

修士論文

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

(Search for Ultralight Axion Dark
Matter with an Optical Ring Cavity)

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻
藤本 拓希

2022年1月6日 第1版提出

2022年1月27日 最終版提出

要旨

現在までに行われてきた宇宙観測によって、宇宙の物質の8割以上が素粒子物理学の標準理論で説明することのできない暗黒物質によって占められていることが明らかになっている。暗黒物質の有力な候補であるアクシオンは、アクシオン-光子相互作用を通して直線偏光の偏光面の回転振動を引き起こす性質を持っている。そこで我々はボウタイ型の光リング共振器によっ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の探索を行う実験：DANCE (Dark matter Axion search with riNg Cavity Experiment) を提案し、実験を行っている。

本論文ではテーブルトップサイズのプロトタイプ実験：DANCE Act-1 の開発を行った。アクシオン暗黒物質に対して高い感度を持つためには、キャリアである s 偏光とアクシオン暗黒物質による偏光回転から生じる p 偏光サイドバンドを同時に共振器に共振させる必要がある。そこでボウタイ型のメイン共振器に加え、偏光ビームスプリッターを利用した補助共振器も開発し、 s 偏光と p 偏光の同時共振を実現した。同時共振時における s/p 偏光のフィネスは $\mathcal{F}_s = 1204 \pm 12$ 、 $\mathcal{F}_p = 91 \pm 2$ と測定された。

また、共振器透過光の偏光回転角を測定、解析し、現在の DANCE Act-1 では1年間の観測によって $10^{-14} \text{ eV} \lesssim m_a \lesssim 10^{-10} \text{ eV}$ 程度の質量帯域において $g_{a\gamma} \gtrsim 10^{-5} \text{ GeV}^{-1}$ 程度のアクシオン-光子結合定数をもつアクシオン暗黒物質に感度があることを示した。

Contents

要旨	ii
記号・略語一覧	vi
1 はじめに	1
1.1 研究背景	1
1.2 本論文の構成	2
2 アクシオン-光子相互作用	3
2.1 アクシオン探索実験	3
2.2 アクシオン場中の光子の位相速度	5
2.3 アクシオンによる直線偏光の回転	7
2.3.1 アクシオン場による直線偏光の回転角の振る舞い	8
2.3.2 偏光回転のサイドバンド描像	8
2.4 光共振器型アクシオン暗黒物質探索実験	10
3 光リング共振器によるアクシオン探索	14
3.1 ボウタイ型光リング共振器による偏光回転の増幅	14
3.1.1 共振による回転角の増幅	18
3.2 検出方法	19
3.3 ショットノイズ限界による目標感度	21
3.3.1 DANCE の目標感度	22
3.4 s/p 偏光非同時共振の場合の感度	23
3.5 補助共振器による s/p 偏光の同時共振	25
3.5.1 補助共振器の複素反射率の導出	26
3.5.2 補助共振器法	29
3.5.3 PBS 法	29
3.5.4 補助共振器法と PBS 法の比較	30
4 実験装置	33
4.1 全体の構成	33
4.2 メイン共振器と補助共振器	34
4.2.1 メイン共振器、補助共振器の設計	34
4.2.2 入射光学系	36
4.2.3 フィネスの測定	37
4.3 共振制御	43
4.3.1 エラー信号の取得	43

4.3.2	s/p 偏光の同時共振	43
4.3.3	共振制御の結果	45
4.4	偏光回転測定のための PD の較正	47
4.4.1	PD のキャリブレーション	47
4.4.2	検出ポートにおける PDs, PDp の伝達関数、HWP の回転角	49
5	感度評価	50
5.1	解析方法	50
5.1.1	偏光回転角へのキャリブレーション	50
5.1.2	感度の推定	51
5.2	解析結果	52
5.2.1	偏光回転角	53
5.2.2	推定感度	54
6	考察と今後の展望	56
6.1	ショットノイズ限界の改善方法	56
6.1.1	入射パワーの向上	56
6.1.2	補助共振器の改善	56
6.1.3	同時共振実現手法の今後の展望	57
6.2	偏光回転角信号における雑音の改善方法	58
6.2.1	雑音源についての考察	58
6.2.2	改善方法	61
6.3	推定感度の誤差	61
6.4	偏光回転角スペクトルにおけるピークの veto 方法	61
7	結論	63
7.1	本研究の成果	63
7.2	今後の研究	63
A	偏光の基底変換	65
A.1	円偏光基底ベクトルの導出、基底の変換	65
A.2	円偏光基底と波数ベクトルの関係	66
B	信号雑音比の導出	67
B.1	フーリエ変換とパワースペクトル	67
B.2	信号雑音比の導出	68
B.2.1	$0 < T < \tau$ の場合	68
B.2.2	$\tau < T$ の場合	69
C	実験装置詳細	70
C.1	光学部品・機器の一覧	70
C.2	実験装置の写真	72
	参考文献	76

Glossary

記号

i	虚数単位 $i = \sqrt{-1}$
c	光速 $c = 2.998 \times 10^8$ m/s (特に強調しない限り $c = 1$ を用いる)
\hbar	Dirac 定数 $\hbar = 6.626 \times 10^{-34}$ J s (特に強調しない限り $\hbar = 1$ を用いる)
e	電荷素量 $e = 1.602 \times 10^{-19}$ C
a	アクシオン場
m_a	アクシオンの質量
f_a	アクシオン場の振動周波数 ($f_a = m_a/(2\pi\hbar)$)
$g_{a\gamma}$	アクシオン-光子結合定数
v	太陽系周辺における暗黒物質の速度平均値 $v \sim 10^{-3}$
ρ_a	太陽系におけるダークマターのエネルギー密度 $\rho_a = 0.4$ GeV/cm ³
δc	アクシオン場中における円偏光位相速度の c からのずれ
$\delta\phi$	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
λ_0	レーザー光の波長
k_0	レーザー光の波数
ω_0	レーザー光の角周波数
\mathcal{F}_s	共振器の s 偏光に対するフィネス
\mathcal{F}_p	共振器の p 偏光に対するフィネス
P_{in}	共振器への入射パワー

略語

DANCE	Dark matter Axion search with riNg Cavity Experiment
EOM	electro optic modulator
FWHM	full width at half maximum (半値全幅)
FSR	free spectral range (フリースペクトラルレンジ)
HWP	half-wave plate (1/2 波長板)
PBS	polarizing beam splitter (偏光ビームスプリッター)
PD	photo detector (光検出器)
PDH	Pound-Drever-Hall
PZT	piezoelectric transducer (ピエゾ素子)
QWP	quarter-wave plate (1/4 波長板)

Chapter 1

はじめに

1.1 研究背景

現在までに行われてきた宇宙マイクロ波背景放射等の宇宙観測により、宇宙の物質の8割以上が素粒子物理学の標準理論で説明することのできない暗黒物質によって占められていることが明らかになっている。素粒子物理学の要請による暗黒物質の有力な候補として、WIMP (Weakly Interacting Massive Particles) と呼ばれる弱い相互作用をする未発見の素粒子がある。これまでの暗黒物質探索実験は特にこの WIMP の探索に集中しており、XENON [1] や PandaX [2] といった大規模な実験や観測が行われてきたが、未だ発見には至っていない。加えて WIMP の探索実験は近い将来、太陽・大気ニュートリノといった背景雑音による検出限界に到達してしまうため、WIMP 以外の暗黒物質候補に対する関心が高まっている。

そこで WIMP 以外の有力な候補として近年注目されているのがアクシオンと呼ばれる素粒子である。アクシオンは標準理論における強い CP 問題を解決するために Peccei, Quinn によって導入された仮説上の素粒子である [3]。一方でアクシオンは弦理論の観点からも様々な質量のものが予言されており、こちらは ALPs (Axion-like Particles) と呼ばれている。以下では、これらをまとめてアクシオンと呼ぶことにする。

アクシオンは光子、電子、陽子などと相互作用するが、その中でも最も扱いやすい光子との相互作用を利用したアクシオン検出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性質：Primakoff 効果 [4] を利用したものが多く、太陽から飛来するアクシオンの検出を目指した実験：CAST [10]、強磁場をかけた光共振器内で生成されるアクシオンの検出を目指した実験：ALPS [7, 8]、太陽系のアクシオン暗黒物質の検出を目指した実験：ADMX [13] などが挙げられる。これまでの実験によって広いアクシオン質量帯域でアクシオン-光子結合定数 $g_{a\gamma}$ に上限値がつけられているものの、未だに検出には至っていない。

近年、アクシオンが右円偏光と左円偏光の位相速度に差を生じさせる点に着目し、位相速度差の信号を光共振器で増幅することによってアクシオン暗黒物質を検出する新しいタイプの実験が提案された [25]。この手法は低質量領域におけるアクシオン暗黒物質の探査に有効であり、また強力な磁場を用いる必要がないといったメリットがある。

我々は光共振器型のアクシオン暗黒物質探索実験として、ボウタイ型の光リング共振器を用いた DANCE (Dark matter Axion search with riNg Cavity Experiment) [26] を新たに提案し、実験を行っている。アクシオンと光子の相互作用による右・左円偏光間の位相速度差は、直線偏光の回転振動とみなすことができ、直線偏光が進む光路を伸ばすことによって回転振動の振幅を増幅することができる。直線偏光の光路は光共振器を用いることで実効的に伸ばすことができるが、2枚の鏡

からなる線形な光共振器を用いる場合、鏡面反射で直線偏光の偏光面が反転するため往復の間に偏光面の回転がキャンセルされてしまう。また、アクシオン暗黒物質に対する感度は共振器内のロスに敏感であるため、偏光面の反転を防ぐために共振器内部に光学素子を入れることも感度の大幅な低下につながる。

これらの問題を解決するため、DANCE では 4 枚の鏡をボウタイ型に配置した光共振器を利用している。このボウタイ型光リング共振器は、共振器の両端で 2 回の鏡面反射を行うことによって共振器内に光学素子を入れることなく偏光面の反転を防ぎ偏光回転を増幅することができる優れた構成になっている。

1.2 本論文の構成

本論文ではまず第 2 章でこれまでに行われたアクシオン探索実験と現在までに得られたアクシオン-光子結合定数に対する上限値について紹介したのち、アクシオンと光子の相互作用による直線偏光の回転の原理を示す。

第 3 章では光リング共振器を用いることでアクシオン暗黒物質による直線偏光の回転を増幅できることを示し、DANCE の目標感度について述べる。また、共振器に s 偏光と p 偏光を同時に共振させるための補助共振器についても議論する。

第 4 章では製作した実験装置全体の構成と測定された共振器のパラメータについて述べる。

第 5 章では共振器の透過光のデータを偏光回転角にキャリブレーションする方法を示し、実際に解析した結果と得られた現在の感度について述べる。

第 6 章では本実験で得られた結果を考察し、今後の感度向上のための方針について述べる。

最後の第 7 章では本論文の結論をまとめる。

Chapter 2

アクシオン-光子相互作用

この章では、まずこれまでに行われてきたアクシオン探索実験を紹介する。続いて、アクシオン場中における光子の位相速度、またそれによる直線偏光の回転について議論し、最後に光共振器を用いて偏光回転角を増幅しアクシオン暗黒物質の探索を行う光共振器型の実験について、これまでの提案の経緯を述べる。

2.1 アクシオン探索実験

これまでのアクシオン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、および提案実験の目標感度を示したものが図 2.1 である。図中の実線より大きい $g_{a\gamma}$ を持つアクシオンはすでに棄却されており、色付けされていない領域におけるアクシオンの探索が求められている。

ここでは、各アクシオン探索実験の特徴をその種類ごとに簡単に紹介する。

Light Shining through Walls experiments

磁場中においてアクシオンと光子の間の転換が起きる Primakoff 効果 [4] を利用した実験の種類の一つとして、Light Shining through Walls experiments [5, 6] がある。この実験の概念としては、まず光を通さない“壁”で分断された片方から他方に向けてレーザーを照射し、磁場を印加することによって光子をアクシオンに転換させ、壁を透過させる。続いて、壁の反対側で再び磁場を印加することによりアクシオンを光子に再転換させ、この光子を捉えることでアクシオンの検出を行う。

Light Shining through Walls experiments の例として、ALPS [7, 8]、OSQAR [9] などが挙げられる。

Axion Helioscope experiments

太陽の中心部では黒体輻射による光子がプラズマの電磁場と相互作用することによりアクシオンが生成されるため、太陽から飛来するアクシオンを Primakoff 効果によって光子に転換しアクシオンの検出を行うことができる。このタイプのアクシオン探査実験は Axion Helioscope experiments と呼ばれ、例として CAST [10]、Sumico [11]、IAXO [12] などが挙げられる。

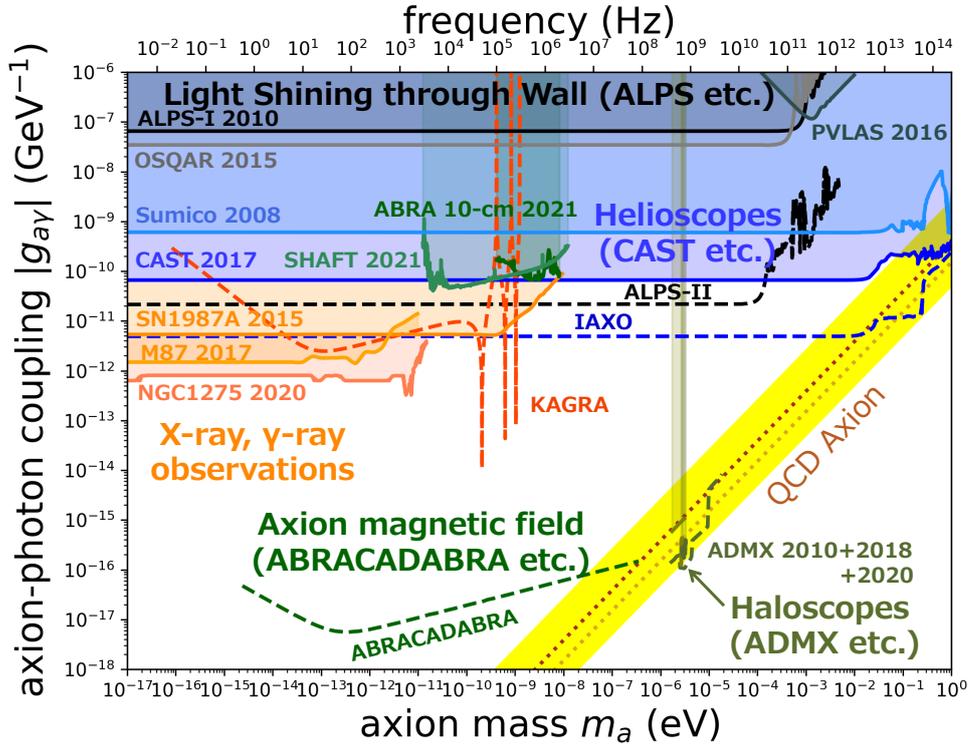


図 2.1: 先行研究によるアクシオン-光子結合定数 $g_{a\gamma}$ に対する上限値、および提案実験の目標感度を表した図。実線は過去に行われた実験結果による上限値を表しており、ALPS-I [7]、OSQAR [9]、PVLAS [30]、CAST [10]、Sumico [11]、ADMX [14, 15, 16]、ABRACADABRA-10cm [18]、SHAFT [19]、SN1987A [20]、M87 [21]、NGC1275 [22] によるものをプロットしている。また、点線は提案実験の目標感度を表しており、ALPS-II [8]、IAXO [12]、ADMX [13]、ABRACADABRA [17]、KAGRA [29] によるものをプロットしている。また黄色で色付けされた領域は QCD アクシオンのパラメータ領域であり [31]、点線で KSVZ 模型 [32, 33] と DFSZ 模型 [34, 35] を示した。

Axion Haloscope experiments

暗黒物質の正体がアクシオンである場合、Primakoff 効果によって地球近傍のアクシオン暗黒物質を光子に転換させることでアクシオン暗黒物質の検出を行うことができる。このタイプのアクシオン探索実験を Axion Haloscope experiments と呼び、例として ADMX [13, 14, 15, 16] などが挙げられる。

アクシオンによる Maxwell 方程式の修正を利用した実験

アクシオン暗黒物質の存在下では Maxwell 方程式が修正を受ける。これによりトロダイルコイルでつくった静磁場から振動する磁場が生じるため、この磁場を捉えることでアクシオン暗黒物質の検出が行える。このタイプの実験として、ABRACADABRA [17, 18]、SHAFT [19] が挙げられる。

Primakoff 効果を利用した天体観測

超新星爆発によって生成されるアクシオンが天の川銀河の磁場を受け γ 線に転換する効果や、天体からの X 線が天の川銀河の磁場でアクシオンに転換する効果を利用して、天体観測の結果から $g_{a\gamma}$ に制限をつけることができる。これらの例として、超新星爆発 SN1987A を用いた研究 [20]、楕円銀河 M87 を用いた研究 [21]、セイファート銀河 NGC1275 を用いた研究 [22] などが挙げられる。

アクシオンによる偏光回転を利用した天体観測、実験

アクシオンは光子と相互作用することで直線偏光の回転振動を生じさせる。そのためアクシオン暗黒物質中を通過する光の偏光回転を捉えることによって、アクシオン暗黒物質の検出を行うことができる。このタイプの例として天体観測では、原始惑星系円盤からの偏光を利用したもの [23] や重力レンズ効果を利用したもの [24] が挙げられる。

また、レーザーと光共振器を用いることによりこの偏光回転の効果を増幅してアクシオン暗黒物質探索を行う実験が提案されており [25, 26, 27, 28, 29]、その中の一つが DANCE である。これらの光共振器型アクシオン暗黒物質探索実験が提案されてきた経緯については 2.4 節で述べる。

2.2 アクシオン場中の光子の位相速度

振動するアクシオン場と光子が相互作用すると、光子の円偏光間に位相速度の差が生じる [36, 37, 38, 39, 40, 41]。ここではアクシオン場と光子の相互作用をラグランジアンに導入し、右円偏光と左円偏光の位相速度を導出する。また、以下では特に断らない限り自然単位系 $c = \hbar = 1$ を用いる。

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

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

となる。 $F_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ は電磁場の 4 元ポテンシャル A_μ からなる電磁場テンソルであり、 $\tilde{F}^{\mu\nu} \equiv \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}F_{\rho\sigma}/2$ 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 2 項がアクシオンと光子の相互作用を表す Chern-Simons 相互作用項となっている。

Chern-Simons 相互作用を A_μ で書き表すと

$$\frac{g_{a\gamma}}{4}a(t)F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu} = -\frac{g_{a\gamma}}{2}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}(\partial_\mu a(t))A_\nu\partial_\rho A_\sigma + \partial_\mu\left(\frac{g_{a\gamma}}{2}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}a(t)A_\nu\partial_\rho A_\sigma\right) \quad (2.2)$$

となり、右辺第 2 項は全微分項であるため作用積分 $S = \int d^4x\mathcal{L}$ には寄与せず、ラグランジアンの変分を考える際には右辺第 1 項のみを考えれば良い。

A_μ について、光子のラグランジアン第 1 項、第 2 項の変分を計算すると

$$\delta(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}) = -4\delta A_\nu\partial_\mu F^{\mu\nu} + (\text{全微分項}) \quad (2.3)$$

$$\delta(a(t)F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}) = 4\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}(\partial_\mu a(t))\delta A_\nu\partial_\rho A_\sigma + (\text{全微分項}) \quad (2.4)$$

となるので、作用積分の変分は

$$\delta S = \int d^4x(\partial_\mu F^{\mu\nu} + g_{a\gamma}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}(\partial_\mu a(t))\partial_\rho A_\sigma)\delta A_\nu \quad (2.5)$$

となる。ここで最小作用の原理 $\delta S = 0$ により、 A_μ の電磁場の運動方程式が

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} + g_{a\gamma} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} (\partial_\mu a(t)) \partial_\rho A_\sigma = 0 \quad (2.6)$$

と求まる。4元ポテンシャル A_μ にゲージ条件として temporal ゲージ $A_0 = 0$ 、Coulomb ゲージ $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ を課すと、運動方程式は

$$\ddot{A}_i - \nabla^2 A_i + g_{a\gamma} \dot{a}(t) \epsilon_{ijk} \partial_j A_k = 0 \quad (2.7)$$

となる。

$A_i(t, \mathbf{x})$ をフーリエ変換し、左/右円偏光の成分に分解すると

$$A_i(t, \mathbf{x}) = \sum_{\alpha=L,R} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} A_\alpha(t, \mathbf{k}) e_{\alpha,i}(\hat{\mathbf{k}}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \quad (2.8)$$

とできる。ここで、添字 L, R はそれぞれ左/右円偏光を表す。上式を式 (2.7) に代入して計算すると、

$$\ddot{A}_{L/R}(t, \mathbf{k}) + \omega_{L/R}^2 A_{L/R}(t, \mathbf{k}) = 0 \quad (2.9)$$

$$\omega_{L/R}^2 \equiv k^2 \mp g_{a\gamma} k \dot{a}(t) \quad (2.10)$$

となる。ここで、円偏光基底と波数ベクトルの関係式 $i\epsilon_{ijl} k_j e_{L/R,l}(\hat{\mathbf{k}}) = \mp k e_{L/R,i}(\hat{\mathbf{k}})$ (補遺 A 参照) を用いた。

式 (2.10) 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ので、ここから左/右円偏光の位相速度差が

$$c_{L/R}(t) = \frac{\omega_{L/R}}{k} \simeq 1 \mp \frac{g_{a\gamma} \dot{a}(t)}{2k} \quad (2.11)$$

と求まる。

アクシオン暗黒物質はその質量 m_a を角振動数として振動する古典的な背景場として振る舞うが、アクシオン暗黒物質を構成する多数のアクシオン粒子は速度分布を持つため一般にはコヒーレントな振動ではなくなり

$$a(t) = a_0 \cos(m_a t + \delta_\tau(t)) \quad (2.12)$$

と表される [42, 43, 44, 45]。ここで $\delta_\tau(t)$ はコヒーレントな振動からのずれを表すファクターである。ただし、アクシオン粒子のド・ブロイ波長 $2\pi/m_a v$ を地球が通過するタイムスケール $\tau = 2\pi/mv^2$ の間には同じアクシオンと相互作用できるとみなすことができ、 $\delta_\tau(t)$ を定数として扱うことができる。ここで $v \sim 10^{-3}$ は太陽系周辺における暗黒物質の速度平均値である。

式 (2.12) を式 (2.11) に代入すると、

$$c_{L/R}(t) = 1 \pm \frac{g_{a\gamma} a_0 m_a}{2k} \sin(m_a t + \delta_\tau(t)) \quad (2.13)$$

$$\equiv 1 \pm \delta c(t) \quad (2.14)$$

$$\delta c(t) \equiv \delta c_0 \sin(m_a t + \delta_\tau(t)) \quad (2.15)$$

$$\delta c_0 \equiv \frac{g_{a\gamma} a_0 m_a}{2k} \quad (2.16)$$

$$= \frac{g_{a\gamma} \sqrt{2\rho_a}}{2k} \quad (2.17)$$

となり、アクシオン場中の左/右円偏光の位相速度を導出することができる。ここで、 $\rho_a \equiv m_a^2 a_0^2 / 2$ は太陽系におけるダークマターのエネルギー密度である。

2.3 アクシオンによる直線偏光の回転

アクシオン場中を進む左/右円偏光間の位相速度差は、直線偏光の観点から見ると直線偏光の回転とみなすことができる。ここでは、前節で導いた位相速度差 (式 (2.14)) によって直線偏光が回転振動を起こし、その振幅が光路長に依存すること、回転から強度変調サイドバンドが生成されることを示す。

z 方向に伝播する左/右円偏光を考える。位置 $z = 0$ を出発した左/右円偏光が時刻 t に $z = l$ に到達したとし、到達に要した時間を $\Delta t_{L/R}$ とすると

$$l = \int_{t-\Delta t_{L/R}}^t c_{L/R}(t) dt = \Delta t_{L/R} \pm \int_{t-\Delta t_{L/R}}^t \delta c(t) dt \quad (2.18)$$

となる。上式を変形すると

$$\Delta t_{L/R} = l \mp \int_{t-\Delta t_{L/R}}^t \delta c(t) dt \quad (2.19)$$

となり、ここで上式を上式の右辺に再帰的に代入すれば

$$\Delta t_{L/R} = l \mp \int_{t-l}^t \delta c(t) dt \quad (2.20)$$

となる。

ここで、 $z = 0$ における左/右円偏光の電場 $\mathbf{E}_{L/R}$ が角振動数 ω_0 で振動しているとする

$$\mathbf{E}_{L/R}(z = 0, t) = e^{i\omega_0 \Delta t_{L/R}} \mathbf{E}_{L/R}(z = 0, t - \Delta t_{L/R}) = e^{i\omega_0 \Delta t_{L/R}} \mathbf{E}_{L/R}(z = l, t) \quad (2.21)$$

の関係があるので、これより

$$\mathbf{E}_{L/R}(z = l, t) = e^{-i\phi_{L/R}(l, t)} \mathbf{E}_{L/R}(z = 0, t) \quad (2.22)$$

$$\phi_{L/R}(l, t) \equiv k_0 l \mp k_0 \int_{t-l}^t \delta c(t) dt \quad (2.23)$$

となり、 $z = l$ における電場を $z = 0$ の電場で表現することができる。ここで k_0 はアクシオン場が存在しないときの波数 $k_0 = \omega_0/c$ である。

今、 $z = 0$ から z 方向に s 偏光 $\mathbf{E}_s = E_0 e^{i\omega_0 t} \mathbf{e}_s$ を入射することを考える。左/右円偏光と s/p 直線偏光の基底ベクトルの変換 (補遺 A 参照) を用いて、 $z = l$ における電場を求めると

$$\mathbf{E}(z = l, t) = E_0 e^{i\omega_0 t} (\mathbf{e}_s \ \mathbf{e}_p) T(l, t) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

$$T(l, t) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -i & i \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i\phi_L(l, t)} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_R(l, t)} \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i & 1 \\ -i & 1 \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

$$= e^{-ik_0 l} \begin{pmatrix} \cos \Delta\theta(l, t) & \sin \Delta\theta(l, t) \\ -\sin \Delta\theta(l, t) & \cos \Delta\theta(l, t) \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

$$\Delta\theta(l, t) \equiv k_0 \int_{t-l}^t \delta c(t) dt \quad (2.27)$$

となる。ここで $T(l, t)$ は位相の進み $e^{-ik_0 l}$ を除くと、回転角 $-\Delta\theta(l, t)$ の回転行列であるので、 $z = 0$ を出発した直線偏光の偏光面は $z = l$ で $-\Delta\theta(l, t)$ だけ回転する。

2.3.1 アクシオン場による直線偏光の回転角の振る舞い

アクシオン場による直線偏光の回転角 (式 (2.27)) に式 (2.15) を代入して計算すると

$$\Delta\theta(l, t) = k_0 \int_{t-l}^t \frac{g_{a\gamma} \sqrt{2\rho_a}}{2k} \sin(m_a t + \delta_\tau) dt \quad (2.28)$$

$$= \frac{g_{a\gamma} \sqrt{2\rho_a}}{m_a} \sin\left(m_a \left(t - \frac{l}{2}\right) + \delta_\tau\right) \sin\left(m_a \frac{l}{2}\right) \quad (2.29)$$

となり、直線偏光の回転角はアクシオンの質量から定まる角周波数 m_a で振動する。また、光路 l を 0 から大きくしていく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

$$\frac{T_a}{2} = \frac{1}{2} \frac{2\pi}{m_a} = \frac{\pi}{m_a} \quad (2.30)$$

だけ進んだ位置で最大となる。

この回転振動の振幅が持つ光路長依存性は、直感的に次のように理解される。光路長 l を 0 から大きくすると左/右円偏光間の位相速度差によって円偏光間の位相差が大きくなり、回転振動の振幅も大きくなっていくが、 $T_a/2$ を超えると先行していた円偏光よりも遅れていた円偏光の位相速度が速くなるため、位相差が次第に小さくなり回転振動の振幅も小さくなっていく。

アクシオン場の振動の半周期の距離までは光路長を伸ばすことによって回転角を増幅できるため、光共振器型アクシオン暗黒物質探査実験ではこの性質を利用して、アクシオン暗黒物質に対する感度を向上させている。

2.3.2 偏光回転のサイドバンド描像

アクシオン場による直線偏光の回転振動は、直交する偏光の強度変調サイドバンドとして理解することもできる [27]。アクシオン場による偏光の回転は微小であるため式 (2.26) を近似し、また式 (2.29) を書き換えると

$$T(l, t) = e^{-ik_0 l} \begin{pmatrix} 1 & \Delta\theta(l, t) \\ -\Delta\theta(l, t) & 1 \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

$$\Delta\theta(l, t) = \frac{g_{a\gamma} \sqrt{2\rho_a}}{2m_a i} \left[\sin\left(\frac{m_a l}{2}\right) e^{-i\frac{m_a l}{2}} e^{i(m_a t + \delta_\tau)} - \sin\left(\frac{m_a l}{2}\right) e^{i\frac{m_a l}{2}} e^{-i(m_a t + \delta_\tau)} \right] \quad (2.32)$$

となる。 $z = 0$ から z 方向にキャリア光として s 偏光を入射した際の $z = l$ における電場は、上式を式 (2.24) に代入し

$$\mathbf{E}(z = l, t) = E_0 e^{i\omega_0 t} (\mathbf{e}_s \ \mathbf{e}_p) \begin{pmatrix} 1 \\ -\Delta\theta(l, t) \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

と求まり、 $T(l, t)$ の非対角成分によってキャリア s 偏光から p 偏光が生成されることが分かる。また、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 $e^{i(\omega_0 - m_a)t}$ で振動しているため、これらは角周波数 $\omega_0 \pm m_a$ のサイドバンド光であることを意味している (図 2.2)。さらに、第 1 項と第 2 項は複素共役の関係にあるため、図 2.3 のように p 偏光に強度変調を加えるサイドバンドとしてはたらく。

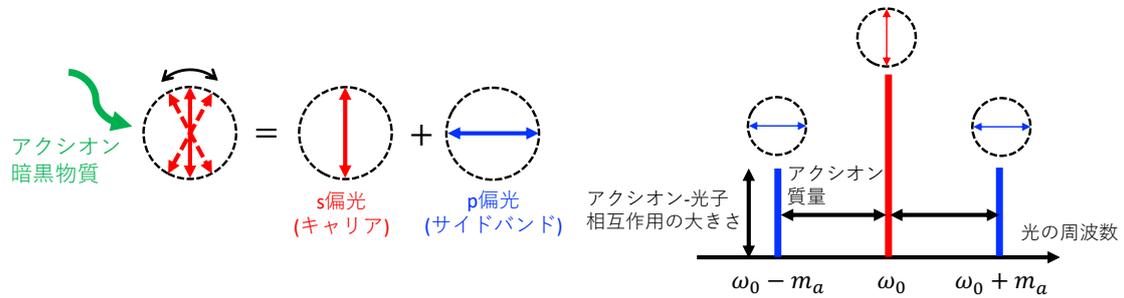


図 2.2: アクシオン暗黒物質による直線偏光の回転を表した図。s 偏光の回転振動は s 偏光と p 偏光の和として表現することができる (左図)。アクシオン暗黒物質の相互作用で生じた p 偏光は、周波数スペクトル上ではキャリア s 偏光に対して $\pm m_a$ だけ周波数がずれた Upper サイドバンドと Lower サイドバンドとして現れる (右図)。

