

博士論文

量子通信・量子インターネットに向けた
2光子源の研究

Two-photon source toward quantum communication and quantum internet

横浜国立大学大学院
理工学府

新関 和哉

(Kazuya Niizeki)

2022 年 3 月

Abbreviations

| Abbreviation | Long form | 日本語 |
|--------------|--|--------------------|
| SPDC | Spontaneous Parametric Down Conversion | 自発的パラメトリック下方変換 |
| SFG | Sum-Frequency Generation | 和周波発生 |
| SHG | Second-Harmonic Generation | 2 次高調波発生 |
| PPLN | Periodically Poled Lithium Niobate | 周期分極反転ニオブ酸リチウム |
| WG | Waveguide | 導波路 |
| AFC | Atomic Frequency Comb | 原子周波数コム(量子メモリ) |
| SNR | Signal to Noise Ratio | 信号対雑音比 |
| QKD | Quantum Key Distribution | 量子鍵配送 |
| FSR | Free Spectral Range | 自由スペクトル範囲(共振周波数間隔) |
| FWHM | Full-Width at Half Maximum | 半値全幅 |
| EOM | Electro-Optic modulator | 電気光学変調器 |
| HWP | Half-Wave Plate | 半波長板 |
| SSPD | Superconducting Single Photon Detector | 超伝導単一光子検出器 |

目次

| | |
|---|----|
| 第 1 章 序章..... | 5 |
| 1.1 古典通信と量子通信..... | 5 |
| 1.2 量子中継..... | 7 |
| 1.3 本研究の意義..... | 9 |
| 第 2 章 理論背景 | 12 |
| 2.1 量子情報科学..... | 12 |
| 2.1.1 光子 | 12 |
| 2.1.2 量子状態 | 14 |
| 2.1.3 量子もつれ..... | 17 |
| 2.1.4 量子状態トモグラフィー..... | 19 |
| 2.2 量子光源..... | 23 |
| 2.2.1 ガウシアンビーム..... | 23 |
| 2.2.2 光線行列 | 28 |
| 2.2.3 光共振器 | 32 |
| 2.2.4 自己無撞着法..... | 37 |
| 2.2.5 自発的パラメトリック下方変換..... | 39 |
| 2.2.6 共振器増強 SPDC | 43 |
| 2.2.7 2 光子もつれ生成 | 48 |
| 2.2.8 量子波長変換..... | 50 |
| 第 3 章 通信波長狭線幅 2 光子源..... | 51 |
| 3.1 概要 | 51 |
| 3.2 実験 | 52 |
| 3.2.1 実験系..... | 52 |
| 3.2.2 光学系アラインメント | 54 |
| 3.2.3 共振器ロック | 56 |
| 3.3 結果および考察..... | 57 |
| 3.3.1 共振器反射光による損失の見積もり | 57 |
| 3.3.2 エラー信号と共振器ロック | 60 |
| 3.3.3 出力光空間モード..... | 62 |
| 3.3.4 相互相関 | 63 |
| 3.3.5 量子状態トモグラフィー..... | 66 |
| 3.3.6 Bell 状態の生成..... | 70 |
| 3.3.7 先行研究との比較..... | 75 |
| 第 4 章 実地量子通信に向けた 2 光子の波長変換と 長距離光ファイバ伝送..... | 76 |

| | |
|--|-----|
| 4.1 概要 | 76 |
| 4.2 実験 | 77 |
| 4.2.1 実験系 | 77 |
| 4.2.2 波長変換結晶 | 79 |
| 4.3 結果および考察 | 80 |
| 4.3.1 S/N: 3793386, G4WG2 の波長変換効率とノイズカウント数 | 80 |
| 4.3.2 2 光子波長変換と SFG 強度依存性 | 82 |
| 4.3.3 波長変換前後の SNR 比較 | 84 |
| 4.3.4 10 km 光ファイバ伝送前後の波長変換 2 光子相関 | 86 |
| 第 5 章 2 光子源のレート増強 | 87 |
| 5.1 概要 | 87 |
| 5.2 理論および実験 | 88 |
| 5.2.1 共振器出力レートについて | 88 |
| 5.2.2 実験系 | 89 |
| 5.3 結果および考察 | 90 |
| 5.3.1 通信波長における比較 | 90 |
| 5.3.2 波長変換後における比較 | 92 |
| 5.3.3 SPDC ポンプ光強度に対する g_{20} の変遷 | 94 |
| 第 6 章 総括 | 95 |
| 第 7 章 謝辞 | 96 |
| 第 8 章 参考文献 | 97 |
| Appendix A Atomic Frequency Comb 量子メモリ | 108 |
| A.1 Rare-earth ion doped solid | 108 |
| A.2 各寿命とホールバーニング効果 | 109 |
| A.3 AFC technique | 111 |
| A.4 AFC 性能の向上 | 113 |
| Appendix B 波長変換効率の改善 | 115 |
| Appendix C 光ファイバ伝送に伴うパルス広がり | 116 |
| Appendix D パルス広がりと共振器ロック点 | 117 |
| 研究業績 | 120 |

第1章

序章

本章では目的としている量子通信について、現状と背景、それから本研究の意義を記述する。

1.1 古典通信と量子通信

人間は社会的動物であり、社会を形成するためには相互作用が必要である。その手段としては、物理学で言うところの 4 つの基本相互作用ではなく、コミュニケーションがベースとなっている。コミュニケーションには様々な種類があり、身振り手振りといった運動、手紙や狼煙のような視覚への表現、声や音を立てることによる聴覚への表現などが該当する。これらは社会の発展に伴って、例えば言語が確立すれば声を使い、道が整備されれば手紙を送り、振動や電磁波への理解が進めば電話やラジオといった具合に、新しい手段・技術を用いることで通信という形に進化を遂げてきた。現在に至る我々の生活では、情報理論の著しい発展[1]やデジタルへの理解(高い信号対雑音比、演算や誤り検出/訂正の可能性)だけでなく、1960 年代のレーザー[2]や発光ダイオード(LED)[3]、光ファイバ[4]を例とする研究の恩恵も賜り、光を用いた高速長距離通信が主流となっている。通信技術とは人類の発展そのものである。

近年開発が盛んな通信技術として量子通信が挙げられる。量子通信は量子性とりわけ不確定性原理や量子重ね合わせの原理、量子デコヒーレンス等を利用した通信であり、前段のような通信はこれらを使っていないという観点で古典通信と呼ばれ区別化されている。量子通信との大きな相違点はセキュリティにある。通信では送信者側で「鍵」となる数列を使って文書を暗号化し、受信者側で「鍵」を使って復号化することで第三者からの盗聴対策を施す必要があるが、鍵の共有方法に大きな相違点がある：

- 古典通信では公開鍵暗号法(RSA 暗号[5]など)を用いる。この方式は素因数分解に膨大な時間がかかるという計算量的安全性に基づいているため、盗聴者が通信された暗号文と公開鍵を保存しておくことで、時間さえかければ解読可能という状況を作り出せる。現実的な時間で解読できるほどの高速演算を用いれば暗号を無力化可能[6]であり、そのような高速演算には量子コンピュータ[7]の超並列計算などが候補に挙がる。計算力に依存しない安全性(情報論的安全性)を実現するためには共通鍵暗号法によるワンタイムパッドが必要[8]だが、古典通信では痕跡を残さないコピーが可能であり、その場合第三者にも鍵が共有されてしまうため安全とは言い切れない。
- 量子通信は共通鍵暗号法における、遠隔地における共通鍵の共有に利用できる。その用途は量子鍵配送(Quantum Key Distribution, QKD)と呼ばれ、光エネルギーの最小単位である光子の量子状態を”1,0”に対応させ鍵として用いる。量子状態を測定する際に”1,0”だけでなく”直線偏光, 円偏光”という測定基底も選択しなければならないという原理の下で安全な通信を行うのが BB84 という QKD プロトコル[9]であり、そこから多くの QKD プロトコル(E91 [10], B92 [11], BBM92 [12], DPS [13], MDI [14] など[15]-[17]) が派生してきた。これらは観測により量子状態が射影されるために第三者の盗聴を検出できるという基本原理は変わらないものの、情報のキャリア(単一光子や量子もつれ、ウィークコヒーレントパルス)や測定の方式が異なっている。また、乱数列としての”1,0”を確定させるためには、古典通信による測定基底の通知や誤り検出/訂正が必要である。

量子通信では光子を情報のキャリアとする以上、伝送路中での光損失(通信波長でも 0.2 dB/km)が非常に大きな制限となっており、ファイバ量子通信では現状 605 km [18]しか実現されていない。ファイバに限らない場合では人工衛星量子通信の例があり、約 7600 km (中国 - オーストリア間)での通信[19]や、総計約 4600 km の **trusted relay** を含めたネットワーク[20]が報告されている。長距離化の観点では衛星型の方が確かに優れているとは言えるが天候や時間、人工衛星の位置などに大きな制約を受けるという難点も存在する。現在の古典通信ネットワークのような著しい普及に向けては、いつでもどこでもアクセスが可能という「フレキシビリティ」が必要であり、現在世界中に張り巡らされている光ファイバを用いた通信の実現が必要である。

1.2 量子中継

光ファイバ長に対し指数関数的に光が減衰することがファイバ量子通信における最大の課題である。具体的には 100 km のファイバに対し 10^{-2} という係数が、1000 km のファイバに対し 10^{-20} という係数が、送信レートに掛かる。この緩和には、通信する 2 地点をいくつかのセグメントに区切り中継を行えばよいが、未知の量子状態のコピーが不可能であることが **No-cloning theorem** として証明されている(またそれのおかげで QKD の安全性が保障されている)。よって量子通信において希土類添加ファイバ等の増幅器を利用することは不可能である。

そこで必要となるのが量子中継器(Quantum Repeater)である[21]。量子中継は大きく分けて量子もつれスワッピング(Entanglement swapping)[22]と量子もつれ蒸留(Entanglement distillation, or purification)[23][24]という技術から構成される。前者は 2 対の量子もつれから 1 対の量子もつれを生成する手法であり、異なるペアの光子 2 つを Bell 測定(最大量子もつれ状態である Bell 基底に射影する操作)により、相方の光子 2 つが局所的相互作用無しで量子もつれ状態に射影される。ペアをそれぞれ到達可能なセグメントに配布し、隣接するノードに量子もつれを拡張していくことで、直接送信では到達不可能な距離間に量子もつれ状態を生成することが可能である。一方の量子もつれ蒸留は、配布された複数の量子もつれから 1 つの”高忠実度(純度)”な量子もつれを生成する手法で、これらの組み合わせによって長距離量子通信が達成される。

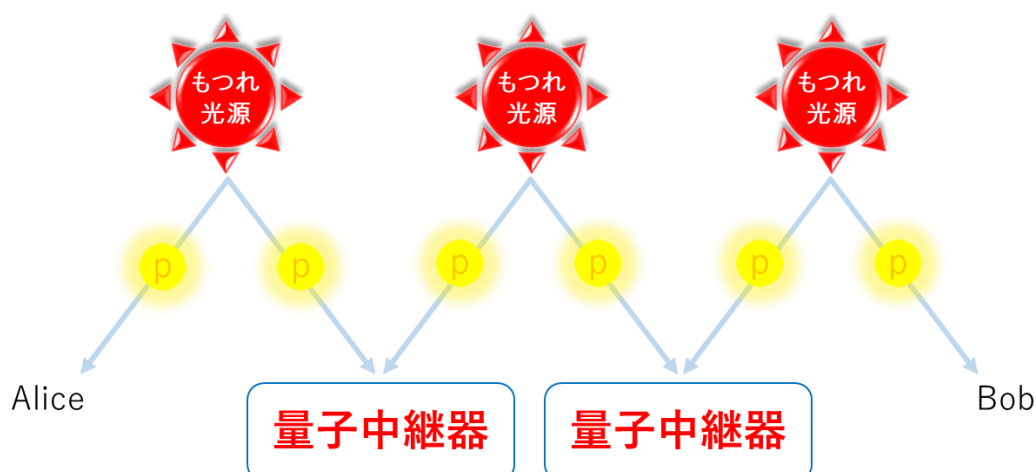


Figure 1-1 量子中継概要図

以上の量子中継器実現に向けて必要不可欠な要素がある。それは量子情報を保存してお

くための量子メモリである。光子に対して有効な Bell 測定である線形光学 Bell 測定は、Hong-Ou-Mandel 効果[25]を利用しており、異なるペアの片割れ 2 つを同時(コヒーレンス時間内)にビームスプリッタに入射する必要がある。量子メモリを使わない場合には、ランダムに光子が入力されるだけの量子リレーという方式になり、Bell 測定成功確率が非常に低くなってしまう。到着した光子それぞれを保存しタイミングを合わせることが可能になれば成功確率が向上するのは明らかである(両方の光子とも損失せず同時に到着する必要があるため)。

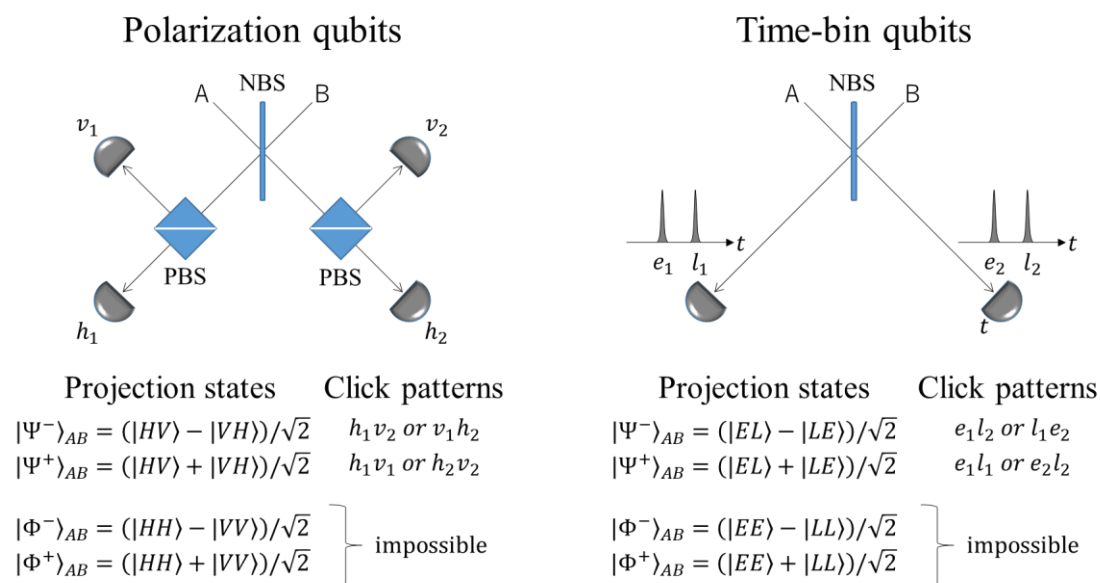


Figure 1-2 線形光学 Bell 測定

しかしながら量子メモリを用いるためには解決すべき課題がある。光ファイバ損失を最小にできる通信波長(~ 1550 nm)に対し、量子メモリの吸収波長は多くが可視域に存在するため、この波長のギャップを埋める必要がある。また、量子メモリの吸収波長の帯域幅(線幅)は非常に狭いという特徴があり、光子の線幅を狭くしなければ効率的な吸収は起こらない。これらを解決するためには波長変換や周波数安定化、狭線幅化などが要求される。

上記技術のほかにも、エラーの無い確実な量子通信に向けては、量子エラー訂正[26]や量子プライバシー増幅[27][28]といった要素も望まれており、そこに至るには量子メモリのマルチモードや集積に向けた多重化性、Controlled-NOT などのゲート操作忠実度も要求される。また、量子ビットをそのまま遠隔地に転送(再現)する手法として量子テレポーテーション[29]があり、古典情報に焼き直すのではなく量子情報のままで情報をやり取りし分散処理を可能にするストラクチャーが量子インターネット[30]である。

1.3 本研究の意義

端的に述べると本研究は通信波長狭線幅 2 光子源を開発し、高効率波長変換を施したという流れである。

意義を示すために長距離ファイバ量子通信並びに量子インターネットに最低限必要な構成要素を以下に述べる。

- I. 通信波長($\sim 1.5 \mu\text{m}$)、および量子メモリに向けた狭線幅($\sim 10 \text{ MHz}$)の量子光源
- II. 量子メモリ吸収波長(可視域)への波長変換器
- III. 量子メモリに向けた光周波数安定化系($< \text{MHz}$)
- IV. 量子ビットが偏光の場合光ファイバ安定化系、タイムビンの場合非対称干渉計
- V. 偏光もしくはタイムビン量子ビットを高効率保存でき、多重化可能な量子メモリ
- VI. ベル測定器や量子ビット操作系

本論文は I, II に関する研究である。

上記構成要素におけるネックは量子メモリ吸収が狭線幅という事実であり、この解決には 2 つのアプローチが考えられる：1 つは原子・光子間量子もつれ[31]-[33]を用いて、送信者の持つ原子ともつれ状態にある放出光子を、受信者の持つ同種の原子系に吸収させるという手法。もう 1 つは 2 次非線形光学過程である和周波発生(Sum-Frequency Generation, SFG)[34]や差周波発生(Difference-Frequency Generation, DFG)[35]、3 次非線形光学過程である 4 光波混合(Four-Wave Mixing, FWM)[36][37]を用いて、狭線幅量子光源からの光子を波長変換する手法が考えられる。結局はいずれのパターンも通信波長と可視光をつなぐためには波長変換が必要となるが、波長変換は補助レーザーの強度に依存して変換効率とノイズが共に増加するため信号の質を落とすことに他ならない。特に前者のように 1 光子に対してメモリ波長→通信波長→メモリ波長という 2 段階の波長変換を施せば、著しい SNR (signal-to-noise Ratio)の減少により検出系ダークカウントが相対的に大きくなりがちである¹。しかしながら後者において通信波長・狭線幅の量子光源を用いることにすれば、

¹ 本研究の趣旨からは逸れてしまうものの考察の一部として、波長変換のステップ数を減らす方法には下記の 2 点が考えられる：文献[38]のプロトコル(DLCZ)を用いる方法と通信波長を吸収可能な量子メモリを用いる方法である。前者の DLCZ プロトコルの弱点としては①”どちらかの量子メモリから光子が届いた”という情報をもつれ生成の伝令に使うため、両方から光子が来てはならないつまり量子もつれ忠実度ともつれ生成レートにトレードオフがある点、②長い光ファイバ長を安定化する必要がある点、③試行を時間的に重ねることができない点(光子を発射してから失敗の伝令を得るまでは待機する必要がある点)、が挙げられる[39]。また後者の通信波長量子メモリにはエルビウム[40]やメカニカル量子メモリ[41]が考案されているが、寿命 T_1 やコヒーレンス時間 T_2 が短い欠点がある。

1 光子の波長変換の回数を 1 段階で済ませることが可能になるため優位性が生じる。また、将来の量子インターネットという多種類の量子メモリが混在するような状況を見据え、SFG に用いるデバイスを変えることで異なる吸収波長の量子メモリ間をもつれ状態にすることが可能という非常に大きな利点がある。

II, III の達成に向けては波長の組み合わせを精査する必要がある。本研究で想定している量子メモリの吸収波長は、 $\text{Pr}^{3+}:\text{YSO}$ の 606 nm ($^3\text{H}_4\text{-}^1\text{D}_2$ 遷移)で、SFG により通信波長 $\sim 1.5 \mu\text{m}$ に対して $\sim 1.0 \mu\text{m}$ の励起レーザーを用いることで生成可能である。これらの波長を安定化するにあたり、前者は C_2HD 分子や C_2H_2 分子に波長 1.52–1.54 μm の吸収線[42]が多数存在するが後者は安定化可能な強い吸収線が存在しない。2 次高調波発生(Second-Harmonic Generation, SHG)を用いることでヨウ素分子の強い吸収線 0.51 – 0.58 μm [43]をレファレンスにすることができ、この場合 1.01 – 1.16 μm を安定化可能である。SFG 光と $\text{Pr}^{3+}:\text{YSO}$ の吸収線の detuning、そして吸収線の強さを両立できる波長の組み合わせは Table 1-1. の通りとなった。

Table 1-1 長距離量子通信に向けた波長の組み合わせ候補

| 通信波長 | ポンプ光波長 | 和周波波長 |
|-----------------|--------------------|--|
| 1514 nm (アセチレン) | 1010 nm (ヨウ素@2 倍波) | 605.977 nm ($\text{Pr}^{3+}:\text{YSO}$) |

本研究で開発した量子光源は波長 1514 nm の量子もつれ 2 光子(光子ペア)の狭線幅生成に特化したものである。狭線幅は非常に難しい課題であり、その実現に向けて低損失かつ長い光共振器を応用している。発生した 2 光子は時間的・周波数的に「櫛(Comb)」構造の相関を持つ性質を有し、 $\text{Pr}^{3+}:\text{YSO}$ 量子メモリに対しては波長多重性の観点で相性が良い。また本研究では 2 光子ともの波長変換に成功したことを報告する。この量子光源の波長ならば同様のスキームにより、例えば ^{87}Rb 量子メモリには 521 nm レーザーとの DFG により、NV-量子メモリには 1100 nm との SFG により、量子インターネットを見据えた様々なデバイスを結合させることが可能である。

狭線幅量子光源に関する先行研究を Table 1-2 に記載した(Ref.[99]を参考に一部改訂して引用)。通信波長の 2 光子源は例が少なく、さらに量子もつれと狭線幅を並立するものは存在しないため、Ref. [17][44]で提案・高効率と計算されているような Midpoint-Source プロトコルの実現はこれまでできなかった。本研究はそれを可能にするものである。

Table 1-2 狭線幅 2 光子源に関する先行研究

| Year | 1 st Author [Ref.] | 共振器線幅 /MHz | 2 光子波長 /nm | 偏光もつれ |
|------|-------------------------------|----------------|----------------|-------|
| 1999 | Z. Y. Ou [83] | 44 | 855, 855 | |
| 2002 | C. E. Kuklewicz [45] | 30 | 1064, 1064 | ○ |
| 2004 | H. Wang [92] | 18 | 860, 860 | ○ |
| 2006 | C. E. Kuklewicz [46] | 22 | 795, 795 | ○ |
| 2007 | J. S. Neergaard-Nielsen [47] | 8 | 860, 860 | |
| 2008 | F. Wolfgramm [48] | 7 | 795, 795 | ○ |
| 2008 | X.-H. Bao [49] | 9.6 | 780, 780 | ○ |
| 2009 | A. Haase [50] | 22 | 850, 854 | ○ |
| 2009 | M. Scholz [51] | 2.7 | 894.3, 894.3 | |
| 2009 | E. Pomarico [52] | 117 | 1559.5, 1561.5 | ○ |
| 2010 | F.-Y. Wang [53] | 21 | 780, 780 | |
| 2012 | C.-S. Chuu [54] | 7.7, 9.0 | 1063.5, 1064.9 | |
| 2013 | M. Förtsch [55] | from 7.2 to 13 | within 1064±50 | |
| 2013 | J. Fekete [102] | 2.9, 1.7 | 606, 1436 | |
| 2014 | F. Monteiro [56] | 116 | ~1560, ~1560 | |
| 2014 | Z. Y. Zhou [103] | 8 | 1560, 1560 | |
| 2015 | K.-H. Luo [85] | 66 | 890, 1320 | |
| 2016 | A. Ahlrichs [57] | 100 | 894, 894 | |
| 2016 | L. Tian [105] | 15 | 795, 795 | ○ |
| 2016 | D. Rieländer [58] | 3.7, 2.3 | 606, 1436 | |
| 2017 | M. Rambach [106] | 0.67 | 795, 795 | |
| 2017 | J. Arenskötter [59] | 10 | 854, 854 | ○ |
| 2018 | P. J. Tsai [60] | 6.7 | 852, 780 | |
| 2018 | J. Wang [107] | 9.5, 9 | 880, 935 | ○ |
| 2019 | O. Slattey [99] | 28 | 894.6, 1312 | |
| 2019 | A. Moqanaki [61] | 10.9 | 852, 852 | |

非常に多くの先行研究を記載したが、通信波長・狭線幅・量子もつれを並立するものは存在しない。

第2章

理論背景

本章では 2.1 節で用語を解説した後、量子光源や AFC メモリについての理論を述べる。メインとして光共振器設計に必須のガウシアンビームや光線行列等を導入し、2 光子発生プロセスである自発的パラメトリック下方変換(SPDC)、そして共振器 2 光子源の理論について記述する。2.1 節については Ref. [62][63]を、2.2 節については[64][65]や[66]を、2.3 節については[67]等を広く参考に行っている。

2.1 量子情報科学

2.1.1 光子

光子(photon)は電磁波の量子(エネルギーの最小単位で粒子性と波動性を持つもの)で、エネルギーや運動量は次のように与えられる。

$$E = h\nu = \hbar\omega \dots\dots\dots (2.1-1)$$

$$p = h\nu/c = h/\lambda \dots\dots\dots (2.1-2)$$

光速 $c = 299,792,458 \text{ m/s}$ (周波数 ν , 波長 λ)で伝搬する量子なので、量子情報を遠隔地に発信する上で最適である。量子通信において重要なのは波長であり、古典通信では $1.31 \text{ }\mu\text{m}$ (ゼロ分散波長、損失 $\sim 0.4 \text{ dB/km}$)が広く使われるのに対し、量子通信では $1.5 \text{ }\mu\text{m}$ (通信波長、損失 $\sim 0.2 \text{ dB/km}$)の方が適している。分散とは屈折率 n が波長 λ に依存するために引き起こされる現象であり、 $\frac{dn}{d\lambda}$ の項を波長分散、 $\frac{d^2n}{d\lambda^2}$ の項を群速度分散や分散パラメータ(係数による)と呼ぶ。分散は負の符号の媒質を挿入することにより補償可能な一方、光子損失は補償不可能であり、長いファイバ長を伝搬させる場合には致命的な影響を及ぼす。光増幅器等

による光子のコピーが出来ないという No cloning theorem が、量子通信の利点となる一方で長距離通信においては難点となっている。

伝送距離に制限がある光子を通信に応用するために必要なものが 1.2 節で述べた通り量子中継技術である。そのために量子メモリを使って光子を十分な時間(\sim ms)保存し任意の時間に読み出すことが必要になるが、量子メモリの吸収波長は通信波長ではなく可視光帯域(380-780 nm 付近)にあることが多く、要求される波長にギャップがあることが問題である(希土類元素の 1 つ、エルビウムを用いれば $1.5\ \mu\text{m}$ を吸収可能なためその問題は回避できるが、肝心の量子メモリとして有望な性能は実証されていない)。更に光子周波数の幅(linewidth, 線幅と呼ぶ)も極めて重要な要素で、量子メモリは非常に狭い線幅($\leq 10\ \text{MHz}$)しか吸収出来ないため、狭線幅光子は長距離量子通信の中核である(群速度分散の影響も緩和できる)。

光子に運ばせることが出来る量子情報としては時間、周波数、空間モードや偏光等が挙げられる。ファイバ量子通信においては偏光と時間(タイムビン)を組み合わせる用いることが有望であり、次項以降では量子情報としての偏光を主として記述する。蛇足だが一般に偏光とは電場の振動の向きを表しており、マクスウェル方程式により電場と磁場は相補的なのでどちらかただ 1 つについて記述すれば一意に電磁波が決定されることに所以する。

2.1.2 量子状態

一般的に single qubit (古典情報ではなく量子情報を表すビット、量子ビット)は次のような重ね合わせ状態として記述される。

$$|\psi\rangle = |0\rangle \times \alpha + |1\rangle \times \beta \dots\dots\dots(2.1-3)$$

$|0\rangle, |1\rangle$ は量子系の 2 種類の状態、 α, β は $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$ を満たす複素数で、状態の占有数(population)と 2 状態の位相関係(相対位相, relative phase)を含んでいる。 $|0\rangle$ や $|1\rangle$ を示す物理量として電子のスピン角運動量や光子の偏光などがあるが、 $|\psi\rangle$ を視覚的に表現するためブロッホ球(スピン状態)、ポアンカレ球(偏光状態)がよく用いられる。(2.1-3)式を光子の任意の偏光状態に対応させると次のようになる。

$$|\psi\rangle = \alpha|H\rangle + \beta|V\rangle\dots\dots\dots(2.1-4)$$

$|H\rangle$ は Horizontal (水平の)成分、 $|V\rangle$ は Vertical (垂直の)成分で、この式を使って表される代表的な偏光状態は以下の通りである。

$$|D\rangle = (|H\rangle + |V\rangle) / \sqrt{2} \dots\dots\dots(2.1-5)$$

$$|A\rangle = (|H\rangle - |V\rangle) / \sqrt{2} \dots\dots\dots(2.1-6)$$

$$|R\rangle = (|H\rangle + i|V\rangle) / \sqrt{2} \dots\dots\dots(2.1-7)$$

$$|L\rangle = (|H\rangle - i|V\rangle) / \sqrt{2} \dots\dots\dots(2.1-8)$$

Diagonal(対角の)、Antidiagonal(反対角の)、Right-circular(右円の)、Left-circular(左円の)を表す頭文字で、このように 2 成分の重ね合わせ状態として定義される。円偏光については現代物理学では光子の進行方向を向いた時の回転方向を示すことが多い。この 4 式の間で異なるのは $|V\rangle$ の係数の符号および虚数単位 i の有無で、その項がまさに相対位相である。相対位相 θ は $e^{i\theta}$ の形で式に表れ、 $|H\rangle$ と $|V\rangle$ の重ね合わせの位相差により偏光が種類分けされることを意味している。蛇足ではあるが絶対位相(global phase)も存在するが、それは平面波で言うところの $e^{i(kx-\omega t)}$ が式全体に掛かっているようなものであり、干渉には関わらない。偏光状態そのものに対しては何ら影響ない。偏光を縦ベクトルで表した物はジョーンズ

ベクトルと呼ばれ、テンソル積による複数光子の基底の計算の際に強い効力を発揮する。

偏光状態を変換(回転)させるのが波長板(位相差板)である。1/2 波長板は直線偏光の向きを回転させるのに対し、1/4 波長板は直線偏光を楕円偏光(H, V 成分の大きさが等しくない円偏光)に変換する。結晶の遅軸が水平から 45° の方位角の時には 1/2 波長板は $|H\rangle \leftrightarrow |V\rangle$ に対し、1/4 波長板は $|H\rangle \leftrightarrow |R\rangle$ と出来る(座標系によるので一意でない)。偏光子(ある偏光のみを透過する素子)と波長板の組み合わせにより、任意の成分のみを透過させる偏光測定器を構成することが多く、本研究でも採用している。遅軸、速軸の成分に対して $\lambda/2, \lambda/4$ 等の相対位相を付けるという点で固定型 **Phase shifter** として使うことも可能である。

$|\psi\rangle$ のような純粋状態で表されない状態を混合状態と言い、密度行列 ρ という出現確率 p_i で純粋状態 $|\psi_i\rangle$ が重み付けされたような対角行列の形で表現される。

$$\rho = \sum_i |\psi_i\rangle \otimes \langle \psi_i| \times p_i \quad (\text{ただし } \sum_i p_i = 1) \dots\dots\dots (2.1-9)$$

ある i において $p_i = 1$ の時には、 ρ は純粋状態を表す。時間発展を考える際、純粋状態はベクトルゆえに回転(ハミルトニアンを含む)だけで記述できるが、密度行列では von Neumann 方程式を基に計算するか、Wigner 関数を導入するという作業が必要である。また純粋状態・混合状態の違いはブロッホ球(偏光状態においてはポアンカレ球)で視覚的に表れ、重ね合わせを含む純粋状態は表面、一方で混合状態は内側と解釈される。偏光においては、純粋状態は完全偏光、混合状態は部分偏光、完全混合状態は無偏光を意味している。

忠実度(Fidelity)とは 2 つの状態 ρ, ρ_0 の重複具合や近さを表す指標であり、以下のような定義である(ただし平方根を用いる流儀もあり [63]、 $F \leq 1$ なので 1 に近付いて見える)。

$$F(\rho, \rho_0) = \left\{ \text{Tr} \left(\sqrt{\sqrt{\rho_0} \rho \sqrt{\rho_0}} \right) \right\}^2 \dots\dots\dots (2.1-10)$$

ρ を測定により得られた量子状態、 ρ_0 を比較・参照する純粋状態 $|\psi\rangle\langle\psi|$ とした時には以下のようにシンプルに表される。

$$F(\rho, |\psi\rangle\langle\psi|) = \langle\psi|\rho|\psi\rangle \dots\dots\dots (2.1-11)$$

忠実度以外の指標としては、非古典性を表す concurrence や tangle(concurrence の 2 乗)、量子状態の混ざり具合を示す Von Neumann entropy や linear entropy が挙げられる。

光(光子集団)の偏光状態を表す際に優れた指標となるのがストークスパラメータである。
各方向成分の強度を I と添字で表した時、次の4種類が該当する。

$$S_0 = I_H + I_V \text{ (総強度、Poynting vector と同値)} = \langle E_x^2 \rangle + \langle E_y^2 \rangle \dots (2.1-12)$$

$$S_1 = I_H - I_V \text{ (水平、垂直成分の差)} = \langle E_x^2 \rangle - \langle E_y^2 \rangle \dots (2.1-13)$$

$$S_2 = I_D - I_A \text{ (45°、-45°成分の差)} = 2\sqrt{\langle E_x^2 \rangle}\sqrt{\langle E_y^2 \rangle}\cos\theta \dots (2.1-14)$$

$$S_3 = I_R - I_L \text{ (右回り、左回り成分の差)} = 2\sqrt{\langle E_x^2 \rangle}\sqrt{\langle E_y^2 \rangle}\sin\theta \dots (2.1-15)$$

E は添字成分の電場振幅で、 θ は H, V 成分の電場振動の相対位相(光学的には位相差)である。
 $S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \leq S_0^2$ (等号成立は完全偏光、つまり純粋状態の時)という条件があることを鑑みると、 $(S_1, S_2, S_3)/S_0$ というベクトルは半径1の球を構成し、その球はポアンカレ球と呼ばれグラフィカルに偏光状態を表現できる(Figure 2-1)。つまりストークスパラメータは密度行列を構成する。実験的にストークスパラメータを求める測定手法については2.1.4項で述べる。

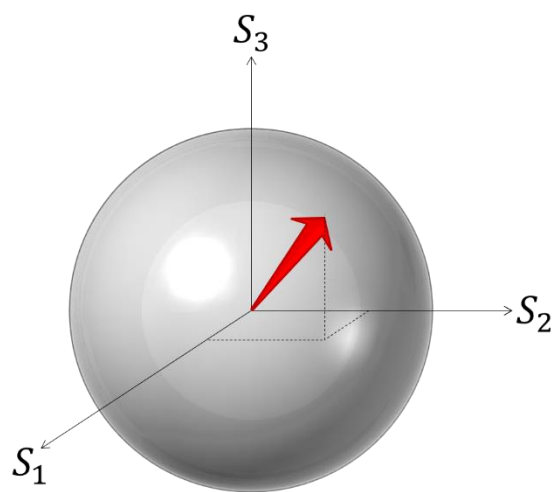


Figure 2-1 ポアンカレ球

2.1.3 量子もつれ

量子もつれは 2 体以上の量子間での特殊な(古典的には表すことが出来ない)相関である。複数の部分系から成るが、個々の独立な状態として表すことが出来ない複合状態が該当する。一般的に 2 体(A, B)での量子もつれ状態は次の形で表される。

$$|\psi\rangle_{AB} = \sum_i |\alpha_i\rangle_A \otimes |\beta_i\rangle_B \times c_i ; c_i \neq 1 \dots\dots\dots(2.1-16)$$

\otimes はテンソル積で、 $|\alpha_i\rangle_A \otimes |\beta_i\rangle_B$ は量子 A が状態 $|\alpha_i\rangle$ の時に量子 B が状態 $|\beta_i\rangle$ となるような合成状態を意味している。つまり $|\psi\rangle_{AB}$ はその合成状態を係数 c_i で重ね合わせた状態である。最大限にもつれた状態は Bell 状態と呼ばれ、偏光状態においては

$$|\Phi^+\rangle = (|H\rangle_A |H\rangle_B + |V\rangle_A |V\rangle_B) / \sqrt{2} \dots\dots\dots(2.1-17)$$

$$|\Phi^-\rangle = (|H\rangle_A |H\rangle_B - |V\rangle_A |V\rangle_B) / \sqrt{2} \dots\dots\dots(2.1-18)$$

$$|\Psi^+\rangle = (|H\rangle_A |V\rangle_B + |V\rangle_A |H\rangle_B) / \sqrt{2} \dots\dots\dots(2.1-19)$$

$$|\Psi^-\rangle = (|H\rangle_A |V\rangle_B - |V\rangle_A |H\rangle_B) / \sqrt{2} \dots\dots\dots(2.1-20)$$

という 4 つが該当する。 $|R\rangle, |L\rangle$ 基底を用いた場合には次の形になる。

$$|\Phi^+\rangle = (|R\rangle_A |L\rangle_B + |L\rangle_A |R\rangle_B) / \sqrt{2} \dots\dots\dots(2.1-21)$$

$$|\Phi^-\rangle = (|R\rangle_A |R\rangle_B + |L\rangle_A |L\rangle_B) / \sqrt{2} \dots\dots\dots(2.1-22)$$

$$|\Psi^+\rangle = (|R\rangle_A |R\rangle_B - |L\rangle_A |L\rangle_B) / \sqrt{2}i \dots\dots\dots(2.1-23)$$

$$|\Psi^-\rangle = (|R\rangle_A |L\rangle_B - |L\rangle_A |R\rangle_B) / (-\sqrt{2}i) \dots\dots\dots(2.1-24)$$

基底変換を行うと符号を含めて式の形が変わるものの、量子もつれであることに変わりはないということが本質である。 $|\Psi^-\rangle$ に関しては $|D\rangle, |A\rangle$ 基底の場合でも全体係数が変わるだけで相関の形は変わらない。以上では純粋状態における量子もつれを挙げたが、本論文には関連しないものの混合状態における量子もつれもある。

量子もつれという強い量子的な相関は、遠隔地(非局所)であってもその相関を保ち続ける。非局所性を巡る歴史的な議論から Einstein-Podolsky-Rosen (EPR)相関とも呼ばれ、Bell の不等式(Clauser-Horne-Shimony-Holt (CHSH)不等式や Wigner-d'Espagnat の不等式など

派生あり)を破るかどうかにより、非局所的相関を確認することが出来る。

量子もつれの量子通信への応用について概要を記述する。もつれスワッピングは 2 つのもつれから 1 つのもつれを作り出す: 例えば $|\Psi^-\rangle_{12}|\Psi^-\rangle_{34}$ において $|\Psi^-\rangle_{23}$ に射影(Bell state measurement)を行うと $(-\frac{1}{2}) \times |\Psi^-\rangle_{14}$ が得られる。量子テレポーテーションではもつれ状態の 1 量子と送信したい 1 量子とを Bell state に射影することで、もつれ状態のもう片方が送信したかった量子状態と一致する(ただし測定結果に依存したパウリ演算を行う必要がある)。遠隔地で量子もつれを共有した後に量子テレポーテーションを用いることで任意量子情報の送信が可能となる。もつれ蒸留は、忠実度が少し低下した複数のもつれ状態から高忠実度のもつれ状態を 1 つ生成する方法で、遠隔地で高忠実度な量子通信を行うためには必要不可欠である。

