高速繰り返しパルス磁石と Fabry-Pérot 共振器を用いた 真空の複屈折の探索

修士学位論文

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻

浅井研究室

樊星

平成 29 年 1 月 17 日

概要

量子電磁力学やアクシオンなどの Beyond Standard Model 理論の多くは磁場中で真空が複屈 折性を示すことを予測している。これは真空における電磁場の非線形相互作用であるが、未だ観 測されていない。量子電磁気学では仮想粒子対を媒介した電磁場の相互作用の効果で磁場の二乗 に比例する複屈折が生じ、その比例係数は $k_{CM} = 4.0 \times 10^{-24} [T^{-2}]$ と非常に小さい。また真空複 屈折測定値の上限から、Axion-Like Particles や Millicharged Partiles の質量および結合定数に 制限をつけることができ、特に eV 以下付近の質量領域において、地上実験で最も厳しい制限を 与えている。本研究では真空の複屈折探索のために、従来の 100 倍の繰り返しレート 0.2 Hz の高 速繰り返しパルス磁石と、フィネス 320,000 の Fabry-Pérot 共振器を組み合わせた新たなセット アップを開発した。最大到達磁場は 9.0 T を達成し、Fabry-Pérot 共振器に印加した磁場としては 世界最高の値である。

このセットアップを用いてまず、世界で初めて低温における窒素ガスの複屈折比例係数 $\kappa_{CM}(N_2) [T^{-2}Pa^{-1}]$ およびファラデー回転比例係数 $\kappa_{F}(N_2) [T^{-1}Pa^{-1}]$ を測定し、

$$\kappa_{\rm CM}(N_2) = (-3.1 \pm 0.6) \times 10^{-17} [\rm T^{-2}Pa^{-1}]$$

$$\kappa_{\rm F}(N_2) = (4.5 \pm 0.5) \times 10^{-15} [\rm T^{-2}Pa^{-1}]$$

を得た。複屈折の大きさ $\kappa_{CM}(N_2)$ は理論式と無矛盾であったが、ファラデー回転の大きさ $\kappa_F(N_2)$ は理論式の外挿値と矛盾する結果を得た。

続いて、同様のセットアップを用いて真空複屈折探索のプロトタイプ測定を行い、

$$k_{\rm CM} = (0.2 \pm 1.4) \times 10^{-18} \, [{\rm T}^{-2}]$$

と、 $k_{\rm CM}$ の大きさに対して理論値の6桁上の制限をつけた。また、質量0.1 eV 付近の Millicharged Particles に対して真空複屈折探索実験による世界で初めての制限を得た。さらに今後は既に完了 した Fabry-Pérot 共振器のアップグレードと合わせ、パルス磁石の到達磁場を上げることで、半 年間の長期測定により世界で初めての量子電磁気学の真空複屈折観測が見込める。

以上のように、本研究は光物性の測定から真空の非線形過程、さらに Beyond Standard Model 理論における新粒子探索に至る広範な領域を対象としており、多種多様な技術が組み合わさった 複合的な実験である。本論文ではその準備・開発の状況と物理結果の詳細について報告する。

謝辞

この修士論文を書くにあたり多くの方々にご支援いただきました。今まで私を支えてくれた方 が誰一人でも欠けていたら、この修士論文を完成させられなかったでしょう。

まず、指導教官である浅井祥仁教授には、本研究のアイデアを提供していただきました。学部 生の頃からの熱心にご指導いただき、多くのことを学びました。大変感謝しております。

東京大学の五神真総長には、学部生の頃より浅学非才な私に対し、本研究に不可欠な光学技術 について非常に丁寧にご指導いただきました。実験以外にも日頃から気にかけていただき、ご自 宅での宴会などで五神総長を含め様々な方とお話しすることで見識を深めることができました。 深く御礼申し上げます。

東京大学工学系研究科附属光量子科学研究センターの吉岡孝高准教授は、私に光学・電気回路・ 装置設計など、多岐にわたる実験技術の基礎から徹底的に教えていただいただけでなく、実験家 としての論理的思考や問題解決の仕方など、全ての面で手本となるような姿を示してくれました。 実験で困難に当たった際には、吉岡准教授だったらどのように解決するか思い浮かべ、その通り に行動することを心がけてきました。人としても目標とすべき点ばかりで、共同研究者としてご 指導いただき、また共に実験できたことを誇りに思い、心より尊敬しております。

東京大学理学系研究科附属フォトンサイエンス機構の大間知潤子特任助教は、実験で困った際 に数多くの助言をいただき、問題が起きた際にはいつも的確な助言を頂けました。未熟者の私に 気をかけていただき、沢山成長できました。厚く感謝申し上げます。

東京大学素粒子物理国際研究センターの難波俊雄助教には、毎週のミーティングで実験に関す る助言をいただき、また日々の生活においても大変お世話になりました。学部生の頃から3年間 長い間、本当に沢山助けていただき、誠に有難うございました。同センターの山崎高幸特任研究 員は、この実験の第一歩を踏み出され、またさまざまな過程で実験のご相談に親切に乗っていた だきました。実験装置の一部であるパルス磁石駆動用の電源も製作いただき、大変感謝しており ます。。同じく稲田聡明特任研究員は、この実験の肝であるパルス磁石を製作いただきました。パ ルス磁石とその駆動用電源は世界中どこを探しても二つとない最高の代物だと確信しております。 本当に有難うございました。

東京大学物性研究所の金道浩一教授、川口孝志博士、松尾晶博士はパルス磁石の開発において 多く助言をいただきました。誠にありがとうございます。東北大学金属材料研究所の野尻浩之教 授は駆動用電源の設計や今後の磁石のアップグレードの相談などに乗っていただきました。この 場を借りて御礼申し上げます。本研究は東北大学金属材料研究所における共同研究であり、多大 なるご支援を頂いております。

東京大学工学系研究科附属光量子科学研究センターの三尾典克特任教授には、実験装置の最も 大事な部品の一つであるマスターレーザーをお借りいたしました。この場を借りて感謝申し上げ ます。同センター大門正博学術支援専門職員には、実験の土台となる光学防振台の調達に関して 大変お世話になりました。本当に有難うございます。

東京大学理学系研究科の安東正樹准教授ならびに安東研究室の皆様には、実験装置の防振設計 に関して貴重な助言をいただき、また実験室のクリーン環境の整備や、共振器に関することを多 く教えていただきました。重力波検出の分野で培われたの狭線幅共振器のノウハウや、制御に関 する細かな技術、スーパーミラーの扱いなど、さまざまなことを教えていただいただき、大変感 謝しております。この場を借りて、感謝申し上げます。

東京大学理学部試作室の大塚茂巳氏・南城良勝氏・阿部武氏には、装置設計に関して貴重な助 言を頂いただけでなく、数多くの装置作製などを聞き届けて頂きました。おかげで装置の設計は 日に日に向上しました。改めて御礼申し上げます。

東京大学理学系研究科浅井研究室の石田明助教は、ミーティングにおいて助言いただき、また 研究者として実験にどのような姿勢で向き合うべきか、お手本となる姿を見せていただきました。 同期の周健治氏、清野結大氏は実験のシフトを手伝っていただいたばかりでなく、日々の議論の 相手にもなっていただき、おかげで楽しい研究生活を送れました。後輩の上岡修星氏は、共同研 究者として本当に頼りきりになってしまいました。上岡氏が共同研究者として加わった途端に実 験の進みが急に速くなり、恥ずかしいと同時に感激したのを覚えております。同じく後輩の村吉 諄之氏はレーザー光源開発において、最先端の技術を駆使する経験から、光学系に関して様々な ことを教えていただきました。先輩として至らない点が多々ありました。君達がいてくれて本当 に良かったです。

理学系研究科、素粒子センターの先輩同輩後輩方、秘書室の皆様、物理事務教務の皆様に貴重 なご支援をいただきました。心より深く感謝の意を表します。

最後に、研究で疲弊していた私といつも他愛もない会話を交わしてくれた、私の大切な友人た ちに感謝の言葉を申し上げます。貴方たちがいなかったらとうの昔に倒れていたでしょう。不器 用な私ですがこれからも宜しくお願いします。

目 次

謝辞		i
第 1章	序論	1
1.1	量子電磁気学の予測する電磁場同士の相互作用............	1
1.2	磁場中での真空の複屈折	2
1.3	未知粒子からの寄与	3
	1.3.1 Axion-Like Particles からの寄与	3
	1.3.2 Millicharged Particles からの寄与	4
1.4	先行実験との比較	6
第2章	測定原理	7
2.1	測定セットアップの概略図	$\overline{7}$
2.2	直交偏光子を利用した複屈折の探索...............................	8
	2.2.1 複屈折による偏光変化	8
	2.2.2 実際の偏光子がもつ消光比成分 実際の偏光子がもつ消光比成分	11
	2.2.3 静的複屈折成分を利用した感度向上	12
2.3	Fabry-Pérot 共振器による信号の増幅	13
	2.3.1 Fabry-Pérot 共振器中での偏光変化量	14
	2.3.2 ミラー表面反射による複屈折	15
2.4	パルス磁石の使用..................................	17
	2.4.1 到達磁場について	17
	2.4.2 パルス磁場による信号の形について	17
	2.4.3 超伝導磁石と比べた利点	19
2.5	想定されるノイズ....................................	19
	2.5.1 光検出器のノイズ	20
	2.5.2 強度雑音	22
	2.5.3 量子化雑音	23
	2.5.4 電磁誘導によるノイズ	23
	2.5.5 感度計算のまとめ	24
2.6	旋光効果・ファラデー回転について............................	24
第3章	実験セットアップ	26
3.1	実験室全体	26
3.2	光学系	27

	3.2.1 1064nm レーザー	29
	3.2.2 Fabry-Pérot 共振器	31
	3.2.3 偏光子	33
	3.2.4 780nm レーザー	33
	3.2.5 Photo Detector	35
	3.2.6 PDH Feedback システム	37
	3.2.7 オートロックシステム	39
	3.2.8 オープンループゲインの調整	40
	3.2.9 その他の光学素子	42
3.3	磁石システム	44
	3.3.1 パルス磁石	44
	3.3.2 駆動用電源	46
	3.3.3 電極	48
	3.3.4 カレントトランス	48
	3.3.5 液面計	50
3.4	防振構造	51
3.5	電磁ノイズの遮蔽....................................	51
	3.5.1 電気的なループの解消	53
	3.5.2 磁気シールド	53
3.6	真空排気・ガス導入系	57
3.7	データ取得系	60
	3.7.1 Analog to Digital Converter	60
	3.7.2 データロガー	60
	3.7.3 データ取得サイクル	61
第4章	データ取得・解析	38
4.1	窒素ガスの複屈折・ファラデー回転の測定	68
	4.1.1 データ取得	68
	4.1.2 バックグラウンドの差し引き	73
	4.1.3 偏光子同士のアラインメントの確認	73
	4.1.4 イベント選別	74
	4.1.5 観測波形について	76
	4.1.6 パルス磁場波形によるフィッティング	79
	4.1.7 圧力依存性	81
4.2	真空の複屈折の測定	85
	4.2.1 データ取得	85
	4.2.2 バックグラウンドの差し引き	88
	4.2.3 偏光子同士のアラインメントの確認	89
	4.2.4 イベント選別	89
	4.2.5 パルス磁場波形によるフィッティング	90
4.3	系統誤差の評価	96

		4.3.1 両測定に共通する系統誤差
		4.3.2 窒素ガスの測定のみに生じる系統誤差
		4.3.3 真空の測定のみに生じる系統誤差
	4.4	結果
	_	
第	5章	結果と展望 109
	5.1	結果
		5.1.1 窒素ガスの測定結果 109
		5.1.2 真空複屈折に対する制限
		5.1.3 未知粒子に対する制限110
	5.2	今後の展望
		5.2.1 現在の感度と計算感度の比較 114
		5.2.2 Fabry-Pérot 共振器のアップグレード
		5.2.3 パルス磁石のアップグレード
		5.2.4 アップグレード後の感度 119
岪	6 草	まとの 121
付	録A	Fabry-Pérot 共振器 122
	A.1	Fabry-Pérot 共振器の縦モード
	A.2	Fabry-Pérot 共振器の構モード
	A 3	Pound Drever Hall 法
	A.4	擾乱に対する応答特性 127
付	録B	パルス磁石と駆動用電源 129
	B.1	パルス磁石
		B.1.1 概要
		B.1.2 線材
		B.1.3 パルス電流波形について
		B.1.4 磁場分布と発生効率131
		B.1.5 ステンレスによる補強135
		B.1.6 冷却効率
		B.1.7 漏れ磁場
	B.2	駆動用電源
		B.2.1 概要
		B.2.2 運転の様子について
付	録C	電気回路図 139
	C.1	Photo Detector
	C.2	PDH 制御用回路
	C.3	オートロック用回路

図目次

1.1	仮想電子対を媒介した電磁場の相互作用の Feynmann ダイアグラム	2
1.2	LSW 実験および VMB 実験における ALPs の寄与の仕方	4
1.3	LSW 実験および VMB 実験による ALPs への制限	5
		_
2.1	磁石と共振器を組み合わせた復屈折探索のセットアッフ	7
2.2	■22%「おけんででのため」」では「「「「「」」」では「「」」では「「」」では「」」では「」」では「」」	8
2.3	■22% 「二人」の「「「」」との「「」」との「「」」との「「」」、「」、「」、「」、「」、「」、「」、「」、「」、「」、「」、「」、「」	10
2.4	前的復出折成分か存在するとざの偏光変化について	12
2.5	Fabry-Pérot 共振器ミフーが生じる静的復屈折の概略図	16
2.6	Fabry-Pérot 共振器の光子寿命によって $B^2(t)$ 信号が鈍る様子	18
3.1	実験室全体の写真	26
3.2	光学ルーム内の 3D CAD	27
3.3	光学ルーム内の写真	28
3.4	光学系の概略図	28
3.5	Mephisto レーザーヘッドの写真	29
3.6	実測した Mephisto レーザー発振強度	30
3.7	Mephisto レーザーの発信周波数のゆらぎのスペクトル	30
3.8	Fabry-Pérot 共振器に使用したミラー	31
3.9	Fabry-Pérot 共振器で使用した 3 軸調整ミラーマウント	32
3.10	- Fabry-Pérot 共振器の共振周波数間隔の確認	32
3.11	α-BBO グランレーザープリズム GLPB2-10-25.9SN-7/30 の写真	33
3.12	グランレーザープリズム消光比の実測値	34
3.13	780nm レーザーの写真	34
3.14	780nm レーザーダイオードの発振強度の確認	35
3.15	I_e 検出用 Photo Detector PD_e の写真	36
3.16	<i>I_e</i> 検出用 Photo Detector PD _e の時定数測定	37
3.17	10 nW 入射時の PD _e の出力電圧ノイズスペクトル	37
3.18	PDH フィードバック制御の回路図:	38
3.19	オートロック共振復帰の概略図	39
3.20	オートロック共振復帰時の透過光強度およびピエゾ印加電圧の様子	40
3.21	フィードバック制御におけるオープンループゲイン G(ω) の設定	41
3.22	PDH フィードバック系のオープンループゲイン	42
3.23	パルス磁石まわりの概略図....................................	44

3.24	本実験で使用したパルス磁石................................	45
3.25	パルス磁石管内での発生磁場強度の分布	45
3.26	フィネスFのパイプ内径依存性	46
3.27	発生したパルス磁場の波形一例	47
3.28	駆動用電源、コンデンサバンクとクリーンルームの配置.........	47
3.29	パルス磁石を駆動した際のコンデンサバンク充電電圧の推移	48
3.30	電極の写真	49
3.31	Pearson 社カレントトランス、モデル 1423 の写真	49
3.32	真鍮製液体窒素液面計	50
3.33	液面計の読み出し静電容量と液面高さの較正...............	51
3.34	ベローズによる防振設計	52
3.35	電磁誘導による電圧変動の典型例.............................	52
3.36	GND ループによる電磁誘導ノイズとその解消	53
3.37	PD_e 用磁気シールド	54
3.38	磁気シールドによる PD $_e$ の電磁誘導ノイズの解消 \ldots	54
3.39	Mephisto 用磁気シールド	55
3.40	磁気シールドによる Mephisto の強度揺らぎの解消.............	56
3.41	パルス磁石まわりの磁気シールド	56
3.42	真空排気、ガス導入系の配管...............................	58
3.43	ターボ分子ポンプで真空チャンバーを排気した際の真空度推移	59
3.44	窒素ガスを導入した際の上流真空計、下流真空計、絶対圧力計の推移	59
3.45	ADC の量子化ノイズの実測	60
3.46	NIM モジュールで組んだデータ取得回路	65
3.47	データ取得のタイミングチャート	66
3.48	オシロスコープ Mask Test 波形の設定	67
4 1		m 1
4.1	室系ガス測定におりる+2000V でハルス磁場を発生させた除の典型的な読み出し波形 空まずス測定におけて 1000V でパルス磁場を発生させた除の典型的な読み出し波形	71
4.2	室系ガス測定における-1000V でハルス磁場を発生させた除の典型的な読み出し 波形	70
4.9	仮形	72
4.3	室系刀入側疋におりる/フィングントナエック用ナータの典型的な読み出し彼形 . バックガラウンド測定に使用した領域	72
4.4	ハッククラワント側疋に使用した頑颯	13
4.5	σ の測定に用いて限以	74
4.0	室糸刀入側疋におりるの消兀比 σ の推修 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	75 75
4.7	元丁寿町ノイツアインクの塚丁 空主ボス測定にかけてついうストロデー垂和のプロット	() 70
4.8	至糸刀入側疋にわりるノイイ人と残定—来相のノロット 空まボュ測点にわけてコッラスト派場业改産の二次二プロット	70 77
4.9	至糸刀入側走におりるノイイ人と透過兀独良の一八儿ノロット	((
4.10	六胍命で匹週しに1EMUU ねよび1EMUI モート兀のビームノレノアイル 空車おう測字にかけて労損攻止時の承担业改革プロホリ	11
4.11	至糸刀 八側 ルにわりる 燃め 第第1日の の 週二油 し ノレット ト・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	78
4.12	幽砺仮ル、い元丁寿町、快田奋によるローハ人ノイルク 空手ボュ測字にわけて信业同転ングナルのコーニーングの母子	80
4.13		81
4.14	全糸カへ側止にわりるノイツアイマク栢禾のノロツト	82

4.15	窒素ガス測定におけるフィッティングによって得られた Γ および ϵ のプロット	82
4.16	窒素ガスの複屈折の比例係数 $k_{ m CM}({ m N}_2)$ の圧力依存性	83
4.17	窒素ガスのファラデー回転の比例係数 k _F (N ₂) の圧力依存性	83
4.18	真空複屈折探索におけるデータ取得中の真空度推移	86
4.19	真空複屈折探索において、+2000V でパルス磁場を発生させた際の典型的な読み出	
	し波形	87
4.20	真空複屈折探索において、–1000V でパルス磁場を発生させた際の典型的な読み出	
	し波形	88
4.21	真空複屈折探索におけるアラインメントチェック用データの典型的な読み出し波形	88
4.22	真空複屈折探索における PD のバックグラウンド電圧の推移	89
4.23	真空複屈折探索における消光比 σ^2 の推移	90
4.24	真空複屈折探索におけるフィネス F の推移	91
4.25	真空複屈折探索におけるフィネス F と透過光強度 I_t の二次元プロット	91
4.26	真空複屈折探索における磁場発生時の透過光強度の推移.........	92
4.27	真空複屈折探索における偏光回転シグナルのフィッティングの様子	93
4.28	真空複屈折探索における偏光回転シグナルのフィッティング結果 p1 の推移	94
4.29	真空複屈折探索における偏光回転シグナルのフィッティング結果 p1 のヒストグラム	94
4.30	真空複屈折におけるフィッティング結果 k _{CM} のフィッティング開始時間依存性	96
4.31	真空複屈折におけるフィッティング結果 k _{CM} の終了時間依存性	97
4.32	光の進行方向に垂直な磁場積分 $\int B_{ot}^2(z) dz$ の最も大きくなるときおよび最も小さ	
	くなるときの $B_{\perp}(z)$ の分布 \ldots	99
4.33	光の進行方向に平行な磁場積分∫B (z)dz の最も大きくなるときおよび最も小さく	
	なるときの $B_{\parallel}(z)$ の分布	.03
4.34	フィネスを変化させたときの k _{CM} 解析結果の変化	05
4.35	測定されたフィネス F のヒストグラム	05
4.36	$\Gamma^2 + \epsilon^2 = 5.5(1) \times 10^{-6}$ なるときの Γ の取りうる値のヒストグラム1	.06
		1.0
5.1	室素の復屈折の大きさ $\kappa_{CM}(N_2)$ の埋論的 文測 に 加速 ステレー アン・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	.10
5.2	室素のファフテー回転の大きさ $\kappa_{\rm F}(N_2)$ の埋論予測と測定結果	.11
5.3	具空視屈折の大きさ $k_{\rm CM}$ のこれまでの制限と本測定の結果	.12
5.4	本実験で得られた ALPs への制限と、先行研究との比較1	.12
5.5	具空視屈折探索による Millicharged Particles への制限1	13
5.6		14
5.7	アッフクレードされた共振器での透過光强度	16
5.8	7イネス 670,000 の共振器の光子寿命	16
5.9	パルス磁石のアッフクレード項目と冷却効率・繰り返しレートへの影響1	.17
5.10	強磁場 発生時 に 観測 された バルス 電流 波形 の 乱れ	18
5.11	現在のパルス磁石の断面図と熟珠瓶1	19
5.12	コンアンサバンクの谷童唶設により予測されるバルス磁場波形の改善1	20
A.1	Fabry-Pérot 共振器の概略図	22

A.2	Fabry-Pérot 共振器の透過率 T の周回獲得位相 ϕ 依存性	3
A.3	Fabry-Pérot 共振器中での TEM00 モードビームウェストの位置依存性 12	5
A.4	PDH 法でのセットアップ概略図	6
A.5	PDH 信号の計算値 (in phase) 12	7
B.1	パルス磁石の模式図	9
B.2	パルス磁石の写真	0
B.3	パルス磁石の等価回路	1
B.4	パルス電流の測定例	2
B.5	磁石管内の磁場発生効率の位置依存性132	2
B.6	ステンレスによりコイルの片側のみを補強した様子	3
B.7	繰り返し運転時のジュール発熱の時間変化134	4
B.8	漏れ磁場のシミュレーションおよび測定結果	4
B.9	パルス磁石駆動用電源の写真	5
B.10	コンデンサバンクの内部の写真	5
B.11	パルス磁石駆動用電源の回路図	7
B.12	逆並列サイリスタによるコンデンサバンク充放電のサイクル13	7
C.1	I_t 用 Photo Detector の回路図	9
C.2	I_e 用 Photo Detector の回路図	0
C.3	I_r 用 Photo Detector の回路図	0
C.4	AC·DC 分離回路の回路図	1
C.5	1/10 倍バッファ回路の回路図	1
C.6	オールパス Phase Shifter の回路図	2
C.7	ループゲイン調整回路の回路図14	2
C.8	Cavity Resonance Finder の回路図	3
C.9	Feedback Controller の回路図	3

表目次

1.1	先行実験との比較	6
2.1	計算されるノイズ密度	24
3.1	トランスインピーダンス回路設計におけるノイズ成分一覧	36
3.2	実験に使用した汎用光学素子一覧.............................	43
3.3	Pearson 社カレントトランス、モデル 1423 の主な性能値	48
3.4	300K における気体の複屈折・ファラデー回転の大きさ	57
3.5	本実験におけるデータ取得サイクル...........................	61
4.1	窒素ガスデータ取得におけるセットアップ条件............	69
4.2	データロガーで取得した長期的なデータ一覧.............	69
4.3	窒素ガスのデータセット	70
4.4	窒素ガスの測定でフィッティングに用いる関数	79
4.5	真空複屈折探索のデータ取得におけるセットアップ条件..........	85
4.6	真空複屈折探索においてデータロガーで取得したドリフトデータ一覧	86
4.7	観測されるシグナルの磁場依存性および Γ 依存性	93
4.8	窒素の複屈折・ファラデー回転測定における系統誤差一覧	07
4.9	真空の複屈折測定における系統誤差一覧1	08
5.1	計算によって期待されるノイズ密度	14
5.2	真空観測に向けたアップグレード	20
B.1	パルス磁石の種々のパラメータ一覧	30
B.2	駆動用電源に使用される部品の名称と役割一覧	36

第1章 序論

古典電磁気学を記述する Maxwell 方程式において、電磁場は真空中で互いに相互作用しない線 形場である。しかし素粒子物理学の標準理論では、光子は真空偏極により互いに電荷を帯びた粒 子反粒子対を生成するため、それらの粒子を介した電磁場同士の相互作用が可能である [1, 2, 3]。 この非線形過程の興味深い帰結として、磁場を印加することで真空の屈折率に異方性が生じ、電 磁場である光の偏光状態を変化させる [4][5]。この量子電磁力学的効果は真空複屈折と呼ばれて いる。

物質やガスが示す同種の複屈折性は典型的な光物性の一つとして従来より測定されてきた一方 で、真空の複屈折性は未だ実験で観測されていない。近年の中性子星からの偏光観測 [6] および LHC で $\gamma\gamma$ 散乱の観測 [7] が示すように、電磁場の非線形相互作用は天体物理・高エネルギー物 理においても注目されているトピックである。また標準理論を超えた新粒子が光子と結合する場 合、その寄与により QED による予言よりも大きな真空複屈折が得られる可能性がある [8, 9]。そ のため本実験はニュートリノの質量差、ダークエネルギー、およびアクシオン等のダークマター のエネルギースケールである質量 eV 以下の軽粒子に感度がある。これは加速器を用いた高エネ ルギー実験での重粒子探索に対し相補的なアプローチである。これらの新粒子が関与する PQ 理 論や dark sector 等の BSM の詳細については文献 [10] などのサマリーを参照されたい。

本論文はパルス磁石を用いて瞬間的に強磁場を発生させることにより、同種の測定では最も高 い磁場を用いた実験を行う。報告する内容は主に以下3点である。

- 低温における窒素ガスの光物性測定(複屈折比例係数、ファラデー回転比例係数)
- 真空複屈折のプロトタイプ測定
- Axion-like particles (ALPs) および Millicharged particles (MCPs) への制限

本章ではこれらの物理について、まず第1.1節、第1.2節で非線形 QED による真空複屈折について議論し、続く第1.3節で ALPs や MCPs などの Beyond Standard Model からの寄与について考察する。最後に第1.4節で他の実験グループに対する探索手法や実験感度の比較を行う。

1.1 量子電磁気学の予測する電磁場同士の相互作用

標準模型、とりわけ電磁場の振る舞いを記述する量子電磁気学 (QED)の範疇では、真空中でさ え電磁場は仮想的な粒子対に対生成・対消滅する。例えば電子・陽電子対が中間状態として存在 し、その電荷に対して他の電磁場が働きかけることで、電磁場同士の相互作用を可能にする (図 1.1)。



図 1.1: 仮想電子対を媒介した電磁場の相互作用の Feynmann ダイアグラム。4 つの光子が仮想的 な電子・陽電子対を中間状態として相互作用する。初期状態、終状態とも電磁場しか寄与してい ないので、純粋な電磁場の非線形相互作用である。

仮想電子・陽電子対以外にも様々な中間状態が存在しうるが、その断面積の大きさは中間状態 の粒子の質量の –4 乗に比例する。本研究ではそのうち電子・陽電子対を中間状態として持つも ののみを扱う。図 1.1 に示されるこの過程は、Feynmann ダイアグラムの4次の過程であるため 非常に強く抑制されている。そのため、このダイアグラムによって予測される実電磁場同士の相 互作用は未だ観測されておらず、その初観測は量子電磁気学の重要な検証となる。

1.2 磁場中での真空の複屈折

前節の電磁場の4点相互作用において、電磁場の二つを光子、二つを外部磁場とした場合を考 える。このとき図1.1は外部磁場が印加された真空中での光の伝搬を記述するダイアグラムと解 釈できる。この状況では磁場によって真空が分極・磁化し、結果として磁場中で光の感じる屈折 率が変化する。図1.1のダイアグラムに基づき、[4]、[5]によってその屈折率および、偏光の向き への依存性が以下のように計算された。

$$n_{\parallel} = 1 + 7A_e B^2 \tag{1.1}$$

$$n_\perp = 1 + 4A_e B^2 \tag{1.2}$$

ここで、 n_{\parallel} は外部磁場と平行な偏光を持つ光が感じる屈折率、 n_{\perp} は外部磁場と垂直な偏光を持つ光が感じる屈折率、 A_e は QED の摂動計算から導かれる定数で、

$$A_e = \frac{2\alpha^2\hbar^3}{45\mu_0 m_e^4 c^5} = 1.32 \times 10^{-24} \ [\mathrm{T}^{-2}]$$
(1.3)

である。ここから、外部磁場に平行、垂直な屈折率の差 Δn は、

$$\Delta \mathbf{n} = \mathbf{n}_{\parallel} - \mathbf{n}_{\perp} = 3A_e B^2$$

= 4.0 × 10⁻²⁴ × (B [T])²
= k_{CM} × (B [T])² (1.4)

と計算される。ここで新しく係数 $k_{\rm CM} = 3A_e = 4.0 \times 10^{-24} \, [{\rm T}^{-2}]$ を定義し、以降では $k_{\rm CM}$ を用いて議論を進める。この $k_{\rm CM}$ が0 でないことから、真空は磁場中で複屈折を示し (Vacuum Magnetic Birefringence、VMB)、本研究の目的はそれを実験的に探ることである。以降で単に真空の複屈折と呼んだ場合には、真空中で磁場によって誘起された複屈折のことを指す。

1.3 未知粒子からの寄与

VMB は電磁場の4点相互作用から生じる現象である。前節では標準模型の範疇で中間状態が電 子対の場合のみを考えたが、Axion などの光子と結合する粒子 (Axion-Like Particles, ALPs) や、 電荷素量に比べて小さな電荷を持つ MilliiCharged Particles (MCPs) が存在した場合、それらも 中間状態として寄与するため、真空の複屈折 Δn の大きさが標準模型の予測からずれる [11, 12]。 そのため、真空の複屈折 Δn の精密測定することで未知粒子の探索を行うことも可能である。

1.3.1 Axion-Like Particles からの寄与

Axion とは、QCD における CP 対称性保存問題を解決するために導入された、新たな U(1) 対称性 (PQ 対称性 [13]) に付随する擬 Nambu-Goldstone 粒子である [14, 15]。光との結合定数を g_a 、 質量を m_a とすると、真空に磁場を印加した時、

$$\Delta n_a = \frac{g_a^2 B^2}{2m_a^2} \left(1 - \frac{\sin 2x}{2x} \right) \tag{1.5}$$

だけの複屈折を生じる [8]。ここで、 $x = \frac{L_B m_a^2}{4\omega}$ 、 L_B は磁場の長さ、 ω は光の角周波数である。

また、超対称性理論 [16] やストリング理論 [17, 18] など、標準模型を拡張した様々な理論から Nambu-Goldstone 粒子および擬 Nambu-Goldstone 粒子が生じ、これらは Axion と同様に光子二 つとの結合を持つため、まとめて Axion Like Particles と呼ばれる。その光との結合定数を g_{ALPs}、 質量を m_{ALPs} とした場合、式 (1.5) と同様に真空に磁場を印加した時の複屈折の大きさは

$$\Delta n_{\rm ALPs} = \frac{g_{\rm ALPs}^2 B^2}{2m_{\rm ALPs}^2} \left(1 - \frac{\sin 2x}{2x}\right) \tag{1.6}$$

で書ける [8]。同様に、 $x = \frac{L_B m_{ALPs}^2}{4\omega}$ 、 L_B は磁場の長さ、 ω は光の角周波数である。

両者ともダークマター、ダークエネルギー解決の可能性として多種多様な方法で探索されてき た。そのうち、地上実験での ALPs 探索手法の代表的なものとして Light Shining thourg a Wall 実験 (LSW) という手法がある。ここで VMB 実験と合わせて両手法を簡単に比較する (図 1.2)。

LSW 実験とは光源と検出器の間に光を遮蔽する壁を置きその前後で磁場を印加することで ALPs 探索を行う実験である [19]。光源からの通常の光は壁で遮蔽されてしまうため検出器に届かない が、磁場により ALPs に変換された場合、ALPs と通常の物質との相互作用は非常に弱いため壁 を通り抜けられる。その ALPs が再度壁の後の磁場で光に変換されるとそれが検出器まで届きう る。そのため LSW 実験の手法では、光は必ず実粒子として ALPs に変換されなければならない。

一方、VMBの手法では、屈折率変化に寄与する ALPs は必ずしも実粒子である必要はない。 QED で予測される電子・陽電子対の寄与が仮想中間状態からの寄与であるように、仮想的に ALPs

Light Shining through a Wall Experiment



Vacuum Magnetic Birefringence Experiment



図 1.2: LSW 実験および VMB 実験における ALPs の寄与の仕方。LSW 実験においては光源と検 出器の間に壁があるため、必ず一度実粒子の ALPs へと変換されなければならない。一方、VMB 実験においては ALPs が実際に生成される必要はなく、実・仮想粒子両方が寄与する。

を中間状態にもつことで、光と磁場の結合定数が変更に依存して変化し、それが複屈折を引き起 こす。よって、VMBの手法では実的・仮想的な ALPs 両方が真空での複屈折の大きさに寄与し、 LSW 実験よりも探索の範囲が広がる。

実際に、式 (1.6) に基づき、現在の VMB の手法で最も感度の良い実験から来る ALPs への制限 と、QED の予測する複屈折を 1 σ 標準偏差で観測した場合の ALPs への制限を図 1.3 に示す。比 較のため、LSW の手法による ALPs への制限についても載せる。

1.3.2 Millicharged Particles からの寄与

Millicharged Particles (MCPs) とは、非常に小さな電荷 βe と質量 m_β を持ち、電子と同様に光 と相互作用する粒子のことである [9]。現在の観測に矛盾せずに宇宙定数を自然に説明しうる可能 性を持つため、近年着目されている [23, 24]。それが真空の複屈折の大きさに与える影響は、MCP がボソンかフェルミオンかによって変わり、それぞれの質量を $m_\beta^{b,f}$ とすると、MCP による真空 の複屈折の大きさは

$$\Delta n^{\rm b} = \begin{cases} -\frac{3}{2} A_{\beta} B^2 & \text{for } \chi \ll 1 \\ 125 \, \pi^{1/2} 2^{1/3} \left(\Gamma \left(2 \right) \right)^2 & \text{i} \end{cases}$$
(1.7)

$$\left(\frac{135}{28}\frac{\pi^{1/2}2^{1/6}\left(1\left(\frac{\pi}{3}\right)\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{6}\right)}\chi^{-\frac{4}{3}}A_{\beta}B^{2} \qquad \text{for } \chi \gg 1 \tag{1.8}\right)$$



図 1.3: LSW 実験および VMB 実験による ALPs への制限。ALPS[20] および OSQAR 実験 [21] が LSW 実験の手法での現在の世界最高感度。PVLAS 実験 [22] が VMB 実験の手法での現在の世 界最高感度。赤点線が QED の予測する複屈折を 1σ 無矛盾で測定できたときの ALPs への計算感 度である。LSW 実験と VMB 実験で ALPs の寄与の仕方が異なるため、感度曲線の形が異なり、 VMB の手法が広く ALPs を探索できることが分かる。

$$\int 3A_{\beta}B^2 \qquad \qquad \text{for } \chi \ll 1 \qquad (1.9)$$

$$\Delta n^{t} = \begin{cases} -\frac{135}{14} \frac{\pi^{1/2} 2^{1/3} \left(\Gamma\left(\frac{2}{3}\right)\right)^{2}}{\Gamma\left(\frac{1}{6}\right)} \chi^{-\frac{4}{3}} A_{\beta} B^{2} & \text{for } \chi \gg 1 \end{cases}$$
(1.10)

だけ変化する [9]。ここで、 χ および A_{β} は

$$\chi = \frac{3\hbar\omega\beta eB\hbar}{2\left(m_{\beta}^{\rm b, f}\right)^{3}c^{4}}, \quad A_{\beta} = \frac{2\beta^{4}\alpha^{2}\hbar^{3}}{45\mu_{0}\left(m_{\beta}^{\rm b, f}\right)^{4}c^{5}}$$
(1.11)

で与えられる。 χ が1より十分大きな場合と1より十分小さな場合で、複屈折の大きさ $\Delta n^{b,f}$ の 符号が変わることに注意されたい。 $\chi \approx 1$ の領域では理論的に厳密解が求まっていないが、ある 点で $\Delta n^{b,f} = 0$ を通る連続関数であるため、MCPs が存在してもその領域では複屈折の大きさは 0に近くなり、VMB実験は感度を持たない。 $\chi \approx 1$ なる領域の位置は磁場 B とレーザー角周波数 ω によってのみ定まるため、特定の値の磁場およびレーザー波長による真空複屈折探索実験では 制限がつけられない領域が必ず存在する。現在実験的に得られている真空複屈折の大きさからの MCPs の質量および結合定数への制限を計算した結果については、本論文での測定結果から来る MCPs への制限と合わせて第5章にて議論する。

1.4 先行実験との比較

真空複屈折の探索実験の先行実験について述べる。二つの代表的な先行実験があり、永久磁石 を用いた PVLAS 実験 [22] と、パルス磁石を用いた BMV 実験 [25] が存在する。二つの先行実験 PVLAS 実験および BMV 実験と本実験の磁石の性能を合わせて表 1.1 に乗せる。

先行実験と比較して本実験には三つの特徴がある。

一つ目は、これまでより強力なパルス磁場を用いることにより、QEDの予測する真空複屈折 (式 (1.4))、ALPsが存在した場合の真空複屈折 (式 (1.6))、MCPsが存在した場合の真空複屈折 (式 (1.7–1.10))の大きさを世界最高の値まで上げていることである。真空で起こる複屈折の大きさは 磁場 Bの二乗に比例するため、パルス磁場によってこれまでより約2倍大きな真空複屈折 Δn を 起こすことで、探索感度を上げる。

