{i\omega t} + J_1(\beta) t(\omega + \Omega) e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(\beta) t(\omega - \Omega) e^{i(\omega-\Omega)t} \right] \quad (\text{D.15})$$

となるので、透過光強度 P_t は入射光強度 $P_0 \equiv |E_0|^2$ を用いて

$$\begin{aligned}
P_t &= |E_t|^2 \\
&= P_0 \left| J_0(\beta)t(\omega)e^{i\omega t} + J_1(\beta)t(\omega + \Omega)e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(\beta)t(\omega - \Omega)e^{i(\omega-\Omega)t} \right|^2 \\
&= P_0 \left[|J_0(\beta)t(\omega)|^2 + |J_1(\beta)t(\omega + \Omega)|^2 + |J_1(\beta)t(\omega - \Omega)|^2 \right] \\
&\quad + 2P_0 J_0(\beta)J_1(\beta) \operatorname{Re} \left([t(\omega)t^*(\omega + \Omega) - t^*(\omega)t(\omega - \Omega)] e^{-i\Omega t} \right) \\
&\quad - 2P_0 (J_1(\beta))^2 \operatorname{Re} \left(t(\omega + \Omega)t^*(\omega - \Omega) e^{i2\Omega t} \right)
\end{aligned} \tag{D.16}$$

となる。反射光の電場は

$$E_r = E_0 \left[J_0(\beta)r(\omega)e^{i\omega t} + J_1(\beta)r(\omega + \Omega)e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(\beta)r(\omega - \Omega)e^{i(\omega-\Omega)t} \right] \tag{D.17}$$

となるので、反射光強度 P_r は透過光強度の計算と同様に

$$\begin{aligned}
P_r &= P_0 \left[|J_0(\beta)r(\omega)|^2 + |J_1(\beta)r(\omega + \Omega)|^2 + |J_1(\beta)r(\omega - \Omega)|^2 \right] \\
&\quad + 2P_0 J_0(\beta)J_1(\beta) \operatorname{Re} \left([r(\omega)r^*(\omega + \Omega) - r^*(\omega)r(\omega - \Omega)] e^{-i\Omega t} \right) \\
&\quad - 2P_0 (J_1(\beta))^2 \operatorname{Re} \left(r(\omega + \Omega)r^*(\omega - \Omega) e^{i2\Omega t} \right)
\end{aligned} \tag{D.18}$$

となる。第 1 項は DC 成分、第 2 項は変調角周波数 Ω の成分、第 3 項は変調角周波数の倍波 2Ω の成分が現れる。反射光をミキサを用いて復調することにより必要な情報を取り出すことができる。ミキサとは光共振器から出てくる光と非共振のサイドバンドとのビート信号と EOM に加えた信号を掛け算し、ローパスフィルターを通して低周波成分を取り出す装置である。反射光強度の変調角周波数 Ω の成分だけを取り出すと次式のようなになる。

$$P_r^{(\Omega)} = 2P_0 J_0(\beta)J_1(\beta) \operatorname{Re} \left([r(\omega)r^*(\omega + \Omega) - r^*(\omega)r(\omega - \Omega)] e^{-i\Omega t} \right) \tag{D.19}$$

これを in phase(位相変調と同じ $\sin \Omega t$) で復調したものが PDH 信号であり

$$P_{\text{demod}}^I = P_0 J_0(\beta)J_1(\beta) \operatorname{Im} \left(r(\omega)r^*(\omega + \Omega) - r^*(\omega)r(\omega - \Omega) \right) \tag{D.20}$$

と表せる。また quadrature phase(位相変調から $\pi/2$ ずらした $\cos \Omega t$) で復調したものは

$$P_{\text{demod}}^Q = P_0 J_0(\beta)J_1(\beta) \operatorname{Re} \left(r(\omega)r^*(\omega + \Omega) - r^*(\omega)r(\omega - \Omega) \right) \tag{D.21}$$