2.1.4 量子状態トモグラフィー

本項では[68]を広く参考にしている。量子状態を評価するには量子状態トモグラフィーという手法が用いられる。単一の量子に対してその量子状態を完全に決定することは困難であるが、同様の量子を複数生成できる時には統計を取ることで量子状態の **reconstruction** が可能となる。偏光状態におけるトモグラフィーでは $|R\rangle, |H\rangle$ など幾つかの偏光測定基底における光子数カウントを取り、そこから得られるストークスパラメータを基に密度行列の推定を行う。



Figure 2-2 光子偏光測定イメージ図。 λ/n は $1/n$ 波長板、*pol.*は偏光子(polarizer)。

まず 1 qubit における測定手順について示す。以下の 4 種類の測定器(Figure 2-2 では $\lambda/4, \lambda/2, \text{polarizer}$ に対応)とフォトンカウンターを用いてそれぞれカウントを取る。

I. 透過率 50%のフィルタ。 $n_0 = \frac{N}{2} (\langle H|\rho|H\rangle + \langle V|\rho|V\rangle) = \frac{N}{2} (\langle R|\rho|R\rangle + \langle L|\rho|L\rangle)$ を得る。

II. $|H\rangle$ のみ通す測定器。 $n_1 = N(\langle H|\rho|H\rangle)$ を得る。

III. $|A\rangle$ のみ通す測定器。 $n_2 = N(\langle A|\rho|A\rangle)$ を得る。

IV. $|L\rangle$ のみ通す測定器。 $n_3 = N(\langle L|\rho|L\rangle)$ を得る。

N はディテクタ効率と光子数に依存する定数で、 ρ は光子の偏光状態を表す 2×2 の密度行列である。式(2.2-12)-(2.2-15)よりストークスパラメータは次のように計算される。

$$S_0 = 2n_0 = N(\langle R|\rho|R\rangle + \langle L|\rho|L\rangle) \dots\dots\dots (2.1-25)$$

$$S_1 = 2(n_1 - n_0) = N(\langle R|\rho|L\rangle + \langle L|\rho|R\rangle) \dots\dots\dots (2.1-26)$$

$$S_2 = 2(n_2 - n_0) = Ni(\langle R|\rho|L\rangle - \langle L|\rho|R\rangle) \dots\dots\dots (2.1-27)$$

$$S_3 = 2(n_3 - n_0) = N(\langle R|\rho|R\rangle - \langle L|\rho|L\rangle) \dots\dots\dots (2.1-28)$$

ここでパウリ行列を導入する。パウリ行列は電子スピンや偏光を表すのに多用され、以下の4つが該当する。

$$\sigma_0 = |R\rangle\langle R| + |L\rangle\langle L| = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (2.1-29)$$

$$\sigma_1 = |R\rangle\langle L| + |L\rangle\langle R| = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (2.1-30)$$

$$\sigma_2 = -i(|R\rangle\langle L| - |L\rangle\langle R|) = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (2.1-31)$$

$$\sigma_3 = |R\rangle\langle R| - |L\rangle\langle L| = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (2.1-32)$$

式(2.1-25)-(2.1-28)のストークスパラメータは(定数を除き)それぞれパウリ行列の4成分の和となっていることが分かる。従って密度行列は次のように得られる。

$$\rho = \frac{1}{2} \sum_{i=0}^3 \frac{S_i}{S_0} \sigma_i \dots\dots\dots (2.1-33)$$

以上により、偏光測定が密度行列を求めていることと等価であることが示された。

次に 2 qubit における量子状態トモグラフィ法について記述する。1 qubit の場合と同様の過程を辿ればよいが、2 光子ということで最低4²回の同時測定を行い4²種の同時カウント数(coincidence)を求めることになる。その測定基底は Ref. [68]で実験的に高効率な組み合わせが考案されており、Table 2-1 の通りである。

Table 2-1 トモグラフィー測定基底

| カウント数 | 同時測定基底① | 同時測定基底② |
|----------|-------------|-------------|
| n_1 | $ H\rangle$ | $ H\rangle$ |
| n_2 | $ H\rangle$ | $ V\rangle$ |
| n_3 | $ V\rangle$ | $ V\rangle$ |
| n_4 | $ V\rangle$ | $ H\rangle$ |
| n_5 | $ R\rangle$ | $ H\rangle$ |
| n_6 | $ R\rangle$ | $ V\rangle$ |
| n_7 | $ D\rangle$ | $ V\rangle$ |
| n_8 | $ D\rangle$ | $ H\rangle$ |
| n_9 | $ D\rangle$ | $ R\rangle$ |
| n_{10} | $ D\rangle$ | $ D\rangle$ |
| n_{11} | $ R\rangle$ | $ D\rangle$ |
| n_{12} | $ H\rangle$ | $ D\rangle$ |
| n_{13} | $ V\rangle$ | $ D\rangle$ |
| n_{14} | $ V\rangle$ | $ L\rangle$ |
| n_{15} | $ H\rangle$ | $ L\rangle$ |
| n_{16} | $ R\rangle$ | $ L\rangle$ |

偏光測定器は $\lambda/4$ 板、 $\lambda/2$ 板、偏光子から構成されるが、Table 2-1 のような基底ならば測定毎にいずれか1つの波長板を回すだけで済む。得られたカウント数から、規格化定数 N を決定する。

$$N \equiv \sum_{v=1}^4 n_v = N(\langle HH|\rho|HH\rangle + \langle HV|\rho|HV\rangle + \langle VH|\rho|VH\rangle + \langle VV|\rho|VV\rangle) \quad (2.1\cdot34)$$

ストークスパラメータはこの N と測定カウント数 n_v により(単純な除算ではないが)表される。一方、2 qubit に対するパウリ行列は次のように計算される 4^2 種である。

$$\Gamma_\mu = \sigma_i \otimes \sigma_j \quad (i, j = 0, 1, 2, 3, \mu = 1 \dots 16) \dots\dots\dots(2.1\cdot35)$$

Γ_μ を測定基底と対応させるための次の 16×16 行列を導入する。

$$B_{\nu,\mu} = \langle \psi_\nu | \Gamma_\mu | \psi_\nu \rangle \quad (\nu, \mu = 1 \dots 16) \dots\dots\dots (2.1-36)$$

$|\psi_\nu\rangle$ は Table 2-1 の測定基底(例えば $|\psi_1\rangle = |H\rangle|H\rangle, |\psi_2\rangle = |H\rangle|V\rangle$ など)で、ジョーンズベクトルの計算により 4 成分で表される。 $B_{\nu,\mu}$ の逆行列を用いると測定に対応したトモグラフィック復元用行列 4^2 種が得られる。

$$M_\nu = \sum_{\mu=1}^{16} (B^{-1})_{\mu,\nu} \Gamma_\mu \dots\dots\dots (2.1-37)$$

M_ν においては当該論文と M_2, M_{14} で計算結果が異なったためここに記す。

$$M_2 = 1/2 \begin{pmatrix} 0 & -(1-i) & 0 & 1 \\ -(1+i) & 2 & i & -(1+i) \\ 0 & -i & 0 & 0 \\ 1 & -(1-i) & 0 & 0 \end{pmatrix} \dots\dots\dots (2.1-38)$$

$$M_{14} = 1/2 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -(1-i) \\ 0 & 0 & 1-i & 0 \\ 0 & 1+i & 0 & -2i \\ -(1+i) & 0 & 2i & 0 \end{pmatrix} \dots\dots\dots (2.1-39)$$

以上より密度行列は次のような形になる。

$$\rho = \frac{\sum_{\nu=1}^{16} M_\nu n_\nu}{N} = (\sum_{\nu=1}^{16} M_\nu n_\nu) / (\sum_{\nu=1}^4 n_\nu) \dots\dots\dots (2.1-40)$$

M_ν は全て計算で得られるため、1 qubit の場合と同様に偏光測定だけでトモグラフィ測定は達成される。

得られた密度行列が物理性(正規性、エルミート性、正值性)を満たすとは限らないため、最尤推定(maximum likelihood estimation)を行う必要があり、次の 3 ステップにより達成される。

- i. 物理性を満たす行列 $\rho_{physical}(t_1 \dots t_{16})$ を ρ やその小行列から生成する
 - ii. カウント値に対する尤度(確からしさ)を表す関数 $\mathcal{L}(t_1 \dots t_{16}, n_1 \dots n_{16})$ を定義する
 - iii. $\mathcal{L}(t_1 \dots t_{16}, n_1 \dots n_{16})$ が最大になるような $\{t_1^{opt} \dots t_{16}^{opt}\}$ という組を求める
- すると $\rho_{physical}(t_1^{opt} \dots t_{16}^{opt})$ が最尤な密度行列となる。

2.2 量子光源

2.2.1 ガウシアンビーム

ガウシアンビームとは光の波動性、特に回折効果を包括した理想的な光線(球面波)のことで、狭線幅を達成するための光共振器設計に必要不可欠である。電場の波動方程式に回転対称性を仮定し近軸近似を施すという導出により得られる。横方向(光の進行方向と直交する方向)の分布がガウシアン(正規分布)であることからこのように名付けられている。

Maxwell 方程式

$$\nabla \times \mathbb{E} = -\frac{\partial \mathbb{B}}{\partial t} \dots\dots\dots (2.2-1)$$

$$\nabla \times \mathbb{H} = \frac{\partial \mathbb{D}}{\partial t} \dots\dots\dots (2.2-2)$$

$$\nabla \cdot \mathbb{D} = \rho = 0 \dots\dots\dots (2.2-3)$$

$$\nabla \cdot \mathbb{B} = 0 \dots\dots\dots (2.2-4)$$

より、

$$\nabla^2 \mathbb{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbb{E}}{\partial t^2} = 0 \dots\dots\dots (2.2-5)$$

電場(偏光)の 1 成分のみを考え、電場に $e^{i\omega t}$ という時間依存性を仮定すると

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0 \dots\dots\dots (2.2-6)$$

$E(x, y, z)$ に回転対称性を仮定し変数分離して

$$E(x, y, z) = E_0 \psi(r, z) e^{-ikz} \dots\dots\dots (2.2-7)$$

振幅を E_0 、光軸を z 、動径を r とし時間依存項は省略した。(2.2-6)に代入すると

$$\nabla_T^2 \psi - 2ik \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (2.2-8)$$

∇_T^2 は横(Transverse)方向のラプラシアンで、 z の 2 階微分項は十分小さいものとした。

(2.2-8)は近軸ヘルムホルツ方程式と呼ばれ、一般解は

$$\psi = \exp \left[-i \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \times const. \dots\dots\dots (2.2-9)$$

$q(z)$ は複素数であり、規格化定数を指数関数に含めると明瞭になる。

$$\psi = \exp \left[-i \left(P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right) \right] \dots\dots\dots (2.2-10)$$

この形の解ならば位相 $P(z)$ 、曲率半径 $q(z)$ の球面波であると理解される。(2.2-10)を(2.2-8)に代入すると

$$\left[-k^2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{q}\right) - \frac{k^2}{q^2}\right] r^2 + \left[-2k \frac{\partial P}{\partial z} - 2i \frac{k}{q}\right] = 0 \dots\dots\dots (2.2-11)$$

が得られる。 r についての恒等式とみなすと

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{q}\right) + \left(\frac{1}{q}\right)^2 = 0 \dots\dots\dots (2.2-12)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{i}{q} = 0 \dots\dots\dots (2.2-13)$$

これらの微分方程式ならば容易に解くことができる。

$$q(z) = z + q_0 \dots\dots\dots (2.2-14)$$

$$P(z) = -i \ln \left(1 + \frac{z}{q_0}\right) \dots\dots\dots (2.2-15)$$

$P(z)$ を求める際に現れる定数を 0 とおいたが、これは位相の基準を定めるのと同値である。これらを(2.2-10)に代入すると

$$\psi = \frac{q_0}{z+q_0} \exp \left[-i \frac{k}{2(z+q_0)} r^2\right] \dots\dots\dots (2.2-16)$$

この関数がガウス関数であることを明確化できるよう q_0 を定める。 $z = 0$ を考えると

$$\psi(z = 0) = \exp \left[-i \frac{k}{2q_0} r^2\right] \dots\dots\dots (2.2-17)$$

q_0 を以下のように変形する。

$$q_0 = i \frac{k\omega_0^2}{2} \equiv iz_0 \dots\dots\dots (2.2-18)$$

これを(2.2-17)に代入すると

$$\psi(z = 0) = \exp \left[-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right] \dots\dots\dots (2.2-19)$$

横方向 $r = \omega_0$ のとき $r = 0$ に対し電場の振幅が $1/e$ 倍となるような光の分布を示している(光強度は $1/e^2$ 倍)。これこそガウス分布(正規分布)である。

$z = 0$ と限らない場合においては

$$\psi = \frac{1}{1-iz/z_0} \exp \left[-\frac{r^2}{\omega_0^2(1-iz/z_0)}\right] \dots\dots\dots (2.2-20)$$

分母の実数化を行い整理すると

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{1+(z/z_0)^2}} \frac{1+iz/z_0}{\sqrt{1+(z/z_0)^2}} \exp \left[-\frac{r^2}{\omega_0^2[1+(z/z_0)^2]} (1+iz/z_0)\right] \dots\dots\dots (2.2-21)$$

2 番目の係数は、複素平面(ガウス平面)における偏角 $\tan^{-1}(z/z_0)$ を持つ長さ 1 のベクトルと考えるとさらに変形できる。

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{1+(z/z_0)^2}} \exp\left(i \tan^{-1} \frac{z}{z_0}\right) \exp\left[-\frac{r^2}{\omega_0^2[1+(z/z_0)^2]}(1 + iz/z_0)\right] \dots\dots\dots(2.2-22)$$

(2.2-22)を(2.2-7)に代入すると

$$E = \frac{E_0}{\sqrt{1+(z/z_0)^2}} \exp\left[-i\left(kz - \tan^{-1} \frac{z}{z_0}\right) - \frac{r^2}{\omega_0^2[1+(z/z_0)^2]}(1 + iz/z_0)\right] \dots\dots(2.2-23)$$

この式の理解を深めるためにいくつかのパラメータを導入する。指数部分の括弧を展開し第 2 項、第 3 項、第 4 項にそれぞれ注目すると

$$\eta(z) = \tan^{-1} \frac{z}{z_0} \dots\dots\dots(2.2-24)$$

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2}\right) \dots\dots\dots(2.2-25)$$

$$R(z) = z \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2}\right) \dots\dots\dots(2.2-26)$$

また、

$$z_0 = \frac{k\omega_0^2}{2} = \frac{\pi\omega_0^2 n}{\lambda} \dots\dots\dots(2.2-27)$$

以上を(2.2-23)に代入すると

$$E = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp\left[-i\left(kz - \eta(z)\right) - r^2 \left(\frac{1}{\omega^2(z)} + \frac{ik}{2R(z)}\right)\right] \dots\dots\dots(2.2-28)$$

これが基本ガウシアンビームの式である。(2.2-24)から(2.2-27)で定義したパラメータについて補足する。 z 軸正方向をビームの進行方向に取りそれに沿う位置を z で表している。

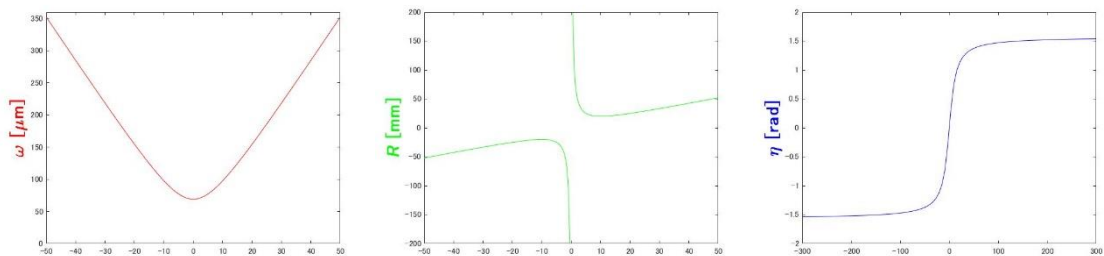


Figure 2-3 式(2.2-24)から(2.2-26)のパラメータ。横軸はビームウエストを $z = 0$ に取った時の位置 z [mm]。 $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$, $n = 1$, $z_0 = 10 \text{ mm}$ ($\omega_0 = 69.1 \text{ mm}$) の場合を表している。

$\omega(z)$ はビームのスポットサイズと呼ばれ、(2.2-28)式より $r = \omega(z)$ における電場振幅が、

z 軸上の振幅の $1/e$ 倍となるようなパラメータを表す。光強度が中心の $1/e^2$ 倍の点によりできる円の半径と言う方が実験的には有用である。最小のスポットサイズであり ω_0 はビームウエストと呼ばれ、 $\omega(z=0) = \omega_0$ となるように z 座標原点を定めている。コリメート(平行)な光とは、後述のレイリー長と関連して ω_0 が十分に大きいビームのことを指す。ビームの光軸からの広がり角が十分小さいとき、ウエストから十分離れた位置の発散角は $\omega(z)$ を使って計算することができ、

$$\theta \approx \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{\omega(z)}{z} = \frac{\omega_0}{z_0} = \frac{\lambda}{\pi \omega_0 n} \dots\dots\dots (2.2-29)$$

であり、広がり角がウエストサイズに反比例することが分かる。

$R(z)$ はビームの球面波としての曲率半径を表している。符号については曲率半径の中心が波面の左側、つまり伝搬に伴って広がっていく場合には符号を正とする。 $|z| = z_0$ において $R(z)$ の大きさは最小(極値)となり $R(\pm z_0) = \pm 2z_0$ である。

z_0 はレイリー長と呼ばれる。(2.2-25)によるとスポットサイズが ω_0 の $\sqrt{2}$ 倍になるまでのウエストからの距離、および(2.2-26)によれば波面の曲率半径の大きさが最小の値となる距離を表している。レイリー長の2倍の距離、すなわち $\omega(z) = \sqrt{2}\omega_0$ となる2点間の距離を共焦点パラメータと言い、ビームがまだ広がっていない範囲(或いはスポットサイズの変化が小さいという点からコリメートである範囲)と考えることができる。

$\eta(z)$ はグーイ位相と言い、ビーム進行に伴う位相発展に余計に付与される位相シフトである。ウエスト付近では大きく $\eta(z)$ が変化し離れるにつれて定数($\pi/2$)に漸近するため、ウエストを挟んだ遠方2点間での位相シフトが π となること(Gouy effect)を示している。また $\eta(z_0) = \pi/4$ より、共焦点位置間での位相シフトは $\pi/2$ である。高次の横モードの場合にはその次数に比例した位相シフトの大きさとなる。

これらのパラメータを使うことで、(2.2-10)などに現れるパラメータ $q(z)$ を表すことができる。(2.2-14)、(2.2-18)から $1/q(z)$ を計算すると

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{z + iz_0} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi \omega^2 n} \dots\dots\dots (2.2-30)$$

これを用いて(2.2-28)を変形することで

$$E = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp \left[-i \left(kz - \eta(z) \right) - i \frac{kr^2}{2q(z)} \right] \dots\dots\dots (2.2-31)$$

このようにすると、 $q(z)$ はガウシアンビームの伝搬を記述するパラメータであることが分かる。ある種の曲率半径を表しているのだが $R(z)$ と区別するために、 $q(z)$ は複素ビームパ

ラメータや複素曲率半径と呼ばれる。レンズや空間伝搬は $q(z)$ を変換することと同値であり、共振器設計に必要不可欠である。

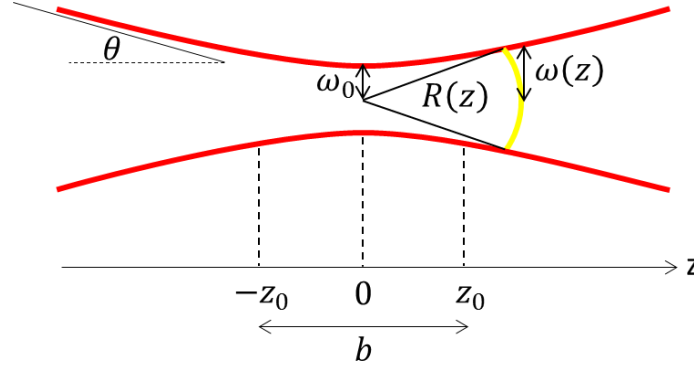


Figure 2-4 ガウシアンビームの各種パラメータ

過程の近似を変えた同様の計算により、2 種類の高次ガウシアンビームの解が示される。

$$E_{l,m} = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp \left[-i \{ kz - (l + m + 1) \eta(z) \} - i \frac{k(x^2 + y^2)}{2q(z)} \right] \times H_l \left(\sqrt{2} \frac{x}{\omega(z)} \right) H_m \left(\sqrt{2} \frac{y}{\omega(z)} \right) \quad (2.2-32)$$

上式はエルミートガウシアンビームと呼ばれる、回転対称ではなく x, y 方向に沿った分布を持つ一般解である。 $H_l(\xi)$ はエルミート多項式で、 $H_0(\xi) = 1, H_1(\xi) = 2\xi$ 等を満たす。

$$E_{p,m} = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp \left[-i \{ kz - (2p + |m| + 1) \eta(z) - m\phi \} - i \frac{kr^2}{2q(z)} \right] \times \left(\frac{\sqrt{2}r}{\omega(z)} \right)^{|m|} L_p^{|m|} \left(\frac{r^2}{\omega^2(z)} \right) \quad (2.2-33)$$

こちらはラグエルガウシアンビームで、 p が半径方向の次数、 m が方位角方向の次数である。 ϕ 依存性は $e^{im\phi}$ のみのため、強度分布的には回転対称性を有する。どのような高次モードにおいても飛び飛びの空間モードとなるのだが、 M^2 (エムスクエア)というパラメータを導入することにより、あたかも基本ガウシアンビームであるかのように数理計算を行うことが出来る。その場合にはスポットサイズが M^2 倍、または広がりが角が M^2 倍になるものとして扱われる(基本ガウシアンビームを表す TEM00 に対し、それぞれ発散角を一致させるかまたはウェストサイズを一致させるかの違いである)。 M^2 はガウス分布に対する押し潰され度合い、ひいてはビームの品質を表している。基本ガウシアンビームの場合 $M^2 = 1$ であるが、現実的なビームにおいては $M^2 > 1$ であり、レーザーの種類やコリメートに用いるレンズによって変化する。

以上の議論から理解されるガウシアンビームにおける重要な点は、波長、屈折率、ウェストサイズ、 M^2 のみによって形状が決まるという点である。また伝搬を考える際には複素ビームパラメータ $q(z)$ のみを用いればよく、2.2.4 項でその手法について記述する。

2.2.2 光線行列

まずは光を線として考える幾何光学(ガウシアンビームのような太さは無視する)の場合について記述する。光軸からの距離を $r(z)$ 、光軸からの傾きを $r'(z)$ として次のように 2 次元のベクトルで光線を定義する。

$$\begin{bmatrix} r(z) \\ r'(z) \end{bmatrix} \dots\dots\dots (2.2-34)$$

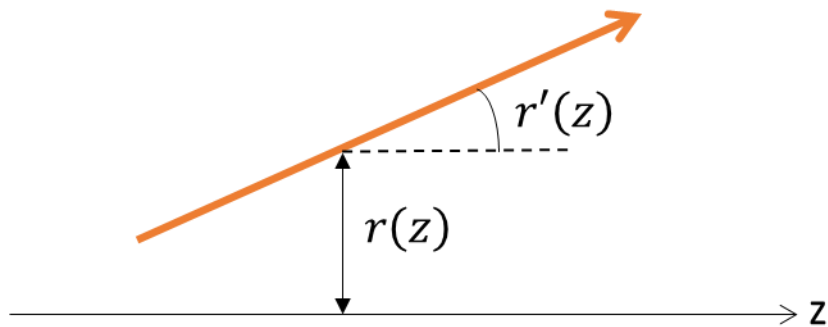


Figure 2-5 光線ベクトル

このように定義することで光線の伝搬を幾何学的に追跡することが出来るようになる。伝搬前後の光線ベクトルを添え字 1,2 で区別することとし、例えば光軸に沿って距離 d 伝搬したときの光線ベクトルを行列形式で表すと

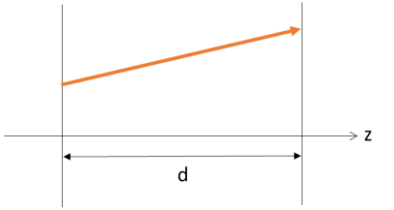
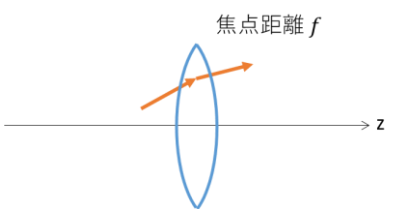
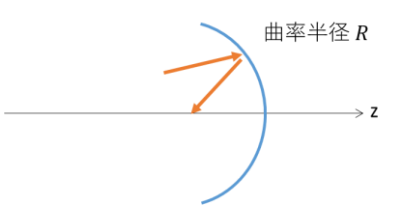
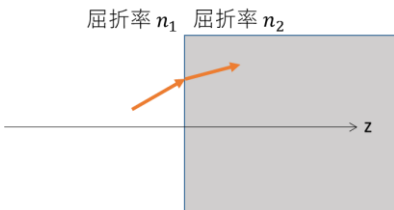
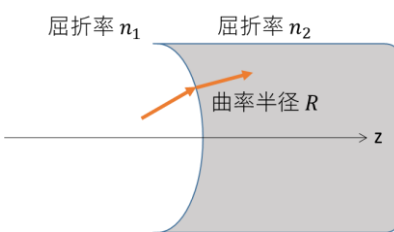
$$\begin{bmatrix} r_2 \\ r'_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (2.2-35)$$

また、焦点距離 f の薄肉凸レンズによる屈折は

$$\begin{bmatrix} r_2 \\ r'_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (2.2-36)$$

と計算される。伝搬の光学要素は光線行列や ABCD 行列と呼ばれる 2×2 の行列で表され、光軸の周りで軸対称なガウス光学系で有効である。複数のレンズなどから構成される系であっても、光学要素を表す行列を光線ベクトルに左から掛けていくだけで伝搬を記述することが出来る。Table 2-2 に主要な光学要素と光線行列についてまとめる。

Table 2-2 主な光学要素と ABCD 行列

| 光学要素 | 光線行列 |
|---------------|--|
| 厚さ d の空間 |  $\begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ |
| 焦点距離 f のレンズ |  $\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix}$ |
| 曲率半径 R のミラー |  $\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{bmatrix}$ |
| 誘電体界面 |  $\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix}$ |
| 球面誘電体界面 |  $\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_2 - n_1}{n_2 R} & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix}$ |

※ d は光路長ではなくその厚さ(実空間距離)を用いる。

※ $f > 0$ で収束性(凸レンズ)、 $f < 0$ で発散性(凹レンズ)を示す。

※ 球面を一部とする仮想の球体を考えたとき、 $R > 0$ は球体から出ていく界面を、 $R < 0$ は球体に入っていく界面を表す。

Table 2-1 における重要な点は 2 つあり、1 つは球面ミラーと等価なレンズが存在するということである。そのレンズの焦点距離は $f = R/2$ であり、光共振器の設計における重要な考え方となる。ガウシアンビームは伝搬に伴って広がっていくことから、光共振器中に効率よく閉じ込めるためには収束性の光学要素を取り入れる必要があり、共振器に凹面ミラーを用いることでそれは達成される。もう 1 つは複雑な系の伝搬を考えた際、それぞれの行列をユニモジュラ行列とみなすことが出来る点である。誘電体界面を透過する場合には、伝搬の始点と終点と同じ媒質であることを仮定するか光線ベクトルの角度成分に屈折率を含ませることでみなすことができる。ユニモジュラ行列は行列式の大きさが 1 という定義であるが、行列の性質からそれらの積の行列式の大きさも 1 となることや、ABCD 行列による変換は行列ベクトルの大きさを変えないこと、それぞれの光学要素の逆方向の伝搬の行列は非対角成分に -1 を乗じたものであることなどが分かる。

一方で光線行列のみからはっきり読み解くことは難しいものの 1 つに収差がある。屈折率が波長で異なることによる色収差と、同一波長であったとしてもレンズ形状(球面)により生じる単色(ザイデル)収差が存在し、物理的には光線行列が少しずつ異なることによるビームパラメータの差分が収差である。前者はレンズの素材や組み合わせ(アクロマート、アポクロマート)により、後者に関しては非球面レンズやメニスカスレンズ、トロイダルミラー等を用いることで解決できる。

ABCD 行列はガウシアンビームに対しても適用可能である。ABCD 行列により光線ベクトルの伝搬を連立方程式の形に表記すると

$$r_2 = Ar_1 + Br_1' \dots\dots\dots (2.2-37)$$

$$r_2' = Cr_1 + Dr_1' \dots\dots\dots (2.2-38)$$

球面波を構成する光線ベクトルを考えると、球面波の曲率半径 R は近似的に r/r' なので

$$R_2 = \frac{AR_1+B}{CR_1+D} \dots\dots\dots (2.2-39)$$

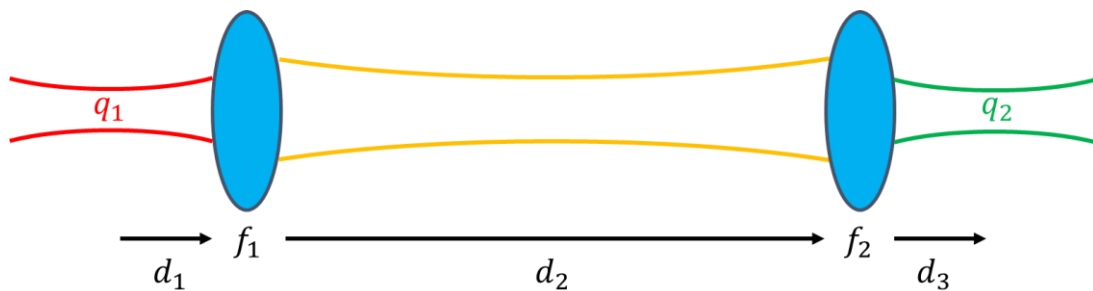
複素曲率半径(ビームパラメータ) q は

$$q_2 = \frac{Aq_1+B}{Cq_1+D} \dots\dots\dots (2.2-40)$$

この形の変換をメビウス変換や一次分数変換と言い、直感的には光線ベクトルの $r(z)$ がスポットサイズ $\omega(z)$ 、 $r'(z)$ が曲率半径 $R(z)$ に対応すると考えると分かりやすい。ビームウエストに対して空間移動の変換(2.2-35)を用いることで(2.2-25)、(2.2-26)の結果を得ることも出来るため、ガウシアンビームは幾何光線の集まりであるともいえる。

この変換の真価は、複雑な光学系における伝搬を解析したいときに行列の演算として扱

うことが可能という点にある。(2.2-31)からも分かる通りビームパラメータの変換を行うことが直接ガウシアンビームの伝搬を知ることと同値であるため、光共振器の設計ではビームパラメータを ABCD 行列で変換することで、ビームを共振器中に閉じ込める条件をも詰めることができる。具体的な手法は 2.2.4 項で取り扱う。



$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & d_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}$$

Figure 2-6 ガウシアンビームのレンズ変換に対応する ABCD 行列

2.2.3 光共振器

光共振器(Optical cavity)はミラーにより光を共振させて閉じ込める系である。それにより以下の効果が得られる。

- ① 周波数線幅の狭窄化
- ② 共振器内部の物質との相互作用(結合)強化

閉じ込めの度合いを表す量としては **Q 値(Quality factor, 共振周波数と線幅の比)**や**フィネス(Finesse, 共振周波数間隔と線幅の比)**が挙げられる。質の良い共振器とはこれらの値が高いものであり、一般にはミラー反射率**R**に”9”を何桁並べるかという問題に収束するのだが、本研究においては共振器中に損失のある結晶を配置するという事で **R = 99.9%以上**は不要であると見積もった。以降の議論では主に線幅狭窄化(きょうさくか)のための手法を取り扱う。まずは最も基本的な形状のファブリー・ペロー共振器から記述する。

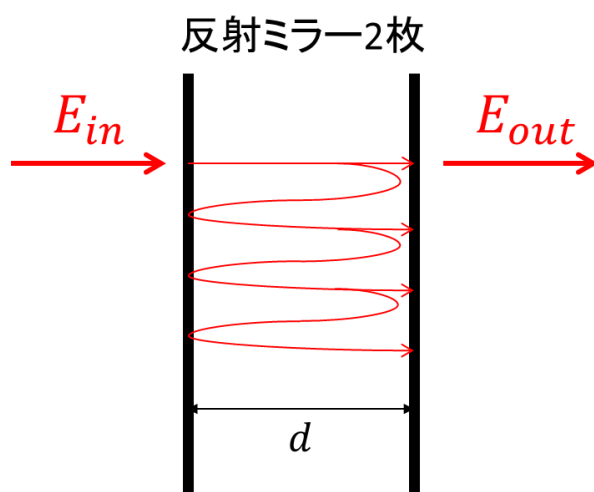


Figure 2-7 ファブリー・ペロー共振器

ファブリー・ペロー共振器は 2 枚の向かい合ったミラーで構成されている。どのような形状の共振器であっても、侵入した入射光を何周も閉じ込めてから出射するという機構は変わらないためこの共振器への計算が基本となる。ミラーの損失はないものと仮定すると、Figure 2-7 における共振器透過光(周波数 ν)の複素振幅は

$$E_{out} = t_1 t_2' e^{-\frac{i\delta}{2}} \left[1 + r_1' r_2' e^{-i\delta} + (r_1' r_2' e^{-i\delta})^2 + \dots \right] E_{in} \dots\dots\dots (2.2-41)$$

という無限等比級数の形で書ける。ここで入射ミラー、透過ミラーをそれぞれ添え字 1、2

で表し内部から外部に向かって進んでくる場合にプライム記号(')を付けた。 r と t はミラーの電場反射率(複素振幅反射率)と電場透過率(複素振幅透過率)を表しており、2乗がパワー反射率を表す。また δ は往復を表す位相シフトである($\delta = 2kd = 4\pi vd/c$)。共振器中の媒質による損失も含めることができるが簡単化のため表していない。この式から共振器のパワー透過率が求まり

$$T_{cavity} = \left| \frac{E_{out}}{E_{in}} \right|^2 = \frac{(1-R_1)(1-R_2)}{(1-\sqrt{R_1}\sqrt{R_2})^2 + 4\sqrt{R_1}\sqrt{R_2}\sin^2\phi} \dots\dots\dots(2.2-42)$$

導出には以下の関係式を用いた。

$$r' = \sqrt{R} \exp(-i\rho') \dots\dots\dots(2.2-43)$$

$$tt' + rr^* = 1 \dots\dots\dots(2.2-44)$$

$$r' + r = 0 \dots\dots\dots(2.2-45)$$

$$\phi = \frac{\delta + \rho'_1 + \rho'_2}{2} \dots\dots\dots(2.2-46)$$

R はミラーのパワー反射率、 ρ' は反射時の位相シフトを表す定数である。(2.2-44)と(2.2-45)はストークスの関係と呼ばれ、反射・透過におけるエネルギー保存則と、屈折率の異なる媒質間での反射ではその方向により位相差 π が生じること($e^{i\pi} = -1$)を表している。パワー反射率と曲率半径で同じ R の文字が使われがちであり、本項以降では曲率半径を R_c (Radius of curvature)として区別する。(2.2-42)に \sin 関数が含まれることから透過率が周期的に変化することが読み取れ、ピークの間隔は $\sin\phi$ の周期性から $\Delta\delta = 2\pi$ であり周波数に換算すると

$$\Delta\nu_{peak} = \frac{c}{2d} \dots\dots\dots(2.2-47)$$

$\Delta\nu_{peak}$ のことを Free Spectral Range(FSR)と呼び、後に示すが線幅に影響するパラメータの1つである。 $2d$ は共振器1周の長さを表すため、FSRは物理的には共振器1周にかかる時間の逆数で、ミラー間隔すなわち共振器長(1周の長さ)のみに依存することが特徴であり、定在波が立つ条件や波の強め合いの式から要請される式でもある。本論文で線幅と言う場合には周波数スペクトル幅を指しておりビームのスポットサイズではない。

(2.2-42)に戻り今度はピークの半分の値となる2点の間隔を求める。これは半値全幅(FWHM)と呼ばれる線幅のことであり、まずはピーク値から半値になるまでの間隔(HWHM)を求める。ピークとなる ϕ を $\phi_{peak}(=m\pi)$ 、半値となる ϕ を $\phi_{1/2}$ とすると次の関係を満たす。

$$\frac{1}{2}T_{cavity,MAX} = \frac{(1-R_1)(1-R_2)}{2(1-\sqrt{R_1}\sqrt{R_2})^2} = \frac{(1-R_1)(1-R_2)}{(1-\sqrt{R_1}\sqrt{R_2})^2 + 4\sqrt{R_1}\sqrt{R_2}\sin^2(\phi_{1/2}-\phi_{peak})} \dots\dots(2.2-48)$$

式変形してから ϕ を ν に変数変換すると

$$\frac{4\pi d}{c}(\nu_{1/2} - \nu_{peak}) = \frac{1 - \sqrt{R_1 R_2}}{\sqrt{\sqrt{R_1} \sqrt{R_2}}} \dots (2.2-49)$$

スペクトルの線幅 FWHM は

$$\Delta\nu_{1/2} = 2(\nu_{1/2} - \nu_{peak}) = \frac{c}{2\pi d} \frac{1 - \sqrt{R_1 R_2}}{\sqrt{\sqrt{R_1} \sqrt{R_2}}} \dots (2.2-50)$$

$\Delta\nu_{peak}$ を使って表すと

$$\Delta\nu_{1/2} = \frac{1}{\pi} \frac{1 - \sqrt{R_1 R_2}}{\sqrt{\sqrt{R_1} \sqrt{R_2}}} \Delta\nu_{peak} \dots (2.2-51)$$

この式から FSR と線幅は比例関係にあることが分かる。この比例定数をフィネスと呼び、フィネスが大きいほどスペクトルが尖っている(線幅が狭い)という対応をさせるために次のように定義する。

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\nu_{peak}}{\Delta\nu_{1/2}} = \frac{\pi \sqrt{\sqrt{R_1} \sqrt{R_2}}}{1 - \sqrt{R_1 R_2}} \dots (2.2-52)$$