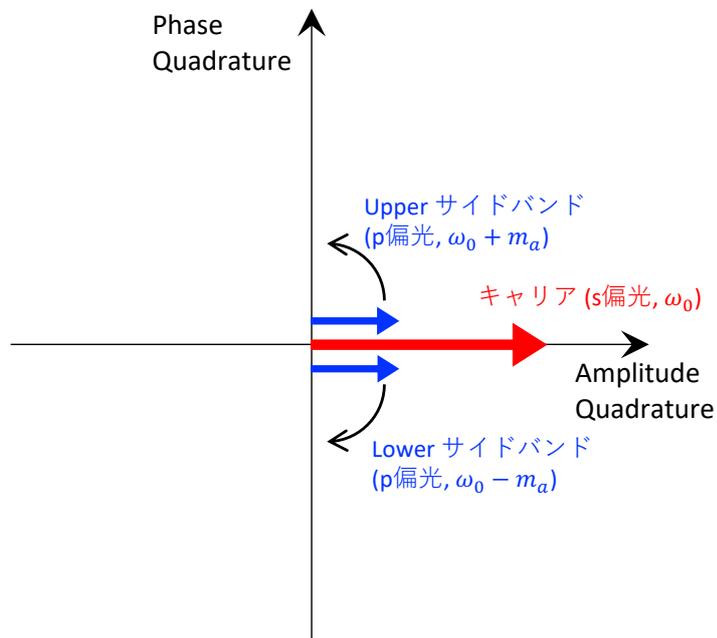


図 2.3: キャリア s 偏光とアクシオン場によって生成されたサイドバンド p 偏光を表した Phasor Diagram。生成された p 偏光は Phasor Diagram 上でキャリア光と同じ実軸方向 (Amplitude Quadrature) を向くため、変調周波数 $m_a/(2\pi)$ の p 偏光の強度変調として振る舞う。

2.4 光共振器型アクシオン暗黒物質探索実験

近年、アクシオン暗黒物質と光子の相互作用による直線偏光の回転の効果を光共振器で増幅する光共振器型アクシオン暗黒物質探索実験がいくつか提案されており、DANCE もその中の一つである。ここでは、最初に提案された光共振器型の実験から本実験における DANCE に至るまでの経緯を簡単に紹介する。

1/4 波長板を内部に持つ光共振器を利用した実験

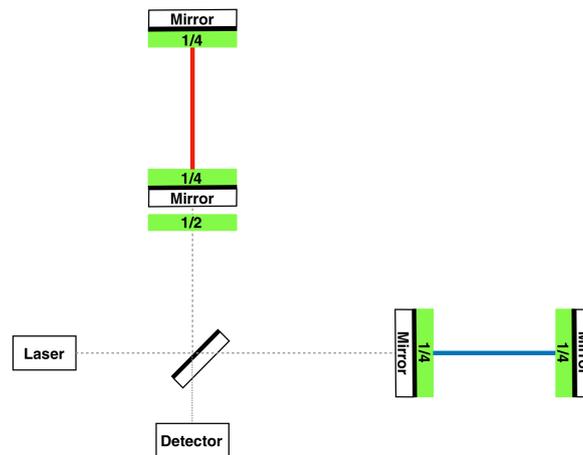


図 2.4: 1/4 波長板を内部に持つ光共振器を利用したアクシオン暗黒物質探索実験の概念図。図は [25] から引用した。ここで点線は直線偏光、赤線は左円偏光、青線は右円偏光を表す。

2.2 節で示したように、アクシオンと光子の相互作用は左円偏光と右円偏光の位相速度に差を生じさせる。この円偏光間の位相速度差に着目し、レーザー干渉計型重力波検出器の技術を応用することで円偏光間の位相差を増幅してアクシオン暗黒物質探索を行う実験が提案された [25]。これが最初に提案された光共振器型のアクシオン暗黒物質探索実験である。

提案された実験の概念図を示したものが図 2.4 であり、構成は線形共振器を腕に持つ Fabry-Pérot-Michelson 干渉計となっている。Fabry-Pérot-Michelson 干渉計は腕共振器によってその基線長を実効的に伸ばすことができるため、片方の腕共振器に左円偏光を、他方の腕共振器に右円偏光を共振させることができれば、位相速度の違いによる円偏光間の位相差を増幅しそれを干渉の変化として検出することができる。しかし通常の線形共振器を用いた場合、鏡面反射の際に左円偏光と右円偏光が入れ替わる効果によって片方の偏光のみを共振させた状態にできないため、位相差を増幅することができない。そこで、1/4 波長板を共振器内に設置することによって共振器内で偏光状態を保持し、左/右円偏光をそれぞれの腕共振器で共振できるような構成にしている。

最初期の DANCE (ダブルパス構成)

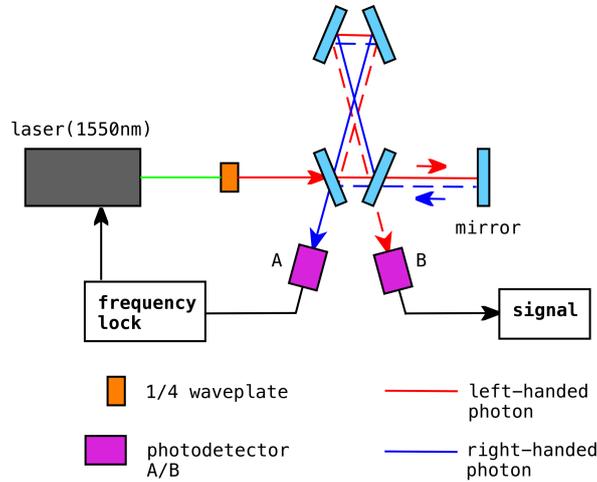


図 2.5: ダブルパス構成を用いた DANCE の概念図。図は [26] から引用した。共振器には左円偏光と透過光を打ち返した右円偏光が入射されている。

最初に提案された光共振器型アクシオン暗黒物質探索実験では、偏光状態の保持のために 1/4 波長板を共振器内部に設置していた。共振器による光路長の増幅は共振器内のロスに敏感であるため、1/4 波長板等の光学素子を共振器内に置くことは増幅率および感度の低下を招いてしまう。

この問題を解決するために提案されたのが図 2.5 に示される最初期の DANCE [26] である。DANCE では共振器をボウタイ型にし共振器の両端で 2 回の鏡面反射を行わせることによって、光学素子を共振器内部に入れることなく偏光状態を保持できる構成となっており、高いフィネスを実現することができる。また、この最初期の DANCE では光源から入射された左円偏光と透過光を打ち返して入射させた右円偏光が共振器を共有するダブルパス構成になっており、左/右円偏光間の位相速度差による共振周波数差を測定することでアクシオン暗黒物質の探索が行える仕組みとなっている。

ADBC 実験

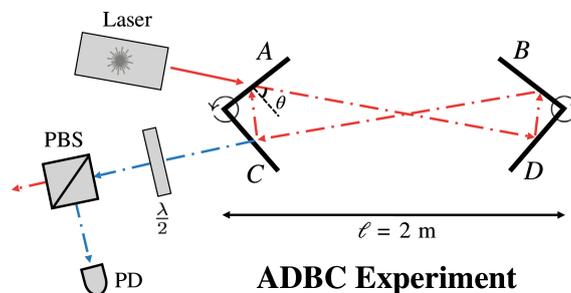


図 2.6: ADBC 実験の概念図。図は [27] から引用した。共振器には円偏光ではなく直線偏光が入射されている。

最初期の DANCE は円偏光をボウタイ型の共振器に共振させる構成となっていた。しかし DANCE のように共振器のミラーに対して光が斜めに入射する場合、 s 偏光と p 偏光の反射位相差はミラーコーティングの性質によって一般に π からずれた値になる。これにより s 偏光と p 偏光で共振周波数が異なってしまうため、円偏光をボウタイ型共振器に共振させることができなくなってしまう。

この s/p 偏光の非同時共振の問題を解決するために提案されたのが ADBC 実験 [27] である。図 2.6 に示されるように ADBC 実験はボウタイ型の共振器を採用しているが、共振器の両端を回転させることができる構成になっており、これによってミラーへの入射角を変えることで s/p 偏光間の反射位相差を調整し同時共振が実現できる仕組みとなっている。

ADBC 実験の他の重要な特徴として、扱いが難しい円偏光ではなく直線偏光を入射光に用いていることが挙げられる。円偏光間の位相速度差は 2.3 節で示したように直線偏光の回転とみなすことができるため、入射光として直線偏光を用いた場合のボウタイ型共振器の効果は偏光回転角の増幅として現れる。

また詳細は 3.2 節で述べるが、偏光回転角の検出ポートにて HWP を用いることでキャリア s 偏光の一部を偏光回転から生じるサイドバンドと同じ p 偏光にし、ローカルオシレータとして利用している点も重要な特徴である。これはレーザー干渉計型重力波検出器における DC readout に類似した手法となっている。

s/p 偏光同時共振のための補助共振器を用いた実験

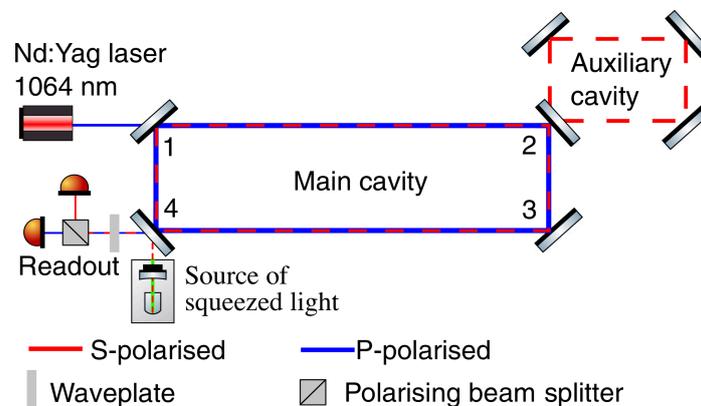


図 2.7: s/p 偏光の同時共振のために補助共振器を用いたアクシオン暗黒物質探索実験の概念図。図は [28] から引用した。

ADBC 実験では s/p 偏光の共振周波数差の調整を共振器の形状を変えることで行う構成となっているが、ミラーへの入射角を変えると反射位相差だけでなく強度反射率も変化してしまう、共振周波数差の調整・アラインメントが容易ではない、といった課題が存在している。

そこで提案されたのが図 2.7 のようにメイン共振器に補助共振器を取り付け s/p 偏光の同時共振を行う手法である [28]。補助共振器を一枚の複合鏡とみなすと、その複合鏡の s/p 偏光に対する反射率は補助共振器の周回長を変えることで変化させることができる。したがって、メイン共振器における s/p 偏光の共振周波数差をキャンセルするように補助共振器の反射率を制御することによって、同時共振を実現することができる。

本実験における DANCE

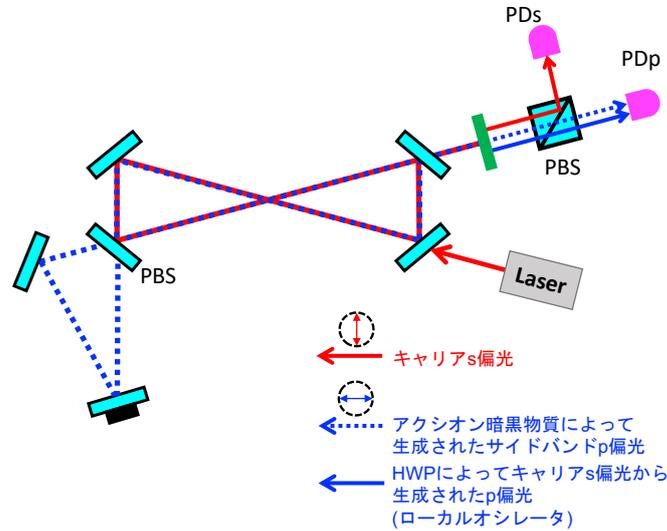


図 2.8: 本実験で製作した DANCE の概念図。

本実験では上で述べた ADBC 実験、補助共振器を用いた実験のアイデアを取り入れ改良した DANCE の開発を行った。

本実験における DANCE の概念図を表したものが図 2.8 である。ADBC 実験に基づき入射光を直線偏光にし、検出ポートでは HWP と PBS による DC readout を行っている。 s/p 偏光の同時共振についての詳細は 3.5 節で説明するが、上で述べた補助共振器法ではメイン共振器と補助共振器の間のミラーの基材裏面によるロスが補助共振器の強度反射率を大幅に低下させる可能性があるため、本実験では図 2.8 のように間のミラーとして PBS を用いている。また、図 2.7 のように補助共振器を 4 枚のミラーで構成すると補助共振器における s/p 偏光の共振ピークが近くなり、補償可能な共振周波数差のレンジが狭くなる、同時共振実現時の補助共振器強度反射率が低下する、といった問題が生じる。そこで本実験では奇数枚である 3 枚のミラーからなる補助共振器を構成することで、 s/p 偏光の共振ピークを十分に離し、上記の問題を解消できるようにしている。

本実験の DANCE は以上の改良によって s/p 偏光を同時共振させアクシオン暗黒物質による偏光回転を増幅し、アクシオン暗黒物質の探索を行う構成となっている。

Chapter 3

光リング共振器によるアクシオン探索

この章では光リング共振器を用いることでアクシオン暗黒物質による直線偏光の回転が増幅できることを示した後、 s 偏光の回転によって生じた p 偏光を検出する方法：DC readout について述べる。また、ショットノイズによって制限される DANCE の目標感度、および感度のパラメータ依存性について述べる。

3.1 ボウタイ型光リング共振器による偏光回転の増幅

アクシオン暗黒物質による右/左円偏光の位相速度差は直線偏光に回転振動を生じさせる。この直線偏光の回転振動の振幅は光リング共振器を用いて光路を実効的に伸ばすことで増幅することができる。ここでは図 3.1 にあるボウタイ型光リング共振器によって増幅される直線偏光の回転角を計算する。

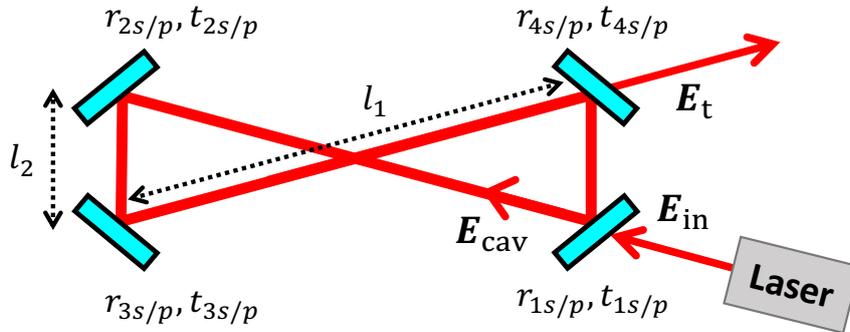


図 3.1: 光リング共振器の概念図

光リング共振器に入射させる s 偏光の電場を、

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

とする。また、図 3.1 の光リング共振器を構成する 4 枚のミラーについて、 s/p 偏光それぞれに対する反射率をまとめた行列を

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

とする。\$s\$ 偏光と \$p\$ 偏光の反射率の符号が異なっているのは、鏡面反射によるパリティ変換によって反転してしまった \$p\$ 偏光方向の座標軸を、進行方向に対して反射前と同じ向きに取り直したためである。

このとき、共振器内部の電場 \$\mathbf{E}_{\text{cav}}\$ は、上式と式 (2.31) を用いることで、

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}_{\text{cav}}(t) &= t_{1s}\mathbf{E}_{\text{in}}(t) \\
 &+ t_{1s}E_0e^{i\omega_0t}(\mathbf{e}_s \mathbf{e}_p)R_1T(l_2, t)R_4T(l_1, t - l_2) \\
 &\times R_3T(l_2, t - (l_1 + l_2))R_2T(l_1, t - (l_1 + 2l_2)) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\
 &+ t_{1s}E_0e^{i\omega_0t}(\mathbf{e}_s \mathbf{e}_p)R_1T(l_2, t)R_4T(l_1, t - l_2) \\
 &\times R_3T(l_2, t - (l_1 + l_2))R_2T(l_1, t - (l_1 + 2l_2)) \\
 &\times R_1T(l_2, t - 2(l_1 + l_2))R_4T(l_1, t - 2(l_1 + l_2) - l_2) \\
 &\times R_3T(l_2, t - 3(l_1 + l_2))R_2T(l_1, t - 3(l_1 + l_2) - l_2) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\
 &+ \dots \\
 &= t_{1s}E_0e^{i\omega_0t}(\mathbf{e}_s \mathbf{e}_p) \sum_{n=1}^{\infty} M_n(t) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{3.3}
 \end{aligned}$$

$$M_1(t) = 1 \tag{3.4}$$

$$M_2(t) = R_1T(l_2, t)R_4T(l_1, t - l_2)R_3T(l_2, t - (l_1 + l_2))R_2T(l_1, t - (l_1 + 2l_2)) \tag{3.5}$$

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

と表すことができる。

ここで、\$M_2(t)\$ を計算すると

$$M_2(t) = e^{-i2k_0(l_1+l_2)} \begin{pmatrix} M_2^{11} & M_2^{12} \\ M_2^{21} & M_2^{22} \end{pmatrix} \tag{3.7}$$

$$M_2^{11} = r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s} \tag{3.8}$$

$$\begin{aligned}
 M_2^{12} &= -r_{1s}r_{4p}r_{3p}r_{2p}\Delta\theta(l_2, t) + r_{1s}r_{4s}r_{3p}r_{2p}\Delta\theta(l_1, t - l_2) \\
 &- r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2p}\Delta\theta(l_2, t - (l_1 + l_2)) + r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}\Delta\theta(l_1, t - (l_1 + 2l_2)) \tag{3.9}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 M_2^{21} &= r_{1p}r_{4s}r_{3s}r_{2s}\Delta\theta(l_2, t) - r_{1p}r_{4p}r_{3s}r_{2s}\Delta\theta(l_1, t - l_2) \\
 &+ r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2s}\Delta\theta(l_2, t - (l_1 + l_2)) - r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}\Delta\theta(l_1, t - (l_1 + 2l_2)) \tag{3.10}
 \end{aligned}$$

$$M_2^{22} = r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p} \tag{3.11}$$

となる。ここでアクシオン場による回転角 \$\Delta\theta\$ の 2 次の項は無視した。また、以降も \$\Delta\theta\$ の 1 次までを考慮することにする。

\$M_n(t)\$ に関する漸化式 (3.6) と上で求めた \$M_2(t)\$ より、\$M_n(t)\$ の対角成分は

$$M_n(t) = e^{-i2k_0(l_1+l_2)(n-1)} \begin{pmatrix} (r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s})^{n-1} & M_n^{12}(t) \\ M_n^{21}(t) & (r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p})^{n-1} \end{pmatrix} \tag{3.12}$$

と求まる。上式の対角成分を用いると、非対角成分 $M_n^{12/21}$ に関する漸化式が

$$\begin{aligned}
 M_{n+1}^{12}(t) &= r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}M_n^{12}(t) + (r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s})^{n-1} \\
 &\quad \times [-r_{1s}r_{4p}r_{3p}r_{2p}\Delta\theta(l_2, t - 2(l_1 + l_2))(n-1) \\
 &\quad + r_{1s}r_{4s}r_{3p}r_{2p}\Delta\theta(l_1, t - 2(l_1 + l_2))(n-1) - l_2 \\
 &\quad - r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2p}\Delta\theta(l_2, t - 2(l_1 + l_2))(n-1) - (l_1 + l_2)) \\
 &\quad + r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}\Delta\theta(l_1, t - 2(l_1 + l_2))(n-1) - (l_1 + 2l_2)] \quad (3.13)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 M_{n+1}^{21}(t) &= r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}M_n^{21}(t) + (r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p})^{n-1} \\
 &\quad \times [r_{1p}r_{4s}r_{3s}r_{2s}\Delta\theta(l_2, t - 2(l_1 + l_2))(n-1) \\
 &\quad - r_{1p}r_{4p}r_{3s}r_{2s}\Delta\theta(l_1, t - 2(l_1 + l_2))(n-1) - l_2 \\
 &\quad + r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2s}\Delta\theta(l_2, t - 2(l_1 + l_2))(n-1) - (l_1 + l_2)) \\
 &\quad - r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}\Delta\theta(l_1, t - 2(l_1 + l_2))(n-1) - (l_1 + 2l_2)] \quad (3.14)
 \end{aligned}$$

と求まる。

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

$$\delta c(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \tilde{\delta c}(\omega) e^{i\omega t} \quad (3.15)$$

であるので、これを式 (2.27) に代入し計算することで

$$\Delta\theta(l, t) = k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \tilde{\delta c}(\omega) \frac{e^{i\omega t}(1 - e^{i\omega l})}{i\omega} \quad (3.16)$$

となる。これを漸化式 (3.13), (3.14) に代入し、右辺の $M_n^{12/21}$ に漸化式を再帰的に代入していくことによって $M_n^{12/21}$ は

$$\begin{aligned}
 M_n^{12}(t) &= k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \tilde{\delta c}(\omega) e^{i\omega t} \\
 &\quad \times \frac{(r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p})^{n-1} - (r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s})^{n-1} e^{-i\omega 2(l_1 + l_2)}}{i\omega (r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p} - r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}) e^{-i\omega 2(l_1 + l_2)}} \\
 &\quad \times \left[-(1 - e^{i\omega l_2}) (r_{1s}r_{4p}r_{3p}r_{2p} + r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2p} e^{-i\omega(l_1 + l_2)}) \right. \\
 &\quad \left. + (1 - e^{i\omega l_1}) (r_{1s}r_{4s}r_{3p}r_{2p} e^{-i\omega l_2} + r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s} e^{-i\omega(l_1 + 2l_2)}) \right] \quad (3.17)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 M_n^{21}(t) &= -k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \tilde{\delta c}(\omega) e^{i\omega t} \\
 &\quad \times \frac{(r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s})^{n-1} - (r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p})^{n-1} e^{-i\omega 2(l_1 + l_2)}}{i\omega (r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s} - r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}) e^{-i\omega 2(l_1 + l_2)}} \\
 &\quad \times \left[-(1 - e^{i\omega l_2}) (r_{1p}r_{4s}r_{3s}r_{2s} + r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2s} e^{-i\omega(l_1 + l_2)}) \right. \\
 &\quad \left. + (1 - e^{i\omega l_1}) (r_{1p}r_{4p}r_{3s}r_{2s} e^{-i\omega l_2} + r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p} e^{-i\omega(l_1 + 2l_2)}) \right] \quad (3.18)
 \end{aligned}$$

と求まる。

以上で $M_n(t)$ の各要素が求まったので、 $M \equiv \sum_{n=1}^{\infty} M_n(t)$ に代入し M の各要素を計算すると

$$M^{11} = \frac{1}{1 - r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-i2k_0(l_1+l_2)}} \quad (3.19)$$

$$M^{22} = \frac{1}{1 - r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-i2k_0(l_1+l_2)}} \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} M_n^{12}(t) &= k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \tilde{\delta}c(\omega) e^{i\omega t} e^{-i2k_0(l_1+l_2)} \\ &\times \frac{1}{i\omega (1 - r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-i2k_0(l_1+l_2)}) (1 - r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-i2k_0(l_1+l_2)}) e^{-i\omega 2(l_1+l_2)}} \\ &\times \left[-(1 - e^{i\omega l_2}) (r_{1s}r_{4p}r_{3p}r_{2p} + r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2p}e^{-i\omega(l_1+l_2)}) \right. \\ &\left. + (1 - e^{i\omega l_1}) (r_{1s}r_{4s}r_{3p}r_{2p}e^{-i\omega l_2} + r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-i\omega(l_1+2l_2)}) \right] \end{aligned} \quad (3.21)$$

$$\begin{aligned} M_n^{21}(t) &= -k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \tilde{\delta}c(\omega) e^{i\omega t} e^{-i2k_0(l_1+l_2)} \\ &\times \frac{1}{i\omega (1 - r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-i2k_0(l_1+l_2)}) (1 - r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-i2k_0(l_1+l_2)}) e^{-i\omega 2(l_1+l_2)}} \\ &\times \left[-(1 - e^{i\omega l_2}) (r_{1p}r_{4s}r_{3s}r_{2s} + r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2s}e^{-i\omega(l_1+l_2)}) \right. \\ &\left. + (1 - e^{i\omega l_1}) (r_{1p}r_{4p}r_{3s}r_{2s}e^{-i\omega l_2} + r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-i\omega(l_1+2l_2)}) \right] \end{aligned} \quad (3.22)$$

となる。

よって、共振器内の電場 \mathbf{E}_{cav} は

$$\mathbf{E}_{\text{cav}}(t) = t_{1s}E_0 e^{i\omega_0 t} (\mathbf{e}_s \ \mathbf{e}_p) M \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

$$= t_{1s}E_0 e^{i\omega_0 t} (\mathbf{e}_s \ \mathbf{e}_p) \begin{pmatrix} M^{11} \\ M^{21} \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

と求まる。

ここで、共振器からの透過光 $\mathbf{E}_t(t)$ を計算すると

$$\mathbf{E}_t(t) = t_{1s}E_0 e^{i\omega_0 t} (\mathbf{e}_s \ \mathbf{e}_p) e^{-ik_0(2l_1+l_2)} \begin{pmatrix} t_{4s} & 0 \\ 0 & t_{4p} \end{pmatrix} R_3 R_2 \begin{pmatrix} M^{11} \\ M^{21} \end{pmatrix} \quad (3.25)$$

$$= \frac{t_{1s}t_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-ik_0(2l_1+l_2)}}{1 - r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}e^{-i2k_0(l_1+l_2)}} E_0 e^{i\omega_0 t} (\mathbf{e}_s \ \mathbf{e}_p) \begin{pmatrix} 1 \\ -\delta\phi(t) \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

$$\delta\phi(t) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \tilde{\delta}c(\omega) e^{i\omega t} H_a(\omega) \quad (3.27)$$

$$\begin{aligned} H_a(\omega) &= k_0 \frac{t_{4p}r_{3p}r_{2p}}{t_{4s}r_{3s}r_{2s}} \frac{1}{i\omega (1 - r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-i\omega 2(l_1+l_2)}) e^{-i2k_0(l_1+l_2)}} \\ &\left[-(1 - e^{-i\omega l_2}) (r_{1p}r_{4s}r_{3s}r_{2s} + r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2s}e^{-i\omega(l_1+l_2)}) \right. \\ &\left. + (1 - e^{-i\omega l_1}) (r_{1p}r_{4p}r_{3s}r_{2s}e^{-i\omega l_2} + r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-i\omega(l_1+2l_2)}) \right] e^{-i2k_0(l_1+l_2)} \end{aligned} \quad (3.28)$$

となる。ここで、 $\delta\phi(t)$ は共振器透過光の偏光回転角であり、 $H_a(\omega)$ はアクシオン場による位相速度差 $\delta c(t)$ から $\delta\phi(t)$ への伝達関数である。

3.1.1 共振による回転角の増幅

ここでは光リング共振器で光を共振させることによって、偏光回転角が増幅できることを示す。アクシオン場による位相速度差 $\delta c(t) = \delta c_0 \sin(m_a t)$ をフーリエ変換すると

$$\tilde{\delta c}(\omega) = \frac{\delta c_0 \pi}{i} (\delta(\omega - m_a) - \delta(\omega + m_a)) \quad (3.29)$$

であるので、これを共振器の透過光の偏光回転角 (式 3.27) に代入すると

$$\delta\phi(t) = \frac{\delta c_0}{2i} [H_a(m_a)e^{im_a t} - H_a(-m_a)e^{-im_a t}] \quad (3.30)$$

となる。

ここで、キャリア光である s 偏光を共振器に共振させた場合、すなわち $2k_0(l_1 + l_2) = 2n\pi$ (n は整数) のときを考える。このとき、共振器を構成するミラーの s/p 偏光の反射位相差が π であるような理想的な場合を考えると、 $\delta c(t)$ から $\delta\phi(t)$ への伝達関数 $H_a(\omega)$ は

$$(H_a(-\omega))^* = H_a(\omega) \quad (3.31)$$

の関係をもつ。したがって、このとき透過光の偏光回転角 $\delta\phi(t)$ は

$$\delta\phi(t) = \delta c_0 \text{Im} [H_a(m_a)e^{im_a t}] \quad (3.32)$$

$$= \delta c_0 |H_a(m_a)| \sin(m_a t + \delta_{H_a}) \quad (3.33)$$

$$\delta_{H_a} \equiv \arg H_a(m_a) \quad (3.34)$$

と表される。

ここで、共振器を構成するミラーの反射率を $r_{i s/p} \simeq 1$ と近似し、アクシオン場振動の周波数 f_a が共振器のフリースペクトラルレンジよりも十分小さい

$$f_a = \frac{m_a}{2\pi\hbar} \ll \nu_{\text{FSR}} \quad (3.35)$$

$$\nu_{\text{FSR}} \equiv \frac{c}{2(l_1 + l_2)} \quad (\text{SI 単位系}) \quad (3.36)$$

の場合を考えると

$$|H_a(m_a)| \simeq \left| k_0 \frac{t_{4p}}{t_{4s}} \frac{2(l_1 - l_2)}{1 - r_{1p}r_{4p}r_{3p}r_{2p}e^{-im_a 2(l_1 + l_2)}} \right| \quad (3.37)$$

$$= k_0 2(l_1 - l_2) \frac{\frac{t_{4p}\mathcal{F}_p}{t_{4s}\pi}}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\mathcal{F}_p}{\pi}\right)^2 \sin^2(m_a(l_1 + l_2))}} \quad (3.38)$$

となる。ここで、共振器の s/p 偏光のフィネスは

$$\mathcal{F}_{s/p} \equiv \frac{\pi \sqrt{r_{1s/p}r_{4s/p}r_{3s/p}r_{2s/p}}}{1 - r_{1s/p}r_{4s/p}r_{3s/p}r_{2s/p}} \quad (3.39)$$