と表せる。キャリアの共振付近 $\phi = n\pi + \delta\phi$ において、 $r(\omega + \Omega) \simeq r^*(\omega - \Omega) \simeq r_f$ とすると

$$\begin{aligned}
P_{\text{demod}}^I &\simeq 2P_0 J_0(\beta)J_1(\beta)r_f \operatorname{Im} \left(r(\omega) \right) \\
&= -\frac{2P_0 J_0(\beta)J_1(\beta)t_1^2 r_2^2 r_3 r_f \sin 2\phi}{1 + r_1^2 r_2^4 r_3^2 - 2r_1 r_2^2 r_3 \cos 2\phi} \\
&\simeq -\frac{4P_0 J_0(\beta)J_1(\beta)t_1^2 r_2^2 r_3 r_f}{(1 - r_1 r_2^2 r_3)^2} \delta\phi
\end{aligned} \tag{D.22}$$

となり、PDH 信号は共振付近で共振からのずれ $\delta\phi$ に比例した信号となっている。PDH 法では共振器長変動 δL と周波数変動 $\delta\omega$ の区別がつかない。

本研究において PDH 法による制御をしたときの透過光、反射光、エラー信号 (PDH 信号) の計算値は図 D.3 の通りである。パラメータは $P_0 = 1$ [W], $\beta = 1$ [rad], $\Omega/2\pi = 15$ [MHz], $L = 6$ [cm], $r_1 = \sqrt{0.99}$, $r_2 = \sqrt{0.9999}$, $r_3 = \sqrt{0.99}$ を用いている。透過光の最大値、反射光の最小値の隣にある山は変調によるものである。

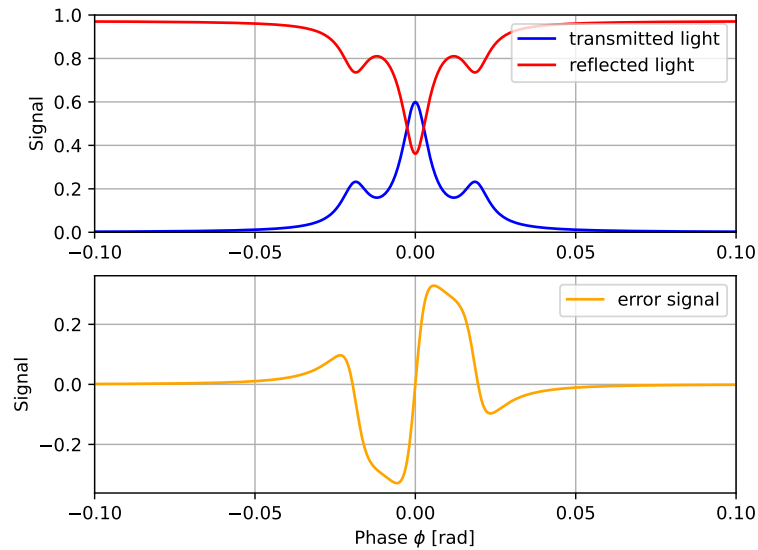


図 D.3 15 MHz の位相変調をかけたときの透過光、反射光、エラー信号 (PDH 信号)

補遺 E

実験装置詳細

E.1 光学部品・機器一覧

本研究で使用した光学部品・機器を表にまとめる。

表 E.1 光学部品

品名	メーカー	品番
Turning mirror (テストミラー)	Layertec	183883
Output Coupler (フロント、エンドミラー)	Layertec	108179
折り返し光共振器 ミラー固定用ジグ	小野電機製作所 試作室	
EOM	THORLABS	EO-PM-NR-C2
FI	THORLABS	IO-3-1064-VHP
FI	Coherent	110-21052-0001
偏光子	THORLABS	LPNIR050-MP2
PD	自作	
PD の受光素子	浜松ホトニクス	S3759
RFPD	自作	
RFPD の受光素子	浜松ホトニクス	G10899-01K

表 E.2 機器

品名	メーカー	品番
中川 ECDL	サンプラス	
LD 電流コントローラ	THORLABS	LDC201CU
直流安定化電源	KIKUSUI	PMX18-2A
狭線幅単一周波数ファイバーレーザー	Connet	CoSF-D-YB-M
ファンクションジェネレーター	Tektronix	AFG310
ファンクションジェネレーター	Tektronix	AFG31052
ビート測定用高速 PD	Newport	1611FS-AC
透過光モニター用 CCD カメラ	WATEC	WAT-902H2 ULTIMATE
透過光モニター用ディスプレイ	Wstirhy	W-133BNC-JP
分光器	Yixi intelligent Technology	YSM-8102-02-15
フィルター付きプリアンプ	Stanford Research Systems	SR560
周波数カウンター	Keysight	53230A
ミキサー	Mini Circuits	ZFM-3H-S+
スプリッター	Mini Circuits	ZFRSC-2050+
復調用ローパスフィルター	Mini Circuits	BLP-1.9+
パワーメーター	Newport	Model 843-R
ビームプロファイラー	CINOGY	CMOS-1202
データロガー	横河	DL950
スペクトル・サーボアナライザー	小野測器	DS2000