フィネス \mathcal{F} はミラーの反射率や共振器内部損失により決まり、ロスが小さければ小さいほどフィネスは大きくなる。(2.2-52) から FSR をフィネスで割ったものが線幅 FWHM を表すということになる。式で表すと

$$\Delta\nu_{1/2} = \frac{\Delta\nu_{peak}}{\mathcal{F}} \dots (2.2-53)$$

すなわち狭線幅を達成するためには FSR を小さく、フィネスを大きくする必要がある。具体には共振器長を長く、共振器全体のロスを小さくすればよい。

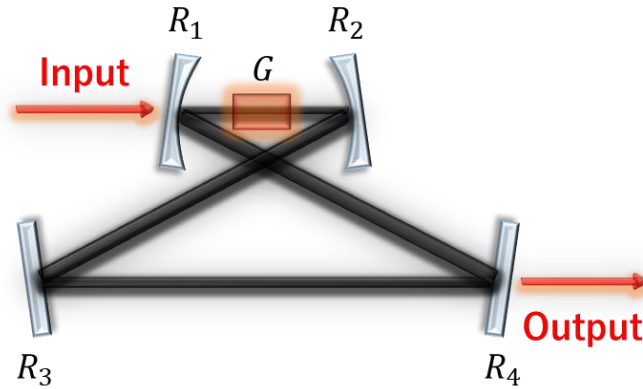


Figure 2-8 Bow-tie 型光共振器

Figure 2-8 は本研究で用いる Bow-tie 共振器である。光は必ず回折による広がりを伴って伝搬するため、共振器に平面ミラーで閉じ込めているだけではいずれミラーからはみ出してしまいロスになってしまう。そこで収束性レンズの役割を持つ球面ミラーを共振器に

組み込むことで、回折ロス無くしフィネスを大きくすることで狭線幅を達成することが出来る。何周にもわたって光を閉じ込めるためには共振器中におけるビームの形状を調整することが重要になり、その手法については次項で述べる。

また球面ミラーに反射角を付けると、水平方向の曲率半径 $R_{horizontal}$ と垂直方向の曲率半径 $R_{vertical}$ が設計曲率半径 R_c から実効的に変化するということが幾何計算により求まる(非点収差)。球面ミラーの水平面内での反射角(すなわち反射前後の光のなす角の半分)を θ とすると

$$\begin{cases} R_{horizontal} = R_c \cos \theta \\ R_{vertical} = \frac{R_c}{\cos \theta} \end{cases} \dots\dots\dots (2.2-54)$$

となる。この収差の影響を小さくするために本研究では傾ける角度が 5° 以下に設定した。角度を小さくする以外の解決法としてはトロイダルミラーを用いるという方法もある。

ファブリー・ペロー共振器との差別化点は3点ほど挙げられる。1点目は結晶中における小さなウエストサイズと長い共振器長を両立できる点である。2.2.5節で述べるが、2光子発生効率を最適化するには約 $10\text{ }\mu\text{m}$ のビームウエストを非線形光学結晶中に配置する必要がある、例えばミラー間隔 1 m で中間に結晶が存在するファブリー・ペロー共振器の場合にはミラー上スポット半径が約 25 mm となってしまう(通信波長で計算)。一方でBow-tie共振器の場合には平面ミラーのパスでコリメートに飛ばすことが可能なため、スポット径を 1 mm 以下に抑えることも容易である。2点目はInput・Output以外の用途にミラーのポートを確保しておける点である。量子光源からの光周波数を一定に保つための手法として後述の共振器ロックがあるが、そのためにはロック用レーザーを入射する必要がある。生成される光子と同じ周波数なため、そのままでは致命的なノイズとなってしまう。対策としては光チョップでサイクルを作ることが良く用いられるが、ファブリー・ペロー共振器の場合にはビームスプリッタにより多少の損失が生じてしまう。余ったポートがあればロック用レーザーをモニタするポートと光子を出射するポートを分け、損失を低減しつつ光子の周波数を安定化することが可能となる。3点目はファブリー・ペロー共振器では結晶端面における反射散乱光がノイズになりうるのに対し、Bow-tie共振器ではリング型パスなのノイズとしての検出を低く抑えることが出来る点である。

以下にファブリー・ペロー共振器の場合と同様の計算により得られたBow-tie cavityの計算結果を示す。

$$FSR = \frac{c}{L} \dots \dots \dots (2.2-55)$$

$$\mathcal{F} = \pi \sqrt{\frac{\sqrt{R_1 R_2 R_3 R_4 G}}{(1 - \sqrt{R_1 R_2 R_3 R_4 G})^2}} \dots \dots \dots (2.2-56)$$

共振器 1 周に対する光路長を L 、それぞれのミラーのパワー反射率を R_1, R_2, R_3, R_4 (ただし添え字 1 のミラーを入射、添え字 4 のミラーを出射と仮定、以降出射用ミラーはアウトプットカプラと呼ぶ)、共振器 1 周に対するパワーの利得を G ($G > 1$ のとき増幅、 $G < 1$ のとき減衰)とした。 $R_2 = R_3 = 1$ の時、利得が 1 往復のものであることに注意すればファブリー・ペロー共振器の計算と一致する。本研究においては $G < 1$ であり、吸収係数を α [dB/m]、吸収の起こる媒質の長さを l [m]とすると G は次のように表される。

$$G = 10^{-\frac{\alpha l}{10}} \dots \dots \dots (2.2-57)$$

共振器を実用化するにあたっては、共振周波数を量子メモリの吸収線に合わせる必要がある。その際用いられるのが共振器ロックであり手法としては PDH 法(Pound-Drever-Hall technique)[69]が有名である。PDH 法ではレーザーの透過が強くなるよう共振器長をフィードバックすることが出来る。具体的な手順を述べる：①電気光学変調器(Electro Optic Modulator, EOM)等での位相変調により周波数サイドバンドのあるレーザーを用意し、その共振器透過(反射)光の検出信号を変調周波数で demodulation することで、サイドバンドの共振強度バランス信号(DC 成分)を得る。②両サイドバンドの共振が同強度(レーザーの中心周波数における共振ピークが最大)の時バランス信号が 0 で、そのロックポイントから外れると向きに応じた符号の電圧が発生するため、その信号をエラー信号として扱うことが出来る。③エラー信号が 0 になるように PID 制御等で共振器長調整用ピエゾ素子をフィードバック制御することにより共振器ロックが達成される。

ここまでは共振器の性能を定量的に解析するために光電場の応答を議論してきたが、量子論として重要になるのは、共振器内部の「場」がロスにより損失せずどの程度外に出力されるかの指標 escape efficiency であり、以下の式で与えられる。

$$\eta = \frac{T_4}{T_4 + L} \dots \dots \dots (2.2-58)$$

T_4 はアウトプットカプラのパワー透過率、 L は共振器内部のロスで、「損失せずに共振器から脱出できる割合」を表している。この式と(2.2-56)を比較すると重要なトレードオフがあることに気付く： T_4 が大きいと escape efficiency が大きくなるがフィネスは低下してしまう。最もよいバランスとなるのは $T_4 = L$ (インピーダンスマッチ)の時、escape efficiency は 50%と評価されている[70]。

2.2.4 自己無撞着法

自己無撞着(どうちゃく)法はセルフコンシステントとも呼ばれ、光共振器の計算においては 1 周したら元のビームパラメータに回帰するという条件のもと解析する手法である。つまり (2.2-40) からビームパラメータ変換の方程式は次のように表される。

$$q = \frac{Aq+B}{Cq+D} \dots\dots\dots(2.2-59)$$

ここでの ABCD 行列は共振器 1 周に対応するものである。1/q について解くと

$$\frac{1}{q} = \frac{D-A}{2B} \pm i \frac{\sqrt{1-\left[\frac{D+A}{2}\right]^2}}{B} \dots\dots\dots(2.2-60)$$

ABCD 行列の行列式が 1 であることを用いた。(2.2-30)より

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R_w} - i \frac{\lambda}{\pi \omega^2 n} \dots\dots\dots(2.2-61)$$

ただしこの R_w は球面波の曲率半径であることに注意が必要である。これが成立するためには

$$\cos \theta = \frac{D+A}{2} \dots\dots\dots(2.2-62)$$

を満たさなければならない。この条件を共振器の安定性条件と呼び、共振器中に安定して存在できる(定常的な)モードが存在することを表す。(2.2-62)は

$$\left| \frac{D+A}{2} \right| < 1 \dots\dots\dots(2.2-63)$$

と同値でありこれを満たさないとき、(2.2-60)から ω^2 が虚数または無限大となってしまう。このようなビームは共振器中に安定に存在できない(2.2-60)と(2.2-61)を比較することにより

$$R_w = \frac{2B}{D-A} \dots\dots\dots(2.2-64)$$

$$\omega = \left(\frac{\lambda}{\pi n} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{(|B|)^{\frac{1}{2}}}{\left[1 - \left(\frac{D+A}{2} \right)^2 \right]^{1/4}} \dots\dots\dots(2.2-65)$$

が得られる。まずは仮想の光学系を設計し、安定性条件(2.1-63)を満たすかどうか確認し、任意の位置におけるスポットサイズを求めることで共振器設計は達成できる。

次に本研究において利用した共振器の ABCD 行列を示す。Figure 2-9 を参照し結晶の中心から出発した光線が 1 周する ABCD 行列は

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & \frac{L_1-l}{2} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_c} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_c} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & \frac{L_1-l}{2} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \dots\dots(2.2-66)$$

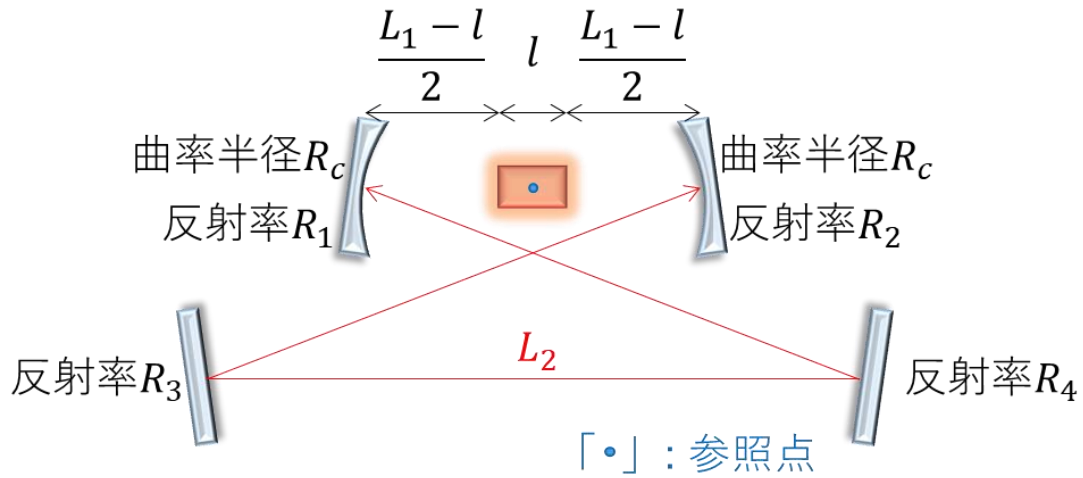


Figure 2-9 光線行列用共振器パラメータ

ここで球面ミラーをつなぐ 2 つのパスのうち短い方の距離を L_1 、長い方(平面ミラーを通る方)の距離を L_2 、結晶長を l 、結晶の屈折率を n 、球面ミラーの曲率半径を R_c とした。

ここで、2 つの球面ミラーの曲率半径が等しいならばウエストは球面ミラー間の中心にできることを示す。(2.2-66)においてミラーの曲率半径を R_{c_1}, R_{c_2} と区別し $D - A$ を計算すると

$$D - A = 2L_2 \left(\frac{1}{R_{c_1}} - \frac{1}{R_{c_2}} \right) \dots\dots\dots (2.2-67)$$

$R_{c_1} = R_{c_2}$ のとき $D - A = 0$ となり、(2.2-64)からこの位置における波面の曲率半径 R_w が無限大、すなわちこの位置がウエストとなることが導ける。 L_1 と L_2 を入れ替えても成立することから Bow-tie cavity 中には 2 つのウエストが存在し、2 つの球面ミラーの曲率半径が等しい、一般的に言うならば対称的な構造である時ウエストは球面ミラー間のパスの中心にできると言える。

自己無撞着法を使い安定して共振器に存在できるガウシアンビームの形状を決めたあと、共振器への入射光を整形する必要がある。その操作をモードマッチングと呼び、コリメータから共振器までのパスの長さやレンズの位置・焦点距離を光線行列により決定する。その際ビームパラメータを測定する必要があり、ビームプロファイラやナイフエッジ法により 3 ヶ所の $1/e^2$ 径を測定すればビームパラメータの解が得られる。(2 ヶ所の測定でも解は出るがただ 1 通りには絞れない)

2.2.5 自発的パラメトリック下方変換

自発的パラメトリック下方変換(Spontaneous Parametric Down Conversion , SPDC)は光と物質の相互作用、特に 2 次の非線形光学効果による 2 光子生成法である。3 次非線形光学過程の 4 光波混合との相違点は、1 種類のポンプ光だけで発生する点や比較的小さな強度で良い点で、低ノイズでシンプルな系で達成可能である。Figure 2-10 は、ある周波数(2ω)の光子を入射すると半分の周波数(ω)の縮退した 2 光子(シグナル光子、アイドラー光子)が発生する様子を模式的に表している。本量子光源では両方通信波長(1514 nm)の 2 光子を生成するために縮退 SPDC を用いているが、SPDC には非縮退型も存在し結晶の設計(poling period)により決まっている。SPDC はエネルギー保存則や運動量保存則を満たすように 1 つの光子が 2 つの光子に分裂する現象である。

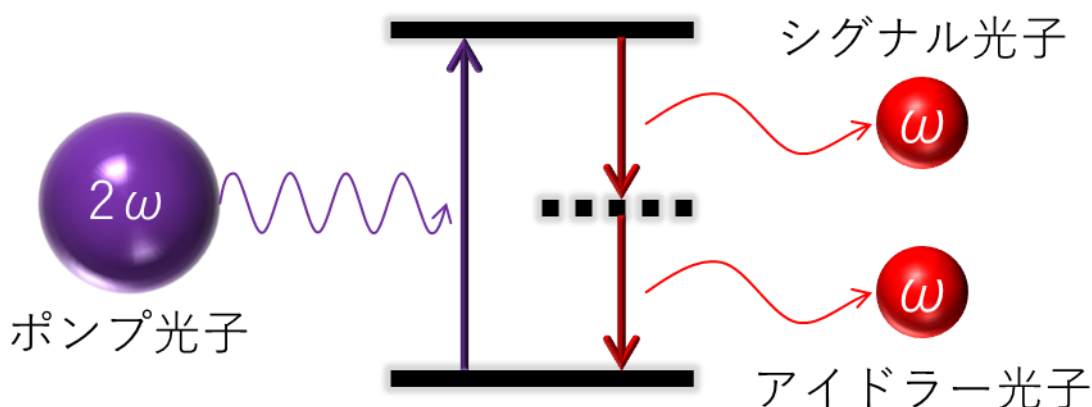


Figure 2-10 パラメトリック下方変換

2 次非線形光学効果は 2 次の非線形分極ベクトルによって引き起こされるものであり、その i 成分は次のように書ける、

$$P_i = 2d_{ijk}E_jE_k \dots\dots\dots(2.2-68)$$

d_{ijk} は 2 次非線形光学係数と呼ばれる物質依存値で、2 次非線形光学効果の発生効率に大きく影響する。Figure 2-10 のようなポンプ光、シグナル光、アイドラー光という 3 つの光の相互作用を考え、ひとまず添え字 1,2,3 で区別することにとすると、3 光波のなす電場 \mathbb{E} は

$$\mathbb{E} = \sum_{m=1,2,3} \mathbf{a}_m E_m \exp[i(\omega_m t - k_m z)] \dots\dots\dots(2.2-69)$$

\mathbf{a}_m は偏光を表すベクトル、 E_m は電場の大きさ、 ω_m は角周波数、 k_m は波数であり、電場の 1

方向の流れのみを考えるため複素共役は省いた。またポンプ光の角周波数を ω_3 として $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ を満たすようにシグナル(ω_1)とアイドラー(ω_2)に分裂すると仮定する。(2.1-68)を(2.2-67)に代入し $\omega_3 - \omega_2$ を指数に持つ項と、 $\omega_3 - \omega_1$ を指数に持つ項を選び出すと

$$\begin{cases} P_i^{\omega_3-\omega_2} = d_{ijk} a_{3j} a_{2k} E_3 E_2^* \exp i[(\omega_3 - \omega_2)t - (k_3 - k_2)z] \\ P_i^{\omega_3-\omega_1} = d_{ijk} a_{3j} a_{1k} E_3 E_1^* \exp i[(\omega_3 - \omega_1)t - (k_3 - k_1)z] \end{cases} \dots\dots\dots (2.2-70)$$

これらを Maxwell から得られる波動方程式

$$\nabla^2 E = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon E + P_i) \dots\dots\dots (2.2-71)$$

に代入すると

$$\begin{cases} \frac{dE_1}{dz} = -\frac{i\omega_1}{2} d \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_1}} E_3 E_2^* e^{-i\Delta kz} \\ \frac{dE_2^*}{dz} = +\frac{i\omega_2}{2} d \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_2}} E_1 E_3^* e^{+i\Delta kz} \end{cases} \dots\dots\dots (2.2-72)$$

電場振幅の 2 階微分は無視した。 E_2^* で計算しているのは今後の計算で共役形として参照しやすいからである。また以下のように定数を定めた。

$$\begin{cases} d = \sum_{ijk} d_{ijk} a_{1i} a_{2j} a_{3k} \\ \Delta k = k_3 - k_2 - k_1 \end{cases} \dots\dots\dots (2.2-73)$$

さらに次のように定義する。

$$A_m = \sqrt{\frac{n_m}{\omega_m}} E_m \dots\dots\dots (2.2-74)$$

この 2 乗は光子数(光子束)に比例するものと解釈される。(2.2-71)は簡単化され

$$\begin{cases} \frac{dA_1}{dz} = -\frac{i}{2} \kappa A_2^* A_3 e^{-i\Delta kz} \\ \frac{dA_2^*}{dz} = +\frac{i}{2} \kappa A_1 A_3^* e^{+i\Delta kz} \end{cases} \dots\dots\dots (2.2-75)$$

ただし

$$\kappa = d \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \frac{\omega_1 \omega_2 \omega_3}{n_1 n_2 n_3}} \dots\dots\dots (2.2-76)$$

この微分方程式に従って光子束は増加していくものと考えられる。縮退 SPDC では $\omega_1 = \omega_2$ と考えれば良く、(2.2-75)の 2 式は複素共役を表す式となる。式中で振動を表す項 $e^{\mp i\Delta kz}$ は 2 光子発生 of 妨げとなり

$$\Delta k = 0 \dots\dots\dots (2.2-77)$$

とおくことで取り除くことができる。これを位相整合条件(phase matching condition)と呼び、運動量保存則に該当するものである。位相の不整合は結晶屈折率の周波数依存性によるもので、具体的には結晶の任意の 2 地点で発生した変換光の位相が揃っていなければ destructive な干渉を起こしてしまい変換光が弱めあってしまうということを意味している。

位相整合には 2 種類の方法があり、1 つは屈折率 $n^{(\omega)} = n^{(2\omega)}$ を成立させる複屈折位相整合法、もう 1 つは周期分極反転結晶を用いた擬似位相整合法で、本実験では後者を利用してゐる。擬似位相整合とは、変換光の位相が強め合う範囲(コヒーレンス長)より先の結晶の分極を反転させることによって弱め合い始める範囲を逆に強め合う範囲に変えるという手法である。周期分極反転結晶を用いる場合には結晶の温度を調整することで、分極反転周期とコヒーレンス長を揃えて位相整合を達成することができる。

位相整合を満たす偏光の組み合わせにより 3 種類の分類(Type-0, I, II)がなされる²。Type-0 では発生光とポンプ光がすべて同じ、Type- I では発生光同士は同じだがポンプ光とは直交している、Type- II では発生光同士が直交しておりポンプ光はそのどちらかと同じという具合である。どのタイプの位相整合条件による SPDC が起こるかは結晶設計により決まる。更に SPDC では結晶温度や角度に依存した、位相整合の波数ベクトルにより *collinear* と *non-collinear* の *propagation* に分類され、空間モードや線幅も異なる[71]-[73]。

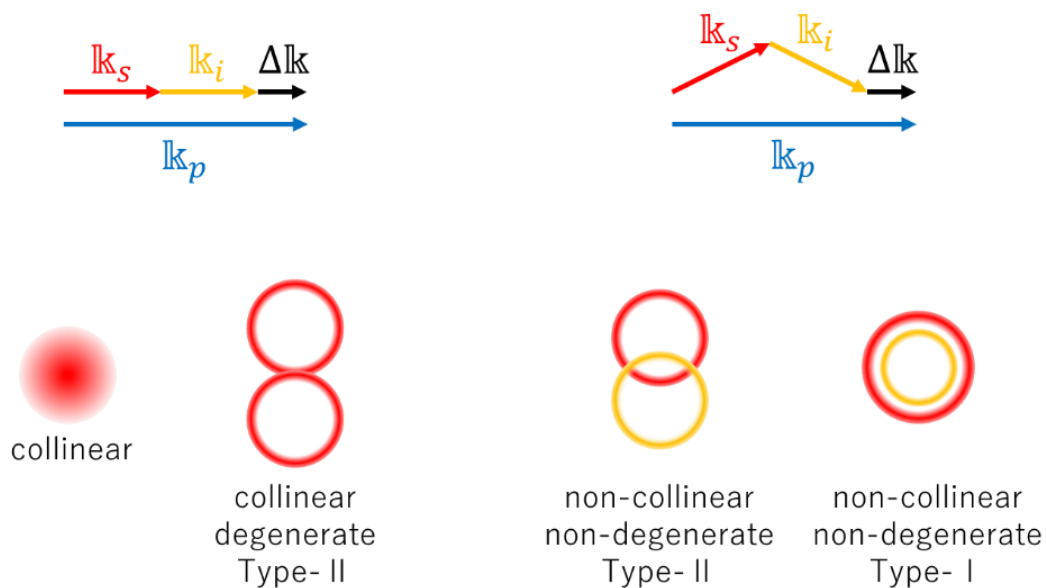


Figure 2-11 様々な分類の SPDC

ガウシアンビームを結晶に入射した時の二次非線形光学効果(パラメトリック過程)の効率は共焦点パラメータ(レイリー長(2.2-27)の 2 倍)に依存することが知られている[74]。最高効率の時、共焦点パラメータ b は以下のように与えられる。

² 偏光方向は *ordinary* と *extra ordinary* の 2 種類があり、ポンプ・シグナル・アイドラーの 3 つの相互作用と考えると、厳密には $2^3 = 8$ 通りの Type が存在する。

$$b = l_c/2.84 \dots\dots\dots(2.2-78)$$

l_c はビームに沿った結晶長である。当然結晶中のスポットサイズが結晶幅に収まっている必要がある。一方で、ヘラルド検出率やスペクトル純粋度も加味すると係数は2.84よりも2.5のほうが優れていると示す研究もある[75]。

SPDCにより生成する状態を光子生成演算子 a^\dagger で表すと次のようになる[76][77]。

$$|\psi\rangle_{SPDC} = |0,0\rangle_{s,i} + C \iint d\omega_s d\omega_i \text{sinc}\left(\frac{l_c \Delta k}{2}\right) \varepsilon_p(\omega_p) a_s^\dagger(\omega_s) a_i^\dagger(\omega_i) |0,0\rangle_{s,i} \dots\dots(2.2-79)$$

$|0,0\rangle_{s,i}$ は真空状態(光子数0の状態)、 ω は光子の角周波数、 Δk は位相不整合度、 $\varepsilon_p(\omega_p)$ はポンプ光の空間分布(通常はガウシアン)、添え字 s, i はシグナル・アイドラーをそれぞれ示している。 C は定数だが厳密には温度依存する分極反転周期や結晶長を含んでいるもののここでは一定としている。「自発的(spontaneous)」の意味は、真空場と結晶の相互作用により自発的に2光子が生成してくるということから由来している。2光子のパワースペクトル(joint spectrum)は以下のように求まる。

$$S_{SPDC}(\omega_1, \omega_2) = \text{sinc}^2\{l_c \Delta k(\omega_1, \omega_2)/2\} \dots\dots\dots(2.2-80)$$

2光子発生プロセスであるSPDCにおける問題点は、生成する光子の線幅が極めて広いということである。Typeにより異なるが数nmから10nm(1THzオーダ)以上の線幅を持つ。このままでは長距離量子通信には不適なため、光共振器と組み合わせることにより線幅を狭窄化する必要がある。

2.2.6 共振器増強 SPDC

共振器は線幅を狭窄化するツールであり、SPDC を共振器中で引き起こすことで効率を増強することが出来る。仮に共振器外部で起きた SPDC 光を共振器に通した場合、共振周波数は透過するが非共振周波数は反射してしまうため、非常に大きな損失となってしまう。一方共振器中の SPDC では真空場(或いは生成・消滅演算子)が線幅狭窄化されていると考えることで、SPDC により生成する光子は共振器スペクトルに集まることが予想される。それによりスペクトル輝度(spectral brightness)が増加するというのが共振器増強の意味である。本研究では 2 光子とも共振する doubly resonant を想定しており、片方の光子のみが共振する singly resonant[78]の場合よりも得られる共振器増強効果は大きい。

それ以外にも共振器増強 SPDC には大きな特徴があり、それは 2 光子場の相互相関に現れる。2 次の相関係数は次のように定義される[79]-[83]。

$$\Gamma(\tau) = \langle a_{out}(\tau) a_{out}(\tau+t) a_{out}^\dagger(\tau+t) a_{out}^\dagger(\tau) \rangle \dots \dots \dots (2.2-81)$$

ここで $a_{out}^\dagger(\tau), a_{out}(\tau)$ は時間に依存した光子の生成・消滅演算子(共振器アウトプットカプラからの出力状態)である。

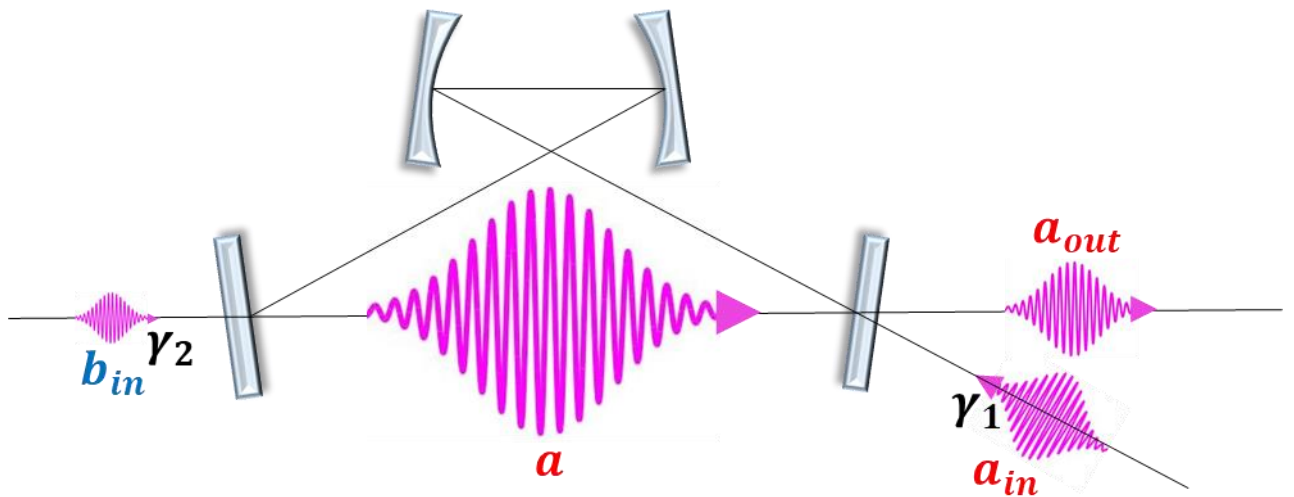


Figure 2-12 真空場と共振器の相互作用による光子場生成

$\Gamma(\tau)$ を求める際、SPDC や共振器のスペクトルを計算に組み込むには「時間的」ではなく「周波数的」演算子を扱う必要があるため、まずは $\tilde{a}_{out}(\omega)$ から求める。 \tilde{a}_{out} と共振器インプット \tilde{a}_{in} 、共振器内部状態 \tilde{a} は次の関係(ミラーにおける境界条件)により結び付けられる

$$\tilde{a}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{\gamma_1}} \{ \tilde{a}_{in}(\omega) + \tilde{a}_{out}(\omega) \} \dots \dots \dots (2.2-82)$$

$a(t)$ に対してのハイゼンベルグ(Heisenberg)の運動方程式は

$$\frac{da}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [a, H_{internal}] - \left(\frac{\gamma_1}{2} + \frac{\gamma_2}{2}\right)a + \sqrt{\gamma_1}a_{in} + \sqrt{\gamma_2}b_{in} \dots (2.2-83)$$

ここで γ_1, γ_2 は共振器に対する $\tilde{a}_{in}, \tilde{b}_{in}$ の結合定数、 $H_{internal}$ は共振器内部状態を支配するハミルトニアンで、

$$H_{internal} = \hbar\omega_0 a^\dagger a + \frac{1}{2}i\hbar \left\{ \epsilon e^{-i\omega_p t} (a^\dagger)^2 - \epsilon^* e^{i\omega_p t} (a)^2 \right\} \dots (2.2-84)$$

と表される。 ω_0 は共振周波数、 $\omega_p = 2\omega_0$ はポンプ周波数、 ϵ はパラメトリックゲイン(結晶を1回通った時のSPDC振幅の増幅度合いを表す)である。これら3つの式に加え $a(t)$ と $\tilde{a}(\omega)$ を結び付けるフーリエ変換の関係式

$$\tilde{a}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} a(t) e^{-i\omega t} dt \dots (2.2-85)$$

を用いることで $\tilde{a}_{out}(\omega)$ を $\tilde{a}_{in}(\omega), \tilde{b}_{in}(\omega)$ により表すことが出来る。

$$\begin{aligned} \tilde{a}_{out}(\omega_m + \omega) = & G_1(\omega) \tilde{a}_{in}(\omega_m + \omega) + g_1(\omega) \tilde{a}_{in}^\dagger(\omega_m - \omega) \\ & + G_2(\omega) \tilde{b}_{in}(\omega_m + \omega) + g_2(\omega) \tilde{b}_{in}^\dagger(\omega_m - \omega) \dots (2.2-86) \end{aligned}$$

$\omega_{\pm m} = \omega_0 \pm m\Delta_{FSR}$ はSPDC光の中心周波数 ω_0 に対しFSR毎に離れて分布する周波数を表す。計算過程で交換関係 $[\tilde{a}_{in}(\omega), \tilde{a}_{in}^\dagger(\omega')] = \delta_{\omega\omega'}$ や回転座標変換 $a \rightarrow e^{i(\omega_p/2)t} a$ などが用いられる。また各演算子の係数は以下の通り(Ref. [81], [82]が詳しい)。

$$G_1(\omega) = \frac{\gamma_1 - \gamma_2 + 2i\omega}{\gamma_1 + \gamma_2 - 2i\omega} \dots (2.2-87)$$

$$g_1(\omega) = \frac{4\epsilon\gamma_1}{(\gamma_1 + \gamma_2 - 2i\omega)^2} \dots (2.2-88)$$

$$G_2(\omega) = \frac{2\sqrt{\gamma_1\gamma_2}}{\gamma_1 + \gamma_2 - 2i\omega} \dots (2.2-89)$$

$$g_2(\omega) = \frac{4\epsilon\sqrt{\gamma_1\gamma_2}}{(\gamma_1 + \gamma_2 - 2i\omega)^2} \dots (2.2-90)$$

ポンプ光が十分弱い(パラメトリック発振は起こらない)という仮定のもと $\epsilon^2 \sim 0$ という近似を用いた。実際に出力されるのは様々な m の重ね合わせであり(2.2-86)のSummationを取る必要があるのが注意点である。また $a_{out}(\tau)$ と $\tilde{a}_{out}(\omega)$ もフーリエ(逆)変換の関係により結び付けられる。

$$a_{out}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{a}_{out}(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega \dots (2.2-91)$$

これを用いて(2.2-86)を(2.2-81)に代入し ϵ^2 が十分小さいという前提のもと計算すると次のような2光子時間相関が得られる[79]。

$$\Gamma(\tau) = G^{(2)}(\tau) = |\epsilon|^2 \left(\frac{\mathcal{F}}{\mathcal{F}_0}\right)^2 e^{-\omega_{FWHM}|\tau|} \left| \frac{\sin\{(2N+1)\Delta_{FSR}\tau/2\}}{\sin\{\Delta_{FSR}\tau/2\}} \right|^2 \dots\dots\dots(2.2-92)$$

これが 2 光子の相互相関関数である。 \mathcal{F} はロスを含めた共振器のフィネス、 \mathcal{F}_0 はロスを含めない共振器のフィネス(定義式は後述)、 $\omega_{FWHM} \equiv \gamma_1 + \gamma_2$ は周波数線幅、 N は 2 光子の周波数組み合わせの数($2N + 1$ が共振器出力の縦モード数)。共振器中で SPDC を起こした場合のみこのような相関を得られる。 $\Gamma(\tau)$ は大きく 2 つの項に分けられる: 1 つは $e^{-\omega_{FWHM}|\tau|}$ という線幅を反映する包絡線、もう 1 つは $|\sin\{(2N + 1)\Delta_{FSR}\tau/2\}/\sin\{\Delta_{FSR}\tau/2\}|^2$ というマルチモードにより周期的なパルス列である。つまり 2 光子相関は「指数関数的に減衰する楕型の時間差分布」を示しており、この相関自体を応用させようという研究は未だ行われていないのが現状である。この独特な相関を保存可能なのが原子周波数コム(AFC, Atomic Frequency Comb)量子メモリであり、その基礎については次節で述べる。

次に共振器によるスペクトル輝度(spectral brightness)の増強率を求める[83]。共振器アウプットのスペクトルは次のように定義する。

$$\langle \tilde{a}_{out}(\omega_0 + \omega) \tilde{a}_{out}(\omega_0 + \omega') \rangle \equiv S(\omega) \delta(\omega + \omega') \dots\dots\dots(2.2-93)$$

(2.2-86)よりこれを計算すると

$$S(\omega) = |g_1(\omega)|^2 + |g_2(\omega)|^2 = \frac{16|\epsilon|^2 \gamma_1(\gamma_1 + \gamma_2)}{[(\gamma_1 + \gamma_2)^2 + 4\omega^2]^2} \dots\dots\dots(2.2-94)$$

全周波数に渡り積分することで共振器増強 SPDC の総生成レートが求まる。

$$R_{cavity} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) d\omega = \frac{|\epsilon t_{round}|^2 \mathcal{F}^3 \omega_{FWHM}}{2\pi^2 \mathcal{F}_0} \dots\dots\dots(2.2-95)$$

t_{round} は共振器周回時間、 $\mathcal{F} = 2\pi/(\gamma_1 + \gamma_2)t_{round} = 2\pi/\omega_{FWHM}t_{round}$, $\mathcal{F}_0 = 2\pi/\gamma_1 t_{round}$ はフィネスを表し、 ϵt_{round} は共振器 1 周でのパラメトリックゲインを意味する。結晶を 1 回通るだけ(共振器無し)の時、 ϵt_{round} を 2 光子それぞれが得ると考えると、シングルパスのレートは

$$R_{single} = \frac{|\epsilon t_{round}|^2 \Omega_{filter}}{2\pi} \dots\dots\dots(2.2-96)$$

と表すことが出来、 Ω_{filter} は非共振 SPDC スペクトルより十分狭く均等な周波数分布を実現するためのフィルタの周波数幅である。(2.2-95)、(2.2-96)よりスペクトル輝度の比は次のように表される。

$$B = \frac{R_{cavity}/\omega_{FWHM}}{R_{single}/\Omega_{filter}} = \frac{1}{\pi} \frac{\mathcal{F}^3}{\mathcal{F}_0} \dots\dots\dots(2.2-97)$$

スペクトル輝度の比は増強因子(enhancement factor)と言い、ロスが十分小さいときには

ィネスの 2 乗のオーダーと概算することが出来る。

以上の計算では周波数分布について定量的に詳細を決定することについては言及しなかった。(2.2-80)式は共振器無しの SPDC のスペクトルを表すが、これとエアリー(Airy)関数を用いて次のようにスペクトル関数を表すことが出来る[70][84]。

$$S_{cavity}(\nu_s, \nu_i) = S_{SPDC}(\nu_s, \nu_i)A_s(\nu_s)A_i(\nu_i).....(2.2-98)$$

s, i はシグナル・アイドラーを表し、 $\mu = s, i$ の時エアリー関数 $A_\mu(\omega)$ は次のように与えられる。

$$A_\mu(\nu) = \frac{(1-R_\mu)(1-G)}{(1-\sqrt{R_\mu G})^2} \times \frac{1}{1+\left(\frac{2F}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\pi\nu}{\Delta FSR}\right)}.....(2.2-99)$$

R_μ は μ に対するパワー反射率、 G は(2.2-56)と同様 1 周あたりのゲインで共振器ロスを L とすると $G = 1 - L$ を満たす。エアリー関数は(2.2-42)と全く同じ式で与えられるもので、共振器透過率の周波数特性を表している。結局(2.2-98)は次の形の周波数分布になる。

$$S_{cavity}(\nu_s, \nu_i) \propto \text{sinc}^2\left\{\frac{L_c \Delta k(\nu_s, \nu_i)}{2}\right\} \times \frac{1}{1+\left(\frac{2F_s}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\pi\nu_s}{\Delta FSR_s}\right)} \times \frac{1}{1+\left(\frac{2F_i}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\pi\nu_i}{\Delta FSR_i}\right)}.....(2.2-100)$$

長さ L_c の非線形媒質が引き起こす SPDC 幅 $\text{sinc}^2\left\{\frac{L_c \Delta k(\nu_s, \nu_i)}{2}\right\}$ のうちシグナルとアイドラーの両方が共振できるような周波数のみが出現するということを意味している。シグナル・アイドラーはそれぞれが間隔の異なる楕状に分布することから、出力スペクトルとしてはある場所に楕集団がありそこからしばらく離れた場所にまた楕集団が存在する、ということが推測できる。これを **clustering effect** と言い、クラスタ間隔およびクラスタ幅は以下のように与えられる[70][85]。

$$\Delta\Omega_{\text{separation}} = \frac{FSR_s FSR_i}{|FSR_s - FSR_i|} = \frac{c}{L_c^{total}} \frac{1}{|n_s^{(g)} - n_i^{(g)}|}.....(2.2-101)$$

$$\Delta\Omega_{\text{width}} = \frac{FSR_s}{FSR_i} \frac{1}{F} \Delta\Omega_{\text{separation}}.....(2.2-102)$$

L_c は共振器中の複屈折性結晶の長さであり、共振器中に 1 つだけ非線形媒質を挿入している場合には $L_c = L_c^{total}$ とおける。 $n_{s,i}^{(g)}$ はシグナル・アイドラーに対する群屈折率であり、主に屈折率の波長依存性(分散)の影響により FSR が異なることに起因する現象である。また、シングルパス(共振器の無い場合)の SPDC のゲイン幅 $\Delta\Gamma$ は次式で与えられる[86]。

$$\Delta\Gamma = 0.885 \times \frac{c}{L_c} \frac{1}{|n_s^{(g)} - n_i^{(g)}|}.....(2.2-103)$$

(2.2-101)式と比較すると、 $L_c = L_c^{total}$ の場合には、クラスタ間隔は SPDC ゲイン幅よりも広いため、サイドクラスタが及ぼす影響を小さくできる(厳密には sinc^2 形状なので裾が存在し

影響を完全に排除することはできない)。単一周波数の SPDC 光源を実現するためには、 $L_c = L_c^{total}$ という条件のもとで、(2.2-102)式の $\Delta\Omega_{width}$ を FSR 未満にすることで実現可能である[85]。Monolithic 構造やファブリー・ペロー型などの定在波型共振器の場合には、backward SPDC により、(2.2-103)式分母の演算を+にすることでゲイン幅自体を狭くするという手法も考案されている[87]。