二つ目は、磁場による複屈折信号の変調周波数が高く、繰り返しが速いことである。第2章で 述べるように、観測の際には磁場に時間的変調を掛け、それと同期した信号を検出器で探索する。 PVLAS 実験では永久磁石を 2.5 [Hz] で回転させることで複屈折信号を変調していたが、本実験で はパルス磁石により変調を行う。パルス磁場による変調周波数はそのパルス幅で定まり、1 [kHz] 程度の周波数変調を達成する。これにより、低周波での 1/f 雑音などを回避できる。また、パル ス磁場の繰り返しレートが 0.2 [Hz] と、パルス磁石を用いた BMV 実験に比べておよそ 100 倍程 度高い。これにより統計量を稼げるだけでなく、環境変化などによる長期的なドリフトの系統誤 差を回避することができる。

最後に三つ目に、本実験のみ磁場印加領域の温度が 77 [K] である。磁場印加領域の温度は真空 の複屈折の探索には関係しないが、事前測定で気体の複屈折測定を行う際に、その偏光変化量に 大きく影響する (第5章)。低温における気体による偏光変化の測定は本実験が世界初であり、こ れは第3章に述べるように擾乱耐性の非常に高い Fabry-Pérot 共振器を開発したことにより、パ ルス磁石を直接真空チャンバーに接続できるようになったためである。

パラメータ名	PVLAS 実験 [22]	BMV 実験 [25]	本実験
磁石	永久磁石	パルス磁石 (0.0017 [Hz])	パルス磁石 (0.2 [Hz])
最高到達磁場 B [T]	2.5	6.5	9.0
QED の予測する Δn	2.5×10^{-23}	1.7×10^{-22}	3.2×10^{-22}
実際の Δn 探索感度	5.0×10^{-22}	3.4×10^{-19}	本論文にて述べる

表 1.1: 先行実験との比較。探索感度は永久磁石がパルス磁石と比べて磁場の発生時間が長いこと、および第2章で説明する Fabry-Pérot 共振器の性能などによって決まる。

第2章 測定原理

本章ではこの実験の測定原理と、そこから見積もられる感度について述べる。第2.1節におい て実験全体の概略図を示し、第2.2節において複屈折によって偏光変化と直交偏光子による探索 について述べる。第2.3節にてFabry-Pérot 共振器のによる感度増幅について述べ、第2.4節にて 強磁場を達成するためのパルス磁石について触れる。第2.5節にて感度評価を行い、最後に第2.6 節にて類似する現象である旋光効果とファラデー回転について触れる。

2.1 測定セットアップの概略図

まず、図 2.1 に真空複屈折の探索セットアップの概略図を示す。二枚の偏光子を直交するよう に配置し、その間で磁場を斜め 45 度に印加する。感度を高めるために磁石の前後にミラーを向か い合わせに配置し、Fabry-Pérot 共振器を組む。以降で一枚目の偏光子を Polarizer、二枚目の偏 光子を Analyzer、入射光強度を I_0 、二枚の直交偏光子を抜ける光強度を $I_e(extrordinary)$ 、二枚 目の偏光子で跳ねられる光強度を $I_t(transmission)$ と呼ぶ。



図 2.1: 磁石と共振器を組み合わせた複屈折探索のセットアップ。二枚の偏光子を直交するように配置し間で偏光子に対して 45 度に磁場を印加する。さらに磁場の前後にミラーをおき Fabry-Pérot 共振器を組むことで感度向上を行う。入射光強度を I_0 、二枚目の偏光子で反射される光強度を I_t 、二枚の直交偏光子を抜ける光強度を I_e と呼ぶ。

以下ではこのセットアップを

1. 直交偏光子を利用した複屈折探索 (第2.2節)

- 2. Fabry-Pérot 共振器による信号の増幅 (第 2.3 節)
- 3. パルス磁石の使用 (第2.4節)

3つの節に分けて説明する。

2.2 直交偏光子を利用した複屈折の探索

まず、一般に偏光子二枚を直交するように配置することにより、高感度で微小複屈折を探索で きることを本節で議論する。議論においては Jones 行列法を用いるが、その詳細については [26] を参照されたい。

2.2.1 複屈折による偏光変化

二枚の理想的な偏光子を、複屈折媒質の前後に進相軸に対し +45 度、-45 度の角度に配置し、 そこに光を入射させたときに、二枚目の偏光子で分けられる光の電場成分について考える (図 2.2)。



図 2.2: 直交偏光子を用いた複屈折探索のセットアップ。複屈折媒質の前後に、二枚の偏光子が ±45度傾けておいてある。以下で見るように、複屈折には光の偏光を直線偏光からずらす効果が ある。理想的な偏光子の場合、*I_e*の強度は複屈折がなければ0になるが、複屈折により偏光が変 化すると *I_e*の強度は0でなくなる。

入射する光の偏光状態について、Jones 行列を用いて議論する。複屈折媒質の進相軸屈折率を n_{\parallel} 、遅相軸屈折率を n_{\perp} とする。Jones 行列の基底として、 n_{\parallel} 方向を第一成分、 n_{\perp} 方向を第二成分とした座標系をとる。また、以降では複屈折の大きさ $\Delta n = n_{\parallel} - n_{\perp}$ は1に比べて非常に小さいとして議論する。

まず、Polarizer によって偏光された入射光を Jones ベクトルで表す。Polarizer は複屈折の進相 軸から 45 度傾けて配置されているため、その Jones ベクトル $\overrightarrow{E_{in}}$ は、

$$\overrightarrow{E_{\rm in}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1\\1 \end{pmatrix} \tag{2.1}$$

とかける。

次に、複屈折媒質の Jones ベクトルについて考える。入射光の波長を λ とし、複屈折媒質の長 さを L としたとき、複屈折媒質の Jones 行列は、

$$\boldsymbol{B} = \begin{pmatrix} e^{i(\theta_0 + \Delta\theta)} & 0\\ 0 & e^{i\theta_0} \end{pmatrix}$$
(2.2)

と書ける。ここで、

$$\theta_0 = \frac{2\pi L n_\perp}{\lambda} \tag{2.3}$$

$$\Delta \theta = \frac{2\pi L \Delta n}{\lambda} \tag{2.4}$$

であり、それぞれ進相軸、遅相軸の光が獲得する位相を表す。進相軸偏光と遅相軸偏光の光が複屈 折媒質を通過した後は $\Delta \theta$ だけの位相差を獲得する点に注目されたい。 $\overrightarrow{E_{in}}$ に複屈折媒質の Jones 行列 **B** をかけあわせることで、複屈折媒質からの出力光の偏光を表す Jones ベルトル $\overrightarrow{E_{out}}$ は

$$\overrightarrow{E_{\text{out}}} = \overrightarrow{B} \cdot \overrightarrow{E_{\text{in}}}$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{i(\theta_0 + \Delta \theta)} \\ e^{i\theta_0} \end{pmatrix}$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\theta_0} \begin{pmatrix} e^{i\Delta \theta} \\ 1 \end{pmatrix}$$
(2.5)

と書ける。

最後に、Analyzer において分離される光強度を考える。Analyzer においては、入射偏光に対して 平行な成分および垂直な成分が分離される。それらの方向の基底を $\overrightarrow{e_{\parallel}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}, \overrightarrow{e_{\perp}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$ する。基底方向への射影を考え $\overrightarrow{E_{out}}$ から $\overrightarrow{E_{in}}$ と平行な成分 $\overrightarrow{E_{out}}$ 、直交する成分 $\overrightarrow{E_{out}}$ を抜き出すと、

$$\overrightarrow{E_{\text{out}}^{\parallel}} = \left(\overrightarrow{E_{\text{out}}} \cdot \overrightarrow{e_{\parallel}}\right) \overrightarrow{e_{\parallel}}$$

$$= e^{i\theta_0} \times \frac{e^{i\Delta\theta} + 1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1\\ 1 \end{pmatrix}$$

$$(2.6)$$

$$\overline{E}_{out}^{\perp'} = \left(\overline{E}_{out} \cdot \overrightarrow{e}_{\perp}\right) \overrightarrow{e}_{\perp}
= e^{i\theta_0} \times \frac{e^{i\Delta\theta} - 1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$$
(2.7)

と計算される。

光の電場成分に対して計算を行ってきたが、偏光子で分けたのちに Photo Detector で実際に測定した際に観測可能なものは光の絶対強度である。 I_t および I_e の I_0 に対する強度比を計算すると、強度と電場の関係式 $I = \epsilon |E|^2/2$ を用いて、

$$\frac{I_e}{I_0} = \frac{|\overrightarrow{E_{\text{out}}}|^2}{|\overrightarrow{E_{\text{in}}}|^2} = \sin^2\left(\frac{\Delta\theta}{2}\right) \simeq \frac{\Delta\theta^2}{4}$$
(2.8)

$$\frac{I_t}{I_0} = \frac{|\overrightarrow{E_{\text{out}}}|^2}{|\overrightarrow{E_{\text{in}}}|^2} = \cos^2\left(\frac{\Delta\theta}{2}\right) \simeq 1 - \frac{\Delta\theta^2}{4}$$
(2.9)

とかける。なお、最後の近似では、 $\Delta \theta \ll 1$ という近似が成り立つとした。これは、複屈折媒 質によって生じる位相差が非常に小さいとする仮定であり、常にこの近似条件が常に成り立つと して議論する。

この式が意味するところは、最初直線偏光であった光が、複屈折により位相差 $\Delta \theta \neq 0$ を獲得 することで偏光が変化し横偏光成分 (I_e) が現れ、それが Analyzer で反射され、光検出器で検出 されるということである。直感的には直線偏光が楕円偏光の形になり横偏光成分が現れるイメー ジである。また $\Delta \theta = 0$ 、つまり複屈折がない場合、理想的には I_e の強度は 0 となることに注目 されたい。

今回のように磁場中での真空の複屈折性を探る場合、複屈折媒質に対応するのは磁場中での真 空そのもである。そのためセットアップとしては真空中で二枚の偏光子を直交するように置き、 その間で斜め 45 度に磁場を印加する形となる。(図 2.3)。



図 2.3: 直交偏光子と磁場を用いた真空複屈折探索のセットアップ。二枚の偏光子を直交するよう に配置し、磁場を斜め 45 度に印加する。古典電磁気学の予測するように複屈折がなければ I_t 、 I_e に強度変化は起きないが、QED や BSM の予測するように真空複屈折により偏光が変化すると I_t 、 I_e の強度が変化する。

真空の複屈折の進相軸は磁場と平行な方向なので、上で議論したように複屈折媒質に対して斜め45度に光を入射するセットアップに等しい。もし古典電磁気学のように、磁場と光が相互作用

しないならば、 $\Delta n = 0$ であるため、 $\Delta \theta = 0$ となり、 $I_t = I_0$ 、 $I_e = 0$ となる。これは位相差の 生じない媒質中で二枚の理想的な偏光子を直交するように配置したときの透過光強度と反射光強 度であり、磁場の有無にかかわらず I_e に強度変化は起きない。一方、量子電磁気学の計算のよう に、 $\Delta n = k_{\rm CM} \times (B[{\rm T}])^2$ の複屈折が生じると、磁場が発生したときのみ I_t 、 I_e の強度が変わる。 とくに I_e については、磁場が存在しない時には光強度は0 であるが、磁場が発生したときのみ光 強度が0 でなくなる。このような I_e の強度変化が複屈折の有無に対して好感度なように配置する ことで真空の複屈折性を探る手法が用られる。

以降では、とくに QED で予測される真空の複屈折に対する偏光変化を考えるとき、新しく QED によって予測される真空の複屈折が起こす位相差を ψ と記し、

$$\psi = \frac{\Delta \theta_{QED}}{2} = \frac{\pi L k_{\rm CM} B^2}{\lambda} \tag{2.10}$$

と定義する。これを楕円偏光度という名前で以後呼ぶことがある。磁場中の真空の複屈折を議論 する際には ψ を用いる。たとえば、真空の複屈折による I_e 、 I_t の強度変化は

$$\frac{I_e}{I_0} = \sin^2 \psi \simeq \psi^2 \tag{2.11}$$

$$\frac{I_t}{I_0} = \cos^2 \psi \simeq 1 - \psi^2 \tag{2.12}$$

と表される。

2.2.2 実際の偏光子がもつ消光比成分

前項では理想的な偏光子を用いた計算を行ったが、実際にはたとえ二枚の偏光子を完全に直交 するように配したとしても I_e の強度は完全には0にはならない。これは、偏光子の表面粗さや偏 光子へ入射する光のアラインメントの不正確さなどにより必ず一定量の透過成分が現れるためで ある。偏光子同士を完全に 90 度に配置した際の I_e/I_0 の大きさを消光比と呼び σ^2 で記す。

式 (2.11)、(2.12) には消光比による修正が加わる。複屈折による強度変化に加えて常に σ^2 だけ の光が I_e に入るので、真空に磁場が印加された際に検出される光強度は

$$\frac{I_e}{I_0} \simeq \sigma^2 + \psi^2 \tag{2.13}$$

$$\frac{I_t}{I_0} \simeq 1 - \sigma^2 - \psi^2 \tag{2.14}$$

となる。実験の際には I_e 成分を Photo Detector で取得すると、常に存在する $I_0\sigma^2$ のバック グラウンド成分の上に、磁場が発生した際に ψ^2 の強度変化が生まれることになる。その信号と バックグラウンドの比 (SN 比、SNR) をここで評価する。たとえば B=10 [T]、 $\lambda = 1064$ [nm]、 L = 100 [km] としても、QED から予測される楕円偏光度の大きさは $\psi = 2 \times 10^{-10}$ である。現 在手に入る偏光子の消光比は最も良いものでも $\sigma \sim 10^{-3}$ 程度であるため、 $\psi^2 \ll \sigma^2$ となり、そ の S/N 比は

$$SNR = \frac{\psi^2}{\sigma^2} \simeq 10^{-14}$$
 (2.15)

と非常に悪い。そこで、S/N 比および感度改善のために、次項で議論するように偏光子間に静的 複屈折成分Γを導入する。

2.2.3 静的複屈折成分を利用した感度向上

これまで、磁場中での真空の複屈折による偏光変化 (式 2.4) のみを考えた。ここに、偏光子間 に別の既知の複屈折成分が存在し、進相軸偏光光、遅相軸偏光光に対して位相遅延 2Γ を引き起 こすとする (図 2.4)。



図 2.4: 静的複屈折成分が存在するときの偏光変化について。静的複屈折成分が存在し、進相軸偏 光光、遅相軸偏光光に対して位相遅延 2Γを引き起こすとする。磁場による複屈折に加えて静的 な複屈折成分 Γ が存在することで SN 比が大幅に改善されうることを以下で見る。

この静的な複屈折成分の Jones 行列は

$$\boldsymbol{G} = \begin{pmatrix} \mathrm{e}^{i2\Gamma} & 0\\ 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{2.16}$$

と書ける。なおここでは遅相軸光の獲得する位相が0となるよう規格化した。これを含めると、

$$\overrightarrow{E_{\text{out}}} = \overrightarrow{B} \cdot \overrightarrow{G} \cdot \overrightarrow{E_{\text{in}}}$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{i(\theta_0 + \Delta \theta + 2\Gamma)} \\ e^{i\theta_0} \end{pmatrix}$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\theta_0} \begin{pmatrix} e^{i(\Delta \theta + 2\Gamma)} \\ 1 \end{pmatrix}$$
(2.17)

となり、位相遅延量は $\Delta \theta + 2\Gamma$ となる。これを式 (2.11)、(2.12) に代入し、消光比による σ^2 の 成分を考慮すると、 $\psi^2 \ll \Gamma^2$ としたときの真空複屈折による強度変化は

$$\frac{I_e}{I_0} = \sigma^2 + (\Gamma + \psi)^2
\simeq \sigma^2 + \Gamma^2 + 2\Gamma\psi$$
(2.18)
$$\frac{I_t}{I_0} = 1 - \sigma^2 - (\Gamma + \psi)^2
\simeq 1 - \sigma^2 - \Gamma^2 - 2\Gamma\psi$$
(2.19)

となる。最後の近似では $\psi^2 < \ll \Gamma^2, \sigma^2$ を用いた。

 I_e 成分の変化に着目すると、磁場がない時の強度が $I_0(\sigma^2 + \Gamma^2)$ であり、磁場発生した際には 強度が $I_0 \times 2\Gamma\psi$ だけ変化する。そのときのS/N 比 SNR は

$$SNR = \frac{2\Gamma\psi}{\sigma^2 + \Gamma^2} \tag{2.20}$$

とかける。 $\Gamma^2 = \sigma^2$ のときに最も SNR が良くなり、その値は

$$SNR_{\rm max} = \frac{\psi}{\sigma} \tag{2.21}$$

の最大値を取る。静的複屈折成分がない場合の SNR は式 (2.15) のように $\frac{\psi^2}{\sigma^2} \simeq 10^{-14}$ と非常 に悪かったが、それに比べて $\Gamma^2 = \sigma^2$ の静的複屈折成分を導入することで S/N 比が $\frac{\psi}{\sigma} \sim 10^{-7}$ と 大幅に改善されることが分かる。

測定対象量を線形信号に起こすことで微小量測定の感度を上げるこのリニアライズという手法 を本実験でも取り入れ、非常に小さな偏光変化の検出感度を上げる。今回は Fabry-Pérot 共振器 のミラー表面での反射による偏光変化をΓとして利用する。これについては第2.3節で詳しく議 論する。また、以後単に静的な成分を DC 成分と呼ぶこともある。

2.3 Fabry-Pérot 共振器による信号の増幅

Fabry-Pérot 共振器とは、二枚の高反射率ミラーを向かい合わせに配置した装置のことである。 Fabry-Pérot 共振器を特徴付けるパラメータとしてフィネス*F*がある。フィネス*F*は、共振器の周 回反射率 R_{cav} を用いて、 $F = \pi R_{cav}^{1/4} / (1 - \sqrt{R_{cav}})$ と書かれる。ミラー反射率を R_{mirror} 、Fabry-Pérot 共振器中の周回ロス P_{cav} としたとき、周回反射率は $R_{cav} = R_{mirror}^2(1 - P_{cav})$ で書かれる。 入射光の波長 λ と共振器長 L_{cav} が、ある正整数 m に対して $\frac{\lambda}{2}m - \frac{\lambda}{2F} < L_{cav} < \frac{\lambda}{2}m + \frac{\lambda}{2F}$ の共振 条件を満たすとき、光は Fabry-Pérot 共振器中に溜め込まれ、その中を期待値で $2F/\pi$ 回往復する。 これを利用し、磁場の前後にミラーを配置することで、磁場の中を期待値で $2F/\pi$ 回光が往復し て磁場と光の相互作用長を増幅し信号を大きくできる。感度を上げるためにはよりフィネスの高 い共振器を磁場と組み合わせることが重要となるが、一方で、フィネスが高くなるにつれて共振 条件は厳しくなり、より高精度でミラー間の距離とレーザーの波長を一致させなければならない。 よって、真空の複屈折の探索においては高フィネスの Fabry-Pérot 共振器を磁場と安定して組み 合わせる技術が非常に重要となる。

本節においては、Fabry-Pérot 共振器を組むことにより複屈折による偏光変化量が増幅される ことを Jones 行列を用いて計算する。なお、Fabry-Pérot 共振器の原理や共振維持の詳細につい ては付録 A を参照されたい。以下では Fabry-Pérot 共振器のことを単に共振器とも呼ぶ。

2.3.1 Fabry-Pérot 共振器中での偏光変化量

Fabry-Pérot 共振器中で磁場を印加したときに、真空の複屈折による楕円偏光度 ψ が増幅されることを Jones 行列を用いて計算する (図 2.1)。

Fabry-Pérot 共振器の透過光は共振器中を0往復した光、1往復した光、2往復した光、…の重ね合であることは付録Aで説明されている。そのため、透過光の Jones ベクトル $\overrightarrow{E_{out}^{FP}}$ もそれらの重ね合わせで書ける。共振器長 L_{cav} の共振器中に長さ L、進相軸屈折率 $n_0 + \Delta n$ 、遅相軸屈折率 n_0 の複屈折媒質があるとき、共振器を片道進むことを表す Jones 行列は

$$\boldsymbol{D} = e^{i\phi} \begin{pmatrix} e^{i\Delta\theta} & 0\\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$
(2.22)

と書ける。ここで、

$$\phi = \frac{2\pi (L_{cav} + (n_0 - 1)L)}{\lambda}$$
(2.23)

$$\Delta \theta = \frac{2\pi \Delta nL}{\lambda} \tag{2.24}$$

である。周回ロス $P_{cav} = 0$ 、ミラー反射率 $R_{mirror} = r^2$ 、ミラー透過率 $T_{mirror} = t^2$ の共振器の 透過光の偏光を計算すると、

$$\overrightarrow{E_{\text{out}}^{\text{FP}}} = t^2 \Sigma_{n=0}^{\infty} (r^2 D^2)^n D \overrightarrow{E_{in}} \\
= \frac{t^2 e^{i\phi}}{1 - r^2 e^{2i\phi}} \begin{pmatrix} e^{i\Delta\theta} \frac{1 - r^2 e^{2i\phi}}{1 - r^2 e^{2i(\phi + \Delta\theta)}} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \overrightarrow{E_{in}} \quad (2.25)$$

となる。

共振状態のみを考え ($\phi = 2\pi$ m)、また $\Delta \theta \ll 1 - r^2 \ll 1$ とすると、

$$\overrightarrow{E}_{out}^{\overrightarrow{FP}} = \frac{t^2}{1 - r^2} \begin{pmatrix} e^{i\Delta\theta} \frac{1 - r^2}{1 - r^2 e^{2i\Delta\theta}} & 0\\ 0 & 1 \end{pmatrix} \overrightarrow{E_{in}} \\
\simeq \frac{t^2}{1 - r^2} \begin{pmatrix} 1 + \frac{2i\Delta\theta}{1 - r^2} & 0\\ 0 & 1 \end{pmatrix} \overrightarrow{E_{in}} \\
= \frac{t^2}{\sqrt{2}(1 - r^2)} \begin{pmatrix} 1 + \frac{2i\Delta\theta}{1 - r^2} \\ 1 \end{pmatrix} \qquad (2.26)$$

となる。楕円偏光度を表す位相成分に着目すると、式 (2.17) において、 $\Delta \theta \rightarrow 2\Delta \theta / (1 - r^2) \sim 2F \Delta \theta / \pi$ としたものであり、共振器により楕円偏光度が $2F / \pi$ 倍されていることがわかる。

よって、Fabry-Pérot 共振器を導入することで楕円偏光度は $2F/\pi$ 倍され、総合的な楕円偏光度 Ψ は式 (2.10) を $2F/\pi$ 倍することで、

$$\Psi = \frac{2F}{\pi}\psi = \frac{2FLk_{\rm CM}B^2}{\lambda} \tag{2.27}$$

となる。以降では、Fabry-Pérot 共振器を用いて増幅された楕円偏光度について、 Ψ を用いて議論する。現在世界最高性能のスーパーミラーを用いることで、波長 $\lambda = 1064$ [nm] の光に対して

フィネスとして $F \sim 300,000$ 以上が得られることが報告されており [27]、この手法で感度が 10⁵ 倍以上増幅される。一方で、共振条件からくるミラーの位置精度への要求は $\frac{\lambda}{F} \sim 3$ [pm] の要求と 非常に厳しくなる。第3章で述べるように、本実験ではレーザー入射光波長にフィードバックす ることで、この距離精度での共振維持を行なう。

2.3.2 ミラー表面反射による複屈折

第2.2.3 項で静的複屈折により SN 比の向上があること、第2.3.1 項で Fabry-Pérot 共振器によって検出感度が向上することを見た。本節では実際に Fabry-Pérot 共振器が静的複屈折成分を持つことを述べる。

本実験で使用した Fabry-Pérot 共振器を構成する超高反射率のミラーは誘電体多層膜コーティングを表面に施したものである。誘電体多層膜コーティングとは屈折率のよく制御された厚さ $\lambda/4$ の誘電体膜を積み重ねたものであるが、この膜も完全に等方的ではないため複屈折性を示す。その複屈折性による位相遅延量の大きさは、一回の反射あたり 10⁻⁴ [rad] から 10⁻⁷ [rad] と非常に小さく通常無視できるが [28]、高フィネスの Fabry-Pérot 共振器においては反射回数が数十万回にも上るため、これらの位相遅延も積算されて観測に影響するほど大きな偏光変化を生む。

本実験では、Fabry-Pérot 共振器を較正するミラーの軸方向の角度制御によりこの効果を制御 する。

図 2.5 において、フィネス Fの共振器を構成する二枚のミラーが複屈折 δ_1 、 δ_2 を持つとする。 一枚目のミラーの進相軸の入射偏光軸からの傾きを θ_1 、二枚目のミラーの進相軸の入射偏光軸か らの傾きを θ_2 とする。このときミラーの表面反射の効果は一つの複屈折媒質による効果に置き換 えられ、その複屈折 δ_{EQ} および入射偏光軸からの傾き θ_{EQ} は

$$\delta_{\rm EQ} = \frac{2F}{\pi} \sqrt{(\delta_1 - \delta_2)^2 + 4\delta_1 \delta_2 \cos^2(\theta_1 - \theta_2)}$$
(2.28)

$$\cos 2(\theta_{\rm EQ} - \theta_1) = \frac{\frac{\delta_1}{\delta_2} + \cos 2(\theta_1 - \theta_2)}{\sqrt{(\frac{\delta_1}{\delta_2} - 1)^2 + 4\frac{\delta_1}{\delta_2}\cos^2(\theta_1 - \theta_2)}}$$
(2.29)

で与えられる。これらを用いて Fabry-Pérot 共振器の多重表面反射による静的複屈折成分 Γは

$$\Gamma = \frac{\sin 2\theta_{\rm EQ} \sin \delta_{\rm EQ}}{2} \tag{2.30}$$

で書ける。

 θ_{EQ} および δ_{EQ} の大きさはミラーの軸角度 θ_1 、 θ_2 に依存しており、それを制御することによって双方の大きさを変更することが可能となる。



図 2.5: Fabry-Pérot 共振器ミラーが生じる静的複屈折の概略図。Fabry-Pérot 共振器を構成する 二枚のミラーが複屈折性を持ち、その進相軸がそれぞれ Polarizer から角度 θ_1 、 θ_2 だけずれてお り、位相遅延 δ_1 、 δ_2 を持つとする。このとき、二枚のミラーの複屈折による影響は角度 θ_{EQ} ずれ た、位相遅延 δ_{EQ} の複屈折媒質として扱うことができる。

第2章 測定原理

2.4 パルス磁石の使用

式 (2.27) で見たように、標準模型が予測する磁場中での真空の複屈折による楕円偏光度の大き さ Ψ は、磁場の大きさ B の 2 乗に、磁場と光の相互作用長 L の 1 乗に比例する。そのため、高 感度で真空の複屈折を探索するためには、光の進行方向に対して垂直に長い距離にわたって磁場 を印加できる磁石が必要となる。本実験ではレーストラック型のパルス磁石を用いて最高 9.0 [T] の磁場を長さ 0.2 [m] に渡って印加することでこの要求を満たした。

本節においては本実験で利用したパルス磁石の主な性質について述べる。パルス磁石の動作原 理や駆動用の駆動用電源の詳細については付録 B を参照されたい。

本実験においてパルス磁石を使用する利点は主に2つある。

- 1. 到達磁場が非常に高いこと
- 2. パルス波形に同期した複屈折性を発生させることで、ノイズ成分の少ない高周波での真空複 屈折信号探索が可能である

以下では上記の2つの利点について述べ、最後に超伝導磁石と比較した際のパルス常伝導磁石の 長所を述べる。

2.4.1 到達磁場について

まず、パルス磁石の利点は何といってもその到達磁場の高さである。銅銀線を用いた非破壊の パルス磁石の世界最高記録は 85.8 [T] が達成されている [29]。これは超伝導磁石のクエンチ磁場 が NbSn などを用いても 30 [T] 程度であるのに比べると非常に高い値である。QED や Axion 理 論で計算される真空の複屈折の大きさは磁場の二乗に比例するため、到達磁場の感度への影響は 非常に大きい。

第1.4 節に於いて述べたが、先行実験において使用された磁石は2.5 [T] および6.5 [T] である。 それに対し、本実験では独自に開発したパルス磁石により、最高到達磁場9.0 [T] を達成した。こ の値は最先端の超伝導磁石のクエンチ磁場には劣るものの、Fabry-Pérot 共振器と組み合わせた 磁場としては世界最高である。

2.4.2 パルス磁場による信号の形について

また第 2.2.2 項、第 2.2.3 項で見たように、真空複屈折探索実験においては、消光比 σ^2 や静的 複屈折 Γ^2 による DC 成分が必ず存在し、また S/N 比もおよそ 10⁻⁷ と非常に悪い (式 (2.21))。さ らには、第 2.5 節で見るように、検出に使う Photo Detector のオペアンプの持つ 1/f ノイズなど により、DC に近い周波数帯域での観測は非常に難しい。そこで、磁場に既知の時間的な変調を かけ、全く同じ時間成分を光強度から抜き取ることで、複屈折信号を高周波の変調として検出す る、いわばロックイン検出を行う。

パルス磁石において発生する磁場は、磁石のコイルに流れる電流に比例し、比例係数 k [T/kA] を用いて B [T] = k [T/kA] × I [kA] と書ける。真空複屈折による偏光変化は磁場の二乗に比例す るため (式 (2.27))、パルス電流波形の二乗の形をとる。付録 B に示すように、電流の波形 *I*(*t*) は 充電コンデンサの容量 *C*、パルス磁石コイルのインダクタンス *L*、充電電圧 *V*₀ を用いて

$$I(t) = V_0 \sqrt{\frac{C}{L}} \sin\left(\frac{t}{\sqrt{LC}}\right)$$
(2.31)

とかける。そのパルス幅は $\Delta t = \pi \sqrt{LC}$ となるため、適切に磁石コイルの持つインダクタンス成 分 *L* および充電コンデンサの静電容量 *C* を調整することで、信号の周波数帯域を自分で設定で きる。

パルス幅の設定に関しては Fabry-Pérot 共振器のもつ光子寿命 $\tau_{\rm FP} = FL/\pi c$ を考慮しなけれ ばならない。付録 A で説明されるように、Fabry-Pérot 共振器は光の閉じ込めの役割を持つた め、共振器中でパルス磁場の二乗の形をした偏光変化が起きても、実際に検出される波形には カットオフ周波数 $\omega_{\rm c} = 1/4\pi\tau_{\rm FP}$ のローパスフィルタがかかる [30]。本実験で使用する、典型的な F = 300,000、共振器長 $L_{\rm cav} = 1.4$ [m]の共振器に対して、光子寿命は $\tau_{\rm FP} = 0.4$ [ms]、カットオ フ周波数は $\omega_{\rm c} = 178$ [Hz] となる。図 2.6 に実際にパルス幅 1.0 [ms] の磁場に $\omega_{\rm c} = 178$ [Hz] の共 振器のローパスフィルタがかかる様子を示す。



図 2.6: Fabry-Pérot 共振器の光子寿命によって $B^2(t)$ 信号が鈍る様子。黒線は発生する磁場の二 乗の信号 $B^2(t)$ 、赤線は光子寿命によりそれが鈍ったときの信号。パルス磁場の幅を 1.0 [ms]、光 子寿命を 0.4 [ms] として計算した。

この光子寿命により信号が鈍るため、変調周波数をあげようと磁場のパルス幅を狭めても、およそ光子寿命 $\tau_{\rm FP}$ と同程度まで狭めれば十分であり、それ以上狭めてもローパスフィルタの影響 で観測される波形はほとんど変わらない。本実験においては、オペアンプなどの 1/f 雑音が標準 量子限界雑音と同じ大きさまで下がり、また共振器の光子寿命により信号成分がなまるのを避け る為、 $\Delta t \simeq 1$ [ms] とした。実際には磁石の持つインダクタンス成分 L = 39 [μ H] に対して、充 電コンデンサの静電容量 Cを調整することでパルス幅を設定でき、C = 3.0 [mF] とすることで $\Delta t = 1.2$ [ms] として実験を行った。

2.4.3 超伝導磁石と比べた利点

真空の複屈折探索実験において、超伝導磁石を利用する手法を指摘されることがあるため、超 伝導磁石と比べた利点について簡潔に述べておく。

超伝導磁石に比べてパルス常伝導駆動の利点はセットアップの簡便さに加えて、何よりも変調 周波数を kHz 程度まで上げられることがある。オペアンプのもつ入力換算雑音や共振器の透過光 強度揺らぎなど、複屈折実験のバックグラウンドとして考えられるノイズスペクトルは、DC 付 近で急激に上昇することが予測される。真空複屈折信号の変調周波数を DC から分離する為には

• 磁石自体を軸方向に回転させることにより複屈折の大きさに変調を掛ける

印加電流を時間的に変調することで複屈折の大きさに変調を掛ける

の二通りが考えられる。

パルス電流により複屈折信号に変調を掛ける手法は後者の方法である。一方で先行実験 [22] の ように常伝導磁石を軸方向に回転させる方法が前者に当たる。

これらの方法を超伝導磁石に適用することは難しい。超伝導磁石の高周波駆動は AC 抵抗成分 が生ずるため電気抵抗が0でなく不可能である。また、前者のように超伝導磁石駆動しながら大 電流を流すと、磁石を機械的に回転させるための摩擦熱などによる動的な発熱が起こりうる。低 温部での発熱は極低温冷却と相容れないばかりか、この回転変調をたとえば 100 [Hz] で行うこと は重量的にも難しく、十分な DC 成分からの分離は困難と言わざるをえない。

上記のほかに、超伝導磁石を直流駆動し、Polarizer および Analyzer を高周波数で同期させて 回転させることで複屈折信号に変調を掛ける手法も提案されることがある。上記と同様に機械的 回転で kHz の変調を得るのが難しいことに加え、偏光子間の静的な複屈折成分 Γ も同時に制御し なければならない。第 2.2.3 項で見たように、Fabry-Pérot 共振器を構成するミラー表面では必ず 複屈折が存在するため、二枚のミラーも同時に回転させる必要があるが、共振条件を保ったまま、 つまり距離精度にして 3 [pm] の共振器長を保ったまま、しかもそれを kHz の高周波で行うことは 難しい。以上の考察により、パルス波形を用いた時間変調が最適と判断し、本実験ではパルス常 伝導磁石を用いた。

2.5 想定されるノイズ

本節においては、真空複屈折探索実験における感度計算を行う。想定されるノイズを列挙した 後、典型的なパラメータを用いた感度計算を行う。計算感度と実験感度の比較については、実験 装置の紹介と本測定の解析後、第5.2.1項にて行う。

まず、実際に測定される I_t 、 I_e からどのようにして複屈折による楕円偏光度の大きさ Ψ を計算 するかをまとめる。

式 (2.18) において ψ を Ψ で置き換え、式変形することで、

$$\Psi(B(t)) = \frac{I_e(B(t)) - I_e(B=0)}{2I_t\Gamma}$$
(2.32)

と計算される。ここで、共振器からの透過光強度のほとんどすべてが Analyzer により I_t に跳ね られるため、 I_0 を I_t で置換した。ここでは $I_e(t)$ 、 $I_t(t)$ を磁場 B(t)の関数として、時間依存す るものとして表している。このうち、Γは共振器を組む前の $I_e/I_t = \sigma^2$ と共振器を組んだ後の $I_e/I_t = \sigma^2 + \Gamma^2$ を比べることで |Γ| を導出できる。その符号については、ミラーの軸方向の回転 により制御し知ることができる。また、B=0 のときの I_e の大きさについては、磁場の発生して いない間長い積分時間をかけてよく測定することで、これもまたよく知ることができる。以下で は、磁場が発生している間の測定誤差に注目し、 I_e 、 I_t がそれぞれ ΔI_e 、 ΔI_t の不定性をもつと して、そららの影響を議論する。これらの不定性が複屈折信号にもたらす不定性 $\Delta \Psi$ は、誤差の 伝播則より

$$\Delta \Psi = \sqrt{\left(\frac{\partial \Psi}{\partial I_e}\right)^2 \Delta I_e^2 + \left(\frac{\partial \Psi}{\partial I_t}\right)^2 \Delta I_t^2}$$
$$= \frac{\sqrt{\Delta I_e^2 + \frac{I_e^2}{I_t^2} \Delta I_t^2}}{2\Gamma I_t}$$
(2.33)

となる。 $I_e \ge I_t$ は、 $I_e \simeq I_t(\sigma^2 + \Gamma^2)$ より、 $I_e \ll I_t$ の関係にある。よって、複屈折信号に最も大きく乗るノイズは I_e によるものであり、以降では特に明記しない限りノイズについては ΔI_e についてのみ考え、

$$\Delta \Psi = \frac{\Delta I_e}{2\Gamma I_t} \tag{2.34}$$

として扱う。

以下で様々なノイズを検討する。

本実験においては、偏光子の消光比 σ^2 や、Fabry-Pérot で生ずる静的な複屈折 Γ^2 などのDC成 分に対して、パルス磁場波形の二乗の形での強度変化が捉えたい信号であり、その帯域は1 [kHz] 程度である。そのため、ノイズ密度も1 [kHz] 帯に着目し、その周波数帯でのノイズ成分をよく 理解することが非常に重要となる。

2.5.1 光検出器のノイズ

光量を読みだすために、今回光電流から電圧への変換回路としてトランスインピーダンスアン プを用いた。その基本回路は付録 C を参照されたい。この光検出器自体が、抵抗由来の熱雑音や、 光電流由来のショットノイズ等を生ずるため、それを以下では論じる。