で定義される。

共振器がクリティカルカップル

$$r_{1s/p} = r_{4s/p}, \quad r_{2s/p} = r_{3s/p} = 1 \quad (3.40)$$

である場合を考えると、共振器のフィネスは

$$\mathcal{F}_{s/p} \simeq \frac{2\pi}{t_{1s/p}^2 + t_{4s/p}^2 + t_{3s/p}^2 + t_{2s/p}^2} \quad (3.41)$$

$$\simeq \frac{\pi}{t_{4s/p}^2} \quad (3.42)$$

と近似される。上式を用いると式 (3.38) は

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

と書き換えることができる。

したがって、共振器の透過光の偏光回転角 $\delta\phi(t)$ は上式を式 (3.33) に代入して

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

と求まる。アクシオン場によって生成されたサイドバンド p 偏光はキャリア s 偏光に対して角周波数が $\pm m_a$ だけずれているため、共振器を周回した際に生じる位相変化は $\pm m_a 2(l_1 + l_2)$ だけキャリア s 偏光と異なっている。上式右辺の分母はこの位相変化のずれによってサイドバンド p 偏光がどの程度共振できるかを表している。また上式右辺の $2(l_1 - l_2)$ は、共振器の短辺 l_2 で偏光の回転がキャンセルされる効果を表した実効的な共振器の周回長を意味している。

アクシオン場の振動周期が p 偏光共振ピークの半値全幅 $\nu_{\text{FWHM},p}$ よりも十分に小さい

$$\frac{m_a}{2\pi} \ll \nu_{\text{FWHM},p} \quad (3.45)$$

$$\nu_{\text{FWHM},p} \equiv \frac{\nu_{\text{FSR}}}{\mathcal{F}_p} \quad (3.46)$$

の場合、式 (3.44) は

$$\delta\phi(t) = \delta c_0 k_0 2(l_1 - l_2) \frac{\sqrt{\mathcal{F}_s \mathcal{F}_p}}{\pi} \sin(m_a t + \delta_{H_a}) \quad (3.47)$$

と近似できる。ここで、光リング共振器を用いなかった場合に s 偏光が距離 l だけ進んだときの回転角は式 (2.29) より

$$\Delta\theta(t) = \delta c_0 k_0 l \sin(m_a t + \text{const.}) \quad (3.48)$$

と表されるため、光リング共振器を用いることで偏光回転角を $\sqrt{\mathcal{F}_s \mathcal{F}_p}/\pi$ 倍だけ増幅できることがわかる。

3.2 検出方法

共振器の透過光を偏光ビームスプリッター (PBS) でキャリア s 偏光とサイドバンド p 偏光に分け光検出器で p 偏光の強度を測定する場合、強度は p 偏光の電場の 2 乗に比例するため、アクシオン暗黒物質の信号は回転角 $\delta\phi$ の 2 次の大きさになってしまう。この問題を解決する手法として、図 3.2 のように半波長板を用いて偏光ビームスプリッターの透過ポートにキャリア s 偏光をわずかに漏らし、ローカルオシレータとして用いることでサイドバンド p 偏光とのビートを取る手法があ

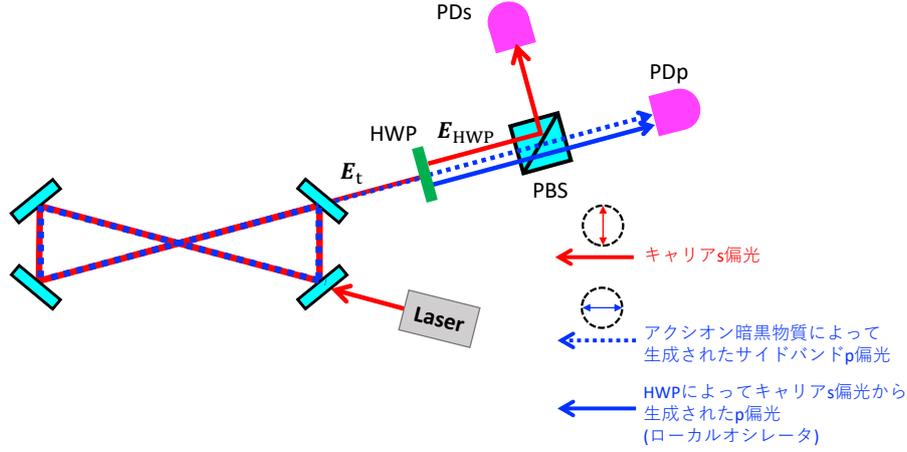


図 3.2: アクシオン暗黒物質信号検出ポートの概念図

る [27]。ここでは、上の手法によってアクシオン暗黒物質の信号を回転角 $\delta\phi$ の 1 次で取得することができることを示す。

共振器の透過光 (式 (3.26)) を

$$\mathbf{E}_t(t) = E_{t0}e^{i\omega_0 t}(\mathbf{e}_s \ \mathbf{e}_p) \begin{pmatrix} 1 \\ -\delta\phi(t) \end{pmatrix} \quad (3.49)$$

と表すことにする。共振器透過光の s 偏光と半波長版の fast 軸のなす角を θ_{HWP} とすると、半波長版透過後の電場 $\mathbf{E}_{\text{HWP}}(t)$ は

$$\mathbf{E}_{\text{HWP}}(t) = E_{t0}e^{i\omega_0 t}(\mathbf{e}_s \ \mathbf{e}_p) \begin{pmatrix} 1 & 2\theta_{\text{HWP}} \\ 2\theta_{\text{HWP}} & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ -\delta\phi(t) \end{pmatrix} \quad (3.50)$$

$$= (\mathbf{e}_s \ \mathbf{e}_p) \begin{pmatrix} E_{t0}e^{i\omega_0 t} \\ 2\theta_{\text{HWP}}E_{t0}e^{i\omega_0 t} + \delta\phi(t)E_{t0}e^{i\omega_0 t} \end{pmatrix} \quad (3.51)$$

となる。したがって、偏光ビームスプリッターの透過光の強度 P_p は、透過光 s 偏光の強度 $P_{t,s} = |E_{t0}|^2$ を用いて

$$P_p = |2\theta_{\text{HWP}}E_{t0}e^{i\omega_0 t} + \delta\phi(t)E_{t0}e^{i\omega_0 t}|^2 \quad (3.52)$$

$$= P_{t,s} (4\theta_{\text{HWP}}^2 + 4\theta_{\text{HWP}}\text{Re}[\delta\phi(t)]) \quad (3.53)$$

と表される。アクシオン暗黒物質の信号は上式の第 2 項に現れており、ローカルオシレータとの干渉によってアクシオン暗黒物質による回転角 $\delta\phi(t)$ の 1 次で信号を取得することができる。

ここで、光検出器における量子効率を 1 とした場合のショットノイズのパワースペクトル密度は

$$\delta P_{\text{shot}} = \sqrt{2\hbar\omega_0 P_p} \quad (3.54)$$

$$= 2\theta_{\text{HWP}}\sqrt{2\hbar\omega_0 P_{t,s}} \quad [\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}] \quad (3.55)$$

と表されるため、アクシオン暗黒物質の信号とショットノイズの信号雑音比は半波長版の回転角 θ_{HWP} にはよらない。また、共振器の透過光強度 $P_{t,s}$ を大きくすることによって信号雑音比を $\propto \sqrt{P_{t,s}}$ で改善することができる。

3.3 ショットノイズ限界による目標感度

ここでは、共振器を構成するミラーに s/p 偏光間の位相差が理想的な π であり共振ピークが同じ周波数にある場合 (同時共振) に関して、ショットノイズ δP_{shot} で制限される DANCE の感度について述べる。

s/p 偏光が同時に共振できる場合、図 3.2 の PDp で検出されるアクシオン暗黒物質信号 $P_a(t)$ は式 (3.33)、(3.53) より

$$P_a(t) = P_{t,s} 4\theta_{\text{HWP}} \delta c_0 |H_a(m_a)| \sin(m_a t + \delta_\tau(t) + \delta_{H_a}) \quad (3.56)$$

$$P_{t,s} = \frac{|t_{1s} t_{4s}|^2}{|1 - r_{1s} r_{4s} r_{3s} r_{2s}|^2} P_{\text{in}} \quad (3.57)$$

と表される。ここで $P_{\text{in}} \equiv |E_0|^2$ は共振器への入射パワーである。

コヒーレントな信号を観測する場合、観測時間 T_{obs} によってその信号雑音比を改善することができる。アクシオン暗黒物質信号はコヒーレント時間 τ の間はコヒーレントな振動とみなすことができるため、信号雑音比は $T_{\text{obs}} < \tau$ と $\tau < T_{\text{obs}}$ で場合分けされ

$$\text{SNR} = \begin{cases} \frac{P_{t,s} 4\theta_{\text{HWP}} \delta c_0 |H_a(m_a)|}{\sqrt{2} \delta P_{\text{shot}}} \sqrt{T_{\text{obs}}} & (T_{\text{obs}} < \tau) \\ \frac{P_{t,s} 4\theta_{\text{HWP}} \delta c_0 |H_a(m_a)|}{\sqrt{2} \delta P_{\text{shot}}} (T_{\text{obs}} \tau)^{1/4} & (\tau < T_{\text{obs}}) \end{cases} \quad (3.58)$$

となる (補遺 B)。

ここで、 $\text{SNR} \geq 1$ のときアクシオン暗黒物質に対する検出感度があるとする、DANCE で検出可能なアクシオン-光子結合定数 $g_{a\gamma}$ は上式と式 (2.17)、(3.55) を用いることで

$$g_{a\gamma} \geq \begin{cases} 227 \text{ GeV}^{-1} \frac{|1 - r_{1s} r_{4s} r_{3s} r_{2s}|}{|t_{1s} t_{4s}|} \left(\frac{\text{GeV cm}^{-3} \text{ kW nm s}}{\rho_a P_{\text{in}} \lambda_0 T_{\text{obs}}} \right)^{1/2} \left(\frac{\text{eV}^{-1}}{|H_a(m_a)|/k_0} \right) & (T_{\text{obs}} < \tau) \\ 227 \text{ GeV}^{-1} \frac{|1 - r_{1s} r_{4s} r_{3s} r_{2s}|}{|t_{1s} t_{4s}|} \left(\frac{\text{GeV cm}^{-3} \text{ kW nm s}}{\rho_a P_{\text{in}} \lambda_0 \sqrt{T_{\text{obs}} \tau}} \right)^{1/2} \left(\frac{\text{eV}^{-1}}{|H_a(m_a)|/k_0} \right) & (\tau < T_{\text{obs}}) \end{cases} \quad (3.59)$$

となる。

共振器がクリティカルカップルの場合を考えると、上式右辺の $|H_a(m_a)|/k_0$ は式 (3.43) より

$$\frac{|H_a(m_a)|}{k_0} = 2(l_1 - l_2) \frac{\sqrt{\mathcal{F}_s \mathcal{F}_p}}{\pi} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\mathcal{F}_p}{\pi}\right)^2 \sin^2(m_a(l_1 + l_2))}} \quad (3.60)$$

と表される。したがって、アクシオン暗黒物質によって生じる p 偏光サイドバンドが p 偏光共振ピークの半値幅の内側・外側のどちらにあるかによって $|H_a(m_a)|/k_0$ のパラメータ依存性が異なっており

$$\frac{|H_a(m_a)|}{k_0} \propto \begin{cases} 2(l_1 - l_2) \sqrt{\mathcal{F}_s \mathcal{F}_p} & \left(\frac{m_a}{2\pi} \ll \frac{\nu_{\text{FWHM}}}{2} \right) \\ \frac{2(l_1 - l_2)}{2(l_1 + l_2)} \sqrt{\frac{\mathcal{F}_s}{\mathcal{F}_p}} \frac{1}{m_a} & \left(\frac{m_a}{2\pi} \gg \frac{\nu_{\text{FWHM}}}{2} \right) \end{cases} \quad (3.61)$$

となる。

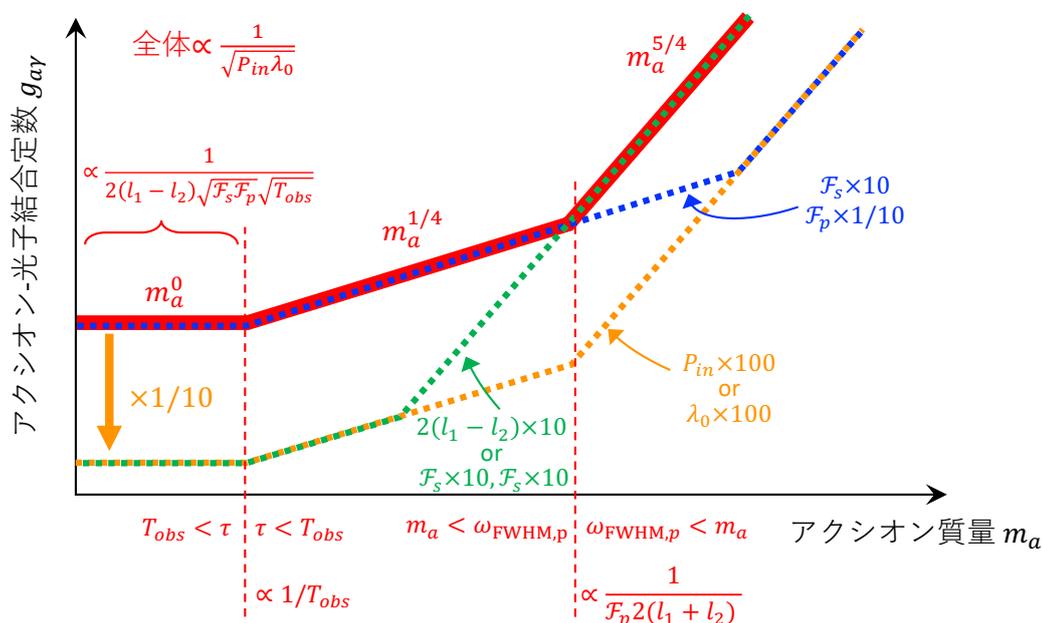


図 3.3: DANCE のショットノイズによる感度曲線のパラメータ依存性を表した図。

ここで、感度のパラメータ依存性をまとめたものが図 3.3 である。全体帯域の感度は共振器への入射光強度、レーザー波長を大きくすることで改善される。また、アクシオン暗黒物質の質量をサイドバンド周波数として見ると、共振器のフィネス・共振器長を大きくすることによって低周波側における DANCE の感度を改善することができる。一方で高周波側は、 p 偏光のフィネスを小さくし、 s 偏光のフィネスを大きくすることによって改善できる。これは、 p 偏光のフィネスを下げ p 偏光の共振ピークの線幅を広げることによって、より高周波のアクシオン暗黒物質によるサイドバンドも共振器で増幅できるようになるからである。

3.3.1 DANCE の目標感度

式 (3.59) を用いて、DANCE のショットノイズで制限される目標感度を表したものが図 3.4 である。図 3.4 ではテーブルトップサイズの原理実証実験：DANCE Act-1 と、パラメータを改善した最終的な DANCE についての目標感度を示しており、設計に用いたパラメータは表 3.1 にまとめている。

DANCE Act-1 はテーブルトップの実験でありながら、 $m_a \lesssim 3 \times 10^{-14}$ eV の領域において、CERN の全長約 9 m の超電導磁石を用いた太陽アクシオン探索実験：CAST [10] を超える感度でのアクシオン暗黒物質探索が可能である。

また、ハイパワー化・大型化・高フィネス化を行った DANCE では $m_a \lesssim 3 \times 10^{-11}$ eV の領域において、現在の $g_{a\gamma}$ に対する上限値を最大で約 3 桁超えた感度で探索を行うことができる。

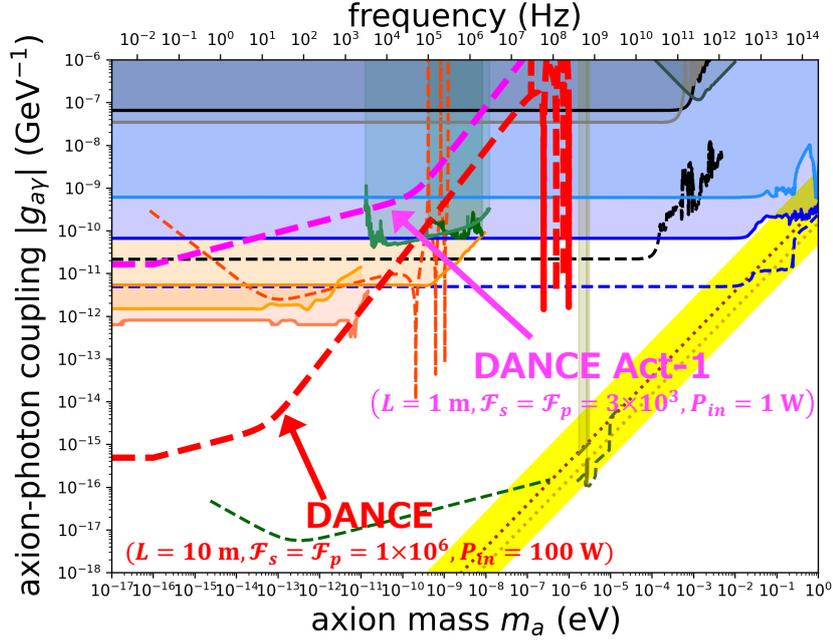


図 3.4: DANCE のショットノイズで制限される目標感度を表した図。

表 3.1: DANCE の目標感度に用いたパラメータ。

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

3.4 s/p 偏光非同時共振の場合の感度

3.1.1 節で導出した光リング共振器の透過光の回転角

$$\delta\phi(t) = \frac{\delta c_0}{2i} [H_a(m_a)e^{im_a t} - H_a(-m_a)e^{-im_a t}] \quad (3.62)$$

の第 1 項は角周波数 $\omega_0 + m_a$ の Upper サイドバンド、第 2 項は角周波数 $\omega_0 - m_a$ の Lower サイドバンドを表している。共振器を構成するミラーの s/p 偏光間の反射位相差が理想的な π であり、 s/p 偏光の共振周波数が一致している場合には、 $(H_a(-\omega))^* = H_a(\omega)$ が成り立ち、 $\delta\phi(t)$ は実数となるのであった。

しかし、DANCE のように共振器を構成するミラーに対し光が斜めに入射する場合、誘電体多層膜コーティングの性質により一般にはミラーの反射位相差が π からずれる [46]。そのため、図 3.5 のように s/p 偏光の共振ピークがずれるため、サイドバンド p 偏光を共振器内で増幅することがで

きず感度の低下を招いてしまう。また、このとき $(H_a(-\omega))^* \neq H_a(\omega)$ となり、Upper サイドバンドと Lower サイドバンドは非対称に増幅される。そのため、アクシオン暗黒物質信号は p 偏光の強度変調サイドバンドだけでなく位相変調サイドバンドも生じることになり、 $\delta\phi(t)$ は複素数となる。

ここでは、 s/p 偏光の共振周波数差があり同時に共振できない場合の感度について述べる。3.2 節の回転角測定方法では、 $\delta\phi(t)$ の実部を測定することができる。共振周波数差があり $(H_a(-\omega))^* \neq H_a(\omega)$ であるときの $\delta\phi(t)$ の実部は

$$\text{Re}[\delta\phi(t)] = \frac{\delta c_0}{2} \text{Im}[H_a(m_a)e^{im_at} - H_a(-m_a)e^{-im_at}] \quad (3.63)$$

$$= \frac{\delta c_0}{2} [\text{Re}[H_a(m_a) + H_a(-m_a)] \sin(m_at) + \text{Im}[H_a(m_a) - H_a(-m_a)] \cos(m_at)] \quad (3.64)$$

$$= \delta c_0 |H'_a(m_a)| \sin(m_at + \text{const.}) \quad (3.65)$$

$$|H'_a(m_a)| \equiv \frac{1}{2} \sqrt{(\text{Re}[H_a(m_a) + H_a(-m_a)])^2 + (\text{Im}[H_a(m_a) - H_a(-m_a)])^2} \quad (3.66)$$

と計算される。したがって、共振周波数差があるときの DANCE の感度曲線を求めるには式 (3.59) 右辺の $|H_a(m_a)|$ を上式の $|H'_a(m_a)|$ に置き換えれば良い。

ここで、DANCE Act-1 に対してフリースペクトラルレンジ $\nu_{\text{FSR}} = 300 \text{ MHz}$ の $1/100$ の共振周波数差 (3 MHz) を与えたときの感度曲線を表したものが図 3.6 である。同時共振の場合と比較すると、共振ピークのずれによってサイドバンド p 偏光が共振器内で増幅されないために低周波の帯域において感度が約 3 桁低下している。したがって、高感度なアクシオン暗黒物質探索を行う上では s/p 偏光の同時共振が必要となる。

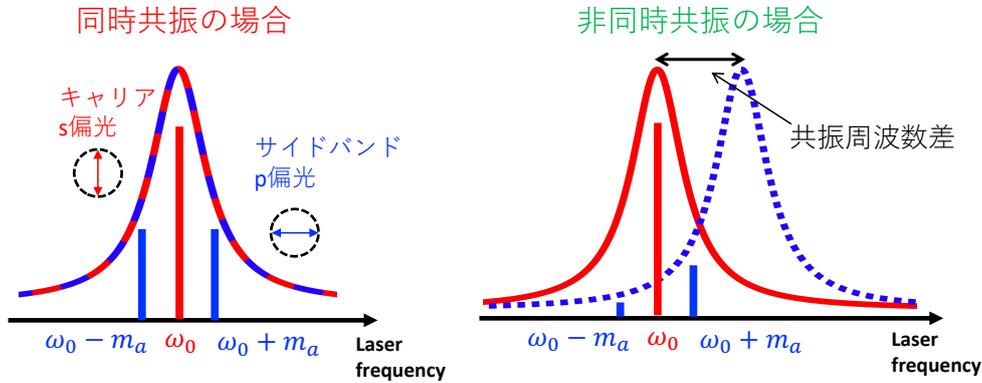


図 3.5: DANCE 共振器におけるキャリア s 偏光とサイドバンド p 偏光の同時共振・非同時共振を表した図。 s 偏光と p 偏光の共振周波数に差がある場合、 p 偏光サイドバンドが共振器内で増幅されず感度の低下を引き起こす。

レーザー干渉計型重力波検出器との対応

図 3.6 において、非同時共振の感度が 3 MHz に対応するアクシオン質量でディップを持っており、同時共振の場合の感度を上回っている。これは $m_a/(2\pi) = 3 \text{ MHz}$ のサイドバンドの片方が p

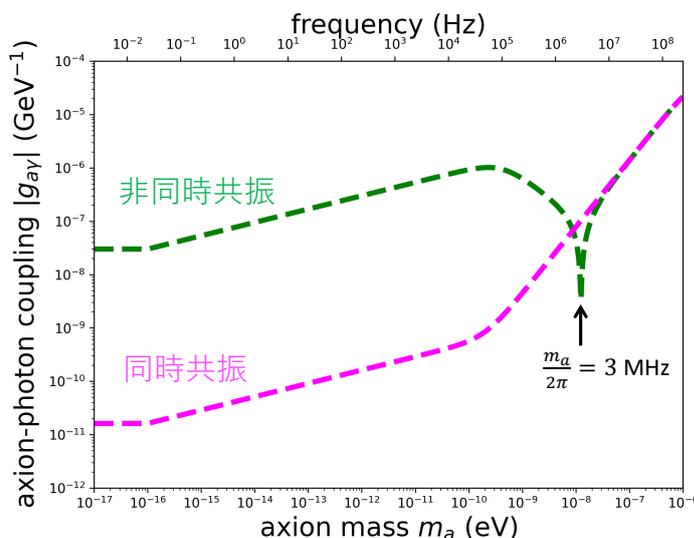


図 3.6: s/p 偏光を同時共振・非同時共振させた際の DANCE Act-1 の感度曲線。 s 偏光と p 偏光の共振周波数差として 3 MHz を仮定した。

偏光の共振ピークと同じ周波数にあり完全に共振しているためである。よって、DANCE においては s/p 偏光を同時共振させると広い帯域での高感度探索が可能となり、非同時共振にすると低周波における感度を下げる代わりに高周波のディップで感度を高めることができる。

以上の振る舞いはレーザー干渉計型重力波検出器における Resonant Sideband Extraction (RSE) [47] に対応付けられる。DANCE の共振器を構成するミラーは、 s/p 偏光で異なる反射率や反射位相差をとりうるため、実質的に s 偏光用、 p 偏光用の 2 つの共振器が存在していることになる。このとき、キャリア s 偏光にとっての共振器が干渉計型重力波検出器における腕共振器に対応しており、サイドバンド p 偏光にとっての共振器が Signal Recycling 共振器に対応している。干渉計型重力波検出器においても信号サイドバンドにとっての共振器の共振状態を変えることによって、重力波の観測帯域を変えることができる。

3.5 補助共振器による s/p 偏光の同時共振

s/p 偏光間で共振周波数差のある共振器に s/p 偏光を同時に共振させる手法として、同時共振させたいメインの共振器に追加の共振器 (補助共振器) を取り付けるものがある。共振器の複素反射率は一般に s 偏光と p 偏光で異なり、共振器長を変えたり入射光の波長を変えることによって共振付近で反射位相を大きく変化させることができる。したがって、補助共振器をメイン共振器に取り付け、メイン共振器における s/p 偏光の共振周波数差を打ち消すように補助共振器の複素反射率を制御することによって、 s/p 偏光の同時共振が実現できる。

DANCE の共振器に補助共振器を取り付けた概念図が図 3.7 である。補助共振器の複素反射率の制御は、補助共振器を構成するミラーに取り付けられたピエゾ素子で周回長を制御することによって行うことができる。

しかし、大きい共振周波数差を補償する場合、片方の偏光が補助共振器においても共振に近い状態にあるため、補助共振器内のロスが増幅されてしまい、補助共振器の強度反射率の低下および

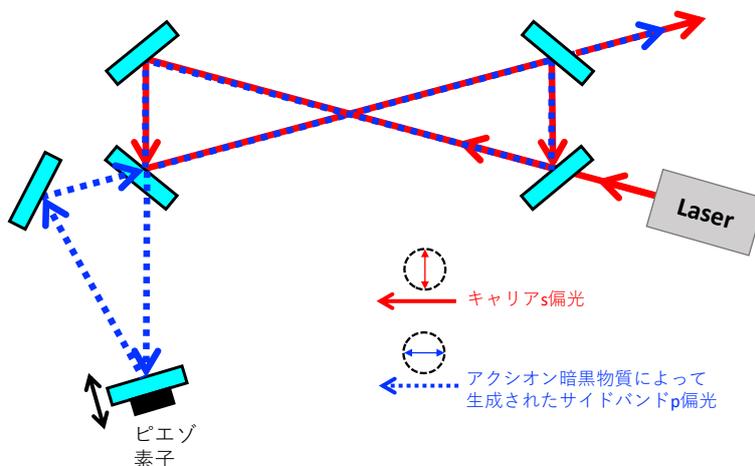


図 3.7: 補助共振器を取り付けた DANCE の概念図。補助共振器の周回長はミラーに取り付けられたピエゾ素子で行うことができる。

イン共振器のフィネスの低下を引き起こしてしまう。そこで本実験ではこの問題を解決するために、メイン共振器と補助共振器の間の中間ミラーとして偏光ビームスプリッターを使用する PBS 法を考案し実験を行った。

ここでは、補助共振器内部に含まれる反射防止膜 (AR コーティング) によるロスを考慮した補助共振器の複素反射率を導出し、中間ミラーとして通常のミラーを使用した補助共振器法、偏光ビームスプリッターを使用した PBS 法それぞれの特徴について述べる。

3.5.1 補助共振器の複素反射率の導出

図 3.8 のように複素反射率 $r_{\alpha s/p}$ 、 $r_{\beta s/p}$ のミラーを DANCE のメイン共振器に取り付けることで構成した、周回長 L_{aux} の補助共振器を考える。ミラー α 、ミラー β の s/p 偏光に対する複素反射率をまとめた反射行列を

$$R_{\alpha} \equiv \begin{pmatrix} -r_{\alpha s} & 0 \\ 0 & r_{\alpha p} \end{pmatrix}, \quad R_{\beta} \equiv \begin{pmatrix} -r_{\beta s} & 0 \\ 0 & r_{\beta p} \end{pmatrix} \quad (3.67)$$

とする。ミラー 3 に対してメイン共振器側から入射した際の複素反射率を $r_{3s/p}$ とすると、裏の補助共振器側から入射した際の複素反射率は $-r_{3s/p}^*$ となる [48]。よって、ミラー 3 にメイン共振器側から入射した際の反射行列を R_{3c} 、補助共振器側から入射した際の反射行列を R_{3a} とすると

$$R_{3c} \equiv \begin{pmatrix} -r_{3s} & 0 \\ 0 & r_{3p} \end{pmatrix}, \quad R_{3a} \equiv \begin{pmatrix} r_{3s}^* & 0 \\ 0 & -r_{3p}^* \end{pmatrix} \quad (3.68)$$

となる。

また、ここでは s 偏光と p 偏光間の反射位相差を明示するため、反射位相差を p 偏光の複素反射

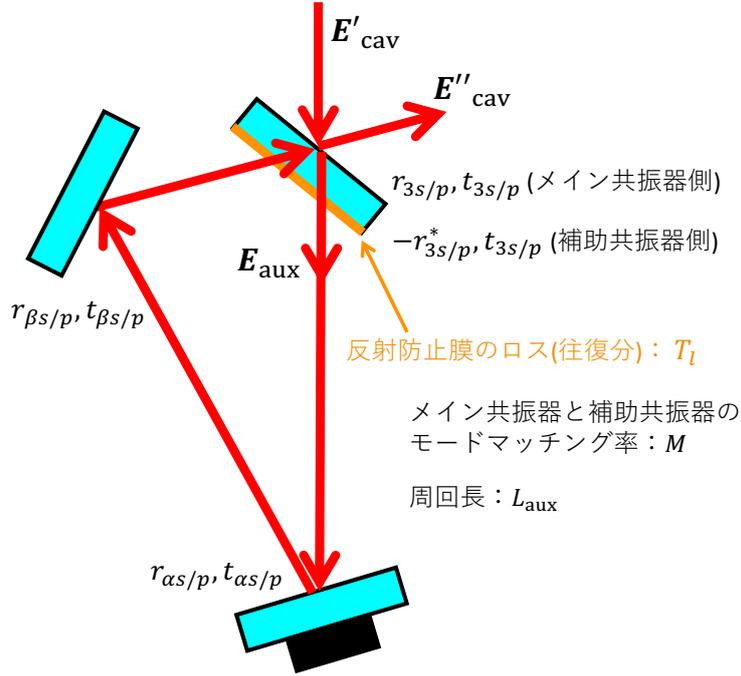


図 3.8: DANCE に取り付けられた補助共振器の図。

率におしつけ

$$r_{\alpha s} = |r_{\alpha s}|, \quad r_{\alpha p} = |r_{\alpha p}|e^{i\Delta\varphi_\alpha} \quad (3.69)$$

$$r_{\beta s} = |r_{\beta s}|, \quad r_{\beta p} = |r_{\beta p}|e^{i\Delta\varphi_\beta} \quad (3.70)$$

$$r_{3s} = |r_{3s}|, \quad r_{3p} = |r_{3p}|e^{i\Delta\varphi_3} \quad (3.71)$$

と表すことにする。ここで $\Delta\varphi_\alpha$ 、 $\Delta\varphi_\beta$ 、 $\Delta\varphi_3$ は、それぞれミラー α 、ミラー β 、ミラー 3 における s/p 偏光間の反射位相差である。