また一般的に知られる共振器増強効果としてマイクロキャビティにおける Purcell 効果が挙げられるが、本研究はその効果は無いものとみなせるスケールである。なぜならば Purcell factor は

$$F_P = \frac{3}{(2\pi)^2} \left(\frac{\lambda}{n}\right)^3 \frac{Q}{V} \dots\dots\dots (2.2-104)$$

と表され、本研究のスケールでは quality factor を表す Q が SPDC 結晶により小さく、共振器体積を表す V が非常に大きいからである。Purcell 効果による自然放出レートの増強ではなく、発生 2 光子が(共振器により生成演算子の変形が誘起されることで)共振器スペクトルに集中する事が原理となっている。

2.2.7 2 光子もつれ生成

前述の **Figure 2-11** ように SPDC には偏光だけでなく、空間モードや周波数などの自由度があり、高忠実度な量子もつれを高レートに生成するためには何種類かの方法が考案されている (Type-II noncollinear [88], Type-I noncollinear [89], Type-I collinear 1-crystal geometry [90], Type-I collinear 2-crystal geometry [91], Type-I collinear inside cavity [92])。本研究では単純なパスで共振器化するために collinear condition で、全タイプ中最も生成効率が期待される Type-0 位相整合条件の結晶を採用した [93]。

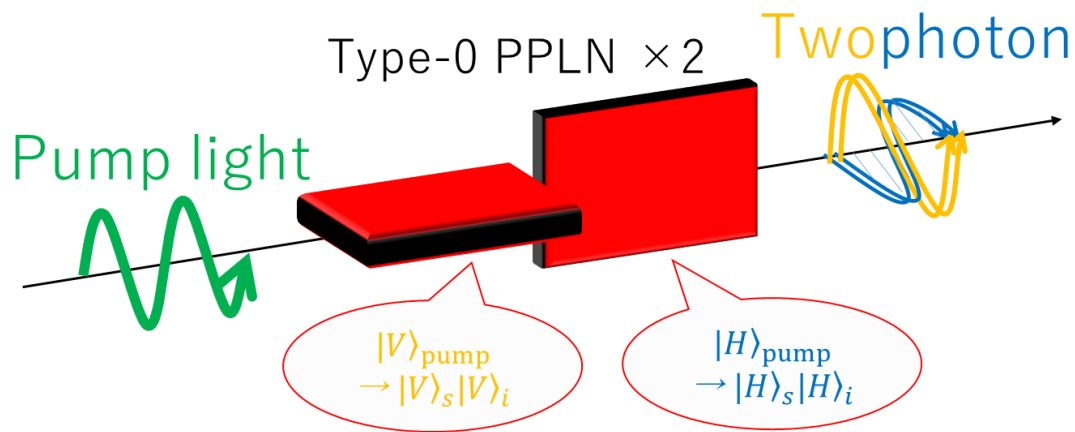


Figure 2-13 PPLN 直交配置によるもつれ 2 光子生成

Figure 2-13 のように、非線形光学結晶である PPLN (periodically-poled Lithium niobate, 周期分極反転ニオブ酸リチウム) を 2 つ、結晶軸が直交するよう配置することで偏光もつれを生成可能である。半波長板等を用いて入射ポンプ光の偏光を $|H\rangle, |V\rangle$ の重ね合わせにすることで、出力される 2 光子偏光状態は次のように表される。

$$|\psi\rangle = (|H\rangle|H\rangle + e^{i\theta}|V\rangle|V\rangle)/\sqrt{2} \dots \dots \dots (2.2-105)$$

phase shifter を用いた local operation により相対位相の調整や bit flip を行うことで Bell state の実現が可能となる。他の有力なもつれ生成法である noncollinear type-2 SPDC を用いる場合との相違点は次の 3 点が挙げられる: 1 点目は 2 光子のパスが縮退しており type-2 のようなアイリスやピンホールを巧みに活用した空間的選別を行わなくてよいという点。2 点目は 1 結晶の type-2 と異なり 2 結晶の type-0 ではビームウエストが結晶間に

来ることからそれぞれの生成効率としては比較的下がってしまう点。3 点目は type-0 の非線形光学定数 d のほう約 10 倍大きいという点である。

共振器中での問題点として、結晶長の僅かな差($\sim 10 \mu\text{m}$)と複屈折の影響により、 $|H\rangle$ と $|V\rangle$ の位相差 $\Delta\phi$ が結晶通過毎に生じてしまう点が考えられる。共振器が 2 つの偏光に対して doubly resonant の場合、つまり共振器 1 周に対応する位相量 ϕ_H, ϕ_V が $\phi_H = 2\pi \times m_H$, $\phi_V = 2\pi \times m_V$ と表される場合、2 つの偏光に付与される位相差は $\Delta\phi = 2\pi \times (m_H - m_V)$ であり、(2.2-105)の相対位相項に変化はない。

2.2.8 量子波長変換

通信波長で光ファイバを伝搬させた後に量子メモリに吸収させるためには、その吸収波長(可視域)に向けて波長変換を施す必要がある。このスケールでの波長変換には周期分極反転結晶による非線形光学過程 SFG を用いる。

電場を $E_i(x, y, z) = A_i(z)E(x, y) \exp(-ik_i z)$; $i \in \{1, 2, 3\}$ とし、添え字 1, 2, 3 をそれぞれシグナル、ポンプ、和周波を表すものとする、結合方程式は次の形となる[94]。

$$\begin{cases} \frac{dA_1}{dz} = -i\kappa_1 A_2^* A_3 \exp(-i\Delta k z) \\ \frac{dA_2}{dz} = -i\kappa_2 A_1^* A_3 \exp(-i\Delta k z) \dots\dots\dots (2.2-106) \\ \frac{dA_3}{dz} = -i\kappa_3 A_1 A_2 \exp(i\Delta k z) \end{cases}$$

ただし空間的重なり mismatches や、結晶透過に伴う減衰の項は無視した。また、(2.2-75)とは混合過程や式形状を変えて表現しているため、結合定数は、

$$\kappa_i = d_{eff} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \frac{2\omega_i^2}{n_1 n_2 n_3}} \dots\dots\dots (2.2-107)$$

ここで 実効非線形係数 $d_{eff} = (2d_{33}/\pi) \sin(\pi D)$ で、D は分極反転の周期である。位相整合を仮定し、境界条件を下記のようにあてはめる。

$$\begin{cases} A_1(0) = \sqrt{P_{sig}(0)} \\ A_2(0) = \sqrt{P_{pump}} \\ \frac{dA_2}{dz} = 0 \dots\dots\dots (2.2-108) \\ A_3(0) = 0 \end{cases}$$

すると変換効率の式[95][96]が得られる。

$$\eta(P_{pump}) = \eta_{MAX} \sin^2(L_c \sqrt{\eta_{norm} P_{pump}}) \dots\dots\dots (2.2-109)$$

L_c は非線形結晶の長さ、 $\eta_{norm} = \kappa_1 \kappa_3$ はデバイスを特徴づける正規化変換効率、 η_{MAX} は空間的重なり mismatches や結晶透過に伴う減衰の項からなる、系の最大変換効率である。

100 mW オーダのポンプ光を入力することにより波長変換は達成されるが、他の非線形光学効果によるノイズが発生してしまう。ポンプ光由来の SPDC やラマン過程によるシグナルと同じ波長の光発生がノイズの主な原因であり、Ref. [97]によれば SPDC はポンプ光より長波長側に広く少なく存在するのに対し、ラマン過程はストークス散乱・反ストークス散乱それぞれが半値全幅 100 /cm (3 THz)以下の Lorentzian 形状で比較的強く存在する。ポンプ光周波数からラマン散乱ピーク値の 1/1000 に落ち込むまでの幅は 1000 /cm (= 30 THz)と見積もられ、本研究においては 800-1200 nm の帯域にわたって存在していると推測される。シグナルの波長までは届いていないため、ノイズとして支配的なものは SPDC であると推測される。

第3章

通信波長狭線幅 2 光子源

3.1 概要

本研究では通信波長で狭線幅の光子を生成可能なだけでなく、AFC 量子メモリの持つ周波数マルチモード性を十分に引き出すことも可能な 2 光子源の開発を行った。1 周約 2.5 m の長共振器と 2 つの type-0 SPDC 結晶を利用し量子もつれも生成した。出力 2 光子の時間相関 $G^{(2)}(\tau)$ を測定し、通信波長で最も狭い線幅 0.95 MHz を得た。続いて偏光状態トモグラフィの結果、Maximal Fidelity として 95% 超を実現し、広い時間範囲を用いたにもかかわらず、マルチモード光源としては最高の値を達成した。

なお本章は Ref. [98] より一部を自己引用している。

3.2 実験

3.2.1 実験系

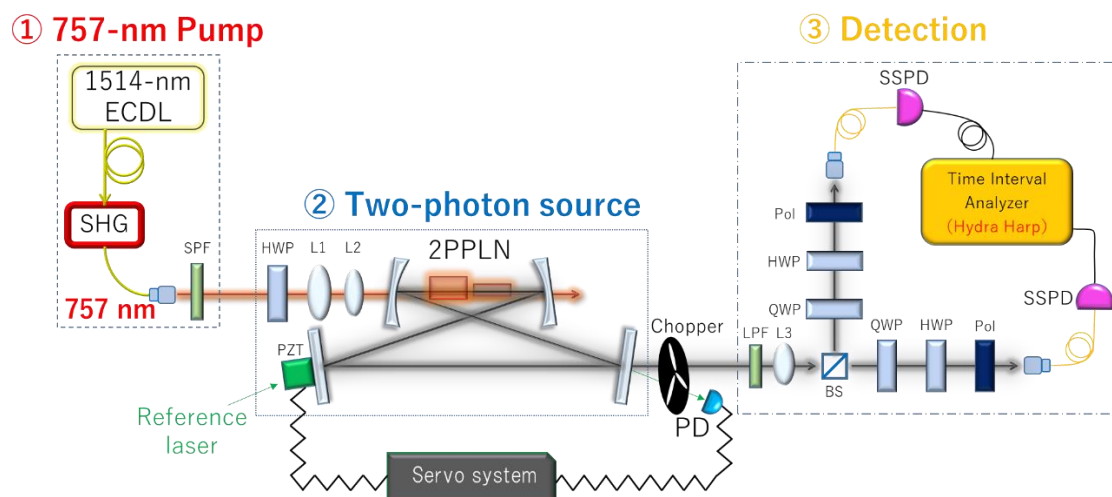


Figure 3-1 実験系模式図。ECDL: 外部共振器型半導体レーザー、SHG: 2次高調波発生モジュール、SPF: ショートパスフィルタ、HWP: 半波長板、L1, L2, L3: レンズ、PPLN: 周期分極反転ニオブ酸リチウム、PZT: ピエゾ素子、LPF: ロングパスフィルタ、PD: フォトダイオード、BS: ビームスプリッタ、QWP: 1/4波長板、Pol: 偏光子、SSPD: 超伝導単一光子検出器

Figure 3-1 が本実験系の模式図である。1514 nm の ECDL (External-cavity diode laser) は電流もしくはピエゾ付属のグレーティングをフィードバック制御することで安定化でき、その SHG 光 757 nm を SPDC のポンプ光に用いた。SHG モジュールは偏波保持ファイバピグテール入出力で、その変換効率は 250 %/W を示した。ポンプ光から 1514 nm の残光を取り除くために 2 枚の SPF (Short pass filter) (Thorlabs 社製, FESH0800) を通し、HWP (Half-wave plate) (TOWER OPTICAL 社製, 757 nm ゼロオーダー波長板) で偏光を調整し、凸レンズ L1, L2 により光共振器にモードマッチさせた。2 光子源中の結晶には type-0 位相整合条件の PPLN 2 枚 ($H \times W \times D = 0.5 \times 3 \times 10$ mm, $0.5 \times 0.5 \times 10$ mm) を用いており、0.01 K 以下の精度での安定化だけでなく、空気の対流が起きないように衝立を立てたり、

PPLN ホルダの熱がステージに逃げないようにアイソレートしたりなどの工夫を施した。片方の結晶が異様に小さくすることで、擬似的にアイリスとして機能を持たせるだけでなく、端面を正方形にすることで安定的に設置した。SPDC は Type-0 Collinear 位相整合であり 2 光子と同じパスにポンプ光が存在しノイズとなるため、LPF (Long pass filter) (Thorlabs 社製、FELH1400) を 3 枚用いた。共振器ミラーは 2 光子アウトプットカップラでは反射率 95%、それ以外は反射率 $> 99.9\%$ とした。共振器についてはフィネスが 100 程度の場合でも線幅 2 MHz 以下を実現できるよう全長が 2.5 m となるよう設計した。導かれる FSR は ~ 120 MHz であり、 $\text{Pr}^{3+}:\text{YSO}$ の AFC 量子メモリの周波数間隔よりも少しだけ大きな値となるような計算をした。

共振器を安定化するためにロック用レーザー(Reference laser)を準備した。SHG に用いているレーザーを共振型 EOM (Thorlabs 社製, 10 MHz)に通しサイドバンドを作った。なお 10.000 MHz 付近には原因不明のノイズが存在したため 5 kHz ほど外した。このレーザーを 2 光子の周回の向きと逆向きになるよう別のポートから入射し、アウトプットカップラからの出力を増幅型 PD (Photo detector, > 10 MHz)で検出し、信号が 0 dBm になるまでアンプを通した。これをミキサで復調することでロックインアンプを構築し、フィルタで加工したエラー信号を Servo controller である Laselock に送りフィードバックループを可能にした。ロック用レーザーは結晶端面などで反射しノイズとなってしまうため、光チョップを用いて duty cycle (総駆動時間に対する光子出力時間の比率)を 1/3 にすることで回避した。

生成 2 光子を 50:50 BS (Beam splitter)で分離後、それぞれシングルモードファイバに結合し、SSPD (Superconducting single photon detector)で検出した。タイムインターバルアナライザで検出時間差を統計処理することで 2 光子の相互時間相関を得た(Hanbury Brown-Twiss interferometer)。偏光量子状態トモグラフィーの際には QWP (Quarter-wave plate)、HWP、Polarizer を用いて射影測定を行った。Retardance が 1514 nm に対してゼロオーダーのものを用いた。また用いた単一光子検出器は、クライオスタットにより約 2 K に冷却された SSPD で、2 つとも検出効率 85%、暗計数 ~ 10 Hz (室内光等の迷光により約 100 Hz)であり、この性能での最大検出数は数 MHz オーダーである。

3.2.2 光学系アラインメント

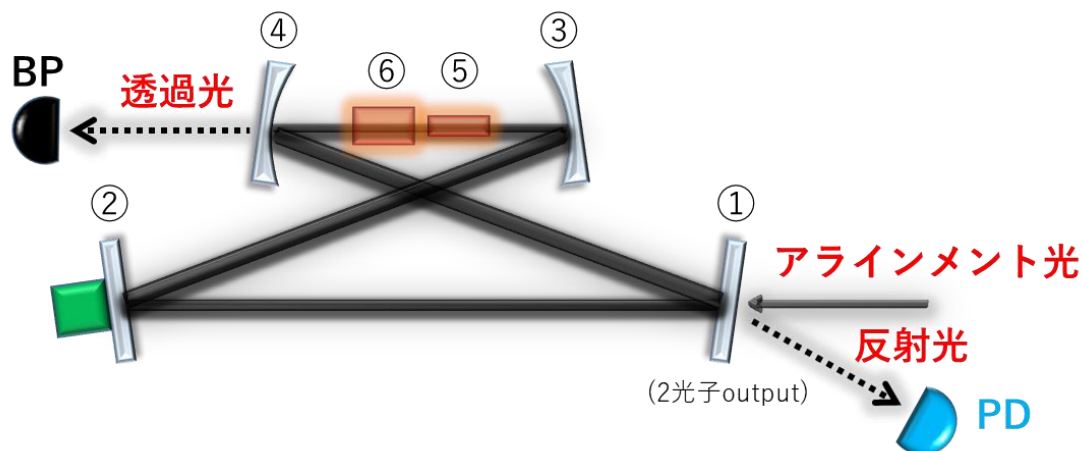


Figure 3-2 共振器アラインメント

共振器アラインメントは以下の手順で行った。(Figure 3-2 のようにミラーを番号①～④で呼ぶことにする)

- I. 2光子集光用コリメータから 1514 nm のレーザーを出射し、①、②の中心にあたるようにコリメータを調整した。①と②の間にビームウエスト(半径約 500 μm)が来るよう配置を行った
- II. PPLN 結晶は入れないで置き、②を調整して③の中心にあたるように、③を調整して④の中心にあたるように角度調整した。
- III. パスがずれない(④の中心部に当たったままにする)ように結晶⑤⑥を順に入れた。結晶の偏光方向は直交に配置した。
- IV. ④を角度調整して①の面において入射光と周回光が重なるようにした。スポットサイズやウエスト位置が 1 周目とおよそ同じになるよう、③④間距離を 3 軸マウントでわずかに調整した。その後①②のパスにおいて重なるよう①の角度を調整した。
- V. PZT を数マイクロメートル駆動させるため 100 V_{pp} 程度の三角波電圧を印加し、共振器からの反射光(< 1 mW)をレンズで絞りフォトダイオード(図中の PD1)で測定した。オシロスコープ上で PD の応答に共振ピークが見られるのでそれが強くなるように①～⑥の調整を行った。最初に①と④の調整により重なりを合わせ、ベストになったら結晶ステージ、②と③による結晶透過率の最適化、といった具合に自由度を少しずつ増やし反復調整することで達成した。ある程度成長させた後、透過光に対して最適化を行った(反射率では後述の Figure 3-5 のような発展をするため)。透過光を BP (ビームプロ

ファイラ)でモニタして空間モードが **TEM00** になっているかを確認した。

- VI. 次にロック光の調整を行った。②のミラーから③に向けてロック光を入射し、外部のミラーでウォーキングを行うことで、その透過光(図中に示していない)を **PD** で検出した。ロック光とアラインメント光のどちらかのみ検出できるように光チョッパの高さを調整した。
- VII. いずれかの **1514 nm** レーザーポートからアラインメント用可視レーザーを出射し、それと重なるように④から③に向けて **757 nm** のポンプ光を入射した。2 光子の **coincidence** が大きくなるように全体的な最適化を行った。

なおアラインメント後は共振器を、軽量性や加工性、断熱性の観点から選択したポリエチレンテレフタレート板から作られた箱で密閉し、結晶周囲に対流防止の衝立を立てるなど安定性を高める工夫を施した。3.3.5 項で述べる量子状態トモグラフィーの結果は4日後でも変化は見られない程度であった。

3.2.3 共振器ロック

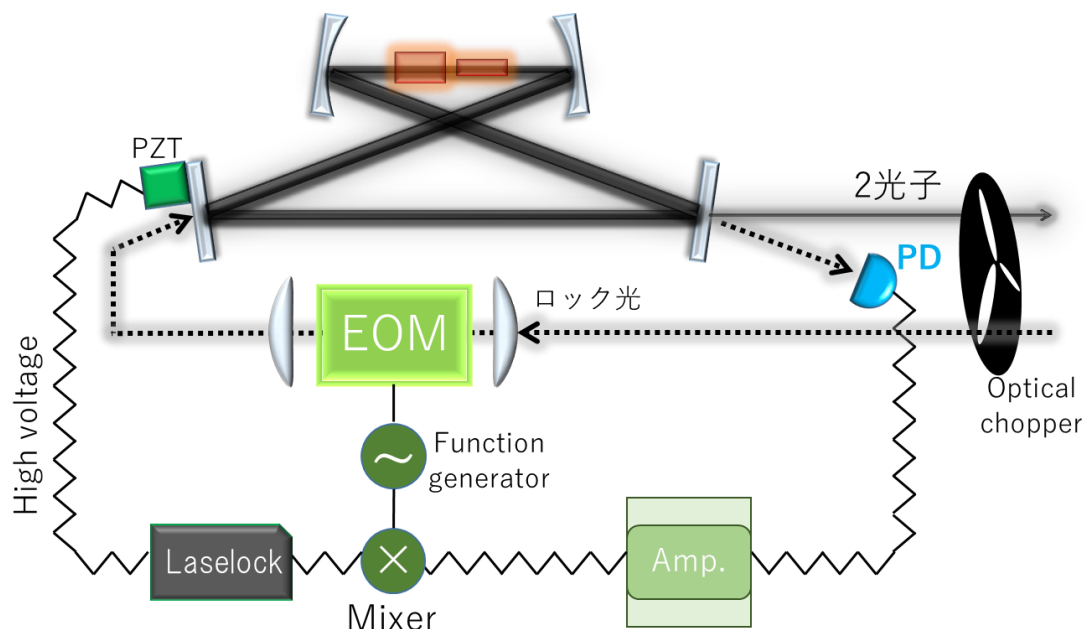


Figure 3-3 ロックシステム

共振器ロックは 2 光子を量子メモリに結合させる際に必要不可欠である。なぜならばフリーラン状態の共振器は熱的・振動的な外部環境によりその共振周波数(つまり 2 光子周波数)が時間経過とともに変動してしまうためである。

共振器ロックに向けては PDH 法[69]を採用した。まず EOM によりロック光 1514 nm に ± 10 MHz のサイドバンドを生成し、共振器透過光を PD で検出した。得られた共振ピークをアンプ(20 dB)に通し RF Mixer の reference port に入力した。Mixer の local port には、EOM 入力 sin 波と同期した信号を位相付きで入力した。Mixer output が鋭いエラー信号となるよう位相を調整しサーボシステムである Laselock に入力した。本実験では Laselock を PID サーボコントローラ・可変ローパスフィルタ・高電圧出力器として採用しており、内部の function generator では 10 MHz という高周波を生成出来なかったため外部でロックインアンプを構成した。Laselock からの制御信号を piezo 素子に返すことで共振器ロックを完了した。

3.3 結果および考察

3.3.1 共振器反射光による損失の見積もり

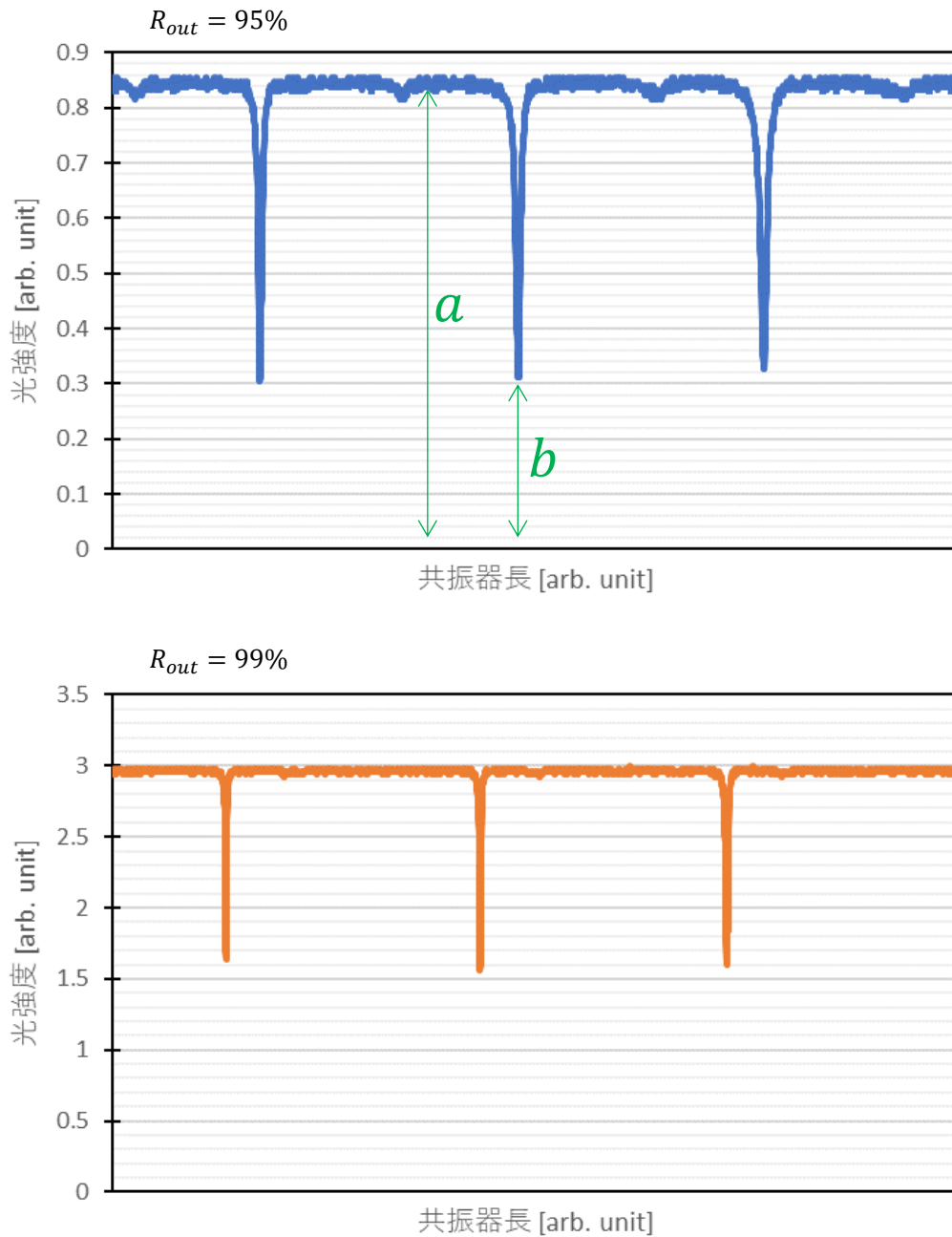


Figure 3-4 反射光強度。(上)アウットカップラ反射率 95%、(下)99%。

Figure 3-4 は共振器長スキャン用三角波電圧をトリガとし、共振器アウトプットカプラの反射率 95%、99%における反射光を PD で測定したものである。ピーク値でも反射光が 0 とならないのは共振器損失の影響であり、反射光強度が以下の式[64]で与えられることから損失をおおまかに見積もることが出来る。

$$R_{cavity}(\phi) = \frac{(\sqrt{R_4}-\sqrt{G})^2 + 4\sqrt{R_4}\sqrt{G}\sin^2\phi}{(1-\sqrt{R_4}\sqrt{G})^2 + 4\sqrt{R_4}\sqrt{G}\sin^2\phi} \dots\dots\dots (3.3-1)$$

ここでは Figure 2-8 における反射率 R_4 および共振器 1 周に伴うゲイン G を使い、 R_1, R_2, R_3 の透過ロス G に含めた。 $\phi = m\pi$ ($m \in \mathbb{Z}$)においてピークの 0 からの高さを表し、また $\phi \neq m\pi$ において $R_{cavity} \sim 1$ となることから、損失 $L \equiv 1 - G$ と Figure 3-4 中の強度比 b/a の関数は次のようになる。

$$\frac{b-offset}{a-offset} \sim \frac{(\sqrt{R_4}-\sqrt{L})^2}{(1-\sqrt{R_4}\sqrt{L})^2} \dots\dots\dots (3.3-2)$$

*offset*は PD の暗オフセットを意味しており、今回用いた個体では 0.22 V であった。本式により計算すると、 $R = 95\%$ に対して $L = 2\%$ 、 $R = 99\%$ に対して $L = 5\%$ と見積もられた。

Figure 3-5 は(3.3-2)式をグラフ化したもので、ミラー透過率付近の損失は関数変化が大きいことが分かる。ミラー透過率と損失が同じオーダーで効いてくる本研究の用途では誤差が大きいため、損失やフィネスの正確な見積もりには適さない(3.3.4 項で議論するが、 $R=99\%$ に対して 1%の誤差が生じた)。 $L = 5\%$ と損失が大きくなってしまった原因は、レーザのエムスクエアはどんなに良いレンズを用いたとしても実際のところ 1 より大きなものであり、それに伴い工学追跡によるビームパラメータには多少の擾乱が生じてしまう。発散角に共振器長を乗じたものが広がり変位となり、それが共振器周回を重ねることにより小さな PPLN に結合する際の損失となりうる。この問題を根本的に解決するためには、大きな結晶を用いつつ、恒常的なアラインメントやクリーニングにより共振ピークを強く保つという手法しかない(どの共振器光源の論文でも必ず課題に挙げられているものであり、ずれないようにする、汚れないようにする、などの根本的解決は難しい)。本研究のように長い共振器を用いるという手法は、多少のフィネスを犠牲にしたところで FSR により保証された十分な狭線幅が達成できるため長時間オペレーションにも適したものであり量子通信実現に向けた技術的難題へのアプローチの 1 つと言える。

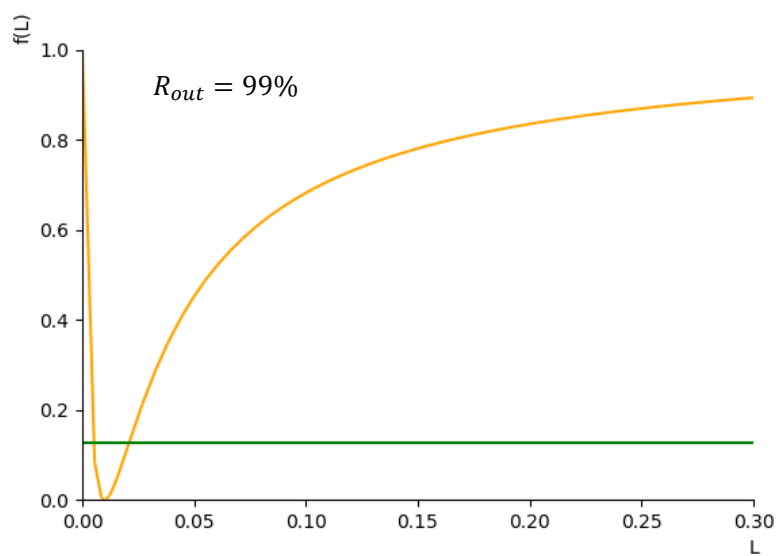
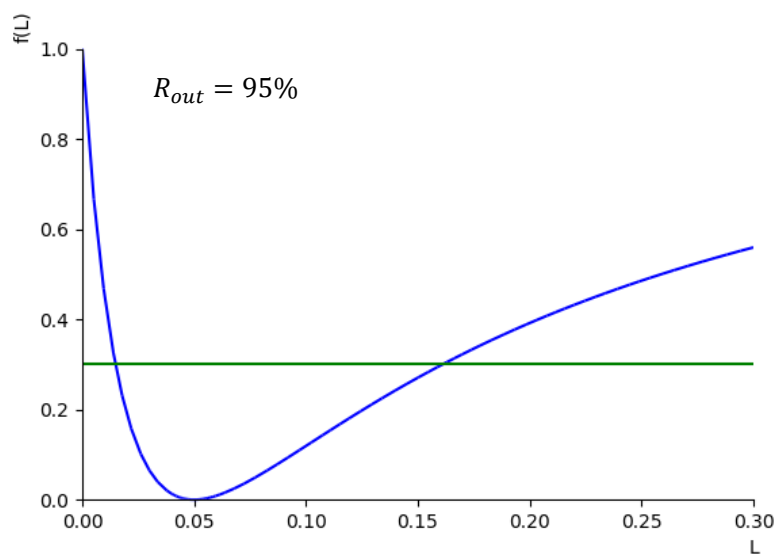


Figure 3-5 関数 b/a (reflectivity of blue: 95%, orange: 99%)と実測値 b/a (green)

3.3.2 エラー信号と共振器ロック

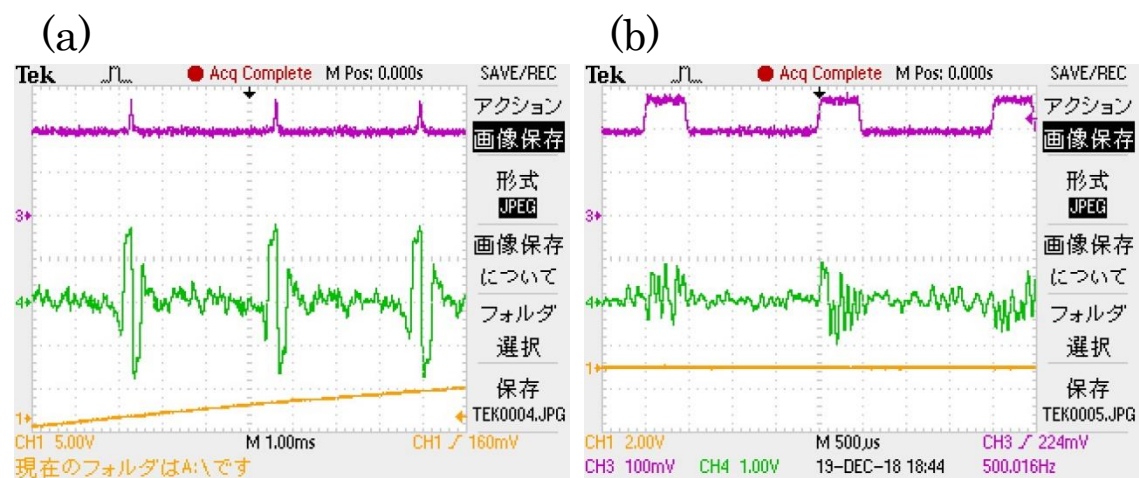


Figure 3-6 透過光・エラー信号を表すオシロスコープ画面。黄:ピエゾ電圧、緑:エラー信号、紫:ロック光透過強度。(a)共振器スキャン時、(b)光チョップを用いたロック時。



Figure 3-7 反射光ロック時の Chopper OFF のタイミングでの、別レーザーによる共振器透過。Figure 3-6 とは配色が異なり、黄:ピエゾ電圧、青:エラー信号、緑:ロック光反射強度、橙:別レーザー透過強度。

Figure 3-6 はロック光入射時の透過光(紫)・エラーシグナル(緑)で、ピエゾ印加電圧(黄色)をトリガとして用いた。Function generator の位相は 80 deg で、ロックポイント周辺で最も変化が大きくなるよう調整した。光チョッパを ON/OFF 周波数 500 Hz で回転させながら、透過光に対して PZT をフィードバック制御すると Figure 4-9 下図のようなシグナルが得られた。

光チョッパによる ON のタイミングではロック光が透過しており、カットオン・カットオフが左右対称となっていることから、透過光強度が速やかに光チョッパの ON/OFF に追従していると言える。つまりロック光が OFF の状態でも共振器の状態が大きく変動していないことが伺え、安定した共振器ロックが完了したことが推察される。それを確かめるために次の実験を行った。

Figure 3-7 は、ロック光の反射(緑)を用いて共振器ロックを行っている最中に、ロック光が光チョッパで OFF のタイミングでの共振器の状態を別レーザー(橙)で測定したものである。具体的には、Figure 3-2 における②のミラーにロック光を入射しその反射光に対して共振器ロックを行い、①のミラーから同じ波長の別レーザーを入射し③の直後で透過光をモニタした。前者の入射強度は非常に強く、後者の入射強度はプローブなので非常に弱く設定したため、緑のチャンネルへの透過光は無視できるほど弱くなった。そのようにした理由はもう 1 つあり、 $R > 99.9\%$ のミラー②から入力して共振器場を見る際には、2 光子アウトプットカプラの透過率 5% が共振器損失となるため、その共振ピークが小さくなってしまうためである(式(3.3-2)で $R = 0.999, l = 0.05$ とすると 92.5% の高さとなる)。この理由のために、Figure 3-6 では比較的 SN を稼ぎやすい透過光に対してロックを行った。図に戻り、緑:ロック光反射強度が 0 の時にはフィードバック動作をしていないにも関わらず、橙:別レーザー透過強度は Top hat 型となっているため、これは光チョッパにより遮られているタイミングでも共振器は安定化された状態であると結論付けることができる。

3.3.3 出力光空間モード

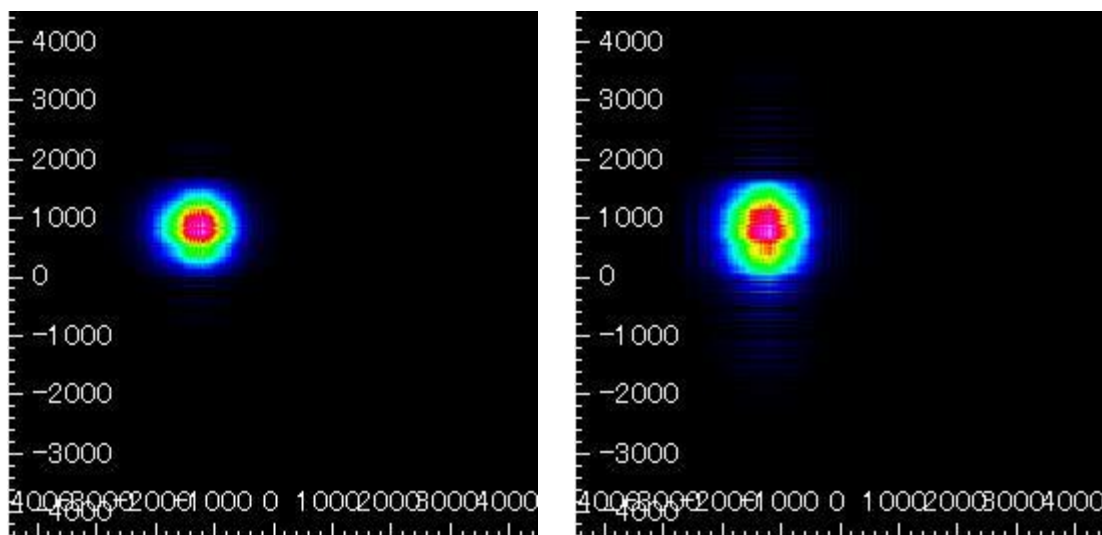


Figure 3-8 共振器出力光の空間モード。(左) $|H\rangle$ 偏光、(右) $|V\rangle$ 偏光で単位は μm

長共振器を用いた 2 光子源において特に気になるのは出力空間モードであり、共振タイミングにおいて $|H\rangle$ と $|V\rangle$ のパスが同じこと(複屈折により光路がずれていないこと)、および高次の空間モードが存在しないこと(複数モードが存在すればそれは混合状態として量子もつれの悪化要因となりうる)が重要である。

Figure 3-8 はアラインメント完了後に共振器出力レーザー光を観測したものである。アウトプットカップラの反射率を 95%とし、ビームプロファイラを用いて凹面ミラーから約 5 インチ離れた位置におけるスポットサイズを測定した。強い入射光のため共振器ロックは行っておらず、 piezo 印加電圧を手動で制御することによりぼやけがあるものの画像データが得られ、その中で最も鮮明に見られるものを掲載した。両偏光で位置(パス)は変わっていないことと高次横モードが存在しないことがはっきりと見て取れる。一瞬のタイミングでシャッタを切る必要があるためにぼやけが存在してしまい画像では $|V\rangle$ の方が大きく見えてしまっているが、何度かの測定によりビーム幅の偏光依存性は見られなかった。球面ミラーから十分遠方においてもパスやビーム幅の差は見られず、つまり適切なアラインメントが達成されたことを意味している。