1. 光電流のショットノイズ

ショットノイズとは、一定量の電流が流れているとき、その電流の電子数の量子的ゆらぎに 由来するノイズである。これは量子力学の不確定性関係からくるものであり、避けられない ことから量子限界ノイズとも呼ばれる。本実験において、DC で一定量の光量 I_{DC} [W] が PD に入ることで、 qI_{DC} [A] の光電流が生じる。ここで q [A/W] は使用する Photo Diode の受光感度である。電流 J [A] が流れているとき、その大きさ $\Delta J'_{shot}$ は

$$\Delta J_{\rm shot}' = \sqrt{2eJ} \,\left[A/\sqrt{\rm Hz} \right] \tag{2.35}$$

で与えられる。ここに、 $J = qI_{DC}$ を代入し、 ΔI_e に換算すると、

$$\Delta I_{e;\text{shot}} = \sqrt{\frac{2eI_e}{q}} \left[W/\sqrt{\text{Hz}} \right]$$
(2.36)

となる。よって、光電流起因のショットノイズの複屈折信号への寄与 $\Delta \Psi_{\rm shot}$ は

$$\Delta \Psi_{\text{shot}} = \frac{\Delta I_{e;\text{shot}}}{2\Gamma I_t}$$
$$= \sqrt{\frac{\Gamma^2 + \sigma^2}{\Gamma^2} \frac{e}{2qI_t}}$$
(2.37)

となる。最後の式では $I_e = I_t(\sigma^2 + \Gamma^2)$ を用いた。

2. ジョンソン熱雑音

ジョンソン熱雑音とは、電気的な抵抗体内の自由電子の熱的な不規則運動から生じるノイズである。温度 T、抵抗値 R の抵抗において、電流値に換算したときのジョンソン熱雑音 $\Delta J_{
m Johnson}$ は

$$\Delta J_{\rm Johnaon} = \sqrt{\frac{4k_{\rm B}T}{R}} \left[A/\sqrt{\rm Hz} \right]$$
(2.38)

で与えられる。ここで、 $k_{\rm B}$ はボルツマン定数である。これを光強度のノイズ ΔI_e に換算すると、

$$\Delta I_{e;\text{Johnson}} = \frac{1}{q} \sqrt{\frac{4k_{\text{B}}T}{R}} \left[W/\sqrt{\text{Hz}} \right]$$
(2.39)

となる。よって、ジョンソン熱雑音起因の複屈折信号への寄与 $\Delta \Psi_{\text{Johnson}}$ は

$$\Delta \Psi_{\text{Johnson}} = \frac{\Delta I_{e;\text{Johnson}}}{2\Gamma I_t}$$
$$= \frac{1}{2q\Gamma I_t} \sqrt{\frac{4k_{\text{B}}T}{R}}$$
(2.40)

となる。

3. オペアンプのバイアス電流によるショットノイズ

トランスインピーダンスアンプにおいて、オペアンプを利用する。その際に、オペアンプの バイアス電流 J_B が必ず生じ、それが抵抗を流れることで光電流と同様に増幅される。電流 であるため、このバイアス電流にも必ずショットノイズが存在し、その大きさ ΔJ_{bias} は光 電流のショットノイズの式 (2.35) において、 $J = J_B$ とすることで、

$$\Delta J_{\text{bias}} = \sqrt{2eJ_B} \left[A/\sqrt{\text{Hz}} \right] \tag{2.41}$$

と求められる。これを光強度のノイズ ΔI_e に換算すると、

$$\Delta I_{e;\text{bias}} = \frac{\sqrt{2eJ_B}}{q} \left[W/\sqrt{Hz} \right]$$
(2.42)

となる。よって、バイアス電流起因の複屈折信号へのノイズ ΔΨ_{bias} は

$$\Delta \Psi_{\text{bias}} = \frac{\Delta I_{e;\text{bias}}}{2\Gamma I_t}$$
$$= \frac{\sqrt{2eJ_B}}{2q\Gamma I_t}$$
(2.43)

となる。

4. オペアンプの持つ入力換算雑音

オペアンプを使用する際には、入力換算電圧雑音 e_n 、および入力換算電流雑音 j_n が発生する。これらはオペアンプが個々に持つノイズを入力電圧および入力電流に換算したものである。本実験においては、後に見るように、高いゲイン抵抗を用いるため、信号に対する入力換算電圧雑音 e_n の比は非常に小さいが、入力換算電流雑音 j_n の比は非常に大きくなる。その大きさ ΔJ_{EIN} は

$$\Delta J_{\rm EIN} = j_{\rm n} \left[{\rm A}/\sqrt{\rm Hz} \right] \tag{2.44}$$

と書ける。ここで、R はトランスインピーダンスアンプにおけるゲイン抵抗値である。これ を光強度のノイズ Δ*I_e* に換算すると、

$$\Delta I_{e;\text{EIN}} = \frac{j_n}{q} \left[W / \sqrt{\text{Hz}} \right]$$
(2.45)

となる。よって、入力換算雑音起因の複屈折信号へのノイズ $\Delta \Psi_{
m RIN}$ は

$$\Delta \Psi_{EIN} = \frac{\Delta I_{e;EIN}}{2\Gamma I_t}$$
$$= \frac{j_n}{2q\Gamma I_t}$$
(2.46)

となる。

2.5.2 強度雑音

PD における光量変化を見ることで信号を抜き出すが、この際に入射光の強度が複屈折信号と 同じ周波数帯域で揺らいでいると信号が埋もれてしまう。分母に I_t があり、分子に I_e があるため 比をとって理想的には完全にキャンセルされるが、実際の相殺比 h は経験上 1/100 程度である。 入射光の相対強度揺らぎ (Relative Intensity Noise) を RIN [dB/Hz]、入射光強度を I_t とすると、 定義より入射光強度揺らぎの大きさ $\Delta I_{0;RIN}$ は

$$\Delta I_{t:\text{RIN}} = I_t \sqrt{RIN} \left[W / \sqrt{\text{Hz}} \right]$$
(2.47)

で表される。これの相殺比h倍の強度揺らぎが I_e に乗るとすると、 ΔI_e は

$$\Delta I_{e;\text{RIN}} = h I_t (\sigma^2 + \Gamma^2) \sqrt{RIN} \left[W / \sqrt{\text{Hz}} \right]$$
(2.48)

となる。よって、強度雑音起因の複屈折信号へのノイズ $\Delta \Psi_{\rm RIN}$ は

$$\Delta \Psi_{\text{RIN}} = \frac{\Delta I_{e;\text{RIN}}}{2\Gamma I_t}$$
$$= \frac{h(\sigma^2 + \Gamma^2)\sqrt{RIN}}{2q\Gamma}$$
(2.49)

となる。

第 3.2.1 項で述べるように、使用するレーザー自身の相対強度揺らぎはは *RIN* = -145 [dB/Hz] と非常に小さい。

2.5.3 量子化雑音

PD で電圧に変換した光量は ADC (Analog to Digital Converter) によって記録する。ADC は その名の通り連続的な値である電圧値を離散化してサンプリングし、時間ごとに並べて記録する 装置である。連続量から離散量に量子化してサンプリングするため、元の電圧の連続波形が歪め られてしまう。それを定量的に計算したものが ADC の量子化雑音であり、ADC の最小読み出し 振幅を V_{\min}^{ADC} [V]、サンプリングレートを f^{ADC} [Hz] としたとき、その大きさ V_{ADC} は

$$V_{\rm ADC} = \frac{V_{\rm min}^{\rm ADC}}{\sqrt{6f^{\rm ADC}}} \left[V / \sqrt{\rm Hz} \right]$$
(2.50)

と書ける。これを Ie に換算するとその大きさは

$$\Delta I_{e;\text{ADC}} = \frac{V_{ADC}}{qR} \left[W/\sqrt{\text{Hz}} \right]$$
(2.51)

となる。よって、ADC の量子化雑音起因の複屈折信号へのノイズ $\Delta \Psi_{ADC}$ は

$$\Delta \Psi_{\text{ADC}} = \frac{\Delta I_{e;\text{ADC}}}{2\Gamma I_t}$$
(2.52)

$$= \frac{V_{\min}^{ADC}}{2qR\Gamma I_t \sqrt{6f^{ADC}}}$$
(2.53)

となる。

2.5.4 電磁誘導によるノイズ

複屈折による PD の強度変化はパルス磁石を駆動するタイミングで起こるため、それと同期した読み出し電圧の変化が存在すると擬似的に複屈折のシグナルと混ざる。

パルス電流に同期した、複屈折以外の I_e の電圧変動を $\Delta V_{\rm EM}$ とする。一方で、真空複屈折による I_e の強度変化は $2I_t \Gamma \Psi q R$ であるため、電圧変動への要求は

$$\Delta V_{\rm EM} \ll 2I_t \Gamma \Psi q R \tag{2.54}$$

となる。

2.5.5 感度計算のまとめ

ここまで扱ったノイズについて、典型的な測定パラメータに対する典型値と $\Delta k_{\rm CM}$ に換算した時の感度について評価する。なお、 $\Delta \Psi$ から $\Delta k_{\rm CM}$ への換算については、

$$\Delta k_{\rm CM} = \left(\frac{\lambda}{2FLB^2} \Delta \Psi\right) / \sqrt{\Delta t_{\rm DAQ}} \tag{2.55}$$

を用いる。ここで、 Δt_{DAQ} は積算データ取得時間であり、本実験のようなパルス磁石の場合、パルス磁場の繰り返しレート f_{rep} 、パルス幅 t_{pulse} 、パルス磁石駆動期間 t_{RUN} を用いて $\Delta t_{\text{DAQ}} = f_{\text{rep}}t_{\text{pulse}}t_{\text{RUN}}$ である。ここでは簡単のため、B = 10 [T]、L = 1 [m]、F = 500,000、 $f_{\text{rep}} = 0.2$ [Hz]、パルス幅 $t_{\text{pulse}} = 0.5$ [ms]、パルス磁石駆動期間 $t_{\text{RUN}} = 180$ [day] とすると、

$$k_{\rm CM} \, [{\rm T}^{-2}] = 2.7 \times 10^{-16} \times \left(\Delta \Psi \, [/\sqrt{\rm Hz}] \right)$$
 (2.56)

という関係式で結びつけられる。

表 2.1 に想定されるノイズたちの典型的な値と、それを Δk_{CM} に換算したときの感度を示す。

ノイズ名	計算值 [/√Hz]
光電流のショットノイズ ΔΨ _{shot}	5.2×10^{-9}
ジョンソン熱雑音 $\Delta \Psi_{ m Johnson}$	3.4×10^{-10}
バイアス電流によるショットノイズ ΔΨ _{bias}	2.5×10^{-10}
入力換算雑音のノイズ $\Delta \Psi_{ m EIN}$	8.3×10^{-10}
強度雑音起因のノイズ $\Delta \Psi_{ m RIN}$	1.6×10^{-10}
合計 $\Delta \Psi$	$6.0 imes 10^{-9}$
$k_{\rm CM} \ [{\rm T}^{-2}]$	1.2×10^{-24}

表 2.1: 計算されるノイズ密度

計算には $\Gamma = \sigma = 1 \times 10^{-3}$ 、 q = 0.6 [A/W]、 $I_t = 10$ [mW]、 $I_t = 10$ [mW]、 T = 300 [K]、 $J_B = 30$ [pA]、 $j_n = 10$ [fA/ $\sqrt{\text{Hz}}$]、 RIN = -145 [dB/Hz]、 h = 1 とし、 ADC の量子化雑音は十 分小さいとした。

つまり、上記の通りのパラメータで半年間のデータ取得ができれば 3σ の有意度で QED の予測 する真空複屈折の観測が可能であり、VMB 実験の感度を 50 倍更新することができる。この計算 に基づいた本研究で行った実際の測定との比較は第 5.2.1 項にて行う。

2.6 旋光効果・ファラデー回転について

第4章において旋光効果・ファラデー回転を考慮する必要があるため、最後に簡潔に触れてお く。複屈折と同様に偏光変化を起こすものに、磁場のない媒質中で発生する旋光効果と、光の進 行方向と平行な磁場により発生するファラデー回転が存在する。複屈折が縦偏光と横偏光の位相
差による偏光変化であるのに対し、旋光効果・ファラデー回転は右回り偏光と左回り偏光の位相 差による偏光回転である。旋光効果による角度 ϵ の偏光回転は、Jones 行列であらわすと、

$$\mathbf{F}(\epsilon) = \begin{pmatrix} \cos \epsilon & \sin \epsilon \\ -\sin \epsilon & \cos \epsilon \end{pmatrix}$$
(2.57)

とかける。理想的な直交偏光子を通り抜ける光強度は、 ϵ ≪1 のとき、 複屈折と同様に

$$I_e = I_0 \epsilon^2 \tag{2.58}$$

とかける。

Fabry-Pérot 共振器中の磁場によるファラデー回転の大きさ Θ_F は、複屈折の場合と同様にパラメータ $k_{\rm F}[{\rm T}^{-1}]$ を用いて、

$$\Theta_F = \frac{2FLk_{\rm F}B_{\parallel}}{\lambda} \tag{2.59}$$

とかける。ファラデー回転では光の進行方向に平行な磁場が寄与することに着目されたい。この Θ_F の偏光回転が旋光効果に加わって起こると、

$$I_e = I_0(\epsilon + \Theta_F)^2$$

= $I_0(\epsilon^2 + 2\epsilon\Theta_F + \Theta_F^2)$ (2.60)

となる。

Fabry-Pérot 共振器ミラー表面反射による旋光効果も存在する。第 2.3.2 項と同じ扱いをすることで、静的旋光回転 ϵ は、

$$\epsilon = \frac{\tan^{-1}(\tan 2\theta_{\rm EQ} \cdot \cos \delta_{\rm EQ})}{2} - \theta_{\rm EQ}$$
(2.61)

で書ける。

また、複屈折 Γ 、 Ψ と旋光効果・ファラデー回転 ϵ 、 Θ_F が同時に存在するときを考える。ここ で、 Γ 、 ϵ は磁場に依存しない静的複屈折・静的旋光効果、 Ψ 、 Θ_F は磁場が引き起こす複屈折・ ファラデー回転とする。このとき、 I_e は

$$I_e = I_0 \left[(\Gamma + \Psi)^2 + (\epsilon + \Theta_F)^2 \right]$$

= $I_0 \left(\Gamma^2 + 2\Gamma \Psi + \Psi^2 + \epsilon^2 + 2\epsilon \Theta_F + \Theta_F^2 \right)$ (2.62)

と、それぞれ独立に書ける。

第3章 実験セットアップ

本実験は Fabry-Pérot 共振器を中心とした精密光学とパルス磁石による強磁場を組み合わせた 実験である。非常に擾乱の大きいパルス磁石を超高フィネスの Fabry-Pérot 共振器と組み合わせ るために、防振設計やフィードバック制御回路を工夫し、実際に成功した。加えて大気圧から高 真空までの圧力・真空度制御システムと低温システムも含んだ複合的な実験系である。これまで のおよそ 100 倍の高速繰り返しパルス磁石を Fabry-Pérot 共振器と組み合わせ、共振器に印加し た磁場としては世界最高の 9.0 [T] を達成した。これらの性能を得るために、市販品では手に入ら ないほぼすべての装置を自作した。本章ではその実験システムについて説明する。

第3.1節で実験室全体を俯瞰し、第3.2節で光学系を、第3.3節で磁石システムを述べる。第3.4 節で防振構造について触れ、第3.5節でノイズ除去について議論する。第3.6節で真空度・圧力制 御系を述べたのち、最後に第3.7節でデータ取得のためのシステムを述べる。

3.1 実験室全体

図 3.1 に東京大学本郷キャンパス理学部一号館 B203 実験室の写真を示す。



図 3.1: 実験室全体の写真。パルス磁石駆動用電源、光学ルーム、制御系があり、光学ルーム内に パルス磁石と Fabry-Pérot 共振器が設置されている。光学ルーム内への液体窒素供給および真空 チャンバー内の封入ガスの制御は光学ルーム外から可能になっている。 実験室にはパルス磁石とFabry-Pérot 共振器のある光学ルーム、パルス磁石の駆動用電源、およびそれらの制御系がある。実験室は空調によって温度管理されており、また液体窒素を大量に使用するため、酸素濃度計がいたるところに設置されている。

続いて、実際に様々な装置が配置されている光学ルーム内の説明を行う。図 3.2 に CAD を、図 3.3 に光学ルーム内の写真を載せる。



図 3.2: 光学ルーム内の 3D CAD。光学定盤上に光学素子および真空チャンバーがあり、定盤を橋 渡しする別の土台上にパルス磁石が置かれる。この絵では主要部品を見やすくするために、真空 チャンバーを支えるフレームや磁石の磁気シールドなどは省略してある。それらを含めた実際の 写真については図 3.3 を参照されたい。

2.4 [m]×1.2 [m] の 800 [kg] 非磁性エアサスペンション光学定盤 (日本防振株式会社 AHDN-2412S)の上にレーザー、フィードバック制御用の光学系、光検出器、真空チャンバーなどが設置 されてある。光学系のアラインメントは非常に繊細である一方で、パルス磁石は大きな振動擾乱 を起こす。そのため、パルス磁石は定盤には固定せず、橋渡しされた重さ 250 [kg] のステンレス 土台の上に固定した。ステンレス土台は定盤とは一切触れておらず、振動は床を通じてのみ定盤 へ伝わる。ステンレス土台は防振機能付きアジャスタブルキャスタ (CLDK65-N) で4角で床に接 しており、その高さ調整によりパルス磁石管の高さと角度の大まかな調整ができる。また、上記 写真には写っていないが、フィードバック制御のための電気回路、オシロスコープ、種々のコン トローラなどを乗せるラックをパルス磁石からおよそ2 [m] 離れた場所に設置した。

3.2 光学系

本節では光学定盤上に構成された光学系について説明する。マスターレーザーである 1064nm レーザー、実験の要である Fabry-Pérot 共振器と偏光子、アラインメントチェックに用いた 780nm



図 3.3: 光学ルーム内の写真。定盤、真空チャンバー、パルス磁石の土台に加え、真空チャンバー を支えるフレームおよびパルス磁石の磁気シールドが写真に写っている。Fabry-Pérot 共振器は 真空チャンバー内にあり、パルス磁石は磁気シールド内にあり、この写真では見えない。それら の配置については図 3.2 を参照されたい。

レーザー、光検出器やフィードバックシステムなど、本実験でのデータ取得の肝となる部品を説 明する。まず、その光学系の概略図を図 3.4 に示す。



図 3.4: 光学系の概略図。2.4 [m]×1.2 [m] の光学定盤上に、パルス磁石の前後を挟んで真空チャンバー内に Fabry-Pérot 共振器と偏光子が置いてあり、外に入射光学系、出射光学系が組まれる。

入射光学系は共振器へ入射光のアラインメント、また反射光からフィードバック情報を抜き出 すための光学系、そしてアラインメントチェック用の780nmレーザーから構成される。出射光学 系は Fabry-Pérot 共振器からの透過光をカメラと光検出器で取得するように組んである。すべて の光学素子はなるべくパルス磁石から遠ざけるように配置してあり、とくに光検出器と1064nm レーザーは定盤の端に配置されていることに注意されたい。真空チャンバー外の素子はすべて手 動アラインメントで調整し、真空チャンバー内にある Fabry-Pérot 共振器のミラーたちおよび偏 光子たちはすべてフィードスルーを介して外から電動アラインメント調整できる。

以下の項で主要なパーツについて述べる、その他のパーツについては第3.2.9項を参照されたい。

3.2.1 1064nm レーザー

真空の複屈折の大きさ Ψ はフィネス Fに比例するため、高フィネスの共振器を構築することは非常に重要である。現在身近に手に入るミラーの反射率は、1064 [nm] 用のものが他の波長帯を圧倒して最も高い。よって、本実験では最も高いフィネスを得られる波長 1064 [nm] の光を用いた。本実験では Non-Planar Ring Oscillators (NPRO) 式の Nd:YAG 固体レーザー Mephisto(Coherent 社 Mephisto 500 NE) をマスターレーザーに用いた。発振波長 1064 [nm]、最大出力は 500 [mW] であり、相対強度雑音も –145 [dB/ $\sqrt{\text{Hz}}$]と非常に低い。さらに NPRO 式のレーザーは YAG のレーザー結晶自体の結晶面反射を共振器として利用している一体構成のため、機械的振動などの外乱による発振周波数の揺らぎも小さく狭線幅共振器との相性も非常に良い。図 3.5 にその写真を、図 3.6 に実測した出力強度を、図 3.7 に発振周波数ゆらぎのスペクトルを載せる。



図 3.5: Mephisto レーザーヘッドの写真。右側の部品がレーザーヘッドであり、狭線幅で強度雑音の非常に少ないの 1064 [nm] 光を最大 500 [mW] まで出力できる。重力波検出器などにおいて もマスターレーザーに用いられることが多い。

Mephisto は外部から二通りの方法で電気的に周波数を制御できる。一つは PZT 変調端子であ り、Nd:YAG 結晶共振器に付いている PZT を直接変調することで、100 [kHz] までの高速な周波 数変調が可能である。一方で、その可動域は PZT 印加電圧の限界から 250 [MHz] と制限されて いる。もう一つは結晶の温調を通じて周波数を制御する、温度変調端子である。温調制御である



図 3.6: 実測した Mephisto レーザー発振強度。横軸が励起電流で、縦軸が発振強度である。 (*Intensity*) [mW] = $p_0 \times ((Current) [A] - p_1)$ でフィッティングを行った。強度の測定には シリコンセンサーパワーメータ (Thorlabs 社 PM160)を用いた。



図 3.7: Mephisto レーザーの発信周波数のゆらぎのスペクトル。積算した周波数揺らぎの RMS は およそ 1 [kHz] で非常に狭い [31]。

が故に1 [Hz] までの制御帯域しかもたないが可動域は非常に広く 30 [GHz] までの連続変調が可能である。

本実験においては、PZT 変調端子に電気的にフィードバック信号を与えることで共振器の共振 維持を達成した。通常共振器へレーザー周波数をロックする際は、PZT 変調端子と温調端子の両 方を用いることで、速い時間領域での振動や音の擾乱に対するフィードバック制御と遅い時間領 域でのドリフトに対するフィードバック制御の両方を行う。本実験においては1秒を大きく超え るような長期的な共振維持は不要であり、また第3.2.7項で述べるように、1秒程度で自動で共振 を復帰させるオートロックシステムを取り入れたため、PZT 変調端子のみを用いた。

3.2.2 Fabry-Pérot 共振器

Fabry-Pérot 共振器のフィネスは本実験の感度に直結するため、可能な限り反射率の高いミラー で共振器を構築しなければならない。そのフィネスは共振器の周回反射率によってのみ決定され る。本実験ではフィネス F > 300,000 を目指しており、ここから共振器のミラー反射率への要求 は $R_{\text{mirror}} > 99.999\%$ となる。この周回反射率を達成するために、Advanced Thin Films (ATF) 社製のハイフィネスキャビティリングダウンスーパーミラーを用いた (図 3.8)。このミラーは市販 ミラーの中で最高の反射率が得られるもので、本実験で波長を 1064 [nm] としたのもこのミラー を使用するためである。波長 1064 [nm] において反射率 R > 99.999% が保証されたミラーであ り、他にロスなく共振器を組めばフィネス F > 300,000 を達成可能である。



図 3.8: Fabry-Pérot 共振器に使用したミラー。可視光では透明に見えるが、1064nm においては 反射率が 99.999% を上回る。

また、その曲率半径は $R_{curv} = 2.0$ [m] であり、Fabry-Pérot 共振器の共振器長は $L_{cav} = 1.4$ [m] として設計した。共振器長の長さは複屈折の偏光回転量に影響しないが、実際には光学定盤上で 構築可能な共振器長はせいぜい 1.4 [m] から 1.6 [m] 程度であったため、なるべく光子寿命が短く なるよう $L_{cav} = 1.4$ [m] とした。このとき、共振器中心でのビームウェストは $\omega_c = 0.57$ [mm] と なる。このビームプロファイルがパルス磁石によって遮られないかについては、第 3.3.1 項で詳し く議論する。

Fabry-Pérot 共振器は真空チャンバー中に封入される。アライメント自由度への要求としては、 真空を保った状態での横モード調整のためのピッチ・ヨー調整がまず必要であり、それに加えてミ ラーの軸方向の角度が静的複屈折Γとして影響してくるため、ロール方向の調整も必要となる。こ の3軸調整を行うために、本実験では Newport 社製の真空仕様電動回転マウント (AG-PR100V6) と Newport 社製の真空仕様電動ミラーマウント (8821-UHV) を組み合わせた 3 軸調整マウントを 製作し、そこに固定した (図 3.9)。

実際に組んだ長さ $L_{cav} = 1.4$ [m] の共振器と Mephisto の PZT 変調について、PZT 変調による 周波数掃引の確認と、Fabry-Pérot 共振器が正しく組めていることを確認するため、共振周波数間



図 3.9: Fabry-Pérot 共振器で使用した 3 軸調整ミラーマウント。通常の Pitch、Yaw 制御可能な ミラーマウントと回転ミラーマウントを Roll 軸に組み合わせて 3 軸制御可能な設計とした。

隔 c/2L_{cav} の測定をおこなった。PZT 変調端子に三角波を入力し、透過光強度を Photo Detector で検出する。PZT 変調端子への入力電圧と透過光強度の出力を同時にオシロスコープに入力さ せ、その二つのチャンネルに対して、ピエゾドライバ入力電圧を x 軸、透過光強度を y 軸とした プロットを描画させることで、横軸を周波数、縦軸を透過光強度としたプロットを得る (図 3.10)。



図 3.10: Fabry-Pérot 共振器の共振周波数間隔の確認。Mephisto の PZT 変調端子に三角波を入 力して周波数を変調しながら、共振器の透過光強度を光検出器を同じ時間軸で取得した。横軸を PZT 変調電圧、縦軸を共振器透過光強度としてプロットし、二つの大きな TEM00 共振が見える。 PZT 電圧の掃引速度が速いため、光子寿命によって共振周波数以外の電圧でも透過光強度がしば らく出てしまい、線幅が太く見える。

二つ見えるピークが TEM00 モードの共振であり。この間隔を測定することで、共振周波数間

隔 *c*/2*L*_{cav} = 110(3) [MHz] を得る。ここから共振器長 *L*_{cav} = 1.35(4) [m] と計算され、設計通り に組めていることが確認出来る。

3.2.3 偏光子

理想的な偏光子二つを軸角度 θ ずらして置いた際の二つの偏光子の透過率は $\sin^2 \theta$ で表されるが、実際には偏光子表面の傷などにより、偏光子同士を $\theta = 0$ に置いた際にも σ^2 だけの透過率をもつ。消光比が微小偏光回転を検出するために非常に重要であることは第2.2節で見たとおりである。本実験では、市販で最も良い消光比を得られる、シグマ光機株式会社製 α -BBO グランレーザープリズム (GLPB2-10-25.9SN-7/30)を用いた。その写真を図 3.11 に示す。



図 3.11: α-BBO グランレーザープリズム GLPB2-10-25.9SN-7/30 の写真。公称消光比は 5×10⁻⁶ 以下である。偏光子に跳ねられた光は側面の出力ポートから取り出される。この偏光子を Newport 社製電動回転マウント (AG-PR100V6) にマウントし、真空チャンバー中で使用した。

シグマ光機株式会社の保証する性能値は、入射角度が垂直入射から ±3 度以内の光に対して $\sigma^2 < 5 \times 10^{-6}$ である。グランレーザープリズムは偏光による全反射角の違いを利用したプリズム であるため、実際の消光比はプリズムへの入射角に強く依存する。本実験においては常に垂直入 射から ±1 度程度ずれた範囲で設置することができたので、実際にその消光比を実測し ±1 度ずれ の範囲内では $\sigma^2 < 1 \times 10^{-6}$ であることを確認した。二つのグランレーザプリズムを用意し、そ の相対軸角度を調整して消光比を実測した結果の一つを図 3.12 に示す。

消光比は光の入射角度に強く依存したため、実験の際には偏光子をマウントしなおすたびに消 光比を測定し直した。

3.2.4 780nm レーザー

Fabry-Pérot 共振器を組んだ状態では、1064 [nm] の共振器からの透過光はミラー表面反射の偏 光回転にを受け、有限の偏光回転量 Γ 、 ϵ を持って出てくる (第 2.3.1 項)。そのため、測定可能な I_t および I_e の強度比は $\sigma^2 + \Gamma^2 + \epsilon^2$ であり、その情報だけからは σ^2 がいくつなのかが分からない。



図 3.12: グランレーザープリズム消光比の実測値。二つのプリズムをロール調整可能なマウント に固定し、その相対的なロール角度を調整した時の I_t および I_e の比から σ^2 を計算した。横軸は 相対ロール角度差で、縦軸はその角度における $I_e/(I_t + I_e)$ である。右図は左図の 90 度付近の拡 大であり、赤線は理論的な式によるフィッティングである。最も $I_e/(I_t + I_e)$ が小さくなる値が消 光比を表し $\sigma^2 = 7 \times 10^{-7}$ を得る。

Fabry-Pérot 共振器を組んだ状態でも σ^2 を測定するために、本実験では 1064 [nm] のレーザーに 加えて、780 [nm] のレーザーを同軸に通して実験を行った。

使用するグランレーザプリズムが 700–3000 [nm] で機能するのに対し、ATF 社製スーパーミ ラーの反射率は 780 [nm] ではたかだか 10% 程度である。そのため、780nm 光は共振器の影響をほ とんど受けずに消光比 σ^2 の情報だけを抜き出すことが可能である。本測定では第4章に述べるよ うに、780 [nm] 光によって σ^2 の相対変化を読み出すことで、装置の安定性を確認した。Thorlabs 社製 780 [nm] レーザーダイオード (L785P25) とコリメーションチューブ (LT240P-B)、カレント コントローラ (LDC201U) を組み合わせ、最大 10 [mW] まで強度を出すことができる小型のレー ザーヘッドを製作した。図 3.13 にその写真を示し、実測した強度を図 3.14 に示す。



図 3.13: 780 [nm] レーザーの写真。アルミケースの中のコリメーションレンズチューブにマウン トされ、外部からカレントコントローラ (LDC201U) により電流をコントロールできる。



図 3.14: 780nm レーザーダイオードの発振強度の確認。横軸が励起カレント [A] で、縦軸が発振 強度である。(*Intensity*) = $p0 \times ((Current) - p1)$ でフィッティングを行った。強度の測定には シリコンセンサーパワーメータ (Thorlabs 社 PM160)を用いた。10 [mW] の光量が出ており、ア ラインメントの確認には十分である。

3.2.5 Photo Detector

Photo Detector として、浜松ホトニクス社製 Si PIN フォトダイオード S11499 を用いたトラ ンスインピーダンスアンプ検出器を自作した。S11499 は赤外高感度なフォトダイオードで、その 1064 [nm] 光に対する量子効率はおよそ 0.6 [A/W] と非常に高い。受光面が ϕ 3.0 と非常に大きい にもかかわらず端子間容量はわずか 13 [pF] と非常に低く、今回のような大型光学系において微 小光を検出する目的には最適である。トランスインピーダンス回路のオペアンプには LF356 を用 いた。LF356 は JFET 入力型のオペアンプで、入力インピーダンスが 10¹² [Ω] と大きいため高い ゲイン抵抗とも組み合わせられる。また、入力換算電流雑音が 10 [fA/ $\sqrt{\text{Hz}}$] と非常に小さく、バ イアス電流も 30 [pA] と非常に小さい。

 I_e 検出器は最も感度に影響するため、標準量子限界感度に到達し、かつパルス磁場の波形情報 を逃さず取得するために十分高速でなければならない。とくに I_e 取得用の Photo Detector は共 振器からの透過光強度1 [mW] が消光比 $\sigma^2 = 10^{-6}$ だけ強度を落とすため、1 [nW] 程度の出力 しかない。この光に対してショットノイズがその他の雑音に対してなるべく支配的になるよう、以 下のように設計した。

表 3.1 に、第 2.5 節で述べたノイズたちのうち、トランスインピーダンス回路制作に関わるノイズをまとめる。ゲイン抵抗を R_L 、q = 0.6 [A/W]、 $I_0 = 1$ [mW]、T = 300 [K]、 $\sigma^2 = \Gamma^2 = 10^{-6}$ 、 $J_B = 30$ [pA]、 $j_n = 10$ [fA/ $\sqrt{\text{Hz}}$] とする。

これより、ゲイン抵抗によるジョンソン熱雑音が他のノイズ成分より十分小さくなるためには、

$$R_L \gg 40 \; [\mathrm{M}\Omega] \tag{3.1}$$

表 3.1: トランスインピーダンス回路設計におけるノイズ成分一覧。第 2.5 節も参照されたい。

ノイズ成分	大きさ $\Delta \Psi \left[/ \sqrt{ ext{Hz}} ight]$
光電流のショットノイズ	1.6×10^{-8}
ゲイン抵抗によるジョンソン熱雑音	$1.0 \times 10^{-4} / \sqrt{R_L[\mathrm{G}\Omega]}$
オペアンプバイアス電流のショットノイズ	2.5×10^{-9}
オペアンプの入力換算雑音	8.3×10^{-9}

が必要になる。本実験においては、共振器の透過光強度が 0.01 [mW] から 1 [mW] の間であった ため、ゲイン抵抗として余裕を見て 1 [GΩ] のものを使用した。

図 3.15 に本実験で使用した I_e 検出用 Photo Detector、 PD_e を示す。



図 3.15: I_e 検出用 Photo Detector PD_eの写真。1 [GΩ] のゲイン抵抗を使っているため、絶縁抵抗を高く取る必要があり、余分に低い抵抗路をなくすためにガラスエポキシ板の上に組んだ。

PD_e は非常に高いゲイン抵抗を用いているため、時定数が比較的遅い。その時定数は、事前に PD_e の時定数を立ち下がり 0.05 [ms] 以下のパルス光を用いて較正してある (図 3.16)。パルス光 の入射が立ち下がった際の PD_e の出力の変化を指数関数でフィッティングすることにより、光検 出器の時定数として $\tau_{PD_e} = 0.167(5)$ [ms] を得る。ここで、誤差については、上記のフィッティン グ測定を 10 回行い。その最大値と最小値の差を用いた。

また、この光検出器に光を入射させたときのノイズスペクトルを実測した。測定においては Mephisto からの光を減光し、10 [nW] まで減らした上で PD_e に入射させた。出力を National Instrument 社の Analog to Digital Convertor PCI-6255 で取得し、それをフーリエ変換した。そ の結果を図 3.17 に示す。

たしかに理論的な予測から来るノイズスペクトルと一致していることが確認出来る。



図 3.16: I_e 検出用 Photo Detector PD_e の時定数測定。黒線:立ち下がり 0.05 [ms] 以下のパルス 光を入射した時の PD_e 出力。赤線:指数関数によるフィッティング結果。



図 3.17: 10 [nW] 入射時の PD_e の出力電圧ノイズスペクトル。黒線:実測されたノイズ密度、赤線:ショットノイズ、ジョンソン熱雑音、LF356 の入力換算電流雑音の二乗和。それぞれの雑音に PD の時定数による 1 [kHz] のローパスカットオフがかかる。

3.2.6 PDH Feedback システム

本実験では Fabry-Pérot 共振器のフィードバックに PDH 法を用いた。その原理については付録 A.3 を参照されたい。セットアップの模式図を図 3.18 に示す。

Function Generator(Agilent 社製 33521A) からの 10 [Vpp]、4.511 [MHz] sin 波を分岐し [RF 共振増幅回路] により増幅し EOM (Thorlabs 社製、EO-PM-NR-C2) で共振器への入射光に周波数変調をかける。[反射光 PD] を用いて共振器からの反射光を検出し、[AC・DC 分離回路] で AC 成分を抜き出して Mixer (ZFM-3+)の Local 側へと入力する。他方 Mixer の Reference へは、Function



図 3.18: PDH フィードバック制御の回路図。PDH 信号を様々な回路で扱い、安定した共振維持 をパルス磁石と両立して達成する。なお、図中で白背景の回路はすべて自作回路であり、その回 路図については付録 C を参照されたい。

Genterator からの 4.511 [MHz] の sin 波を [1/10 倍バッファ] を用いて Mixer 入力に適した電圧へ 降圧したのち、[オールパス Phase Shifter] を用いて sin 波の位相調整を行い、In phase PDH シグ ナルになるよう調整してから入力する。

Mixer からの Output 信号は、[オープンループゲイン調整回路] を通ったのち、自動共振復帰の 役割を持つ [Autolock 回路] を挟んでサーボコントローラ (LB1005) へと入力される。サーボコン トローラはトータルゲインの設定、ロックの ON/OFF 制御、アウトプット電圧の制限、インプッ トオフセットの差し引きなどの役割を持つ。最後に、サーボコントローラの出力をピエゾ駆動用 アンプ (PZ-CNT250) で増幅したのち、Mephisto の PZT 変調端子へと送られる。

これらのうち、[]で囲まれた名前の回路についてはすべて自作の回路であり、付録Cにその回 路図を載せる。次項以降で、オートロックの仕組みとオープンループゲインの調整について詳し く述べる。

3.2.7 オートロックシステム

本実験では、パルス磁石と組み合わせた高速駆動と長期連続データ取得のために、万が一パル ス磁場の発生により共振が落ちても、すぐに復帰できるような自動共振復帰システム (オートロッ クシステム)を採用した。その概略図を図 3.19 に示し、以下で説明する。



図 3.19: オートロック共振復帰の概略図。

- PDH 信号は常にピエゾドライバーへと入力させる。レーザー周波数が共振周波数から離れているときは PDH 信号は 0 であり、共振点近傍では PDH 信号はフィードバック信号となる。
- レーザー周波数が共振周波数にないときは、共振器からの透過光は0であり、また PDH 信号も0にある。このときは共振判定のアナログロジック変換回路は0を出力し、インバータにより1が sample hold 回路に入る。1が入ると sample hold は出力と入力が導通し、結果 PDH 信号に三角波が乗せられてピエゾドライバーに入力される。この三角波によりレーザー周波数を掃引する。
- レーザー周波数を掃引していると、共振周波数を横切る瞬間のみ共振器からの透過光強度が 増す。それを検出したときのみ、sample hold 回路への入力が0となり、その出力は直前電 圧を維持することになる。結果、PDH 信号に乗せる三角波の掃引は中止され、その時点で の電圧がホールドされる。PDH 信号も共振周波数付近にあるため、フィードバック信号と して働き共振制御を行う。
- 一度フィードバックが行われ始めると、共振器の透過光強度は常に出続けるので、三角波の 掃引も行われずフォードバック制御が続く。また、何らかの強い擾乱により共振から外れる と透過光強度が0になるため、再度三角波による掃引で共振周波数を探す。