E.2 実験装置の写真

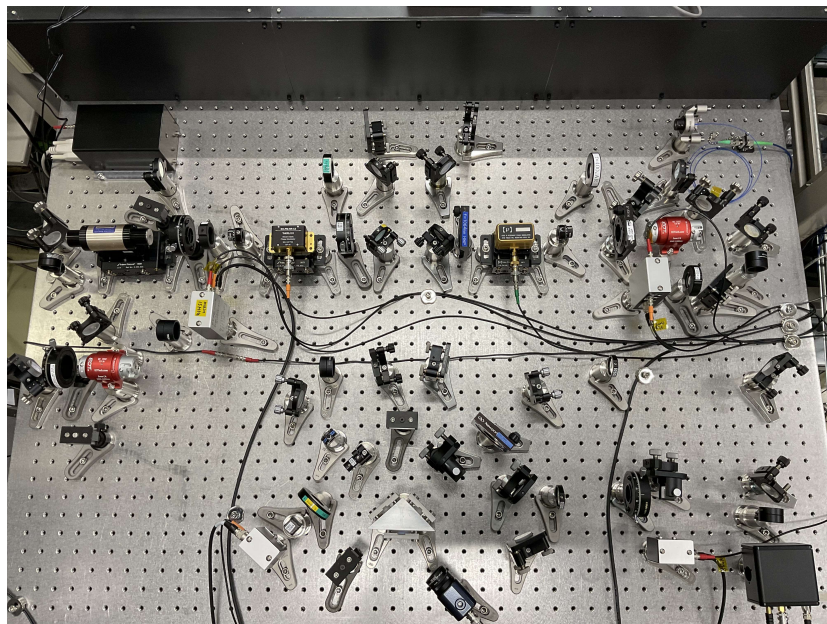


図 E.1 実験全体の構成

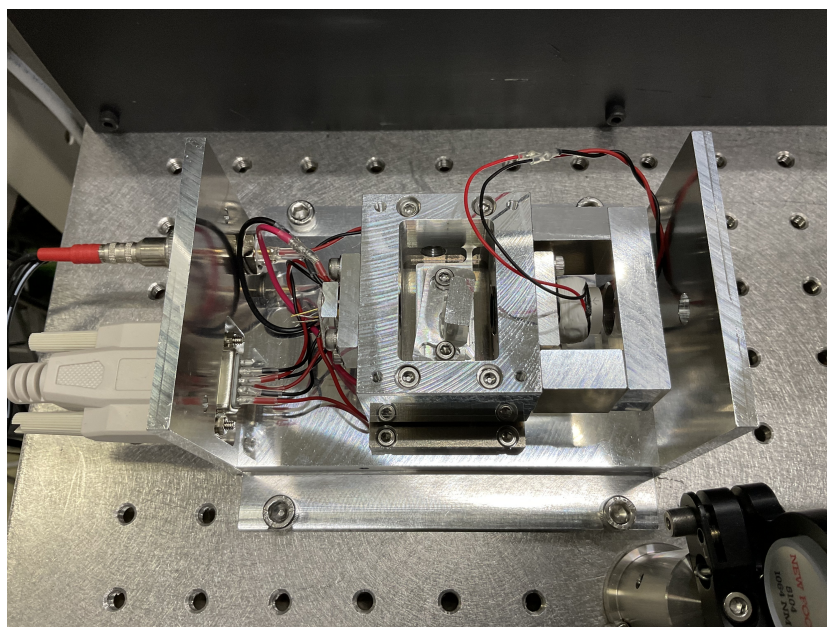


図 E.2 中川 ECDL の構造

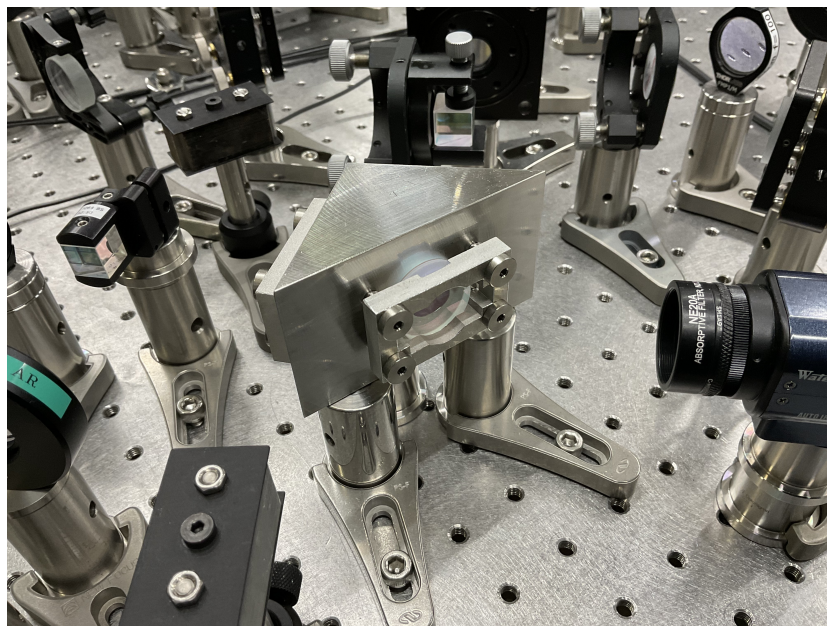


図 E.3 折り返し光共振器スペーサー

参考文献

- [1] F. Zwicky: *Helvetica Physica Acta* **6**, 110 (1933).
Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln
- [2] F. Zwicky: *Astrophys. J.* **86**, 217 (1937).
On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae
- [3] V. C. Rubin and W. K. Ford Jr.: *Astrophys. J.* **159**, 379 (1970).
Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions
- [4] XENON Collaboration: *Eur. Phys. J. C* **77**, 881 (2017).
The XENON1T dark matter experiment
- [5] XENON Collaboration: *Phys. Rev. Lett.* **129**, 161805 (2022).
Search for New Physics in Electronic Recoil Data from XENONnT
- [6] LUX Collaboration: *Phys. Rev. Lett.* **112**, 091303 (2014).
First Results from the LUX Dark Matter Experiment at the Sanford Underground Research Facility