3.3.4 相互相関

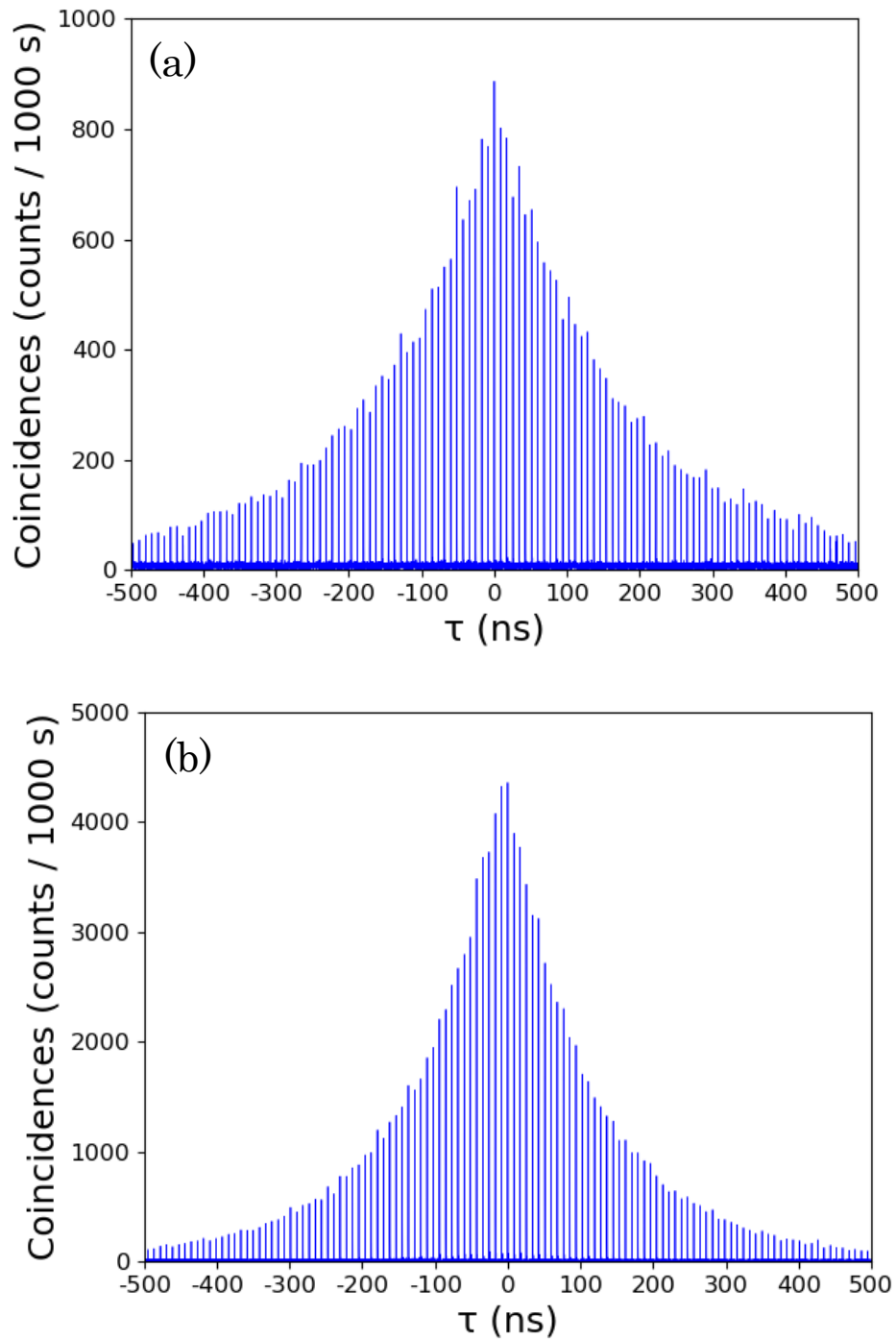


Figure 3-9 共振器出力 2 光子相関。

(a) $R = 99\%$ 、(b) $R = 95\%$ のアウトプットカプラ反射率。

Figure 3-9 (a)は $R = 99\%$ のアウトプットカプラによる共振器出力 2 光子の時間相関である。ポンプ光強度は $10 \mu\text{W}$ (SSPD が飽和しないよう十分小さな強度を用いた)で、bin size は 32 ps の条件で測定を行った。関数の概形としては、楕形状と包絡線としての指数関数的減少が見て取れ、楕間隔は 8.6 ns 、包絡線の関数は $e^{-2\pi\tau \times 0.95 \text{ MHz}}$ と得られた。これらから FSR は 117 MHz 、フィネスは 123 と計算され、対応する共振器内部損失(アウトプットカプラ以外の損失も含む)は(2.2-56)式より 4.0% と見積もられた。

楕間隔は共振器 1 周に該当する時間($= 1/\text{FSR}$)を、包絡線の減衰係数 0.95 MHz は周回ごとに受ける損失由来の共振器線幅(damping rate)を意味しており、通信波長帯の 2 光子源の中で最も細い数値を示した[99]。また、doubly resonant の場合出力される 2 光子のスペクトルは、(2.2-98) (2.2-99)式より Lorentzian (Airy function)の 2 乗で表されることから、縮退 2 光子の線幅(FWHM)は damping rate の $\sqrt{2} - 1 = 0.64$ 倍と計算される[100]ため、出力光子の線幅は 0.61 MHz と得られる。この関係は Figure 3-11 のような簡単なグラフからでも読み取れる。

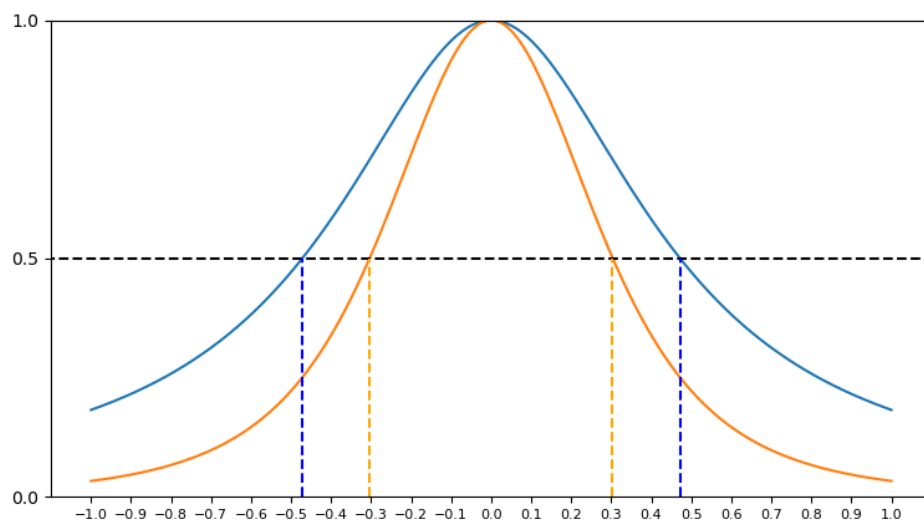


Figure 3-10 FWHM が 0.95 MHz の場合の Lorentzian (青)と Lorentzian の 2 乗(橙)のプロット。2 乗の FWHM は約 0.6 MHz になっていることが読み取れる。

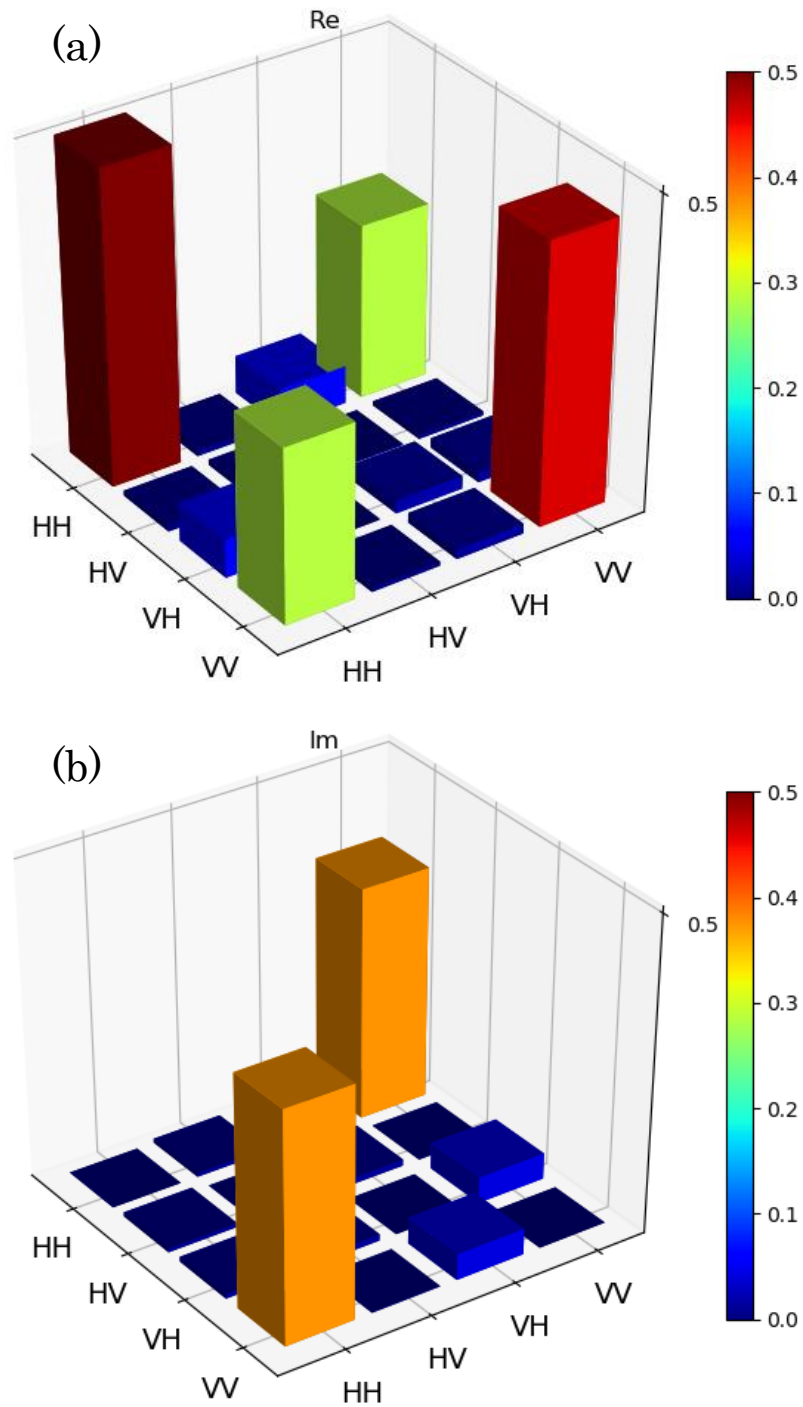
次に damping rate が 0.95 MHz の場合の、量子メモリとの線幅の結合を調べる。対象と

なる量子メモリは $\text{Pr}^{3+}:\text{YSO}$ を用いた AFC メモリであり、吸収幅は Hyperfine の間隔である 4.6 MHz に制限されている[101]。この矩形の範囲における Lorentzian 2 乗の積分値は、全体の 99.65 と計算できるため、量子メモリに対して線幅としての損失は極めて少ないことが想定される。

一方で非常に広いコヒーレンス時間により SNR やカウント数が低いため、 $R = 95\%$ のアウトプットカプラに取り換え、続く量子状態トモグラフィーや波長変換を行った。Figure 3-9 (b)がその時得られた 2 光子相関であり、線幅は 1.34 MHz であった。フィネスは 87.3 で対応する内部損失は 2.0% であった。ポンプ光強度 10 μW 、bin size 32 ps という条件は変えてないものの、coincidence カウント数は約 5 倍に上がり、ノイズフロアは 6.96 ± 2.48 (1 SD) カウントから 11.0 ± 3.50 カウントと、2 倍行かない程度にしか上がっていないため SNR も改善していると言える。また 1 ch あたりのカウント数は 1.14×10^4 Hz から 1.23×10^4 Hz への微増であった。

3.3.5 量子状態トモグラフィー

$$|\psi\rangle = (|HH\rangle + e^{i\theta}|VV\rangle)/\sqrt{2}$$



(c)

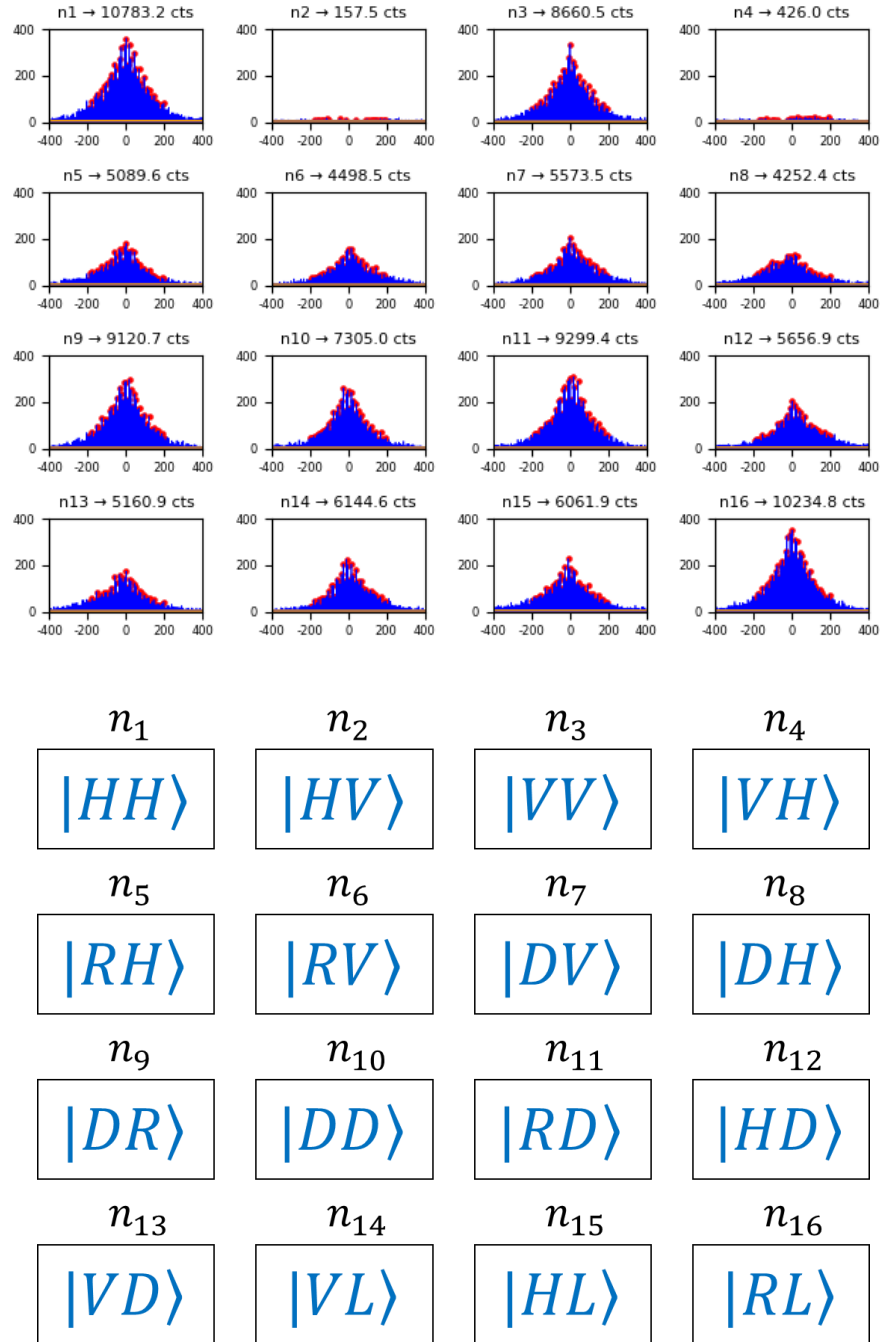


Figure 3-11 量子状態トモグラフィーによって復元された密度行列の(a)実部 (b)虚部。
(c)量子状態推定に用いられた 16 回測定のカウント数と対応表(Table 2-1 を配置にあてはめた)。

2 光子のパスそれぞれに QWP、HWP、Polarizer を取り付け、様々な偏光測定を組み合わせることで、量子状態トモグラフィーを行った。Figure 3-11 (a)(b)が Ref. [68]で議論されたトモグラフィック復元法の結果得られた密度行列の実部と虚部である。カウント数は 400 ns の範囲を用いた。任意の位相を持った量子状態 $|\psi\rangle = (|HH\rangle + e^{i\theta}|VV\rangle)/\sqrt{2}$ との Fidelity が最も高くなるよう、結晶のわずかな温調や光子カプラのアラインメントを行った後の状態であり、Fidelity は 96.1%と得られた。復元で用いられたカウント数は Figure 3-11 (c)の通りで、生データの下に測定基底の対応表を示した。16 回の測定と波長板を自動で回す時間は合計で 8 分であり、このような純粋度の高い結果は測定時間中に出力状態の大きな変化が無いことも意味している。

高い Fidelity の実現のためには、少なくとも $|HV\rangle$ 測定が出現しないような状況が必要である。これまでの研究では $|HV\rangle$ 測定の際に、Figure 3-12 (a)のような構造が生じており、これを改善できたことが Fidelity 向上の 1 つの要因と考えている。この構造から読み取れるのは、共振器周回(時間差 0 から離れる)ごとに $|HH\rangle \rightarrow |HV\rangle$ と変化し包絡線にぶつかって再び減衰していくという現象であり、共振器出力が不安定で共振器周回数として情報がリークしていた(デコヒーレンスしていた)ことが考えられる。もしくは、純粋状態 $|\psi\rangle = (|HH\rangle + e^{i\theta}|VV\rangle)/\sqrt{2}$ の密度行列表示、

$$|\phi\rangle\langle\phi| = \frac{1}{2} \times \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & e^{-i\theta} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ e^{i\theta} & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

において様々な θ が混在しているために非対角項(コヒーレンス項)が 0 になってしまったとも言える。

またこの状態の時には Figure 3-12 (b)のような共振器透過スペクトルが得られることも発見した。これは「2 つの偏光が doubly resonant」となるような共振器条件において、入射偏光が水平(もしくは垂直)のみにもかかわらず、ピークが 2 つに分裂してしまっている現象である。本来は Figure 3-6 (a)のように、1 本のピークのみしか存在しない。原因は不明だが、結晶の位置や温度によりピークが分裂しなくなったのを確認できたため、2 つの結晶長差由来の複屈折、つまり共振器 1 周での水平・垂直偏光の位相差が関わっているものと考えている。また本現象は結晶が 1 つの場合には見られず、また共振器内部に phase shifter として波長板を入れた場合には、その遅軸の向きにより分裂の有無が変わることを確認した。

上記の改善にあたっては、結晶ホルダの温度調整機構（ペルチェ素子）の位置をホルダの下側ではなく外側にする、断熱素材を XYZ ステージの間に挟む、などの温度変化に伴うわずかな変異が生じないようにステージを工夫したことが最も影響を及ぼした。他にも共振器内部に 2 枚の波長板を挿入し「ハ」の字になるようヨー角を変えることで可変 phase shifter として扱ったり、共振器外部にアイリスを置いて絞ったり (non collinear SPDC で良く用いられる手法)、共振器内部に異常分散性媒質として Fused silica 置いたり (PPLN が大きな正常分散の値を持つことによるパルス広がりをなくす手法)、様々な観点からアプローチを行ったが、結局は結晶の位置と温度が大きなファクターであった。

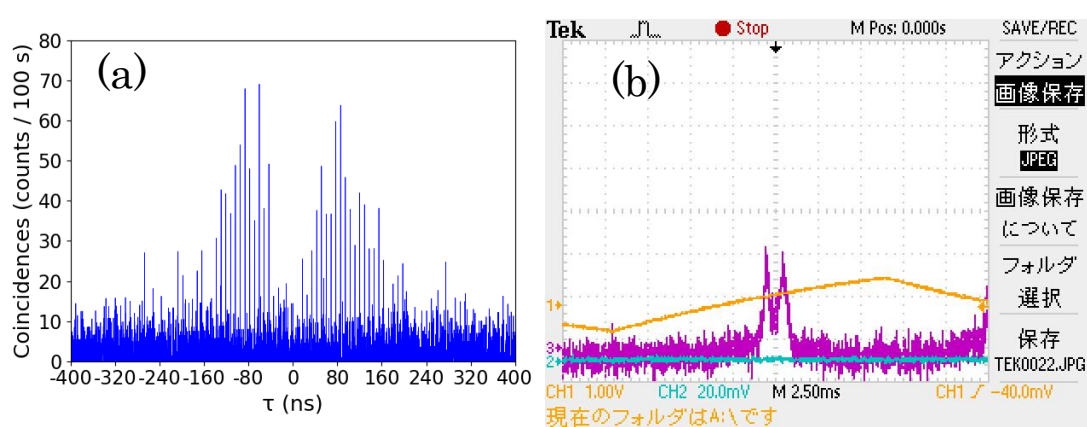


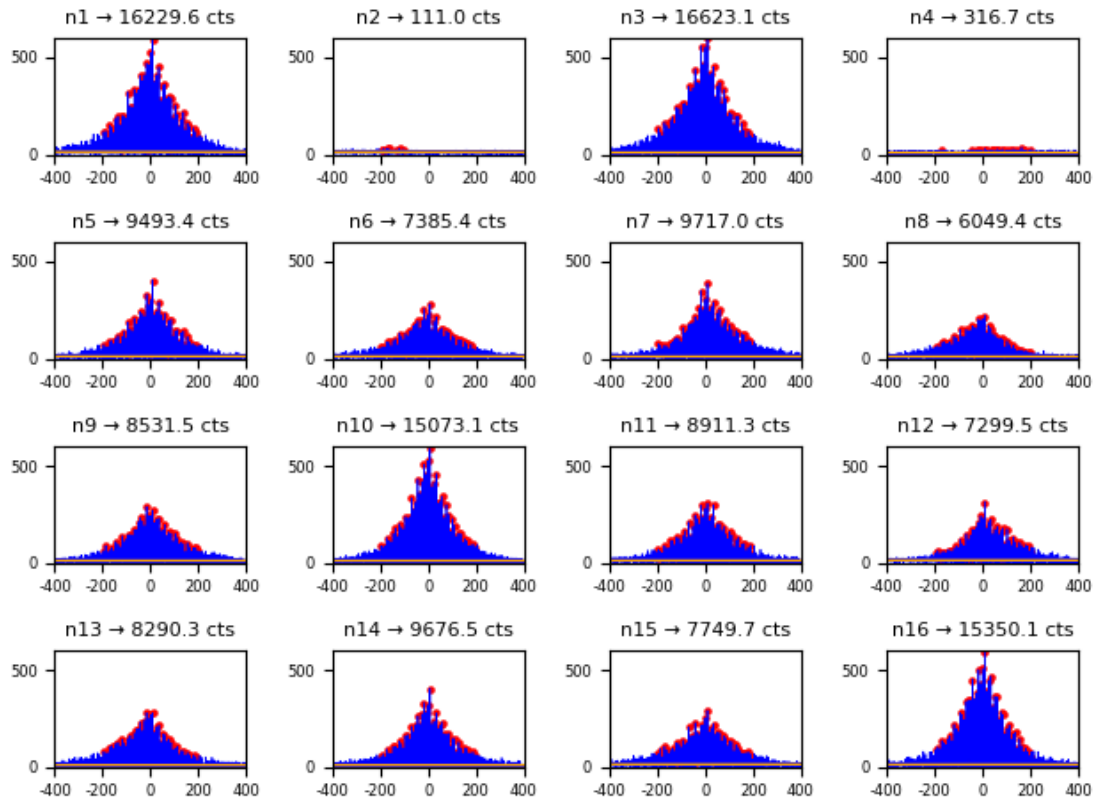
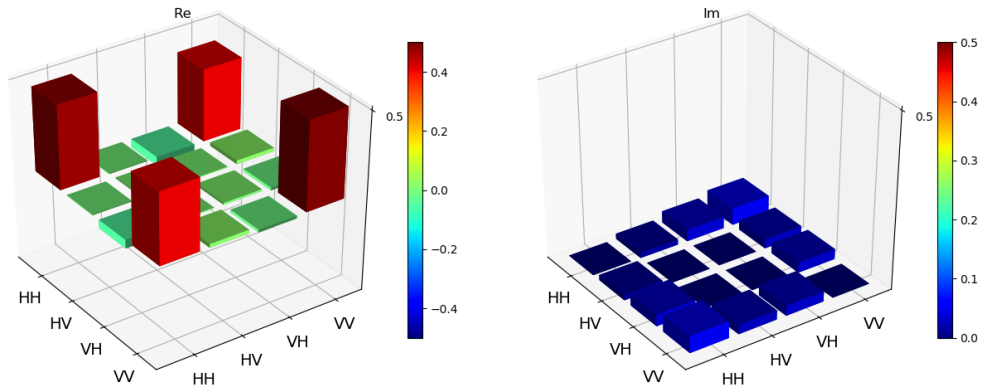
Figure 3-12 これまで Fidelity が低い状況で得られていたデータ。(a) $|HV\rangle$ 測定結果。
(b) 水平偏光のレーザー入射時の共振器スペクトル。

3.3.6 Bell 状態の生成

(a)

$$|\Phi^+\rangle = (|HH\rangle + |VV\rangle)/\sqrt{2}$$

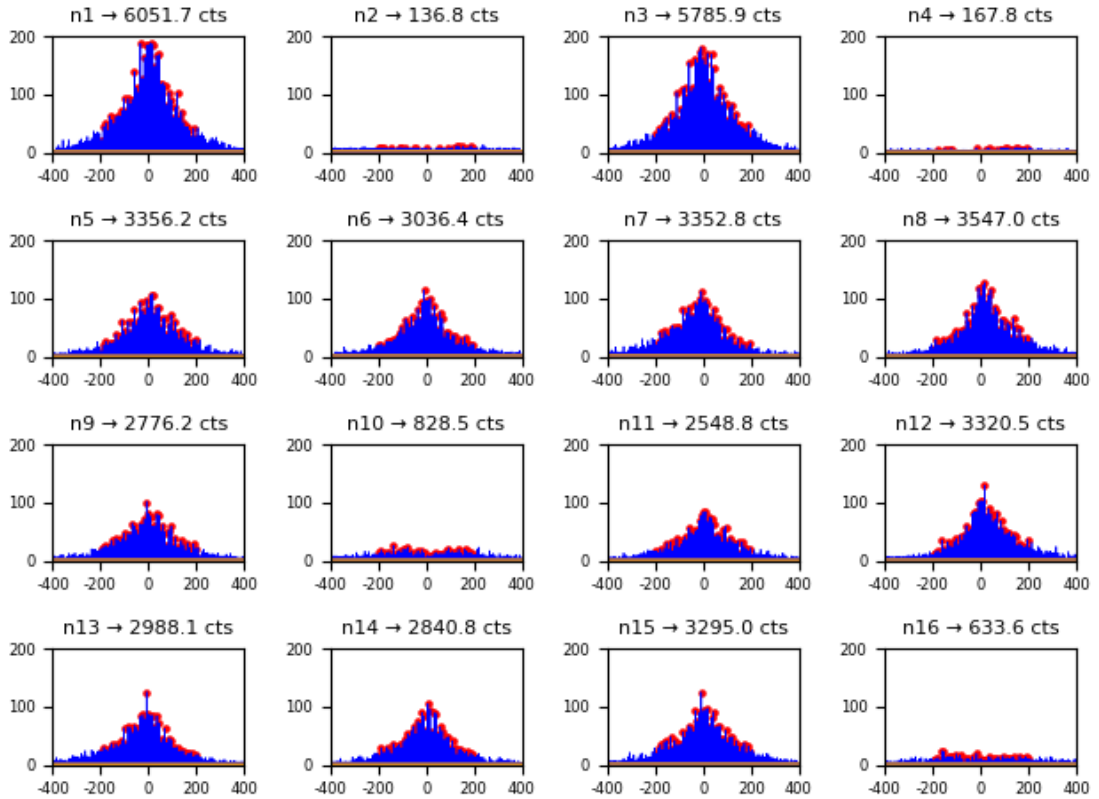
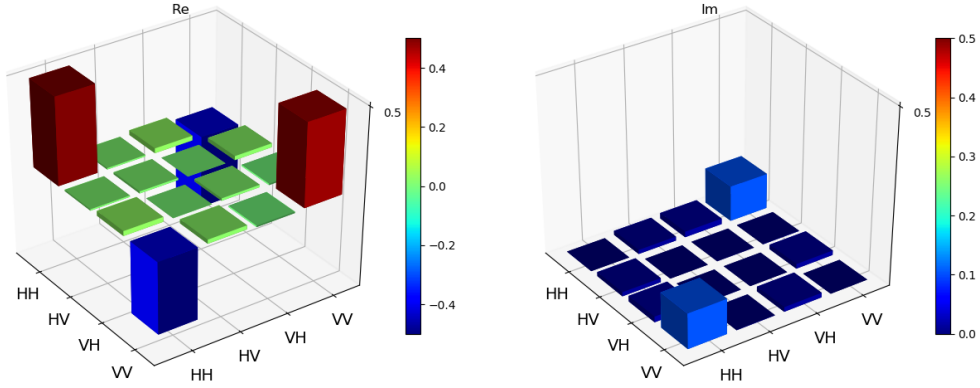
$$|\Phi^+\rangle\langle\Phi^+| = \begin{bmatrix} 1/2 & 0 & 0 & 1/2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1/2 & 0 & 0 & 1/2 \end{bmatrix}$$



(b)

$$|\Phi^-\rangle = (|HH\rangle - |VV\rangle)/\sqrt{2}$$

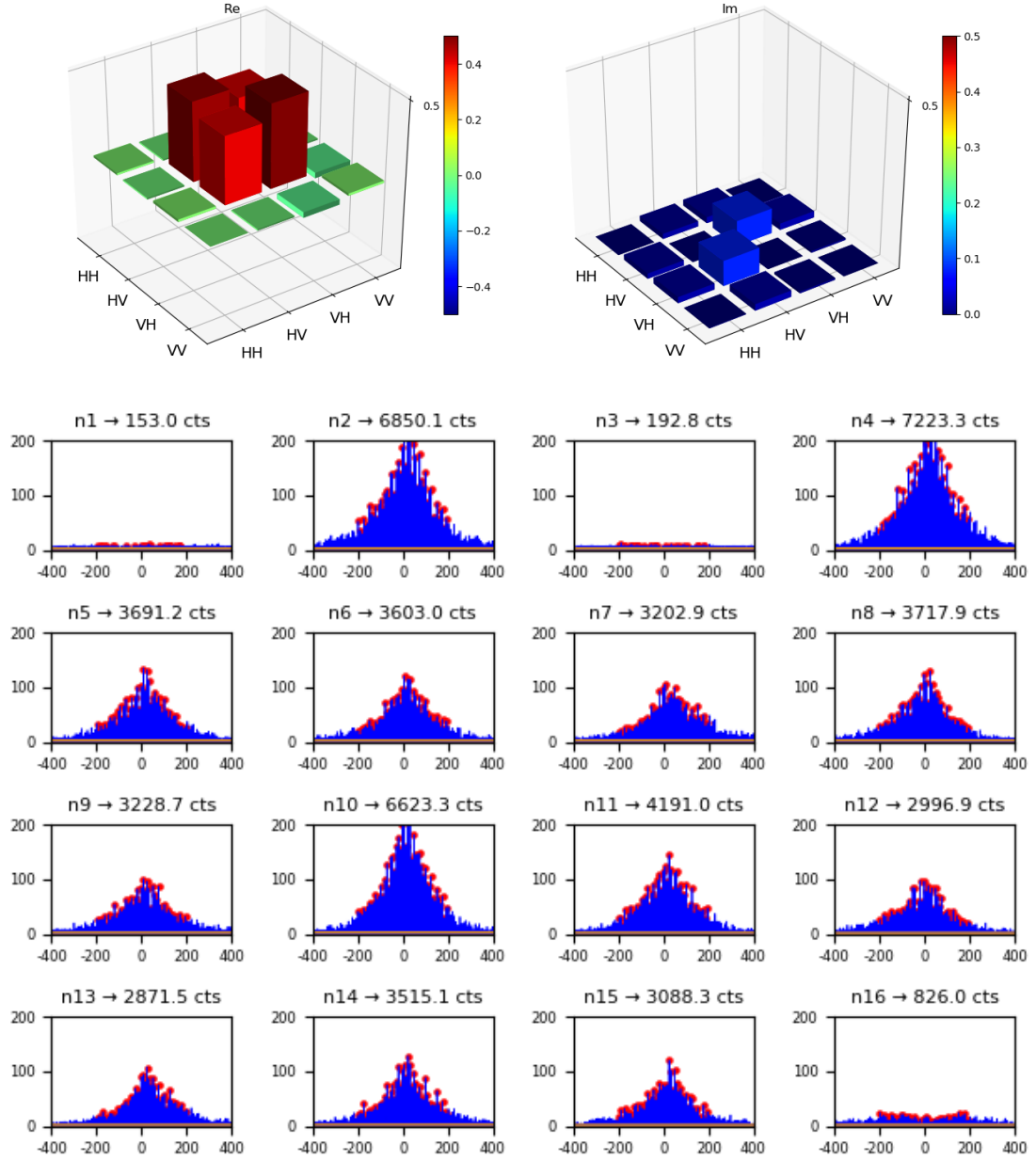
$$|\Phi^-\rangle\langle\Phi^-| = \begin{bmatrix} 1/2 & 0 & 0 & -1/2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1/2 & 0 & 0 & 1/2 \end{bmatrix}$$



(c)

$$|\Psi^+\rangle = (|HV\rangle + |VH\rangle)/\sqrt{2}$$

$$|\Psi^+\rangle\langle\Psi^+| = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1/2 & 1/2 & 0 \\ 0 & 1/2 & 1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$



(d)

$$|\Psi^-\rangle = (|HV\rangle - |VH\rangle)/\sqrt{2}$$

$$|\Psi^-\rangle\langle\Psi^-| = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1/2 & -1/2 & 0 \\ 0 & -1/2 & 1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

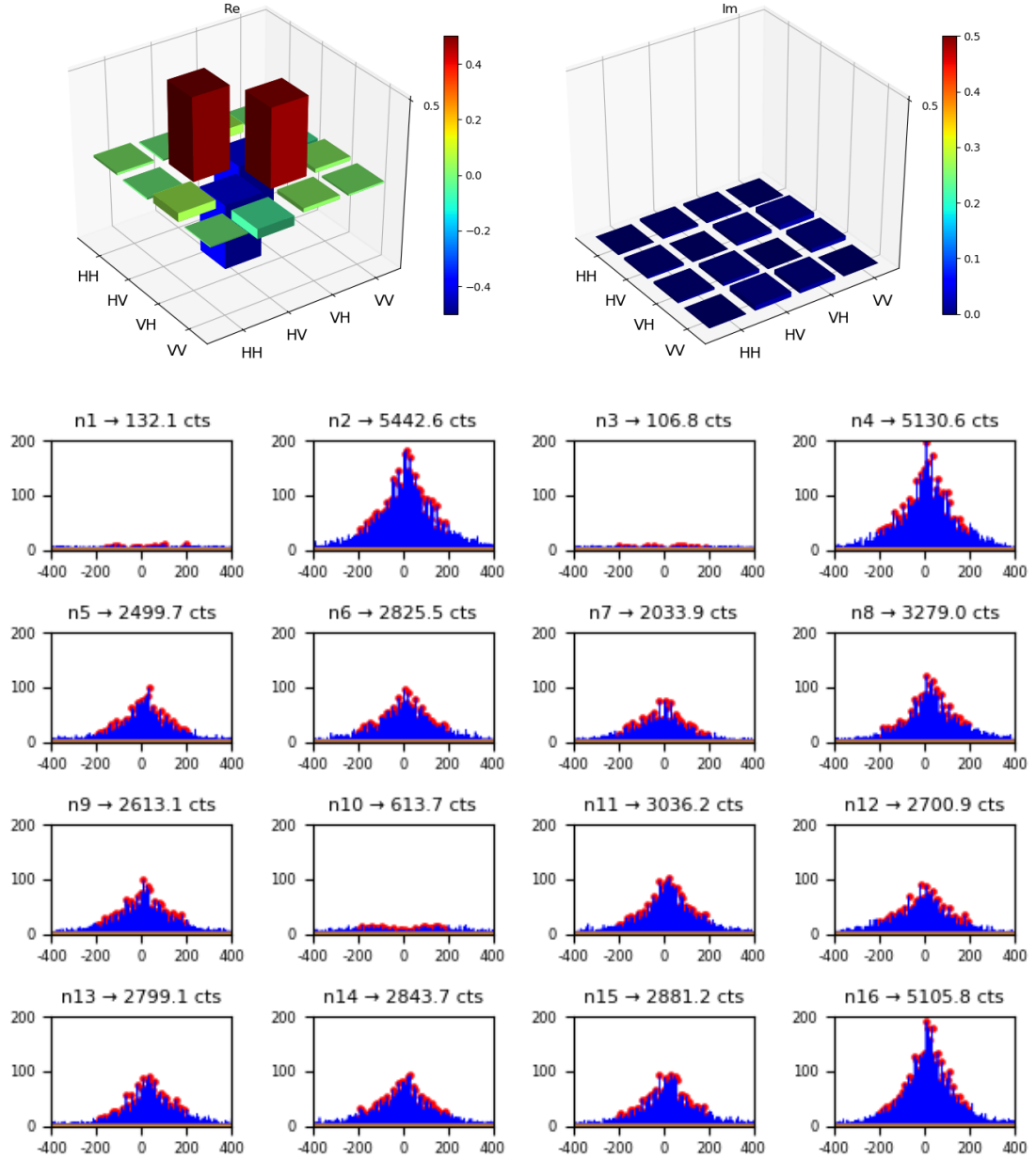


Figure 3-13 得られた Bell 状態。

量子通信に用いる場合には、量子中継との結合も見据えて最大量子もつれ状態である Bell 状態を生成できるのが望ましい。(2.1.3 項でも述べたように、 $|\Psi^{-}\rangle$ であれば基底を変えても相関の形は変わらない)

QWP、HWP、偏光子からなる偏光測定系の前に、遅軸が水平方向に合った HWP を置き、ヨー角を回転させ可変 phase shifter として用いることで、相対位相を自由に変える機構を導入した。Figure 3-13 (a)(b)は得られた密度行列である。(a)は相対位相が 0 になるように、(b)は相対位相が π になるように HWP を傾けた。Bell 状態 $|\Phi^{+}\rangle, |\Phi^{-}\rangle$ との Fidelity はそれぞれ 90.0%, 90.2%であった。

次に可変 phase shift 用 HWP の後ろに、遅軸が水平から 45 度の HWP を置き、bit flip ($|H\rangle \leftrightarrow |V\rangle$)の機構を導入した。得られた密度行列が Figure 3-13 (c)(d)である。Bell 状態 $|\Psi^{+}\rangle, |\Psi^{-}\rangle$ との Fidelity はそれぞれ 89.4%, 88.1%であった。

Figure 3-13 の密度行列の下には各 16 回の偏光測定カウント数を示した。 $|\Phi^{+}\rangle$ のみカウント数が多いのは、ポンプ光強度を比較的強い 200 μW で測定したためである(他の測定は 200 μW)。ポンプ光強度を 3.3.4 項よりも強くしたのは、短時間で多くのカウントを安定的に取得したかったためであり、一方でノイズが多くなるため Fidelity は悪く評価されてしまっている可能性が高い。