また、図 3.8 に示されるように、ミラー 3 は高反射面をメイン共振器側に向けているため、AR コーティングを施した基材の裏面が補助共振器の内部に含まれており、光が補助共振器を一周する際にこの AR コーティングを 2 回通過する。光が一周する際に AR コーティングによって生じるロスを $T_{ls/p}$ とすると、このロスポートに対する反射率行列は

$$R_l \equiv \begin{pmatrix} r_{ls} & 0 \\ 0 & r_{lp} \end{pmatrix}, \quad r_{ls/p} \equiv \sqrt{1 - T_{ls/p}} \quad (3.72)$$

と表すことができる。

以上の反射率を用いて、補助共振器内の電場 \mathbf{E}_{aux} とメイン共振器からの入射電場 \mathbf{E}'_{cav} の関係を表すと

$$\mathbf{E}_{aux} = \begin{pmatrix} t_{3s} & 0 \\ 0 & t_{3p} \end{pmatrix} \mathbf{E}'_{cav} + e^{-ik_0 L_{aux}} R_l R_{3a} R_\beta R_\alpha \mathbf{E}_{aux} \quad (3.73)$$

$$\Leftrightarrow \begin{cases} E_{aux,s} = t_{3s} E'_{cav,s} + e^{-ik_0 L_{aux}} r_{ls} |r_{3s}| |r_{\beta s}| |r_{\alpha s}| E_{aux,s} \\ E_{aux,p} = t_{3p} E'_{cav,p} - e^{-ik_0 L_{aux}} e^{i(-\Delta\varphi_3 + \Delta\varphi_\beta + \Delta\varphi_\alpha)} r_{lp} |r_{3p}| |r_{\beta p}| |r_{\alpha p}| E_{aux,p} \end{cases} \quad (3.74)$$

となる。これを $E_{\text{aux},s/p}$ について解けば

$$E_{\text{aux},s} = \frac{t_{3s}}{1 - r_{ls}|r_{3s}||r_{\beta s}||r_{\alpha s}|e^{-ik_0L_{\text{aux}}}} E'_{\text{cav},s} \quad (3.75)$$

$$E_{\text{aux},p} = \frac{t_{3p}}{1 + r_{lp}|r_{3p}||r_{\beta p}||r_{\alpha p}|e^{-ik_0L_{\text{aux}}}e^{i(-\Delta\varphi_3+\Delta\varphi_\beta+\Delta\varphi_\alpha)}} E'_{\text{cav},p} \quad (3.76)$$

となり、補助共振器内の電場が求まる。

上式を用いると、補助共振器によって反射されたメイン共振器内電場 $\mathbf{E}''_{\text{cav}}$ は

$$\mathbf{E}''_{\text{cav}} = R_{3c}\mathbf{E}'_{\text{cav}} + e^{-ik_0L_{\text{aux}}} \begin{pmatrix} t_{3s} & 0 \\ 0 & t_{3p} \end{pmatrix} R_l R_\beta R_\alpha \mathbf{E}_{\text{aux}} \quad (3.77)$$

$$\Leftrightarrow \begin{cases} E''_{\text{cav},s} = \left[-|r_{3s}| + \frac{t_{3s}^2 r_{ls} |r_{\beta s}||r_{\alpha s}|e^{-ik_0L_{\text{aux}}}}{1 - r_{ls}|r_{3s}||r_{\beta s}||r_{\alpha s}|e^{-ik_0L_{\text{aux}}}} \right] E'_{\text{cav},s} \\ E''_{\text{cav},p} = \left[|r_{3p}|e^{i\Delta\varphi_3} + \frac{t_{3p}^2 r_{lp} |r_{\beta p}||r_{\alpha p}|e^{-ik_0L_{\text{aux}}}e^{i(\Delta\varphi_\beta+\Delta\varphi_\alpha)}}{1 - r_{lp}|r_{3p}||r_{\beta p}||r_{\alpha p}|e^{-ik_0L_{\text{aux}}}e^{i(-\Delta\varphi_3+\Delta\varphi_\beta+\Delta\varphi_\alpha)}} \right] E'_{\text{cav},p} \end{cases} \quad (3.78)$$

と求まる。よって、補助共振器の反射率 $r_{\text{aux},s/p}$ は

$$E''_{\text{cav},s} = -r_{\text{aux},s}(\phi_{\text{aux}})E'_{\text{cav},s} \quad (3.79)$$

$$E''_{\text{cav},p} = e^{i\Delta\varphi_3} r_{\text{aux},p}(\phi_{\text{aux}})E'_{\text{cav},p} \quad (3.80)$$

$$r_{\text{aux},s}(\phi_{\text{aux}}) \equiv |r_{3s}| - \frac{t_{3s}^2 r_{ls} |r_{\beta s}||r_{\alpha s}|e^{-i\phi_{\text{aux}}}}{1 - r_{ls}|r_{3s}||r_{\beta s}||r_{\alpha s}|e^{-i\phi_{\text{aux}}}} \quad (3.81)$$

$$\equiv |r_{\text{aux},s}(\phi_{\text{aux}})|e^{i\Delta\varphi_{\text{aux},s}(\phi_{\text{aux}})} \quad (3.82)$$

$$r_{\text{aux},p}(\phi_{\text{aux}}) \equiv |r_{3p}| + \frac{t_{3p}^2 r_{lp} |r_{\beta p}||r_{\alpha p}|e^{-\phi_{\text{aux}}}e^{i(-\Delta\varphi_3+\Delta\varphi_\beta+\Delta\varphi_\alpha)}}{1 - r_{lp}|r_{3p}||r_{\beta p}||r_{\alpha p}|e^{-i\phi_{\text{aux}}}e^{i(-\Delta\varphi_3+\Delta\varphi_\beta+\Delta\varphi_\alpha)}} \quad (3.83)$$

$$\equiv |r_{\text{aux},p}(\phi_{\text{aux}})|e^{i\Delta\varphi_{\text{aux},p}(\phi_{\text{aux}})} \quad (3.84)$$

$$\phi_{\text{aux}} \equiv k_0L_{\text{aux}} \quad (3.85)$$

となる。上式からわかるように、補助共振器の複素反射率は補助共振器の周回位相 ϕ_{aux} を変えることによって変化させることができる。

メイン共振器のミラー 1、ミラー 2、ミラー 4 における s/p 偏光間の反射位相差を $\Delta\varphi_1$ 、 $\Delta\varphi_2$ 、 $\Delta\varphi_4$ と表すと、メイン共振器における共振周波数差は位相で $\sum_{k=1}^4 \Delta\varphi_k$ と表される。したがって、補助共振器の状態 ϕ_{aux} が

$$\Delta\varphi_{\text{aux},s}(\phi_{\text{aux}}) - \Delta\varphi_{\text{aux},p}(\phi_{\text{aux}}) = \sum_{k=1}^4 \Delta\varphi_k \quad (3.86)$$

を満たすように補助共振器の周回長を制御することによって、メイン共振器の共振周波数差を補助共振器の反射位相差でキャンセルし、 s 偏光と p 偏光の同時共振を実現することができる。

3.5.2 補助共振器法

中間ミラーの反射率として s/p 偏光の両方に対して高反射率を設定した場合の位相差制御法を、ここでは補助共振器法と呼ぶことにする。補助共振器を構成する各ミラーの強度反射率として $|r_{\alpha s/p}|^2 = |r_{\beta s/p}|^2 = 1$ 、 $|r_{3s/p}|^2 = 0.98$ 、AR コーティングを一回通過した際のロスとして 0.5% を仮定した際の補助共振器の強度反射率 $|r_{\text{aux},s/p}|^2$ 、反射位相 $\Delta\varphi_{\text{aux},s/p}$ 、反射位相差 $\Delta\varphi_{\text{aux},s} - \Delta\varphi_{\text{aux},p}$ をプロットしたものが図 3.9 である。ここで、補助共振器を構成するミラーの反射位相差は 0 とした。

このとき、補助共振器が奇数枚のミラーから構成されているため、 s 偏光と p 偏光の周回位相が π だけずれており、片方が共振しているとき他方が反共振になっている。共振器による反射位相は共振周りで大きく変化し、反共振の際には変化しないため、片方の偏光を共振付近におくことによって s/p 偏光間の反射位相差を大きく変化させることができる。しかし、偏光を補助共振器の共振付近におくと、その偏光が補助共振器内を実効的に周回する回数が増幅され、AR コーティングによるロスも増幅されてしまう。そのため図 3.9 では補助共振器の共振時に補助共振器の強度反射率が 0.1 程度まで低下している。

したがって、補償したいメイン共振器での共振周波数差が大きい場合に補助共振器法を用いてしまうと、片方の偏光を位相が大きく回る補助共振器の共振付近におく必要があるために、補助共振器の強度反射率が低下しメイン共振器におけるフィネスを著しく低下させてしまう。

ただし、補償したい共振周波数差が非常に小さく、両方の偏光が共振状態から十分に離れた状態で同時共振を実現できる場合、両偏光とも補助共振器内に入らず AR コーティングによるロスをほとんど感じる事無く反射されるため、高い強度反射率が実現できるというメリットもある。

3.5.3 PBS 法

補助共振器法は補償したい共振周波数差が大きい際に AR コーティングによるロスが増幅されてしまうという問題点があった。この問題を解決するために、中間ミラーとして s 偏光に対しては高い反射率をもち、 p 偏光に対しては高い透過率を持っている偏光ビームスプリッター (PBS) を使用した PBS 法を考案した。

各ミラーの強度反射率として $|r_{\alpha s/p}|^2 = |r_{\beta s/p}|^2 = 1$ 、 $|r_{3s}|^2 = 0.999$ 、 $|r_{3p}|^2 = 0.001$ 、AR コーティングを一回通過した際のロスとして 0.5% を仮定した際の補助共振器の強度反射率 $|r_{\text{aux},s/p}|^2$ 、反射位相 $\Delta\varphi_{\text{aux},s/p}$ 、反射位相差 $\Delta\varphi_{\text{aux},s} - \Delta\varphi_{\text{aux},p}$ をプロットしたものが図 3.10 である。ここで、補助共振器を構成するミラーの反射位相差は 0 とした。

このときほとんどの p 偏光は PBS を透過するため、補助共振器は p 偏光にとっては共振器ではなくメイン共振器の延長と捉えることができる。したがって、補助共振器の状態 ϕ_{aux} を変化させた際、補助共振器の p 偏光に対する強度反射率は一定であり、反射位相が線形に変化する。一方で s 偏光に対しては共振器として振る舞っているため、 s 偏光の共振から離れたところでは s 偏光の反射位相は変化しない。

したがって、PBS 法では補償したいメイン共振器での共振周波数差が大きい場合であっても、 p 偏光の強度反射率を著しく低下させることなく共振周波数差の補償を行い、同時共振を実現することができる。本実験では大きい共振周波数差にも対応できるようにするために、PBS 法を採用している。

PBS 法の欠点としては、補償したい共振周波数差の大小に関わらず p 偏光が補助共振器内部に入るために、必ず AR コーティングのロスを受けてしまう点がある。図 3.10 の例では、 p 偏光が補

助共振器から出てくるまでに AR コーティングを 2 回通過しており、その際のロスのために強度反射率が 0.99 程度になっている。大きい共振周波数差を補償する補助共振器法のようにロスが増幅され強度反射率が著しく低下することはないが、補助共振器の p 偏光に対する強度反射率の限界が AR コーティングのロスの限界で制限されてしまう。これに対して補助共振器法は、小さい共振周波数差を補償する場合に関しては両偏光が補助共振器内部に入らないため、PBS 法よりも高い反射率を実現することができる。

3.5.4 補助共振器法と PBS 法の比較

補助共振器法と PBS 法を利用して同時共振を行った際に実現される補助共振器の強度反射率を比較し、まとめたものが表 3.2 である。表に示したように、究極的な感度を求めるのであれば補助共振器法が適している。しかし、共振周波数差の原因であるミラーコーティングにおける s 偏光と p 偏光の反射位相差をミラーの製作の段階でコントロールすることは難しいため、非常に小さい共振周波数差が要求される補助共振器法で高い強度反射率を実現するのは容易ではない。

そこで本実験では p 偏光に対する強度反射率を多少犠牲にすることで、任意の共振周波数差に対応することができる PBS 法を採用し、実験を行った。

表 3.2: 補助共振器法、PBS 法で実現される補助共振器の強度反射率の比較。

		補助共振器の強度反射率 (s 偏光)	補助共振器の強度反射率 (p 偏光)
補助共振器法	共振周波数差：微小	○	○
	共振周波数差：微小以外	○	×
PBS法	共振周波数差：小	○	△
	共振周波数差：大	○	△

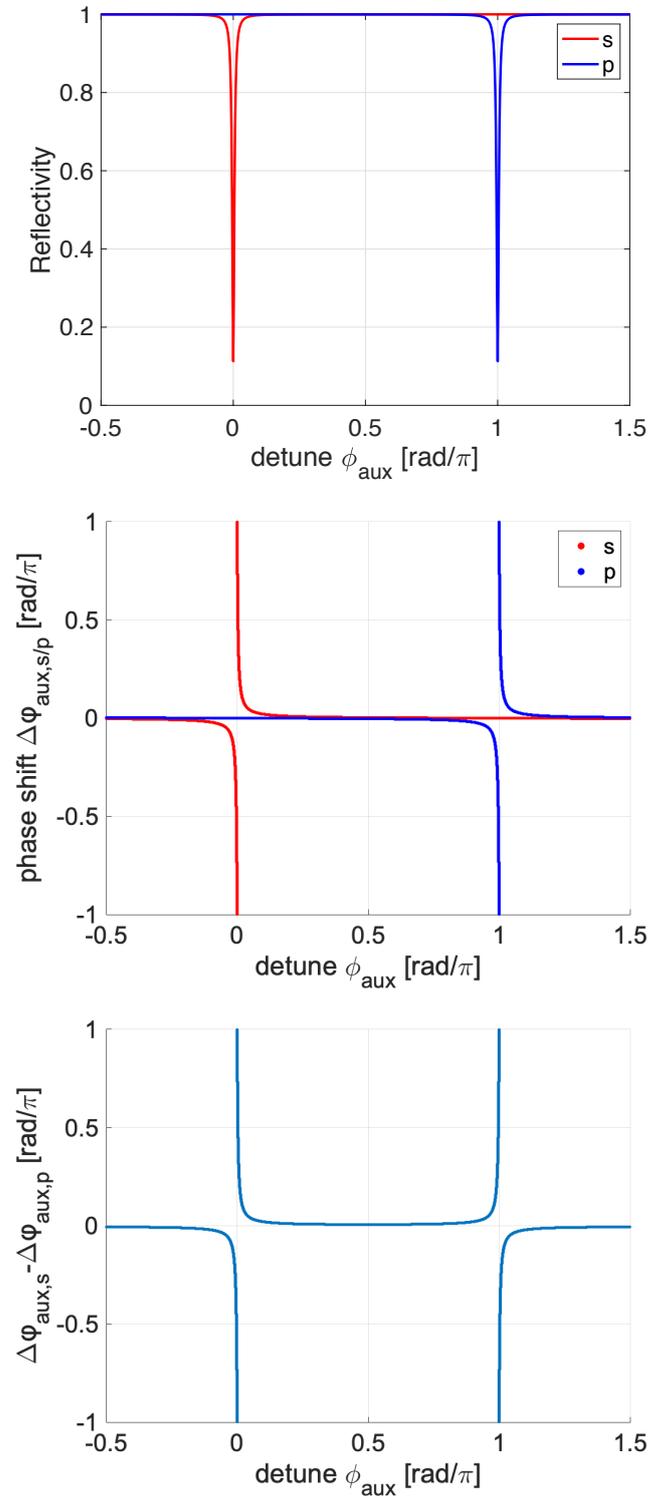


図 3.9: 補助共振器法を用いた際の補助共振器の反射率を表した図。補助共振器の周回位相 ϕ_{aux} を変化させることによって強度反射率 (上段)、反射位相 (中段)、反射位相差 (下段) を変化させることができる。

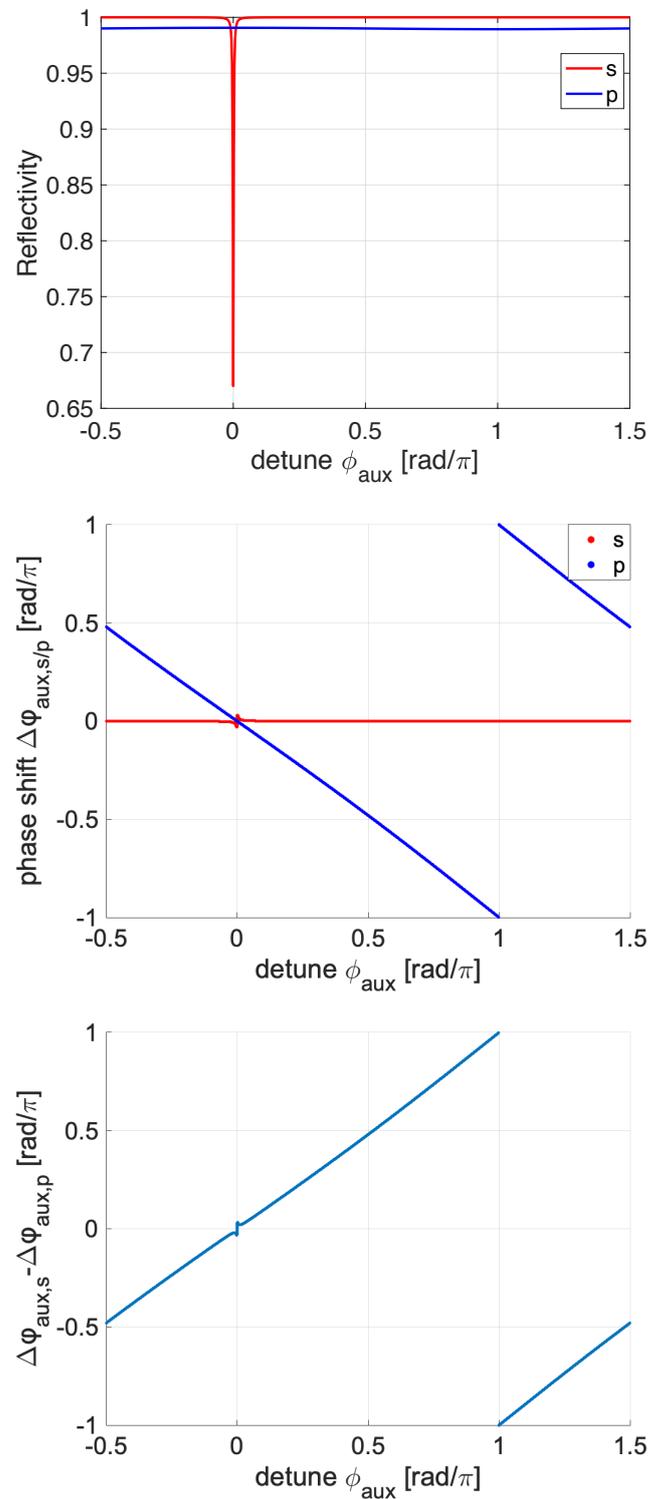


図 3.10: PBS 法を用いた際の補助共振器の反射率を表した図。補助共振器の周回位相 ϕ_{aux} を変化させることによって強度反射率 (上段)、反射位相 (中段)、反射位相差 (下段) を変化させることができる。

Chapter 4

実験装置

本実験で製作した実験装置は、アキシオン暗黒物質信号を増幅するためのメイン共振器、 s 偏光と p 偏光を同時共振させるための補助共振器、共振器への入射光学系、共振器の制御系、偏光回転測定を行う検出ポートからなる。この章では、はじめに実験装置全体の構成を説明したのち、各構成要素の詳細について述べていく。

4.1 全体の構成

実験装置全体の構成を表したものが図 4.1 である。ここでは、入射光学系、共振状態の制御、アキシオン暗黒物質信号の取得について簡単に述べる。

レーザー光源から出力された光は光源への戻り光を遮断するためのアイソレータを通過した後、電気光学変調器 (Electro Optic Modulator: EOM) によって共振器制御のための位相変調が施される。その後、半波長版 (Half Wave Plate: HWP) と偏光ビームスプリッター (Polarizing Beam Splitter: PBS) によってアキシオン暗黒物質探査用の光と補助共振器制御用の光に分岐比 1:1 で分けられる。アキシオン暗黒物質探査用の光は共振器入射直前の HWP によって s 偏光として共振器に入射し、補助共振器制御用の光は p 偏光として s 偏光とは逆の光路で入射される。

アキシオン暗黒物質探査用の s 偏光が光リング共振器で共振を維持できるようにするため、共振器の反射光を光検出器 (Photodetector: PD) で測定し、復調して得られたエラー信号をフィルターを通してからレーザー光源にフィードバックし、周波数制御を行っている。このとき、このままではメイン共振器における s 偏光と p 偏光の共振周波数差のために、アキシオン暗黒物質との相互作用で生じた p 偏光が共振できない状態にある。そこで、共振器に s 偏光とは逆の光路で入射させた p 偏光のエラー信号を、補助共振器のミラーに取り付けられた圧電アクチュエータ (Piezoelectric actuator: PZT) にフィードバックし p 偏光を共振させることによって、 s 偏光と p 偏光の同時共振を実現している。

アキシオン暗黒物質信号は共振器の透過光を用いて取得する。HWP を用いて透過光をわずかに回転させてから PBS で s 偏光と p 偏光に分離することによって、光検出器 PD_p ではアキシオン暗黒物質によって生じた p 偏光と HWP によってキャリア s 偏光から生じた p 偏光 (ローカルオシレータ光) のビートを取得することができる。また、PD_p で検出されるローカルオシレータ光の強度雑音を除去するため、ローカルオシレータ光の元となっている透過光の s 偏光も光検出器 PD_s によって測定している。

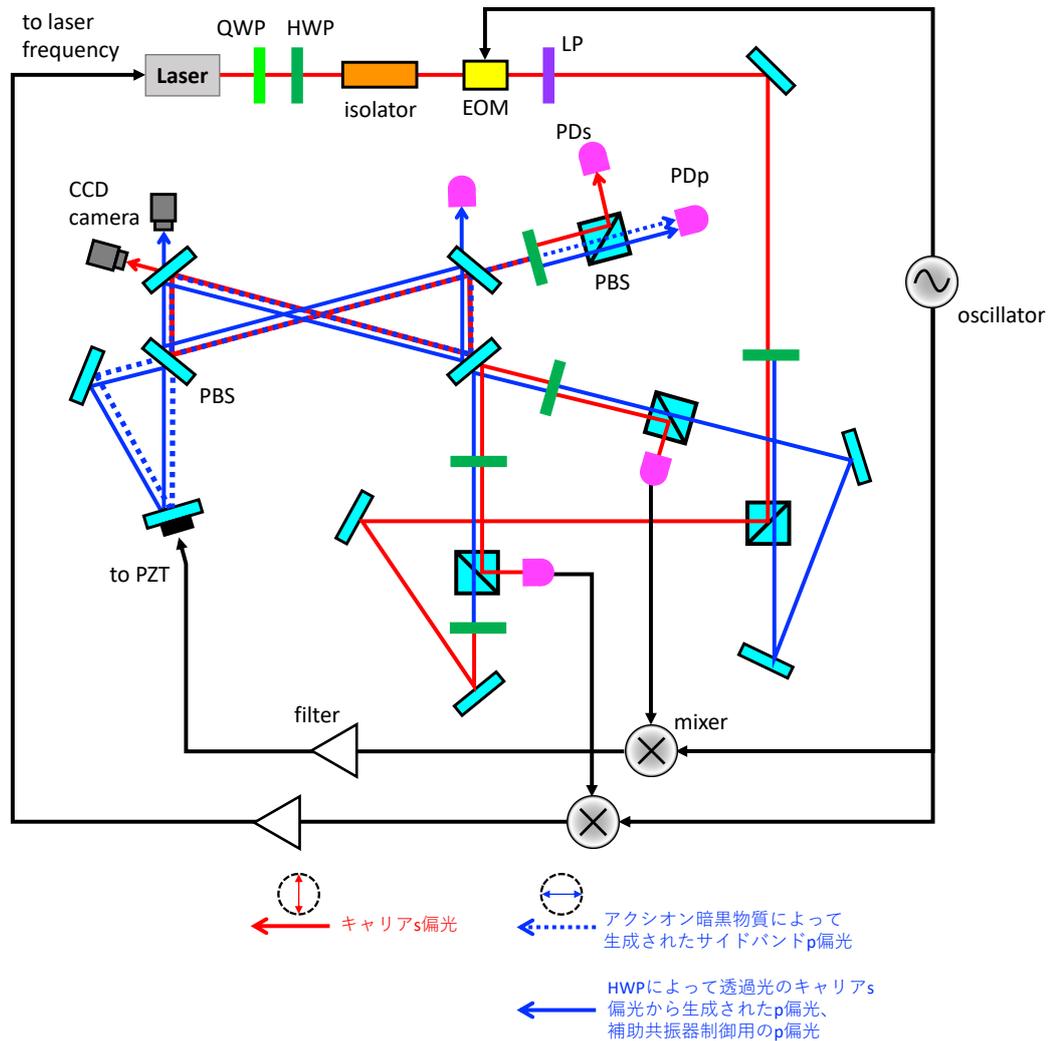


図 4.1: 実験装置全体の構成。

4.2 メイン共振器と補助共振器

ここではアクション暗黒物質との相互作用による偏光回転を増幅するためのメイン共振器、 s/p 偏光同時共振のための補助共振器について、その設計と測定されたフィネスについて述べる。

4.2.1 メイン共振器、補助共振器の設計

本実験で用いたメイン共振器、補助共振器の形状を表したものが図 4.2 である。

メイン共振器は4枚のミラーからなるボウタイ型リング共振器であり、4枚のミラーはアルミニウム製のスペーサーにジグで固定されている。補助共振器は $M\alpha$ 、 $M\beta$ 、メイン共振器と共有する $M3$ の3枚のミラーから構成されており、 $M\alpha$ 、 $M\beta$ はメイン共振器の外側にミラーホルダーによって固定されている。また、補助共振器を用いて s/p 偏光の反射位相差を制御するために、 $M\alpha$ のミラーホルダーには piezo 素子を取り付けられており、これで補助共振器の周回長を制御する。

共振器を構成するミラーのパラメータの設計値、共振器のパラメータの設計値をまとめたものが表 4.1、4.2 である。本実験で使用した M3 の PBS は 45° 入射で設計されており、本実験での入射角 42° とは合っていないが、補助共振器の強度反射率およびメイン共振器のフィネスの設計値は 45° 入射の際の値を使用して計算した。また、本実験で使用する補助共振器には M3 の基材の裏面が内部に含まれているため、基材の裏面における反射がロスとなり、補助共振器の強度反射率を低下させる。補助共振器の強度反射率を計算する際には、この基材の裏面の反射率として 0.5% を仮定した。

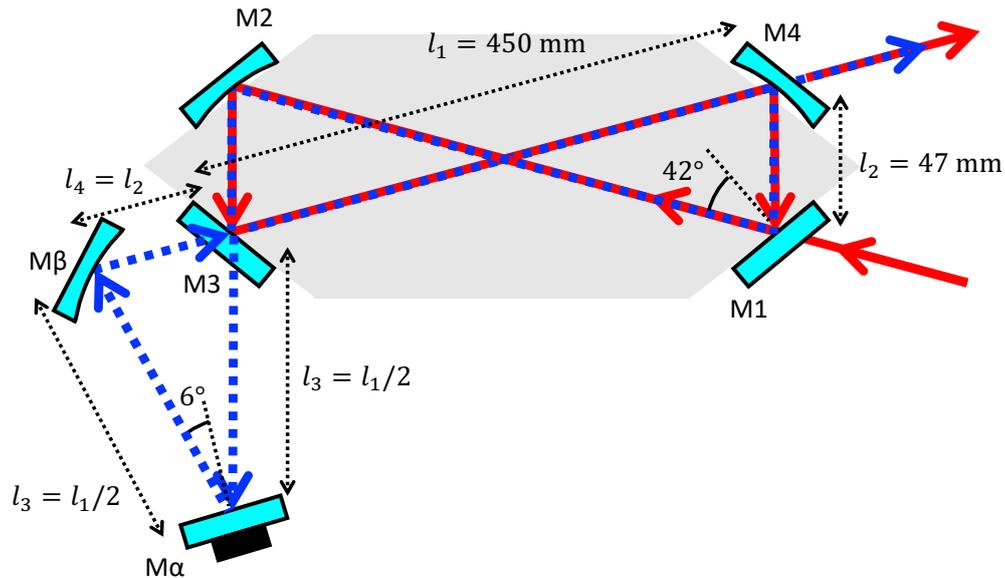


図 4.2: メイン共振器、補助共振器の形状。メイン共振器のミラーはアルミニウム製のスペーサーに固定されている。

表 4.1: 共振器を構成するミラーのパラメータの設計値。M3 以外の強度反射率は 42° 入射に対するものであり、M3 の強度反射率は 45° 入射での値である。

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%, >99.99%)
M3 強度反射率 (45° 入射)	(r_{3s}^2, r_{3p}^2)	(>99.99%, 1.6%)
M4 強度反射率	(r_{4s}^2, r_{4p}^2)	(99.9%, 99.9%)
M α 強度反射率	$(r_{\alpha s}^2, r_{\alpha p}^2)$	(>99.99%, >99.99%)
M β 強度反射率	$(r_{\beta s}^2, r_{\beta p}^2)$	(>99.99%, >99.99%)
M1 曲率半径	R_1	∞ (flat)
M2 曲率半径	R_2	1100 mm
M3 曲率半径	R_3	∞ (flat)
M4 曲率半径	R_4	1100 mm
M α 曲率半径	R_α	∞ (flat)
M β 曲率半径	R_β	1100 mm

表 4.2: 共振器の設計値。補助共振器の強度反射率は、M3 の強度反射率として入射角 45° のときの値を用い、M3 の基材の裏面の強度反射率として 0.5% を仮定して計算した。

メイン共振器の長辺	l_1	450 mm
メイン共振器の短辺	l_2	47 mm
補助共振器の長辺	l_3	250 mm
補助共振器の短辺	l_4	47 mm
共振器の FSR (s 偏光)	$\nu_{\text{FSR},s}$	3.0×10^2 MHz
共振器の FSR (p 偏光)	$\nu_{\text{FSR},p}$	2.0×10^2 MHz
補助共振器の強度反射率 (s 偏光)	$r_{\text{aux},s}^2$	>99.99%
補助共振器の強度反射率 (p 偏光)	$r_{\text{aux},p}^2$	99.0(3)%
共振器のフィネス (s 偏光)	\mathcal{F}_s	2985 ± 6
共振器のフィネス (p 偏光)	\mathcal{F}_p	551 ± 137