 また、EOMのサイドバンド周りではPDH信号は0でない出力を出すが、その符号は共振 周波数周りのPDH信号とは逆である。そのため共振器の透過光強度は増えず、三角波掃引 によってサイドバンド周りから離れていく。

以上の仕組みで、共振から落ちたとしてもすぐにまた共振維持を行なうシステムを構築した。 その動作の様子を図 3.20 に示す。



図 3.20: オートロック共振復帰時の透過光強度およびピエゾ印加電圧の様子。青:共振器からの透 過光強度。緑:PZT 変調電圧。共振器に敢えて擾乱を加え、共振が外れやすい状態にして取得した データである。共振から外れており透過光強度が0のときは、PZT 変調端子にかかる電圧が三角 波で掃引され、共振点を探す。PZT への印加電圧が共振点と一致すると共振器からの透過光強度 が増え、そこでピエゾ印加電圧の掃引が止まる。ピエゾ変調端子には常に PDH 信号が入力され ているため、一度共振点付近に至れば PDH フィードバック制御によりそのまま共振維持が行わ れる。

たしかに共振から外れた後に自動でピエゾ印加電圧で掃引し、再び共振点にオートロックがで きていることがわかる。三角波によりレーザー周波数の掃引振幅を共振周波数間隔以上に設定す ることで、必ず三角波掃引の半周期以内に再度共振が復帰する。パルス磁場により共振器の共振 が外れるのは10発に1発程度だが、このシステムによりパルス磁石の繰り返し周波数0.2Hz との さらなる安定した組み合わせが達成される。

3.2.8 オープンループゲインの調整

共振器とフィードバックシステムは全体で一つのオープンループを構成する。この全体のオー プンループの周波数特性を *G*(*ω*) の複素振幅を用いて表す (図 3.21)。ここで、共振周波数とレー ザー周波数の差を *X*(*ω*) とする。

まず、フィードバック制御のない状態に置いて外乱により共振周波数がレーザーから $B(\omega)$ ずれたとする。レーザー周波数はフィードバックがされていないので不変であり、 $B(\omega)$ が共振線幅より大きな擾乱だと、共振器は共振を維持できずに外れてしまう。

次に、フィードバック制御がある場合、同様の擾乱が加わった時のレーザー周波数と共振周波数の差 $X(\omega)$ について議論する。レーザー周波数は $X(\omega)$ に応じて $X(\omega)G(\omega)$ だけ変調されるこ



図 3.21: フィードバック制御におけるオープンループゲイン $G(\omega)$ の設定を説明する。PDH 法で (レーザー周波数) –(共振周波数) が読み出され、様々な回路を通ったのち PZT 変調端子で (レー ザー周波数) を変調する。このとき、PDH 読み出しに対して PZT 変調がいくつかという係数を オープンループゲイン $G(\omega)$ とここで呼ぶ。擾乱 $B(\omega)$ が共振器に加わった時の挙動について本文 で議論する。

とに注意すると、 $X(\omega)$ の満たすべき式は

$$X(\omega) = B(\omega) - X(\omega)G(\omega)$$
(3.2)

である。これを解くことで、擾乱 B(ω) が加わった際のレーザー周波数と共振周波数のずれは、

$$X(\omega) = \frac{1}{1 + G(\omega)} B(\omega)$$
(3.3)

となり、1/|1 + $G(\omega)$ | 倍になることがわかる。ここで、 $|G(\omega)| = 1$ なる周波数で、その位相が arg $(G(\omega)) > -\pi$ でないと、1 + $G(\omega) = 0$ は虚部が負の解 ω_0 を持つことに注意されたい。このと き、フーリエ変換を施すことで、時間的に見た時にX(t)が exp $(Im(\omega_0)t)$ で発散するため、フィー ドバック系として不安定になる。

よって、全体の系が安定するためには、 $|G(\omega)| = 1$ になる周波数 (Unity Gain Frequency, UGF) において、その位相が $\arg(G(\omega)) > -\pi$ でなければならない。一方、周波数 ω の擾乱に対する押さ え込みの強さは $|G(\omega)|$ に比例するため、より強固なフィードバックシステムを構築するためには、

1. 位相余裕を稼ぐことでUGF をなるべく高い周波数にする

2. 低周波でのゲインをなるべく高くする

の二点が重要となる。

図 3.22 の黒線に、オープンループ調整回路なしで計測した共振器のオープンループゲイン関数 G(ω) のゲインおよび位相を示す。なお、計測には ONOSOKKI 社製サーボアナライザ DS-0342 を用いた。このループゲイン関数に対して、オープンループ調整回路により、低周波でのゲイン を上げるためにカットオフ5 [kHz] のローパスフィルタを二段、また高周波での位相改善のため にカットオフ 70 [kHz] のハイパスフィルタを一段通した。オープンループ調整回路によって低周 波でのゲイン改善と高周波での位相改善が行われた結果のオープンループゲインを図 3.22 の赤線 に示す。高周波での位相余裕により、UGF を 50 [kHz] から 75 [kHz] まで上げ、また低周波での ゲイン確保により、5 [kHz] 以下で 20 [dB] 以上のオープンループゲインの改善が行われた。実際 にこれらの改善により共振器のフィードバック制御は非常に強固になり、パルス磁石と組み合わ せた安定駆動が可能になった。



図 3.22: PDH フィードバック系のオープンループゲイン。黒線:オープンループ調整回路を入れ る前の伝達関数。赤線:オープンループ調整回路により高周波での位相余裕 $\arg(G(\omega)) + \pi$ および 低周波でのゲイン $|G(\omega)|$ が改善された後の伝達関数。改善後はUGF=70 [kHz]、低周波でのゲイ ン 60 [dB] が達成できている。

3.2.9 その他の光学素子

これまでに扱わなかった光学部品を表 3.2 に載せる。合わせて図 3.4 も参照されたい。

表 3.2: 実験に使用した汎用光学素子一覧

光学素子名	会社名	型番
Faraday Isolator	Thorlabs	IO-3-HP-1064
$\lambda/2$ 板	Thorlabs	WPH05M-1064
$\lambda/4$ 板	Thorlabs	WPQ05M-1064
Polarized Beam Splitter	Thorlabs	PBS102
Dichroic Mirror	Thorlabs	DMLP950
レンズ	Thorlabs	LA -C コートシリーズ
1/2 インチ引き回し用ミラー	Thorlabs	BB05-E03
1インチ引き回し用ミラー	Thorlabs	BB1-E03
ビームサンプラ	Thorlabs	BSF10-C
CMOS カメラ	Thorlabs	DCC1545M
パワーメータ	Thorlabs	PM160
1/2 インチミラーマウント	Newport	U50-A
1/インチミラーマウント	Newport	U100-A
ND フィルタ	シグマ光機	VND-100
ポストスタンド	シグマ光機	PST シリーズ
ポストクランプ	シグマ光機	PSCA-11.5

3.3 磁石システム

まず、磁石周りの全体のセットアップを図 3.23 に示す。



図 3.23: パルス磁石まわりの概略図。ステンレス土台上、液体窒素容器の中にパルス磁石が置か れ、断熱材と磁気シールドで囲われる。駆動用電源の高電圧は絶縁同軸ケーブルで接続され、電 極とカレントトランスを介してパルス磁石へと接続される。

駆動用電源からのパルス電流を高電圧用同軸ケーブルで一度電極に運び、そこから FUJIKURA 製耐圧 6.6 [kV] KIP 電線を用いてパルス磁石へ接続される。磁石と電極を接続する銅線のうち片 方をカレントトランスに通すことで、非接触でパルス電流の大きさと波形を電圧に変換し読み出 す。パルス磁石はステンレス製の液体窒素容器に格納しその周りを断熱性の高いスタイロフォー ム (熱抵抗 0.036 [W/(m・K)]) で覆う。同軸ケーブルからの漏れ磁場は少ないが、分岐後は大き な漏れ磁場が発生するので、大電流部分のすべての周りを鉄製の磁気シールドで覆う。

3.3.1 パルス磁石

本実験ではパルス磁石を用いて磁場を印加する。その詳細については付録 B を参照されたい。 ここでは基本的な性質のみを扱う。

まず、パルス磁石の写真を図 3.24 に示す。



図 3.24: 本実験で使用したパルス磁石。磁場領域はおよそ 200 [mm] で、水平方向に最大磁場 11.4 [T] を発生できる。中心の 1/4 インチ管が真空チャンバーに接続され、前後にミラーを配置 する。

用いるパルス磁石はレーストラック型のもので、レーザー光に対して 87.25 度で磁場を印加で きる。真空複屈折の感度にはレーザー光と垂直方向の磁場の二乗の距離積分 ∫ dz B²_⊥(z) が重要で ある。図 3.25 にパルス磁石管内で発生する磁場の分布を示す。



図 3.25: パルス磁石管内での発生磁場強度の分布。横軸が磁石管内での位置、縦軸が 11.4 [T] 発 生させた時の磁場の強度である。黒:ピックアップコイルを用いた実測値。赤線:ANSYS による有 限要素法シミュレーションの計算値。

本実験では最大磁場 9.0 [T] で磁場を発生させた。このとき、光の進行方向に垂直な磁場成分の

二乗 B² を積分することで、最大磁場 9.0 [T] のとき

$$\int dz B_{\perp}^2(z) = 13.6 \, [\mathrm{T}^2\mathrm{m}] \tag{3.4}$$

を代表値として用いる。

加えて、窒素ガスの測定においては光の進行方向に平行な磁場 B_{||} も重要になる。上記の計算 と同様に光の進行方向に平行な磁場 B_{||} を積分することで、

$$\int dz B_{\parallel}(z) = 0.24 \, [\text{T m}]$$
(3.5)

を代表値として用いる。

また、Fabry-Pérot 共振器と組み合わせるにあたり、磁石の管が光を遮ってしまってはいけない。 付録 A のように、磁石の内径で光が切れてしまうとそれが共振器中のロスになってしまう。 いま、反射率 R = 99.999%の共振器に対して、磁石でのロスを考慮したフィネス Fの磁石パイ プ径への依存性を図 3.26 に示す。



図 3.26: フィネス F のパイプ内径依存性。共振器長 $L_{cav} = 1.4$ [m]、ミラー曲率半径 $R_{curv} = 2.0$ [m]、ミラー反射率 $R_{mirror} = 99.999\%$ のとき。パイプ内径が3 [mm] を下回ると急激にフィネスが下がるのがわかる。本実験で用いた内径 $\phi 5.35$ のパルス磁石は、直径でおよそ2 [mm] 余裕があることがわかる。

R = 99.999%の共振器に要求されるパイプ内径は3 [mm] であり、本実験では直径で2 [mm] の 余裕を見て、磁石の内径を ϕ 5.35 と設計した。

また、この磁石を用いて本実験で得られたパルス磁場の一例を図 3.27 に示す。

3.3.2 駆動用電源

実験室における駆動用電源とコンデンサバンクの配置を図 3.28 に示す。本実験では C=3.0 [mF] のコンデンサに 2.0 [kV] まで充電してパルス磁石を駆動した。駆動用電源はその充放電の制御に音



図 3.27: 発生したパルス磁場の波形一例。左:+2000 [V] での放電パルス磁場。右:-1000 [V] での 放電パルス磁場。瞬間的にパルス幅 1.2 [ms]、9.0 [T]、-4.5 [T] の磁場が発生する。

響ノイズを発する高圧メカニカルリレーを用いているが、本実験設計においては共振器とは3 [m] 程度離れているため、音による擾乱の到達は10 [ms] 以上後であり無視できる。磁石の位置までの 接続は断面積22 [mm²]、長さ10 [m] の絶縁同軸ケーブルを用いて電流を運ぶ。銅の断面積と抵抗 率から計算される同軸ケーブルの抵抗値は8 [mΩ] で、パルス磁石の抵抗値28 [mΩ]@750 [Hz] に 比べて比較的小さい。同軸ケーブルと電極、磁石の接続に関しては第3.3.3 項を参考にされたい。



図 3.28: 駆動用電源、コンデンサバンクとクリーンルームの配置。駆動用電源から光学クリーン ルームまで断面積 22 [mm²] の同軸ケーブルで接続されている。

本実験の繰り返し運転においてはパルス磁石を +2000 [V]、-1000 [V] で駆動した。このとき パルス磁石におけるジュール発熱がそれぞれ 4500 [J]、1100 [J] になる。実際に繰り返し運転時の パルス磁場印加前後のコンデンサへの充電電圧の変化を図 3.29 に示す。



図 3.29: パルス磁石を駆動した際のコンデンサバンク充電電圧の推移。正電圧駆動でのパルス電流によりジュール熱が発生し、そこで消費されたエネルギーを引いた分、-1000 [V] でコンデン サバンクが逆充電される。合わせて付録 B も参照されたい。

3.3.3 電極

電極は高電圧用同軸ケーブルとパルス磁石の接続のために設置された。電極は高電圧側、低電 圧側の銅板から構成され、絶縁碍子とガラスエポキシ板で丈夫に固定されている。同軸ケーブル の芯線を高電圧側に、被覆線を低電圧側に接続し、そこからパルス磁石へ断面積 22 [mm²] の KIP 電線で接続される。電極の写真および同軸ケーブルと電極の接続の様子を図 3.30 に示す。

3.3.4 カレントトランス

パルス磁石に流れるパルス電流の読み出しには、カレントトランス (Pearson 社 モデル 1423) を用いた。図 3.31 にその写真を、表 3.3 にその主な性能を示す。

パラメータ	性能
変換効率	1 [V/kA]
出力インピーダンス	$50 \ [\Omega]$
最大読み出し電流	500 [kA]
低周波 3dB カットオフ	1.0 [Hz]
高周波 3dB カットオフ	1.2 [MHz]

表 3.3: Pearson 社カレントトランス、モデル 1423 の主な性能値

カレントトランスは電磁誘導による起電力を利用した非接触電流読み出し計である。中央のホー ルに導線を通すことで、その導線を流れるパルス電流がそのままの波形で電圧に変換され BNC 端 子から出力される。本実験では電極からパルス磁石に接続される KIP 電線をホールに通し、カレ



図 3.30: 電極の写真。同軸ケーブルの被覆線と芯線がそれぞれ銅板に真鍮製のボルト・ブロック を用いて固定される。銅板には M8 タップ加工が施されており、そこから KIP 銅線を用いてパル ス磁石へと接続される。電極の周りは安全のためガラスエポキシで囲い、放電が起きないように する。



図 3.31: Pearson 社カレントトランス、モデル 1423 の写真

ントトランスからの出力電圧を Analog to Digital Convertor で記録することで、各ショットごとのパルス電流波形を取得した。

3.3.5 液面計

パルス磁石の冷却には液体窒素を用いる。パルス磁石が十分に液体窒素に浸されておらず、十 分な冷却が行わなかった場合、ジュール発熱によりパルス磁石の温度が上昇し非常に危険である。 また、液体窒素の重量によってステンレス土台がたわみ、フィネスがドリフトする様子が観測さ れたため、静電容量型の液面計を製作した(図 3.32)。



図 3.32: 真鍮製液体窒素液面計。真鍮製の円筒と円柱で構成され、その間の静電容量を読み出す ことにより液体窒素がどこまで浸っているかがわかる。

外径 ϕ 12.7、厚さ 1 [mm]、長さ 300 [mm] の真鍮製のパイプの中に ϕ 8、長さ 350 [mm] の真鍮 棒を挿入した形状となっており、その間の静電容量を LCR メータで読み出す。液体窒素は絶縁液 体であるが、比誘電率が 1.4 と、空気に比べて非常に大きいため、液体窒素が真鍮の間をどこま で浸しているかによって LCR メータで読み出される静電容量の値が変わる。

LCR メータは HIOKI 製の IM3523 を用いて、そこでの読み出し静電容量を Linux ノートパソ コンで記録した。LCR メータ、ノートパソコンともに耐圧 24 [kV] の絶縁トランス (電研精機研 究所製、NCT-I4) から電源供給することで、万一のパルス磁石破壊の際にも、AC 電源への放電 が起きないようにした。

図 3.33 に較正の様子を示す。液体窒素に浸したときの LCR メータでの読み出し静電容量を縦軸に取る。



図 3.33: 液面計の読み出し静電容量と液面高さの較正。

3.4 防振構造

高フィネス共振器の共振線幅は非常に鋭く、ミラー間の距離精度に直すとその線幅はわずか 3 [pm] しかない。一方で、パルス磁石では 15 [kA] 程度のパルス電流が流れることで磁石管内に 40 [MPa] 相当の電磁応力がかかる。この管は真空チャンバーの一部であるため、機械的に定盤と 繋がるのを免れ得ず、パルス磁石による振動を如何に共振器と切り離すかは実験遂行の上で非常 に大事である。

本実験ではステンレス製 250 [kg] の土台を用意し、パルス磁石および液体窒素容器をそこに固定した。それに加えて、パルス磁石と真空チャンバーとの間には溶接ベローズを入れることで、 真空チャンバーへの振動伝達をまず落とした。しかしチャンバーの質量は小さく、溶接ベローズ があった状態でも比較的揺れることが予想されたため、Fabry-Pérot 共振器のミラーは真空チャン バーには固定せず、真空チャンバーと光学定盤の間にさらに一つ JIS125 規格の成形ベローズを入 れ、光学定盤から固定するようにした。JIS125 規格ベローズの内径は φ134 であり、ここにかか る大気圧を計算すると、およそ 800 [N] になるため、それをささえるためのアルミフレームを真 空チャンバーに取り付けた。アルミフレームの足には防振アジャスタブルパッドを取り付け、高 さ調整ができるようにした。これにより、振動は最短でもベローズ二段を伝って光学定盤を揺ら し、そこから Fabry-Pérot 共振器のミラーを揺らす構造となる (図 3.34)。

3.5 電磁ノイズの遮蔽

真空複屈折の信号はパルス磁場と同期して現れると期待される。そのため、それ以外のパルス 磁場と同期した信号はできる限りなくさねばならないが、その一つとなり得るのがパルス磁場の 電磁誘導によって引き起こされる電圧変動である。電磁誘導による変動であるため、その形は磁場 の微分をした形になる。実際に電磁誘導対策を施す前に観測された電圧変動の例を図3.35に示す。 本実験における電磁誘導ノイズの大きさへの要求値を考える。



図 3.34: ベローズによる防振設計



図 3.35: 電磁誘導による電圧変動の典型例。黒線:パルス磁場波形。赤線:遮光した状態での PD_e 出力。磁場を微分した形の出力が光検出器に乗るのがわかる。

第 2.5 節で見たように、ノイズとして一番大きく影響するのは PD_e に乗る電圧変動である。共振器からの透過光1 [mW] のうち、10⁻⁵ の量が Analyzer を通り抜けるとすると、1 [GΩ] のゲイン抵抗を用いた PD_e の電圧出力はおよそ 10 [V] となる。これに対して、真空複屈折信号の SN 比はおよそ 10⁻⁷ であるので、電圧変化としておよそ 1 [μ V] となる。よって、電磁誘導の大きさとしてはこの 1 [μ V] より十分小さな電圧変化でなければならない。

3.5.1 電気的なループの解消

まず本実験においては、フィードバックシステムのほとんどの回路を電源から自作した。これ は低ノイズ化に加え、GND ループなどの余計なループをのぞくためである。たとえば市販の電気 製品で、BNC 端子の GND 側がアースに取られているもの同士を、BNC ケーブルで接続すると、 製品の電源供給コンセント側のアースが BNC 端子側でも接続されてしまい大きなループができ る。これにより電磁誘導による磁場の影響を非常に受けやすくなるので、このようなループは極 力取り除かなければならない。本実験ではアースを一点からのみ取るように回路を設計し、この ようなループが生まれないように回路を製作した。図 3.36 に GND ループを排除する前のサーボ コントローラ出力、および GND ループを排除した後のサーボコントローラ出力を比較する。こ こで、サーボコントローラは積分回路であるため、電磁誘導によるノイズは積分されパルス波形 と似た形に見えることに注意されたい。



図 3.36: GND ループによる電磁誘導ノイズとその解消。左:GND ループを意識せずに回路を組ん だ場合のサーボコントローラ出力。右:GND ループを排除するように回路を組んだ場合のサーボ コントローラ出力。黒線は比較のためにのせたパルス磁場の波形であり、ピークで 9.0 [T] 印加さ れている。

3.5.2 磁気シールド

パルス磁場を 9.0 [T] で駆動した際、それに同期して様々なところに擾乱が現れることが確認されたため、それを排除するために磁気シールドを製作した。以下で、様々なところに製作した磁気シールドとその性能を示す。

 PD_e 用磁気シールド
 PD_e は1 [GΩ] のゲイン抵抗を使用しているため、電磁誘導による微小カレントでも大きく 増幅されて出力に乗ってしまい複屈折による信号が埋もれてしまう。そこで、PD_e を囲う ための磁気シールドを厚さ1.6 [mm] の鉄板を加工することで製作した (図 3.37)。



図 3.37: PD_e 用磁気シールド。PD1 は 1 [GΩ] のゲイン抵抗を持つため、パルス磁場の電磁誘導 による微小電流でも大幅に増幅されてしまう。厚さ 1.6 [mm] の鉄板の曲げ加工により磁気シール ドを製作した。

磁気シールド製作の際、パルス磁石からの漏れ磁場はほとんど水平方向に来ることが予測さ れたので、横方向の加工はなるべく曲げ加工で製作することで磁気抵抗を減らした。また、 部品の組み立てもすべて鉄製のボルトで行うことで磁気抵抗を減らす工夫をした。

この磁気シールドに囲われた状態で PD_e を遮光し、パルス磁場を発生させたときの読み出 し電圧の変動を図 3.38 に示す。図 3.35 と比較し、電圧変動が抑えられていることが分かる。



図 3.38: 磁気シールドによる PD_e の電磁誘導ノイズの解消。黒:ピーク 6.5 [T] のパルス磁場波形。 赤:遮光した状態での PD_e の読み出し電圧。図 3.35 と比較されたい。

Mephisto 用磁気シールド

本実験においては、Mephistoを鉄製の磁気シールドの囲いに入れて駆動した。これは、パ ルス磁石を 9.0 [T] で駆動した際にレーザー発振強度が磁場に同期して揺らぐ現象が観測さ れたためである。NPRO 式の Nd:YAG レーザーでは光の発振方向を決定するためにファラ デー回転を利用しているため、磁場によって発振が不安定になりうる。その影響を除くため に、厚さ 1.6 [mm] の鉄板を曲げ加工し、二重の磁気シールドを製作した (図 3.39)。



図 3.39: Mephisto 用磁気シールド。Mephisto は NPRO 式のレーザーであり、その発振安定化に ファラデー回転を用いているため、非常に磁場変動に敏感である。厚さ 1.6 [mm] の磁気シールド を曲げ加工し、二重の磁気シールドを製作した。図の状態から、さらに蓋を閉めることで四方を 二重に囲うことができる。

Mephistoからの出射光を光検出器で取得し、パルス磁場を発生させた際の強度変化を磁気 シールドの製作前後で比較した。その様子を図 3.40 に示す。

• パルス磁石周りの磁気シールド

上記のパーツに加え、大元のパルス磁石周りにも磁気シールドを製作した。たとえば BNC ケーブルの先端に 50 [Ω] の抵抗をつけて磁石から 1 [m] 程度のところに置くと、パルス磁 石に同期して 10 [μ V] 程度の電圧変化が観測された。パルス磁石から 1 [m] 程度離れたとこ ろでの漏れ磁場はおよそ B=10⁻⁴ [T] であり、その磁束密度が $d \times L = 0.1$ [mm]×100 [mm] の領域を $\Delta t = 1$ [ms] で貫くとすると、電磁誘導の式から電圧変動は

$$\Delta V = \frac{B \cdot d \cdot L}{\Delta t} \tag{3.6}$$

$$= 10 \ [\mu V]$$
 (3.7)

と計算される。観測された電圧変化の大きさがこの計算と一致しており、パルス磁場発生 による電磁誘導だと考えられたため、磁石の周りのシールドが必要と判断した。ANSYS に よる有限要素法シミュレーションで、磁束密度の流れは磁石コイルの側面をまわることが わかったため、側面をなるべく一体とした曲げ加工で2重の磁気シールドを製作した (図



図 3.40: 磁気シールドによる Mephisto の強度揺らぎの解消。黒:ピーク 9.0 [T] のパルス磁場波 形。赤:Mephisto からの出射光を光検出器で取得した電圧。磁気シールドの設置によりパルス磁 場に同期した強度揺らぎが解消されていることが分かる。

3.41)。この磁気シールドは他にも想定しうる様々な電磁揺らぎを取り除くことが可能であ り、電気回路に乗る電磁誘導、ミラー表面の残留磁場による複屈折、パルス磁場による音の 共振器への擾乱の抑制などの対策になる。



図 3.41: パルス磁石まわりの磁気シールド。左:表側。この状態では表の磁気シールドを外してあ り、電極とパルス磁石の断熱材が見える。この上から磁気シールドをもう一枚張り6方を囲う。 右:裏側。裏側から絶縁同軸線で駆動用電源から高電流が運ばれてくる。磁気シールドで電極およ びパルス磁石を囲う。これに加え、液体窒素容器の内面にも磁気シールドを貼り、さらにその外 側の底面にも貼ることで、パルス磁石周りに二重の磁気シールドを構築した。

3.6 真空排気・ガス導入系

真空の複屈折測定実験ではパルス磁石管内の真空度の制御が非常に重要となる。これは、残留ガスが磁場中で複屈折 (Cotton-Mouton 効果) およびファラデー回転を示し、十分な排気が行われないと擬似的に真空の複屈折を模倣してしまうからである [32]。気体による複屈折の大きさ $k_{CM}(gas)$ [T⁻²] とファラデー回転の大きさ $k_{F}(gas)$ [T⁻²] はその気体の分圧 P [Pa] に比例し、

$$k_{\rm CM}(gas) = \kappa_{\rm CM}(gas) \times P \tag{3.8}$$

$$k_{\rm F}(gas) = \kappa_{\rm F}(gas) \times P \tag{3.9}$$

と、 $\kappa_{\rm CM}(gas)$ [T⁻²Pa⁻¹]、 $\kappa_{\rm F}(gas)$ [T⁻¹Pa⁻¹] の定数で記述できる。表 3.4 に主な気体の磁場中 での複屈折の比例係数 $\kappa_{\rm CM}$ [T⁻²Pa⁻¹] 及びファラデー回転の比例係数 $\kappa_{\rm F}$ [T⁻¹Pa⁻¹] を示す。な お比較として真空の複屈折の値も合わせて載せる。

表 3.4: 300 [K] における気体のもつ複屈折の比例計数 $\kappa_{\rm CM}$ [T⁻²Pa⁻¹]、ファラデー回転の比例係数 $\kappa_{\rm F}$ [T⁻¹Pa⁻¹]。真空の複屈折の大きさ $k_{\rm CM}$ [T⁻²] も合わせて載せる。[33, 34, 35, 36]

気体	$\kappa_{\rm CM} \; [{\rm T}^{-2} {\rm Pa}^{-1}]$	$\kappa_{\rm F} \; [{\rm T}^{-1}{\rm Pa}^{-1}]$
窒素	$-2.5{ imes}10^{-18}$	1.8×10^{-15}
酸素	$-2.5{ imes}10^{-17}$	$9.5 imes 10^{-16}$
水蒸気	6.7×10^{-20}	3.8×10^{-16}
ヘリウム	2.1×10^{-21}	1.4×10^{-16}
アルゴン	7.0×10^{-20}	1.0×10^{-15}
真空	$4.0 \times 10^{-24} \ [T^{-2}]$	0

表 3.4 から、真空度への要求は残留気体の複屈折 $k_{\rm CM}(gas)$ が真空の複屈折 $k_{\rm CM}$ を下回る圧力 であり、例えば残留ガスが水蒸気であれば要求値は 6.0×10^{-5} [Pa]、窒素であれば 1.6×10^{-6} [Pa] となる。

実際には気体の比例係数 $k_{CM}(gas)$ 、 $k_{F}(gas)$ には大きな温度依存性がある。これについては第 5.1.1 項で詳しく議論する。

図 3.42 に本実験で用いた真空チャンバーの真空排気系及びガス導入系の概略図を示す。

真空排気では、パルス磁石の管が内径 ϕ 5.25、長さ 300 [mm] と非常にコンダクタンスが低い ため、上流下流チャンバー両側から排気した。排気にはターボ分子ポンプ大阪真空社製 TF160、 ATP80 及びスクロールポンプ (アネスト岩田 ISP-250C-SV)を用いて、オイルフリーな排気を行っ た。これは、オイルによりチャンバー内の光学素子、特にスーパーミラーの表面が汚れるのを防ぐ ためであり、この真空チャンバーの排気は全てドライポンプで行うよう徹底した。真空排気の際は ターボ分子ポンプとチャンバー間にある真空用ベローズバルブを開け、ガス導入系につながる真空 用ベローズバルブ、ガス用ベローズシールバルブを両方とも閉めてから、上流下流のターボ分子ポ ンプを起動した。典型的には1週間程度の排気で上流側が2×10⁻⁴ [Pa]、下流側が2×10⁻³ [Pa] まで到達する。



図 3.42: 真空排気、ガス導入系の配管。真空排気とガス導入の両方が行える。ガス導入システム は VCR 規格をなるべく用いたため、窒素ガスボンベとレギュレータをヘリウムやアルゴンガス 用のものに変更することで、他のガスも導入できる。

真空度は上流側チャンバーおよび下流側チャンバーに取り付けられた真空計(伯東株式会社 PKR251)で読み出した。PKR251はピラニー真空計とコールドカソード真空計を組み合わせた もので大気圧から10⁻⁶ [Pa] 程度までの領域で真空度を計測できる。本実験ではこの真空計を用 いて真空度を常にモニターした。真空度は表示器(伯東株式会社 TPG261)を用いて常に上流下 流とも実験室内に表示した上でデータロガーで1秒ごとに記録された。実際に二つのターボ分子 ポンプで真空に引いた際の得られたチャンバーでの真空度推移を図 3.43 に示す。

ガス導入の際はまず真空チャンバーとターボ分子ポンプの間にある真空用ベローズシールバル ブを閉め、ターボ分子ポンプを止める。最初に導入する際は、ベローズシールバルブを開け、真 空用ガス導入系の減圧レギュレータとメータリングバルブを少し開ける。この状態で真空チャン バー手前のガス用ベローズバルブを開け、ピラニー真空計と絶対圧力計の上昇速度を見る。ガス 導入の流量を見てレギュレータの二次側圧力で大まかな調整をし、メータリングバルブで微調整 をする。実際に導入する際はレギュレータの二次側圧力設定は固定し、光学ルーム内でメータリ ングバルブとガス用ベローズシールバルブの調整で導入速度を調整した。封入圧力が高すぎた場 合は、真空用ベローズバルブを開け、スクロールポンプで排気することで再度減圧を行った。

圧力のモニターにはピラニー真空計と絶対圧力計を併用した。絶対圧力計はSetra225の170 [kPa] レンジ仕様のものを用いたが、その精度はたかだか100 [Pa] である。一方でピラニー真空計はそ の絶対圧力の不定性が大きいため、本実験では200 [Pa] から1200 [Pa] で窒素ガスを用いてキャリ ブレーションを行った。ターボ分子ポンプで1 [Pa] 以下に引いた後、本実験で使用する窒素ガス を導入し、ピラニー真空計と絶対圧力計の読み出し圧力を記録した。そのときの上流真空計、下



図 3.43: ターボ分子ポンプで真空チャンバーを排気した際の真空度推移。およそ1週間程度の排気で、上流側が 2×10^{-4} [Pa]、下流側が 2×10^{-3} [Pa] まで到達する。真空度の違いは排気に用いるターボ分子ポンプの性能および真空チャンバー内の光学素子数による違いと考えられる。

流真空計、絶対圧力計の出力を図 3.44 に示す。



図 3.44: 窒素ガスを導入した際の上流真空計、下流真空計、絶対圧力計の推移。実験に使用した 乾燥窒素ガスを用いて、上流真空計、下流真空計、絶対圧力計の比例係数を較正した。

まず、そもそも上流側ピラニー真空計の読み出し圧力が下流側ピラニー真空計の読み出し圧力 の 0.81(2) 倍の大きさである。また、下流側ピラニー真空計の読み出し圧力と絶対圧力計の読み 出し圧力の比を計算し、上流側ピラニー真空計の読み出し圧力の、絶対圧力に対する較正係数を、

$$P_{\rm abs} = 1.15(5) \ P_{\rm Pirani}$$
 (3.10)

と算出した。誤差は絶対圧力計の読み出し精度100 [Pa] から来ており、この誤差は最終的に窒素 ガスの測定誤差に、系統誤差として計上される。

3.7 データ取得系

3.7.1 Analog to Digital Converter

本実験では磁場に同期したタイミングで *I_e* に現れる強度変化が探索対象信号であるため、Analog to Digital Convertor (ADC) を使用した。使用した ADC は National Instrument 社製 PCI-6229 および PCI-6255 である。

PCI-6229 はサンプリングレート 250 [kS/秒]、最大フルスケール ±10 [V]、16 ビットの ADC であり、PCI-6255 はサンプリングレート 1.25 [MS/秒]、最大フルスケール ±10 [V]、16 ビット の ADC である。この ADC にはある読み出しチャンネルの電圧が直後の読み出しチャンネルに 乗るゴースト現象が存在するため、本実験ではカレントトランスからのパルス電流波形信号を PCI-6229 で記録し、光検出器からの信号を PCI-6255 で記録した。

PCI-6255 では、光検出器信号間のゴースト現象もなるべく避けたかったため、CH1: 入力-GND 間短絡、CH2: PD_e、CH3: 入力-GND 間短絡、CH4: PD_t(I_t 取得用光検出器) として、電圧レン ジ ±10 [V]、サンプリングレート 160 [kHz] で読み出した。このとき、ADC の量子化ノイズは

$$V_{\rm ADC} = 3.1 \times 10^{-7} \, [V/\sqrt{\rm Hz}]$$
 (3.11)

と計算される。実際に、短絡させた読み出しチャンネルにおける電圧のフーリエ変換を図 3.45 に 示す。確かに量子化ノイズのみで説明できている。



図 3.45: ADC の量子化ノイズの実測。読み出しは±10 [V] レンジ、16 ビット、160 [kHz] サンプ リングで行った。赤線は理論的な量子化ノイズによるノイズスペクトル。

3.7.2 データロガー

ADC によるパルス磁場に同期したデータ波形に加えて、長期的な真空度・温度・酸素濃度など をデータロガーを用いて記録した。データロガーには HIOKI の LR8401 メモリハイロガーを用 い、Ethernet ケーブルを用いて Linux コンピュータから1秒ごとにデータを取得し、ハードディ スク上に記録した。
第3章 実験セットアップ

3.7.3 データ取得サイクル

本実験でのデータ取得のサイクルを表3.5に示す。

表 3.5: 本実験におけるデータ取得サイクル。正負パルス磁場のデータ取得後、アラインメント チェックとフィネス測定のためのデータを取り、再度充電後にパルス磁場を発生させる。表中の 番号1、2、3に同期して ADC でデータ取得を行い、そのデータをそれぞれ第1データ、第2デー タ、第3データと呼ぶ。

#	time	動作
1.	0秒	正電圧 +2000 [V] でパルス磁場を発生させる (第1 データ)
2.	2秒	負電圧 –1000 [V] でパルス磁場を発生させる (第2データ)
3.	4秒	フィードバックを切り光子寿命を測定、その 180 [ms] 後に
		$780~[\mathrm{nm}]$ 光を 1 秒入射させ、 σ^2 を測定 (第 3 データ)
4.	8秒	コンデンサに +2000 [V] までの充電が完了する。
5.	10 秒	最初に戻り、正電圧 +2000 [V] でパルス磁場を発生させる

このサイクルにおいて、1、2、3の過程において、ADC で PD_e、PD_t の電圧を取得する。時間的には、パルス磁場発生の 20 [ms] 前からパルス磁場発生後 640 [ms] までのデータを取得する。 1 および 2 で ADC でデータを取得するのはもちろんパルス磁場に同期した PD_e、PD_t の強度変化 を測定しそこから偏光回転を測定するためである。加えて、サイクル番号 3 で、パルス磁場の発 生の間にあえて共振制御を中止し、780nm 光を入射し、このときの PD_e、PD_t の電圧値も取得す る。これは、共振制御を中止した際の共振器からの透過光強度の減衰を PD_t で取得することで光 子寿命を測定でき、また Fabry-Pérot 共振器の影響を受けない 780nm 光を入射させることで σ^2 の相対的な変化の測定を行うためである。加えて、1 および 2 のデータにおいてパルス磁場が発 生していない時間帯の I_e 、 I_t の強度比から $\sigma^2 + \Gamma^2 + \epsilon^2$ を測定することができる。

このサイクルを実現するための回路を NIM モジュールを用いて図 3.46 のように組んだ。また、 そのタイミングチャートを図 3.47 に示す。その詳しい説明を以下でまとめて説明する。回路中に は TTL 信号と NIM 信号が混在しており、その変換にはテクノランド社製 Logic Level Adaptor N-TS 221 を用いているが回路図および説明では省略する。

それぞれのモジュールの役割について詳しく説明する。

磁石駆動および ADC トリガー系

まず、最も重要なパルス磁石駆動のトリガー回路およびそれに同期した ADC でのデータ取 得トリガーについて述べる。ADC の電圧入力にはカレントトランスから出力されるパルス 電流波形および光検出器の出力が入るが、以下では省略しトリガー系のみ扱う。パルス磁石 の駆動のタイミングで ADC へ入力されるパルス電流波形、光検出器の信号を取得できるよ うトリガー回路を組んだ。以下で、丸付き番号で囲まれたモジュールは回路図の番号に対応 する。