Bell 状態を決定づけるのは、① n_1 から n_4 による事実上の HV 基底 Visibility 測定、② n_{10}, n_{16} によるカウント数の明瞭な増減である。本研究で採用した量子もつれ生成法では原理上 $|HH\rangle$ と $|VV\rangle$ の混合状態が容易に得られるため①はクリアできるものの、②を達成するために 3.3.5 項に記載したような工夫を施し、 n_{10}, n_{16} や $|DA\rangle, |RR\rangle$ 等の測定カウント数、phase shift 用 HWP の角度依存の Visibility を見ながら結晶温度の調整やアラインメントを行った。コヒーレンス項の虚部が存在していることから、突き詰めればもっと Bell 状態との Fidelity を高めることが可能である。

本実験の不完全さは phase shift や bit flip に用いた HWP にあり、1514 nm ゼロオーダー波長板を用いたが、Retardance の波長依存性由来の操作忠実度が高くないことが予想される(特に bit flip)。特に本実験は広い帯域が含まれる測定なので顕著に効くはずだが、結果は忠実度劣化 1-2%に収まるものとなった。

3.3.7 先行研究との比較

Table 3-1 先行研究で示された光子源との比較

| 1 st Author (Year) | Characteristics | λ /nm | $\Delta\nu$ /MHz | Fidelity % | Modes |
|-------------------------------|--|--------------------|--------------------|--------------------|---------------------|
| J. Fekete (2013) [102] | One wavelength is aiming at direct absorption of $\text{Pr}^{3+}:\text{YSO}$ | 1436, 606 | 1.7, 2.9 | - | Multi |
| Z. Y. Zhou (2014) [103] | Telecom | 1560 | 8 | - | Multi |
| K. Liao (2014) [104] | Four wave mixing using ^{85}Rb with magneto-optical trap | 780, 795 | 0.8 | 95.2 | 1 |
| L. Tian (2016) [105] | Single Mode (Degenerate SPDC) | 795 | 15 | 95.2 \pm 0.8 | 1 |
| M. Rambach (2016) [106] | Flip-trick technique to realize very narrow linewidth | 795 | 0.67 | - | Multi |
| J. Wang (2018) [107] | Alignment using optical wedges | 935, 880 | 9, 9.5 | 89.6 (~80) | 1 (Multi) |
| <u>This work</u> | <u>Telecom narrow linewidth and entanglement with multimode</u> | <u>1514</u> | <u>0.95</u> | <u>96.1</u> | <u>Multi</u> |

Table 3-1 に優れた値を示した光子源(共振器 2 光子源に限らない)に関する先行研究を示した。本研究では通信波長、狭線幅という点で大きなアドバンテージがあり、更にマルチモードにも関わらず極めて高い数値の Fidelity を示した。また Ref. [107]によるとマルチモードの場合は Fidelity が 10%程度劣化することを示しており、本研究で開発した光源をシングルモードで用いた場合には更に高い Fidelity を得られることが予測される。本研究は $\text{Pr}^{3+}:\text{YSO}$ を用いた AFC 量子メモリを特別にターゲットとしたマルチモードの設計も行われているため、非常にユニークな性能をしていると言える。

また、その他の先行研究での量子光源については Ref. [99]が詳しい。

第4章

実地量子通信に向けた 2光子の波長変換と 長距離光ファイバ伝送

4.1 概要

本研究では 3 章にて開発した 2 光子源からの出力に波長変換を施し、2 光子とも変換後の時間相関を始めて観測したことを報告する。波長変換は PPLN 導波路を用いた SFG により達成され、1514 nm から Pr^{3+} :YSO の吸収波長 606 nm に変換された。また実際に 10 km の光ファイバを伝送した後の波長変換にも成功した。

なお本章は Ref. [98] より一部を自己引用している。

4.2 実験

4.2.1 実験系

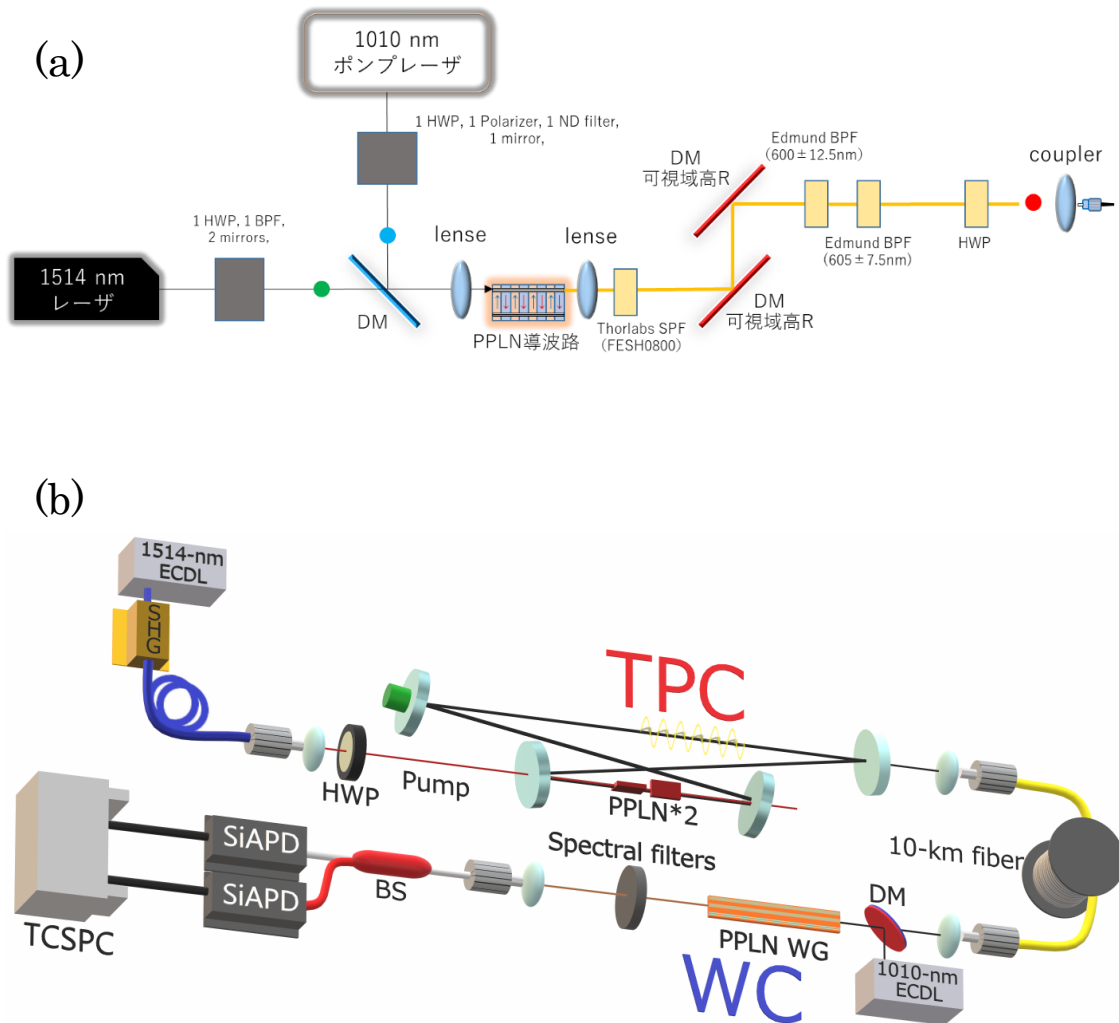


Figure 4-1 実験系模式図。(a)波長変換効率やノイズ測定に用いた光学系。緑、青、赤の点は光強度を測定した位置を示している。(b) 2光子相関測定や10 km 光ファイバ伝送を行った全体図。DM: ダイクロイックミラー、SPF: ショートパスフィルタ、BPF: バンドパスフィルタ、HWP: 半波長板、TPC: 2光子源、WC: 波長変換器、SiAPD: シリコンアバランシェフォトダイオード、TCSPC: 時間相関検出器(タイムインターバルアナライザ)。

Figure 4-1 (a)は 1514 nm レーザーと 1010 nm ポンプレーザーを用いて波長変換器をアラインメント・評価した実験系である。1514 nm レーザーはファイバ出力で、ファイバを繋ぎ替えることで 2 光子を同じパスで系に入射することを可能にした。コリメータとしてトリプレットレンズを用いて $M^2 \approx 1$ のビームに成形した。HWP を用いて偏光を調整し、BPF によりポンプレーザー由来のノイズ光が 1514 nm のパスに戻らないようにした。1010 nm ポンプレーザーは可変 ND フィルタによりパワーの粗調整を可能にし、偏光子により十分に直線偏光化した(過去に円偏光に対して位相整合したことがあり、アラインメントの障害となった)。DM で 2 波長の光を合波し、1 つのアクロマティックレンズにより集光することで導波路モード($W \times H = 11.5 \times 9.9 \text{ } \mu\text{m}$ 、疑似位相整合ピッチ長 $10.200 \text{ } \mu\text{m}$)に結合させた。

十分な枚数の SPF、DM、BPF により、SFG 出力光から余計なノイズを取り除き、偏波保持ファイバに結合した。

Figure 4-1 (b)は 2 光子波長変換および 10 km 光ファイバ伝送実験の模式図である。2 光子源から波長変換器までの間に 10 km のシングルモードファイバ(FC/APC 端面)が接続され、透過率はコネクタ損失含めて約 62%であり、0.207 dB/km と換算できるため 1514 nm でも十分に問題なく使用できることを確認した。波長変換器を通りファイバ結合された後、50:50 のファイバビームスプリッタで 2 光子を分離して 2 光子相関の測定を行った。用いた単一光子検出器は Excelitas Technologies 社 SPCM-AQRH-FC-14 で、検出効率~60%、ダークカウント~100 Hz であった。

4.2.2 波長変換結晶

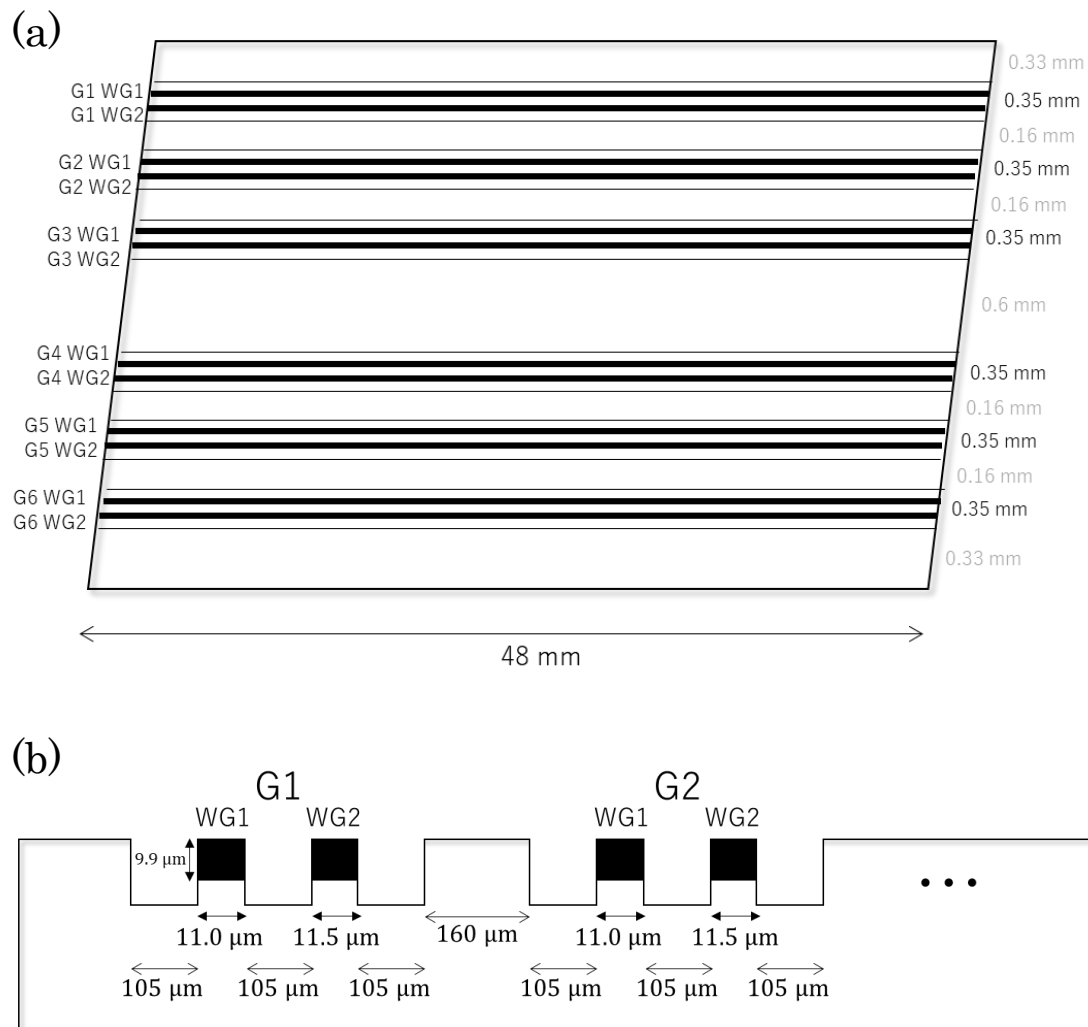


Figure 4-2 波長変換器 PPLN 導波路の概略図。(a)チップ構造図。(b)チップ断面図。

本研究で用いた波長変換器(NTT エレクトロニクス社製)を Figure 4-2 に示す。チップ全体のサイズは $W \times D \times H = 4 \times 48 \times 0.5$ mm で端面は斜め 6° にカットされている。図中の太い部分がリッジ型光導波路 $W \times H \simeq 11 \times 9.9$ μm であり、モード径約 8 μm に合うようにレンズやコリメートビーム径を選択した。温調には最大電流 4 A のペルチェ素子が用いられている。

4.3 結果および考察

4.3.1 S/N: 3793386, G4WG2 の波長変換効率とノイズカウント数

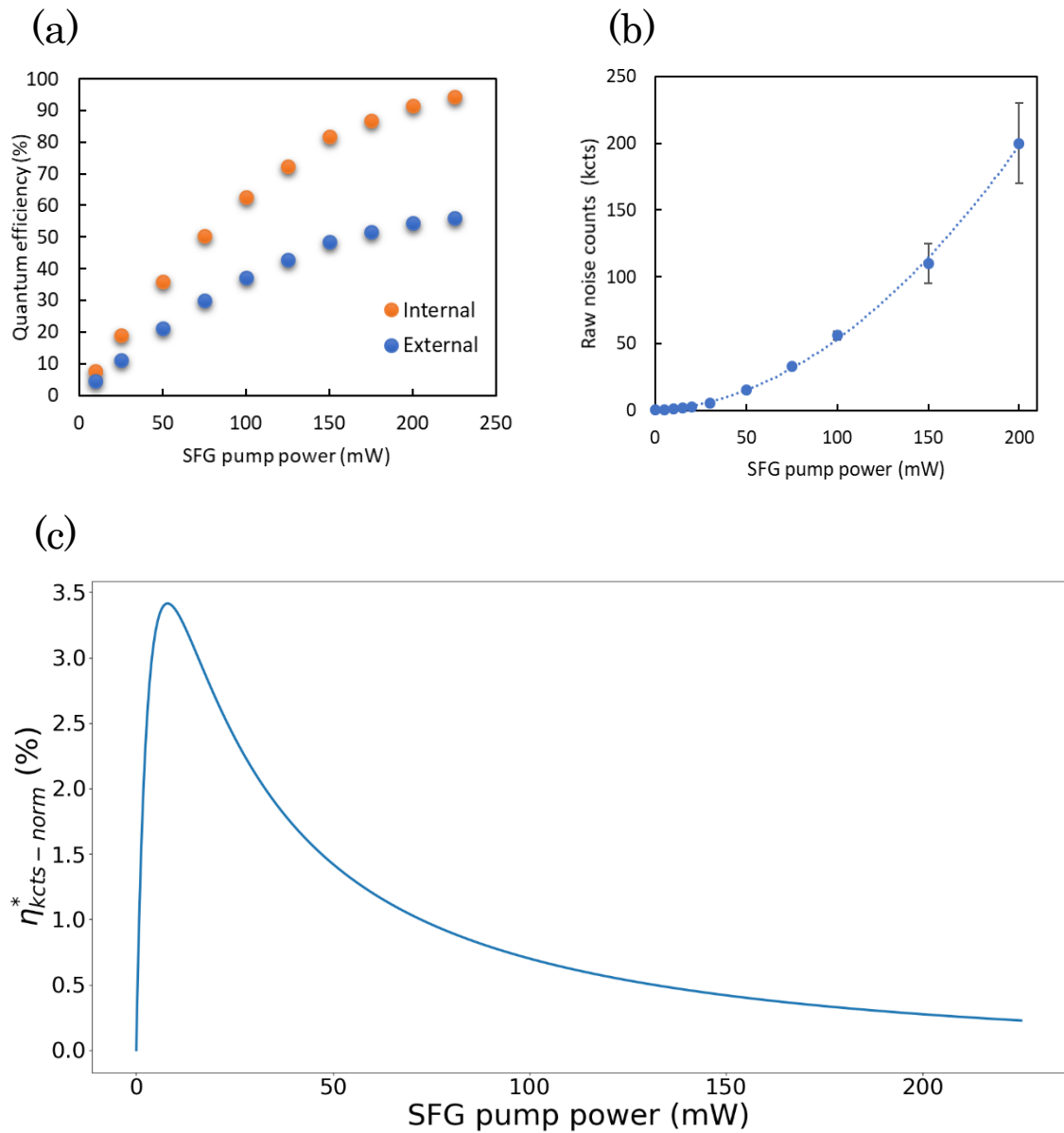


Figure 4-3 波長変換器の性能。(a)波長変換効率のポンプ光強度依存性。橙が内部変換効率、青が外部変換効率。(b)ノイズのポンプ光強度依存性。エラーバーは10回測定における1標準偏差を表している。(c) SNR を意味する関数。変換効率%をノイズレート kHz で除して得た。

波長変換器のアラインメント・評価を行うために、Figure 4-3 のデータを取得した。(a) は波長変換効率のポンプ光強度依存性を取得したもので、以下の式で計算した。

$$\eta = \frac{P_{converted}/h\nu_{converted}}{P_{signal}/h\nu_{signal}} = \frac{P_{converted}/\lambda_{converted}}{P_{signal}/\lambda_{signal}}$$

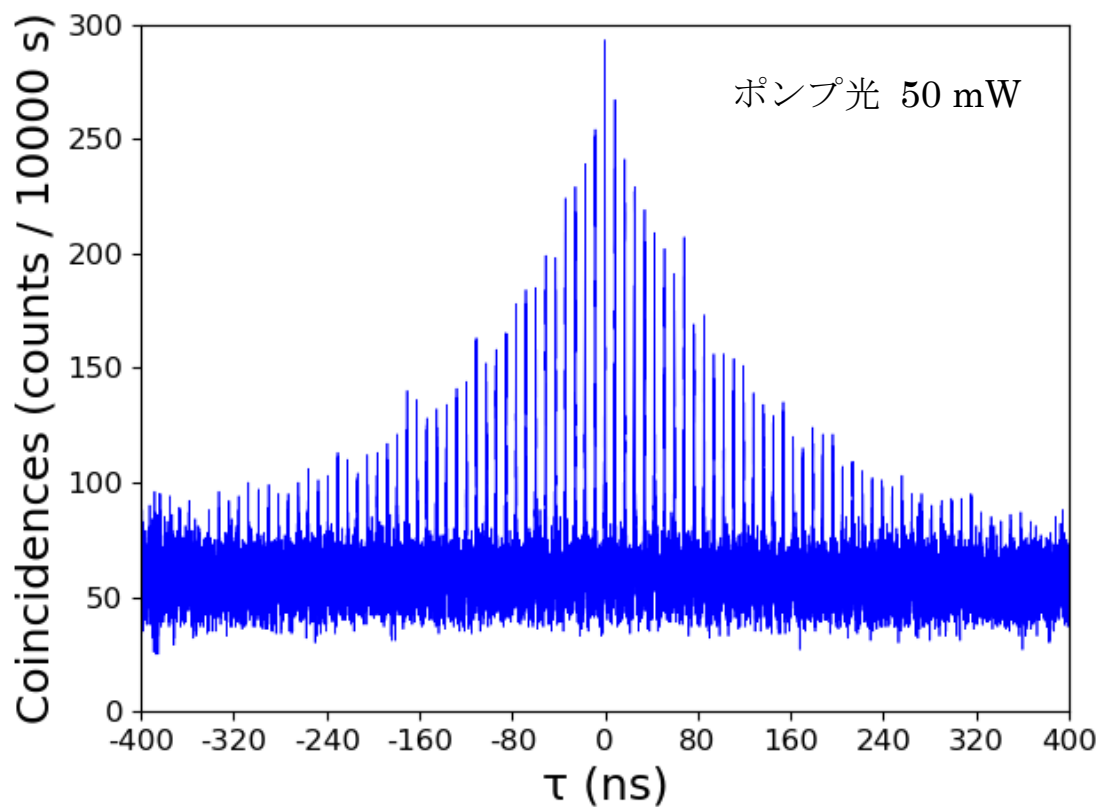
実験図 Figure 4-1 の赤点の位置における $\lambda_{converted} = 606 \text{ nm}$ の強度を $P_{converted}$ 、緑点の位置における $\lambda_{signal} = 1514 \text{ nm}$ の強度を $P_{signal} = 3.20 \text{ mW}$ として、 $P_{converted}$ のポンプ光強度(青点)による変化を調べた。上式から計算された値を外部変換効率、そこから導波路透過率を除いた値を内部変換効率としてプロットした。それぞれ(2.2-109)式により良くフィッティングでき、最大変換効率は 56.0%、94.3%と得られた。また導波路透過率は 1514 nm が 59.4%、1010 nm が 60.5%,であった。

Figure 4-3 (b)はポンプ光のみを入射したときのノイズカウント数を SiAPD で測定したものである。実験図 Figure 4-1 の通りバンドパスフィルタ等を挿入してあるものの、結果は 2 次関数として表れた。

実際に光子レベルで波長変換を行う際には最適なポンプ光強度を予測する必要がある。波長変換効率をノイズレートで除して得られた関数が Figure 4-3 (c)である。極大値は 7.97-mW と得られ、最も高い SNR で光子を波長変換したい場合にはこのポンプ光強度を用いると良いが収束に時間はかかるという点から、10-50 mW 程度が適正值であると考えた。

4.3.2 2光子波長変換と SFG 強度依存性

(a)



(b)

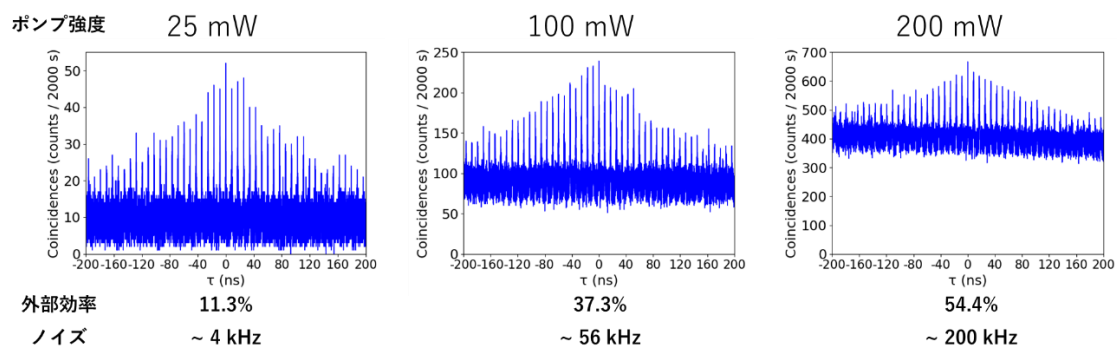


Figure 4-4 2光子波長変換後に得られた時間相関(bin size はいずれも 16 ps)。(a)ポンプ光強度 50 mW で 10000 s 積算したときの 2 光子相関。(b)ポンプ光を変えた場合のカウント数の変遷。外部効率とノイズも併記した。

波長変換系に繋がっていた 1514 nm レーザーの光ファイバを 2 光子源からの偏波保持ファイバに繋ぎ変えることで、2 光子波長変換の実験を行った。ここでは 10 km の光ファイバは接続していない。Figure 4-4 が得られたデータであり、いずれのポンプ光強度でも明瞭な相関形状が見て取れる。(a)は(b)と別日に取得しており、アラインメントなどの違いによりカウント数が異なるため一概に比較はできない。

楕形状が波長変換前とは変わらないことから、SFG 後でも周波数間隔ならびにパルス化に必要な位相関係が保存されていることを示唆している。この時間相関にはさらに 2 つの重要なパラメータがあり、ノイズカウントと SNR である。Figure 4-4 (b) 2 光子相関グラフ中 $\tau = 0$ 付近のノイズ平均値はそれぞれ 8.74 ± 0.217 counts (25 mW)、 86.2 ± 0.714 counts (100 mW)、 394 ± 1.38 counts (200 mW); \pm は 1 標準誤差(SE) であった。およそ SFG ポンプ光強度の 2 乗に比例しており、これは Figure 4-3 (b) のポンプ光由来のノイズが主な原因であると考えられる。

SNR を評価するためには信号の高さを見積もる必要があり、楕全体をガウシアン関数でフィッティングしたものが Figure 4-5 である。ここでは検出系のタイミングジッタがパルス幅に対して支配的であるためガウシアンを用いた。ピークカウント数は左から順に 35.7 counts、206 counts、580 counts と得られた。これらのカウント数からノイズ平均を引き更にノイズ平均で除したものを SNR と定義すると、それぞれ 4.1, 2.4, 1.5 と計算された。これは Figure 4-3 (c) の SNR 曲線とおおよそ一致した。

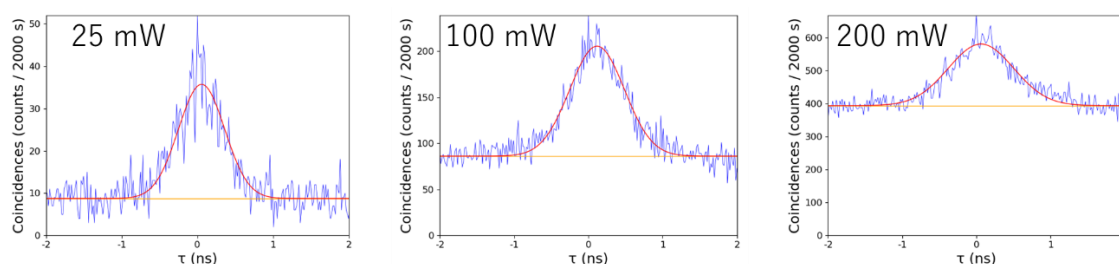


Figure 4-5 中央のピークの拡大とフィッティング(楕全体に対してフィッティングを行った後に拡大した。)

4.3.3 波長変換前後の SNR 比較

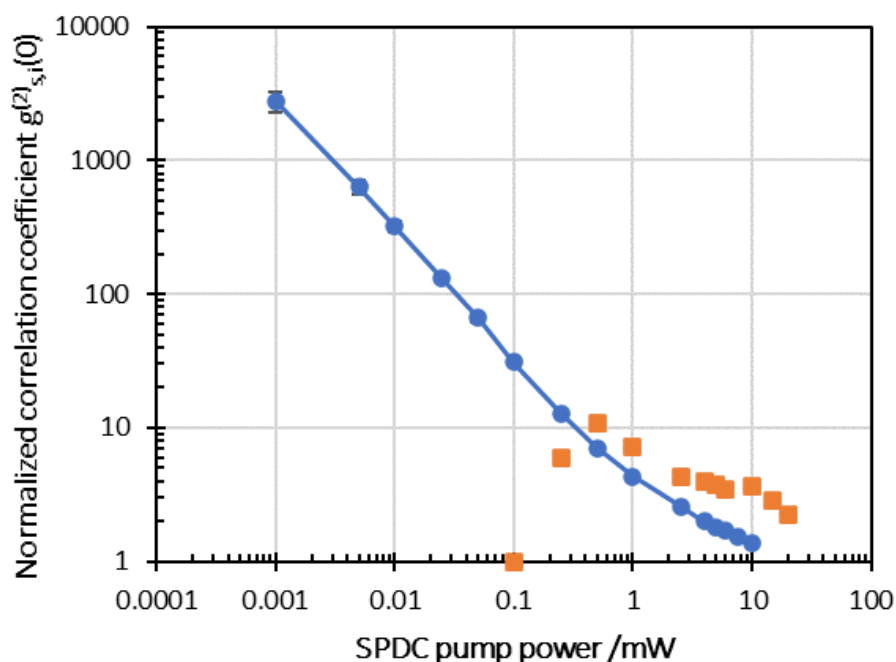


Figure 4-6 波長変換前後での $g_{s,i}^{(2)}(0)$ の比較。青が 1514 nm (波長変換前) で橙が 606 nm (波長変換後)。注意すべきは横軸が SPDC ポンプ光強度で、波長変換(SFG)ポンプ光強度は 50 mW で一定である。

前節では波長変換ポンプ光強度を変化させて時間相関の変化を観察したが、一方で 2 光子発生(SPDC)のポンプ光強度によっても SNR は変化する。Figure 4-6 は波長変換ポンプ光強度を 50 mW に保った状態での、波長変換前(青)と後(橙)の 2 光子相関の SNR 関数 $g^{(2)}(0)$ である。 $g^{(2)}(0)$ は規格化 2 次相互相関係数で、2 光子相関のピークカウント数をノイズ平均で除したものという定義を用いた。SSPD の検出効率は約 60% に調整しており、これは SiAPD の検出効率とおおよそ同じ値である。

波長変換前は両対数グラフにおいて傾き -1 を示しているため、SPDC ポンプ強度に対して反比例の関係にあると言える。この意味を理解するためには 2 光子相関測定の特性を把握する必要がある：時間相関測定では 2 つのディテクタが同時 ($|\tau| < 1 \mu\text{s}$) に検出信号を放した場合に 1 カウントとして取り扱われるため、2 光子の片割れが 1 ディテクタに検出さ

れた際、もう片方が損失するか検出前にダークカウントや別光子ペア出射があった場合にはそれはノイズとして認識されてしまう。ポンプパワーが高い領域ではポンプ光子数が多いことから、共振器中に複数の 2 光子ペアが存在する確率が上がりノイズが増えることを意味している。ポンプパワーが低い領域では 2 光子生成数が低下していきダークカウントオーダになったところで、2 光子同時計数は途端に弱くなることが予想される。ポンプ光が強くなる、つまりカウント数増加に伴い $g^{(2)}(0)$ が小さくなってしまうのはあまり芳しくない事実であり、解決のためにはポンプ光を CW (Continuous Wave) ではなくパルス化するという方法が考えられる。1 パルスにつき 1 ペアが生成する程度にパルスパワーを最適化することで、2 光子コヒーレンス時間の逆数オーダの生成レートまでは実現可能である。

波長変換後の $g^{(2)}(0)$ は 0.25 mW 付近で立ち上がり、緩やかに減少していく様子が見て取れる。この立ち上がりは波長変換ポンプ光由来のノイズに対して 2 光子シグナルが大きくなる閾値を表しており、緩やかな現象は共振器内(コヒーレンス時間内)複数ペア生成に由来したノイズの増加(波長変換前と同じ要因)を意味する。波長変換前よりも数倍優れた $g^{(2)}(0)$ を示したのは、波長変換器の帯域により共振器アラインメントの合った(=フィネスの優れた)狭い波長帯域の 2 光子を抽出できたためと考えている。

4.3.4 10 km 光ファイバ伝送前後の波長変換 2 光子相関

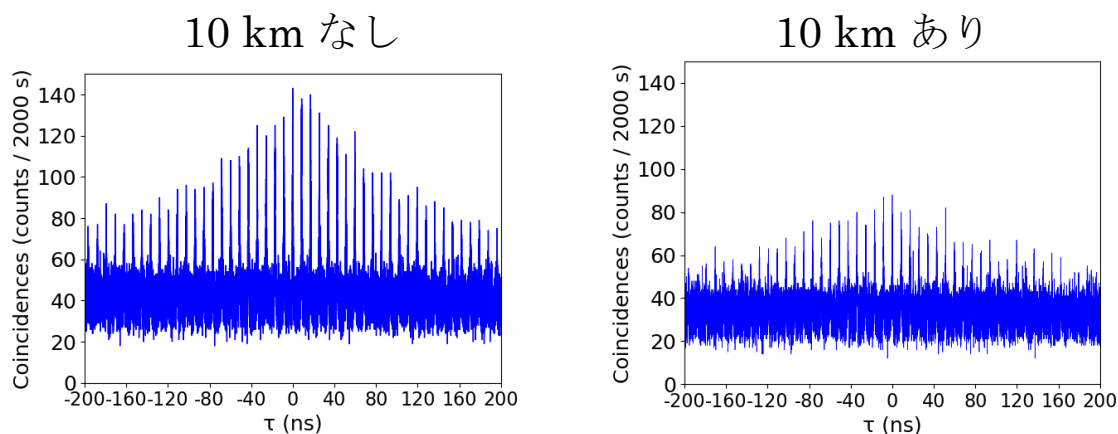


Figure 4-7 10 km 光ファイバなしとありでの波長変換 2 光子相関の比較。

10 km のシングルモードファイバを伝搬した後の 2 光子相関を測定した。Figure 4-7 が光ファイバなし/ありでの時間相関の比較であり、光ファイバを通した後も十分に 2 光子を検出することに成功した。

損失の原因は 3 つ考えられる。1 つ目はシンプルに光ファイバ透過に伴う損失であり、レーザー光での測定により 62% と得られた。2 つ目は光ファイバ中での偏光回転による損失で、単一偏光対応の波長変換器が偏光子として損失を与えてしまっている点である。Sagnac 干渉計を用いた波長変換[108]と偏光無依存量子メモリ[109]を想定することで無くすることが可能な損失だが、高効率性と並立するのは非常に難しいため本実験では単一偏光の波長変換を用いた。将来的にはタイムビン量子ビットを用いることを想定しているため、偏光量子ビットを保存する必要はなく大きな問題ではない。3 つ目はファイバ中の分散によるパルス広がりである。これは非常に小さいと考えており、波長変換器の帯域幅が 0.03 nm であったので分散の値 15 ps/nm/km が引き起こすのはせいぜい 4.5 ps の広がりであり、測定系ジッタ ~300 ps に対して無視ができる。以上のような損失を、2 光子ともに受けながらも時間相関を示すことができたのは重要な報告である。

第5章

2 光子源のレート増強

5.1 概要

本研究ではここまで開発を行ってきた 2 光子源の Coincidence レートおよび線幅の最適化を行う。実用上必要とされるのは高い SNR の 2 光子相関ピークであり、共振器 escape 効率を増加させることで飛躍的に SNR が増強されたことを報告する。それにより波長変換後のノイズも著しく減少し、波長変換後に線幅が細くなる現象を確認することができた。本研究により実際の量子メモリ結合に向けた最適化が達成された。

5.2 理論および実験

5.2.1 共振器出力レートについて

共振器増強 SPDC には共振器増強効果(2.2-97)と **escape** 効率(2.2-58) という 2 つの重要な要素がある。前者は自然放出のスペクトルが変化しスペクトル輝度がフィネス 2 乗オーダーで増加する効果で、後者は発生した 2 光子がどの程度共振器から欲しいパスに飛び出せるかを表す指標で **heralding** と深くかかわる値である。先行研究ではどちらが大きな効力を持ち 2 光子源の”レート”を高めるかは議論が分かれているところで、Ref. [85][100]では生成効率・シグナル **escape**・アイドラー-**escape** の積が **generation rate** を表し、Ref. [83][84]ではフィネスが高ければ高いほうがレートは向上するという立場を取っている。フィネスと **escape** 効率がトレードオフの関係にある中で共振器内部損失をどこまで小さいものとみなすかによる違いだが、本研究では高いフィネスで低い **escape** の場合と低いフィネスで高い **escape** の場合で実験を行うことで、どちらが支配的かを示し 2 光子レートの最適化を図る。

Figure 5-1 は共振器アウトプットカプラの反射率に対してフィネス(青)、**Escape** 効率(橙)、積(黒)がどのように変化するかのシミュレーションである。他のミラーの反射率は 1 とした。積が極大となるのはインピーダンスマッチングの時、つまり $R = 1 - L$ の時であり、今回は $L = 5\%$ を用いた。

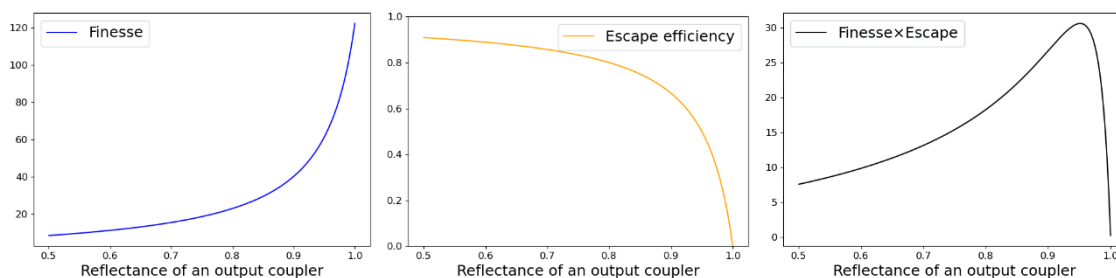


Figure 5-1 フィネス、**Escape** 効率、そしてフィネス×**Escape** 効率の計算。共振器内損失は 5%とした。極大はインピーダンスマッチングの時、つまり $R=95\%$ の時である。

$R=70\%$ は $R=99\%$ に対して 0.8 倍である。

5.2.2 実験系

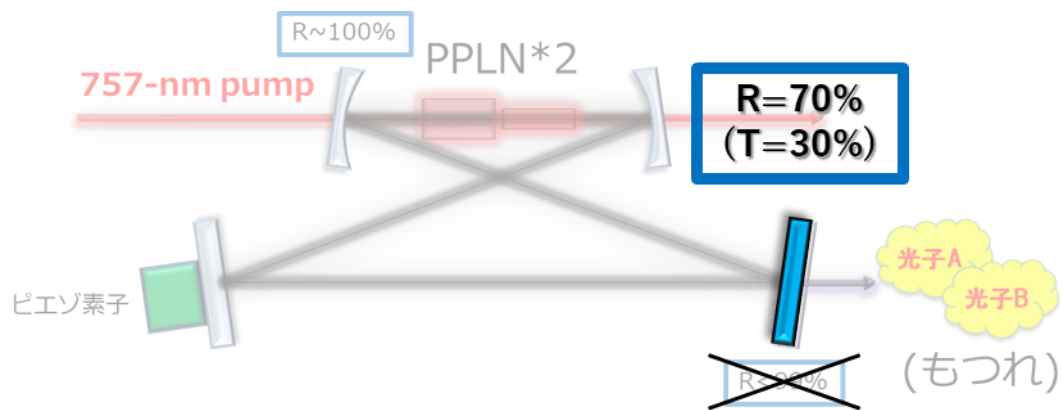


Figure 5-2 実験系の概要図。共振器アウトプットカップラを反射率 70% のミラーに取り換えた。

共振器アウトプットカップラとして反射率 70% のミラーを用いた。Figure 3-5 の反射率関数において、損失が 30% に近づくほど反射ピークは深くなる特徴を持つため、反射光スペクトルは基本モードが小さく高次モードが強く立つような形状となった。そのため透過光スペクトルを用いてアラインメントを行ったが、(2.2-42) 式の通り $R=95\%$ の時より共振器透過率が低下していることを確認した。