4.2.2 入射光学系

図 4.1 に示されるように、本実験では 1 つのレーザーを PBS で分けることによって、片方をアクション暗黒物質探査用の s 偏光とし、他方を補助共振器制御用の p 偏光として共振器に入射している。

入射光学系のパラメータをまとめたものが表 4.3 である。DANCE におけるアクション暗黒物質信号とショットノイズの信号雑音比は入射パワーを大きくすることで改善することができる。本実験で使用している COHERENT 社製のレーザー：Mephisto 2000 は最大 2 W のパワーを出力することができ、DANCE Act-1 の目標値である 1 W を達成することが可能であるが、本実験では全ての PD で光を直接受光できるようにパワーを 21 mW に制限し実験を行った。

入射ビームの空間モードを表 4.3 中に示した共振器の固有モードに合わせるため、EOM の後ろにレンズを置き、モードマッチを行った。共振器へ入射するビームのプロファイルを表したものが図 4.3 である。

表 4.3: 入射光学系のパラメータ。共振器への入射パワー、入射ビームのウェスト半径は測定値である。共振器固有モードのウェスト半径は、共振器を構成するミラーの曲率半径、共振器の設計値から計算した値である。

レーザー波長	λ_0	1064 mm
入射パワー (s 偏光)	$P_{\text{in},s}$	21.4(9) mW
入射パワー (p 偏光)	$P_{\text{in},p}$	20.0(8) mW
入射ビームのウェスト半径 (水平方向)	$W_{\text{in},x}$	402(8) μm
入射ビームのウェスト半径 (垂直方向)	$W_{\text{in},y}$	387(5) μm
共振器固有モードのウェスト半径 (水平方向)	$W_{\text{cav},x}$	357 μm
共振器固有モードのウェスト半径 (垂直方向)	$W_{\text{cav},y}$	433 μm

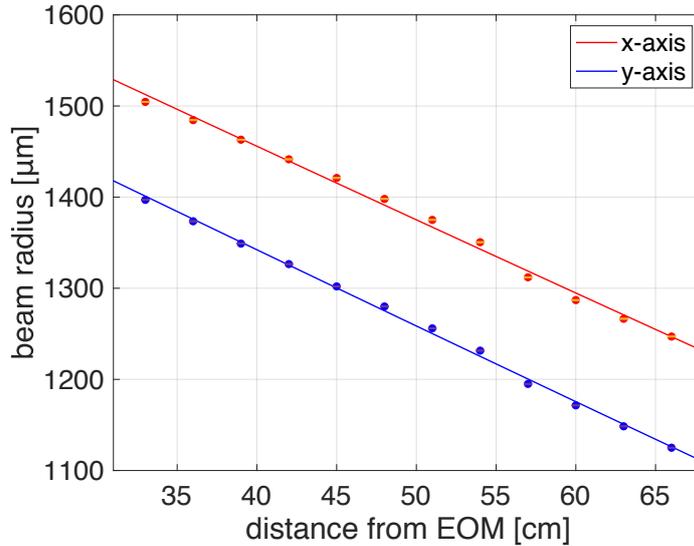


図 4.3: 入射光学系のビームプロファイル。横軸は EOM からの距離、縦軸はビーム半径を表す。点は測定値を表し、曲線はフィッティングの結果を表している。

4.2.3 フィネスの測定

共振器の性能を表す指標として、光が共振器内を周回する回数と関連付けられるフィネスがある。ここでは、測定されたメイン共振器単体のフィネスと、補助共振器を用いて同時共振を行った際のフィネスについて述べる。また、測定されたメイン共振器のフィネスから推定することができる補助共振器の反射率についても議論する。

フィネスの定義は式 (3.39) であるが、実験的にはレーザー周波数や共振器長を変化させ (キャビティスキャン)、共振器の FSR と半値全幅 (Full Width at Half Maximum: HWHM) を測定し、これらの比

$$\mathcal{F} = \frac{\nu_{\text{FSR}}}{\nu_{\text{FWHM}}} \quad (4.1)$$

から求めることができる。以下の測定では、キャビティスキャンの非線形性による系統誤差を抑えるために 1 つの FSR とその両端のピークの半値幅から 1 つのフィネスを測定し、同様の測定を 10 回行うことによってフィネスの平均値と誤差を評価した。

メイン共振器のフィネス、共振周波数差

メイン共振器単体のフィネスを測定するため、補助共振器内に光路を塞ぐビームダンパーを置き、レーザー光源内の結晶温度を変化させてキャビティスキャンを行った (図 4.4)。図 4.4 より、メイン共振器における s 偏光と p 偏光の共振周波数がずれていること、 s 偏光と p 偏光でフィネスが異なっていることがわかる。図 4.5 のように共振ピークをフィッティングすることで測定したメ

イン共振器のフィネス $\mathcal{F}_{\text{main},s}$ 、 $\mathcal{F}_{\text{main},p}$ 、共振周波数差 $\Delta\nu$ は

$$\mathcal{F}_{\text{main},s} = 1204 \pm 12 \quad (4.2)$$

$$\mathcal{F}_{\text{main},p} = 6.51 \pm 0.07 \quad (4.3)$$

$$\Delta\nu = 88.19 \pm 0.14 \text{ MHz} \quad (4.4)$$

であった。

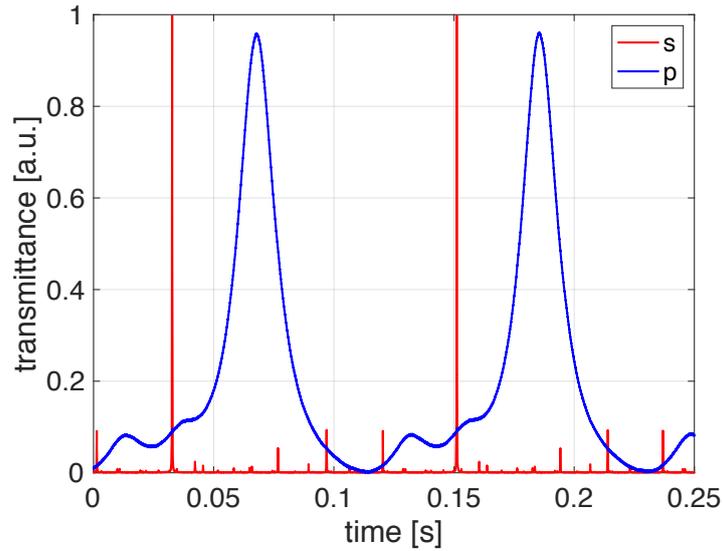


図 4.4: メイン共振器単体でのキャビティスキャンの結果。

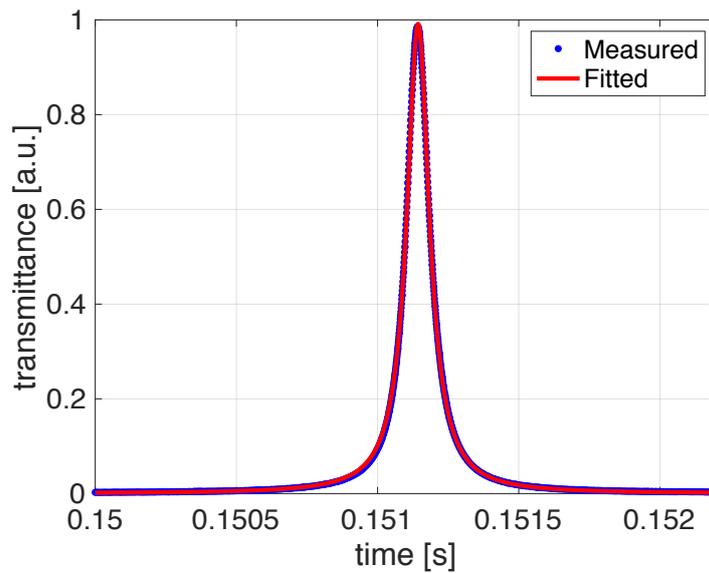


図 4.5: メイン共振器のキャビティスキャンにおける共振ピークをフィッティングした結果の例。図中の共振ピークは s 偏光のものである。

補助共振器の反射率の推定

測定されたメイン共振器のフィネスを用いることで、PBSであるM3の強度反射率および補助共振器の反射率を推定することができる。M1、M2、M4の強度反射率として表4.1の設計値を仮定すると、M3の強度反射率を式(3.39)から求めることができ

$$|r_{3s}|^2 = 0.997(1) \quad (4.5)$$

$$|r_{3p}|^2 = 0.385(4) \quad (4.6)$$

となった。表4.1に記載したPBSであるM3の強度反射率と比べ、 s 偏光に対しては小さく、 p 偏光に対しては大きい値となってしまったのは、本実験で使用している入射角(42°)が推奨されている入射角(45°)からずれているためだと考えられる。

M3の基材の裏面の反射率として0.5%を仮定し、メイン共振器の共振周波数差がM3による反射位相差に起因していると仮定した場合の補助共振器の反射率を表したものが図4.6である。M3が理想的なPBSである場合は、 p 偏光にとって補助共振器は単なる拡張された光路として振る舞うため、補助共振器の周回位相 ϕ_{aux} を変化させても強度反射率は変化せず、反射位相の変化も線形となる。しかし、本実験で使用しているM3は p 偏光に対して39%程度の反射率を持ってしまっているために、補助共振器が p 偏光に対してフィネス7程度の共振器として振る舞うことになる。そのため、図4.6で示されるように p 偏光の共振付近で補助共振器の強度反射率がゆるやかに低下し、また反射位相差を線形に変化させることができなくなっている。

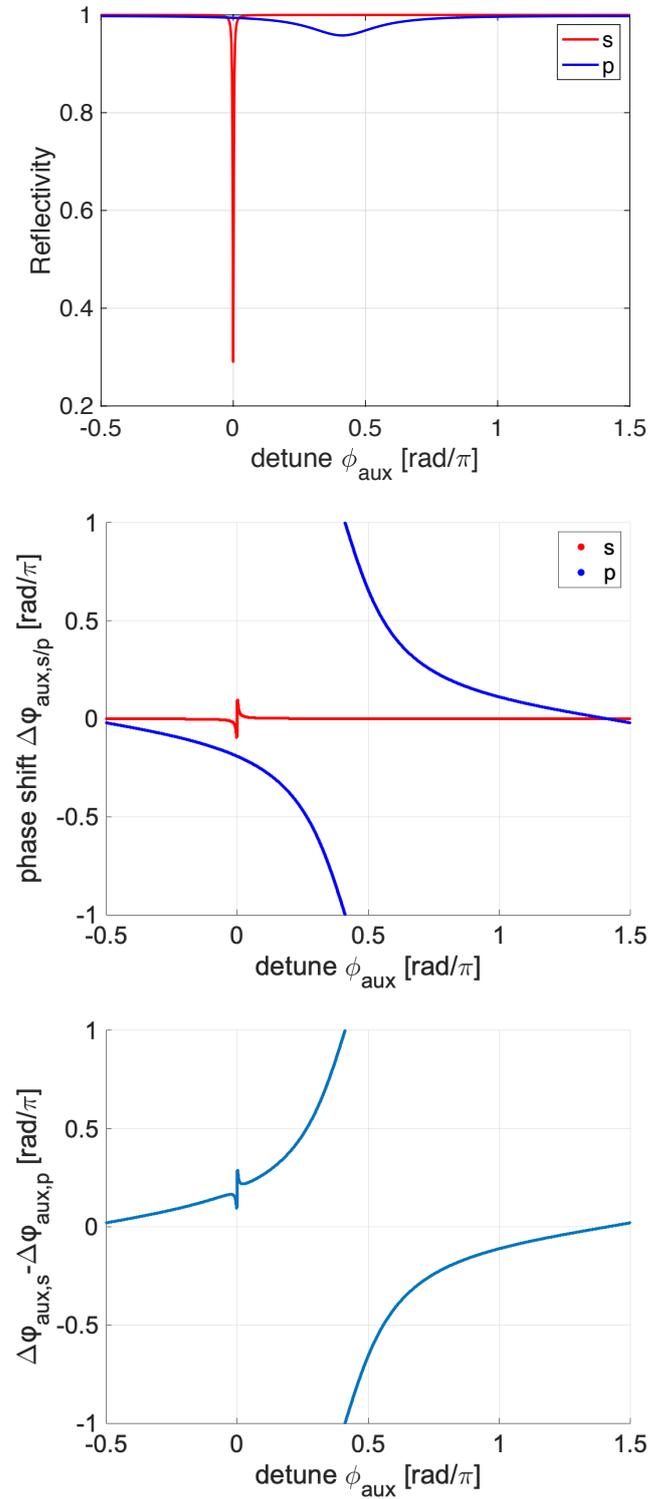


図 4.6: 測定された M3 の強度反射率と共振周波数差から推定された補助共振器の反射率。補助共振器の周回位相 ϕ_{aux} を変化させることによって強度反射率 (上段)、反射位相 (中段)、反射位相差 (下段) を変化させることができる。

同時共振時のフィネス

補助共振器を使用し、 s/p 偏光の同時共振を実現した際のそれぞれのフィネスの測定を行った。

はじめに s 偏光に対するフィネスについて述べる。図 4.6 からわかるように、 s 偏光に対する補助共振器の強度反射率は補助共振器における共振付近を除いて反射率がほとんど変化しない。そこで、補助共振器を導入した際の s 偏光のフィネスは同時共振時も非同時共振時も変わらないとし、制御されていない補助共振器を導入した状態でキャビティスキャンを行い s 偏光に対するフィネスを測定した。このときのキャビティスキャンはメイン共振器でのフィネスを測定した際と同様に、レーザー光源内の結晶温度を変化させて行った。測定されたフィネス \mathcal{F}_s は

$$\mathcal{F}_s = 1204 \pm 12 \quad (4.7)$$

となった。

次に p 偏光に対するフィネスについて述べる。 p 偏光のフィネスを測定するためのキャビティスキャンは、メイン共振器に s 偏光が共振するように制御した状態で補助共振器の周回長をピエゾ素子で変化させて行った。これにより、同時共振した状態での p 偏光のフィネスを測定することができる。

理想的な PBS を M3 に使用した補助共振器では、ピエゾ素子によって補助共振器の周回位相を $\Delta\phi_{\text{aux}}$ だけ変化させたとき、 p 偏光の反射位相は $-\Delta\phi_{\text{aux}}$ だけ変化するのでキャビティスキャンを線形に行うことができる。しかし図 4.6 に示されるように、本実験で使用している補助共振器の p 偏光に対する反射位相は線形に変化していないために線形なキャビティスキャンを行うことができず、FSR に対応する時間と FWHM に対応する時間の比からフィネスを正しく測定することができない。

そこで、 p 偏光の共振近傍における位相変化の傾きを知るために、共振器制御のためのサイドバンド光の共振を利用した。 p 偏光の共振ピークの近傍で補助共振器の周回位相を $\Delta\phi_{\text{aux}}$ 変化させたときの反射位相の変化を $-k\Delta\phi_{\text{aux}}$ とすると、キャビティスキャンにおける FSR に対応する時間 Δt_{FSR} と 2 つのサイドバンドの共振の間隔に対応する時間 Δt_{sb} (図 4.7) の比は

$$\frac{\Delta t_{\text{sb}}}{\Delta t_{\text{FSR}}} = 2 \left(\frac{\nu_m}{\nu_{\text{FSR,aux}}} + \frac{1}{k} \frac{\nu_m}{\nu_{\text{FSR,main}}} \right) \quad (4.8)$$

と表すことができる。ここで、 $\nu_m = 15$ MHz はサイドバンドを生成するために EOM で加えている位相変調の周波数、 $\nu_{\text{FSR,aux}} = 6.0 \times 10^2$ MHz は補助共振器単体の FSR、 $\nu_{\text{FSR,main}} = 3.0 \times 10^2$ MHz はメイン共振器単体の FSR である。上式を用いて p 偏光の共振近傍における位相変化の傾き k が求めれば、同時共振した状態での p 偏光のフィネスは

$$\mathcal{F}_p = \frac{\Delta t_{\text{FSR}}}{k \Delta t_{\text{FWHM}}} \quad (4.9)$$

により求めることができる。

以上の手法によって測定された同時共振時における p 偏光のフィネスは

$$\mathcal{F}_p = 91 \pm 2 \quad (4.10)$$

となった。ここで、2 つのサイドバンドの共振間の時間 Δt_{sb} の測定は図 4.8 のようにエラー信号をフィッティングし、エラー信号が 0 となる点の間隔を求めることにより行い、 p 偏光の共振近傍における位相変化の傾き k は

$$k = 2.62(8) \quad (4.11)$$

であった。

測定されたフィネス $\mathcal{F}_{s/p}$ と M1、M2、M4 の強度反射率の設計値 (表 4.1) から、式 (3.39) を用いることで同時共振時における補助共振器の強度反射率を求めることができ

$$|r_{\text{aux},s}|^2 = 0.997(1) \quad (4.12)$$

$$|r_{\text{aux},p}|^2 = 0.935(2) \quad (4.13)$$

となった。

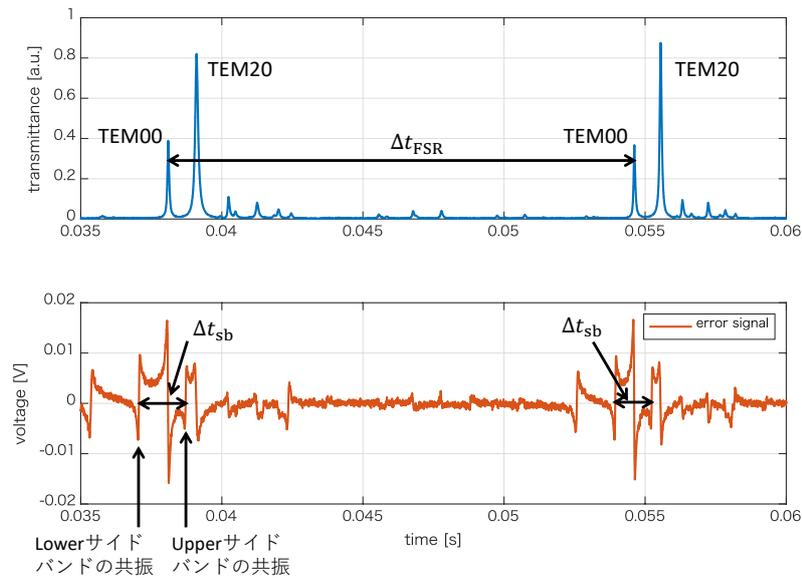


図 4.7: 同時共振時の p 偏光のフィネスを測定するためのキャビティスキャン。下の図はキャビティスキャン時に同時に測定されたエラー信号を表している。

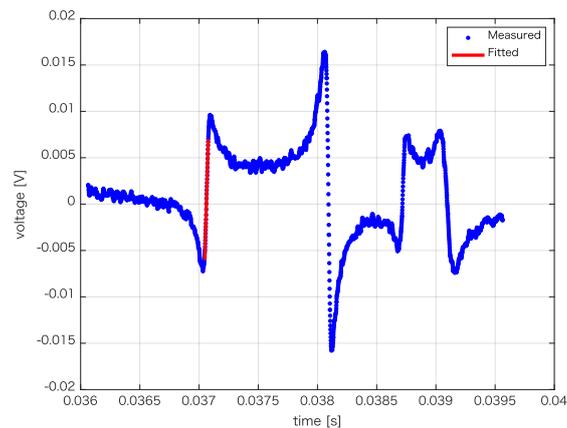


図 4.8: サイドバンドの共振間の時間を測定するためのエラー信号のフィッティングの例。この例では Lower サイドバンドの共振におけるエラー信号をフィッティングしており、点は測定点を表し、直線はフィッティングの結果を表している。

4.3 共振制御

4.3.1 エラー信号の取得

共振器内でアクション暗黒物質による直線偏光の回転を増幅するためには、 s 偏光、 p 偏光が共振器に共振した状態を保つ必要がある。そこで、本実験では Pound-Drever-Hall 法 (PDH 法) [49] によって、共振からのずれを表す線形なエラー信号を取得した。具体的には、入射光学系に配置した EOM によって 15 MHz の位相変調を加えることによってサイドバンドを生成し、PD で取得した共振器の反射光信号を 15MHz で復調することでエラー信号を取得した。ここで EOM に入射する偏光の軸と EOM の結晶軸がずれている場合、EOM の透過光電場の射影方向によっては位相変調だけでなく強度変調も加わってしまう。これは残留強度変調 (Residual Amplitude Moduration: RAM) と呼ばれ、PDH 法で取得したエラー信号のオフセットの原因となる [50]。本実験では RAM を除去するため、図 4.1 で示されるように EOM の直後に偏光子 (Linear Polarizer: LP) を配置し、偏光子の透過光電場が EOM の結晶軸の方向に射影されるようにしている。

s/p 偏光のそれぞれに対する共振器長の変動からエラー信号への伝達関数 $S_{s/p}$ [V/m] は、キャビティスキャンを行いエラー信号の傾きを測定することで求めることができる。共振器における s 偏光と p 偏光のフィネスを測定した際と同様にしてキャビティスキャンを行い、エラー信号をフィッティングすることで共振器長変動からエラー信号への伝達関数は

$$S_s = 1.37(2) \times 10^9 \text{ V/m} \quad (4.14)$$

$$S_p = 5.7(2) \times 10^6 \text{ V/m} \quad (4.15)$$

と求めた。

4.3.2 s/p 偏光の同時共振

図 4.1 に示されるように、取得された s 偏光、 p 偏光のエラー信号は制御フィルターを通った後、それぞれレーザー光源内の結晶に取り付けられたピエゾ素子と補助共振器のミラーに取り付けられたピエゾ素子にフィードバックされている。この構成により、レーザー光源内のピエゾ素子を制御することによって s 偏光が共振器に共振し、続いてメイン共振器における s/p 偏光間の共振周波数差を補償するように補助共振器のピエゾ素子が制御されることで p 偏光も共振できるため、 s/p 偏光の同時共振が実現できる。

s 偏光と p 偏光が同時に共振する様子を表したものが図 4.9、4.10 である。図 4.9 から、初めに s 偏光の共振によって PDs へ入る透過光量が増え、その約 10 秒後に p 偏光の共振によって補助共振器制御用レーザーの透過光量が増えていることが分かる。

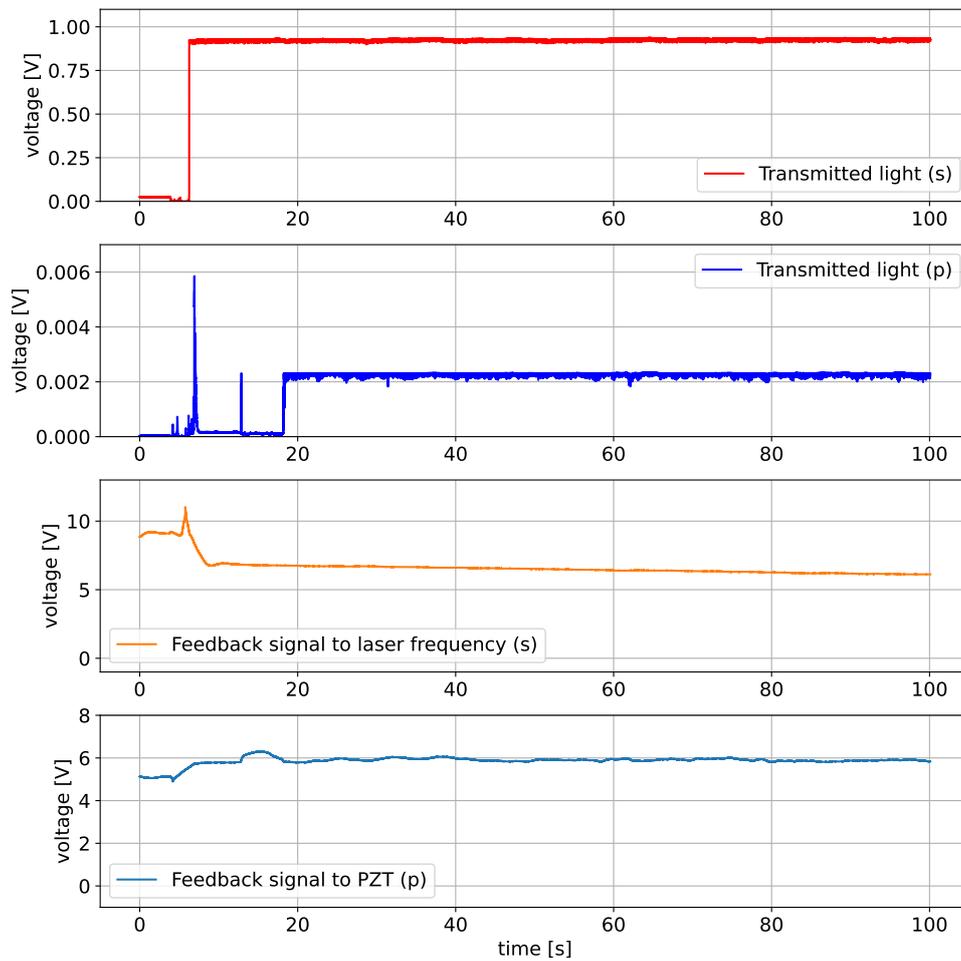
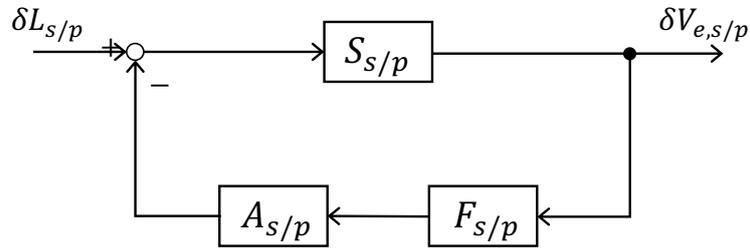


図 4.9: 同時共振した際の各時系列信号。



図 4.10: 同時共振時の透過光のプロファイル。左上が s 偏光の透過光のプロファイルを表し、右上が p 偏光のプロファイルを表す。

4.3.3 共振制御の結果

図 4.11: s/p 偏光の共振制御のブロック線図。

s 偏光、 p 偏光のそれぞれの共振制御におけるブロック線図を表すと図 4.11 のようになる。ここで、 $\delta L_{s/p}$ は s/p 偏光のそれぞれにおける共振器長変動のパワースペクトル、 $\delta V_{e,s/p}$ はエラー信号のパワースペクトル、 $F_{s/p}$ [V/V] は制御フィルターの伝達関数、 $A_{s/p}$ [m/V] はアクチュエータの伝達関数を表している。このとき、 s/p 偏光のそれぞれにおけるオープンループ伝達関数 $G_{s/p}$ は

$$G_{s/p} = A_{s/p} F_{s/p} S_{s/p} \quad (4.16)$$

と表され、制御によって共振器長変動は $\delta L_{s/p}/|1 + G_{s/p}|$ まで抑えることができる [51]。

本実験における共振制御を評価するために、 s/p 偏光のそれぞれに対しオープンループ伝達関数とエラー信号のパワースペクトルを測定し、これらを用いて共振器長変動のパワースペクトルを求めた。

測定されたオープンループ伝達関数を表したものが図 4.12 である。本実験では F_s としてカットオフ周波数が 0.1 Hz 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が 0.03 Hz の 1 次のローパスフィルターを用いており、図 4.12 の低周波領域はこれらのカットオフ周波数を仮定した関数でフィッティングし外挿した。 p 偏光のオープンループ伝達関数は 500 Hz 以上の周波数帯にピークとディップが連続しており、その間で伝達関数の位相が遅れている。これは p 偏光の制御を行うピエゾ素子とそれが取り付けられているミラーホルダーによって生じる寄生共振 [52, 53] が原因であると考えられる。オープンループ伝達関数のゲインを大きくしすぎると、寄生共振による位相遅れにより制御が不安定となるため、 p 偏光のオープンループ伝達関数のゲインを s 偏光と同等にすることはできなかった。

また、測定されたオープンループ伝達関数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

$$\frac{\delta L_{s/p}}{|1 + G_{s/p}|} = \frac{1}{|S_{s/p}|} \delta V_{e,s/p} \quad (\text{in-loop}) \quad (4.17)$$

$$\delta L_{s/p} = \frac{|1 + G_{s/p}|}{|S_{s/p}|} \delta V_{e,s/p} \quad (\text{free-run}) \quad (4.18)$$

と見積もることができる。ここで、in-loop は制御によって抑制されたパワースペクトル、free-run は制御によって抑制される前のパワースペクトルである。上式を用いて得られた共振器長変動のパワースペクトルを表したものが図 4.13 である。free-run における p 偏光の共振器長変動パワースペクトルが s 偏光のものよりも大きくなっているのは、 p 偏光が通過する補助共振器を構成するミラーが、スパーサーよりも振動の影響を受けやすいミラーホルダーに固定されているからであると考えられる。