(1) 0.5Hz Clock Generator

0.5Hz クロックはテクノランド社製、Clock Generator N-TM 203 とカイズワークス社 製 Visual Scaler KN 1860 を組み合わせて生成された。Clock Generator から5 [MHz] のクロックを生成し、それを Visual Scaler のあるチャンネルに入れる。Visual Scaler KN 1860 は 10,000,000 カウントを越えるとに Carry out から NIM シグナルを出す。 これを利用して実質的に5 [MHz] のクロックを 0.5 [Hz] のクロックに落として利用し た。また、同時に Carry out からの信号を再度 Visual Scaler の別のチャンネルに入れ ることで、トリガー回数をモニターした。

2 Logic Fan in/out

Logic Fan in/out には LeCroy 社製 428F を用いた。① 0.5Hz Clock で生成された 0.5 [Hz] のクロックを分割し、磁石を駆動する④ Pulser へと繋がる③ Gate Generator と、第3データの取得のための③ Gate Generator へと入力される。④ Gate Generator へ入力された信号については後ほどの第3データ取得の項で扱い、本項では③ Gate Generator へ入力される信号を追う。

③ Gate Generator

Gate Generator にはカイズワークス社製 KN1505 を用いた。②Logic Fan in/out から の信号を受け、磁石駆動のための④ Pulser ヘトリガー信号を入力する。この際、veto 入力に⑨ Logic Fan in/out からの入力がある場合、④ Pulser への信号入力は行われ ない。これにより、⑨ Logic Fan in/out をインターロックやデータ取得停止として利 用ができる。

(4) Pulser

Puler は FPGA を用いて設計された自作回路である。③ Gate Generator を受け、パルス磁石を正電圧駆動、負電圧駆動する。加えて、④ Pulser はコンデンサバンクの充電電圧 V_c が設定電圧 (本実験では 2000 [V]) に達していない場合、パルス磁石の駆動を行わない veto 機能も備えている。本実験ではコンデンサバンクへの充電電圧を Digital Meter Relay で読み出し、Programmable Logic Controller を介して V_c veto を働かせ、その間はパルス磁石の駆動は行ない。また、正電圧でパルス磁石を駆動する場合には CH0 出力から、負電圧で駆動する場合には CH1 出力から、パルス磁石の駆動を知らせる信号パルスが出される。このパルスの5 [ms] 後にパルス磁場が打たれるよう設定 されており、この信号パルスが ADC のトリガーパルスなどの元になる。

(5) Logic Fan in/out

③ Pulser の CH1 出力からの信号パルスを分け、ADC のトリガーへ繋がる⑥ Logic Fan in/out、第3データ取得のマスクを解除する⑭ Gate Generator の stop 入力、そして磁石駆動をマスクする⑧ Gate Generator の stop 入力へと入力される。つまり、負電圧駆動終了の信号パルスを分け、ADC でのデータ取得、第3データ取得の許可、次のパルス磁場駆動の許可、の役割を果たす。

6 Logic Fan in/out

 ④ Pulser の CH0 出力からの第1データの信号パルス、⑤ Logic Fan in/out からの第2 データの信号パルス、⑥ Gate Generator からの第3データの信号パルスの和を取り、 ADC のトリガーへと入力する。ADC へのトリガーを追加したい場合はこのモジュー ルへの入力を増やすことで対応できる。

⑦ ADC

 ⑥ Logic Fan in/out からの信号パルスを Trig に受け、そのタイミングで波形取得を 行う。トリガーは PCI-6255、PCI-6229 両方へ同時に入力され、サンプリングレート 160 [kS/秒] で、トリガー入力前-12.5 [ms] から入力後 640 [ms] までの間の入力電圧を 取得する。また、データ取得が終了したら ch. 0 から終了を知らせる信号パルスを出 し(8) Gate Generator の stop へと入力される。

(8) Gate Generator

⑤ Logic Fan in/out からの信号パルスを start 入力で受け、⑨ Logic Fan in/out へ Latch モードでと入力する。その信号解除は ADC の読み出し完了信号が stop 入力に 入ったタイミングである。これにより、負電圧で磁場を発生したのち、ADC で読み出 しが完了するまでの間、パルス磁石の駆動を停止する役割を果たす。

(9) Logic Fan in/out

⑧ Gate Generator からの信号と⑫ Gate Generator からの信号の論理和をとり、③ Gate Generator の veto 入力へ信号を送る。③ Gate Generator への veto 入力は④ Pulser へのパルス磁石駆動トリガー信号入力を停止するので、このモジュールの出力 がパルス磁石駆動のインターロックとして働く。このモジュールの入力に新たな信号 を加えることで、インターロック機能を付け加えることができる。

波形乱れ検知

パルス磁石の駆動は 2000 [V] の高電圧、15 [kA] の大電流を伴うため、厳重な安全管理が行 われなければならない。その安全管理の一つとして、パルス磁石に流れる電流波形の乱れ 検知を行う。パルス磁石の変形や断線はコイルのインダクタンスを変化させ、漏電、放電は ピーク電流値を変化させる。パルス電流の波形はそれらの情報に非常に敏感であるため、安 全運転の良い指標となる。これを用いて、波形乱れが観測された時にパルス磁石の駆動を即 座に停止し、実験者の安全確認が行われない限りパルス磁石が駆動されないシステムを構築 した。

(1) Current Transformer

Current Transformer は第3.3.4 項の通り、パルス磁石に流れる電流波形を読み出す。 パルス電流波形の読み出しは ADC での記録だけでなく、波形乱れの検知とインター ロックにも使用される。例えばパルス磁場の発生中に銅線が断線したり、ステンレス 補強の破壊などでコイルの形状が変わりコンダクタンスが変化すると、それによりパ ルス電流波形が変化する。本実験では① Oscilloscope Mask Test と組み合わせること でそれを検知し、即座にパルス磁石の駆動を停止する。

(1) Oscilloscope Mask Test

本実験ではオシロスコープ LeCroy 社製の WaveRunner 6050A の Mask Test 機能を利 用して波形乱れを検知した。Mask Test 機能とは、あらかじめオシロスコープ内に自 ら一定の電圧範囲を持つ電圧波形を設定し、サンプリングされた波形の電圧がすべて その範囲に入っていれば0を出力、一点でもその電圧範囲を外れていれば1を取得す る機能のことである。実際に本実験で設定した Mask 波形を図 3.48 に示す。 電圧範囲としては、正電圧パルス電流波形、負電圧パルス波形、0 [V] の3つがあり、 その他の波形が取得された場合には Masking Test 機能が1を出力する。正電圧、負電 圧は第1データ、第2データに対応し、0 [V] はパルス電流の流れない第3データの取 得時に対応する。Masking Test の出力結果を、インターロック機能へと繋がる⁽²⁾ Gate Generator の start へと入力する。

12 Gate Generator

① Oscilloscope Masking Test からの信号パルスを start 入力で受け、⑨ Logic Fan in/out へ Latch モードでと入力する。その信号解除は手動でのみ可能であり、これに よりパルス波形乱れが感知されたときは実験者が慎重な判断のもと Latch を解除しな い限り次のパルス磁場は発生しない。

第3データ取得系

第3データ取得には共振器の共振制御の停止と 780nm 用シャッターの ON/OFF 切り替えが 必要である。双方とも 1bit パルスの入力で行える、本実験では NIM モジュールを用いた回 路で制御を行った。

13 Gate Generator

② Logic Fan in/out からの信号パルスを start 入力で受け、⑤ Gate Generator の start、
⑥ Logic Fan in/out、そして⑭ Gate Generator の start へ入力する。このうち、⑥ Gate Generator は第3データ取得のための共振制御の解除につながり、⑥ Logic Fan in/out は第3データ取得のための ADCトリガーとなる。一方、⑭ Gate Generator への信号は Latch モードで再びこの Gate Generator の veto へと再入力される。これにより、再び② Logic Fan in/out からの信号パルスを受けても、⑭ Gate Generator の Latch が解除されない限り共振解除や ADC トリガーの信号は送られない。

1 Gate Generator

③ Gate Generator からの信号を受けて、再び
 ③ Gate Generator の veto 入力へ Latch 入力を行う、上述のように第3データの取得を停止する役割を果たし、その解除は第2 データ取得と同時に行われるため、これにより正しい順番で第1データ、第2データ、第3データの取得を保証する。

15 Gate Generator

③ Gate Generator からの信号を受けて、遅延10 [ms]、幅1.5 [s]のTTL信号をサーボ コントローラ LB1005の Internal Hold 端子へ入力する。Internal Hold 端子にTTL信 号が入力されるとサーボコントローラは共振維持を停止するため、このGate Generator からのパルス幅を調整することで共振制御を行わない時間幅を変更できる。

16 Gate Generator

(i) Gate Generator からの信号を受けて、遅延 0.5 [s]、幅 10 [ms] の TTL 信号および 遅延 1.2 [s]、幅 10 [ms] の TTL 信号を電動シャッター LB1005 へ入力する。シャッター は TTL 信号入力があるたびに ON/OFF を切り替える。二回のパルス入力を 2 秒以内 に行うことで、次の第 1 データ取得までに 780nm 光の入射を入射し、そしてまた遮る ことが可能となる。



図 3.46: NIM モジュールで組んだデータ取得回路。この回路構成により表 3.5 に示したデータ取得サイクルを達成する。

一通常の繰り返しデータ取得サイクル 一1発目のパルスで波形異常が検知された場合

	第1データ	第2データ	第3データ	
 1Hz Clock Logic Fan in/out 	2₹			
③ Gate Generator (④ Pulser Trig)				
④ Pulser Vc veto	▶充電完了	▼充電開始	冶	
④ Pulser CH0				
④ Pulser CH1⑤ Logic Fan in/out				
6 Logic Fan in/out (7 NI Trig)				
⑦ NI ADC out (⑧ G. G. stop)	ADC読み出し ~1秒			
 (9) Logic Fan i/o in) 				
(9) Logic Fan in/out (3) G. G. veto)				
(1) Oscilloscope Masking to	est			
12 Gate Generator				
(13) Gate Generator				
(1) Gate Generator (1) G. G. veto)				
(15) Gate Generator (18) LB1005 IN)			~	
(f) Gate Generator (f) LDC201U IN)				
			シャッター OPEN	ンヤッター CLOSE

図 3.47: データ取得のタイミングチャート。図 3.46の回路に基づいて生成されるタイミングチャート。赤線は一発目のパルス磁場で波形乱れが検出された場合のチャート。



図 3.48: オシロスコープ Mask Test 波形の設定。パルス電流波形と許容電圧差 (本実験では ±100 [mV])を与えると、そこから図中の青色の許容領域を作成できる。第1データ (+2000 [V])、 第2データ (-1000 [V])、第3データ (0 [V]) 駆動の際のパルス電流読み出し波形が許容領域に入っ ていれば良く、一点でも外れた場合、パルス磁石の駆動を中止する。

第4章 データ取得・解析

本章ではパルス磁石と Fabry-Pérot 共振器を組み合わせた装置を用いた窒素ガスおよび真空の データ取得および解析結果について述べる。本論文の主目的は真空の複屈折の大きさに制限を与 えることだが、その前に窒素ガスの複屈折およびファラデー回転量のデータを取得し、解析する ことで、パルス磁石と Fabry-Pérot 共振器の組み合わせ運転、データ取得システム、そして解析 のプロセスが正しいことを確認する。第4.1節で窒素ガスの複屈折・ファラデー回転の測定、第 4.2節で真空の複屈折の測定、第4.3節で系統誤差を考慮し、第4.4節でこれらの結果をまとめる。

4.1 窒素ガスの複屈折・ファラデー回転の測定

パルス磁石と Fabry-Pérot 共振器を組み合わせ、窒素ガスの磁場中での複屈折・ファラデー回転の測定を行った。気体を用いた測定の目的は、開発したシステムの動作確認である。表 3.4 のように、真空の磁場中での複屈折が $k_{CM} = 4.0 \times 10^{-24} [T^{-2}]$ であるのに対し、300 [K] の窒素ガスを例えば 100 [Pa] 封入するだけで、 $k_{CM}(N_2) = 2.5 \times 10^{-16} [T^{-2}]$ と、真空よりもおよそ8桁も大きな複屈折信号を得ることができる。その信号を観測することで、開発した Fabry-Pérot 共振器、パルス磁石およびデータ取得系が正しく動作しているか、また余計なノイズが乗っていないかを確認できる。その際に真空と異なり、ガスでは光の進行方向に平行な磁場が引き起こすファラデー回転が存在する。ファラデー回転による変更回転量は複屈折よりも大きくバックグラウンドとなるため、今回はファラデー回転係数が複屈折係数にくらべて比較的小さな窒素ガスを用いた。ファラデー回転による偏光変化と I_e 、 I_t の変化については第 2.6 節を参考にされたい。

4.1.1 データ取得

セットアップ条件

まず、窒素ガスを用いた測定におけるセットアップの典型的な条件を表 4.1 にまとめる。 第3章で述べた装置設計に基づいてパラメータを決定したが、二つの点に注意されたい。まず、 ファラデー回転の偏光回転量は光の進行方向と垂直な磁場ではなく、平行な磁場が寄与するため、 光の進行方向に平行な磁場の積分値も載せてある。二つ目は、PD_eのゲインを 1/20 倍落として ある。これは、PD_e 自体は真空用に 1 [GΩ] のゲイン抵抗を用いて製作したものであるが、窒素ガ スの信号が非常に大きいため、そのままでは出力電圧が ADC の取得範囲 ±10 [V] を超え飽和し てしまう。そこで、PD_e の手前に ND フィルタを入れることでゲインを 1/20 に落とした。 表 4.1: 窒素ガスデータ取得におけるセットアップ条件。典型的な値をまとめる。実際にはそれぞ れの値に系統的な誤差がつくが、それについては第 4.3 節で扱う。

パラメータ	典型的な値
橫方向磁場積分 $\int B_{\perp}^2(z) dz$	$13.6 \ [T^2m]$
軸方向磁場積分 $\int B_{\parallel}(z) dz$	$0.24 \; [T \cdot m]$
順放電電圧	+2000 [V]
逆放電電圧	-1000 [V]
繰り返しレート	$0.2 [\mathrm{Hz}]$
フィネス	500,000
PD_e のゲイン	$2.5 \times 10^7 \; [V/W]$
$ ext{PD}_t$ のゲイン	$5.5 \times 10^4 \; [V/W]$

データー覧

取得したデータは 1. データロガーで取得した長期的な環境変動データと 2.ADC で取得したパルス磁場および PD の電圧値の二つに分けられる。

データロガーで取得した長期的な環境変動データ

長期的な環境変動のデータの一覧を表 4.2 に示す。

表 4.2: データロガーで取得した長期的なデータ一覧。データロガーにより上記のデータを1秒ご とに記録し、Linux PC 上へと転送した。

データ名	測定装置
 PD _e 周りの温度	pt100
$ ext{PD}_t$ 周りの温度	pt100
Mephisto 周りの温度	pt100
光学系周りの温度	pt100
上流真空チャンバーのピラニー真空計圧力	PKR 251
下流真空チャンバーのピラニー真空計圧力	PKR 251
上流真空チャンバー内の絶対圧力	Setra 225
液体窒素残量	液面計

PD_eの温度、PD_tの温度、レーザー付近の温度、光学系付近定盤の温度、上流真空チャン バーのピラニー真空計読み出し圧力、下流真空チャンバーのピラニー真空計読み出し圧力、 上流真空チャンバー内の絶対圧力、液体窒素の残量を取得した。記録には HIOKI 製データ ロガー LR8401を用い、液面計のみパルス磁石からの AC 絶縁を保つために Linux ノートパ ソコンでデータ取得し、後から他のデータと時間の同期を取った。

ADC で取得したパルス磁場および PD の電圧値

第3.7節におけるデータ取得サイクルに従い、

- 正電圧 +2000 [V] でパルス磁場が発生する前 -20 [ms] から後 640 [ms] までのデータ (第1データ)
- 負電圧 –1000 [V] でパルス磁場が発生する前 –20 [ms] から後 640 [ms] までのデータ (第2データ)
- パルス磁場発生間のフィネス測定・バックグラウンド測定および偏光子のアラインメントチェックのための 660 [ms] 間のデータ (第3データ)

を取得した。それぞれを第1データ、第2データ、第3データと呼び、この3種類のデータ を1セットとして1サイクルと呼ぶ。

窒素ガス測定において取得したデータの一覧を表 4.3 に示す。

表 4.3: 窒素ガスのデータセット。圧力を 4 点で変えながらデータ取得を行った。窒素ガスでは非 常に SN 比よくシグナルが見えるため、取得データ数は繰り返し運転のテストとして 10 サイクル 程度とした。

#	窒素ガスの圧力	日時	ADC での取得データ数
	[Pa]	(2016年12月13日: hour:min-hour:min)	
1	125	16:22-16:28	38
2	230	16:42 - 16:44	33
3	250	16:48 - 16:51	28
4	380	16:56-16:59	41

圧力は真空チャンバーのデガスレートがおよそ1 [Pa/mim] であることおよび、窒素ガスが 400 [Pa] 以上だと2桁落とした状態でもPD_eの出力が飽和してしまうことから決定した。 窒素ガスについては圧倒的に信号が大きく、1発のパルス磁場でもその測定は容易に可能で ある。そのため今回はデータ取得サイクルの確認のためだけに、各30データ程度取得した。

典型的なデータ波形

まず ADC で取得したデータについて、その典型的な波形を示す。以下で使用したプロットは、 パルス磁場による PD_e の出力変動が最も見やすい圧力 250 [Pa] におけるデータであるが、他の データ群についても同様のものが観測される。

まず、正電圧パルス磁場印加の際のパルス電流、PD_e 出力、PD_t 出力を表す第1データを図 4.1 に示す。

第1データにおいて、t=5 [ms] から幅 1.2 [ms] のパルス磁場が印加され、それに伴い偏光回転 を検出する PD_e の出力が大きく変化する。DC における PD_e の出力は高々20 [mV] 程度であるの で、100 倍ほどの高い SN 比で信号を捉えることに成功している。パルス磁場印加のおよそ5 [ms]



図 4.1: 窒素ガス測定における+2000 [V] でパルス磁場を発生させた際の典型的な読み出し波形。 左: ADC で取得したデータ範囲全体。パルス磁場の発生に同期して PD_e の出力が大きく変わり、 その後 PD_t の出力が揺れる様子が分かる。右: 0–15 [ms] を拡大したもの。パルス磁場による PD_e の出力電圧の変化がよく見える。一方で PD_t の出力変化は非常に小さく、これが偏光回転による ものだと分かる。これを第1 データと呼ぶ。

後、すなわち t=10 [ms] から、共振器の透過光強度を検出する PD_t の出力が大きく変化する。こ れは、パルス磁石駆動による強い擾乱が共振器の共振を乱したためである。この影響については 解析において詳しく議論する。

次に、負電圧パルス磁場印加の際のパルス電流、PD_e 出力、PD_t 出力を表す第2データを図 4.2 に示す。

第1データと同様に、t=5 [ms] から幅 1.2 [ms] のパルス磁場が印加され、それに伴い偏光回転 を検出する PD_e の出力が変化する。PD_e の出力電圧の大きさだけでなく、形自体が第1データと 異なることに注意されたい。これは、逆負号の磁場印加によってファラデー回転による偏光回転 が逆向きになったためである。ファラデー回転の信号についても、複屈折信号との分離と合わせ て解析において詳しく議論する。

第3データでは、t=5 [ms] で Fabry-Pérot 共振器のフィードバックをあえて停止することで、 共振器からの透過光強度の減衰が PD_t で捉えられる。この時定数から、共振器の光子寿命を観測 することができ、フィネスを測定することができる。その後、t=180 [ms] において 780 [nm] 光が 導入される。Fabry-Pérot 共振器の影響を受けない 780 [nm] を用いることで、PD_e と PD_t の出 力電圧比から偏光子のアラインメントの確認および σ^2 の相対変化の測定が可能である。t=5 [ms] で共振を落としてから t=180 [ms] で 780 [nm] 光を導入するまでの間は共振制御も行わない。こ れにより、1064 [nm] 光が入ってない状態での PD の出力を見ることができ、迷光の測定、オペア ンプの DC ドリフトの測定などが可能となる。

以下ではまずこの第3データから上記の情報を抜き出す。



図 4.2: 窒素ガス測定における –1000 [V] でパルス磁場を発生させた際の典型的なデータ。左: ADC で取得したデータ範囲全体。パルス磁場の発生に同期して PD_e の出力が大きく変わり、その後 PD_t の出力が揺れる様子が分かる。右: 0–15 [ms] を拡大したもの。パルス磁場による PD_e の出 力電圧の変化がよく見える。その波形の形自体が第1データと違うことに着目されたい。これを 第2データと呼ぶ。



図 4.3: 窒素ガス測定におけるアラインメントチェック用データの典型的な読み出し波形。t=5 [ms] において共振制御を中止し、その後 t=180 [ms] にてアラインメントチェック用の 780 [nm] 光を導 入する。第 3 データと呼ぶ。

4.1.2 バックグラウンドの差し引き

まず、第3データの共振制御も行われずまた780 [nm] 光も導入されていない t=15-20 [ms] を 使って、*I_e* 用光検出器および *I_t* 用光検出器の DC バックグラウンドの測定を行った (図 4.4)。こ こから部屋の漏れ光やオペアンプの漏れ電流などを測定でき、このバックグラウンド電圧をパル ス磁場を印加した際の PD 出力から差し引くことで正しい偏光回転量を計算できる。



図 4.4: バックグラウンド測定に使用した領域。第3データのうち、図の斜線で塗られている t=15-20 [ms] をバックグラウンド測定の領域として用いた。

実際には、このときに見えているオフセット電圧値は、Photo Diode S11499の持つ暗電流と オペアンプ LF356の持つオフセット電圧で説明出来る。S11499に逆電圧 12 [V] 印加した際には 30 [pA] 程度の暗電流が生まれる。また、オペアンプ LF356 は入力オフセット電圧およそ3 [mV] を 持つ。ここから計算される PD_eのオフセット電圧 $V_{BG}(PD_e)$ 、PD3のオフセット電圧 $V_{BG}(PD_t)$ は

$$V_{\rm BG}({\rm PD}_e) = 30 \; [{\rm pA}] \times 1 \; [{\rm G}\Omega] + 3 \; [{\rm mV}] \simeq 0.03 \; [{\rm V}]$$

$$(4.1)$$

$$V_{\rm BG}({\rm PD}_t) = 30 \; [{\rm pA}] \times 120 \; [{\rm k}\Omega] + 3 \; [{\rm mV}] \simeq 0.003 \; [{\rm V}]$$

$$(4.2)$$

となり、測定値と一致する。

4.1.3 偏光子同士のアラインメントの確認

次に、第3データの 220 [ms] から 240 [ms] までのデータを用いて、偏光子同士のアラインメントを確認した (図 4.5)。

偏光子間の消光比 σ^2 は共振器を設置する前に測定され、その値は $\sigma^2 = 3(1) \times 10^{-7}$ であった。この時の 780 [nm] 光に対する PD_e および PD_t の電圧出力比は $V_{780}(PD_e)/V_{780}(PD_t) =$



図 4.5: σ^2 の測定に用いた領域。t=180 [ms] で Fabry-Pérot 共振器の影響を受けない 780 [nm] 光 が入射され、偏光子にはねられて PD_e および PD_t によって検出される。これを利用して、図中の 斜線領域での平均出力電圧比から σ^2 の測定ができる。

5 [mV]/600 [mV] = 1/120 であり、これを較正係数とする。780 [nm] 光から計算される PD_e と PD_t の電圧比は偏光子同士の軸角度のアラインメント以外にも 780 [nm] 光の入射アラインメン トや PD のゲイン特性などに大きく影響される。しかしそれらの間の相関は非常に弱いため、本 実験ではこれを保守的に扱いこの電圧値のふらつきをすべて σ^2 の変化によるものとして扱い系統 誤差として計上する。

窒素ガスの測定においては各圧力に対して第3データを用いて PD_e と PD_t の電圧比から σ^2 を 測定した。そのプロットを図 4.6 に示す。

4.1.4 イベント選別

本実験ではオートロックシステムにより、共振器は TEM のいずれかのモードにロックされる。 理想的なアラインメントがなされた状態では TEM00 にしか共振しないが、レーザー光の歪さ、 ミラー表面の荒さ、アラインメントの不十分さにより他のモードにも共振制御されうる。まずは そこから TEM00 モードのみを抜き出すためのイベントセレクションを行った。

選別には共振器の空間モードによるフィネス及び透過光強度の違いを利用した。共振器内に立 つ空間モードの拡がりはいずれのモードかに依存し、TEM00 が最も狭くなる。プロファイルが 狭いためミラー表面での汚れやパイプによるロスも少なく、共振器中でのフィネスおよび共振器 の透過光強度も TEM00 が最も高くなる。これを利用して、TEM00 モードにロックされているイ ベントを抜き出す。

まず、第3データにおいて共振させた状態からの減衰を指数関数でフィッティングする。図4.7



図 4.6: 窒素ガス測定におけるの消光比 σ^2 の推移。横軸は ADC で取得したデータ番号であり、3 データに 1 回消光比 σ^2 を測定している。実験中の消光比 σ^2 が十分に安定していることが分かる。

に典型的な指数関数フィッティングの結果を示す。



図 4.7: 光子寿命フィッティングの様子。第3データにおいて t=5 [ms] にて共振制御を中止し、共振器から漏れてきた光に対して BG + C × exp(-t/\tau) でフィッティングを行う。光子寿命の測定からフィネスを計算し、測定の系統誤差として計上する。

フィッティングの最適曲線と実測値の残差二乗和を取得する。ADC で取得したデータのため、 各点はエラーを持たない。正しくフィッティングできた場合ほど残差二乗和は小さな値になるが、 第3データ取得の際に共振に戻っていなかったり、偶発的な共振などによって透過光の強度が変化するとフィッティング結果の残差二乗和が大きく跳ね上がる。特にこの手法では共振制御した 直後は、レーザー周波数と共振周波数は非常に近い値にあるため偶発的な透過光強度の変化が起 きやすく、残差二乗和の値はふらつきが大きい(図4.8)。

今回は残差二乗和が最小フィッティング結果の10倍以下のものを正しくフィッティングできた データとして扱い、以後そのデータのみを取り扱う。



図 4.8: 窒素ガス測定におけるフィネスと残差二乗和のプロット。偶発的な共振による透過光強度の変化が大きく、残差二乗和はばらつきが大きい。

このようにして選別されたエントリーについて、フィネスと透過光強度の関係を見るために、 図 4.9 にフィッティングによって得られた光子寿命と透過光強度の二次元プロットを示す。

光子寿命と透過光強度に強い相関があることがわかる。十分に光子寿命がでており、またフィ ネスも非常に高いデータが TEM00の候補となるが、この判定と合わせて、実際の測定において は共振器からの透過光強度を一部 CMOS カメラでモニターし、実験者がログブックに記録してい る。このうち TEM00 とわかるデータの番号を幾つか記録し、のちに上記第3データの透過光強 度、フィネスと比べることで、第3データのいずれが TEM00 モードに対応するかが明確に分か る。図 4.10 にカメラで取得した TEM00 モードおよび TEM01 モードの空間プロファイルを示す。

このようにして、透過光強度により TEM00 共振を判定し、そのときのデータのみを解析で用い る。実際に磁石が撃たれる前の透過光強度についてのプロットを図 4.11 に示す。およそ 8 割のデー タについて正しく TEM00 に共振制御されていることがわかる。今回はこのようにして TEM00 モードの判別を行った。

4.1.5 観測波形について

共振器から出てくる光については、*I_e*用光検出器によるローパスフィルターおよび共振器の光 子寿命によるローパスフィルターおよびがかかる。本節ではそれらによって観測される信号がど



図 4.9: 窒素ガス測定におけるフィネスと透過光強度の二次元プロット。フィネスが大きい時は透 過光強度も大きく、小さい時は透過光強度も小さい。これを利用して逆に透過光強度が大きい時 は正しく TEM00 モードにロックされている時だと判断しセレクションを行う。



図 4.10: 共振器を透過した TEM00 および TEM01 モード光のビームプロファイル。共振器から の透過光強度をビームサンプラで一部取得し、CMOS カメラで撮影した。左が TEM00 の画像で、 右が TEM01 の画像。明らかに形状が異なるのが分かる。

のように変化するかを議論する。なお、以下では関数 f(t) に時定数 τ のローパスフィルタをかけた関数を $f^{\tau}(t)$ と記す。

共振器内での複屈折による偏光回転量を $\Psi(t)$ およびファラデー回転による偏光回転量を $\Theta_{\rm F}(t)$ と記す。共振器の光子寿命を考慮しない場合、共振器のミラーで生じる静的複屈折 Γ 、静的旋光効果 ϵ を考慮すると、二枚目の偏光子 Analyzer を透過する光強度と、Analyzer で跳ねられる光強度の比 $\eta(t)$ は、

$$\eta(t) = (\Gamma + \Psi(t))^2 + (\epsilon + \Theta_{\rm F}(t))^2$$

= $\Gamma^2 + 2\Gamma\Psi(t) + \Psi(t)^2 + \epsilon^2 + 2\epsilon\Theta_{\rm F}(t) + \Theta_{\rm F}(t)^2$ (4.3)



図 4.11: 窒素ガス測定における磁場発生時の透過光強度プロット。およそ8割のデータ取得について、磁場発生時に正しい共振制御が行われていることが分かる。

となる。

偏光回転自体は磁場 B(t) および $B^2(t)$ と同期して起こるが、非常に長い共振器長と大きなフィ ネスにより、共振器から光が出てくるのに有限の時間がかかるため、二枚目の偏光子 Analyzer を 透過する光の強度変化には Fabry-Pérot 共振器による時定数 τ_{FP} のローパスフィルタがかかる。 実際に Analyzer を透過する光強度と、Analyzer で跳ねられる光強度の比は、

$$\eta^{\tau_{\rm FP}}(t) = \Gamma^2 + 2\Gamma\Psi^{\tau_{\rm FP}}(t) + (\Psi^{\tau_{\rm FP}}(t))^2 + \epsilon^2 + 2\epsilon\Theta_{\rm F}^{\tau_{\rm FP}}(t) + (\Theta_{\rm F}^{\tau_{\rm FP}}(t))^2$$

$$(4.4)$$

となる。さらにこのシグナルを τ_{PD_e} の時定数を持つ光検出器 PD_e と、非常に速い時定数を持つ 光検出器 PD_t で検出するため、最終的に PD_t で観測される光強度と、PD_t で観測される光強度 の比 $I^{PD_e}(t)/I^{PD_t}(t)$ は

$$I^{\mathrm{PD}_{e}}(t)/I^{\mathrm{PD}_{t}}(t) = (\eta^{\tau_{\mathrm{FP}}})^{\tau_{\mathrm{PD}_{e}}}(t) = \Gamma^{2} + 2\Gamma(\Psi^{\tau_{\mathrm{FP}}})^{\tau_{\mathrm{PD}_{e}}}(t) + ((\Psi^{\tau_{\mathrm{FP}}})^{2})^{\tau_{\mathrm{PD}_{e}}}(t) + \epsilon^{2} + 2\epsilon(\Theta_{\mathrm{F}}^{\tau_{\mathrm{FP}}})^{\tau_{\mathrm{PD}_{e}}}(t) + ((\Theta_{\mathrm{F}}^{\tau_{\mathrm{FP}}})^{2})^{\tau_{\mathrm{PD}_{e}}}(t)$$
(4.5)

となる。ここで、 $\Theta_{\rm F}(t)$ および $\Psi(t)$ の磁場依存性をあらわに $\Psi(t) = p_1 B^2(t)$ 、 $\Theta_{\rm F}(t) = p_2 B(t)$ と表し、 $\Gamma = p_0$ 、 $\epsilon = p_3$ と書き換えると、式 (4.5) は、

$$I^{\mathrm{PD}_{t}}(t)/I^{\mathrm{PD}_{e}}(t) = (\eta^{\tau_{FP}})^{\tau_{\mathrm{PD}_{e}}}(t)$$

$$= p_{0}^{2} + 2p_{0}p_{1}((B^{2})^{\tau_{FP}})^{\tau_{\mathrm{PD}_{e}}}(t) + p_{1}^{2}(((B^{2})^{\tau_{FP}})^{2})^{\tau_{\mathrm{PD}_{e}}}(t)$$

$$+ p_{3}^{2} + 2p_{2}p_{3}(B^{\tau_{FP}})^{\tau_{\mathrm{PD}_{e}}}(t) + p_{2}^{2}((B^{\tau_{FP}})^{2})^{\tau_{\mathrm{PD}_{e}}}(t)$$
(4.6)

となる。個々のパルスごとに取得した磁場の波形にローパスフィルタをかけた波形で複屈折信 号およびファラデー回転信号がフィッティングできることがわかる。式 (4.6) に現れる 5 つの時定 数成分を表 4.4 にまとめる。

表 4.4: 窒素ガスの測定でフィッティングに用いる関数。窒素ガスの測定においてファラデー回転 信号・複屈折信号の磁場依存性に応じてその理論的な波形が変わる。このうち、第2項と第4項、 第3項と第5項が非常に似通った形となることに注意されたい。

項番号	関数形	時間依存性について
1	$\Gamma^2 + \epsilon^2$	DC
2	$((B^2)^{\tau_{FP}})^{\tau_{\mathrm{PD}_e}}(t)$	磁場の2乗波形に $ au_{FP}$ 、 $ au_{ ext{PD}_e}$ のローパスをかけた形
3	$(((B^2)^{\tau_{FP}})^2)^{\tau_{PD_e}}(t)$	磁場の2乗波形に _{7FP} のローパスをかけたものを二乗し、
		さらに _{7PDe} のローパスをかけた形
4	$(B^{\tau_{FP}})^{\tau_{\mathrm{PD}_e}}(t)$	磁場の1乗波形に $ au_{FP}$ 、 $ au_{ ext{PD}_e}$ のローパスをかけた形
5	$((B^{\tau_{FP}})^2)^{\tau_{\mathrm{PD}_e}}(t)$	磁場の1乗波形に _{7FP} のローパスをかけたものを二乗し、
		さらに _{7PDe} のローパスをかけた形

とくに本測定においてはパルス磁場の立ち下がりが 0.4 [ms]、Fabry-Pérot 共振器の光子寿命 τ_{FP} が 0.8 [ms]、PD1の時定数 τ_{PD_e} が 0.16 [ms] であるので、観測される信号の形はほとんど共 振器による時定数で決まる。表 4.4 の各項について、二乗されると指数関数の減衰時定数が半分 になることを考慮すると、第 2 項と第 4 項、第 3 項と第 5 項はそれぞれ時定数 τ_{FP} 、 $\tau_{FP}/2$ の時 定数を持ち、非常に似通った形となる。よって、解析においては磁場の符号を利用し、これらの 項同士を分離することが重要となる。参考として、実際のパルス磁場に対して、磁場の一乗、磁 場の一乗に τ_{FP} のローパスフィルタをかけた波形、磁場の一乗に τ_{FP} 、 τ_{PD_e} のローパスフィルタ をかけた波形を図 4.12 に示す。

ここで、*I_e* 用光検出器によるローパスフィルターについては、第3章における測定結果を用い、 共振器による光子寿命については、前項のイベントセレクションから TEM00 のイベントのみを 扱うため、第3データから TEM00 と判断されたものの光子寿命の平均をローパスフィルタの時 定数として用いた。この磁場の波形をフィッティングに用いる。

4.1.6 パルス磁場波形によるフィッティング

本測定では V=+2000 [V] および V=-1000 [V] でパルス磁場を駆動した。フィッティングの際は それらのデータの和差をとることで、混合しやすいフィッティング波形同士を分離してから行う。

正電圧における磁場波形を $B_+(t)$ 、負電圧における磁場波形を $B_-(t)$ とする。そのときに観 測された $I^{\text{PD}_t}(t)/I^{\text{PD}_e}(t)$ の波形を $G_+(t)$ 、 $G_-(t)$ と記す。 $G_+(t)$ 、 $G_-(t)$ は式 (4.6) において、 $B(t) = B_+(t)$ 、 $B(t) = B_-(t)$ を代入したものとなる。

ここで、信号分離のために $G_1(t) = G_+(t) + (B_+/B_-)G_-(t)$ および $G_2(t) = G_+(t) - (B_+/B_-)^2G_-(t)$ を計算する。ここで、 B_+ は+2000V駆動における最大磁場絶対値、 B_- は-2000V駆動におけ



図 4.12: 磁場波形への光子寿命、検出器によるローパスフィルタ。パルス磁場へのローパスフィルタの影響がほとんど *τ*_{FP} に支配されていることが分かる。

る最大磁場の絶対値であり、およそ 9.0 [T]、4.5 [T] となる。 $G_1(t)$ を $G_2(t)$ あらわに式 (4.6) の表 式を用いて計算すると、

$$G_{1}(t) = G_{+}(t) + \frac{B_{+}}{B_{-}}G_{-}(t)$$

$$= \left(1 + \frac{B_{+}}{B_{-}}\right)p_{0}^{2} + \left(1 + \frac{B_{-}}{B_{+}}\right)2p_{0}p_{1}((B^{2})^{\tau_{FP}})^{\tau_{PD_{e}}}(t) + \left(1 + \left(\frac{B_{-}}{B_{+}}\right)^{3}\right)p_{1}^{2}(((B^{2})^{\tau_{FP}})^{2})^{\tau_{PD_{e}}}(t)$$

$$+ \left(1 + \frac{B_{+}}{B_{-}}\right)p_{3}^{2} + \left(1 + \frac{B_{-}}{B_{+}}\right)p_{2}^{2}((B^{\tau_{FP}})^{2})^{\tau_{PD_{e}}}(t)$$

$$(4.7)$$

$$G_{2}(t) = G_{+}(t) - \left(\frac{B_{+}}{B_{-}}\right)^{2}G_{-}(t)$$

$$= \left(1 - \left(\frac{B_{+}}{B_{-}}\right)^{2}\right) p_{0}^{2} + \left(1 - \left(\frac{B_{-}}{B_{+}}\right)^{2}\right) p_{1}^{2} (((B^{2})^{\tau_{FP}})^{2})^{\tau_{PD_{e}}}(t) + \left(1 - \left(\frac{B_{+}}{B_{-}}\right)^{2}\right) p_{3}^{2} + \left(1 + \frac{B_{+}}{B_{-}}\right) 2 p_{2} p_{3} (B^{\tau_{FP}})^{\tau_{PD_{e}}}(t)$$

$$(4.8)$$

と書ける。この変形を施すことで、 $G_2(t)$ において近い時定数成分を持つ波形が存在しないため、 p_1 および p_2p_3 が精度よく決定される。 $G_1(t)$ における 3 項目と 5 項目は似た時定数成分を持つが、 $G_2(t)$ の結果から p_1 の大きさは良く決定されるため、 p_2 の決定精度も良くなる。