5.3 結果および考察

5.3.1 通信波長における比較

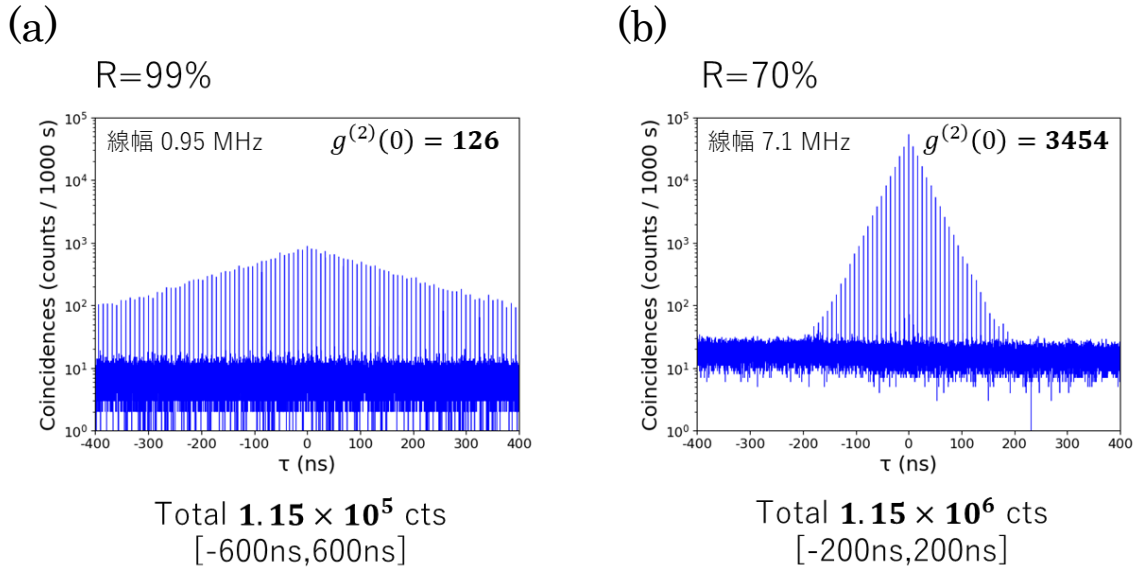


Figure 5-3 アウトプットカプラ反射率による 2 光子相関の比較。いずれもポンプ強度は 10 μ W で bin size は 32 ps。 (a) R=99%。 Figure 3-9 (a) を対数表示したもの。 (b) R=70%。

Figure 5-3 は共振器アウトプットカプラの反射率(a) R=99%と(b) R=70%の場合について 2 光子相関の比較を行ったものである。共振器線幅や $g^{(2)}(0)$ だけでなく Total count (楕部分の合計カウントおよび用いた範囲)も図中に示した。R=70%の場合には輝度が約 1 桁増え、 $g^{(2)}(0)$ は 30 倍以上向上した。一方で 1ch あたりのカウント数は(a) 1.14×10^4 Hz、(b) 1.69×10^4 Hz と 1.5 倍程度の増加であった。

R=70%を選択した理由は、AFC 量子メモリの吸収可能線幅 4.6 MHz に 2 光子線幅を合わせるためである。2 光子線幅は共振器線幅の 0.64 倍であり、実現した共振器線幅 7.1 MHz ならば AFC 線幅を最大限使うことが可能となる。

図にはないが、Figure 3-9 (b) R=95%のデータを下記に示す。

$$g^{(2)}(0)=414, \text{ Total} = 5.07 \times 10^5, \text{ 1ch count } 1.23 \times 10^4 \text{ Hz}$$

以上のデータから Table 5-1 のようなパラメータが計算される。

Table 5-1 反射率ごとの共振器・光源パラメータ

| 反射率 % | 線幅 MHz | フィネス | 内部損失 % | Enhancement factor (2.2-97) | Escape efficiency % (2.2-58) | $g^{(2)}(0)$ | 1ch count $\times 10^4$ Hz | Total count rate $\times 10^2$ Hz |
|----------|-----------|------|-----------|--------------------------------|---------------------------------|--------------|-------------------------------|--------------------------------------|
| 99 | 0.95 | 123 | 4.0 | 951 | 20 | 126 | 1.14 | 1.15 |
| 95 | 1.34 | 87.3 | 2.0 | 1763 | 71.4 | 414 | 1.23 | 5.07 |
| 70 | 7.1 | 16.5 | 2.4 | 80.8 | 92.6 | 3454 | 1.69 | 11.5 |

Enhancement factor は共振器がない状態の SPDC と比較したときのスペクトル輝度の増加率であり、周波数モード数(\propto クラスタ幅)は(2.2-102)式よりフィネスに反比例することに注意が必要である。測定の性質上、 $g^{(2)}(0)$ に対しては 1 光子をクリックしてから片割れの光子が来る確率と、コヒーレンス時間内の光子検出時刻のばらつきが影響を及ぼすため、escape 効率と線幅の比率から計算することができる。一方で輝度に関しては上記要素だけでは合致がいかない部分が多いため、今後の原因の検証が必要である。

5.3.2 波長変換後における比較

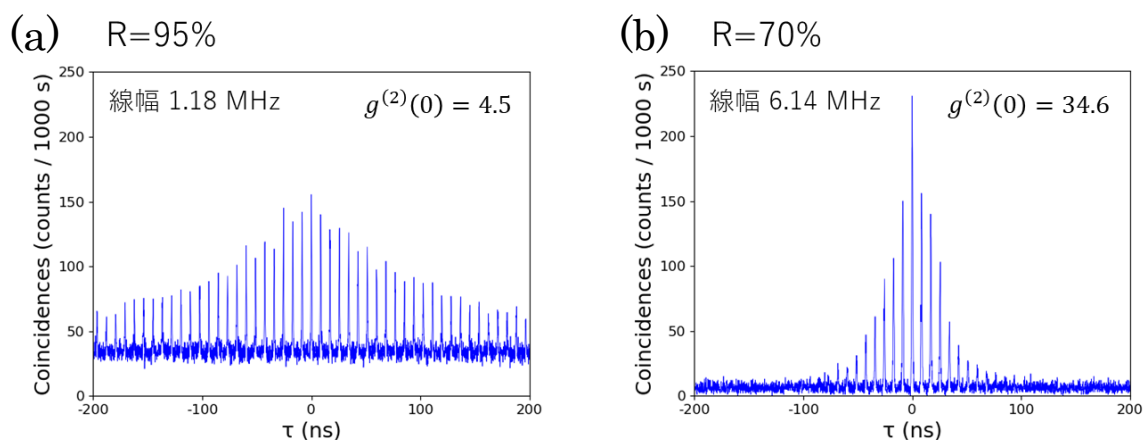


Figure 5-4 アウトプットカプラ反射率による波長変換後(ポンプ光強度 25 mW)の比較。bin size は 128 ps。 (a) R=95%、(b) R=70%。

Figure 5-4 に波長変換後における時間相関の比較を示した。(a) R=95%と(b) R=70%で大きな SNR の向上が見て取れる。

Signal は劇的に増えてはいないものの、ノイズが大きく減少している。これは escape 効率が増加したことにより、片割れを失った光子の検出数が下がったことにより、波長変換由来のノイズがあったとしても accidental としての検出が起こらなくなったためと考えている。また波長変換前後の測定で線幅の減少も観測された。割合にすると 13%程度のわずかなものだが確実に減少しており、これは広い帯域にわたり存在している通信波長 2 光子が、限られた帯域幅の波長変換器によって中央付近のアラインメントに用いた波長が選別されたためと考えられる。

本結果で得られた共振器線幅 6.14 MHz は $\text{Pr}^{3+}:\text{YSO}$ の AFC メモリ幅 4.6 MHz よりも数値上明らかに大きい。一方で Figure 3-10 で示した通り、2 光子スペクトルは共振器線幅よりも 0.64 倍と小さくなるため、光子がどの程度結合しうるかは興味深い指標である。まず光子のパワースペクトルとして、(2.2-98)のエアリー関数をローレンツ関数として扱い、それらの積を表す以下の関数を仮定した (位相整合幅は十分広いものと仮定した)。

$$P(\nu) = (A(\nu))^2 = \left(\frac{1}{\nu^2 + \left(\frac{\text{FWHM}}{2}\right)^2} \right)^2 \dots\dots\dots(5.3-1)$$

FWHM = 6.14 MHz は共振器線幅の半値全幅であり、 $A(\text{FWHM}/2) / A(0) = 1/2$ を満たす。この関数の積分は簡単な計算により次式で与えられる。

$$\int P(\nu) d\nu = \frac{1}{2\left(\frac{\text{FWHM}}{2}\right)^3} \left\{ \tan^{-1} \frac{\nu}{\left(\frac{\text{FWHM}}{2}\right)} + \frac{\left(\frac{\text{FWHM}}{2}\right)^2 \nu}{\left(\frac{\text{FWHM}}{2}\right)^2 + \nu^2} \right\} + \text{const.} \dots\dots\dots(5.3-2)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} P(\nu) d\nu = \frac{\pi}{2\left(\frac{\text{FWHM}}{2}\right)^3} \dots\dots\dots(5.3-3)$$

本結果に対応する計算は以下の通りとなる。

$$\int_{-2.3}^{2.3} P(\nu, \text{FWHM} = 6.14) d\nu = 0.039 \dots\dots\dots(5.3-4)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} P(\nu, \text{FWHM} = 6.14) d\nu = 0.054 \text{ (規格化係数)} \dots\dots\dots(5.3-5)$$

よって区間 $[-2.3 \text{ MHz}, 2.3 \text{ MHz}]$ に占める割合は **71.5%**と計算された。

一方、AFC 吸収の原理は時間周波数の不確定性原理である[67]ため、実際には上記のように矩形の吸収線を仮定した場合よりも吸収効率が大きくなることが予測される。吸収線をローレンツ関数と仮定した場合には $P(\text{FWHM} = 6.14 \text{ MHz}) < A(\text{FWHM} = 4.6 \text{ MHz})$ がすべての ν に対し成立することから、必ず吸収線の中に 2 光子が分布し結合効率は 100%に到達しうる。逆に $P(X) < A(\text{FWHM} = 4.6 \text{ MHz})$ を満たせる最大の線幅 X は **6.5 MHz** とシミュレーションより得られ、 Pr に対して限界を突き詰めるならばこの数値が 1 つの指標となる（あくまで縮退 SPDC で、それほどまで極限に **Escape** 効率を向上させる必要がある場合）。

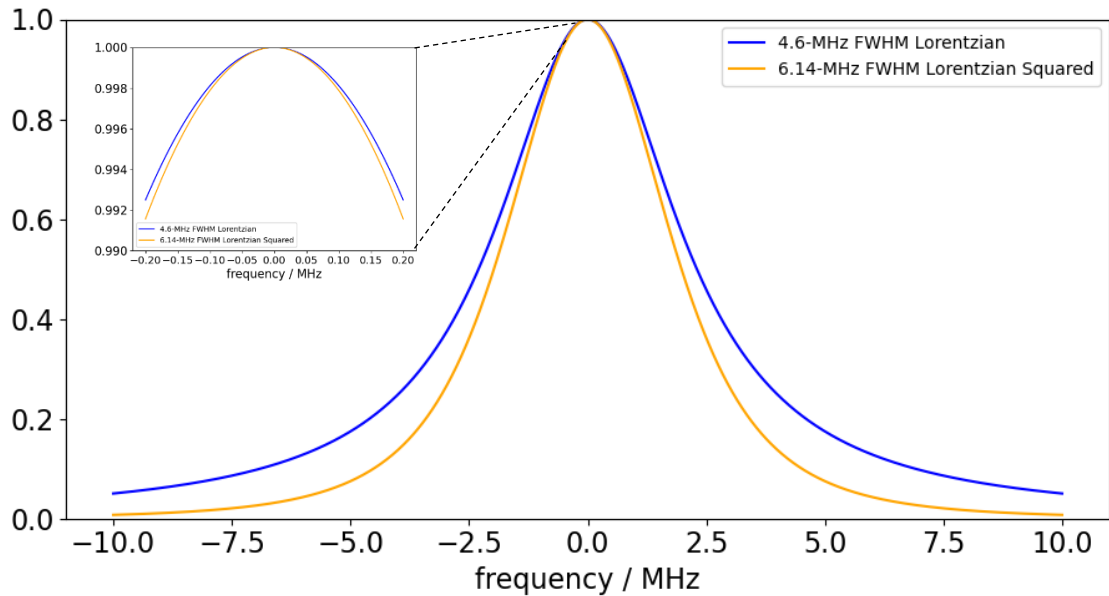


Figure 5-5 FWHM 4.6 MHz のローレンツ関数（吸収線）と FWHM 6.14 MHz のローレンツ関数の 2 乗（光子）の比較。

5.3.3 SPDC ポンプ光強度に対する $g^{(2)}(0)$ の変遷

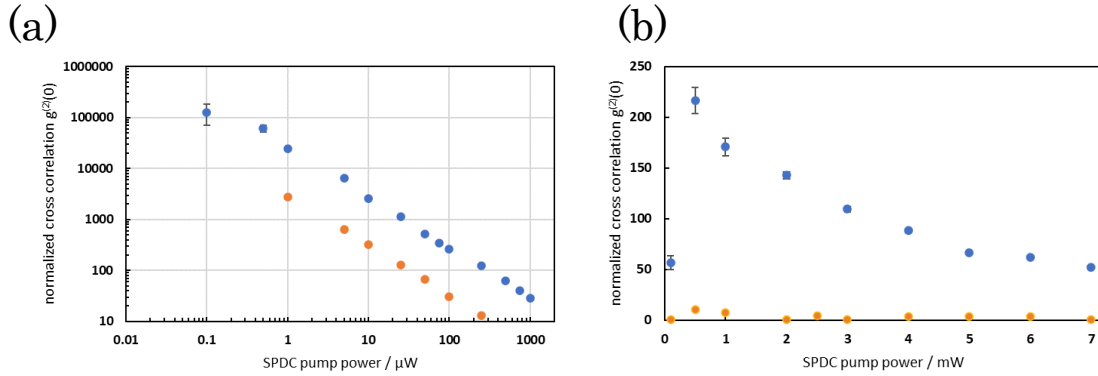


Figure 5-6 アウトプットカプラ反射率 $R=70\%$ (青)と $R=95\%$ (橙)での $g^{(2)}(0)$ の比較。(a)波長変換前、(b)波長変換後。この図における橙(値の小さい方)は Figure 4-6 の青、橙と同じものである。

最後に SNR を意味する $g^{(2)}(0)$ の SPDC ポンプ光強度依存性について示す。Figure 5-6 は(a)波長変換前と(b)波長変換後の $g^{(2)}(0)$ を表しており、橙が $R=95\%$ 、青が本研究の $R=70\%$ のものである。通信波長において傾きが変わっていないことが見て取れ、 $g^{(2)}(0)$ の低下つまりノイズの原因は、**escape** 効率によりペアの片割れが失われることよりもむしろ共振器内複数ペアのためにコヒーレンス時間内に無相関の光子が出射してしまうことが支配的であると考えられる。

フィネスを犠牲にアウトプットカプラの反射率を下げるというシンプルなアプローチは先行研究では取られていないにも関わらず、通信波長では約 1 桁の向上を、量子メモリ波長ではそれ以上の向上を示した (青と橙の比較)。これは、**escape** 効率が低いことで波長変換ポンプ光由来の余計なノイズを検出してしまう事象を、低下させることができたためと考えている。この事象は実地の量子通信のようなノイジーな環境における問題であり、本研究ではそこに向けた極めて大きな SNR の最適化に成功したと言える。

第6章

総括

本研究では量子通信ネットワーク実現に向けた要素技術のうち、通信全体に大きく影響を及ぼす核とも言える部分である量子光源の開発を行った。生成する 2 光子は通信波長・狭線幅といった必要不可欠な性能を高水準で保有しており、とりわけ線幅に関しては 0.95 MHz という先行研究と比較して通信波長で最も狭い性能を示した。また 90%を超える忠実度の Bell 状態も実現し、量子通信に特化した量子光源の実現に成功したと結論付けられる。本量子光源を用いることで 2 光子両方共の波長変換にも初めて成功し、10 km の光ファイバを通してなお明瞭な相関を観測することができた。更にアウトプットカップラの反射率を下げるアプローチを採用することで、2 光子相関(coincidence)の SNR を 1 桁以上向上した。それにより AFC 量子メモリの吸収線幅(~ 4.6 MHz)を最大限利用することもできるようになった。今後の展望としては Pr³⁺:YSO を用いた AFC 量子メモリとの結合や、本光源をもう 1 台用意することによる量子もつれスワッピングなどが挙げられる。

第7章

謝辞

本論文は横浜国立大学 理工学府 数物・電子情報系理工学専攻 物理情報工学教育分野 堀切研究室における博士課程在籍中に行われた研究をまとめたものです。

本研究を遂行するにあたり、堀切智之准教授には普段の学生生活や研究など何から何まで多大なるご指導を頂き大変お世話になりました。

赤松大輔准教授、洪鋒雷教授、小坂英男教授、武田淳教授には本博士論文の審査をご快諾頂きまして、談話会等も通して励みとなるご助言を多く賜りました。

神奈川大学の岡村幸太郎氏、東京工業大学の武井宣幸氏、東京大学の中村一平氏、Jinan Institute of Quantum Technology の Ming-Yang Zheng 氏ならびに Xiu-Ping Xie 氏には論文執筆や学会発表をはじめとして様々ご指導ご鞭撻を賜りました。

(上記は恐縮ながら五十音順で配置させていただきました。)

秘書の福田由美子氏、角屋瑞佳氏には難しい事務手続きや息抜きの雑談などお世話になりました。

研究室の皆様には、研究の相談や娯楽など非常に有意義で有難い時間を過ごさせていただきました。

家族や親族には長い学生生活を精神的・肉体的・経済的支援等の極めて多大なサポートを頂きまして深く深く感謝いたします。こんな幸せ者は他にはいません。

最後になりましたが私の研究室生活や本研究の成果は皆様のご支援の賜物です。心より御礼申し上げます。

新関

第8章

参考文献

- [1] C. E. Shannon, "A mathematical theory of communication," in The Bell System Technical Journal **27**, 3, pp. 379-423 (1948).
- [2] T. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby," Nature **187**, 493–494 (1960).
- [3] N. Holonyak Jr. and S. F. Bevacqua, "Coherent (Visible) Light Emission from Ga(As_{1-x}P_x) Junctions," Appl. Phys. Lett., **1**, pp. 82-83 (1962).
- [4] K. C. Kao and G. A. Hockham, "Dielectric-fiber surface waveguides for optical frequencies," Proc. IEE **113**, 1151-1158 (1966).
- [5] R. L. Rivest, A. Shamir and L. Adleman, "A Method for Obtaining Digital Signatures and Public-Key Cryptosystems", COMMUNICATION OF THE ACM, **21**, 120 (1978).
- [6] P. W. shor, "Algorithms for quantum computation: Discrete logarithms and factoring", IEEE Computer Society 124 (1994).
- [7] R. P. Feynman, "Simulating Physics with Computers", International Journal of Theoretical Physics **21**, 467 (1982).
- [8] C. E. Shannon, "Communication Theory of Secrecy Systems", Bell System Technical Journal **28**, 656 (1949).
- [9] C. H. Bennett, G. Brassard, "Quantum Cryptography: Public Key Distribution and Coin Tossing", Proceedings of IEEE International Conference on Computers, 175 (1984).
- [10] A. K. Ekert, "Quantum Cryptography Based on Bell's Theorem", Phys. Rev. Lett. **67**, 661 (1991).
- [11] C. H. Bennett, "Quantum cryptography using any two nonorthogonal states", Phys. Rev. Lett. **68**, 3121 (1992).
- [12] C. H. Bennet, G. Brassard and N. D. Mermin, "Quantum Cryptography without Bell's Theorem", Phys. Rev. Lett. **68**, 557 (1992).

- [13] K. Inoue, E. Waks and Y. Yamamoto, “Differential phase shift quantum key distribution”, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 037902 (2002).
- [14] H.-K. Lo, M. Curty, and B. Qi, “Measurement-Device-Independent Quantum Key Distribution”, *Physical Review Letters* **108**, 130503 (2012).
- [15] W. J. Munro, A. M. Stephens, S. J. Devitt, K. A. Harrison, and Kae. Nemoto, “Quantum communication without the necessity of quantum memories”, *Nature Photonics*, **6**, 777 (2013).
- [16] C. Panayi, M. Razavi, X. Ma and N. Lütkenhaus, “Memory-assisted measurement-device-independent quantum key distribution”, *New J. Phys.* **16**, 043005 (2015).
- [17] C. Jones, D. Kim, M. T. Rakher, P. G. Kwiat and T. D. Ladd, “Design and analysis of communication protocols for quantum repeater networks”, *New J. Phys.* **18**, 083015 (2016).
- [18] M. Pittaluga, M. Minder, M. Lucamarini, M. Sanzaro, R. I. Woodward, M.-J. Li, Z. Yuan and A. J. Shields, “600-km repeater-like quantum communications with dual-band stabilization”, *Nat. Photon.* **15**, 530–535 (2021).
- [19] S.-K. Liao, W.-Q. Cai, J. Handsteiner, B. Liu, J. Yin, L. Zhang, D. Rauch, M. Fink, J.-G. Ren, W.-Y. Liu, Y. Li, Q. Shen, Y. Cao, F.-Z. Li, J.-F. Wang, Y.-M. Huang, L. Deng, T. Xi, L. Ma, T. Hu, L. Li, N.-L. Liu, F. Koidl, P. Wang, Y.-A. Chen, X.-B. Wang, M. Steindorfer, G. Kirchner, C.-Y. Lu, R. Shu, R. Ursin, T. Scheidl, C.-Z. Peng, J.-Y. Wang, A. Zeilinger and J.-W. Pan, “Satellite-Relayed Intercontinental Quantum Network”, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 030501 (2018).
- [20] Y.-A. Chen, Q. Zhang, T.-Y. Chen, W.-Q. Cai, S.-K. Liao, J. Zhang, K. Chen, J. Yin, J.-G. Ren, Z. Chen, S.-L. Han, Q. Yu, K. Liang, F. Zhou, X. Yuan, M.-S. Zhao, T.-Y. Wang, X. Jiang, L. Zhang, W.-Y. Liu, Y. Li, Q. Shen, Y. Cao, C.-Y. Lu, R. Shu, J.-Y. Wang, L. Li, N.-L. Liu, F. Xu, X.-B. Wang, C.-Z. Peng and J.-W. Pan, “An integrated space-to-ground quantum communication network over 4,600 kilometres”, *Nature* **589**, 214–219 (2021).
- [21] H.-J. Briegel, W. Dür, J. I. Cirac and P. Zoller, “Quantum Repeaters: The Role of Imperfect Local Operations in Quantum Communication”, *Physical Review Letters* **81**, 5932 (1998).
- [22] M. Zukowski, A. Zeilinger, M. A. Horne and A. K. Ekert, “Event-Ready-Detectors”

- Bell Experiment via Entanglement Swapping”, *Physical Review Letters* **71**, 4287 (1993).
- [23] C. H. Bennett, H. J. Bernstein, S. Popescu and B. Schumacher, “Concentrating partial entanglement by local operations”, *Physical Review A* **53**, 2046 (1996).
- [24] C. H. Bennett, G. Brassard, S. Popescu, B. Schumacher, J. A. Smolin, and W. K. Wootters, “Purification of Noisy Entanglement and Faithful Teleportation via Noisy Channels”, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 722 (1996).
- [25] C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel, “Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference”, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2044 (1987).
- [26] C. H. Bennett, D. P. DiVincenzo, J. A. Smolin and W. K. Wootters, “Mixed-state entanglement and quantum error correction”, *Phys. Rev. A* **54**, 3824 (1996).
- [27] D. Deutsch, A. Ekert, R. Jozsa, C. Macchiavello, S. Popescu, and A. Sanpera, “Quantum Privacy Amplification and the Security of Quantum Cryptography over Noisy Channels”, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2818 (1996).
- [28] W. Dür and H. J. Briegel, “Entanglement purification and quantum error correction”, *Rep. Prog. Phys.* **70** 1381 (2007).
- [29] C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres and W. K. Wootters, “Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels”, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1895 (1993).
- [30] H. Kimble, “The quantum internet”, *Nature* **453**, 1023–1030 (2008).
- [31] B. B. Blinov, D. L. Moehring, L.-M. Duan and C. Monroe, “Observation of entanglement between a single trapped atom and a single photon”, *Nature* **428**, 153–157 (2004).
- [32] J. Volz, M. Weber, D. Schlenk, W. Rosenfeld, J. Vrana, K. Saucke, C. Kurtsiefer and H. Weinfurter, “Observation of Entanglement of a Single Photon with a Trapped Atom”, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 030404 (2006).
- [33] E. Togan, Y. Chu, A. S. Trifonov, L. Jiang, J. Maze, L. Childress, M. V. G. Dutt, A. S. Sørensen, P. R. Hemmer, A. S. Zibrov and M. D. Lukin, “Quantum entanglement between an optical photon and a solid-state spin qubit”, *Nature* **466**, 730–734 (2010).
- [34] P. Kumar, “Quantum frequency conversion”, *Opt. Lett.* **15**, 1476-1478 (1990).
- [35] J. S. Pelc, C. Langrock, Q. Zhang and M. M. Fejer, “Influence of domain disorder on

- parametric noise in quasi-phase-matched quantum frequency converters", *Opt. Lett.* **35**, 2804-2806 (2010).
- [36] K. Inoue and H. Toba, "Wavelength conversion experiment using fiber four-wave mixing", *IEEE Photonics Tech. Lett.* **4**, 1, pp. 69-72, (1992).
- [37] A. G. Radnaev, Y. O. Dudin, R. Zhao, H. H. Jen, S. D. Jenkins, A. Kuzmich and T. A. B. Kennedy, "A quantum memory with telecom-wavelength conversion", *Nature Physics* **6**, 894–899 (2010).
- [38] L.-M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac & P. Zoller, "Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics", *Nature* **414**, pages 413–418 (2001).
- [39] N. Sangouard, C. Simon, H. de Riedmatten and N. Gisin, "Quantum repeaters based on atomic ensembles and linear optics" *Rev. Mod. Phys.* **83**, 33 (2011).
- [40] B. Lauritzen, J. Minář, H. de Riedmatten, M. Afzelius and N. Gisin, "Approaches for a quantum memory at telecommunication wavelengths" *Phys. Rev. A* **83**, 012318 (2011).
- [41] A. Wallucks, I. Marinković, B. Hensen, R. Stockill and S. Gröblacher, "A quantum memory at telecom wavelengths" *Nature Phys.* **16**, 772 (2020).
- [42] C. Latrasse, M. Breton, M. Têtu, N. Cyr, R. Roberge and B. Villeneuve, "C₂H₂ and ¹³C₂H₂ absorption lines near 1530 nm for semiconductor-laser frequency locking", *Opt. Lett.* **19**, 1885-1887 (1994).
- [43] S. Gerstenkorn, P. Luc, "Atlas du spectre d'absorption de la molecule d'iode: 14 800-20 000 cm⁻¹", Paris: Editions de CNRS (1978).
- [44] C. Jones, K. D. Greve, and Y. Yamamoto, "A high-speed optical link to entangle quantum dots," *arXiv:1310.4609* (2013).
- [45] C. E. Kuklewicz, E. Keskiner, F. N. Wong and J. H. Shapiro, "A high-flux entanglement source based on a doubly resonant optical parametric amplifier", *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **4** S162 (2002).
- [46] C. E. Kuklewicz, F. N. Wong and J. H. Shapiro, "Time-bin-modulated biphotons from cavity-enhanced down-conversion", *Phys. Rev. Lett.* **97**, 223601 (2006).
- [47] J. S. Neergaard-Nielsen, B. M. Nielsen, H. Takahashi, A. I. Vistnes and E. S. Polzik "High purity bright single photon source", *Opt. Express* **15** 7940-7949 (2007).

- [48] F. Wolfgramm, X. Xing, A. Cere, A. Predojevic, A. M. Steinberg and M. W. Mitchell, “Bright filter-free source of indistinguishable photon pairs”, *Opt. Express* **16**, 18145-18151 (2008).
- [49] X.-H. Bao, Y. Qian, J. Yang, H. Zhang, Z.-B. Chen, T. Yang and J.-W. Pan, “Generation of Narrow-Band Polarization-Entangled Photon Pairs for Atomic Quantum Memories”, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 190501 (2008).
- [50] A. Haase, N. Piro, J. Eschner and M. W. Mitchell "Tunable narrowband entangled photon pair source for resonant single-photon single-atom interaction" *Opt. Lett.* **34**, 55-57 (2008).
- [51] M. Scholz, L. Koch, R. Ullmann and O. Benson, “Single-mode operation of a high-brightness narrow-band single-photon source”, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 201105 (2009).
- [52] E. Pomarico, B. Sanguinetti, N. Gisin, R. Thew, H. Zbinden, G. Schreiber, A. Thomas and W. Sohler, “Waveguide-based OPO source of entangled photon pairs”, *New J. of Phys.* **11**, 113042 (2009).
- [53] F.-Y. Wang, B.-S. Shi, G.-C. Guo, “Generation of narrow-band photon pairs for quantum memory”, *Optics Communications* **283**, 2974–2977 (2010).
- [54] Chih-Sung Chuu, G. Y. Yin and S. E. Harris, “A miniature ultrabright source of temporally long, narrowband biphotons”, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 051108 (2012).
- [55] M. Förtsch, J. Fürst, C. Wittmann, D. Strekalov, A. Aiello, M. V. Chekhova, C. Silberhorn, G. Leuchs and C. Marquardt “A versatile source of single photons for quantum information processing”, *Nat. Commun* **4**, 1818 (2013).
- [56] F. Monteiro, A. Martin, B. Sanguinetti, H. Zbinden and R. T. Thew, "Narrowband photon pair source for quantum networks", *Opt. Express* **22**, 4371 (2014).
- [57] A. Ahlrichs and O. Benson, “Bright source of indistinguishable photons based on cavity-enhanced parametric down-conversion utilizing”, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 021111 (2016).
- [58] D. Rieländer, A. Lenhard, M. Mazzera and H. de Riedmatten, "Cavity enhanced telecom heralded single photons for spin-wave solid state quantum memories", *New J. Phys.* **18**, 123013 (2016).
- [59] J. Arenskötter, S. Kucera and J. Eschner, "Polarization-Entangled Photon Pairs From a Cavity-Enhanced Down-Conversion Source in Sagnac Configuration", in

- 2017 European Conference on Lasers and Electro-Optics and European Quantum Electronics Conference, (Optical Society of America), paper EB_P_21 (2017).
- [60] P.-J. Tsai and Y.-C. Chen, "Ultrabright, narrow-band photon-pair source for atomic quantum memories", *Quantum Sci. Technol.* **3**, 034005 (2018).
- [61] A. Moqanaki, F. Massa and P. Walther, "Novel single-mode narrow-band photon source of high brightness tuned to cesium D2 line", *APL Photonics* **4**, 090804 (2019).
- [62] M. A. Nielsen and I. L. Chuang, "Quantum Computation and Quantum Information: 10th Anniversary Edition", Cambridge University Press, ISBN 978-1107002173 (2010).
- [63] J. B. Altepeter, E. R. Jeffrey, and P. G. Kwiat, "Photonic State Tomography", *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics* **52**, 105 (2005).
- [64] Amnon Yariv, Pochi Yeh, "光エレクトロニクス基礎編原書 6 版", 丸善, ISBN 978-4621082652 (2010).
- [65] Amnon Yariv, Pochi Yeh, "光エレクトロニクス展開編原書 6 版", 丸善, ISBN 978-4621087770 (2010).
- [66] A. E. Siegman, "LASERS", University Science Books, ISBN 978-0935702118 (1990).
- [67] M. Afzelius, C. Simon, H. de Riedmatten and N. Gisin, "Multimode quantum memory based on atomic frequency combs", *Physical Review A* **79**, 052329 (2009).
- [68] D. F. V. James, P. G. Kwiat, W. J. Munro and A. G. White, "Measurement of qubits", *Physical Review A* **64**, 052312 (2001).
- [69] 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**, 97 (1983).
- [70] D. Rieländer, "Quantum light source compatible with solid-state quantum memories and telecom networks", Ph.D. thesis for Polytechnic University of Catalonia (2016).
- [71] H. E. Guilbert and D. J. Gauthier, "Enhancing Heralding Efficiency and Biphoton Rate in Type-I Spontaneous Parametric Down-Conversion", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **21**, pp. 215-224 (2015).
- [72] B. Lounis and M. Orrit, "Single-photon sources", *Rep. Prog. Phys.* **68**, 1129 (2005).
- [73] H. G. de Chatellus, A. V. Sergienko, B. E. A. Saleh, M. C. Teich and G. D. Giuseppe, "Non-collinear and non-degenerate polarization-entangled photon generation via

- concurrent type-I parametric downconversion in PPLN", *Opt. Express* **14**, 10060-10072 (2006).
- [74] G. D. Boyd and A. Kleinman, "Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams", *Journal of Applied Physics* **39**, 3597 (1968).
- [75] R. S. Bennink, "Optimal collinear Gaussian beams for spontaneous parametric down-conversion", *Phys. Rev. A* **81**, 053805 (2010).
- [76] S.-Y. Baek and Y.-H. Kim, "Spectral properties of entangled photon pairs generated via frequency-degenerate type-I spontaneous parametric down-conversion", *Physical Review A* **77**, 043807 (2008).
- [77] S. Lerch, B. Bessire, C. Bernhard, T. Feurer and A. Stefanov, "Tuning curve of type-0 spontaneous parametric down-conversion", *Journal of the Optical Society of America B* **30**, 953 (2013).
- [78] U. Herzog, M. Scholz and O. Benson, "Theory of biphoton generation in a single-resonant optical parametric oscillator far below threshold", *Phys. Rev. A* **77**, 023826 (2008).
- [79] Y. J. Lu and Z. Y. Ou, "Optical parametric oscillator far below threshold: Experiment versus theory", *Physical Review A* **62**, 033804 (2000).
- [80] H. Goto, Y. Yanagihara, H. Wang, T. Horikiri and T. Kobayashi, "Observation of an oscillatory correlation function of multimode two-photon pairs", *Physical Review A* **68**, 015803 (2003).
- [81] M. J. Collett and C. W. Gardiner, "Squeezing of intracavity and traveling-wave light fields produced in parametric amplification", *Physical Review A* **30**, 1386 (1984).
- [82] C.W. Gardiner and C.M. Savage "A multimode quantum theory of a degenerate parametric amplifier in a cavity", *Optics communications* **50**, 173 (1984).
- [83] Z. Y. Ou and Y. J. Lu, "Cavity enhanced spontaneous parametric down-conversion for the prolongation of correlation time between conjugate photons", *Physical Review Letters* **83**, 2556 (1999).
- [84] Y. Jeronimo-Moreno, S. Rodriguez-Benavides and A.B. U'Ren, "Theory of cavity-enhanced spontaneous parametric down conversion", *Laser Physics* **20**, 5 (2010).
- [85] K.-H. Luo, H. Herrmann, S. Krapick, B. Brecht, R. Ricken, V. Quiring, H. Suche, W. Sohler and C. Silberhorn "Direct generation of genuine single-longitudinal-mode

- narrowband photon pairs", *New Journal of Physics* **17**, 073039 (2015).
- [86] C.-S. Chuu, G. Y. Yin and S. E. Harris, "A miniature ultrabright source of temporally long, narrowband biphotons", *Appl. Phys. Lett.* **101**, 051108 (2012).
- [87] C.-S. Chuu and S. E. Harris, "Ultrabright backward-wave biphoton source", *Phys. Rev. A* **83**, 061803(R) (2011).
- [88] P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter and A. Zeilinger, "New High-Intensity Source of Polarization-Entangled Photon Pairs", *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4337 (1995).
- [89] P. G. Kwiat, Edo Waks, A. G. White, I. Appelbaum and P. H. Eberhard, "Ultrabright source of polarization-entangled photons", *Phys. Rev. A* **60**, R773(R) (1999).
- [90] A. V. Burlakov, M. V. Chekhova, O. V. Karabutova, D. N. Klyshko and S. P. Kulik, "Polarization state of a biphoton: quantum ternary logic", *Phys. Rev. A* **60**, R4209(R) (1999).
- [91] Y.-H. Kim, S. P. Kulik and Y. Shih, "High-intensity pulsed source of space-time and polarization double-entangled photon pairs", *Phys. Rev. A* **62**, 011802(R) (2000).
- [92] H. Wang, T. Horikiri and T. Kobayashi, "Polarization-entangled mode-locked photons from cavity-enhanced spontaneous parametric down-conversion", *Phys. Rev. A* **70**, 043804 (2004).
- [93] F. Steinlechner, M. Gilaberte, M. Jofre, T. Scheidl, J. P. Torres, V. Pruneri and R. Ursin, "Efficient heralding of polarization-entangled photons from type-0 and type-II spontaneous parametric downconversion in periodically poled KTiOPO₄", *J. Opt. Soc. Am. B* **31**, 2068-2076 (2014).
- [94] R. V. Roussev, C. Langrock, J. R. Kurz and M. M. Fejer, "Periodically poled lithium niobate waveguide sum-frequency generator for efficient single-photon detection at communication wavelengths", *Opt. Lett.* **29**, 1518-1520 (2004).
- [95] C. Langrock, E. Diamanti, R. V. Roussev, Y. Yamamoto and M. M. Fejer, "Highly efficient single-photon detection at communication wavelengths by use of upconversion in reverse-proton-exchanged periodically poled LiNbO₃ waveguides", *Opt. Lett.* **30**, 1725 (2005).
- [96] P. C. Strassmann, A. Martin, N. Gisin and M. Afzelius, "Spectral noise in frequency conversion from the visible to the telecommunication C-band", *Opt. Express* **27**, 14298 (2019).