- [7] LUX Collaboration: *Phys. Rev. Lett.* **118**, 021303 (2017).
Results from a Search for Dark Matter in the Complete LUX Exposure
- [8] The LUX-ZEPLIN Collaboration: *Phys. Rev. D* **108**, 012010 (2023).
Background determination for the LUX-ZEPLIN dark matter experiment
- [9] H. Zhang, A. Abdukerim, W. Chen, X. Chen, Y. Chen, X. Cui, B. Dong, D. Fang, C. Fu, K. Giboni, F. Giuliani, L. Gu, X. Guo, Z. Guo, K. Han, C. He, S. He, D. Huang, X. Huang, Z. Huang, P. Ji, X. Ji, Y. Ju, S. Li, Y. Li, H. Lin, H. Liu, J. Liu, Y. Ma, Y. Mao, K. Ni, J. Ning, X. Ren, F. Shi, A. Tan, A. Wang, C. Wang, H. Wang, M. Wang, Q. Wang, S. Wang, X. Wang, X. Wang, Z. Wang, M. Wu, S. Wu, J. Xia, M. Xiao, P. Xie, B. Yan, J. Yang, Y. Yang, C. Yu, J. Yuan, J. Yue, D. Zhang, T. Zhang, L. Zhao, Q. Zheng, J. Zhou, N. Zhou, and X. Zhou: *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **62**, 31011 (2018).
Dark matter direct search sensitivity of the PandaX-4T experiment