本解析ではこの二つの波形を、 p_0 、 p_1 、 p_2 、 p_3 をフリーパラメータとしてフィッティングした。 その様子を図 4.13 をに示す。ファラデー回転の寄与と複屈折による寄与を明確に表示するため、 p_0 、 p_1 からの寄与を赤色、 p_2 、 p_3 からの寄与を青色で分けて表示してある。

フィッティング範囲を 0.5–9 [ms] に固定し、各圧力の各サイクルに対して個々にフィッティング を行った。このフィッティング範囲の妥当性については第 4.3 節で議論する。これにより各圧力の



図 4.13: 窒素ガス測定における偏光回転シグナルのフィッティングの様子。上図:*G*₁(*t*) を式 (4.7) でフィッティングした結果。下図:*G*₂(*t*) を式 (4.8) でフィッティングした結果。複屈折による寄与 を赤領域で、ファラデー回転による寄与を青領域で示してある。

各サイクルにおけるフィッティング結果、p₁、p₂が得られる。図 4.14 に 250 [Pa] の各サイクルご とのフィッティング結果を示す。

このようにして各圧力についてサイクル数の数だけ *p*₁ および *p*₂ のフィッティング結果が得られる。各圧力について、すべてのサイクルのフィッティング結果の平均値と標準誤差を取得し、それを各圧力での *p*₁ および *p*₂ の測定値とする。

4.1.7 圧力依存性

まず、このようにして p_0 および p_3 から測定される Γ および ϵ の値について、図 4.15 に載せる。 測定された Γ 、 ϵ に圧力依存性は見られない。

次に、各圧力ごとにフィッティングの結果で得た p_1 および p_2 をまず、複屈折の比例係数 $k_{CM}(N_2)$ およびファラデー回転の比例係数 $k_F(N_2)$ に直す。その定義から、

$$p_1 = \frac{\Psi}{B_\perp^2} = \frac{2FL_{B,\text{CM}}k_{\text{CM}}(N_2)}{\lambda}$$

$$(4.9)$$

$$p_2 = \frac{\Psi}{B_{\parallel}} = \frac{2FL_{B,F}k_F(N_2)}{\lambda}$$
(4.10)



図 4.14: 窒素ガス測定におけるフィッティング結果のプロット。データ番号2番および4番は図 4.11 に基づいたカットにより除外されていることに注意されたい。



図 4.15: 窒素ガス測定におけるフィッティングによって得られた Γ および ϵ のプロット。その符 号についてはフィッティングでは決まらないので、測定後に Analyzer を回転させることで決定し た。圧力依存性は見られない。

で書ける。これまでのフィッティングの際に用いた磁場 B の値は磁石の中心における最大磁場で あった。そのため、正確な変換を行うにはそれの軸方向の積分を考慮しなければならない。L_{B,CM}、 L_{B,F} はその補正を果たす実効的な磁場の長さであり、

$$L_{B,CM} = \int \frac{B_{\perp}^{2}(z)}{B_{\perp}^{2}(z=0)} dz \qquad \qquad L_{B,F} = \int \frac{B_{\parallel}(z)}{B_{\parallel}(z=0)} dz \qquad (4.11)$$

である。ここで、磁場の向きをあらわに表示するために、光の進行方向に垂直な向きの磁場を *B*_⊥、 光の進行方向に平行な向きの磁場を *B*_⊥と記した。

フィネス F の値は、各圧力の第3データからの光子寿命の測定値の中心値を用いる。この際、第 3データの測定における光子寿命の上限値、下限値の差を系統誤差として考慮し、各圧力の測定点 に計上する。例えば上記で例に出した 250 [Pa] のデータについては、フィネス F は最小 437,000 から最大 538,000 までの範囲を取る。これを誤差として計上し、各圧力における比例係数 $k_{CM}(N_2)$ 、 $k_{F}(N_2)$ への変換の際に考慮する。

圧力の誤差としては測定時間の開始時刻から終了時刻までの範囲でのピラニー真空計の読み出 し圧力の最大値と最小値を用いる。ピラニー真空計の読み出し圧力と真空チャンバー内の絶対圧 力の較正は式 (3.10)の中心値を用いた。その系統誤差については第4.3 節にて行う。

このようにしてフィッティング結果の p_1 、 p_2 を k_{CM} 、 k_F に変換したものをそれぞれ圧力の関数として図 4.16、図 4.17 に示す。



図 4.16: 窒素ガスの複屈折 $k_{CM}(N_2)$ の圧力依存性。 $k_{CM} = C + \kappa_{CM} P$ でフィッティングを行う。



図 4.17: 窒素ガスのファラデー回転 $k_{\rm F}(N_2)$ の圧力依存性。 $k_{\rm F} = C + \kappa_{\rm F} P$ でフィッティングを 行う。

たしかに、圧力に比例してファラデー回転の比例係数および複屈折の比例係数の大きさが上がっ

ていく。この結果を圧力の関数として、 $k_{\rm CM} = C_{\rm CM} + \kappa_{\rm CM} \times P$ 、 $k_{\rm F} = C_{\rm F} + \kappa_{\rm F} \times P$ でフィッティングし $\kappa_{\rm CM}$ 、 $\kappa_{\rm F}$ を取得する。

このフィッティングにより得られた結果は、

$$\kappa_{\rm CM}(N_2) = (-3.1 \pm 0.4) \times 10^{-17} \, [{\rm T}^{-2}{\rm Pa}^{-1}]$$
(4.12)

$$\kappa_{\rm F}({\rm N}_2) = (4.5 \pm 0.4) \times 10^{-15} \, [{\rm T}^{-2} {\rm Pa}^{-1}]$$
(4.13)

となる。

系統誤差の扱いと理論値、過去の実験との比較は第4.3節にて行う。

4.2 真空の複屈折の測定

次に、ターボ分子ポンプを駆動させ残留ガスによる影響を可能な限り取り除いた環境させた状 態でパルス磁石を駆動してデータを取得し、真空の複屈折の探索を行った。プロトタイプ測定と して、現状の装置でどれほどの感度を達成できるかを実測し、アップグレードに向けた開発項目 をこの測定で明確にする。

4.2.1 データ取得

セットアップ条件

まず、真空のデータのにおけるセットアップの条件を表 4.5 にまとめる。

表 4.5: 真空複屈折探索のデータ取得におけるセットアップ条件。典型的な値をまとめる。実際に はそれぞれの値に系統的な誤差がつくが、それについては第 4.3 節で扱う。

パラメータ	值
橫方向磁場積分 $\int B_{\perp}^2(z) dz$	$13.6 \ [T^2m]$
充電電圧	+2000 [V]
逆充電電圧	-1000 [V]
繰り返し	$0.2 [\mathrm{Hz}]$
フィネス	$320,\!000$
PD_e のゲイン	$5.0 \times 10^8 \; [V/W]$
PD_e のゲイン	$5.5 \times 10^4 \; [V/W]$
$\Gamma^2 + \epsilon^2$	5.5×10^{-6}

窒素の測定から PD_e の前の ND フィルタを除き、ゲインを 5.0 ×10⁸ [V/W] まで上げであるこ とに注意されたい。このセットアップで、2016 年 12 月 13 日 20 時 00 分から 2016 年 12 月 13 日 20 時 13 分まで、合計 202 発のパルス磁場を発生させてデータを取得した。

データー覧

取得したデータは大きく、1. データロガーで取得した長期的な環境変動データと 2.ADC で取得 したパルス磁場および PD の電圧値の二つに分けられる。

データロガーで取得した長期的な環境変動データ

長期的な環境変動のデータは、PD_eの温度、PD_tの温度、レーザー付近の温度、光学系付 近定盤の温度、定盤周りの湿度、定盤周りの湿度、上流真空チャンバーの真空度、下流真空 チャンバーの真空度を取得した。それぞれデータロガーに記録されたのち、転送される。長 期的な環境変動のデータの一覧を表 4.6 に示す。 表 4.6: 真空複屈折探索においてデータロガーで取得したドリフトデータ一覧。データロガーにより上記のデータを1秒ごとに記録し、Linux PC 上へと転送した。

測定装置
pt100
pt100
pt100
pt100
PKR 251
PKR 251
液面計

窒素ガスと同様、データ記録には液面計以外は HIOKI 製データロガー LR8401 を用い、液 面計のみ Linux ノートパソコンでデータ取得した。データ取得中は、両チャンバーにおけ る真空度をコールドカソードゲージでモニターした。図 4.18 にその様子を示す。真空複屈 折に影響する残留ガス圧力は、パルス磁石管内での圧力になるが、そこでは液体窒素による コールドトラップが働く。厳密なパルス磁石管内における圧力は計測できないが、本測定に おいては信号が観測されない限りは問題ないとする。



図 4.18: 真空複屈折探索におけるデータ取得中の真空度推移。上流側チャンバー下流側チャンバー の圧力をコールドカソード真空計で読み出した。二つのチャンバー間はパルス磁石で接続されて いるためコンダクタンスが非常に低く、ターボブンシポンプの性能やチャンバー内の光学素子数 によって圧力勾配が生じたと考えられる。

ADC で取得したパルス磁場および PD の電圧値

第3.7節におけるデータ取得サイクルに従い、

- 正電圧 +2000 [V] でパルス磁場が発生する前 -20 [ms] から後 640 [ms] までのデータ (第1データ)
- 負電圧 –1000 [V] でパルス磁場が発生する前 –20 [ms] から後 640 [ms] までのデータ (第2データ)
- パルス磁場発生間のフィネス測定・バックグラウンド測定および偏光子のアラインメントチェックのための 660 [ms] 間のデータ (第3データ)

を取得した。それぞれを第1データ、第2データ、第3データと呼び、この3種類のデータ を1セットとして1サイクルと呼ぶ。

典型的なデータ波形

真空度を上げた状態でも、取得するデータの種類は変わらない。第1データ、第2データ、第3 データの典型的な波形を図 4.19、図 4.20、図 4.21 に示す。ただしここでは、拡大波形は PD_e の 電圧変動に注目したいので、-0.2 [V] から +0.2 [V] を拡大したものを載せる。



図 4.19: 真空複屈折探索において、+2000 [V] でパルス磁場を発生させた際の典型的な読み出し 波形。左: ADC で取得したデータ範囲全体。パルス磁場の発生に同期した PD_e の大きな出力変 動はなく、発生後に PD_t の出力が揺れる様子が分かる。右: 0–15 [ms]、-0.2 [V] から +0.2 [V] を 拡大したもの。パルス磁場による PD_e の出力電圧の大きな変化はない。窒素ガスと同様、これを 第1 データと呼ぶ。

パルス磁場の印加に同期した PD_eの出力変動は、この縮尺では全く観測できない。例えば $\Gamma = 2 \times 10^{-3}$ において、真空度が 0.1 [Pa] としても $\Psi(N_2) \simeq 10^{-7}$ であり、電圧変動は PD_e の DC 成分の 4 桁も下となり、現在の真空度では 1 発では何も観測されない。パルス磁場印加後の PD_e および PD_t のふらつきは、窒素ガスでの測定と同様に共振器への擾乱がみえていると考えられる。



図 4.20: 真空複屈折探索において、-1000 [V] でパルス磁場を発生させた際の典型的な読み出し 波形。左: ADC で取得したデータ範囲全体。パルス磁場の発生に同期した PD_e の大きな出力変 動はなく、発生後に PD_t の出力が揺れる様子が分かる。右: 0–15 [ms]、-0.2 [V] から +0.2 [V] を 拡大したもの。を拡大したもの。パルス磁場による PD_e の出力電圧の大きな変化はない。窒素ガ スと同様、これを第2 データと呼ぶ。



図 4.21: 真空複屈折探索におけるアラインメントチェック用データの典型的な読み出し波形。その詳細については窒素ガスの測定を参照されたい。第3データと呼ぶ。

4.2.2 バックグラウンドの差し引き

窒素ガスのときと同様に、まず第3データの15–20 [ms] を使って、 I_e 用光検出器および I_t 用光 検出器の DC バックグラウンドの測定を行った。測定に使った領域とその典型的なデータ波形自 体は窒素ガスの場合と変わらないので、ここでは省く。真空の測定では多数のデータを取ってい るため、長期ドリフトの影響が重要になってくる。取得データ番号ごとのバックグラウンド測定 の結果を図 4.22 に示す。



図 4.22: 真空複屈折探索における PD のバックグラウンド電圧の推移。その測定の方法についは 図 4.4 を参照されたい。測定中の PD のバックグラウンド電圧は比較的安定している。ときおり PD_t に偶発的に高い電圧が入るのは、共振制御をせずとも共振周波数とレーザー周波数が偶然一 致し、わずかに共振器を光が透過してくる事象が起こるためである。

4.2.3 偏光子同士のアラインメントの確認

次に、窒素ガスと同様、第3データの220 [ms] から240 [ms] までのデータを用いて、偏光子同 士のアラインメントを確認した。前項の議論と同様に、真空の測定における長期的なドリフトを 見るために、取得したすべての第3データに対する消光比 σ² の測定結果を図 4.23 に示す。

本測定においては $\Gamma^2 \simeq 10^{-6}$ である。第 2.5 節の議論より、 $\sigma^2 \ll \Gamma^2$ である限り、消光比 σ^2 の 変動が測定に与える影響は非常に小さい。

4.2.4 イベント選別

真空のデータを取得する際のフィネスはおよそ 320,000 であった。フィネス測定のフィッティン グの様子については、窒素ガスの測定と同様の手法であるためここでは省略する。測定中の光子 寿命の長期的なドリフトを見るために、光子寿命のフィッティングから計算されるフィネスの推 移を図 4.24 に示す。



図 4.23: 真空複屈折探索における消光比 σ^2 の推移。その測定の方法については図 4.5 を参照されたい。測定の間の消光比 σ^2 は比較的安定しており、特に $\Gamma^2 \simeq 10^{-5}$ であるため、測定に与える影響は非常に小さい。

窒素ガスにおける TEM00 の判断と同様に、真空複屈折探索においてもパルス磁場発生直前の 透過光強度を用いて TEM00 に共振制御されているかどうかを判断する。そのためにまず、フィ ネス F に透過光強度の相関を確認する。図 4.9 と同じように、横軸をフィネス、縦軸を透過光強 度としたプロットを図 4.25 に、各取得データごとにパルス磁場が発生する直前の透過光強度を図 4.26 にプロットする。フィネスと透過光強度の間に強い相関が見られ、また、およそすべてのデー タについて強い透過光強度が出ており、正しく TEM00 に共振制御されていることがわかる。

4.2.5 パルス磁場波形によるフィッティング

まず、高真空の測定においてファラデー回転 Θ_F および複屈折による偏光回転 Ψ の大きさは非常に小さいことに留意する。そのため、以下では Θ_F^2 および Ψ^2 は他の項に比べて非常に小さいとして無視して解析する。

上記の近似を式 (4.3) に施すことで、真空の測定において期待される観測信号は

$$\eta(t) = \Gamma^2 + 2\Gamma\Psi(t) + \epsilon^2 + 2\epsilon\Theta_F(t)$$
(4.14)

とかける。これらの項について、その磁場依存性およびΓ依存性を表 4.7 に示す。

本測定においては磁場を 9.0 [T]、-4.5 [T] と変えて測定した。窒素ガスの測定と同様に、 9.0 [T]、-4.5 [T] で取得されたデータをそれぞれ $H_+(t)$ 、 $H_-(t)$ とし、適切なフィッティングを行うため に四則演算を行う。



図 4.24: 真空複屈折探索におけるフィネス F の推移。およそ 280,000 から 350,000 までの間を推移している。これは液体窒素の重量によってアライメントがずれているせいだと推測しているが、 詳しい原因は調査中である。



図 4.25: 真空複屈折探索におけるフィネス F と透過光強度 I_t の二次元プロット。ほぼすべての データについて、正しく TEM00 モードにロックされ十分な強度が出ていることがわかる。

真空の測定においてもっとも避けたいのはファラデー回転の影響である。ファラデー回転の信 号 Θ_F は磁場と同期して現れるため、複屈折の信号 Ψ と時間的に分離することができない。しか



図 4.26: 真空複屈折探索における磁場発生時の透過光強度の推移。窒素ガスでの測定に比べ、共振器のアラインメントが良い状態にあるため、ほとんどすべてのデータについて、正しく TEM00 モードに共振維持されている。その変動はフィネスの変化によって説明できると推測しており、詳 しくは調査中である (図 4.24)。

し、複屈折信号 Ψ が磁場の二乗 B^2 に比例するのに対し、ファラデー回転の信号 Θ_F は磁場の一 乗 B に比例して現れる。これを利用し、 $H(t) = H_+(t) + (B_+/B_-)H_-(t)$ を計算することにより、 ファラデー回転由来の信号をキャンセルする。 $\Psi(t) = q_1B^2(t)$ 、 $\Theta_F(t) = q_2B(t)$ と置き、式(4.14) の表式を用いて H(t)を計算する。なお、ここでも、単に B_+ 、 B_- と記した場合は、正電圧駆動 のパルス磁場、負電圧のパルス磁場の最大磁場の絶対値を表し、それぞれおよそ $B_+ = 9.0$ [T]、 $B_- = 4.5$ [T] である。

$$H(t) = H_{+}(t) + \frac{B_{+}}{B_{-}}H_{-}(t)$$

= $\left(1 + \frac{B_{+}}{B_{-}}\right)\Gamma^{2} + p_{1}\left(1 + \frac{B_{-}}{B_{+}}\right)B_{+}(t)^{2} + \left(1 + \frac{B_{+}}{B_{-}}\right)\epsilon^{2}$ (4.15)

と書ける。Fabry-Pérot 共振器および PD_e の時定数を考慮しなければならない。この議論については第 4.1.5 項を参考にされたい。ここでは $\tau_{\rm FP}$ に使用するフィネスの値を 320,000 に固定して解析を進める。この扱いの正当性については第 4.3 節で議論する。

また、フィッティングにおいては、 Γ^2 および ϵ^2 は両方とも時間依存しない成分であるため分離 できず、一つのパラメータ p_0 で扱う。

以上を考慮すると、実際のフィッティング波形は

$$H(t) = p_0 + p_1 ((B^2)^{\tau_{\rm FP}})^{\tau_{\rm PD}_e}(t)$$
(4.16)

表 4.7: 観測されるシグナルの磁場依存性および Γ 依存性。式 (4.14) における各項は B およ Γ へ 異なる依存性を示す。これを利用し、真空の複屈折の大きさ Ψ を抜きだす。

項番号	関数形	磁場依存性	Γ 依存性
1	Γ^2	$\propto B^0$	$\propto \Gamma^2$
2	$2\Gamma\Psi(t)$	$\propto B^2$	$\propto \Gamma^1$
3	$2\epsilon\Theta_{\rm F}(t)$	$\propto B^1$	$\propto \Gamma^0$
4	ϵ^2	$\propto B^0$	$\propto \Gamma^0$

となる。 $((B^2)^{TFP})^{TPD_e}(t)$ の波形については表 4.4 を参照されたい。

実際に一つのパルス波形について、フィッティング領域を t=0.5 [ms] から t=9 [ms] とした時の 上記のフィッティングを一つのサイクルに対して行った様子を図 4.27 に示す。なお、このフィッ ティング範囲の妥当性については第 4.3 節で議論する。



図 4.27: 真空複屈折探索における偏光回転シグナルのフィッティングの様子。式 (4.16) に従い、 H(t)のフィッティングを行った。わかりやすいように、あえて p_1 が0 から外れたデータを抽出し てプロットした。

このフィッティングを全てのサイクルに対して行い、その *p*₁ の結果の各データごとのプロット を図 4.28 に示す。

たしかにフィッティング結果 p1 が0を中心にばらついていることに着目されたい。

また、上記の過程によって得られた、各サイクルごとのフィッティング結果 p₁ をヒストグラム に起こす (図 4.29)。

この結果をガウシアン波形でフィッティングし、その中心と標準誤差をエラーとして取得し、

$$p_1 = -0.010 \pm 0.055 \tag{4.17}$$



図 4.28: 真空複屈折探索における各サイクルごとの偏光回転シグナルのフィッティング結果 p_1 の 推移。 p_1 の定義については式 (4.16) を参照されたい。 p_1 が0を中心に分布していることに着目されたい。



図 4.29: 真空複屈折探索における偏光回転シグナルのフィッティング結果 p1 のヒストグラム

を得る。

この方法で、フィッティングによって得られたパラメータ p_1 の結果を、真空複屈折のパラメー タ k_{CM} に焼き直す。第 4.1.7 項での議論と同様に、 $L_{B,\text{CM}} = \int \frac{B_{\perp}^2(z)}{B_{\perp}^2(z=0)} dz$ を導入し、

$$p_1 = \frac{\Psi}{2\Gamma B^2} = \frac{2FL_{B,CM}k_{CM}}{\lambda} \tag{4.18}$$

(4.19)

で書ける。

フィネス F の値として、測定中の光子寿命平均値を用いる。実際にフィネス F は最小 277,000 から最大 381,000 までの範囲を推移していた。フィネスの値が変わるとフィッティングに用いる波 形も変化する。ここでは平均値 F = 320,000 として計算して議論をすすめ、フィネスによる系統 誤差の詳細については、第 4.3 節に譲る。

ミラー表面での複屈折の大きさ Γ については、 I_e/I_t の DC 成分の大きさ $\Gamma^2 + \epsilon^2 = 5.5 \times 10^{-6}$ のうち、 Γ^2 寄与が 4.0×10^{-6} を占めると仮定し、 $\Gamma = -\sqrt{\frac{4.0 \times 10^{-6}}{2}} = -2.0 \times 10^{-3}$ とする。その符号については測定後に Analyzer を回転させることで確認した。この是非については第 4.3.3 項で詳しく議論する。

以上のパラメータを用いて、フィッティングによる真空の複屈折のパラメータ k_{CM} は

$$k_{\rm CM} = (0.2 \pm 1.0) \times 10^{-18} \, [{\rm T}^{-2}]$$
 (4.20)

と求められる。

4.3 系統誤差の評価

これまでは代表的な値や中心値のみを用いて議論を行ってきたが、ここから種々の系統誤差を 考慮していく。磁場の積分値 $\int B_{\perp}^2(z)dz$ や PD のゲイン効率など、窒素ガスの測定および真空の 測定に共通する系統誤差については第4.3.1項に、それぞれの測定のみに関連する系統誤差につい ては、第4.3.2項、第4.3.3項にて議論する。本節における系統誤差は、窒素に対しては $\kappa_{CM}(N_2)$ 、 $\kappa_{F}(N_2)$ に対し何%の寄与を持つか、真空の結果に対しては Δk_{CM} に対し何%の寄与を持つかと いう単位で計算する。

4.3.1 両測定に共通する系統誤差

フィッティング開始時間への依存性

フィッティングの結果は当然、フィッティングに使用する時間領域に依存する。パルス磁場の 発生時間をより長く包含していればそれだけ統計的に有利なので結果は良くなるが、フィッ ティングの領域が長すぎるとパルス磁場発生後の共振器の擾乱やパルス磁場と関係ない擾乱 などの影響を拾いやすく、フィッティングの結果が妥当で無くなる。この影響を見るために、 まずフィッティングの終了時間を9 [ms] に固定し、フィッティングの開始時間を –3 [ms] か ら5 [ms] まで変えた時の、真空複屈折におけるフィッティング結果 k_{CM} の中心値と標準誤 差の推移を図 4.30 に示す。



図 4.30: 真空複屈折におけるフィッティング結果 k_{CM} のフィッティング開始時間依存性。-1 [ms] 以前で磁場と関係のない擾乱を拾ってしまい誤差が大きくなっており、2 [ms] 以降では、磁場の 発生していない時間帯での統計量の不足が見られる。本測定ではフィッティング開始時間 0.5 [ms] の結果を代表値として用い、0-1[ms] の範囲でのばらつきを系統誤差として計上する

フィッティング開始時間が –1 [ms] より前で誤差が大きいのは、フィッティング時間が長す ぎるせいで磁場と相関のない共振器の擾乱を拾ってしまい、定数項でのフィッティングがう まくいっていないためである。フィッティング開始時間が 1 [ms] より後で不安定なのは、磁
場の発生していない時間での統計量不足により、DC 成分のフィッティングがうまくいって いないからである。

本解析ではフィッティング開始時間 0.5 [ms] の中心値を代表値として、0 [ms] から1 [ms] ま での中心値のばらつきを系統誤差として計上する。

同様の計算を窒素ガスの測定結果 KCM(N2)、KF(N2) に対しても行い、系統誤差として

$$\frac{\Delta \kappa_{\rm CM}^{t_{\rm start}}(N_2)}{\kappa_{\rm CM}(N_2)} = 6\%$$
(4.21)

$$\frac{\Delta \kappa_{\rm F}^{t_{\rm start}}(N_2)}{\kappa_{\rm F}(N_2)} = 8\%$$

$$(4.22)$$

$$\frac{\Delta k_{\rm CM}^{\rm t_{start}}}{\Delta k_{\rm CM}} = 41\% \tag{4.23}$$

を計上する。

フィッティング終了時間への依存性

同様に、フィッティングの終了時間に対する依存性についても考慮する必要がある。その影響を見るために、フィッティングの開始時間を 0.5 [ms] に固定し、フィッティングの終了時間を 5 [ms] から 14 [ms] まで変えた時の、真空複屈折におけるフィッティング結果 k_{CM} の中心値と標準誤差の推移を図 4.31 に示す。



図 4.31: 真空複屈折におけるフィッティング結果 k_{CM} の終了時間依存性。10 [ms] を過ぎたあたり からパルス磁場による共振器への擾乱の影響が見え始める。本測定ではフィッティング終了時間 9.0 [ms] の結果を代表値として用い、8.5–9.5[ms] の範囲でのばらつきを系統誤差として計上する

ここから、9.0 [ms] の中心値を代表値として、8.5 [ms] から 9.5 [ms] までの中心値のばらつ きを系統誤差として計上する。 同様の計算を窒素ガスの測定結果 κ_{CM}(N₂)、κ_F(N₂) に対しても行い、系統誤差として

$$\frac{\Delta \kappa_{\rm CM}^{\rm t_{stop}}(N_2)}{\kappa_{\rm CM}(N_2)} = 4\% \tag{4.24}$$

$$\frac{\Delta \kappa_{\rm F}^{\rm t_{stop}}(\rm N_2)}{\kappa_{\rm F}(\rm N_2)} = 5\% \tag{4.25}$$

$$\frac{\Delta k_{\rm CM}^{\rm tstop}}{\Delta k_{\rm CM}} = 65\% \tag{4.26}$$

を計上する。

光の進行方向に垂直な磁場積分 $\int B^2_+(z)dz$ の値

複屈折の場合においては、横向き磁場の積分 ∫ $B_{\perp}^2(z)dz$ が感度に効いてくる。系統誤差の 見積もりでは ∫ $B_{\perp}^2(z)dz$ の値が最も大きくなる光の通り方と最も小さくなる光の通り方を 考え、それらの差を系統誤差として計上する。詳細については [37] にある計算を参照され たい。

まずパルス磁場の実測精度についてはパルス磁石管内の磁場分布を、ANSYS シミュレー ションによってパルス管内の磁場分布を生成し、それと実測磁場との差を系統誤差として、 2.2%を計上する。

また、パルス磁石の中のどの部分を通っているかによって感じる磁場の強度は異なる。これ は、パルス磁石の管内の磁場分布は一様ではないためである。本実験では、共振器のフィネ スを落とさないという条件から、共振器内の光はパルス磁石の中心から半径1 [mm] ずれた 範囲内にあると推定できる。ANSYS を用いた有限要素法シミュレーションによりパルス磁 石管内の磁場分布を生成し、光が中心から±1 [mm] の範囲内で、その光の感じる磁場分布 が最大になる通り方および最小になる通り方を取得する。図 4.32 に以上のようにして取得 した磁場分布を示す。

ここから、z軸方向について、B²の積分を行うことにより、

$$\int B_{\perp}^{2}(z)^{\text{Best}} dz = 13.8 \, [\text{T}^{2}\text{m}]$$
(4.27)

$$\int B_{\perp}^{2}(z)^{\text{Worst}} dz = 13.0 \ [\text{T}^{2}\text{m}]$$
(4.28)

を得る。

以上より、系統誤差として

$$\frac{\Delta \kappa_{\rm CM}^{\int B_{\perp}^2(z)dz}(N_2)}{\kappa_{\rm CM}(N_2)} = 6\%$$
(4.29)

$$\frac{\Delta k_{\rm CM}^{\int B_{\perp}^2(z) dz}}{\Delta k_{\rm CM}} = 3.5\%$$
(4.30)

を計上する。



図 4.32: 光の進行方向に垂直な磁場積分 $\int B_{\perp}^2(z)dz$ の最も大きくなるときおよび最も小さくなる ときの $B_{\perp}(z)$ の分布。赤:最も $\int B_{\perp}^2(z)dz$ が大きくなるとき。黒:最も $\int B_{\perp}^2(z)dz$ が小さくなると き。ANSYS を用いた有限要素法シミュレーションにより計算された。

PD_e までのガイド効率・ゲイン

実際に測定しているのものは光検出器で読み出した電圧であるため、実際の Analyzer の透 過光量を計算するには、Anlyzer を通過してから PD1 の受光面までガイドされる効率と PD1 の検出効率の積 ϵ (PD_e) [V/W] を考慮しなければならない。 ϵ (PD_e) [V/W] として使用する 値が異なると、フィッティング結果を偏光回転量に焼き直す係数も変わるため、系統誤差と して影響してくる。これまでは代表値として 5.0 × 10⁸ [V/W] を用いていたが、その系統誤 差を考慮する。

Analyzer を光が通り抜けてから PD_e の受光面に入るまでに、真空チャンバーのウィンドウ、 誘電体ミラーによる引き回し、迷光遮蔽の通過などのプロセスがある。これらの影響を全て 抑えるために部屋の光を全て切り、Polarizer を回すことで 10 [μ W] の光が PD_e を透過する ようにした。その上で Analyzer 直後の強度と PD_e 受光面直前の強度をパワーメータ PM160 で測定し、 ϵ (PD_e) = 5.0(2) × 10⁸ [V/W] を得た。ここで、測定誤差はパワーメータの読み 出し精度によるものである。

以上より、系統誤差として

$$\frac{\Delta\kappa_{\rm CM}^{\rm PD_e}(N_2)}{\kappa_{\rm CM}(N_2)} = \frac{\Delta\kappa_{\rm F}^{\rm PD_e}(N_2)}{\kappa_{\rm F}(N_2)} = 4\%$$
(4.31)

$$\frac{\Delta k_{\rm CM}^{\rm PD_e}}{\Delta k_{\rm CM}} = 1\% \tag{4.32}$$

を計上する。

PD_t までのガイド効率・ゲイン

同様に、Anlyzer から PD_t の受光面までガイドされる効率と PD_t の検出効率の積 ϵ (PD_t) も

考慮しなければならない。これまでは代表値として 5.5×10^4 [V/W] を用いていたが、その 系統誤差を考慮する。Analyzer から PD_t までには、真空チャンバーのウィンドウ、誘電体 ミラーによる引き回し、ビームサンプラによるピックオフがある。PD_e の場合度同様の手 法で Analyzer 直後の強度と PD_t 受光面直前の強度を測定し、 ϵ (PD_t) = $5.5(1) \times 10^4$ [V/W] を得た。ここで、測定誤差はパワーメータの読み出し精度によるものである。

以上より、系統誤差として

$$\frac{\Delta \kappa_{\rm CM}^{\rm PD_t}(N_2)}{\kappa_{\rm CM}(N_2)} = \frac{\Delta \kappa_{\rm F}^{\rm PD_t}(N_2)}{\kappa_{\rm F}(N_2)} = 2\%$$

$$(4.33)$$

$$\frac{\Delta k_{\rm CM}^{\rm PD_t}}{\Delta k_{\rm CM}} = 0.7\% \tag{4.34}$$

を計上する。

消光比

消光比の不定性は第3データを用いて測定中常にモニターされており、典型的に $\sigma^w = 4.0 \times 10^{-7}$ であった。そのふらつきの大きさは最も大きくて 15%であった。また本測定のセット アップでは $\Gamma^2 + \epsilon^2 = 5.5 \times 10^{-6}$ であり、 σ^2 に比べて一桁以上大きかった。複屈折・ファラ デー回転による強度変化は $\sigma^2 + (\Gamma + \Psi)^2 + (\epsilon + \Theta_F)^2$ で現れてくるため、結果に対する影響は σ^2 自体のふらつきに $\sigma^2/(\sigma^2 + \Gamma^2 + \epsilon^2)$ を掛け合わせた値であり、2%と見積もる。 以上より、系統誤差として

$$\frac{\Delta\kappa_{\rm CM}^{\rm PD_t}(N_2)}{\kappa_{\rm CM}(N_2)} = \frac{\Delta\kappa_{\rm F}^{\rm PD_t}(N_2)}{\kappa_{\rm F}(N_2)} = 2\%$$

$$(4.35)$$

$$\frac{\Delta k_{\rm CM}^{\rm PD_t}}{\Delta k_{\rm CM}} = 0.7\% \tag{4.36}$$

を計上する。

Mephisto の波長

複屈折・ファラデー回転による偏光回転量は波長の –1 乗に比例する。そのため、レーザー 波長の不定性は観測された偏光回転量から k_{CM} を導出する際の不定性を生む。今回用いた Mephisto Nd:YAG レーザーは設計発振波長は 1064.55 [nm] から 1064.57 [nm] である。こ こから導かれる、レーザー波長による系統誤差は高々0.001%である。

以上より、系統誤差として

$$\frac{\Delta \kappa_{\rm CM}^{\lambda}(N_2)}{\kappa_{\rm CM}(N_2)} = \frac{\Delta \kappa_{\rm F}^{\lambda}(N_2)}{\kappa_{\rm F}(N_2)} = 0.001\%$$
(4.37)

$$\frac{\Delta k_{\rm CM}^{\lambda}}{\Delta k_{\rm CM}} = 0.0003\% \tag{4.38}$$

を計上する。

偏光子が磁場の向きに対して成す角度

複屈折軸と直線偏光の偏光軸が 45 度から θ_P ずれたときの複屈折による偏光回転量 $\Psi(\theta_P)$ は

$$\Psi(\theta_P) = \Psi(0) \times \cos 2\theta_P \tag{4.39}$$

でかける。

本実験において偏光子の角度は、45度に金属加工されたアルミニウム製の三角ブロックの 斜辺と偏光子に刻線された偏光軸を目視で合わせることで行った。偏光子の直径が25 [mm] であり、人間の目がその距離範囲で1 [mm] の目測精度を持つと見積もると、角度ずれは大 きくて 1/12.5 [rad] = 5°と計算される。それによる系統誤差は cos(10°)/cos(0°)=1.5%と なる。

以上より、系統誤差として

$$\frac{\Delta \kappa_{\rm CM}^{\theta_{\rm P}}(N_2)}{\kappa_{\rm CM}(N_2)} = 1.5\% \tag{4.40}$$

$$\frac{\Delta k_{\rm CM}^{\theta_{\rm P}}}{\Delta k_{\rm CM}} = 0.15\% \tag{4.41}$$

を計上する。

電流読み出し値

本実験ではカレントトランスからパルス磁場電流を電圧に変換して読み出し、20dBのAttenuatorを二段挟んでからADCに入力した。カレントトランスの読み出し電流値の精度は その設計値から1%である。20dBのAttenuatorによる減衰係数 ϵ_{Att} を測定するために、放 電電圧 200 [V]にし、最大パルス電流を1.5 [kA]に抑えた状態で、減衰器を挟んだ場合と挟 まない場合のピーク読み出しパルス電圧値を比較し、減衰の係数として、 $\epsilon_{Att} = 0.0102(4)$ を得た。複屈折信号が磁場の二乗、ファラデー回転信号が磁場の一乗に比例することから、 系統誤差として

$$\frac{\Delta \kappa_{\rm CM}^{\epsilon_{\rm Att}}(N_2)}{\kappa_{\rm CM}(N_2)} = 8\%$$
(4.42)

$$\frac{\Delta \kappa_{\rm F}^{\epsilon_{Att}}(N_2)}{\kappa_{\rm F}(N_2)} = 4\%$$
(4.43)

$$\frac{\Delta k_{\rm CM}^{\epsilon_{\rm Att}}}{\Delta k_{\rm CM}} = 2.7\% \tag{4.44}$$

を計上する。

4.3.2 窒素ガスの測定のみに生じる系統誤差

窒素ガスの温度

窒素ガスの複屈折・ファラデー回転の大きさはその圧力だけでなく温度にも強く依存する。 本測定におけるパルス磁石管内の窒素ガスの温度を以下のようにして見積もる。 まず、窒素ガスが粘性流領域にあることを示す。 圧力 P [Pa]、温度 T [K] における窒素ガス の平均自由行程 λ は、

$$\lambda = \frac{k_B T}{\sqrt{2\pi\sigma^2 P}} = \frac{2.2T}{P} \times 10^{-5} \text{ [m]}$$
(4.45)

で書ける。圧力 P=100 [Pa]、T= 300 [K] としても平均自由行程 λ は高々 λ = 6.6×10⁻⁵ [m] で、パルス磁石の内径 ϕ = 5.35 [mm] より十分に短い。実際にはパルス磁石管内の窒素温 度は 300 [K] よりも低く、また圧力は 100 から 400 [Pa] の間でデータを取得しているので、 本実験においてはパルス磁石管内の窒素ガスは常に粘性流として扱える。粘性流においては 熱伝導率は圧力に依存しないため、熱伝導係数を常圧と同じ λ =0.02 [W・K/m] とする。