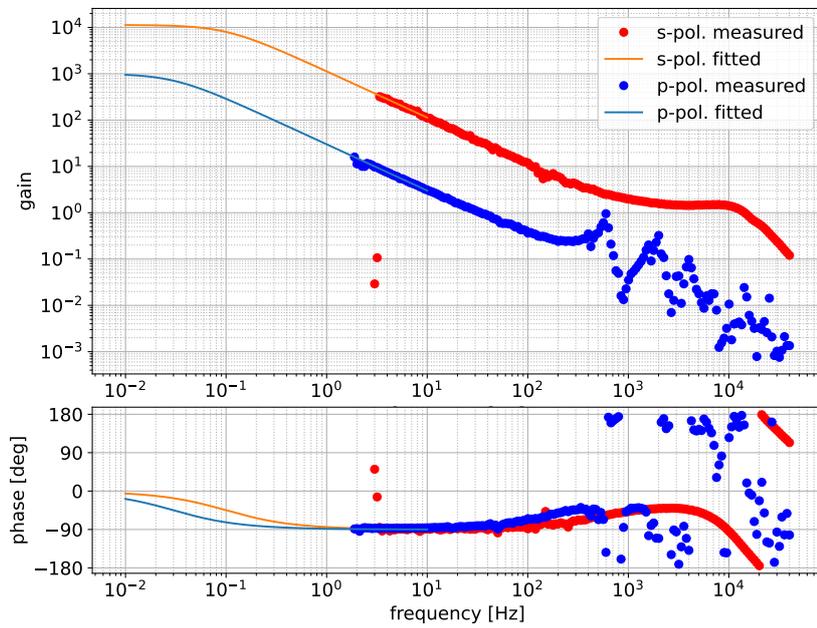


図 4.12: s/p 偏光の共振制御のオープンループ伝達関数。

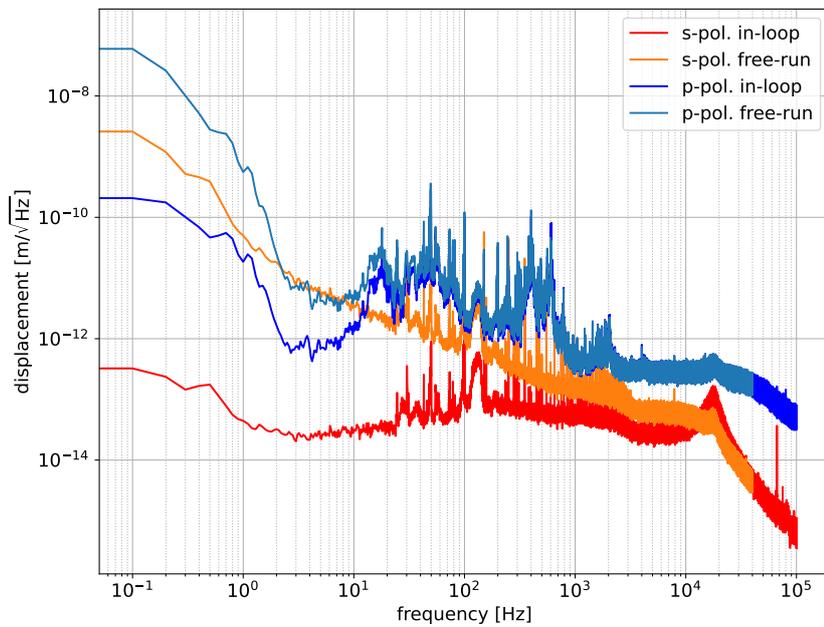


図 4.13: 共振器長変動のパワースペクトル。

4.4 偏光回転測定のための PD の較正

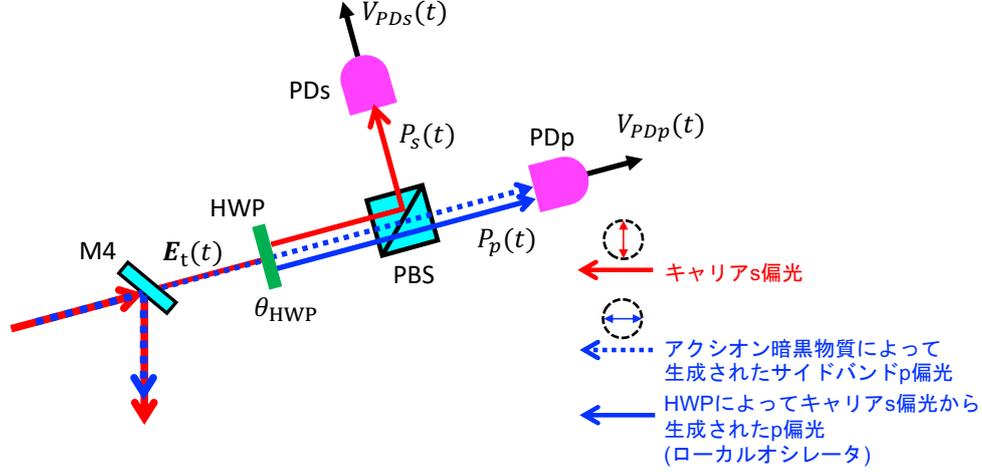


図 4.14: 共振器の透過光の偏光回転を測定する暗黒物質信号検出ポートの図。

第 3 章で導いたように、偏光回転の測定を行う検出ポートに配置された PDs、PDp(図 4.14) に入射するレーザー強度は

$$P_s(t) = P_{t,s}(t) \quad (4.19)$$

$$P_p(t) = P_{t,s}(t)(4\theta_{\text{HWP}}^2 + 4\theta_{\text{HWP}}\text{Re}[\delta\phi(t)]) \quad (4.20)$$

と表される。これらのレーザーを PDs、PDp で受光した際に出力される電圧 $V_{\text{PD}s}(t)$ 、 $V_{\text{PD}p}(t)$ は PD の効率を $k_{s/p}$ [V/mW] とすることで

$$V_{\text{PD}s}(t) = k_s P_s(t) = k_s P_{t,s}(t) \quad (4.21)$$

$$V_{\text{PD}p}(t) = k_p P_p(t) = k_p P_{t,s}(t)(4\theta_{\text{HWP}}^2 + 4\theta_{\text{HWP}}\text{Re}[\delta\phi(t)]) \quad (4.22)$$

と表すことができる。

詳細は第 5 章で述べるが、測定された $V_{\text{PD}s/p}(t)$ をアキシオン暗黒物質信号 $\text{Re}[\delta\phi(t)]$ にキャリブレーションする際に検出ポートにおける PDs、PDp 間の伝達関数

$$H_{ps} \equiv \frac{\tilde{V}_{\text{PD}p}}{\tilde{V}_{\text{PD}s}} = \frac{k_p}{k_s} 4\theta_{\text{HWP}}^2 \quad (4.23)$$

と HWP の回転角 θ_{HWP} の値が必要となる。そこで、ここでは PDs、PDp のキャリブレーションおよび測定された PDs、PDp 間の伝達関数 H_{ps} 、HWP の回転角 θ_{HWP} について述べる。

4.4.1 PD のキャリブレーション

はじめに、PD の効率 k_s 、 k_p およびこれらの比 k_s/k_p を測定するキャリブレーションを行った。各 PD にレーザーを入射しパワーを変えながら出力電圧を測定することで、入射パワーと出力電圧の関係を求めた。このとき、PD への入射パワーの測定にはパワーメータを使用した。測定され

たデータをプロットしたものが図 4.15 である。測定点をフィッティングすることによって PDs、PDp の効率は

$$k_s = 9.88(3) \times 10^{-2} \text{ V/mW} \quad (4.24)$$

$$k_p = 1.14(4) \times 10 \text{ V/mW} \quad (4.25)$$

となった。PDs、PDp のトランスインピーダンスにはそれぞれ $R_{PDs} = 330 \Omega$ 、 $R_{PDp} = 3.3 \text{ k}\Omega$ を使用しているため、PDp の効率が PDs の約 100 倍程度となっている。PDp の効率を大きくしているのは、PDs に比べ入射パワーの小さい PDp の出力電圧が測定器の雑音に埋もれないようにするためである。

また、PDs、PDp の効率の比 k_p/k_s に関しては、同一のレーザーを入射したときの PDs、PDp の出力の関係からも求めることができ、この場合はパワーメータを用いないため上で求めた k_s 、 k_p の値を用いて比を計算するよりも精度が良い。この手法で測定された PDs、PDp の出力の関係を表したものが図 4.16 であり、フィッティングによって

$$\frac{k_p}{k_s} = 115.1(1) \quad (4.26)$$

と求まった。

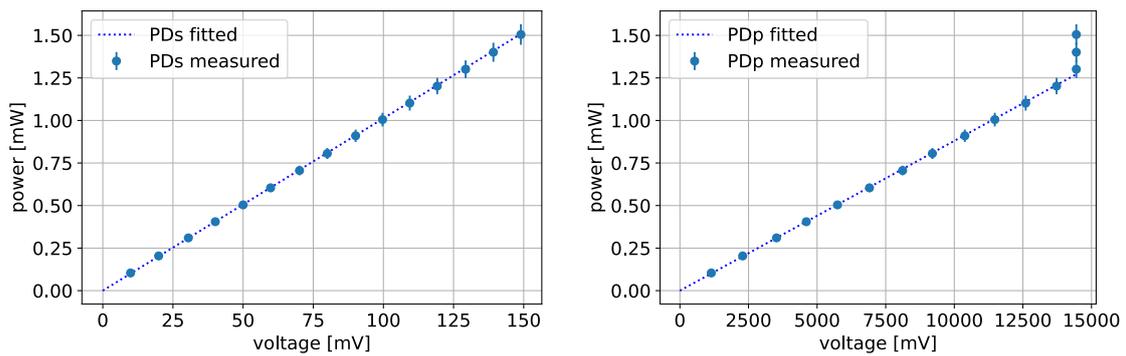


図 4.15: PDs、PDp の入射パワーに対するキャリブレーション。

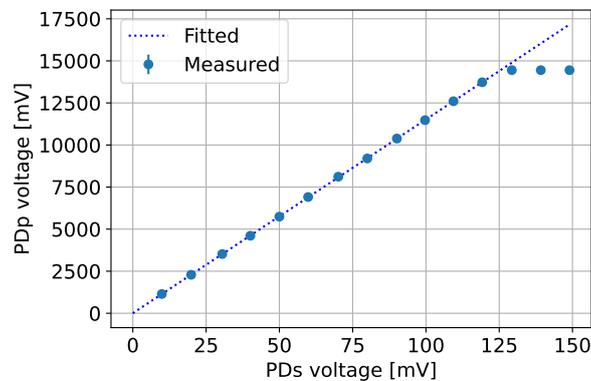


図 4.16: 同一入射パワーに対する PDs、PDp の出力の関係。

4.4.2 検出ポートにおける PDs, PDp の伝達関数、HWP の回転角

共振器に s 偏光のみを共振させた状態で、検出ポートに配置された PDs、PDp の出力電圧 $V_{PDs}(t)$ 、 $V_{PDp}(t)$ の時系列データを測定することで、 V_{PDs} から V_{PDp} への伝達関数 H_{ps} を求めた。得られた伝達関数を表したものが図 4.17 であり、ゲインをフィッティングすることによって

$$H_{ps} = 0.9834(1) \quad (4.27)$$

と求まった。

また、測定された H_{ps} と式 (4.23)、(4.26) より、HWP の回転角を求めることができ

$$\theta_{\text{HWP}} = 4.622(2) \times 10^{-2} \text{ rad} \quad (4.28)$$

となった。

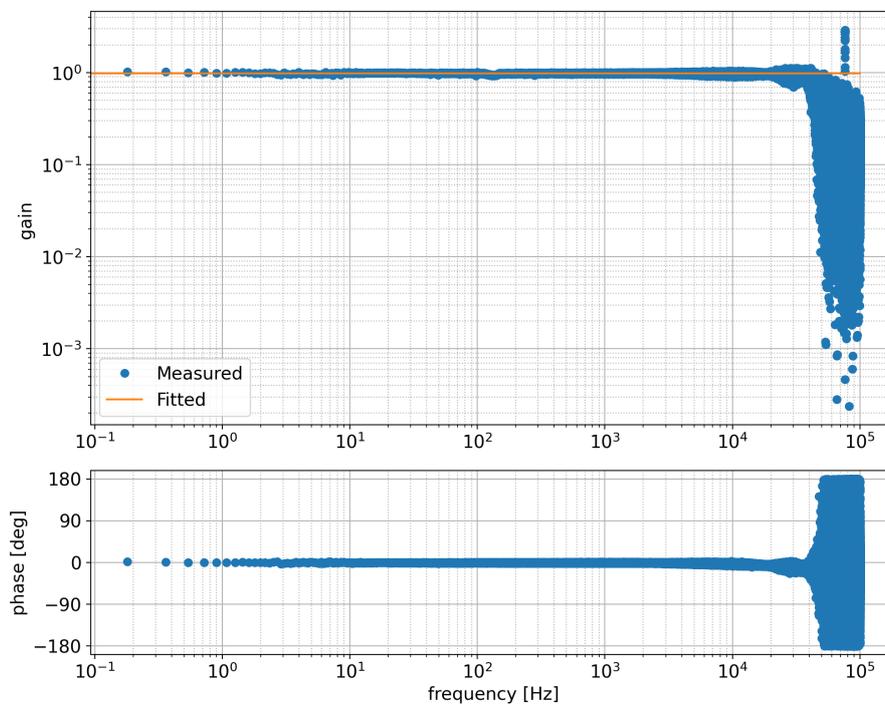


図 4.17: PDp から PDs への伝達関数。

Chapter 5

感度評価

本実験では、 s/p 偏光を共振器に同時共振させた状態で 100 秒間の偏光回転角のデータを取得した。ここではまず、検出ポートの PD の出力信号から強度雑音を除去し偏光回転角の信号にキャリブレーションする方法、および得られた偏光回転角のスペクトルから現在の DANCE Act-1 の感度を推定する方法について述べる。そして、上記の方法によって実際にデータを解析した結果を示す。

5.1 解析方法

5.1.1 偏光回転角へのキャリブレーション

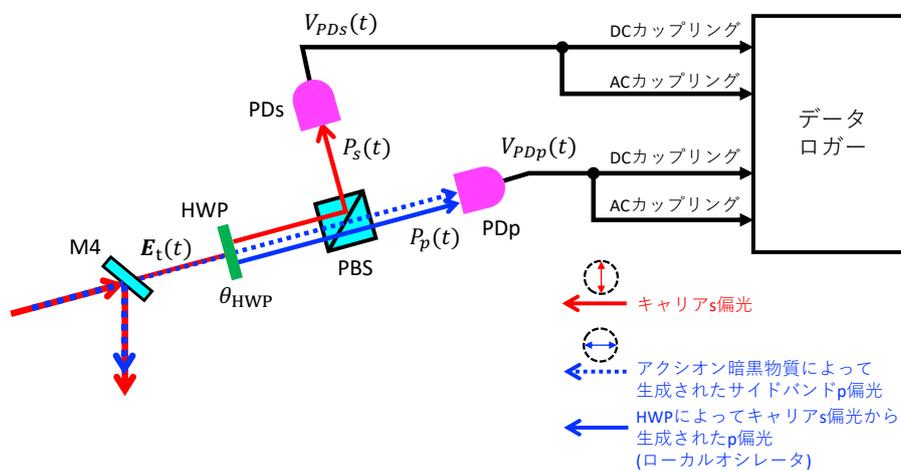


図 5.1: 検出ポートと測定系の概念図。

本実験における検出ポートと PD の出力信号の測定系を表したものが図 5.1 である。ここで、PDs、PDp の出力信号 $V_{PDs}(t)$ 、 $V_{PDp}(t)$ は、出力電圧換算のショットノイズ $V_{shot,s/p}(t)$ 、データロガーの量子化雑音 $V_{n,s/p}(t)$ を用いて

$$V_{PDs}(t) = k_s P_s(t) + V_{shot,s}(t) + V_{n,s}(t) \quad (5.1)$$

$$= k_s P_{t,s}(t) + V_{shot,s}(t) + V_{n,s}(t) \quad (5.2)$$

$$V_{\text{PDp}}(t) = k_s P_p(t) + V_{\text{shot},p}(t) + V_{n,p}(t) \quad (5.3)$$

$$= k_p P_{t,s}(t)(4\theta_{\text{HWP}}^2 + 4\theta_{\text{HWP}} \text{Re}[\delta\phi(t)]) + V_{\text{shot},p}(t) + V_{n,p}(t) \quad (5.4)$$

と表される。出力電圧換算のショットノイズのパワースペクトルは

$$\delta V_{\text{shot},s} = \sqrt{2eR_{\text{PDs}}V_{\text{PDs,DC}}} \quad (5.5)$$

$$\delta V_{\text{shot},p} = \sqrt{2eR_{\text{PDp}}V_{\text{PDp,DC}}} \quad (5.6)$$

で表され、 $R_{\text{PDs/p}}$ は PDs/p のトランスインピーダンス、 $V_{\text{PDs/p,DC}}$ は PDs/p の出力電圧の DC 成分である。

アクション暗黒物質信号を含んでいる $V_{\text{PDp}}(t)$ には、キャリア s 偏光から混ぜたローカルオシレータのパワー $P_{t,s}4\theta_{\text{HWP}}^2$ が含まれているため、キャリア s 偏光の強度雑音 $V_{\text{PDp}}(t)$ における雑音になってしまう。これを回避するために、キャリア s 偏光の強度を測定している $V_{\text{PDs}}(t)$ を用いて、 $V_{\text{PDp}}(t)$ からキャリア s 偏光の強度雑音を除去する。PDs から PDp への伝達関数 $H_{ps} = 4\theta_{\text{HWP}}^2 k_p/k_s$ を用いれば

$$V_r(t) \equiv V_{\text{PDp}}(t) - H_{ps}V_{\text{PDs}}(t) \quad (5.7)$$

$$\begin{aligned} &= k_p P_{t,s} 4\theta_{\text{HWP}} \text{Re}[\delta\phi(t)] + V_{\text{shot},p}(t) + V_{n,p}(t) \\ &\quad - \frac{k_p}{k_s} 4\theta_{\text{HWP}}^2 V_{\text{shot},s}(t) - \frac{k_p}{k_s} 4\theta_{\text{HWP}}^2 V_{n,s}(t) \end{aligned} \quad (5.8)$$

となり、キャリア s 偏光の強度雑音を除去した残差 $V_r(t)$ を得ることができる。

残差 $V_r(t)$ を偏光回転角の信号にキャリブレーションするには、 $V_r(t)$ を $k_p P_{t,s} 4\theta_{\text{HWP}} = V_{\text{PDp,DC}}/\theta_{\text{HWP}}$ で割ればよく

$$r(t) \equiv \theta_{\text{HWP}} \frac{V_r(t)}{V_{\text{PDp,DC}}} \quad (5.9)$$

$$\begin{aligned} &= \text{Re}[\delta\phi(t)] + \theta_{\text{HWP}} \frac{V_{\text{shot},p}(t)}{V_{\text{PDp,DC}}} + \theta_{\text{HWP}} \frac{V_{n,p}(t)}{V_{\text{PDp,DC}}} \\ &\quad - \theta_{\text{HWP}} \frac{V_{\text{shot},s}(t)}{V_{\text{PDs,DC}}} - \theta_{\text{HWP}} \frac{V_{n,s}(t)}{V_{\text{PDs,DC}}} \end{aligned} \quad (5.10)$$

となり、偏光回転角信号 $r(t)$ を得ることができる。アクション暗黒物質の探査を行う際には、この偏光回転角信号 $r(t)$ およびそのスペクトル δr を統計的に解析することによってアクション暗黒物質信号の有無を判断することができる。

5.1.2 感度の推定

測定された偏光回転角のスペクトル δr から、DANCE Act-1 のアクション暗黒物質に対する感度を推定することができる。偏光回転角換算のショットノイズ

$$\delta\phi_{\text{shot}} \equiv \frac{\delta P_{\text{shot},p}}{P_{t,s} 4\theta_{\text{HWP}}} = \theta_{\text{HWP}} \frac{\delta P_{\text{shot},p}}{V_{\text{PDp,DC}}} \quad (5.11)$$

$$= 3.15 \times 10^{-10} \text{ rad}/\sqrt{\text{Hz}} \frac{|1 - r_{1s}r_{4s}r_{3s}r_{2s}|}{|t_{1s}t_{4s}|} \left(\frac{\text{kW nm}}{P_{\text{in}} \lambda_0} \right)^{1/2} \quad (5.12)$$

を用いて、式 (3.58) で表される DANCE の SNR を表すと

$$\text{SNR} = \begin{cases} \frac{\delta c_0 |H'_a(m_a)|}{\sqrt{2}\delta\phi_{\text{shot}}} \sqrt{T_{\text{obs}}} & (T_{\text{obs}} < \tau) \\ \frac{\delta c_0 |H'_a(m_a)|}{\sqrt{2}\delta\phi_{\text{shot}}} (T_{\text{obs}}\tau)^{1/4} & (\tau < T_{\text{obs}}) \end{cases} \quad (5.13)$$

となる。SNR ≥ 1 でアクシオン暗黒物質に対する検出感度があるとすると、ショットノイズで制限された DANCE で検出可能なアクシオン-光子結合定数は

$$g_{a\gamma} \geq \begin{cases} 7.21 \times 10^{11} \text{ GeV}^{-1} \left(\frac{\text{GeV cm}^{-3} \text{ s}}{\rho_a T_{\text{obs}}} \right)^{1/2} \left(\frac{\text{eV}^{-1}}{|H'_a(m_a)|/k_0} \frac{\delta\phi_{\text{shot}}}{\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}} \right) & (T_{\text{obs}} < \tau) \\ 7.21 \times 10^{11} \text{ GeV}^{-1} \left(\frac{\text{GeV cm}^{-3} \text{ s}}{\rho_a \sqrt{T_{\text{obs}}\tau}} \right)^{1/2} \left(\frac{\text{eV}^{-1}}{|H'_a(m_a)|/k_0} \frac{\delta\phi_{\text{shot}}}{\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}} \right) & (\tau < T_{\text{obs}}) \end{cases} \quad (5.14)$$

となる。

ここで、SNR の導出 (補遺 B) では雑音に対してガウス雑音であることしか仮定していないため、上の偏光回転角換算のショットノイズ $\delta\phi_{\text{shot}}$ を現在の DANCE Act-1 で測定された偏光回転角のスペクトル δr に置き換えることができる。また、共振器の伝達関数 $|H'_a(m_a)|$ に関しても、実際に測定されたフィネス等の共振器のパラメータから推定することができる。なお、補助共振器によって同時共振を行っていたとしても、共振器のミラーに s/p 偏光間の反射位相差が存在する限り $(H_a(-\omega))^* \neq H_a(\omega)$ となるため、 $|H_a(m_a)|$ ではなく式 (3.66) で表される $|H'_a(m_a)|$ を用いなければならないことに注意する必要がある。

以上により、現在の DANCE Act-1 で観測期間 T_{obs} の間観測を行った際の感度は

$$g_{a\gamma} \geq \begin{cases} 7.21 \times 10^{11} \text{ GeV}^{-1} \left(\frac{\text{GeV cm}^{-3} \text{ s}}{\rho_a T_{\text{obs}}} \right)^{1/2} \left(\frac{\text{eV}^{-1}}{|H'_a(m_a)|/k_0} \frac{\delta r}{\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}} \right) & (T_{\text{obs}} < \tau) \\ 7.21 \times 10^{11} \text{ GeV}^{-1} \left(\frac{\text{GeV cm}^{-3} \text{ s}}{\rho_a \sqrt{T_{\text{obs}}\tau}} \right)^{1/2} \left(\frac{\text{eV}^{-1}}{|H'_a(m_a)|/k_0} \frac{\delta r}{\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}} \right) & (\tau < T_{\text{obs}}) \end{cases} \quad (5.15)$$

により推定することができる。

5.2 解析結果

本実験では、 s/p 偏光の同時共振を行った状態で図 5.1 のように PDs、PDp の信号 $V_{\text{PDs}}(t)$ 、 $V_{\text{PDp}}(t)$ をデータロガーで 100 秒間測定した。このとき、データロガーの量子化雑音を低減するため、PD の出力電圧の DC 成分は DC カップリングで、AC 成分はハイパスフィルターを通した AC カップリングで測定した。

5.2.1 偏光回転角

測定されたPDpの信号 $V_{PDp}(t)$ のパワースペクトル、および $V_{PDs}(t)$ を用いてローカルオシレータの強度雑音を除去した残差 $V_r(t)$ のパワースペクトルを表したものが図5.2である。残差 $V_r(t)$ のパワースペクトルは元の $V_{PDp}(t)$ に比べ最大で1/3程度雑音が低減されていることがわかる。

残差 $V_r(t)$ のパワースペクトルを $V_{PDp,DC}/\theta_{HWP}$ で割ることによって偏光回転角信号 $r(t)$ のパワースペクトルにキャリブレーションした結果が図5.3である。測定されたパワースペクトルは、ショットノイズとデータロガーの量子化雑音による限界に比べ約1~3桁大きい結果となった。

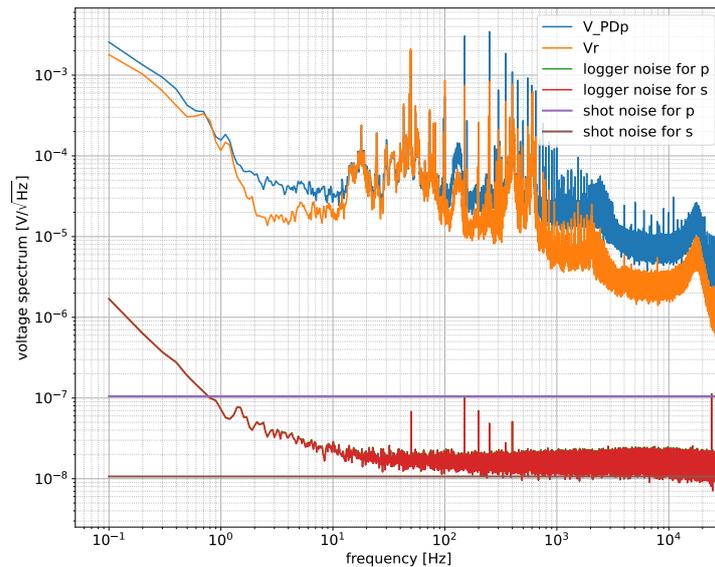


図 5.2: V_{PDp} とローカルオシレータの強度雑音をキャンセルした残差 V_r のパワースペクトル。

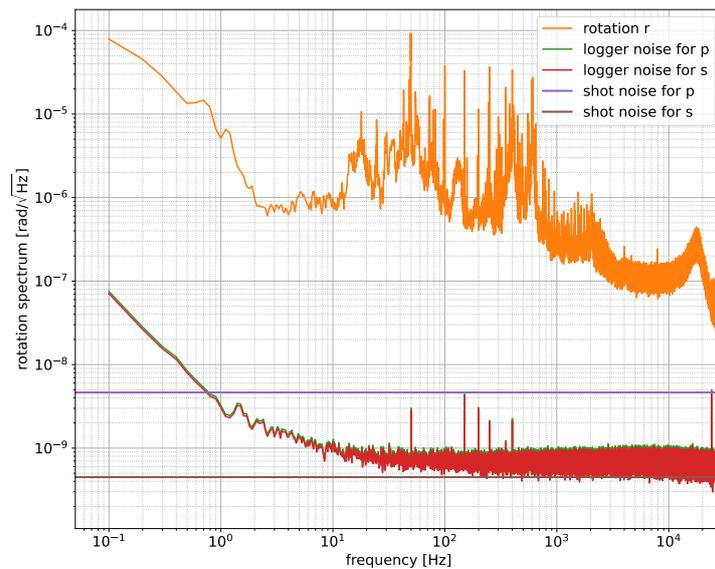


図 5.3: 回転角信号 $r(t)$ のパワースペクトル。

5.2.2 推定感度

測定された共振器のパラメータと偏光回転角のスペクトルから、現在の DANCE Act-1 のアクション-光子結合定数 $g_{a\gamma}$ に対する感度を推定した。感度を推定する上で、測定された共振器のパラメータから $|H'_a(m_a)|$ を計算する必要がある、ここでは共振器のミラー M1、M2、M4 の強度反射率として設計値

$$|r_{1s/p}|^2 = |r_{4s/p}|^2 = 0.999 \pm 0.0005 \quad (5.16)$$

$$|r_{2s/p}|^2 \geq 0.9999 \quad (5.17)$$

を使用し、補助共振器の強度反射率としては測定されたフィネスから求めた

$$|r_{\text{aux},s}|^2 = 0.997(1) \quad (5.18)$$

$$|r_{\text{aux},p}|^2 = 0.935(2) \quad (5.19)$$

を使用した。

ここで $|H'_a(m_a)|$ を正確に計算するためには、補助共振器で補償しているメイン共振器の共振周波数差の位相

$$\Delta\varphi = \sum_{k=1}^4 \Delta\varphi_k \quad (5.20)$$

$$= 2\pi \frac{88.2(1) \text{ MHz}}{300 \text{ MHz}} \quad (5.21)$$

の原因となっている、各ミラー M1、M2、M3、M4 の s/p 偏光間反射位相差 $\Delta\varphi_1$ 、 $\Delta\varphi_2$ 、 $\Delta\varphi_3$ 、 $\Delta\varphi_4$ を知る必要がある。しかし、本実験では個別の反射位相差の測定を行っていないので、ここでは $\Delta\varphi_1$ 、 $\Delta\varphi_2$ 、 $\Delta\varphi_3$ 、 $\Delta\varphi_4$ の値として感度が最も良くなる組み合わせと最も悪くなる組み合わせを考えることで感度を推定する。

補助共振器を 1 枚の複合鏡とみなすと、同時共振時における補助共振器の反射位相差は共振周波数差に対応する位相 $\Delta\varphi$ を用いて

$$\Delta\varphi_{\text{aux}} \equiv \Delta\varphi_{\text{aux},p} - \Delta\varphi_{\text{aux},s} + \Delta\varphi_3 \quad (5.22)$$

$$= -\Delta\varphi + \Delta\varphi_3 \quad (5.23)$$

と表される。 $\Delta\varphi_3$ の代わりにこれを用いると、感度が最も良くなる時 (best case) と最も悪くなる時 (worst case) の反射位相差の組み合わせは

$$\begin{cases} \Delta\varphi_2 = \Delta\varphi, \Delta\varphi_{\text{aux}} = -\Delta\varphi, \Delta\varphi_1 = \Delta\varphi_4 = 0 & (\text{best case}) \\ \Delta\varphi_4 = \Delta\varphi, \Delta\varphi_{\text{aux}} = -\Delta\varphi, \Delta\varphi_1 = \Delta\varphi_2 = 0 & (\text{worst case}) \end{cases} \quad (5.24)$$

となる。

best case の組み合わせでは、光路 M1→M2 でアクション暗黒物質との相互作用で生成された信号サイドバンドと M3→M4 で生成された信号サイドバンドの位相が揃っており、さらに M2→M3、M4→M1 で生成される偏光回転のキャンセルに寄与する逆位相のサイドバンド間の位相はずれていないため、最も効率よくアクション暗黒物質信号を増幅することができる。ここで考えた各光路で生成されるサイドバンドは $H_a(m_a)$ の表式 (3.28) の分子に現れている。

worst case の組み合わせでは best case とは逆に $M1 \rightarrow M2$ 、 $M3 \rightarrow M4$ で生成されるサイドバンド間の位相がずれており、偏光回転のキャンセルに寄与する $M2 \rightarrow M3$ 、 $M4 \rightarrow M1$ で生成されるサイドバンド間の位相が揃っているため、アクシオン暗黒物質信号の増幅効率が最も悪い。

以上により得られた、現在の DANCE Act-1 で 1 年間の観測を行った際に見込める感度をショットノイズ限界とともにプロットしたものが図 5.4 である。現在の DANCE Act-1 では $g_{a\gamma} \gtrsim 10^{-5} \text{ GeV}^{-1}$ 程度のアクシオン-光子結合定数をもつアクシオン暗黒物質に感度があることがわかる。また、best case と worst case では感度が約 2.4 倍異なる結果となり、これは現在の感度推定の誤差が約 40% であることを意味している。