-
- [10] R. D. Peccei and H. R. Quinn: Phys. Rev. Lett. **38**, 1440 (1977).
CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles
- [11] 松原隆彦:『現代宇宙論』, 東京大学出版会 (2010).
- [12] H. Primakoff: Phys. Rev. **81**, 899 (1951).
Photo-Production of Neutral Mesons in Nuclear Electric Fields and the Mean Life of the Neutral Meson
- [13] P. Sikivie, Phys. Rev. Lett. **51**, 1415 (1983).
Experimental Tests of the "Invisible" Axion
- [14] J. Ouellet and Z. Bogorad: Phys. Rev. D **99**, 055010 (2019).
Solutions to axion electrodynamics in various geometries
- [15] S. Asztalos, E. Daw, H. Peng, L. J Rosenberg, C. Hagmann, D. Kinion, W. Stoeffl, K. van Bibber, P. Sikivie, N. S. Sullivan, D. B. Tanner, F. Nezrick, M. S. Turner, D. M. Moltz, J. Powell, M.-O. André, J. Clarke, M. Mück, and Richard F. Bradley: Phys. Rev. D **64**, 092003 (2001).
Large-scale microwave cavity search for dark-matter axions
- [16] S. J. Asztalos, G. Carosi, C. Hagmann, D. Kinion, K. van Bibber, M. Hotz, L. J Rosenberg, G. Rybka, J. Hoskins, J. Hwang, P. Sikivie, D. B. Tanner, R. Bradley, and J. Clarke: Phys. Rev. Lett. **104**, 041301 (2010).
SQUID-Based Microwave Cavity Search for Dark-Matter Axions
- [17] ADMX Collaboration: Phys. Rev. Lett. **120**, 151301 (2018).
Search for Invisible Axion Dark Matter with the Axion Dark Matter Experiment
- [18] ADMX Collaboration: Phys. Rev. Lett. **124**, 101303 (2020).
Extended Search for the Invisible Axion with the Axion Dark Matter Experiment
- [19] ADMX Collaboration: Phys. Rev. Lett. **127**, 261803 (2021).
Search for Invisible Axion Dark Matter in the 3.3 – 4.2 μeV Mass Range
- [20] J. E. Kim: Phys. Rev. Lett. **43**, 103 (1979).
Weak-Interaction Singlet and Strong CP Invariance
- [21] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, and V. I. Zakharov: Nucl. Phys. B **166**, 28 (1980).
Can confinement ensure natural CP invariance of strong interactions?
- [22] M. Dine, W. Fischler, and M. Srednicki: Phys. Lett. B **104**, 27 (1981).

A simple solution to the strong CP problem with a harmless axion

- [23] A. R. Zhitnitsky: Sov. J. Nucl. Phys. **31**, 497 (1980).
On Possible Suppression of the Axion Hadron Interactions
- [24] D. M. Lazarus, G. C. Smith, R. Cameron, A. C. Melissinos, G. Ruoso, Y. K. Semertzidis, and F. A. Nezrick, Phys. Rev. Lett. **69**, 2333 (1992).
Search for solar axions
- [25] S. Moriyama, M. Minowa, T. Namba, Y. Inoue, Y. Takasu, and A. Yamamoto: Phys. Lett. B **434**, 147 (1998).
Direct search for solar axions by using strong magnetic field and X-ray detectors
- [26] Y. Inoue, Y. Akimoto, R. Ohta, T. Mizumoto, A. Yamamoto, and M. Minowa: Phys. Lett. B **668**, 93 (2008).
Search for solar axions with mass around 1 eV using coherent conversion of axions into photons
- [27] CAST Collaboration: Nat. Phys. **13**, 584 (2017).
New CAST limit on the axion-photon interaction
- [28] I. Shilon, A. Dudarev, H. Silva, and H. H. J. ten Kate: arXiv:1212.4633
Conceptual Design of a New Large Superconducting Toroid for IAXO, the New International AXion Observatory
- [29] J. K. Vogel, F. T. Avignone, G. Cantatore, J. M. Carmona, S. Caspi, S. A. Cetin, F. E. Christensen, A. Dael, T. Dafni, M. Davenport, A. V. Derbin, K. Desch, A. Diago, A. Dudarev, C. Eleftheriadis, G. Fanourakis, E. Ferrer-Ribas, J. Galan, J. A. Garcia, J. G. Garza, T. Geralis, B. Gimeno, I. Giomataris, S. Gninenko, H. Gomez, C. J. Hailey, T. Hiramatsu, D. H. H. Hoffmann, F. J. Iguaz, I. G. Irastorza, J. Isern, J. Jaeckel, K. Jakovcic, J. Kaminski, M. Kawasaki, M. Krmar, C. Krieger, B. Lakic, A. Lindner, A. Liolios, G. Luzon, I. Ortega, T. Papaevangelou, M. J. Pivovarov, G. Raffelt, J. Redondo, A. Ringwald, S. Russenschuck, J. Ruz, K. Saikawa, I. Savvidis, T. Sekiguchi, I. Shilon, H. Silva, H. H. J. ten Kate, A. Tomas, S. Troitsky, K. van Bibber, P. Vedrine, J. A. Villar, L. Walckiers, W. Wester, S. C. Yildiz, and K. Zioutas: arXiv:1302.3273
IAXO - The International Axion Observatory
- [30] L. B. Okun: Sov. Phys. JETP **56**, 502 (1982).
Limits on electrodynamics: paraphotons?
- [31] K. Van Bibber, N. R. Dagdeviren, S. E. Koonin, A. K. Kerman, and H. N. Nelson: Phys.