パルス磁石管内の窒素ガスの熱容量 C を考える。窒素ガスの比熱を $c_V = 1043$ [J・K/kg]、 常圧での密度を ρ 、圧力を P [Pa] とすると、単位体積あたりの熱容量 C_v は、比熱と密度の 積で

$$C_v = c_V \rho \frac{P \ [Pa]}{10^5} \ [J/K/m^3]$$
 (4.46)

と書ける。

パルス磁石管内の円筒領域における熱伝導を考える。半径 r、微小長さ dl の円筒領域において、中心までの熱流入の大きさ W [W/K] は

$$W = \frac{2\pi r \lambda dl}{r} = 2\pi \lambda dl \tag{4.47}$$

とかける。一方、その領域の熱容量の大きさ C [J/K] は

$$C = C_v \pi r^2 dl \tag{4.48}$$

と書ける。ここから計算される熱流入の時定数 *τ*th は

$$\tau_{th} = \frac{C}{W} = \frac{C_v r^2}{2\lambda} \tag{4.49}$$

と書ける。

いま、本実験でのパラメータ P=100 [Pa]、r=2.675 [mm] および窒素ガスのパラメータ $c_V = 1043$ [J・K/kg]、 $\rho=1.25$ [kg/m³]、 $\lambda = 0.02$ [W・K/m] を代入すると

$$\tau_{th} = 0.85 \text{ [ms]}$$
 (4.50)

となり、データ取得およびパルス磁場の繰り返しより十分に短く、本実験においてはパルス 磁石管内の窒素ガスの温度は管の温度と等しいとして扱える。

本実験においてはパルス磁石が液体窒素に浸されているため、パルス磁石の管の温度の下限 は77 [K] に達しうる。一方で、繰り返し運転でのパルス磁石の駆動中はジュール発熱によ りコイルの銅線温度は150 [K] まで上昇する。パルス磁石の管の表面積の半分以上は、厚さ 14 [mm] のステンレス補強を介して77K 液体窒素に接し、残り半分は厚さ0.675 [mm] のガ ラスエポキシ樹脂を挟んでコイルに接している (図 5.11)。単位面積あたりの熱伝導率を計 算すると、それぞれ 1150 [W/K/m²]、380 [W/K/m²] となり、比をとることにより平衡温 度 T(N₂) は最高で 95 [K] と見積もる。

よって、本実験における窒素ガスの温度T(N2)を

$$T(N_2) = 86(9) [K] \tag{4.51}$$

と見積もる。

光の進行方向に平行な磁場積分 $\int B_{\parallel}(z)dz$ の値

ファラデー回転においては、光の進行方向に平行な磁場の積分 $\int B_{\parallel}(z)dz$ が感度に効いてくる。系統誤差の見積もりでは $\int B_{\parallel}^{2}(z)dz$ の値が最も大きくなる光の通り方と最も小さくなる光の通り方を考え、それらの差を系統誤差として計上する。詳細については [37] にある計算を参照されたい。

パルス磁場の実測精度についてはパルス磁石管内の磁場分布を、ANSYS シミュレーション によってパルス管内の磁場分布を生成し、それと実測磁場との差をまず系統誤差として計上 し、0.9%を計上する。

また、パルス磁石の中のどの部分を通っているかによって感じる磁場の強度は異なる。これ は、パルス磁石の管内の磁場分布は一様ではないためである。本実験では、共振器のフィネ スを落とさないという条件から、共振器内の光はパルス磁石の中心から半径1 [mm] ずれた 範囲内にあると推定できる。ANSYS を用いた有限要素法シミュレーションによりパルス磁 石管内の磁場分布を生成し、光が中心から±1 [mm] の範囲内で、その光の感じる磁場分布 が最大になる通り方および最小になる通り方を取得する。図 4.33 に以上のようにして取得 した磁場分布を示す。



図 4.33: 光の進行方向に平行な磁場積分 $\int B_{\parallel}(z)dz$ の最も大きくなるときおよび最も小さくなる ときの $B_{\parallel}(z)$ の分布。赤:最も $\int B_{\parallel}(z)dz$ が大きくなるとき。黒:最も $\int B_{\parallel}(z)dz$ が小さくなると き。ANSYS を用いた有限要素法シミュレーションにより計算された。

ここから、z 軸方向について、B² の積分を行うことにより、

$$\int B_{\parallel}(z)^{\text{Best}} dz = 0.249 \,[\text{Tm}] \tag{4.52}$$

$$\int B_{\parallel}(z)^{\text{Worst}} dz = 0.236 \text{ [Tm]}$$
(4.53)

を得る。

以上より、系統誤差として

$$\frac{\Delta \kappa_{\rm F}^{B_{\parallel}}(N_2)}{\kappa_{\rm CM}(N_2)} = 5\%$$

$$(4.54)$$

(4.55)

を計上する。

パルス磁石管内の圧力

本実験においてはパルス磁石管内の絶対圧力を直接読み出すことは不可能であるため、チャンバー部分での真空計・圧力計の読みからチャンバー内の圧力を推定する。

なお、真空での測定においては信号が見えなかったため、その大きさは測定結果に影響し ない。

窒素ガスの測定について議論する。まず、図 3.44 の上昇時間より、上流側チャンバーから 窒素ガスを導入したとき、下流側チャンバーの圧力も1分程度で上流側チャンバーの圧力に 等しくなる。実際の実験ではガス導入から一発目のパルス磁場の発生は常に5分以上の時間 的乖離があったため、真空チャンバーおよびパルス磁石管内の圧力はどこでも等しいと仮定 する。

圧力の読み出しにはピラニー真空計 PKR251 を用いたが、その低圧での読み出し圧力は絶 対真空計 Setra225 を用いて較正され、式 (3.10) で与えられるように、P_{abs} = 1.15(5)P_{Pirani} と求められる。ここから、測定に与える系統誤差を

$$\frac{\Delta \kappa_{\rm CM}^{\epsilon_{\rm Att}}(N_2)}{\kappa_{\rm CM}(N_2)} = 4\%$$
(4.56)

$$\frac{\Delta \kappa_{\rm F}^{\epsilon_{Att}}(N_2)}{\kappa_{\rm F}(N_2)} = 4\%$$
(4.57)

と計上する。

4.3.3 真空の測定のみに生じる系統誤差

フィネス F

Fabry-Pérot 共振器のフィネス Fは、偏光回転量 Ψに線形に効いてくるだけでなく、その値



図 4.34: フィネスを変化させたときの k_{CM} 解析結果の変化

によって光子寿命 $\tau_{\rm FP}$ も変わる。本測定はではフィネスは最小で 277,000 から最大 381,000 まで変化した。この影響を評価するために、フィネスの値を変えて解析を行い、それによっ て得られた $k_{\rm CM}$ とその誤差 $\Delta k_{\rm CM}$ を取得した。図 4.34 にその結果を示す。

解析においてはフィネス 320,000 で行ったが、実際のドリフトで変動したフィネスの測定結 果をヒストグラムに起こす (図 4.35)。



図 4.35: 測定されたフィネス *F* のヒストグラム。ガウシアンでフィッティングしているが、ドリフトの結果偶然ガウシアンの形になっただけであり、物理的な意味はない。

ここから、ほぼすべての測定値を包含するフィネス 280,000 と 340,000 の差を系統誤差として扱い、

$$\frac{\Delta k_{\rm CM}^F}{\Delta k_{\rm CM}} = 55\% \tag{4.58}$$

を系統誤差としてを計上する

ミラーでの静的複屈折 Г

真空の複屈折の測定において、実際に観測されるものは $\Gamma \ge \Psi$ の積であるため、 Γ の大き さの不定性は Ψ の大きさの不定性になる。これまでは $\Gamma = -2.0 \times 10^{-3}$ として議論を進め てきた。実際に $\Gamma^2 + \epsilon^2 = 5.5 \times 10^{-6}$ のときに、 Γ がどのような値を分布するかを乱数を用 いて計算する。第2章の式に基づき、ミラー表面での複屈折を $\delta_1 = \delta_2 = 5 \times 10^{-6}$ [rad] と して [28]、 θ_1 および θ_2 を0から2 π までの一様乱数で振った時、 $\Gamma^2 + \epsilon^2 = 5.5(1) \times 10^{-6}$ な るときの Γ の分布を図 4.36 に示す。なお、ここにおける $\Gamma^2 + \epsilon^2$ の誤差は、PD へのガイド 効率を誤差として考慮した。



図 4.36: $\Gamma^2 + \epsilon^2 = 5.5(1) \times 10^{-6}$ なるときの Γ の取りうる値のヒストグラム

 $\Gamma^2 + \epsilon^2 = 5.5 \times 10^{-6}$ のとき、 Γ の値は 1rms で $\Gamma = -1.7 \times 10^{-3}$ を取りうる。これは計算 に用いた $\Gamma = -2.0 \times 10^{-3}$ の 0.85 倍であるので、そのとき中心値は 0.02 × 10⁻¹⁸ [T⁻²] だ け大きくなる。ここから、真空の複屈折の測定の系統誤差として、

$$\frac{\Delta k_{\rm CM}^{\rm r}}{\Delta k_{\rm CM}} = 2\% \tag{4.59}$$

を計上する

4.4 結果

窒素ガスの測定

窒素ガスの測定における系統誤差を表 4.8 にまとめる。

表 4.8: 窒素の複屈折・ファラデー回転測定における系統誤差一覧

系統誤差名	複屈折への寄与	ファラデー回転への寄与	
フィネス <i>F</i>	第 4.1.7 項で考慮済み		
窒素ガスの圧力	4%		
フィッティング開始時間 t _{start}	6%	8%	
フィッティング終了時間 t _{stop}	4%	5%	
パルス磁石管内の磁場分布	6%	5%	
$ ext{PD}_e$ までのガイド効率・ゲイン $\epsilon(ext{PD}_e)$	4%		
PD_e までのガイド効率・ゲイン $\epsilon(PD_t)$	2%		
消光比 σ^2	2%		
レーザーの波長 λ	0.001%		
偏光子と磁場の角度 θ _P	1.5%	0%	
減衰器の減衰係数 $\epsilon_{ m att}$	8%	4%	

以上の系統誤差を考慮し、窒素ガスの測定結果を、

$$\kappa_{CM}(N_2) = (-3.1 \pm 0.5) \times 10^{-17} [\mathrm{T}^{-2} \mathrm{Pa}^{-1}]$$
 (4.60)

$$\kappa_F(N_2) = (4.5 \pm 0.5) \times 10^{-15} [\mathrm{T}^{-2} \mathrm{Pa}^{-1}]$$
 (4.61)

と算出する。理論値との比較や過去の実験との比較は次章で行う。

真空複屈折の探索

真空の測定における系統誤差を表 4.9 にまとめる。

真空の測定について、系統誤差を考慮した結果は、

$$k_{\rm CM} = (0.2 \pm 1.4) \times 10^{-18} \, [{\rm T}^{-2}]$$
 (4.62)

となる。理論値との比較や過去の実験との比較は次章で行う。

表 4.9: 真空の複屈折測定における系統誤差一覧

系統誤差名	複屈折への寄与
フィネス <i>F</i>	55%
フィッティング開始時間 t _{start}	41%
フィッティング終了時間 t _{stop}	65%
パルス磁石管内の磁場分布	3.5%
$ ext{PD}_e$ までのガイド効率・ゲイン $\epsilon(ext{PD}_e)$	1%
$ ext{PD}_t$ までのガイド効率・ゲイン $\epsilon(ext{PD}_t)$	0.7%
消光比 σ^2	2%
レーザーの波長 λ	0.0003%
偏光子の傾き θ _P	0.15%
減衰器の減衰係数 $\epsilon_{ m att}$	2.7%
ミラーでの静的複屈折Γ	2%

第5章 結果と展望

本研究で得た結果と展望についてまとめる。第5.1節で窒素ガスおよび真空複屈折の測定結果 の考察を行い、第5.2節で今後のアップグレードについて議論する。

5.1 結果

5.1.1 窒素ガスの測定結果

本測定は初めて低温での窒素ガスのファラデー回転および複屈折の大きさを測定した実験となる。

まず、窒素ガスの複屈折の大きさ κ_{CM}(N₂) [T⁻²Pa⁻¹] は理論的には

$$\kappa_{\rm CM}(N_2) = \frac{6.10}{T \, [\rm K]} \left(22.5 - \frac{322}{T \, [\rm K]} \times 10^3 \right) \times 10^{-19} \, [\rm T^{-2} Pa^{-1}]$$
(5.1)

と計算されている [33]。ここで、括弧の外側の T への依存性は気体密度 $n \propto 1/T$ から来るもので あり、括弧の内側の T 依存性は窒素ガスの分子振動モードに由来する依存性である。低温ではほ とんどこの項が支配的になる。図 5.1 にこれまでの窒素ガスの複屈折 $\kappa_{CM}(N_2)$ の測定結果と本実 験の測定結果を、式 (5.1) と合わせて載せる。

これまでの窒素ガスの複屈折の測定はすべて常温で行われてきたのに対し、本実験は初めて低 温での窒素ガスの複屈折の大きさを測定した実験となる。理論的な予測とも一致していることが わかる。

次に、窒素ガスのファラデー回転の大きさ $\kappa_{\rm F}({\rm N}_2)$ [T⁻²Pa⁻¹] は理論的には

$$\kappa_{\rm F}({\rm N}_2) = \frac{5.4}{T \, [{\rm K}]} \times 10^{-13} \, [{\rm T}^{-1} {\rm Pa}^{-1}]$$
(5.2)

と計算されている [41]。Tへの依存性は気体密度 $n \propto 1/T$ から来るものである。筆者の知る限りでは、複屈折の場合のように低温における温度依存性を議論した理論予測は見当たらず、また実験も行われていなかったため、本実験が低温における初めてのファラデー回転の測定となる。図 5.2 にこれまでの窒素ガスのファラデー回転 $\kappa_{\rm F}({\rm N}_2)$ の測定結果に合わせて本実験の測定結果を載せる。

理論式と一致していない。本測定が低温における初めての測定であるため、この結果について はさらなる追試が必要である。ファラデー回転の温度依存性については、たとえば酸素ガスに対 して 285 [K] での値と 336 [K] での値に関する議論はあるが [43]、低温に至る広域での議論は見当 たらなかった。追試実験としては、たとえば封入窒素の気圧を 0.1 気圧程度まで上げ、軸方向に のみ磁場を印加できる磁石を用意することで、ファラデー回転の精密な測定が可能となる。



図 5.1: 窒素の複屈折の大きさ κ_{CM}(N₂)の理論的予測と測定結果。赤:本実験で得られた結果。青: これまでの実験で得られた結果 [38, 39, 40]。黒:理論予測線 (式 (5.1))。



図 5.2: 窒素のファラデー回転の大きさ $\kappa_{\rm F}({\rm N}_2)$ の理論予測と測定結果。赤:本実験で得られた結果。青:これまでの実験で得られた結果 [42, 43]。黒:理論予測線 (式 (5.2))。なお、本論文では詳しく述べられていないが、テストラン時に T=300 [K]、P=10⁵ [Pa]、B=0.3 [T] で取得したデータの結果も併せて載せている。

5.1.2 真空複屈折に対する制限

先行実験と合わせて、これまでの真空複屈折探索の歴史と本実験の結果を図 5.3 に載せる。



図 5.3: 真空複屈折の大きさ k_{CM} のこれまでの制限と本測定の結果。青:これまでの真空複屈折の 探索実験の結果 [44, 45, 46, 25, 47]。赤:本実験で得られた真空複屈折の大きさ k_{CM} への制限。永 久磁石、超伝導磁石、パルス磁石に応じて色印分けをしている。エラーバーは 1σ 標準誤差に対応 する。

QED の予測する真空複屈折まであと6桁の乖離がある。今後は装置のアップグレードおよび長期のデータ取得により、QED の予測する真空複屈折の初観測を目指す。そのアップグレードの詳細については第5.2.1 項で議論する。

5.1.3 未知粒子に対する制限

ALPs への制限

第 1.3 節で述べたように、真空複屈折の探索は未知粒子 ALPs への制限ともなる。本実験での 結果は先行実験には劣るが、それでも LSW の手法で行われた様々な実験より優れた感度を持つ。 本実験で得られた結果を ALPs に対する制限に換算した結果を図 5.4 に載せる。式 (1.6) におい て、本実験で得られた $\Delta n_a < 1.3 \times 10^{-16}$ を代入することにより、質量 m_a における結合定数 g_a の上限値が求められる。

VMBの実験としては最も感度の良い PVLAS 実験に劣るが、LSW 実験には $m_a > 10^{-1}$ [eV] で より厳しい制限を与える。



図 5.4: 本実験で得られた ALPs への制限と先行研究との比較。VMB の実験としては PVLAS 実験に劣るが、LSW 実験の ALPS 実験、OSQAR 実験には $m_a > 10^{-1}$ [eV] でより厳しい制限を与える。先行実験の文献については図 1.3 を参照されたい。

MCPs への制限

同様に、第 1.3 節で述べたように、真空複屈折の探索は未知粒子 MCPs への制限ともなる。本 実験で得られた結果を MCPs に対する制限に換算した結果を図 5.5 に載せる。式 (1.7–1.11) にお いて、本実験で得られた結果を代入することによりで、MCPs の質量および結合定数に制限をつ けられる。特に、本実験で用いたパルス磁場は 9.0 [T] であり、PVLAS 実験の 2.5 [T] を大きく上 回る。そのため、式 (1.11) において $\chi = 1$ なる質量 m_β が大きく異なり、PVLAS 実験では探索 できなかった領域に世界で初めて真空複屈折探索による制限をつけることができた。



図 5.5: 真空複屈折探索による Millicharged Particles (MCPs) への制限。左:フェルミオン MCPs への制限。右:ボソン MCPs への制限。式 (1.7–1.11) に従って真空複屈折の測定値を MCPs への 制限に換算した。図中で線が切れている部分は MCPs が誘起する真空複屈折の値が0付近になり、 理論的にも計算されていない領域である。その位置は磁場の強さで決定され、本実験は共振器に 世界最高の 9.0 [T] の磁場を印加したため、先行実験で探索できなかった範囲に制限をつけられる。

5.2 今後の展望

今後、共振器のアップグレードと磁石の数を増やすことにより、真空の複屈折を観測できることを本節で議論する。

5.2.1 現在の感度と計算感度の比較

まず、現在の実験感度が第2.5節から予測される実験感度と等しいことを示す。表5.1に第2.5 節より計算される感度を示す。

ノイズ名	計算值 [/√Hz]
光電流のショットノイズ ΔΨ _{shot}	1.5×10^{-9}
ジョンソン熱雑音 $\Delta \Psi_{ m Johnson}$	4.6×10^{-11}
バイアス電流によるショットノイズ ΔΨ _{bias}	3.5×10^{-10}
入力換算雑音のノイズ $\Delta \Psi_{ m EIN}$	1.2×10^{-9}
強度雑音由来のノイズ $\Delta \Psi_{ m RIN}$	4.5×10^{-9}
ADC の量子化雑音起因のノイズ $\Delta \Psi_{ m ADC}$	3.6×10^{-12}
合計 $\Delta \Psi$	4.9×10^{-9}

表 5.1: 計算によって期待されるノイズ密度

最大の雑音要素は、強度雑音由来のノイズ $\Delta \Psi_{\text{RIN}}$ である。その計算には、実際に I_t をフーリ エ変換して得られたノイズ密度の1 [kHz] での値を用いた。図 5.6 に I_t のフーリエ変換スペクト ルを示す。



図 5.6: 共振器の透過光強度の雑音密度。雑音の由来は共振器への擾乱や電気的なノイズなど様々 なものが考えられ、低周波ほど高くなる。赤線は Mephisto 自体の強度揺らぎ。共振器を組むこ とで、擾乱などにより透過光強度の揺らぎが大きくなり、その雑音が増える。

この計算感度から、真空複屈折の大きさの不定性 Δk_{CM} は

$$\Delta k_{\rm CM}^{\rm theory} = \sqrt{\int \left(\frac{\Delta \Psi \lambda}{2FB^2(t)L_{\rm B,CM}}\right)^2 dt} \times \frac{1}{\sqrt{N_{\rm pulse}}}$$
(5.3)

で換算される (第 2.5 節)。本実験において、ローパスフィルタがかかった後の *B*²(*t*) の波形を用 いて式 (5.3) の換算を行い、

$$\Delta k_{\rm CM}^{\rm theory} = 0.8 \times 10^{-19} \, [{\rm T}^{-2}] \tag{5.4}$$

と換算される。この感度は実際に本測定で系統誤差を考慮せず得られた感度 $\Delta k_{\rm CM} = 1.0 \times 10^{-18} [{\rm T}^{-2}]$ とほぼ一致している。これをもとに将来の探索感度を見積もる。

5.2.2 Fabry-Pérot 共振器のアップグレード

まず、現在最も大きな雑音要因となっている透過光強度の強度雑音 $\Delta \Psi_{\text{RIN}}$ については、フィードバック系のゲイン $G(\omega)$ をさらに 3 倍あげることで対処できる。この議論については第 3.2.8 項を参照されたい。具体的には、さらにローパスフィルタを一段入れることにより低周波での $G(\omega)$ を稼ぎ、共振器の擾乱耐性を上げる。

次に、ショットノイズおよびオペアンプの入力換算雑音について議論する。ショットノイズが透 過光強度の –1/2 乗に比例し、入力換算雑音が透過光強度の –1 乗に比例するため、感度改善のた めには共振器からの透過光強度を上げなければならない。

プロトタイプ実験では共振器内部パワーの増加により制御が不安定になる可能性があったため、 透過光強度の増強は行わなかった。Fabry-Pérot 共振器の内部パワーは *I_t/T* でかけるため、透過 光量を高くすることは共振器の蓄積パワーを増やし、共振器ミラーでの熱変形を引き起こし得る。 この効果により制御が不安定になることを恐れてていたため、透過光強度の増強は行わなかった。 プロトタイプ実験終了後、将来の探索実験のための共振器透過光量のアップグレードを行い、大 強度の透過光量を同じシステムで安定して維持できることをすでに確認した。そのことについて 以下で報告する。

共振器からの透過光量を増やす最も容易な方法は共振器に入射させる光量を増やすことである。 プロトタイプ実験における光学系の入射光量は反射光 PD のダイナミックレンジで制限されてい る。そこで、新たに高入射光量に対応するため、1/20 倍フィルタを用いて反射光用 PD への入射 光量を減衰し共振器におよそ 80 [mW] の光を入射した。プロトタイプ実験で用いたものと同様の PDH フィードバックシステムを用いて、フィネス 300,000 の Fabry-Pérot 共振器を制御しその透 過光強度を測定した。その様子を図 5.7 に示す。計測では *I*t 用の検出器の前にも ND フィルタを 置きゲインを 200 倍落として、550 [V/W] ゲインにした。

安定して 6.5 [mW] 程度の透過光強度が得られていることがわかる。さらに透過光強度はフィネス F の二乗に比例して上がるため、次項でのフィネスのアップグレードによりさらに高強度を達成できると考えている。

また、透過光強度の増大に加えて、Fabry-Pérot 共振器のフィネスのアップグレードも既に完了 している。Fabry-Pérot 共振器のフィネスについては、ミラー表面でのロスの影響が最も大きい。 これはミラーをいかに丁寧にクリーニングして素早く真空チャンバー内で組むかに依存する。窒素



図 5.7: アップグレードされた共振器における透過光強度。安定して 6.5 [mW] の出力が得られて いる。

ガスの測定においてフィネス 500,000 が得られており、高真空での測定においてフィネス 300,000 が得られているが、このばらつきは共振器を組むまでの時間などによってミラーの汚れ具合がわ ずかに異なるためである。

実際にこれまでに組まれた共振器について、最もフィネスが出た時、共振器長 1.4 [m]、フィネス 670,000 の光子寿命のプロットを図 5.8 に示す。



図 5.8: フィネス 670,000 の共振器の光子寿命。長さ 1.4 [m] の共振器において光子寿命 $\tau = \frac{FL}{\pi c} = 1.0$ [ms] が得られている。ここからフィネスを逆算し、F = 670,000を得る。

このように、慎重な組み方で何度かチャレンジすることで、フィネス 600,000 以上が得られる。

5.2.3 パルス磁石のアップグレード

パルス磁石については、線材を銅線から銅銀線に変更することで最大到達磁場を15 [T] まで上 げ、その磁石を4つ並べる。また合わせてコンデンサバンクの容量を4倍、C=12.0 [mF] に増強 することを計画している。

まず、これらのアップグレードに伴うパルス磁石の発熱、冷却効率、繰り返しレートへの影響 をブロック図として図 5.9 に示す。このダイアグラムに基づき、アップグレードの詳細について 述べる。



図 5.9: パルス磁石のアップグレード項目と冷却効率・繰り返しレートへの影響。線材の変更、磁石の4直列、コンデンサバンクの増設により冷却効率への要求や繰り返しレートの変化をまとめる。特に真空複屈折探索実験感度に関わる項目を赤字で強調する。

現在のパルス磁石の強度は、コイル部分での電磁応力による銅線の変形によって制限されていると考えられる。まず、図 5.10 に最大磁場 12 [T] 発生させた時に観測されたパルス電流波形の乱れを示す。

パルス磁場発生のピーク後にパルス電流波形が乱れている。これはコイルを構成する銅線部分 の電磁応力により、銅線が大きく変形したためだと考えられる。パルス磁石管の中心磁場 12 [T]



図 5.10: 強磁場発生時に観測されたパルス電流波形の乱れ。黒:最大 11.4 [T] 発生させた時。赤:最 大 12 [T] 発生させた時。12 [T] 発生させた際に、ピークにおいてパルス電流波形が乱れているこ とが観測された。

において、銅線部分では最大 15 [T] の磁場が発生していることが、ANSYS を用いた有限要素法シ ミュレーションから計算される。そのときの磁場によるマクスウェル電磁応力は、 $\frac{B^2}{2\mu}$ =100 [MPa] となり、銅線が非線形な変形を生じる目安である 0.2%耐力に等しい。よって、これ以上のパルス 磁石管内の磁場発生のためには、銅線強度の増強は必須である。

対策として、現在の銅線コイルによる磁石から銅銀線を用いたコイルへの変更を行う。銅銀線 とは非破壊パルス磁石における高強度と高導電率の両方を達成するために開発された、銅銀合金 線である。例えば重量比で24%の銀を含む銅銀線は、引張り強度で銅線のおよそ3倍の強度を持 つ[48, 49]。電磁応力の大きさは発生磁場の二乗に比例するため、線材の変更により発生磁場を 1.5倍上げ15 [T]を達成できる。一方で、銀銅線は銅線に比べて抵抗成分が大きく、例えば77 [K] における銅銀線の抵抗値は銅線のおよそ3倍になる。そのため、線材の断面積を現在の1 [mm] × 3 [mm] から、1 [mm] × 9 [mm] へ変更することで、合計抵抗成分を1倍に保つ。

この設計のパルス磁石を4つ直列に接続し、またコンデンサバンクの容量を4倍に増やすことで、パルス幅を現在の4倍 τ = 4.8 [ms] まで伸ばす。このとき、充電電圧 V_0 = 4.5 [kV] とし、現在と同じように正磁場、負磁場を交互に発生させると、16 [T]、-5 [T] を 0.05 [Hz] で繰り返し運転できる計算となる。この際、ジュール熱の増加によりコイルの温度は1サイクルで161 [K] まで上昇する。よって効率的な冷却が必要となり、以下で冷却効率の改善について議論する。

図 5.11 に現在のパルス磁石の断面図と熱抵抗を示す。

カプトン被膜、ガラスエポキシ、ステンレス補強のうち、カプトン被膜の厚さは絶縁を保つ上で これ以上減らせない。ガラスエポキシについては、現在の0.4 [mm] 厚さは絶縁安全性を見た上で の設計であり、実際にはカプトン被膜があるため0.1 [mm] ほどまで薄し、熱抵抗を0.020 [K/W] に減らせる。またステンレス補強の熱伝導については、電磁応力が図のx軸方向にかかるのに対 し、熱流入は主に図のy軸方向から来るため、y軸方向の補強を薄くすることは強磁場の発生と



図 5.11: 現在のパルス磁石の断面図と熱抵抗

両立できる。ステンレス補強の y 軸方向厚みを半分にし、さらに穴あけ加工を施すことによりその熱抵抗は 0.010 [K/W] 程度まで下げられる。

以上より、合計の熱抵抗をおよそ 0.060 [K/W] まで減らせると考える。1 [mm]×9 [mm] で同じ く 15 ターンの場合、コイルの熱容量は C =159 [J/K] となる。単発で 161 [K] まで温度上昇した のち、時定数 1/RC ~ 10 [s] で冷却されていく。

駆動用電源については、磁石のパルス幅を広げるためにコンデンサバンクの容量を現在のC=3.0 [mF] から、C=12.0 [mF] まで増やす。それ例外のパーツについては、アップグレードの必要性はない。 上記のパルス磁石4つ駆動において、放電電圧4.5 [kV]、ピークパルス電流25 [kA]、消費電力お よそ10 [kW] となるが、現在の駆動用電源は耐圧4.5 [kV]、充電レート15 [kVA]、ピークパルス 電流55 [kA] まで扱えるため、コンデンサバンクの増設のみで対処できる。よって、駆動用電源に ついては今のものをそのまま将来の実験でも使用出来る。最後に、コンデンサバンクの増設によ り発生できるパルス磁場が上がること、また Fabry-Pérot 共振器の光子寿命によるローパスフィ ルタの影響を回避できていることを数値計算で確認する (図 5.12)。

たしかに、発生パルス磁場が増え、ローパスフィルタの影響を改善できている。

5.2.4 アップグレード後の感度

上記の改善に基づいた感度計算を表 5.2 にまとめる。



図 5.12: コンデンサバンクの容量増設により予測されるパルス磁場波形の改善。黒: C=3.0 [mF] のままのとき、赤: C=12.0 [mF] に増設した場合。破線:元の B² の形。実線:光子寿命によるローパスフィルタをかけた後の形。コンデンサバンクの増設により発生磁場が上がり、また光子寿命 によるローパスフィルタが改善される様子が見れる。

パラメータ	現在	アップグレード後	感度へのゲイン
透過光強度揺らぎ [/√Hz]	1.1×10^{-5}	0.3×10^{-5}	$\times 2.0$
フィネス F	320,000	$650,\!000$	$\times 2.0$
透過光強度 I_t [mW]	0.03	6.5	$\times 40$
到達磁場 B [T]	9	15	$\times 2.8$
磁場の長さ L	1	4	$\times 4.0$
繰り返し f [Hz]	0.2	0.05	imes 0.5
パルス幅 $\Delta t [ms]$	1.2	4.8	$\times 2.0$
データ取得日数 [day]	0.01	180	$\times 135$
k_{CM} 探索感度 $[T^{-2}]$	1.0×10^{-18}	4.0×10^{-24}	\times 250,000

表 5.2: 真空観測に向けたアップグレード

第6章 まとめ

量子電磁気学やアクシオン理論、ミリチャージド粒子理論など、現代の素粒子理論の多くは磁場中で真空が複屈折性を示すことを予測している。これは真空における電磁場の非線形相互作用であるが、未だ観測されていない。量子電磁気学では仮想粒子対を媒介した電磁場の相互作用の効果で磁場の二乗に比例する複屈折が生じ、その比例係数は $k_{\rm CM} = 4.0 \times 10^{-24} [{\rm T}^{-2}]$ と非常に小さい。また真空複屈折測定値の上限から、アクシオンやミリチャージド粒子の質量および結合定数に制限をつけることができ、特に eV 以下付近の質量領域において、地上実験で最も厳しい制限を与えている。真空の複屈折探索のために、従来の 100 倍の繰り返しレート 0.2 Hz の高速繰り返しパルス磁石と、フィネス 320,000 の Fabry-Pérot 共振器を組み合わせた新たなセットアップを開発した。最大到達磁場は 9.0 T を達成し、Fabry-Pérot 共振器に印加した磁場としては世界最高の値である。

このセットアップを用いてまず、世界で初めて低温における窒素ガスの複屈折比例係数 $\kappa_{CM}(N_2) [T^{-2}Pa^{-1}]$ およびファラデー回転比例係数 $\kappa_{F}(N_2) [T^{-1}Pa^{-1}]$ を測定し、

$$\begin{aligned} \kappa_{\rm CM}({\rm N}_2) &= (-3.1 \pm 0.6) \times 10^{-17} \ [{\rm T}^{-2}{\rm Pa}^{-1}] \\ \kappa_{\rm F}({\rm N}_2) &= (4.5 \pm 0.5) \times 10^{-15} \ [{\rm T}^{-2}{\rm Pa}^{-1}] \end{aligned}$$

を得た。複屈折の大きさ $\kappa_{CM}(N_2)$ は理論式と無矛盾であったが、ファラデー回転の大きさ $\kappa_F(N_2)$ は理論式の外挿値と矛盾する結果を得た。

続いて、同様のセットアップを用いて真空複屈折探索のプロトタイプ測定を行い、

$$k_{\rm CM} = (0.2 \pm 1.4) \times 10^{-18} \, [{\rm T}^{-2}]$$

と、*k*_{CM}の大きさに対して理論値の6桁上の制限をつけた。これにより、質量0.1 eV 付近のミリ チャージド粒子に対して真空複屈折探索実験による世界で初めての制限を得た。さらに今後は既 に完了した Fabry-Pérot 共振器の透過光量およびフィネスのアップグレードと合わせ、パルス磁 石の到達磁場を上げることで、半年間の長期測定により世界で初めての量子電磁気学の真空複屈 折観測が見込める。

以上のように、物性測定から素粒子物理、真空の非線形過程に至る広範な領域を対象としてお り、多種多様な技術が組み合わさった複合的な実験を行った。

付録A Fabry-Pérot共振器

Fabry-Pérot 共振器とは、二枚のミラーを向かい合わせに置いた装置のことである。特定の共 振条件を満たす際にのみミラー間に大量の光が蓄積される。別の見方では、共振状態でミラー間 を光が多数回往復する描像が可能であり、例えばミラー間で磁場を印加した場合、その相互作用 長を反射回数と同じ程度だけ稼ぐことができる。本節では Fabry-Pérot 共振器の原理について詳 しく説明する。

A.1 Fabry-Pérot 共振器の縦モード

Fabry-Pérot 共振器の縦モードとは、二枚の高反射ミラーを向かい合わせに配置したときの共振器長 L と入射光の周波数 ν の間に成り立つ関係式のことである。その概略図を図 A.1 に示す。



図 A.1: FP 共振器の概略図。ミラー二枚が共振器長 *L* だけ離れて向かい合わせに置かれ、その間 を光が何度も反射する。*r* および *t* は電場に対する二枚のミラーの反射率および透過率である。

ここで、二枚の鏡 1、2 は共振器長 *L* だけ離れており、それぞれの鏡が反射率 r^2 、透過率 t^2 、損 失率 p^2 を持ち、 $r^2 + t^2 + p^2 = 1$ を満たすとする。

図 A.1 のように、入射光の振幅を E_0 、反射光の振幅を E_r 、透過光の振幅を E_t とする。 E_r 、

 E_t を、ミラー間を1往復したときに光が獲得する位相 $\phi = \frac{4\pi L\nu}{c}$ を用いて計算すると、

$$E_{r} = E_{0}(-r) + E_{0}t^{2}(re^{i\phi} + r(re^{i\phi})^{2} + r^{2}(re^{i\phi})^{3} +)$$

$$= E_{0}(-r + \frac{t^{2}re^{i\phi}}{1 - r^{2}e^{i\phi}})$$

$$E_{t} = E_{0}t^{2}e^{i\frac{\phi}{2}}(1 + r^{2}e^{i\phi} + (r^{2}e^{i\phi})^{2} + (r^{2}e^{i\phi})^{3} +))$$

$$= E_{0}\frac{t^{2}e^{i\frac{\phi}{2}}}{1 - r^{2}e^{i\phi}}$$
(A.1)

とかける。光の絶対強度 I と電場強度 E は、誘電率 ϵ を用いて $I = \epsilon |E|^2/2$ の関係性で結びつけ られる。 r^2 =99.999%、 t^2 =0.001% としたときの、入射光強度 I_0 に対する透過光強度 I_t および反 射光強度 I_r の比率をそれぞれ $T(\phi)$ 、 $R(\phi)$ とし、Fabry-Pérot 共振器の透過率、反射率と呼ぶ。 Fabry-Pérot 共振器の透過率 $T(\phi)$ の ϕ 依存性を図 A.2 に示す。



図 A.2: Fabry-Pérot 共振器の透過率 $T(\phi)$ の周回獲得位相 ϕ 依存性。 ϕ が 2π の整数倍のときに T が急激に増えることがわかる。

 ϕ が 2π の整数倍のときに T が急激に増える。 ϕ が 2π の整数倍にある状態を共振状態といい、 定性的には、共振状態でのみ光が共振器中に入り込むことができ、その結果透過光が増える。

また、共振を起こすレーザー周波数を共振周波数という。位相差が2πの整数倍という条件から、その周波数は整数mを用いて

$$\nu_n = \frac{c}{2L} \mathbf{m} \tag{A.3}$$

で書かれる。共振器長 *L*を一定とした時、入射光の周波数がいずれかの共振周波数に一致した時に共振が起こる。

共振の櫛の鋭さを表す量として、フィネス F を次のように定義する。

$$F = \frac{\pi\sqrt{r}}{1 - r^2} \tag{A.4}$$

このフィネスが如何にして共振の鋭さと関係づけられるかを見るために、高反射率ミラー $1-r^2 \ll 1$ で構成された Fabry-Pérot 共振器における $\phi \ll 1$ での透過率 $T(\phi)$ の ϕ 依存性を見る。

$$T(\phi) = \frac{t^4}{|1 - r^2 e^{i\phi}|^2} = \frac{t^4}{(1 - r^2)^2 + 4r^2 sin^2(\phi/2)}$$
(A.5)