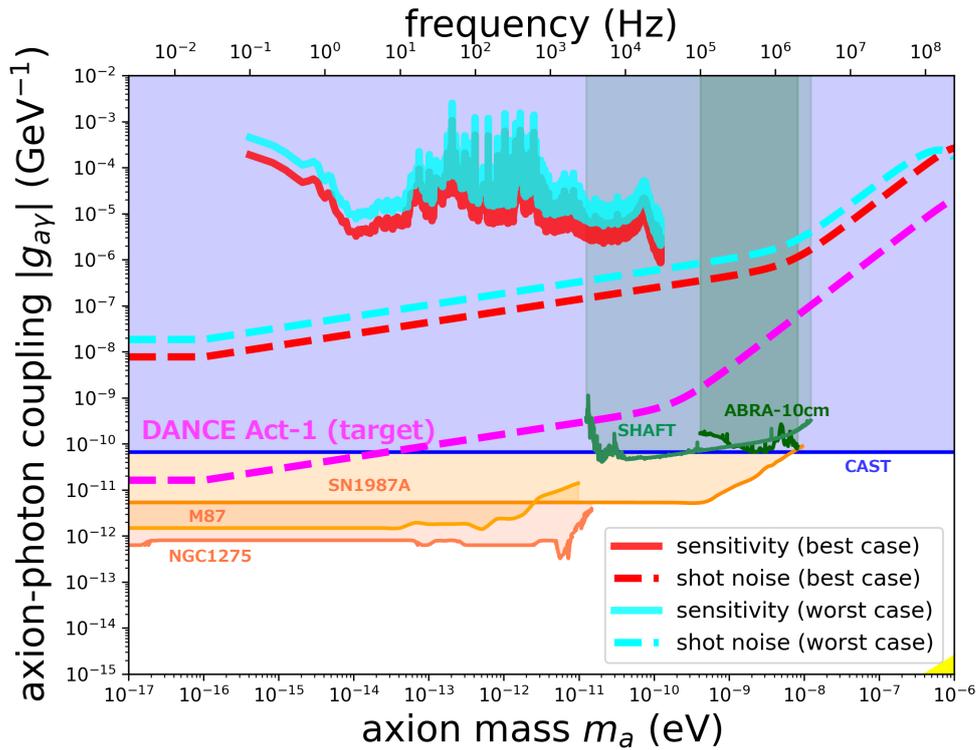


図 5.4: 現在の DANCE Act-1 で 1 年間の観測を行った場合の推定感度。

Chapter 6

考察と今後の展望

ここでは本実験で得られた結果を考察し、今後の感度向上のための方針について述べる。

6.1 ショットノイズ限界の改善方法

図 5.4 に示されるように、現在の DANCE Act-1 のショットノイズ限界による感度は目標値と比べ約 3 桁低下している。この感度の低下は、共振器への入射パワーが小さかったことと、補助共振器の強度反射率を十分に大きくできなかったことに起因している。以下ではこれらの問題とその解決方法について述べる。

6.1.1 入射パワーの向上

本実験では PD で受光可能なパワーの限界や熱レンズ効果といった、レーザーのハイパワー化に伴う問題を避けるため、入射パワーを約 20 mW に制限して実験を行っていた。ショットノイズ限界は共振器への入射パワーの平方根で改善されるため、本実験の入射パワーの制限により 1 W 入射で設計された目標値と比べ約 1 桁感度が低下している。本実験で使用している COHERENT 社製のレーザー: Mephisto 2000 では最大で 2 W のパワーを出力することが可能であるため、共振器への入射パワーを 2 W にすることによってショットノイズ限界の約 1 桁の改善が見込める。

PD への入射パワーが大きくなると熱による PD の特性変化によって出力電圧がドリフトしてしまうため、ハイパワー化を行う際には HWP と PBS を用いて PD への入射光量を減らす、もしくはハイパワー対応の PD [54] を用いるなどの対策が必要となる。

6.1.2 補助共振器の改善

本実験で作製した補助共振器では、同時共振時の強度反射率が s/p 偏光ともに想定していた値 (表 4.2) よりも小さい結果となり、ショットノイズ限界で定まる感度の低下を招いている。以下ではこの問題について、 s 偏光と p 偏光それぞれに対して個別に議論する。

s 偏光

同時共振を行った際、キャリア s 偏光は補助共振器に関して反共振の状態にあるので、補助共振器は s 偏光に対し高い強度反射率を持つことができる。しかし、本実験ではメイン共振器単体の

フィネスも補助共振器を導入した場合のフィネスもともに 1200 程度であり、目標値である 3000 に達しておらず、補助共振器が十分な強度反射率を実現できていなかったことがわかる。補助共振器の強度反射率が高くならなかった原因としては、PBS における吸収・散乱等のロスが挙げられる。

この問題は、本実験で使用した 45° 入射で設計され透過に関して高い消光比を持つ既製品の PBS ではなく、DANCE Act-1 での入射角 42° に対応した低ロスの特注の PBS を作製することによって改善が見込める。

p 偏光

p 偏光に対する補助共振器の強度反射率は、理想的には補助共振器内にある PBS の基材の裏面を 2 回通過する際のロスで決まる。しかし、本実験で使用した PBS は p 偏光に対しても 0.38 程度の高い強度反射率を持っているため、補助共振器は p 偏光に対してフィネス 7 程度の共振器になってしまっている。これにより p 偏光が補助共振器内を周回するため、基材の裏面で反射されることによるロスが増幅され、補助共振器の p 偏光に対する強度反射率が低下してしまっている。

また、この補助共振器の強度反射率低下に伴う影響は、共振器のフィネスの低下だけではない。現在のセットアップでは入射ミラー M1、検出ポートへの透過ミラー M4 の強度反射率が 0.999 と高く設計されているため、補助共振器の強度反射率が本実験のように 0.935 程度まで低下してしまうと、アクシオン暗黒物質によって生成された p 偏光サイドバンドが検出ポートへ透過することができず、その大半が補助共振器内のロスに抜けてしまう。そのため、単に p 偏光のフィネスの低下させる以上に感度の低下を招いてしまう。

以上の問題を解決する方法としては

- 42° 入射設計の PBS に交換し PBS の p 偏光に対する反射率を下げ、補助共振器の p 偏光に対するフィネスを低下させる。また、PBS の基材の裏面に反射防止膜を施し補助共振器の強度反射率を上げる。
- p 偏光サイドバンドが検出ポートに抜けられるように M4 の p 偏光に対する反射率を補助共振器の強度反射率以下に設計する。

などが挙げられる。

6.1.3 同時共振実現手法の今後の展望

3.5 節では、同時共振を実現する補助共振器の種類として補助共振器法と PBS 法があることを述べた。本実験で採用した PBS 法では、 p 偏光が共振器を一周する際に PBS の基材の裏面反射のロスを受けるため、裏面反射を防止する反射防止膜をどれだけ高性能にできるかによって PBS 法の究極的な感度が決定される。

一方で、補助共振器法は 3.5 節で述べたようにメイン共振器における共振周波数差を小さくしない限り高い感度を実現することができない。したがって、補助共振器法はミラーコーティングにおける反射位相差をどこまで小さくできるかによって究極的な感度が決まる。

将来的に PBS 法と補助共振器法のどちらを採用すべきかは、上に述べたように反射防止膜とミラーコーティングによる位相差の限界を調査してから決定する必要がある。

また、補助共振器を用いない同時共振手法の案として波長可変レーザーを用いたものがある。光がミラーコーティングに斜め入射した際の反射位相差は誘電体多層膜コーティングの性質上、波長

依存性を持つ [46]。この性質を利用し、 s/p 偏光の共振周波数差がキャンセルされるような波長でレーザーを入射することによって同時共振を実現することができる。こちらの方法を検討する際には、波長可変レーザーでどこまでハイパワー化できるか、波長の変化によってどこまで反射位相差を変化させることができるか、といったことを調査する必要がある。

6.2 偏光回転角信号における雑音の改善方法

図 5.3 で示されるように、現在の DANCE Act-1 の推定感度がショットノイズに到達するには偏光回転角信号のスペクトルにおける雑音を約 1 ~ 3 桁改善する必要がある。ここでは、雑音源についての考察と改善方法について述べる。

6.2.1 雑音源についての考察

偏光回転角信号における雑音は PD_p で受光するパワーに起因するため、最初に考えられる雑音源は HWP を使ってキャリア s 偏光から p 偏光に混ぜたローカルオシレータの強度雑音である。5 章で述べたように、本実験では PD_s の出力 $V_{PD_s}(t)$ も用いることでこのローカルオシレータの強度雑音をキャンセルした残差電圧 $V_r(t)$ を求める解析を行っている。この解析手法によってどれだけローカルオシレータの強度雑音を除去できるのかは、共振器に s 偏光のみを共振させた状態で同様の解析を行い、元の出力 $V_{PD_p}(t)$ と残差 $V_r(t)$ のスペクトルを比較することで評価することができる。

図 6.1 は s 偏光のみを共振させた際の $V_{PD_p}(t)$ 、 $V_r(t)$ のスペクトルを、同時共振させた場合のスペクトルと共にプロットしたものである。ここから、 s 偏光のみを共振させたときの残差 $V_r(t)$ は元の PD_p の出力 $V_{PD_p}(t)$ から約 1 ~ 2 桁雑音を引くことに成功していることがわかる。また、同時共振した場合の残差 $V_r(t)$ は s 偏光のみを共振させたときと比べて 1 桁以上雑音が大きいため、現在の偏光回転角信号における支配的な雑音はローカルオシレータの強度雑音ではないと考えられる。

他の雑音源として、入射光における p 偏光の混入が考えられる。入射光に p 偏光が混入していた場合、検出ポートでこの混入した p 偏光とローカルオシレータが干渉するため、この結合を介してローカルオシレータの強度雑音と混入した p 偏光の強度雑音が PD_p における雑音となってしまう。

ここで、ローカルオシレータと混入した p 偏光の強度が揺らぐ原因としては、制御の共振点からのずれとカップルした共振器長変動雑音が考えられる。実際に、共振器制御のエラー信号と残差 $V_r(t)$ のコヒーレンスを求めたものが図 6.2、6.3 であり、共振器長変動雑音が残差 $V_r(t)$ と関係していることがわかる。

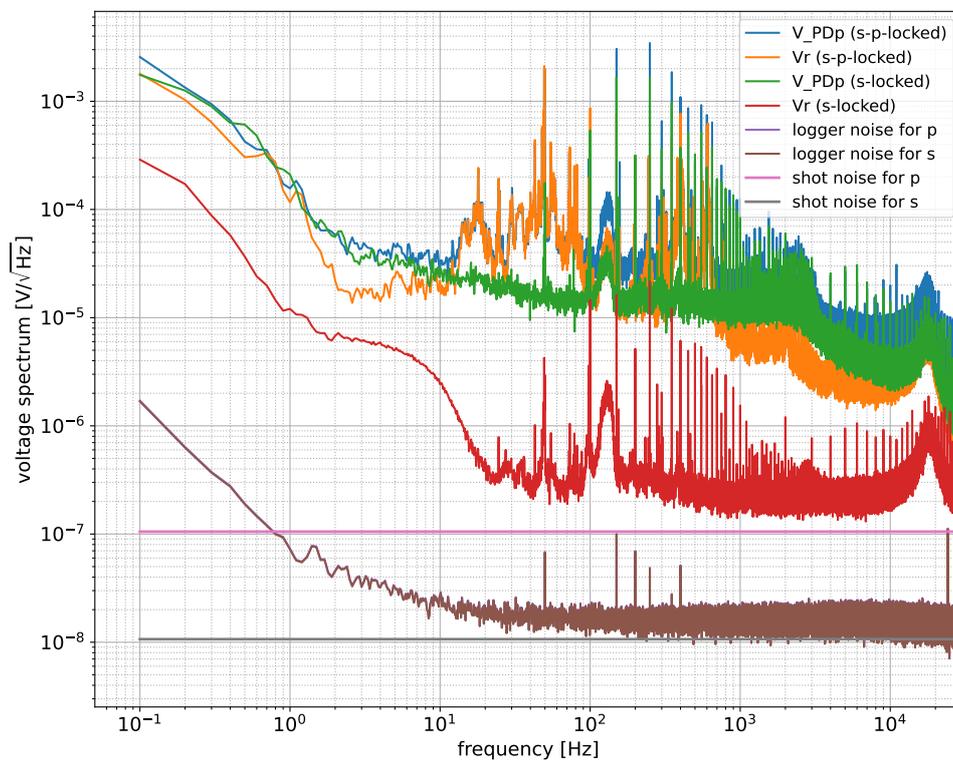


図 6.1: V_{PDp} と残差 V_r のパワースペクトル。(s-locked) は s 偏光のみを共振させた場合を、(s-p-locked) は同時共振させた場合のパワースペクトルを表す。

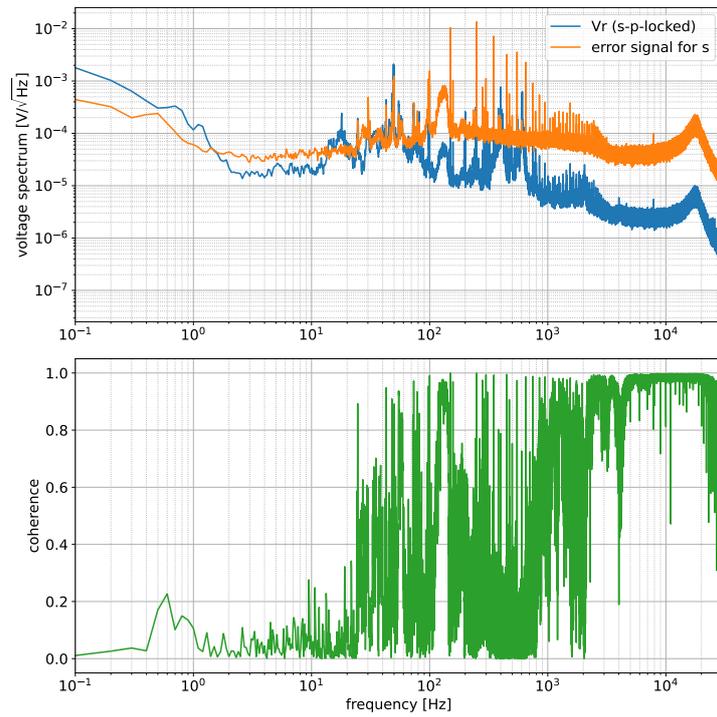


図 6.2: s 偏光の共振制御を行うエラー信号と残差 $V_r(t)$ のコヒーレンス。

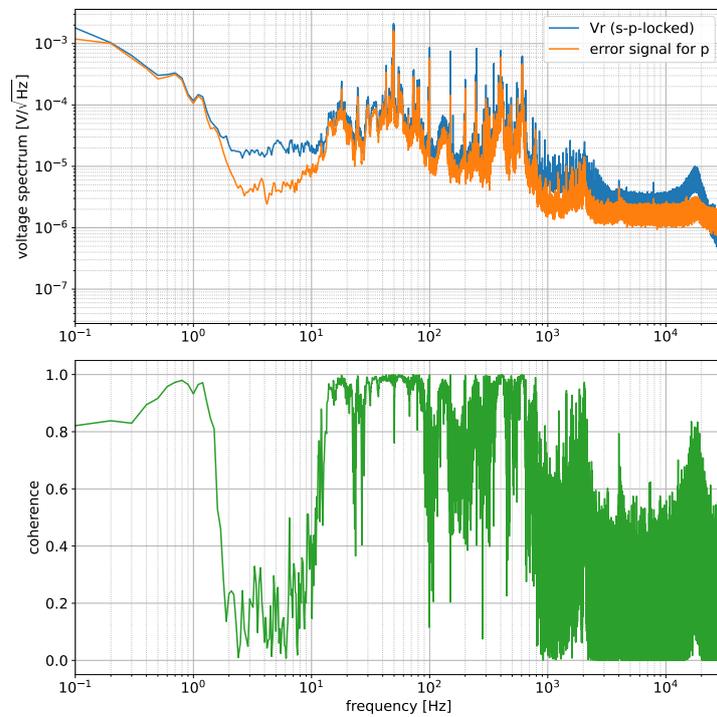


図 6.3: p 偏光の共振制御を行うエラー信号と残差 $V_r(t)$ のコヒーレンス。

6.2.2 改善方法

上記の雑音を低減するためには、まず入射光に混入する p 偏光を減らす必要がある。 p 偏光が入射光に混入してしまう原因としては、入射光の偏光面が共振器にとっての s 偏光の偏光面とずれている、入射光が楕円偏光になっている、入射光が入射ミラーの基材を通過する際に複屈折によって楕円偏光になっている、などが挙げられる。入射光の偏光面が共振器の s 偏光の偏光面とずれている場合は、入射直前の HWP の回転角を精度良く調整する手法を開発することで解決できる。また、入射光が楕円偏光になっている場合は、より消光比の高いグランレーザプリズムを入射直前の PBS と交換することで p 偏光の混入を防ぐことができる。

次に、混入した p 偏光とカップルしてしまう s/p 偏光の共振器長変動雑音を下げることについて述べる。

図 4.12 で示されるように、本実験で使用した s 偏光の共振制御用フィルターには 1 次のローパスフィルターしか用いていないため、2 次のローパスフィルターや位相補償フィルターを用いるなどフィルターの最適化を行うことによって s 偏光の共振器長変動雑音をさらに抑制することができる。

一方で p 偏光の共振制御に関しては、補助共振器制御のための piezo 素子とそれが取り付けられているミラーホルダーによる寄生共振のために、オープンループゲインを上げることができない状況にある。また p 偏光が通過する補助共振器を構成するミラーは、スペーサーではなくミラーホルダーに固定されているために free-run 時の共振器長変動雑音が s 偏光よりも大きくなっている (図 4.13)。これらの問題を解決するための案として、メイン共振器のミラーだけでなく補助共振器のミラーも取り付け可能なスペーサーの開発が挙げられる。これにより free-run 時の p 偏光の共振器長変動雑音を下げられるだけでなく、現在制御の妨げとなっている寄生共振を取り除くこともできるため、オープンループゲインを上げた制御による共振器長変動雑音のさらなる抑制が可能となる。

6.3 推定感度の誤差

DANCE の感度を推定する際、共振器のフィネスの測定誤差は式 (5.15) 中の $H'_a(m_a)$ を通して、PD のキャリブレーション誤差は δr を通して推定感度の誤差となる。しかし、本実験では共振器ミラーの個別の反射位相差を測定しなかったことによって、図 5.4 に示されるように推定感度の誤差が $\pm 40\%$ 程度と非常に大きくなっている。したがって、正確な感度の推定および本測定における $g_{a\gamma}$ 上限値の正確な決定のためには、ミラーの個別の反射位相差の測定が必要不可欠となる。

ミラーの反射位相差を測定する方法としては、測定したいミラーと同じコーティングを持つミラーをあと 3 枚用意し、これらを用いて作製した DANCE 共振器の共振周波数差を 4 で割ることによって求めることができる。また、波長板を用いて入射偏光を回転させることで位相差を測定する手法も存在する [55]。

6.4 偏光回転角スペクトルにおけるピークの veto 方法

アクシオン暗黒物質の信号は回転角信号のスペクトル上でピークとして現れるため、アクシオン暗黒物質探索を行う際には検出されたピークがアクシオン暗黒物質によるものかノイズによるものを区別し、検出された候補ピークからノイズによるものを棄却 (veto) する必要がある。本実験で測定した回転角信号のスペクトル (図 5.3) に見られるピークで原因の分かっているものとしては、電源に由来する 50Hz のピークとその高調波のピークが挙げられる。

ここでは、原因がわからないピークを veto する方法を幾つか述べる。

Q 値による veto

アクシオン暗黒物質は標準偏差 v の速度分布を持つ多数のアクシオン粒子からなるため、光子と相互作用するアクシオン場 $a(t)$ の振動はコヒーレントな振動からずれてしまう。この速度分散の効果を周波数空間で見ると、アクシオン場の角周波数 m_a が $m_a v^2/2$ 程度の広がりを持つことに対応する [44]。ここから、アクシオン暗黒物質による偏光回転角スペクトル上のピークはその中心周波数に関わらず

$$Q \simeq \frac{m_a}{2 \times \frac{m_a v^2}{2}} \simeq 10^6 \quad (6.1)$$

程度の Q 値を持つことになる。したがって、検出された候補ピークの Q 値を調べ、アクシオン暗黒物質の Q 値と比較することによってノイズによるピークを veto することができる。

異なる時間帯で測定されたスペクトルの比較による veto

ノイズによるピークの原因が共振器の機械的共振に起因する場合、温度等の変化によって機械的構造が変化しピークの位置がシフトする。この性質を利用し、異なる時間帯に測定された2つのスペクトルからピーク位置のずれを調べることによって、共振器の構造によるピークを veto することができる。

非同時共振を利用した veto

DANCE は s/p 偏光が同時共振しない場合、アクシオン暗黒物質に対する感度が大幅に低下する。したがって、あえて非同時共振状態で偏光回転角の測定を行いピークを検出することによって、感度が無い状態でも見られたピークを veto することができる。

複数台の DANCE を用いた相関解析による veto

DANCE を2台用意した場合、これらはアクシオン暗黒物質によって同じ偏光回転を受けるのに対し、測定される雑音の多くは無相関となる。したがって、DANCE を複数台製作し、各々で測定されたデータを用いて相関解析を行うことによって、相関の無いノイズによるピークを veto することができる。

Chapter 7

結論

7.1 本研究の成果

DANCE はアクシオン暗黒物質と光子の相互作用による直線偏光の回転に着目し、ボウタイ型の光リング共振器によって偏光回転角を増幅することでアクシオン暗黒物質の探索を目指した実験である。

本研究では、テーブルトップサイズのプロトタイプ実験：DANCE Act-1 の開発を行い、以下の成果を得た。

- PBS 法による補助共振器を導入した光リング共振器を製作し、 s 偏光と p 偏光の同時共振を実現した。
- 製作した共振器のパラメータを評価し、同時共振時における s/p 偏光のフィネスとして $\mathcal{F}_s = 1204 \pm 12$ 、 $\mathcal{F}_p = 91 \pm 2$ の結果を得た。
- s/p 偏光を同時共振させた状態で透過光の偏光回転角の測定を行い、100 秒間のデータを取得した。
- 取得した偏光回転角信号を解析し、現在の DANCE Act-1 では1年間の観測によって $10^{-14} \text{ eV} \lesssim m_a \lesssim 10^{-10} \text{ eV}$ 程度の質量帯域において $g_{a\gamma} \gtrsim 10^{-5} \text{ GeV}^{-1}$ 程度のアクシオン-光子結合定数をもつアクシオン暗黒物質に感度があることを示した。

以上の成果から、本研究は光共振器型アクシオン探索実験の難点とされていた s/p 偏光の非同時共振問題を克服し、光共振器型における先駆的な寄与を果たしたと言える。また、本研究は DANCE による世界最高精度でのアクシオン暗黒物質探索に向けた基礎も確立したと言える。

7.2 今後の研究

今後は 6 章で述べた考察に基づき、ショットノイズ限界の改善および偏光回転角信号における雑音の低減に取り組むことで、感度の向上を行う。具体的には以下の事項に取り組む。

- 入射パワーを向上させ、ショットノイズを低減する。
- 本実験で使用した PBS を 42° 入射で設計された PBS に交換し、補助共振器の強度反射率を向上させることで s/p 偏光のフィネスを改善する。

- 消光比の高いグランレーザプリズムを入射光学系に使用する、入射光の偏光面を共振器の s 偏光に高精度で合わせる等により、入射光における p 偏光の混入を低減し偏光回転角信号の雑音を改善する。
- 補助共振器のミラーも固定可能なスペーサーを開発し、制御フィルターの最適化も行うことで共振器長変動雑音を低減させ、偏光回転角信号の雑音を改善する。

ショットノイズ限界の改善・雑音の低減に成功し DANCE Act-1 の目標感度に到達したのちには、DANCE Act-1 による長期間観測・データ解析を行い結合定数 $g_{a\gamma}$ に対し上限値をつけ、DANCE の原理実証を行う。原理実証後は、共振器の大型化、高フィネス化、ハイパワー化を行った高感度な DANCE の開発を行い、現在の $g_{a\gamma}$ に対する上限値を更新する感度でのアクション暗黒物質探索を目指す。

Appendix A

偏光の基底変換

アキソンと光子の相互作用による左/右円偏光の位相速度差は直線偏光の回転とみなすことができる。円偏光間の位相速度の違いによる位相差を直線偏光の回転として記述する際や、光リング共振器による回転の増幅を記述する上では、円偏光と直線偏光の基底ベクトルの変換を行う必要がある。ここでは、円偏光の基底ベクトルの導出、円偏光/直線偏光間の基底ベクトルの変換の導出を行う。

A.1 円偏光基底ベクトルの導出、基底の変換

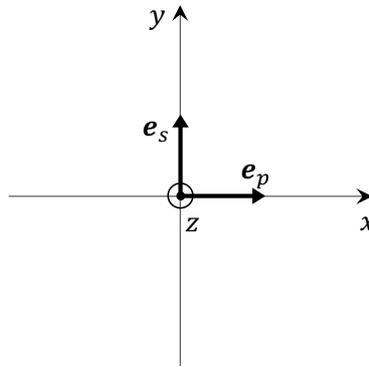


図 A.1: z 軸方向に進む光の s/p 偏光の基底ベクトルを表した図。

ここでは図 A.1 のように、 z 方向に進む光に関して x 軸方向に p 偏光の基底ベクトル、 y 軸方向に s 偏光の基底ベクトルをとることにする。左 (右) 円偏光は光の進む方向からある位置 z での電場を眺めたとき、反時計 (時計) 回りに回転する偏光として定義されるので、左/右円偏光の電場を s/p 直線偏光の基底で表すと

$$\mathbf{E}_{L/R} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{i\omega_0 t} \mathbf{e}_p + \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{\mp i\frac{\pi}{2}} e^{i\omega_0 t} \mathbf{e}_s \quad (\text{A.1})$$

$$= E_0 e^{i\omega_0 t} \frac{\mathbf{e}_p \mp i\mathbf{e}_s}{\sqrt{2}} \quad (\text{A.2})$$

となる。従って、左/右円偏光の基底ベクトルは直線偏光の基底ベクトルを用いて

$$\mathbf{e}_{L/R} \equiv \frac{\mathbf{e}_p \mp i\mathbf{e}_s}{\sqrt{2}} \quad (\text{A.3})$$

と定義することができる。逆に、式 (A.3) を $\mathbf{e}_{s/p}$ について解けば

$$\mathbf{e}_s = i\frac{\mathbf{e}_L - \mathbf{e}_R}{\sqrt{2}}, \quad \mathbf{e}_p = \frac{\mathbf{e}_L + \mathbf{e}_R}{\sqrt{2}} \quad (\text{A.4})$$

と直線偏光の基底を円偏光の基底で表現できる。

導出した基底ベクトルの変換を行列で表現すると

$$(\mathbf{e}_L \ \mathbf{e}_R) = (\mathbf{e}_s \ \mathbf{e}_p) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -i & i \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

$$(\mathbf{e}_s \ \mathbf{e}_p) = (\mathbf{e}_L \ \mathbf{e}_R) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i & 1 \\ -i & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.6})$$

となる。

A.2 円偏光基底と波数ベクトルの関係

波数ベクトル \mathbf{k} と円偏光の基底ベクトルの外積を計算すると

$$(\mathbf{k} \times \mathbf{e}_{L/R})_i = \left(\frac{\mathbf{k} \times \mathbf{e}_p \mp i\mathbf{k} \times \mathbf{e}_s}{\sqrt{2}} \right)_i \quad (\text{A.7})$$

$$\Leftrightarrow \epsilon_{ijk} k_j \mathbf{e}_{L/R,k} = k \left(\frac{\mathbf{e}_s \pm i\mathbf{e}_p}{\sqrt{2}} \right)_i \quad (\text{A.8})$$

$$\Leftrightarrow i\epsilon_{ijk} k_j \mathbf{e}_{L/R,k} = \mp k \mathbf{e}_{L/R,k} \quad (\text{A.9})$$

となり、円偏光基底と波数ベクトルの関係が求まる。

Appendix B

信号雑音比の導出

コヒーレントな振動を持つ信号における信号雑音比 (SNR) は観測時間 T を伸ばすことによって改善することができる。ここでは、アクシオン場の振動のようにコヒーレントに振る舞う時間スケール τ が定まっている場合、 $0 < T < \tau$ では $\text{SNR} \propto \sqrt{T}$ 、 $\tau < T$ では $\text{SNR} \propto (T\tau)^{1/4}$ となる [45] ことを示す。

B.1 フーリエ変換とパワースペクトル

時系列データ $x(t)$ に対して、 $0 < t < T$ のデータだけを使用した規格化されたフーリエ変換 $\tilde{x}_T(f)$ を

$$\tilde{x}_T(f) = \frac{1}{\sqrt{T}} \int_0^T dt x(t) e^{-i2\pi ft} \quad (\text{B.1})$$

と定義する。このとき、 $x(t)$ の両側パワースペクトルは

$$P(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} |\tilde{x}_T(f)|^2 \quad (\text{B.2})$$

と定義される。

今、 $x(t)$ としてガウス雑音を仮定すると、 $x(t)$ の線形変換である $\tilde{x}_T(f)$ の実部 $\text{Re}[\tilde{x}_T(f)]$ 、虚部 $\text{Im}[\tilde{x}_T(f)]$ は正規分布を持つ互いに独立な確率変数となる [56]。このとき、 $\text{Re}[\tilde{x}_T(f)]$ 、 $\text{Im}[\tilde{x}_T(f)]$ は同じ平均値 0、分散 σ^2 を持つ。よって、測定時間 T で推定したパワースペクトル $P_T(f) \equiv |\tilde{x}_T(f)|^2$ を σ^2 で割った

$$\frac{P_T(f)}{\sigma^2} = \left(\frac{\text{Re}[\tilde{x}_T(f)]}{\sigma} \right)^2 + \left(\frac{\text{Im}[\tilde{x}_T(f)]}{\sigma} \right)^2 \quad (\text{B.3})$$