- Rev. Lett. **59**, 759 (1987).
Proposed experiment to produce and detect light pseudoscalars
- [32] A. A. Anselm, Phys. Rev. D **37**, 2001 (1988).
Experimental test for $\text{arion} \rightleftharpoons \text{photon}$ oscillations in a homogeneous constant magnetic field
- [33] ALPS Collaboration: Nucl. Instrum. Methods A **612**, 83 (2009).
Resonant laser power build-up in ALPS—A “light shining through a wall” experiment
- [34] ALPS Collaboration: Phys. Lett. B **689**, 149 (2010).
New ALPS results on hidden-sector lightweights
- [35] R. Bähre, B. Döbrich, J. Dreyling-Eschweiler, S. Ghazaryan, R. Hodajerdi, D. Horns, F. Januschek, E.-A. Knabbe, A. Lindner, D. Notz, A. Ringwald, J.E. von Seggern, R. Stromhagen, D. Trinesb and B. Willkea: J. Instrum. **8**, T09001 (2013).
Any light particle search II — Technical Design Report
- [36] OSQAR Collaboration: Phys. Rev. D **92**, 092002 (2015).
New exclusion limits on scalar and pseudoscalar axionlike particles from light shining through a wall
- [37] J. W. Brockway, E. D. Carlson, and G. G. Raffelt: Phys. Lett. B **383**, 439 (1996).
SN 1987A gamma-ray limits on the conversion of pseudoscalars
- [38] A. Payez, C. Evoli, T. Fischer, M. Giannotti, A. Mirizzi, and A. Ringwald: J. Cosmol. Astropart. Phys. **02**, 006 (2015).
Revisiting the SN1987A gamma-ray limit on ultralight axion-like particles
- [39] M. C. D. Marsh, H. R. Russell, A. C. Fabian, B. R. McNamara, P. Nulsen, and C. S. Reynolds: J. Cosmol. Astropart. Phys. **12**, 036 (2017).
A new bound on axion-like particles
- [40] C. S. Reynolds, M. C. D. Marsh, H. R. Russell, A. C. Fabian, R. Smith, F. Tombesi, and S. Veilleux: Astrophys. J. **890**, 59 (2020).
Astrophysical Limits on Very Light Axion-like Particles from Chandra Grating Spectroscopy of NGC 1275
- [41] Y. Kahn, B. R. Safdi, and J. Thaler: Phys. Rev. Lett. **117**, 141801 (2016).
Broadband and Resonant Approaches to Axion Dark Matter Detection
- [42] C. P. Salemi, J. W. Foster, J. L. Ouellet, A. Gavin, K. M. W. Pappas, S. Cheng, K. A. Richardson, R. Henning, Y. Kahn, R. Nguyen, N. L. Rodd, B. R. Safdi, and L. Winslow:

- Phys. Rev. Lett. **127**, 081801 (2021).
Search for Low-Mass Axion Dark Matter with ABRACADABRA-10 cm
- [43] A. V. Gramolin, D. Aybas, D. Johnson, J. Adam, and A. O. Sushkov: Nat. Phys. **17**, 79 (2021).
Search for axion-like dark matter with ferromagnets
- [44] F. D. Valle, A. Ejlli, U. Gastaldi, G. Messineo, E. Milotti, R. Pengo, G. Ruoso, and G. Zavattini: Eur. Phys. J. C **76**, 24 (2016).
The PVLAS experiment: measuring vacuum magnetic birefringence and dichroism with a birefringent Fabry-Perot cavity
- [45] K. Nagano, T. Fujita, Y. Michimura, and I. Obata: Phys. Rev. Lett. **123**, 111301 (2019).
Axion Dark Matter Search with Interferometric Gravitational Wave Detectors
- [46] I. G. Irastorza and J. Redondo: Prog. Part. Nucl. Phys. **102**, 89 (2018).
New experimental approaches in the search for axion-like particles
- [47] W. DeRocco and A. Hook: Phys. Rev. D **98**, 035021 (2018).
Axion interferometry
- [48] I. Obata, T. Fujita, and Y. Michimura: Phys. Rev. Lett. **102**, 161301 (2018).
Optical Ring Cavity Search for Axion Dark Matter
- [49] G. Sagnac: C.R. Hebd. Seances Acad. Sci. **157**, 708 (1913).
The demonstration of the luminiferous aether by an interferometer in uniform rotation
- [50] H. Liu, B. D. Elwood, M. Evans, and J. Thaler: Phys. Rev. D **100**, 023548 (2019).
Searching for axion dark matter with birefringent cavities
- [51] D. Martynov and H. Miao: Phys. Rev. D **101**, 095034 (2020).
Quantum-enhanced interferometry for axion searches
- [52] A. Gill, A. Dmitriev, J. Smetana, T. Yan, V. Boyer, D. Martynov, and M. Evans: arXiv:2307.01365
First results of the Laser-Interferometric Detector for Axions (LIDA)
- [53] Y. Oshima, H. Fujimoto, J. Kume, S. Morisaki, K. Nagano, T. Fujita, I. Obata, A. Nishizawa, Y. Michimura, and M. Ando: Phys. Rev. D **108**, 072005 (2023).
First results of axion dark matter search with DANCE
- [54] 藤本拓希: 東京大学, 修士論文 (2022).

- 「光リング共振器を用いた超軽量アクシオン暗黒物質探索」
- [55] S. M. Carroll, G. B. Field, and R. Jackiw: Phys. Rev. D **41**, 1231 (1990).
Limits on a Lorentz- and parity-violating modification of electrodynamics
- [56] D. Harari and P. Silvie: Phys. Lett. B **289**, 67 (1992).
Effects of a Nambu-Goldstone boson on the polarization of radio galaxies and the cosmic microwave background
- [57] J. Preskill, M. B. Wise, and F. Wilczek: Phys. Lett. B **120**, 127 (1983).
Cosmology of the invisible axion
- [58] P. Zorabedian and W. R. Trutna: Opt. Lett. **13**, 826 (1988).
Interference-filter-tuned, alignment-stabilized, semiconductor external-cavity laser
- [59] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, P. Laurent, A. Clairon, and P. Rosenbusch: Opt. Commun. **266**, 609 (2006).
Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers
- [60] D. J. Thompson and R. E. Scholten: Rev. Sci. Instrum. **83**, 023107 (2012).
Narrow linewidth tunable external cavity diode laser using wide bandwidth filter
- [61] 二村亮: 大阪市立大学, 修士論文 (2018).
「干渉フィルターを用いた外部共振器半導体レーザーの製作と線幅の評価」
- [62] M. Born and E. Wolf: Principles of Optics, Cambridge University Press (1999).
- [63] 砂川重信: 『理論電磁気学』, 紀伊國屋書店 (2020).
- [64] H. A. Macleod: Thin-Film Optical Filters, CRC Press (2010).
- [65] R. Clark Jones: J. Opt. Soc. Am. **31**, 488 (1941).
A New Calculus for the Treatment of Optical Systems
- [66] 道村唯太: 東京大学, 修士論文 (2012).
「光リング共振器を用いた片道光速の異方性探索」
- [67] 片山徹: 『新版フィードバック制御の基礎』, 朝倉書店 (2003).
- [68] R. Drever, J. Hall, F. Kowalski, J. Hough, G. Ford, A. Munley, and H. Ward: Appl. Phys. B **31**, 97 (1983).
Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator

[69] E. D. Black: Am. J. Phys. **69**, 79 (2001).