このとき、透過率の半値全幅を与える ϕ_{FWHM} は、

$$\phi_{\rm FWHM} \simeq \frac{2(1-r^2)}{r} \tag{A.6}$$

で与えられる。この ϕ_{FWHM} を 2π に対して規格化すると、

$$\frac{\phi_{FWHM}}{2\pi} = \frac{(1-r^2)}{\pi r} \simeq \frac{1}{F} \tag{A.7}$$

となる。フィネスの逆数と一致する。つまり、0 から 2π まで取り得る全ての連続的な ϕ に対して、どれだけの領域が共振状態にあるかを示す指標がフィネス F であり、共振の鋭さの指標となる。

たとえば $r^2 = 99.999\%$ のミラーを用いるとフィネス F は F $\simeq 314,000$ になる。このときの共振を起こす周波数の線幅 $\delta\nu$ は、 $\delta\nu = c/2LF$ で書かれ、L=1.4 [m] のとき 350 [Hz] となる。

A.2 Fabry-Pérot 共振器の横モード

前節で述べた光の進行方向に平行な位相差の条件に加え、それに垂直な横モードが正しく満た されている必要がある。通常 Fabry-Pérot 共振器は二枚のミラーに曲率半径 R_1 、 R_2 を持たせて いる。この R_1 、 R_2 の値と二枚のミラーの距離 Lの間には、共振の安定解が存在する条件があり、 その条件は ABCD 行列を用いて導ける [50]。共振器長 Lの共振器に対する曲率半径 R_1 、 R_2 への 要求条件を下に示す。

$$0 \le (1 - \frac{L}{R_1})(1 - \frac{L}{R_2}) \le 1$$
(A.8)

この条件を満たす時、Fabry-Pérot 共振器は横モードの共振条件を満たすという。以下では $R_1 = R_2 = R_{curv}$ の場合のみを考え、その時の横モード共振条件は

$$0 \le \frac{L}{R_{curv}} \le 2 \tag{A.9}$$

で与えれる。

共振器中に蓄えられる光のビームプロファイルは、二枚のミラーの表面においてその曲率半径 R_{curv} と同じ波面を持つガウシアンビームになり、そのビームウェスト ω_c は共振器中心を z=0 と したときに

$$\omega_{\rm c} = \sqrt{\frac{\lambda L}{2\pi} \sqrt{\frac{2R}{L} - 1}} \tag{A.10}$$

で書かれる。ミラー曲率半径 R=2m、共振器長 L = 1.4m のときのビームウェストの位置依存 性を図 A.3 に示す。



図 A.3: Fabry-Pérot 共振器中での TEM00 モードビームウェストの位置依存性。z 軸が共振器軸 方向で、赤線 w(z) が位置 z におけるビームウェストを表す。黒破線はミラー位置を表す。共振器 長 L=1.4m、曲率半径 R=2m での計算結果。

細いパイプの前後にミラーを置いて共振器を組むセットアップにおいては、管によって光が切れる影響が無視できない。パイプが $z = z_0$ まで伸びており、半径 $r = r_0$ 以上の光を遮蔽すると仮定すると、ミラーの間を往復した時の光の透過率 T_{pipe} は

$$T_{\text{pipe}} = \left(\int_{0}^{r_{0}} \frac{4}{w(z_{0})^{2}} r \exp\left(\frac{-2r^{2}}{w(z_{0})^{2}}\right) dr \right)^{2}$$
$$= \left(1 - \exp\left(\frac{-2r_{0}^{2}}{w(z_{0})^{2}}\right) \right)^{2}$$
(A.11)

で書かれる。共振器の周回反射率 R_{cav} は、ミラーの反射率 r² にパイプ透過率 T_{pipe} を掛け合わせ たものとなる。そのため、高反射率のミラーで共振器を組む際はパイプでのロスを考慮しなけれ ば十分に共振せずその性能を発揮できない。

A.3 Pound Drever Hall法

Fabry-Pérot 共振器の共振周半値全幅は $\nu_{FWHM} = c/2LF$ で与えられる。たとえばF=300,000、 L=1.4 [m]の時、 $\nu_{FWHM} = 350$ [Hz] であり、この周波数以外では共振しない。Fabry-Pérot 共振 器の安定した共振を達成するにあたり、光の周波数が共振周波数からずれたときに鋭い誤差信号 を出す仕組みが必要であり、今回 Pound Drever Hall 法 (PDH 法) と呼ばれる制御方法を使用す る [51]。 まず、PDH 法でのセットアップ概略図を図 A.4 に示す。 PDH 法では、共振器入射



図 A.4: PDH 法でのセットアップ概略図

前の光に EOM で位相変調を与える。たとえば周波数 ω_0 の光に周波数 Ω_m の位相変調を与えると

$$E_{\rm in} = E_0 e^{i(\omega_0 t + \beta \sin \Omega_m t)}$$

$$\simeq E_0 e^{i\omega_0 t} \left[J_0(\beta) + J_1(\beta) e^{i\Omega_m t} - J_1(\beta) e^{-i\Omega_m t} \right]$$
(A.12)

となる。この周波数成分をもつ E_{in} が共振器に入射するときを考える。角周波数 $\omega = 2\pi\nu$ の光の 共振器での電場の反射率を $r(\phi) = \left(-r + \frac{t^2 r e^{i\phi}}{1 - r^2 e^{i\phi}}\right)$ と記す (式 (A.1))。このときの共振器からの反 射光の電場を計算するとすると、

$$E_r = r(\omega_0) E_0 J_0(\beta) e^{i\omega_0 t} + r(\omega_0 + \Omega_m) E_0 J_1(\beta) e^{i(\omega_0 + \Omega_m)t} - r(\omega_0 - \Omega_m) E_0 J_1(\beta) e^{i(\omega_0 - \Omega_m)t}$$
(A.13)

と書ける。この電場を Photo Diode で検出し、 $\sin \Omega_m t$ を掛け合わせて平均をとる (in phase) と、

$$V_{PDH} = \langle I_r(t) \sin \Omega_m t \rangle = J_0(\beta) J_1(\beta) E_0^2 \operatorname{Im} \left[r(\omega_0) r^*(\omega_0 + \Omega_m) - r^*(\omega_0) r(\omega_0 - \Omega_m) \right] \quad (A.14)$$

となる。見やすさのため $r^2=99.9\%,\,t^2=0.1\%$ としたときの PDH 信号の ϕ 依存性を図 A.5 に示す。

図 A.5 のように、共振周波数を0とした鋭い誤差信号が得られるため、この信号を feedback 信号として用いることで、共振を維持することが可能となる。



図 A.5: PDH 信号の計算値 (in phase)。 r^2 =99.9%、 t^2 =0.1% として計算した。左図:広域にわたる PDH 信号計算値。共振点と Modulation 周波数のところに信号が立つ様子がわかる。右図:共振点 $\phi = 0$ の近傍の拡大図。

A.4 擾乱に対する応答特性

Fabry-Pérot 共振器は光を長い時間ミラー間に閉じ込める役割を果たので、共振器中から光子 が抜け出すのにも有限の時間がかかる。共振器中にEの蓄積エネルギーがあるとき、その蓄積エ ネルギーの減衰の仕方は光子寿命 $\tau = FL/\pi c$ を用いて

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{E}{\tau} \tag{A.15}$$

で書ける。

この光子寿命によって、、共振器中の電場に A(t) の変化が加わった時に、共振器の外から光を観測 して変化を見ようとした時、観測する信号の時間依存性は A(t) と同じでなく、 $H(\omega) = 1/(1+i\frac{\omega}{\omega_c})$ 、 $\omega_c = \pi c/2FL$ のローパスフィルタがかかる [30]。つまり、観測者にとって、観測するシグナル A'(t) の時間依存性は

$$A'(t) = \frac{1}{2\pi} \int H(\omega) A(\omega) d\omega$$
 (A.16)

となる。F=300,000、L=1.4 [m] のとき光子寿命は τ =0.4 [ms] になる。フィネスの測定において は共振器の共振からの外れ方をみることで光子寿命 τ を測定し、そこからフィネス F を逆算する 手法が用いられる。

また、共振器内部の光に変化が加わった時、その信号も光子寿命の長さ分ローパスがかかり信 号として外に出てくる。たとえば真空複屈折の大きさΨは本来ならば磁場 B² と同じ時間依存性 を持つはずであるが、このローパスフィルタの影響により磁場の波形が鈍った形になる。この影響については第2.4節を参照されたい。

付録 B パルス磁石と駆動用電源

本実験において用いたパルス磁石は [37, 52] において開発されたものである。10 [T] 程度の磁 場を長さ 0.2 [m] にわたり、0.2 [Hz] の高繰り返しで発生させるために開発されたものであり、そ の主な設計と性能をここで述べる。

B.1 パルス磁石

B.1.1 概要

図 B.1.1 にパルス磁石の模式図、図 B.1.1 に実際のコイルの写真および補強され完成したパルス磁石の写真を示す。また、表 B.1 にパルス磁石の設計に用いた値を示す。



図 B.1: パルス磁石の模式図。銅線で出来たシングルレーストラックコイル (銅) の中心を浅い角 度でレーザー光 (紫) が通り、レーザー光とほとんど垂直にパルス磁場 (青) が発生する。

このパルス磁石は断面1 [mm]×3 [mm] の銅線を15 回巻いたものである。レーストラックコイ ルに対しと2.75 度の角度でレーザー光を通すことで、光に対して87.75 度の角度で磁場を印加で きる。ステンレスによって補強することでパルス磁場の電磁応力耐性を上げ、全体を液体窒素に 浸すことで高効率の冷却、そして高繰り返しを達成する。

B.1.2 線材

10 [T] 程度の磁場を高繰り返しで発生するために、本パルス磁石では銅線材を用いている。液体窒素温度におけるそれそれの抵抗率は 2 × 10⁻⁷ [Ω cm] と低く、エネルギー消費が少ないため高



図 B.2: 上図:シングルレーストラックコイルの写真。磁場発生領域は軸方向に 20 [mm] 伸びて おり、中心を浅い角度でレーザー光のためのステンレス管が通る。下図:完成したパルス磁石の 写真。20 分割されたステンレスにより補強され、軸方向の長さは 350 [mm] となる。

表 B.1: パルス磁石の種々のパラメータ一覧

パラメータ名	值
線材	平角銅線 (1 [mm]×3 [mm])
コイル形状	シングルレーストラック
磁場発生領域の長さ	200 [mm]
巻き数	15
パイプ径	$\phi 1/4$ inch (=6.35 [mm]), 厚さ 0.5 [mm]
光の入射角	2.75°
全長	$\sim 350 \text{ [mm]}$
重量	16 [kg]
抵抗	$9 \ [m\Omega] \ @ DC$
	$23~[\mathrm{m}\Omega] @~750~\mathrm{Hz}$
コイルインダクタンス	40 [µH] @ 750 Hz

繰り返しの磁場発生に適している。絶縁のためにカプトンで被覆された断面 1 [mm]×3 [mm] の 平角銅線をレーザー光が通る外径 ϕ 6.35、内径 ϕ 5.35 のステンレス管のまわりに 15 ターン巻くこ とで磁場発生のコイルとなる。

B.1.3 パルス電流波形について

大容量のコンデンサに高電圧を充電しサイリスタスイッチを用いてレーストラックコイルに接続することでパルス電流を発生させる。その等価回路を図 B.3 に示す。



図 B.3: パルス磁石駆動の等価回路。大容量のコンデンサに高電圧で電荷をため、スイッチを切 り替えることで瞬間的にパルス磁石に大電流を流す。

今回、表皮効果により 750 [Hz] における抵抗値が 23 [mΩ]、インダクタンスが 40 [µH] である ため、直列インピーダンスはインダクタンス成分に支配される。以下ではジュール熱を扱う時を 除きコイルの抵抗成分 *R* は無視する。

コンデンサの容量をC、のインダクタンスをL、コンデンサへの充電電圧をV(t)、流れる電流 をI(t)とし、初期充電電圧を V_0 とすると、その解は

$$V(t) = V_0 \cos\left(\frac{t}{\sqrt{LC}}\right) \tag{B.1}$$

$$I(t) = V_0 \sqrt{\frac{C}{L}} \sin\left(\frac{t}{\sqrt{LC}}\right) \tag{B.2}$$

となる。本実験で用いるスイッチは片方向のみに電流を流すサイリスタスイッチであるため、 電流は sin 波形の最初の一山で終わる。パルス幅は $\pi\sqrt{LC}$ で決まる。例としてコイルのインダク タンスは $L = 40 \ [\mu H]$ に対し、 $C = 1.5 \ [mF]$ のとき計算されるパルス幅は 0.8 [ms] であり、同条 件で測定された電流波形を図 B.4 に示す。

B.1.4 磁場分布と発生効率

光が通る管内における磁場の発生効率とその位置依存性について述べる。電流 I [kA] 流したと きに磁場 B [T] が発生するとき、それらの関係は非破壊のパルス磁石においては比例関係にあり、 比例係数 k = B/I [T/kA] を磁場発生効率と呼び、この比例係数 k を用いて議論する。



図 B.4: パルス電流の測定例。 $L = 40 \ [\mu H]$ のコイルに対して $C = 1.5 \ [mF]$ のコンデンサで駆動 した。 $\pi\sqrt{LC}$ から計算されるパルス幅は 0.8 [ms] で、測定とよく合っている。

小型のピックアップコイルをレーザー光の通る管に挿入し、その挿入深さを変えて磁場を発生 させることで、発生磁場効率軸方向の位置依存性を測定した。その結果および、ANSYSを用い た有限要素法によるシミュレーションとの比較結果を図 B.5 に示す。



図 B.5: 黒:磁石管内の磁場発生効率の位置依存性。赤:ANSYSを用いた有限要素法でのシミュレーション結果。長さ 20 [cm]の広い領域に渡って、磁場が効率よく発生している。
B.1.5 ステンレスによる補強

10 [T] 磁場が発生した際、マクスウェルの電磁応力によりステンレスの管内には 40 [MPa] の圧 力が発生する。管の全域に渡って積分すると 40 [kN] の力となり、この力により磁石が破壊され ないようステンレスの補強で補う。一体のステンレスによる補強では、力がステンレスの曲部に 集中してしまうだけでなく、渦電流の発生によって磁場の発生効率が下がってしまうため、補強 を 20 分割している。コイルの片面のみ補強した磁石の写真を図 B.6 に示す。



図 B.6: ステンレスによりコイルの片側のみを補強した様子。さらに反対側からステンレスのブ ロックで押さえ込み、M20の直棒4本で長辺方向を補強し完成する。

B.1.6 冷却効率

パルス磁場を発生させるとコイルの抵抗成分により必ずジュール熱が発生する。例えば抵抗値 20 [mΩ] のコイルに 15 [kA] の電流が 1 [ms] 流れた場合、4500 [J] のジュール熱が発生する。繰り 返し運転を 0.2Hz で行おうとすると 900W の発熱に相当し、コイルの温度上昇による抵抗成分の さらなる増加を起こしてしまう。

これを冷却するために、パルス磁石は液体窒素に浸して駆動する。そのとき、パルス電流発生 前後のコンデンサに蓄えられるエネルギーの差 $CV_0^2/2 - CV_1^2/2$ からジュール発熱が測定できる。 C=1.5 [mF]、V=4.0 [kV]、繰り返し 0.12 [Hz] で駆動した際の測定結果を図 B.7 に示す。

B.1.7 漏れ磁場

発生した磁場は管内だけでなく周りにも広がる。ダイポール輻射型の磁場分布であるため、遠 方では距離の3乗に比例して弱まることが予想される。図 B.8 に漏れ磁場の ANSYS によるシミュ レーション結果と実測値を示す。



図 B.7: 繰り返し運転時のジュール発熱の時間変化。黒:コンデンサ充電電圧差からの実測。赤: $p0 + p1 \times \exp(t/p2)$ によるフィッティング結果



図 B.8: 漏れ磁場のシミュレーションおよび測定結果。磁石の中心から3軸方向に離れたときの漏 れ磁場の絶対値を測定した。点:測定結果。線:ANSYS シミュレーションによる計算結果。

B.2 駆動用電源

高繰り返しでパルス磁石を駆動するための小型電源も合わせて自作された。容量 1.5 [mF] また は 3.0 [mF] のコンデンサバンクとそれを制御する部分からなる。

B.2.1 概要

図 B.9 に駆動用電源の写真、図 B.10 にコンデンサバンク内部の写真を示す。





図 B.10: コンデンサバンクの内部の写真。 C=0.25 [mF] のコンデンサが3つ写っており、こ れが4箱分で合計12個、3.0 [mF] の静電容量を 持つ。

図 B.9: パルス磁石駆動用電源の写真。昇圧や充 放電のスイッチングを行う制御ユニットと、放電 用の電荷を貯めるコンデンサバンクからなる。

幅1 [m]×奥行き1.5 [m]×高さ2 [m] の制御ユニットと、幅2 [m]×奥行き2 [m]×高さ1 [m] の コンデンサバンクからなる。駆動用電源の回路図を図 B.11 に示す。

200 [V]、100 [A] の AC 電源から 4.5 [kV] まで昇圧、30 [kJ] までコンデンサに充電し、パルス 磁石に流すことができる。可搬システムとなっており、2015 年には SPring-8 と組み合わせた実 験も行われた [53]。この回路図の中の略語と性能を表 B.2 にまとめる。

これによる運転の様子については次項で詳しく述べる。

表 B.2: 駆動用電源に使用される部品の名称と役割一覧

略語	名称	型番、性能
CB	Circuit Breaker	AC200 [V] に対する 75 [A] ブレーカー
MC	Mechanical Contactor	電磁接触器。制御ユニットを駆動する時のみ接続し電源供給する。
TH	Thermal Fuse	温度ヒューズ。過熱があったときに遮断し回路を保護する。
SL	Slidac	ボルトスライダー。充電電圧を調整する。
TR	Transformer	20 [kVA]、35 倍昇圧ボルトスライダー。最大で AC200 [V] を 7000 [V] まで昇圧できる。
DB	Diode Bridge	AC電圧の極性を正極性に揃える。
R_{CH}	初期充電用抵抗	初期充電用の抵抗。初期充電では大きな電流が流れるため、抵抗値が大きい
\mathbf{R}_{CL}	繰り返し充電用抵抗	繰り返し運転時の充電用の抵抗。繰り返し運転では継続的に発熱が 起こるため、抵抗値の小さく耐熱性の良いものを使用。
$\mathbf{R}\mathbf{R}$	Resistance Relay	初期充電用抵抗および繰り返し充電用抵抗の切り替えを行う。
CR	Capacitance Relay	コンデンサバンクへの充電を行うためのリレー。これが接続された 時のみコンデンサバンクに電荷が蓄えられる。
С	コンデンサバンク	C=0.25 [mF] のコンデンサ 12 個よりなるコンデンサバンク。本論
		文では C=1.5 [mF] および C=3.0 [mF] で運転した。
R_{m1}	充電電圧測定用抵抗 (高)	コンデンサバンクへの充電電圧測定用の 20 [MΩ] 抵抗。充電電圧測
		定用抵抗 (低) と合わせてコンデンサバンクの電圧を 1/1000 に分圧
		して Digital Meter Relay で測定 · 制御する。
R_{m2}	充電電圧測定用抵抗 (低)	コンデンサバンクへの充電電圧測定用の 20 [kΩ] 抵抗。充電電圧測
		定用抵抗 (高) と合わせてコンデンサバンクの電圧を 1/1000 に分圧
		して Digital Meter Relay で測定 · 制御する。
DMR	Digital Meter Relay	1/1000 に分圧された電圧を読み出す。また、HH、HI、LO、LL 電
		圧を設定し、充電電圧と設定値を比較判定をして結果を出力できる。
		たとえば本実験では、充電電圧が HI より高いと充電リレーの接続
		を切る信号を出力するよう設定しており、この設定値を変えること
		でコンデンサバンクへの充電電圧を制御できる。
\mathbf{ER}	接地用リレー	コンデンサバンクの充電電荷を徐々に放電するためのリレー。R _e と
-		直列接続し、緩やかな放電を行う。
R_e	接地用抵抗	500 [Ω] の抵抗で、ER が接続された際にコンテンサバンクの允電電
COD		何を徐々に放電する。
SCR_1	Thyristor 1	順万回サイリスタ。付録B2.2節を参照
SCR_2	Thyristor 2	迎方回サイリスタ。付蘇B2.2即を参照
$ m R_t$	反 射防止抵抗	19 [12] の反射防止抵抗。反射防止コンテンサと国列に繋ぎ、高周波
		において低インヒータンスを形成することでパルス磁石に局周波の
C	日日時にし、シンシン	電流が流れるのを防く。 10「 PL の F 毎時 はっ、 ご、 は、 F 毎時 は 好た し またに 熱 ジー 言思
C_{t}	以射防止コンテンサ	19 [µF] の反射防止コンテンザ。反射防止抵抗と恒列に緊ぎ、局周 速において低くいた。ガンスな形式ナスストでポリス放下に言思せ
		彼において低インヒータンスを形成することでパルス磁石に局周波 の重法が知れてのたけが
		の电流が流れるのを防く。



図 B.11: パルス磁石駆動用電源の回路図。略語については表 B.2 にまとめる。

B.2.2 運転の様子について

逆並列のサイリスタによる運転についてここで解説する。付録 B.1.3 も適宜参照されたい。運転のサイクルを図 B.12 に示し、それを以下で説明する。



図 B.12: 逆並列サイリスタによるコンデンサバンク充放電のサイクル。1から3までのプロセス を繰り返して連続運転を行う。赤線は電流の流れを表し、赤い SCR は接続された状態を表す。

1. 昇圧 · 制御ユニットから電圧 V₀まで充電される。

2. 順方向サイリスタのみを駆動させると、付録 B.1.3 と等価回路になり、式 (B.2) に従って時

間発展する。 $t_1 = \pi \sqrt{LC}$ 経った後の電圧および電流は

$$V(t_1) = -V_0 \tag{B.3}$$

$$I(t_1) = 0 \tag{B.4}$$

となる。実際には抵抗成分によるジュール発熱があるため、逆充電される電圧は V₀ から ジュール熱分のエネルシー損失を引きいた分となり、V₁ と記す。これはコンデンサバンク に初期電圧 –V₁ の電圧が逆充電された状況である。

3. 逆方向サイリスタのみを駆動させると、式 (B.2) において V_0 を $-V_1$ に置き換えた式に従い時間発展する。さらに $t_1 = \pi \sqrt{LC}$ 経った後の電圧および電流は

$$V(2t_1) = V_2 \tag{B.5}$$

$$I(2t_1) = 0 \tag{B.6}$$

となる。これは初期充電と同じ符号の電圧 V₂が再充電されていることを表し、再度 1. の過程に戻り、昇圧 · 制御ユニットから電圧 V₀ まで再充電される。

この繰り返しにより同じ電圧でパルス磁石を高速駆動することが可能となる。実際に駆動して いるときの電圧変化の様子は、図 3.29 を参照されたい。これにより、繰り返しレート 0.2 [Hz] を 達成した。従来のパルス磁石の繰り返しが高々0.002 [Hz] 程度であったことを考えると、およそ 100 倍の高速化を達成したことになる。これにより統計量の取得レートが大幅に向上する。

付録C 電気回路図

本実験においては、不要なループの削減、ノイズの提言、そして実験の展開速度を上げるために多くの電気回路を自作した。ここではそのいくつかをまとめて紹介する。

C.1 Photo Detector

光を検出するための Photo Detector は、Photo Diode、OPamp と回路素子を用意しそれを半 田付けすることで自作した。グラウンドループの解消、一点グラウンド等に気をつけ製作したも のを以下にまとめる。

$I_t \mathbf{\Pi} \mathbf{Photo Detector}$

 I_t 用 Photo Detector は 0.1mW 程度の光を帯域 10kHz 以上で測定し透過光の時間構造を見るための回路である。



図 C.1: *I*t用 Photo Detector の回路図

I_e **用** Photo Detector

 I_e 用 Photo Detector は 0.1uW 程度の光を帯域 10kHz 以上で測定し透過光の偏光回転構造 を見るための回路である。



図 C.2: Ie 用 Photo Detector の回路図

$I_r \mathbf{\Pi}$ Photo Detector

*I_r*用 Photo Detector は 10mW 程度の光を帯域 10MHz 以上で測定し反射光から 4.5MHz の サイドバンド構造を見て PDH 制御を行うための回路である。



図 C.3: I_r用 Photo Detector の回路図

C.2 PDH 制御用回路

PDH 制御のために幾つか回路を自作した。それを以下に紹介する。

AC·DC 分離回路

AC·DC 分離回路は *I_r* 用 Photo Detector からの信号の AC 成分を抜き出し、Double Balanced Mixer に S/N 良く入れるための回路である。High Pass フィルタを含むバッファ回路と、帯 域 3MHz のバッファ回路からなる。



図 C.4: AC·DC 分離回路の回路図

1/10 倍バッファ回路

1/10 倍バッファ回路は Function Generator からの 4.5MHz にを 1/10 倍し、slew rate に引っ かからない低電圧にした上でオールパス Phase Shifter に入れるための回路である。



図 C.5: 1/10 倍バッファ回路の回路図

オールパス Phase Shifter

オールパス Phase Shifter は 1/10 倍バッファ回路からの 4.5MHz の sin 波の信号の位相およ びゲインを調整し、Double Balanced Mixer に入れるための回路である。

ループゲイン調整回路

ループゲイン調整回路は Double Balanced Mixer 後に挿入して、PDH 制御のオープンルー プを調整するための回路であり、低周波でのゲインを上げる積分回路と高周波での位相余裕 を調整する微分回路からなる。



図 C.6: オールパス Phase Shifter の回路図



図 C.7: ループゲイン調整回路の回路図

C.3 オートロック用回路

オートロックではデジタル処理が行われることが多いが、今回はすべてアナログ回路で自作した。

Cavity Resonance Finder

Cavity Resonance Finder は透過光の情報から共振が起きているかどうかを判断し、それを TTL 信号で出す回路である。



図 C.8: Cavity Resonance Finder の回路図

Feedback controller

Feedback Controller は TTL 信号で0が入力されているときは三角波信号を Feedback 信号 に乗せることで共振周波数を掃引探索し、1が入力されたときは掃引を停止し、Feedback 制 御を行うための回路である。



図 C.9: Feedback Controller の回路図

関連図書

- O. Halpern. Scattering processes produced by electrons in negative energy states. *Phys. Rev.*, 44:855–856, Nov 1933.
- B. De Tollis. Dispersive approach to photon-photon scattering. Il Nuovo Cimento (1955-1965), 32(3):757-768, 1964.
- [3] B. De Tollis. The scattering of photons by photons. Il Nuovo Cimento (1955-1965), 35(4):1182-1193, 1965.
- [4] Z. Bialynicka-Birula and I. Bialynicki-Birula. Nonlinear effects in quantum electrodynamics. photon propagation and photon splitting in an external field. *Phys. Rev. D*, 2:2341– 2345, Nov 1970.
- [5] V. I. Ritus. The Lagrange Function of an Intensive Electromagnetic Field and Quantum Electrodynamics at Small Distances. Sov. Phys. JETP, 42:774, 1975. [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.69,1517(1975)].
- [6] R. P. Mignani, V. Testa, D. González Caniulef, R. Taverna, R. Turolla, S. Zane, and K. Wu. Evidence for vacuum birefringence from the first optical-polarimetry measurement of the isolated neutron star rx j1856.5 - 3754. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 465(1):492, 2016.
- [7] The ATLAS collaboration. Light-by-light scattering in ultra-peripheral Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV with the ATLAS detector at the LHC. 2016.
- [8] Georg Raffelt and Leo Stodolsky. Mixing of the photon with low-mass particles. Phys. Rev. D, 37:1237–1249, Mar 1988.
- [9] Markus Ahlers, Holger Gies, Joerg Jaeckel, and Andreas Ringwald. Particle interpretation of the pvlas data: Neutral versus charged particles. *Phys. Rev. D*, 75:035011, Feb 2007.
- [10] Rouven Essig et al. Working Group Report: New Light Weakly Coupled Particles. In Proceedings, Community Summer Study 2013: Snowmass on the Mississippi (CSS2013): Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013, 2013.
- [11] L. Maiani, R. Petronzio, and E. Zavattini. Effects of nearly massless, spin-zero particles on light propagation in a magnetic field. *Physics Letters B*, 175(3):359 – 363, 1986.

- [12] H. Primakoff. Photo-production of neutral mesons in nuclear electric fields and the mean life of the neutral meson. *Phys. Rev.*, 81:899–899, Mar 1951.
- [13] R. D. Peccei and Helen R. Quinn. CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Phys. Rev. Lett.*, 38:1440–1443, Jun 1977.
- [14] Steven Weinberg. A new light boson? Phys. Rev. Lett., 40:223–226, Jan 1978.
- [15] F. Wilczek. Problem of strong p and t invariance in the presence of instantons. Phys. Rev. Lett., 40:279–282, Jan 1978.
- [16] Laura Covi, Jihn E. Kim, and Leszek Roszkowski. Axinos as cold dark matter. Phys. Rev. Lett., 82:4180–4183, May 1999.
- [17] Peter Svrcek and Edward Witten. Axions in string theory. *Journal of High Energy Physics*, 2006(06):051, 2006.
- [18] Michele Cicoli, Mark D. Goodsell, and Andreas Ringwald. The type iib string axiverse and its low-energy phenomenology. *Journal of High Energy Physics*, 2012(10):146, 2012.
- [19] L. B. Okun. The limits of electrodynamics Paraphotons. Zhurnal Eksperimentalnoi i Teoreticheskoi Fiziki, 83:892–898, September 1982.
- [20] Klaus Ehret, Maik Frede, Samvel Ghazaryan, Matthias Hildebrandt, Ernst-Axel Knabbe, Dietmar Kracht, Axel Lindner, Jenny List, Tobias Meier, Niels Meyer, Dieter Notz, Javier Redondo, Andreas Ringwald, Günter Wiedemann, and Benno Willke. New {ALPS} results on hidden-sector lightweights. *Physics Letters B*, 689(4–5):149 – 155, 2010.
- [21] R. Ballou, G. Deferne, M. Finger, M. Finger, L. Flekova, J. Hosek, S. Kunc, K. Macuchova, K. A. Meissner, P. Pugnat, M. Schott, A. Siemko, M. Slunecka, M. Sulc, C. Weinsheimer, and J. Zicha. New exclusion limits on scalar and pseudoscalar axionlike particles from light shining through a wall. *Phys. Rev. D*, 92:092002, Nov 2015.
- [22] F. Della Valle et al. The pvlas experiment: measuring vacuum magnetic birefringence and dichroism with a birefringent fabry-perot. Eur. Phys. J. C, 76(2), 2016.
- [23] Sacha Davidson, Steen Hannestad, and Georg Raffelt. Updated bounds on milli-charged particles. Journal of High Energy Physics, 2000(05):003, 2000.
- [24] Eduard Massó and Javier Redondo. Compatibility of cast search with axionlike interpretation of pvlas results. *Phys. Rev. Lett.*, 97:151802, Oct 2006.
- [25] Agathe Cadène, Paul Berceau, Mathilde Fouché, Rémy Battesti, and Carlo Rizzo. Vacuum magnetic linear birefringence using pulsed fields: status of the bmv experiment. The European Physical Journal D, 68(1):16, 2014.
- [26] Fowles G. Introduction to modern optics (2nd ed.). page 35, 1989.

- [27] A. M. De Riva, G. Zavattini, S. Marigo, C. Rizzo, G. Ruoso, G. Carugno, R. Onofrio, S. Carusotto, M. Papa, F. Perrone, E. Polacco, G. Cantatore, F. Della Valle, P. Micossi, E. Milotti, P. Pace, and E. Zavattini. Very high q frequency - locked fabry-perot cavity. *Review of Scientific Instruments*, 67(8):2680–2684, 1996.
- [28] F. Bielsa, A. Dupays, M. Fouché, R. Battesti, C. Robilliard, and C. Rizzo. Birefringence of interferential mirrors at normal incidence. *Applied Physics B*, 97(2):457, 2009.
- [29] Y. Sakai K. Kindo. Development of high-field magnet by use of cu-ag wire. 昭和電線レビュー, 59(1):7, 2012.
- [30] P. Berceau, M. Fouché, R. Battesti, F. Bielsa, J. Mauchain, and C. Rizzo. Dynamical behaviour of birefringent fabry-perot cavities. *Applied Physics B*, 100(4):803–809, 2010.
- [31] Coherent. Ultra-narrow linewidth cw dpss laser. https://www.coherent.com/lasers/laser/diodepumped-solid-state-lasers/continuous-wave-cw/mephisto-lasers/mephisto-mephisto-s.
- [32] Dan Jonsson, Patrick Norman, Hans Ågren, Antonio Rizzo, Sonia Coriani, and Kenneth Ruud. The cotton-mouton effect of gaseous co2, n2o, ocs, and cs2. a cubic response multiconfigurational self-consistent field study. *The Journal of Chemical Physics*, 114(19):8372– 8381, 2001.
- [33] Carlo Rizzo, Antonio Rizzo, and David M. Bishop. The cotton-mouton effect in gases: Experiment and theory. *International Reviews in Physical Chemistry*, 16(1):81–111, 1997.
- [34] A. Cadène, D. Sordes, P. Berceau, M. Fouché, R. Battesti, and C. Rizzo. Faraday and cotton-mouton effects of helium at $\lambda = 1064$ nm. *Phys. Rev. A*, 88:043815, Oct 2013.
- [35] M. Bregant, G. Cantatore, S. Carusotto, R. Cimino, F. Della Valle, G. Di Domenico, U. Gastaldi, M. Karuza, V. Lozza, E. Milotti, E. Polacco, G. Raiteri, G. Ruoso, E. Zavattini, and G. Zavattini. New precise measurement of the cotton-mouton effect in helium. *Chemical Physics Letters*, 471(4–6):322 – 325, 2009.
- [36] F. Della Valle, A. Ejlli, U. Gastaldi, G. Messineo, E. Milotti, R. Pengo, L. Piemontese, G. Ruoso, and G. Zavattini. Measurement of the cotton mouton effect of water vapour. *Chemical Physics Letters*, 592:288 – 291, 2014.
- [37] T. Inada. Search for axion-like particles using strong pulsed magnets at spring-8. Ph D thesis, the University of Tokyo, 2016.
- [38] M Bregant, G Cantatore, S Carusotto, R Cimino, F Della Valle, G Di Domenico, U Gastaldi, M Karuza, E Milotti, E Polacco, G Ruoso, E Zavattini, and G Zavattini. Measurement of the cotton-mouton effect in krypton and xenon at 1064 nm with the {PVLAS} apparatus. *Chemical Physics Letters*, 392(1-3):276 – 280, 2004.

- [39] Hsien-Hao Mei, Wei-Tou Ni, Sheng-Jui Chen, and Sheau shi Pan. Measurement of the cotton-mouton effect in nitrogen, oxygen, carbon dioxide, argon, and krypton with the q amp; a apparatus. *Chemical Physics Letters*, 471(4–6):216 – 221, 2009.
- [40] P. Berceau, M. Fouché, R. Battesti, and C. Rizzo. Magnetic linear birefringence measurements using pulsed fields. *Phys. Rev. A*, 85:013837, Jan 2012.
- [41] Michal Jaszunski, Poul Jørgensen, Antonio Rizzo, Kenneth Ruud, and Trygve Helgaker. Mcscf calculations of verdet constants. *Chemical Physics Letters*, 222(3):263 – 266, 1994.
- [42] Y. I'Haya. Magneto-optical rotation in molecules. iv. the verdet constant for the nitrogen molecule. International Journal of Quantum Chemistry, 1(5):693–698, 1967.
- [43] L. R. Ingersoll and D. H. Liebenberg. Faraday effect in gases and vapors. ii*. J. Opt. Soc. Am., 46(7):538–542, Jul 1956.
- [44] R. Cameron, G. Cantatore, A. C. Melissinos, G. Ruoso, Y. Semertzidis, H. J. Halama, D. M. Lazarus, A. G. Prodell, F. Nezrick, C. Rizzo, and E. Zavattini. Search for nearly massless, weakly coupled particles by optical techniques. *Phys. Rev. D*, 47:3707–3725, May 1993.
- [45] E. Zavattini, G. Zavattini, G. Ruoso, G. Raiteri, E. Polacco, E. Milotti, V. Lozza, M. Karuza, U. Gastaldi, G. Di Domenico, F. Della Valle, R. Cimino, S. Carusotto, G. Cantatore, and M. Bregant. New pvlas results and limits on magnetically induced optical rotation and ellipticity in vacuum. *Phys. Rev. D*, 77:032006, Feb 2008.
- [46] F Della Valle, U Gastaldi, G Messineo, E Milotti, R Pengo, L Piemontese, G Ruoso, and G Zavattini. Measurements of vacuum magnetic birefringence using permanent dipole magnets: the pvlas experiment. New Journal of Physics, 15(5):053026, 2013.
- [47] F. Della Valle, E. Milotti, A. Ejlli, G. Messineo, L. Piemontese, G. Zavattini, U. Gastaldi, R. Pengo, and G. Ruoso. First results from the new PVLAS apparatus: A new limit on vacuum magnetic birefringence. *Phys. Rev.*, D90(9):092003, 2014.
- [48] Y. Sakai et. al. 昭和電線レビュー, 44(2):93, 1994.
- [49] Y. Sakai et. al. 昭和電線レビュー, 48(2):140, 1998.
- [50] Amnon Yariv. Quantum electronics 3rd ed. John Wiley Sons, 1989.
- [51] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Applied Physics B*, 31(2):97–105, 1983.
- [52] T. Yamazaki, T. Inada, T. Namba, S. Asai, T. Kobayashi, A. Matsuo, K. Kindo, and H. Nojiri. Repeating pulsed magnet system for axion-like particle searches and vacuum

birefringence experiments. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 833:122 – 126, 2016.

[53] T. Inada et al. Search for Two-Photon Interaction with Axionlike Particles Using High-Repetition Pulsed Magnets and Synchrotron X Rays. 2016.