は規格化された正規分布を持つ確率変数の 2 乗和となるため、自由度 2 の χ^2 分布に従う。自由度 n の χ^2 分布は平均値 n 、分散 $2n$ を持つため、

$$E[P_T(f)] = 2\sigma = P(f) \quad (\text{B.4})$$

$$\Rightarrow \sigma = \frac{P(f)}{2} \quad (\text{B.5})$$

$$V[P_T(f)] = 4\sigma^2 = P(f)^2 \quad (\text{B.6})$$

となり、パワースペクトルの推定 $P_T(f)$ は分散としてパワースペクトルの真値の 2 乗 $P(f)^2$ をもつ。

B.2 信号雑音比の導出

取得した時系列データ $x(t)$ として、周波数 f_0 の信号 $s(t)$ とガウス雑音 $n(t)$ (パワースペクトル $P_n(f)$) の和

$$x(t) = s(t) + n(t) \quad (\text{B.7})$$

$$s(t) = A_0 \sin(2\pi f_0 t + \delta_\tau(t)) \quad (\text{B.8})$$

を考える。 $\delta_\tau(t)$ はコヒーレントな信号からのずれを表すファクターであり、ここでは

$$\delta_\tau(t) = \phi_k \quad ((k-1)\tau < t < k\tau) \quad (\text{B.9})$$

$$\phi_k: \text{一様分布に従って } 0 \sim 2\pi \text{ の値をとる確率変数} \quad (\text{B.10})$$

のようにコヒーレント時間 τ の間は定数として扱うことができ、 τ 経過するごとに値がランダム変わるモデルとして考える。

B.2.1 $0 < T < \tau$ の場合

信号 $s(t)$ のフーリエ変換は

$$\tilde{s}_T(f) = \frac{1}{\sqrt{T}} \int_0^T dt A_0 \sin(2\pi f_0 t + \phi_1) e^{-i2\pi f t} \quad (\text{B.11})$$

$$= \frac{A_0}{\sqrt{T}} \int_0^T dt \frac{e^{i(2\pi f_0 t + \phi_1)} - e^{-i(2\pi f_0 t + \phi_1)}}{2i} e^{-i2\pi f t} \quad (\text{B.12})$$

$$= \frac{A_0 \sqrt{T}}{2i} \left[\frac{\sin(\pi(f_0 - f)T)}{\pi(f_0 - f)T} e^{i\pi(f-f_0)T} e^{i\phi_1} - \frac{\sin(\pi(f_0 + f)T)}{\pi(f_0 + f)T} e^{-i\pi(f+f_0)T} e^{-i\phi_1} \right] \quad (\text{B.13})$$

となる。よって、信号の周波数 f_0 における値は

$$\tilde{s}_T(f_0) \simeq \frac{A_0 \sqrt{T}}{2i} e^{i\phi_1} \quad (\text{B.14})$$

となる。上式から信号の周波数 f_0 におけるパワースペクトルのピークの高さが

$$P_{T,s}(f_0) = \frac{A_0^2 T}{4} \quad (\text{B.15})$$

と求まる。

よって、信号雑音比を信号のパワースペクトルのピークの大きさとノイズのパワースペクトルの標準偏差の比の平方根で定義すると

$$\text{SNR} = \frac{\sqrt{P_{T,s}(f_0)}}{\sqrt{P_n}} \quad (\text{B.16})$$

$$= \frac{A_0}{2\sqrt{P_n}} \sqrt{T} \quad (\text{B.17})$$

となり、信号雑音比が観測時間 T の平方根で改善されることが分かる。

B.2.2 $\tau < T$ の場合

信号 $s(t)$ のフーリエ変換を計算する上で、積分の範囲を T/τ 個のセグメントに分けることによって

$$\tilde{s}_T(f) = \frac{1}{\sqrt{T}} \sum_{k=1}^{T/\tau} \int_0^\tau dt A_0 \sin(2\pi f_0 t + \phi_k) e^{-i2\pi f t} \quad (\text{B.18})$$

$$\Rightarrow \tilde{s}_T(f_0) = \sum_{k=1}^{T/\tau} \frac{A_0 \tau}{2i\sqrt{T}} e^{i\phi_k} \quad (\text{B.19})$$

と計算される。よって、パワースペクトルは

$$P_{T,s}(f_0) = \sum_{k=1}^{T/\tau} \frac{A_0^2 \tau^2}{4T} \quad (\text{B.20})$$

$$= \frac{A_0^2 \tau}{4} \quad (\text{B.21})$$

となり、ピークの高さは観測時間を τ 以上に伸ばしても大きくなることはないことがわかる。

そこで、測定した T データを T/τ 個のセグメントに分け平均をとることによって、信号の周波数 f_0 におけるノイズの標準偏差を小さくする。 k 番目のセグメントで推定されるノイズのスペクトルを $P_{\tau n, k}$ とすると、パワースペクトルの平均値 $\overline{P_{\tau n}}$ は

$$\overline{P_{\tau n}} = \frac{1}{T/\tau} \sum_{k=1}^{T/\tau} P_{\tau n, k} \quad (\text{B.22})$$

となる。ここで、

$$\frac{\overline{P_{\tau n}}}{P_n/2} \frac{T}{\tau} = \sum_{k=1}^{T/\tau} \frac{P_{\tau n, k}}{P_n/2} \quad (\text{B.23})$$

は自由度 $2(T/\tau)$ の χ^2 分布であるので、 $\overline{P_{\tau n}}$ の分散は

$$V[\overline{P_{\tau n}}] = \frac{P_n^2}{T/\tau} \quad (\text{B.24})$$

と求まる。よって、信号雑音比は

$$\text{SNR} = \frac{\sqrt{P_{T,s}(f_0)}}{\sqrt{\sqrt{V[\overline{P_{\tau n}}]}}} \quad (\text{B.25})$$

$$= \frac{A_0}{2\sqrt{P_n}} (T\tau)^{\frac{1}{4}} \quad (\text{B.26})$$

となり、観測時間 T の $1/4$ 乗で改善されることが分かる。

Appendix C

実験装置詳細

ここでは本実験で使用した実験装置の詳細についてまとめる。

C.1 光学部品・機器の一覧

本実験で使用した光学部品・機器の品名、メーカー、品番を以下の表にまとめた。またメイン共振器のスペーサーとメイン共振器ミラー固定用ジグは日本防振株式会社に製作していただき、メイン共振器の固定具、補助共振器のピエゾ素子付きミラーホルダー、補助共振器のPBS固定用ジグは東京大学大学院理学系研究科試作室に製作していただいた。

表 C.1: 本実験で使用した光学素子

品名	メーカー	品番
共振器ミラー M1	LAYERTEC	173825
共振器ミラー M2	LAYERTEC	173823
共振器ミラー M3 (PBS)	Thorlabs	PBSW-1064
共振器ミラー M4	LAYERTEC	173824
共振器ミラー M α	LAYERTEC	173830
共振器ミラー M β	LAYERTEC	173823
その他のミラー	Thorlabs	BB1-E03-10
検出ポートのPBS (グランレーザプリズム)	シグマ光機	GLPB2-10-25.9SN-7/30
その他のPBS (キューブ)	Thorlabs	PBS123
HWP	Newport	05RP02-34
QWP	Newport	05RP04-34
偏光子	Thorlabs	LPVIS050-MP2
レンズ	Thorlabs	LSB04-C
アイソレータ	Thorlabs	IO-5-1064-VHP
EOM	Thorlabs	EO-PM-NR-C2
ビームダンパー	Thorlabs	LB1/M

表 C.2: 本実験で使用した光学機械部品

品名	メーカー	品番
低ドリフトミラーマウント	Newport	SN100C-F2H
ミラーマウント	Thorlabs	KM100
キューブ PSB ホルダー	Thorlabs	BSH05/M
波長板・偏光子ホルダー	Thorlabs	RSP05/M
レンズホルダー	Newport	M-LH-1T-PK
ペDESTアル (0.5 インチ)	Newport	M-PS-0.5-PK
ペDESTアル (1.0 インチ)	シグマ光機	PST-25.4
ペDESTアル (1.5 インチ)	シグマ光機	PST-38.1
ペDESTアル (2.0 インチ)	シグマ光機	PST-50.8
フォーク	シグマ光機	PSCA-11.5
スペーサーキット	Thorlabs	RS-KIT/M
スペーサー (0.25 インチ)	Newport	PS-0.25
フリップベース	Newport	M-PS-KF

表 C.3: 本実験で使用したレーザー、受光素子

品名	メーカー	品番
レーザー	COHERENT	Mephisto 2000
PD の受光素子	浜松ホトニクス	S3759
RFPD の受光素子	浜松ホトニクス	G10899-01K

表 C.4: 本実験の制御系で使用した部品、機器

品名	メーカー	品番
ファンクションジェネレータ	Tektronix	AFG31052
ミキサー	Mini Circuits	ZX05-1LHW-S+
復調用ローパスフィルター	Mini Circuits	SLP-1.9+
フィルター付きプリアンプ	Stanford Research Systems	SR560
アンプ回路 (13 倍)	自作	
オフセット加算回路	自作	
ピエゾドライバ	Thorlabs	MDT693B
補助共振器制御用のピエゾ素子	Thorlabs	PC4WL

表 C.5: 本実験で使用したその他の機器

品名	メーカー	品番
ビームプロファイラ	CINOGY	CMOS-1202
パワーメータ	Newport	PMKIT-06-01
データロガー	横河	DL850E
スペクトル・サーボアナライザ	小野測器	DS2000
15V 電源	TEXIO	PW18-3AD
透過光モニター用カメラ	ワテック	WAT-902H3 SUPREME
透過光モニター用ディスプレイ	TOHOTAIYO	TH-TV16TW01
画面分割器	ブロードウォッチ	SEC-DIV-4CH

C.2 実験装置の写真

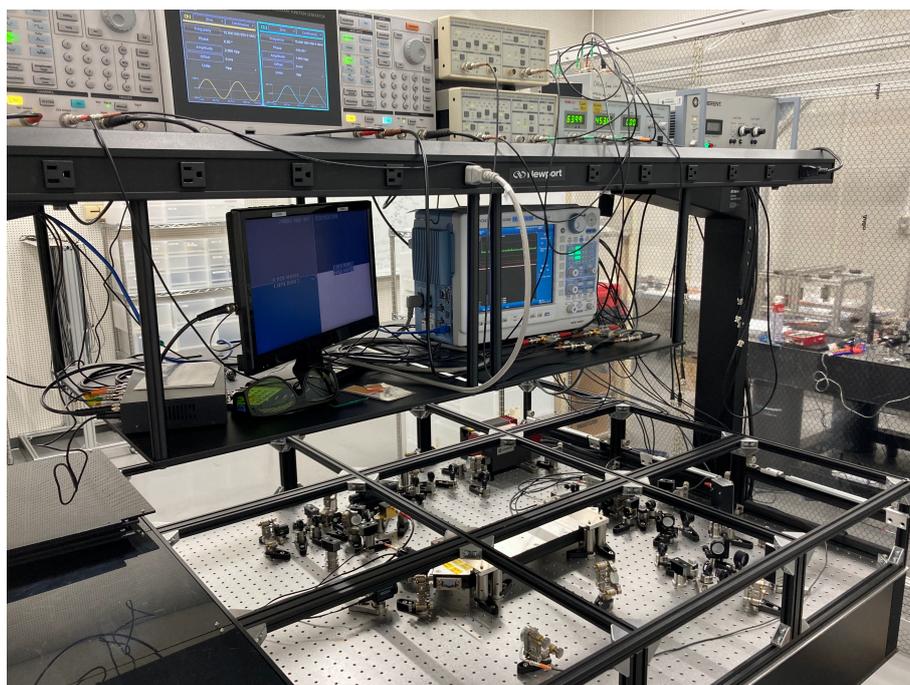


図 C.1: 光学定盤の全体。



図 C.2: 入射光学系 (光源から EOM まで)。



図 C.3: 入射光学系 (共振器への入射ポート)。



図 C.4: 偏光回転の検出ポート。

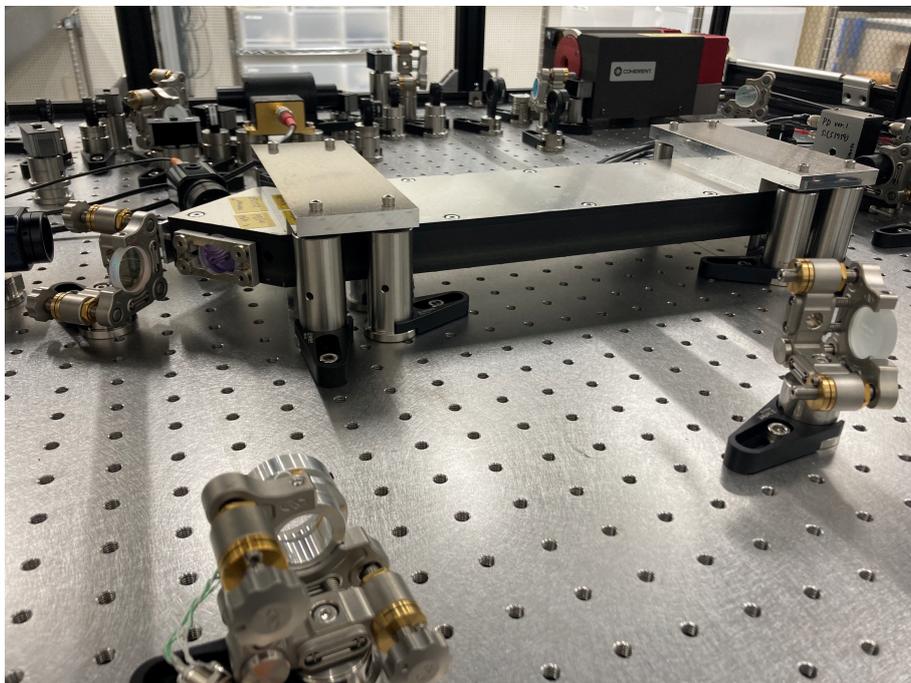


図 C.5: メイン共振器と補助共振器。

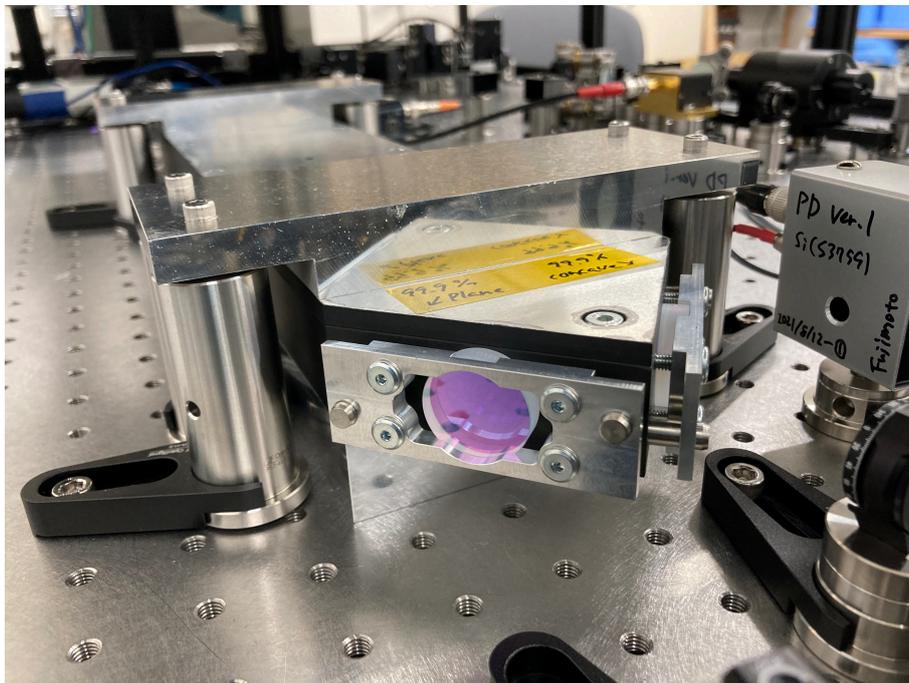


図 C.6: メイン共振器のスペーサーに取り付けられたミラー。

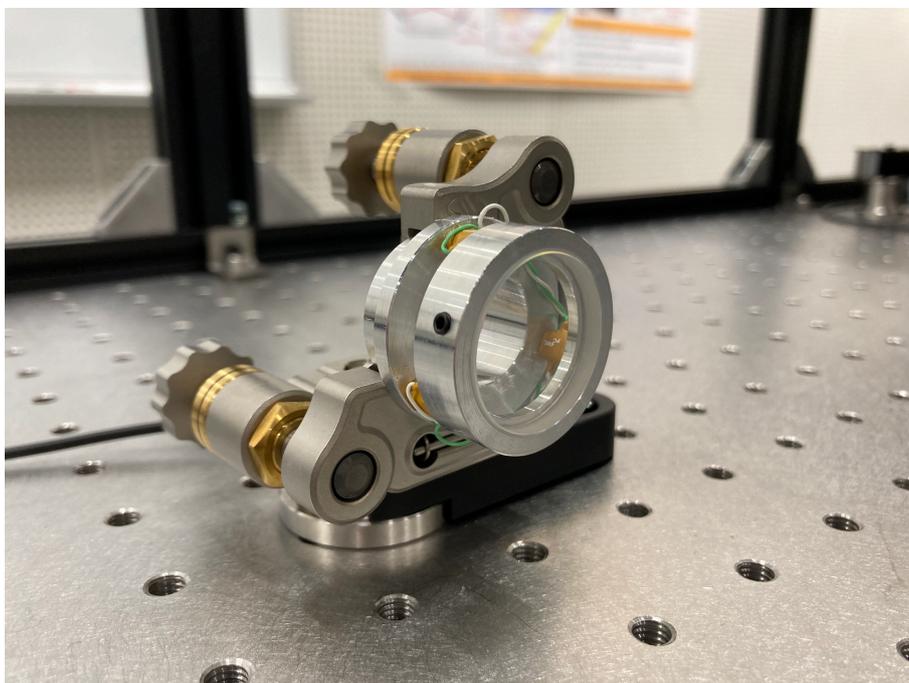


図 C.7: 補助共振器のピエゾ素子付きミラー。

Bibliography

1 はじめに

- [1] XENON Collaboration: Eur. Phys. J. C **77**, 881 (2017).
The XENON1T dark matter experiment
- [2] H. Zhang *et al.*: Sci. China Phys. Mech. Astron. **62**, 31011 (2018).
Dark matter direct search sensitivity of the PandaX-4T experiment
- [3] R. D. Peccei and H. R. Quinn: Phys. Rev. Lett. **38**, 1440 (1977).
CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles
- [4] H. Primakoff: Phys. Rev. **81**, 899 (1951).
Photo-Production of Neutral Mesons in Nuclear Electric Fields and the Mean Life of the Neutral Meson

2 アクシオン-光子相互作用

- [5] L. B. Okun: Sov. Phys. JETP **56**, 502 (1982).
Limits on electrodynamics: paraphotons?
- [6] A. A. Anselm: Yad. Fiz. **42**, 1480 (1985).
Arion \leftrightarrow Photon Oscillations in a Steady Magnetic Field
- [7] ALPS Collaboration: Phys. Lett. B **689**, 149 (2010).
New ALPS results on hidden-sector lightweights
- [8] R. Bähre, B. Döbrich, J. D. Eschweiler, S. Ghazaryan, R. Hodajerdi, D. Horns *et al.*: J. Instrum. **8**, T09001 (2013).
Any light particle search II — Technical Design Report
- [9] OSQAR Collaboration: Phys. Rev. D **92**, 092002 (2015).
New exclusion limits on scalar and pseudoscalar axionlike particles from light shining through a wall
- [10] CAST Collaboration: Nat. Phys. **13**, 584 (2017).
New CAST limit on the axion-photon interaction
- [11] 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
- [12] J. K. Vogel, F. T. Avignone, G. Cantatore, J. M. Carmona, S. Caspi, S. A. Cetin *et al.*: arXiv:1302.3273
IAXO - The International Axion Observatory

- [13] G. Carosi, A. Friedland, M. Giannotti, M. J. Pivovarov, J. Ruz, and J. K. Vogel: arXiv:1309.7035
Probing the axion-photon coupling: phenomenological and experimental perspectives. A snowmass white paper
- [14] S. J. Asztalos, G. Carosi, C. Hagmann, D. Kinion, K. van Bibber, M. Hotz *et al.*: Phys. Rev. Lett. **104**, 041301 (2010).
SQUID-Based Microwave Cavity Search for Dark-Matter Axions
- [15] ADMX Collaboration: Phys. Rev. Lett. **120**, 151301 (2018).
Search for Invisible Axion Dark Matter with the Axion Dark Matter Experiment
- [16] ADMX Collaboration: Phys. Rev. Lett. **124**, 101303 (2020).
Extended Search for the Invisible Axion with the Axion Dark Matter Experiment
- [17] Y. Kahn, B. R. Safdi, and J. Thaler: Phys. Rev. Lett. **117**, 141801 (2016).
Broadband and Resonant Approaches to Axion Dark Matter Detection
- [18] C. P. Salemi, J. W. Foster, J. L. Ouellet, A. Gavin, K. M. W. Pappas, S. Cheng *et al.*: Phys. Rev. Lett. **127**, 081801 (2021).
Search for Low-Mass Axion Dark Matter with ABRACADABRA-10 cm
- [19] 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
- [20] 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
- [21] 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
- [22] 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
- [23] T. Fujita, R. Tazaki, and K. Toma: Phys. Rev. Lett. **122**, 191101 (2019).
Hunting Axion Dark Matter with Protoplanetary Disk Polarimetry
- [24] A. Basu, J. Goswami, D. J. Schwarz, and Y. Urakawa: Phys. Rev. Lett. **126**, 191102 (2021).
Hunting Axion Dark Matter with Protoplanetary Disk Polarimetry
- [25] W. DeRocco and A. Hook: Phys. Rev. D **98**, 035021 (2018).
Axion interferometry
- [26] I. Obata, T. Fujita, and Y. Michimura: Phys. Rev. Lett. **121**, 161301 (2018).
Optical Ring Cavity Search for Axion Dark Matter

- [27] H. Liu, B. D. Elwood, M. Evans, and J. Thaler: Phys. Rev. D **100**, 023548 (2019).
Searching for axion dark matter with birefringent cavities
- [28] D. Martynov and H. Miao: Phys. Rev. D **101**, 095034 (2020).
Axion interferometry
- [29] K. Nagano, T. Fujita, Y. Michimura, and I. Obata: Phys. Rev. Lett. **123**, 111301 (2019).
Axion Dark Matter Search with Interferometric Gravitational Wave Detectors
- [30] 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
- [31] I. G. Irastorza and J. Redondo: Prog. Part. Nucl. Phys. **102**, 89 (2018).
New experimental approaches in the search for axion-like particles
- [32] J. E. Kim: Phys. Rev. Lett. **43**, 103 (1979).
Weak-Interaction Singlet and Strong CP Invariance
- [33] 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?
- [34] 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
- [35] A. R. Zhitnitsky: Sov. J. Nucl. Phys. **31**, 497 (1980).
On Possible Suppression of the Axion Hadron Interactions
- [36] 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
- [37] D. Harari and P. Silvie: Phys. Lett. B **289**, 67 (1992).
Limits on a Lorentz- and parity-violating modification of electrodynamics
- [38] S. M. Carroll: Phys. Rev. Lett. **81**, 3067 (1998).
Quintessence and the Rest of the World: Suppressing Long-Range Interactions
- [39] A. A. Andrianov, D. Espriu, F. Mescia, and A. Renau: Phys. Lett. B **684**, 101 (2010).
The axion shield
- [40] E. Espriu and A. Renau: Phys. Rev. D **85**, 025010 (2012).
Photon propagation in a cold axion background with and without magnetic field
- [41] T. Fujita, R. Tazaki, and K. Toma: Phys. Rev. Lett. **122**, 191101 (2019).
Hunting Axion Dark Matter with Protoplanetary Disk Polarimetry
- [42] J. Preskill, M. B. Wise, and F. Wilczek: Phys. Lett. B **120**, 127 (1983).
Cosmology of the invisible axion

- [43] M. Dine and W. Fischler: Phys. Lett. B **120**, 137 (1983).
The not-so-harmless axion
- [44] P. W. Graham and S. Rajendran: Phys. Rev. D **88**, 035023 (2013).
New observables for direct detection of axion dark matter
- [45] D. Budker, P. W. Graham, M. Ledbetter, S. Rajendran, and A. O. Sushkov: Phys. Rev. X **4**, 021030 (2014).
Proposal for a Cosmic Axion Spin Precession Experiment (CASPEr)

3 光リング共振器によるアクシオン探索

- [46] H. A. Macleod: Thin-Film Optical Filters (2010).
- [47] J. Mizuno, K. A. Strain, P. G. Nelson, J. M. Chen, R. Schilling, A. Rüdiger, W. Winkler, and K. Danzmann: Phys. Lett. A **175**, 273 (1993).
Resonant sideband extraction: a new configuration for interferometric gravitational wave detectors
- [48] A. Siegman: Lasers (1986).

4 実験装置

- [49] E. D. Black: Am. J. Phys. **69**, 79 (2001).
An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization
- [50] N. C. Wong and J. L. Hall: J. Opt. Soc. Am. B **2**, 1527 (1985).
Servo control of amplitude modulation in frequency-modulation spectroscopy: demonstration of shot-noise-limited detection
- [51] 杉江俊治、藤田政之: 『フィードバック制御入門』(コロナ社, 2019).
- [52] 高野哲: 東京大学 修士論文 (2018).
「ねじれ型重力波望遠鏡 TOBA のための能動防振系の開発」
- [53] 高野哲: 『アクチュエータの寄生共振』, Technical Note (2022).
<https://granite.phys.s.u-tokyo.ac.jp/takano/documents/ParasticResonance.pdf>

6 考察と今後の展望

- [54] N. Mio, M. Ando, G. Heinzl, and S. Moriwaki: Jpn. J. Appl. Phys. **40**, 426 (2001).
High-Power and Low-Noise Photodetector for Interferometric Gravitational Wave Detectors
- [55] H. LaBollita: Characterization of Mirror Birefringence for ALPS, Technical Note (2017).
<https://www.phys.ufl.edu/REU/2017/LaBollitaHarrison.pdf>

B 信号雑音比の導出

- [56] 日野幹雄: 『スペクトル解析 (新装版)』(朝倉書店, 2018).

Acknowledgements

本研究を行うにあたり、多くの方にお世話になりました。ここに深い感謝の意を表します。

指導教員の安東正樹准教授には実験のアドバイスを何度も頂きました。氏は私の質問に対してその場ですぐに適切なアドバイスをしてくださり、その度に氏の持つ実験、装置、電気回路、雑音に関する膨大な知識量に驚かされ、圧倒的な経験の差を痛感するばかりでした。本実験で用いているPBS法も氏から頂いたアドバイスによるものです。また、研究成果の発表の仕方についても懇切丁寧に指導していただきました。そして、安東研究室という自分の思うまま自由に研究を行うことができる、最高の環境を与えてくださったことに心から感謝しています。

安東研究室助教の道村唯太氏は本研究 DANCE の提案者の一人であり、次から次へと興味深い課題が見つかる非常にやりがいのある研究テーマを与えていただきました。また、日頃から DANCE の進捗と問題について何度も相談に乗っていただき、議論を交わしていただきました。その際、氏の物理に対する深い見識と光学実験の直感的理解による鋭い指摘にはいつも驚かされました。またこれらの素養に加え、理論研究者と積極的に交流し、レーザー干渉計技術を新しい物理の開拓へ応用しようとする姿勢は、まさに私の目指している研究者像でありとても尊敬しています。

早稲田大学高等研究所の藤田智弘氏、マックスプランク天体物理学研究所の小幡一平氏は道村氏と同じく DANCE の提案者であり、アクシオン暗黒物質探査の理論的背景について大変詳しく解説していただきました。また、DANCE における研究成果の発表や Proceedings の執筆を行う際には、多くのアドバイスを頂きました。

宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所の長野晃士氏は DANCE の共同研究者の一人であり、氏にも発表や Proceedings 執筆の度にアドバイスをいただきました。またそれだけでなく、氏は光学・干渉計技術に関する基礎レクチャーを行ってくださり、本実験の理解には欠かせないサイドバンド描像や文献からでは学ぶことのできない実験のノウハウなど、数多くのことを教えていただきました。

安東研究室特任研究員の王浩宇氏は安東研究室にノウハウが不足している偏光に関して造詣が深く、氏のセミナーのおかげで偏光に対する理解を深めることができました。特にセミナーで教えていただいた複屈折の解析方法は、今後 DANCE の雑音低減の際に欠かせないものになると思います。今後も氏から学べることを楽しみにしております。

安東研究室博士3年の高野哲氏には、光学や制御の理論、光学系の組み方、実験装置の使い方から計算機による解析方法に至るまで、光学実験を行う上で必要なあらゆる知識・ノウハウを懇切丁寧に教えていただきました。それだけでなく、私が日頃の実験で直面した問題について、氏は自身の実験をほっぽりだしてまで一緒に考えてくれました。特に、実験に際してどんな些細な問題であっても決して無視せずに徹底的に考える氏の姿勢・集中力はとても尊敬しています。原因が全くわからず放置してしまいたくなるような問題があったとしても、思いつく限りの原因の可能性を一つ一つ丁寧に潰していくことで、必ず解決できるということを教えてくれました。また、氏は研究

の合間によく RTA、TAS 等について雑談を交わしていただき、このおかげで気分をリフレッシュして実験を行うことができました。

安東研究室博士 3 年の川崎拓也氏には、氏の執筆する論文に関する仕事で一部の計算を任せていただいたことがありました。それは学部までの練習問題の計算とは異なり、私にとって初めての研究として行う計算でしたのでとてもいい経験になりました。この経験は本論文における光共振器の伝達関数の導出等に大いに活かされました。また氏は Apple 製品に造詣が深く、購入の際に何度もアドバイスをいただきました。

安東研究室博士 3 年の黄靖斌氏には DANCE の Proceedings を執筆する際に何度も英語の校正でお世話になりました。氏の校正のおかげで、ネイティブから見ても違和感を感じない表現をいくつも学ぶことができました。また非常にグルメである氏からは、おすすめのお店をいくつも教えていただき、忙しい研究生活の中でも食を楽しむことの重要性も学びました。

安東研究室修士 2 年の大島由佳氏は研究室の同期であるとともに DANCE の共同研究者でもあります。氏はあらゆることにおいて手際がよく、実験・課題をテキパキとこなし私を置いていくため、氏の仕事ぶりはいつも私に活を入れてくれました。また議論を交わしたり相談に乗ってもらう相手としても大変心強く、何度も助けられました。

安東研究室修士 1 年の小野将矢氏は積極的に新しいことを学ぼうとする姿勢を持ったとても真面目な後輩です。氏の行う研究には私の知らない技術が沢山用いられており、それらについて教えてもらうことはとても勉強になりました。また、大量に購入した物品の開封作業に付き合わせてしまった際は本当に助かりました。

東京大学大学院理学系研究科試作室の下澤東吾氏、大塚茂巳氏にはスペーサーの固定具、補助共振器のミラーホルダー、PBS を固定するためのミラージグを製作していただきました。実験部品を設計する上でのノウハウをととても丁寧に教えていただき、今後の光学実験を行っていく上で大変有用な知識を得ることができました。

物理事務分室の庭田まゆ子氏、田中京子氏には物品購入や学会参加の事務手続きで大変お世話になりました。特に本実験に必要なとなった非常に多くの光学素子、実験装置を準備できたのは両氏のサポートのおかげです。

最後に、ここまで私を育て、私の研究を誰よりも応援し励ましてくれた家族に心から感謝いたします。

ここでは挙げきれなかった方々も含め、周囲の方々に恵まれて研究を行えたことは本当に幸せであり、私の誇りです。ありがとうございました。