An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization

謝辞

本研究の遂行にあたり、多くの方々にご指導ご鞭撻を賜りました。深く感謝申し上げます。

指導教員の安東正樹准教授には、自由に研究ができる環境を整えていただき大変感謝しております。セミナーやミーティングでは的確な指摘をたくさんいただきました。学会や修士論文審査会への発表練習の時には何時間もスライドと向き合い、丁寧な指導をしていただきました。何度も発表練習を重ねることで、スライドの見せ方と話し方を学ぶことができました。

安東研究室助教の小森健太郎氏には、日頃から実験の相談にのっていただきました。私が理解できるまで向き合っていたいただいたおかげで多くの知識を身につけることができました。日頃から私の実験の進捗を気にかけて、的確なアドバイスをいただきありがとうございました。

カリフォルニア工科大学 LIGO 研究所の道村唯太氏には、学会発表やポスター発表に向けて多くのアドバイスをいただき、伝わりやすい表現を学ぶことができました。氏のノートはわかりやすく何度も読み返し、光学に関する理解を深めることができました。また、物品購入でも大変お世話になりました。

安東研究室特任研究員の王浩宇氏からは偏光について学ぶことが多かったです。セミナーで質問をしていた際に私がうまく答えられない時でも表現を変えて伝えて下さる姿が印象的でした。

安東研究室特任研究員の Perry Forsyth 氏は、着実に実験を進めている姿が印象的でした。私もそのような姿勢を見習いたいと思います。また、生活リズムが整っているところを私も真似したいと思います。

安東研究室外国人大学院生の曹梦迪氏には、ToyCavity の質問をされ、Cavity についての理解が深まりました。私が氏の英語を聞き取れない時には表現を変えて話していただきありがとうございました。

安東研究室博士 3 年の黄靖斌氏は、日本語が堪能で話しやすいです。以前氏の実験の補助をした際、楽しそうに実験の話をしていた姿が印象的でした。

安東研究室博士 3 年の高野哲氏には、実験の進捗をいつも気にかけていただきました。実験装置の取り扱いからアラインメントのコツなど多岐にわたる知識やノウハウを丁寧に教えていただきました。氏のアドバイスがなければ本研究の遂行は難しかったです。ありがとうございました。

安東研究室博士 2 年の大島由佳氏には、入学後のマイケルソン干渉計の基礎を教わりました。アラインメントの取り方のコツやミラーの洗浄の方法など実験の基礎的な部分を指導していただきありがとうございました。また、氏の DANCE の論文は大変勉強になりました。

安東研究室博士 2 年の藤本拓希氏には、DANCE に関することから実験の基礎まで多岐にわたる知識を教わりました。氏は実験に関する知識だけでなく、物理的直感を持ち合わせており氏の鋭い指

摘にはいつも驚かされています。

安東研究室博士1年の小野將矢氏には、マイケルソン干渉計を丁寧に教えていただきました。氏の実験に対する姿勢を見習いたいと思います。

安東研究室修士2年のチェミンソ氏は、同期として授業や日頃の実験の相談に乗ってもらいました。研究の他にもプライベートな話をたくさん聞いてもらいありがとうございました。

電気通信大学レーザー新世代研究センターの中川賢一氏には波長可変レーザーの製作方法から使用方法まで幅広くご指導をいただき大変感謝しております。氏は私が理解できるまで懇切丁寧に教えてくださりました。氏のご指導がなければ本研究を遂行することはできませんでした。また、DANCEについて質問をしていただいたおかげで理解が深まりました。

東京大学大学院理学系研究科試作室の下澤東吾氏、大塚茂巳氏にはアルミニウムの折り返し光共振器スペーサーとジグの製作を行っていただきました。RESCEUの富岡直子氏には物品購入の伝票処理でお世話になりました。物理事務分室の庭田まゆ子氏、田中京子氏には物品購入の伝票処理と学会参加の事務手続きでお世話になりました。本実験で使用した実験装置を用意できたのは両氏のおかげです。

最後に、私の生活を支えてくれた家族に感謝いたします。