- [97] J. S. Pelc, L. Ma, C. R. Phillips, Q. Zhang, C. Langrock, O. Slattery, X. Tang and M. M. Fejer, "Long-wavelength-pumped upconversion single-photon detector at 1550 nm: performance and noise analysis," *Opt. Express* **19**, 21445 (2011).
- [98] K. Niizeki, D. Yoshida, K. Ito, I. Nakamura, N. Takei, K. Okamura, M.-Y. Zheng, X.-P. Xie and T. Horikiri, "Two-photon comb with wavelength conversion and 20-km distribution for quantum communication", *Commun. Phys.* **3**, 138 (2020).
- [99] O. Slattery, L. Ma, K. Zong, X. Tang, "Background and Review of Cavity-Enhanced Spontaneous Parametric Down-Conversion", *J. Res. Natl. Inst. Stan.* **124**, 124019 (2019).
- [100] M. Scholz, L. Koch and O. Benson, "Analytical treatment of spectral properties and signal-idler intensity correlations for a double-resonant optical parametric oscillator far below threshold", *Optics Communications* **282**, 3518 (2009).
- [101] K. R. Ferguson, "Generation and storage of optical entanglement in a solid state spin-wave quantum memory", Ph.D. Thesis for The Australian National University (2016).
- [102] J. Fekete, D. Rieländer, M. Cristiani and H. de Riedmatten, "Ultrannarrow-Band Photon-Pair Source Compatible with Solid State Quantum Memories and Telecommunication Networks", *Physical Review Letters* **110**, 220502 (2013).
- [103] Z.-Y. Zhou, D.-S. Ding, Y. Li, F.-Y. Wang and B.-S. Shi, "Cavity-enhanced bright photon pairs at telecom wavelengths with a triple-resonance configuration", *J. Opt. Soc. Am. B* **31**, 128-134 (2014).
- [104] K. Liao, H. Yan, J. He, S. Du, Z.-M. Zhang and S.-L. Zhu, "Subnatural-Linewidth Polarization-Entangled Photon Pairs with Controllable Temporal Length", *Phys. Rev. Lett.* **112**, 243602 (2014).
- [105] L. Tian, S. Li, H. Yuan and H. Wang, "Generation of Narrow-Band Polarization-Entangled Photon Pairs at a Rubidium D1 Line", *J. Phys. Soc. Jpn.* **85**, 124403 (2016).
- [106] M. Rambach, A. Nikolova, T. J. Weinhold and A. G. White, "Sub-megahertz linewidth single photon source", *APL Photonics* **1**, 096101 (2016).
- [107] J. Wang, Y.-F. Huang, C. Zhang, J.-M. Cui, Z.-Y. Zhou, B.-H. Liu, Z.-Q. Zhou, J.-S. Tang, C.-F. Li and G.-C. Guo, "Universal Photonic Quantum Interface for a

- Quantum Network”, *Phys. Rev. Appl.* **10**, 054036 (2018).
- [108] R. Ikuta, T. Kobayashi, T. Kawakami, S. Miki, M. Yabuno, T. Yamashita, H. Terai, M. Koashi, T. Mukai, T. Yamamoto and N. Imoto, "Polarization insensitive frequency conversion for an atom-photon entanglement distribution via a telecom network", *Nat Commun* **9**, 1997 (2018).
 - [109] C. Clausen, F. Bussi eres, M. Afzelius and N. Gisin, "Quantum Storage of Heralded Polarization Qubits in Birefringent and Anisotropically Absorbing Materials", *Phys. Rev. Lett.* **108**, 190503 (2012).
 - [110] T.-S. Yang, Z.-Q. Zhou, Y.-L. Hua, X. Liu, Z.-F. Li, P.-Y. Li, Y. Ma, C. Liu, P.-J. Liang, X. Li, Y.-X. Xiao, J. Hu, C.-F. Li and G.-C. Guo, "Multiplexed storage and real-time manipulation based on a multiple degree-of-freedom quantum memory", *Nature Communications* **9**, 3407 (2018).
 - [111] P. Jobez, N. Timoney, C. Laplane, J. Etesse, A. Ferrier, P. Goldner, N. Gisin and M. Afzelius, "Towards highly multimode optical quantum memory for quantum repeaters", *Physica Review A* **93**, 032327 (2016).
 - [112] B. Lauritzen, N. Timoney, N. Gisin, M. Afzelius, H. de Riedmatten, Y. Sun, R. M. Macfarlane, R. L. Cone, "Spectroscopic investigations of $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ for quantum memory applications", *Physical Review B* **85**, 115111 (2012).
 - [113] E. Saglamyurek, J. Jin, V. B. Verma, M. D. Shaw, F. Marsili, S. W. Nam, D. Oblak and W. Tittel, "Quantum storage of entangled telecom-wavelength photons in an erbium-doped optical fibre", *Nature Photonics* **9**, 83 (2015).
 - [114] M. F. Askarani, M. li G. Pugibert, T. Lutz, V. B. Verma, M. D. Shaw, S. W. Nam, N. Sinclair, D. Oblak and W. Tittel, "Storage and retrieval of heralded telecommunication-wavelength photons using a solid-state waveguide quantum memory", *arXiv:1804.05699v1* (2018).
 - [115] N. Sinclair, K. Heshami, C. Deshmukh, D. Oblak, C. Simon and W. Tittel, "Proposal and proof-of-principle demonstration of non-destructive detection of photonic qubits using a $\text{Tm}:\text{LiNbO}_3$ waveguide", *Nature Communications* **7**, 13454 (2016).
 - [116] E. Z. Cruzeiro, A. Tiranov, J. Lavoie, A. Ferrier, P. Goldner, N. Gisin, and M. Afzelius, "Efficient optical pumping using hyperfine levels in $^{145}\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ and its

- application to optical storage”, *New Journal of Physics* **20**, 053013 (2018).
- [117] M. P. Hedges, "High performance solid state quantum memory", Ph.D. Thesis for The Australian National University (2011).
 - [118] Mustafa Gündoğan, “Solid-State Quantum Memory for Photonic Qubits”, Ph.D. thesis for Universitat Politècnica de Catalunya (2015).
 - [119] K. Kutluer, “Quantum Memory Protocols for Photonic Solid-State Devices”, Ph.D. thesis for Universitat Politècnica de Catalunya (2017).
 - [120] M. Lovrić, “Hyperfine characterisation and enhanced optical to spin storage in rare earth ion doped crystals”, Ph.D. thesis for Technische Universität Dortmund (2011).
 - [121] R. W. Equall, R. L. Cone and R. M. Macfarlane, “Homogeneous broadening and hyperfine structure of optical transitions in $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ ”, *Physical Review B* **52**, 3963 (1995).
 - [122] M. Afzelius, I. Usmani, A. Amari, B. Lauritzen, A. Walther, C. Simon, N. Sangouard, J. Minář, H. de Riedmatten, N. Gisin and S. Kröll, “Demonstration of Atomic Frequency Comb Memory for Light with Spin-Wave Storage”, *Physical Review Letters* **104**, 040503 (2010).
 - [123] M. Zhong, M. P. Hedges, R. L. Ahlefeldt, J. G. Bartholomew, S.E. Beavan, S.M. Wittig, J.J. Longdell and M.J. Sellars, “Optically addressable nuclear spins in a solid with a six-hour coherence time”, *Nature* **517**, 177 (2015).
 - [124] Mustafa Gündoğan, “Solid-State Quantum Memory for Photonic Qubits”, Ph.D. thesis for Universitat Politècnica de Catalunya (2015).
 - [125] N. Sinclair, E. Saglamyurek, H. Mallahzadeh, J. A. Slater, M. George, R. Ricken, M. P. Hedges, D. Oblak, C. Simon, W. Sohler and W. Tittel, “Spectral Multiplexing for Scalable Quantum Photonics using an Atomic Frequency Comb Quantum Memory and Feed-Forward Control”, *Physical Review Letters* **113**, 053603 (2014).
 - [126] M. Avenhaus, A. Eckstein, P. J. Mosley and C. Silberhorn, "Fiber-assisted single-photon spectrograph", *Opt. Lett.* **34**, 2873 (2009).
 - [127] C.-H. Wu, C.-K. Liu, Y.-C. Chen and C.-S. Chuu, "Revival of Quantum Interference by Modulating the Biphotons", *Phys. Rev. Lett.* **123**, 143601 (2019).

Appendix A Atomic Frequency Comb 量子メモリ

A.1 Rare-earth ion doped solid

本研究では AFC(Atomic Frequency Comb)技術を用いた量子メモリ(AFC メモリ)との結合を目指して、共振器線幅や 2 光子波長の設計を行った。AFC 技術は狭い均一広がり(個々の原子由来)から構成される広い不均一広がりを持つ固体原子集団に対して施されるもので、その結晶として希土類イオン添加結晶がよく用いられる(例: $\text{Pr}^{3+}:\text{YSO}$ [110], $^{151}\text{Eu}^{3+}:\text{YSO}$ [111], $^{153}\text{Eu}^{3+}:\text{YSO}$ [112], Er^{3+} doped fiber[113], $\text{Er}^{3+}:\text{Ti}^{4+}:\text{LN}$ [114], $\text{Tm}^{3+}:\text{LN}$ [115], $^{145}\text{Nd}^{3+}:\text{YSO}$ [116] など)。本研究では $\text{Pr}^{3+}:\text{YSO}$ (praseodymium-doped yttrium orthosilicate)結晶に向け、その吸収波長(site 1)が 605.977 nm なので 2 光子と SFG ポンプ光の波長を 1514 nm, 1010 nm に決定した。

まずは物性について簡潔に述べる。 Pr^{3+} は filled 5s,5p の内側に unfilled 4f² を持つ電子配置となっており、外側の 5s,5p 電子により外部からの摂動電場から守る Screening effect が発生するため、低温におけるコヒーレンス時間が非常に長いという特徴がある。一方のホスト結晶である YSO の組成は Y_2SiO_5 で C_{2h}^6 と呼ばれる空間群に属し、核磁気モーメントが弱いので Pr^{3+} と Y 核スピンの相互作用を低くとどめることができる特徴を持つ。 Pr は Y を置換する形でドーピングされ、その原子百分率(at%)が大きくなると吸収係数や線幅が大きくなる[117]。結晶中のハミルトニアンは次のように表される。

$$H = [H_{FI} + H_{CF}] + [H_{HF} + H_Q + H_{eZ} + H_{nZ}]$$

前の項は比較的大きなスプリットに、後ろの項はハイパーファインに影響を及ぼす。 H_{FI} はスピン軌道相互作用を含んだ Free Ion における相互作用、 H_{CF} は Crystal Field との相互作用、 H_{HF} は超微細(Hyper Fine)相互作用、 H_Q は核の電気四極子(Quadrupole)との相互作用、 H_{eZ} は Electronic Zeeman 相互作用、 H_{nZ} は Nuclear Zeeman 相互作用をそれぞれ意味する[118]。

$\text{Pr}^{3+}:\text{YSO}$ の準位図は Figure A-1 に表しており、ケットベクトル中の数字は Pr^{3+} 核スピンを、添字は ground, excited を、±はゼーマン準位(ただし AFC では縮退状態とする)を表している[119]。 Pr^{3+} は Y_2SiO_5 の Y を置換する形でドーピングされており、結晶が空間的異方性を持つため、それぞれの Pr^{3+} は受ける電場ポテンシャルが異なっている。 Pr^{3+} は non-Kramers イオンであり、4f² 電子の微細構造準位である $^3\text{H}_4$ や $^1\text{D}_2$ (ラッセル・サンダース項記号を用いた)は結晶場のシュタルクシフトにより結晶場分裂を起こす。その最低状態は

$^3\text{H}_4(0)$ や $^1\text{D}_2(0)$ と表記され、特にこの2準位間の遷移はゼロフォノン遷移である。結晶場により10 GHz程度の不均一広がり(ドーブ率依存)を持つことが重要である。量子メモリ準位として用いるのは $^3\text{H}_4(0)$ と $^1\text{D}_2(0)$ の中の超微細構造準位(図中のケットベクトル)で、 $^3\text{H}_4(0)$ から1つと $^1\text{D}_2(0)$ から1つを選んでそれぞれ基底状態・励起状態として用いる。ゼーマン準位は縮退させたままの方が適しており、 $^3\text{H}_4(0)$ で100 MHz/T、 $^1\text{D}_2(0)$ で30 MHz/T[120]の分裂を鑑みた上でzero first-order zeeman shift(ZEFOZ)という技術を用いることでスピンコヒーレンス時間を延長し量子メモリとしての機能を向上させることができる。

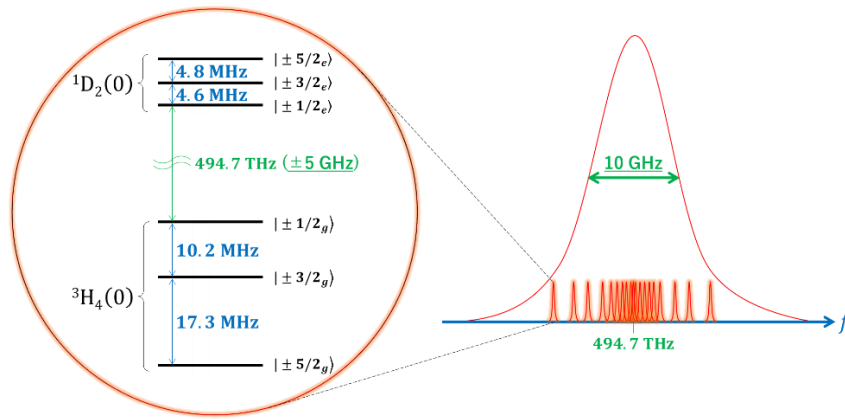


Figure A-1 Pr^{3+} の準位図(左)と均一・不均一広がり概念図(右)。

A.2 各寿命とホールバーニング効果

量子メモリとして応用する際に重要なのは緩和寿命やコヒーレンス時間であり、まずは $^3\text{H}_4 \rightarrow ^1\text{D}_2$ 遷移について考えると線幅は次のような関係がある[121]。

$$\Gamma_{\text{homo}} = \Gamma_{\text{pop}} + \Gamma_{\text{ion-spin}} + \Gamma_{\text{ion-ion}} + \Gamma_{\text{phonon}} \dots\dots\dots(8.1-1)$$

Γ_{homo} は均一(homogeneous)広がり、 Γ_{pop} は励起状態 $^1\text{D}_2$ の寿命由来の線幅、 $\Gamma_{\text{ion-spin}}$ は原子核と電子スピンの相互作用由来、 $\Gamma_{\text{ion-ion}}$ は他のイオンの励起・緩和による環境変化由来の線幅、 Γ_{phonon} は温度依存のフォノン散乱による pure dephasing を含む線幅それぞれを表している。 Γ_{phonon} は室温では支配的であるが極低温では無視することができる。特に population 緩和時間 T_1 、コヒーレンス(dephasing)時間 T_2 は次のような関係式を満たす。

$$T_1 = \frac{1}{2\pi\Gamma_{\text{pop}}} \dots\dots\dots(8.1-2)$$

$$T_2 = \frac{1}{\pi\Gamma_{\text{homo}}} \dots\dots\dots(8.1-3)$$

$T_1 = 164 \mu\text{s}$, $T_2 = 111 \mu\text{s}$ (0 G applied magnetic field), $152 \mu\text{s}$ (77 G applied) が 0.02% doped $\text{Pr}^{3+}:\text{YSO}$ において 1.4 K の温度で報告されており[121]、ホスト結晶の ^{89}Y が磁場依存の影響を与えていることが示されている。重要なのは(2.3-3)式より Γ_{homo} が 2.1 kHz (77 G applied)であり、AFC の櫛の最小櫛幅はこの値により制限されるということである。

以上では $^3\text{H}_4 - ^1\text{D}_2$ 遷移における線幅や時定数を扱ったが、hyperfine 間遷移における線幅や時定数も大きな役割を持つ。分別のため前者は”optical”、後者は”spin”と付けて呼ばれることが多い。希土類イオン添加結晶では spin T_1 が非常に長く ($\text{Pr}^{3+}:\text{YSO}$ では $\sim 100 \text{ s}$)、それによりホールバーニングと呼ばれる効果が発生する。ホールバーニング効果は不均一広がりにより単一周波数の光を入射し続けることで、 Λ 型遷移を繰り返して population が全て他準位に移動し、結果的にその周波数の光が吸収されなくなる(吸収スペクトルに穴が開く)という効果である。この効果は AFC という、遷移周波数を調節する技術の前提となっており、周波数スキャン(周波数を連続的に切り替える技術)を行っても準位図から決まる一定の大きさまでならばホールを広げることが出来る。

Pr をはじめとする AFC メモリは Λ 型 3 準位メモリとして使うこともでき、その際に重要なのは optical T_2 よりも spin T_2 である。先行研究ではゼロ補正磁場における spin 不均一広がりには 26 kHz[122], 45 kHz[119]等と示されており、約 $10 \mu\text{s}$ 程度しかスピンコヒーレンス時間が無いということは大きな問題である。しかしながら dynamical decoupling という技術を用いることで、 $^{151}\text{Eu}^{3+}:\text{YSO}$ で 6 時間越えという記録[123]も報告されており、十分に克服されうる大いに期待されているメモリである。

A.3 AFC technique

AFC 技術とは広い不均一広がり (~ 10 GHz) にホールバーニング (~ 10 MHz width) を起こし、 Λ 型遷移によりホール中に楕型の吸収線を作るというものである。この構造を得るためには幾度のパルスシーケンスを繰り返す必要があるが、ホール寿命 (= spin $T_1 \sim 100$ s) と光学励起・緩和時間 (= optical $T_1 \sim 100$ μ s) という関係から、十分な回数のシーケンスを行っても構造を保つことが出来る。Figure 2-13 は AFC 準位図の一例とその吸収線を表しており、入射光子は楕型吸収線 $|\pm 1/2_g\rangle \rightarrow |\pm 3/2_e\rangle$ に吸収させることを想定する。

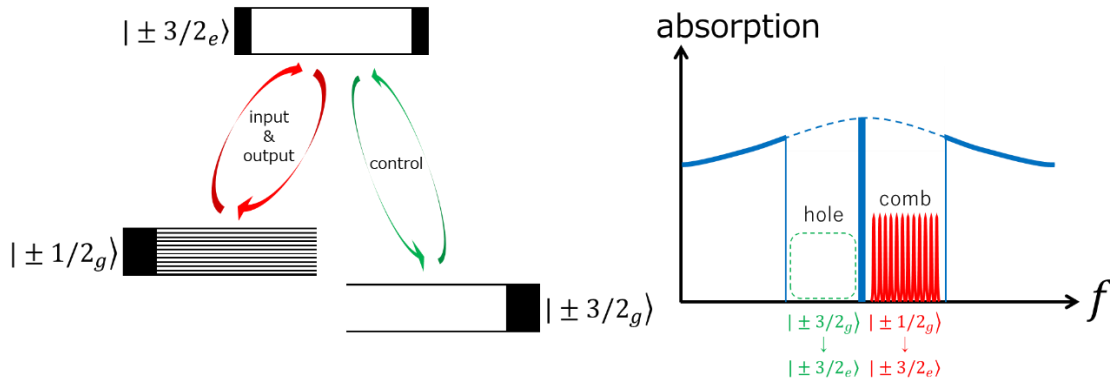


Figure A-2 AFC 準位図と吸収スペクトル

光子の線幅 γ_p と楕パラメータ (線幅 γ_c 、間隔 Δ 、楕帯域幅 Γ_{range}) との関係を決めるようにおく。

$$\gamma_c \ll \Delta \ll \gamma_p \ll \Gamma_{\text{range}} \dots\dots\dots (8.1-4)$$

すると光子は楕型吸収線全てと相互作用でき、AFC 励起状態は次のように表される [67]。

$$|\psi\rangle = \sum_{j=1}^{N_{\text{atom}}} c_j e^{i2\pi\delta_j t} e^{-ikz_j} |g_1 g_2 \dots e_j \dots g_{N_{\text{atom}}}\rangle \dots\dots\dots (8.1-5)$$

N_{atom} は吸収原子数、 j は原子対応番号、 c_j は確率振幅、 δ_j は入射光子周波数に対する原子吸収周波数の detuning、 k は入射光子の波数、 z_j は原子の位置である。この形は N_{atom} 個の原子のうち 1 原子が励起した状態の重ね合わせ状態を意味しており、Dicke 状態と呼ばれる。重要なのは時間依存(デコヒーレンス)項 $e^{i2\pi\delta_j t}$ であり、楕が非常に狭いという仮定の下で $\delta_j = m_j \Delta$ ($m_j \in \mathbb{Z}$) ということを考慮すると、 $t = 1/\Delta$ の時にコヒーレント(stimulated)フォトンエコーが発生し光子の状態が再生される。また光子の吸収については楕型ゆえに効率が低下するわけではなく、エネルギー・相互作用時間の不確定性関係より次の関係式

$$(\text{周波数不確定性}) \sim 1/(\text{光子時間幅}) \sim \gamma_p \gg \Delta \dots\dots\dots (8.1-6)$$

が成立するため、光子が吸収される際には大きな不確定性により櫛ではなく広い1つの吸収線があるように扱われる。そのため光子は櫛型に吸収されるわけではなく全ての周波数成分が吸収される。

A.4 AFC 性能の向上

以上は AFC エコーと呼ばれる一定時間で光子が再現される原理であったが、任意時間の保存・読み出しのためには励起状態から他のスピン基底状態(例えば $|\pm 3/2_g\rangle$)に状態転写を行う必要がある。そのために光学 π パルス(Rabi cycle における population 入れ替えの役割)を入射し、これにより Λ 型 3 準位メモリとなる。任意の時間で制御可能となり、前述の spin T_2 の問題を dynamical decoupling 等により解決できれば長時間化も可能となる。しかしながら 3 準位化する際に制約がかかり、それは櫛を仕立てることが可能な領域が狭くなるという点である。 $|\pm 3/2_g\rangle$ は効率向上のため最初に空の準位にするべきで、一方櫛を 5 MHz 以上立てた際にはこの空の準位が逆ホールにより埋まり始めたり、不均一広がりが由来の他の遷移が起きたり等の問題が発生する。櫛の帯域幅が狭くなるという事は入射光子の線幅にも制約が課せられるという事で、結局のところ光子の線幅は 4.6 MHz[124] 以下でなければ完全な AFC スキームに用いることは難しい(この値は用いる 3 準位に依存し、Figure 2-13 の時はこのように計算される)。

AFC では原子集団をメモリとしていることもあり、吸収率は optical depth に依存して非常に高い値を実現できる。しかしながらその高い吸収率のせいで、放出された光子が再吸収されるという現象も発生する。理論的には 54.13% が普通に用いた場合の最大値と示されているが、backward propagating という光子出射の向きを反転させる技術を用いた際には再吸収が起らず 100% の効率が達成可能となる[67]。そのためには π パルスの向きや optical depth、AFC フィネスを工夫する必要がある、システムとしては複雑化してしまう。

AFC における最大の特徴は複数の時間モードをメモリ可能という点である。AFC エコーが起こる前に全パルスを入射しそれらのエコーを観測する実験において、 $^{151}\text{Eu}^{3+}:\text{YSO}$ を用いた場合 100 モードが達成されており[111]、これは他の量子メモリでは空間的に多重化せずには成し得ない(空間多重には実際には限界があり AFC でも可能なため正確には比較対象とならない)。周波数モードも多重化可能[125]で、光子の線幅を更に狭窄化することでそのモード数向上が狙える。それ以外に広い不均一広がりを利用した新技術も考案されている[115]。

AFC ではその櫛形状を如何に効率良く実現できるかが鍵となっている。櫛形状の重ね合わせ状態を制御するための π パルスや dynamical decoupling も工夫すべき点であり、今後の

開発次第で量子メモリとしての性能を大きく向上させることすら可能とされる、非常に注目を集めている技術である。

Appendix B 波長変換効率の改善

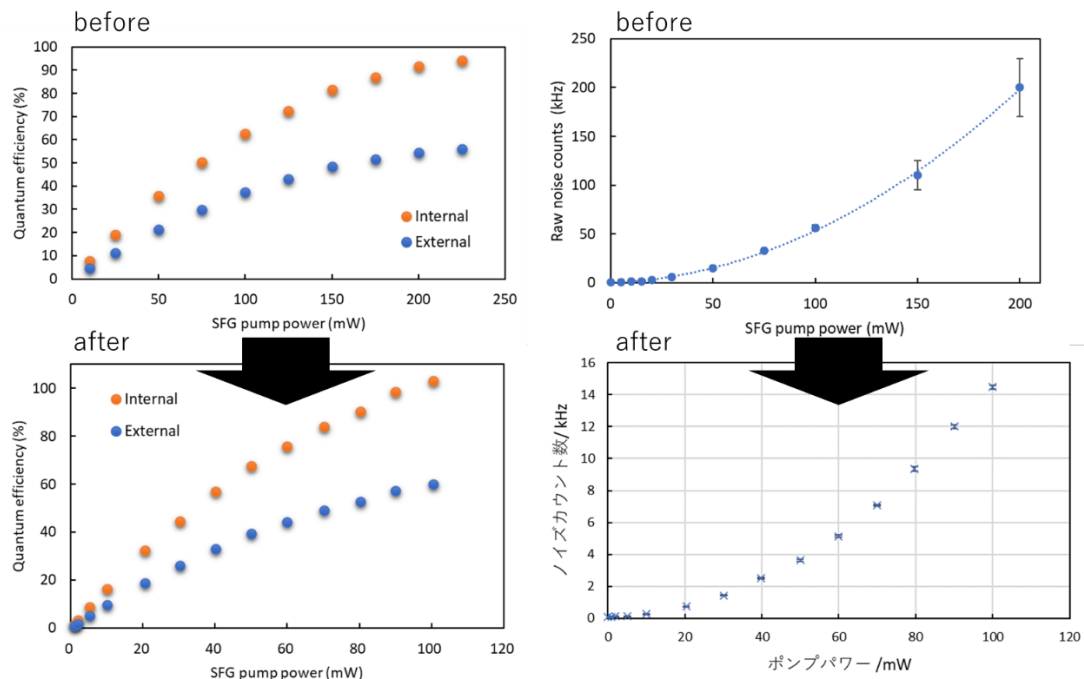


Figure B-1 改善された波長変換効率(左)とノイズカウント(右)

波長変換効率は(2.2-106)式では主題から外れていたため無視していたものの、次のファクターが重要となる。

- ① 導波路結合効率(透過率と伝搬モードマッチ率)
- ② シグナル、ポンプの空間的重なり
- ③ 適切な polling period (位相整合温度)

これらは最終的には実験で試す他なく、様々なレンズや導波路を試すことで効率やダークカウントが最適化された。Figure B-1 を取得するのに用いたのは S/N:3793387 の G3 WG1 である。

Appendix C 光ファイバ伝送に伴うパルス広がり

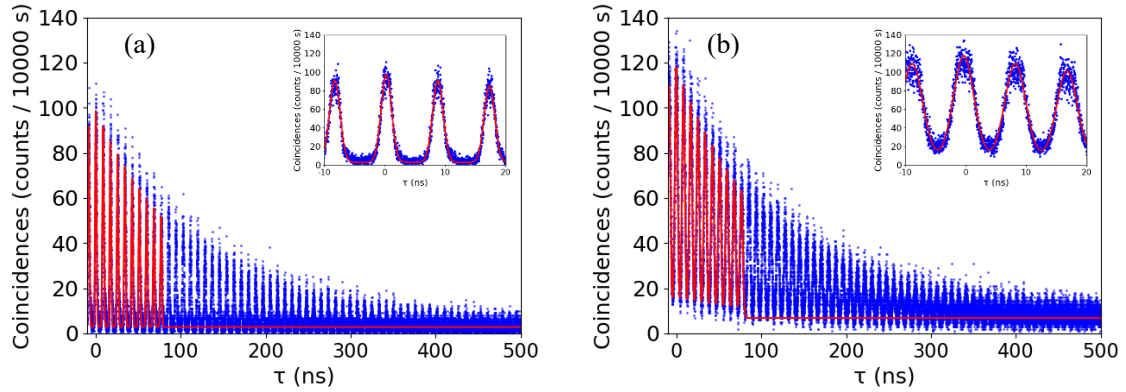


Figure C-1 10 km 光ファイバ伝送後の通信波長 2 光子相関。(a) 1 光子のみ伝送。(b) 2 光子両方とも伝送。青が生データで赤はフィッティング。インセットは中央付近の拡大図。

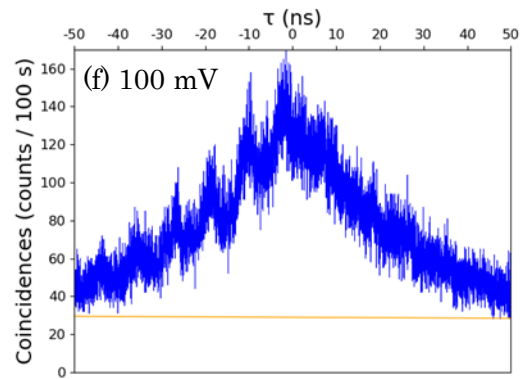
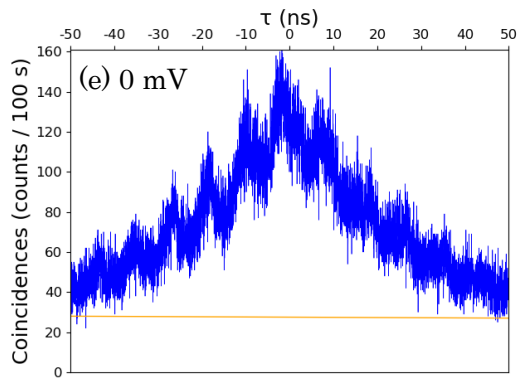
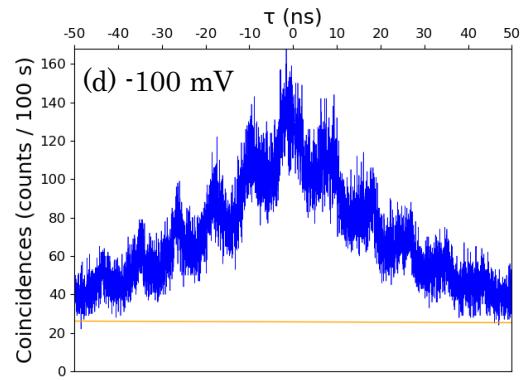
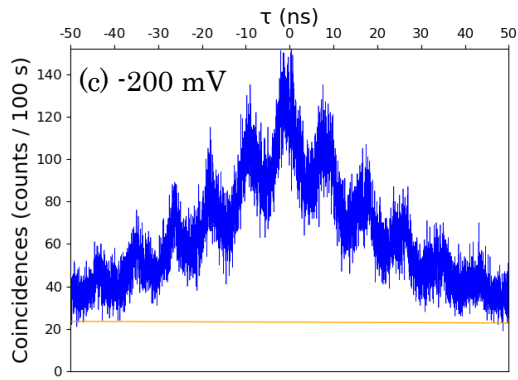
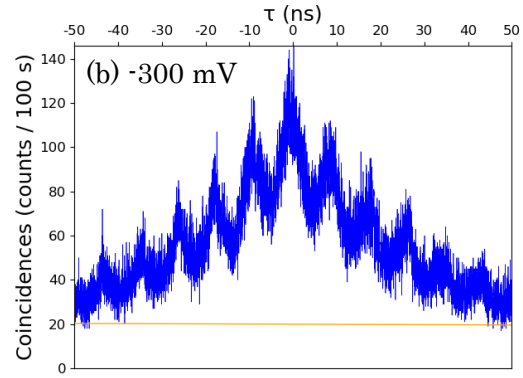
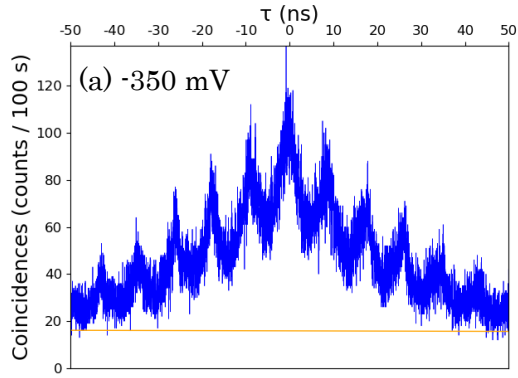
極めて長い光ファイバ中では分散の影響が大きくなり、そこから光パルスのスペクトルを調べることが可能である[126]。2 光子もパルス化しているため適用することができ、分散させた 2 光子相関を Figure C-1 に示した。(a)は 1 光子のみ伝送させたもので、広がった後のパルス幅は 2.0 ± 0.2 ns であった。(b)は 2 光子両方とも伝送させたもので、パルス幅は 4.0 ± 0.3 ns であった。パルス幅を求めるにあたっては(2.2-92)式を変形した下記の関係式を用いた。

$$G_{s,i}^{(2)}(\tau) = c \times e^{-2\pi f_{FWHM}|\tau|} \times \text{Comb}(\tau) + \text{noise} \dots \dots \dots (8.1-7)$$

$$\text{Comb}(\tau) = \sum_{n=-(N-1)}^{N-1} \exp \left[-4(\ln 2) \left(\frac{\tau - nt_{FSR}}{T_{FWHM}} \right)^2 \right] \dots \dots \dots (8.1-8)$$

ここで c はピークカウント、 f_{FWHM} は共振器線幅、 N は相関のパルス数、 t_{FSR} は時間パルス間隔(FSR の逆数)、 T_{FWHM} は時間パルスの幅である。検出系ジッタは ~ 100 ps であるが、分散の加法的性から十分に小さいものとみなせる。分散の値として典型値 15 ps/nm/km を用いると周波数帯域幅を見積もることができ、約 1 THz と得られた。波長変換後にこの分散の影響がないように見えるのは、波長変換器の約 25 GHz の帯域幅で制限されているからである。

Appendix D パルス広がりと共振器ロック点



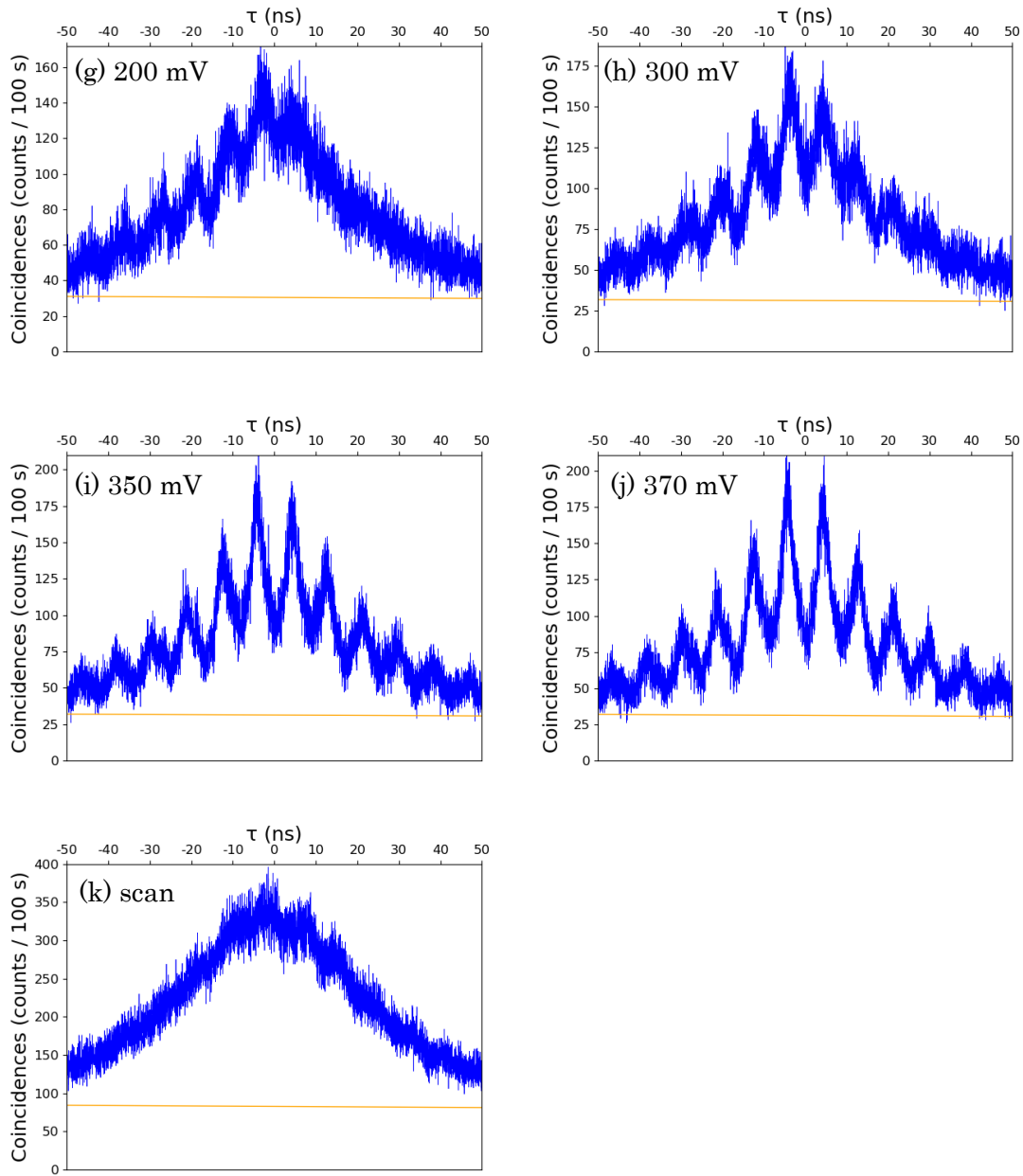


Figure D-1 ロック点(電圧)による分散 2 光子相関形状の変化。各々の測定において時間基準は一定で定めてある。

5 章で 2 光子相関の SNR を大幅に向上・最適化したことにより、これまで見えなかった現象が見えるようになった。Figure D-1 はその 1 例であり、共振器のロック点を変えることで 2 光子相関の形状が変化した。(f)+100 mV あたりから asymmetric shape になっており、これはシグナルとアイドラーが異なる周波数パラメータ(非縮退)を持っていることを示唆している。さらに(f)-(j)にかけて 2 光子の検出時刻が変わったため、これは確かな光

子場の変化が起きている根拠となる。このような形状は光子に変調を加えて non-degenerate state の case に似ている[127]。Figure D-2 の透過光強度から分かる通り、約線幅 7 MHz に対して半分落ちない程度、すなわちせいぜい 2, 3 MHz のロック点のシフトにもかかわらず、2 光子スペクトルに大きな変化を与えることは共振器 2 光子源の発生メカニズム(2.2-98)式からしても非常に興味深い現象である。

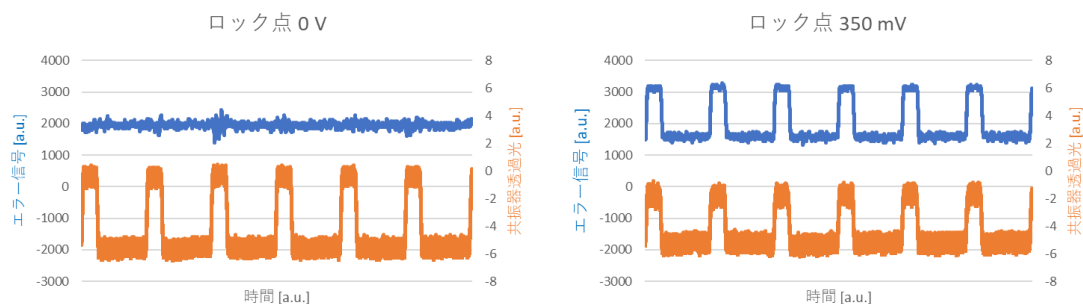


Figure E-2 共振器ロック中のオシロスコープの表示。橙が透過光強度で、青がエラー信号。

研究業績

① 発表論文

- Kazuya Niizeki, Kohei Ikeda, Mingyang Zheng, Xiuping Xie, Kotaro Okamura, Nobuyuki Takei, Naoto Namekata, Shuichiro Inoue, Hideo Kosaka and Tomoyuki Horikiri, “Ultrabright narrow-band telecom two-photon source for long-distance quantum communication”, Appl. Phys. Express **11**, 042801 (2018).
- Kazuya Niizeki, Daisuke Yoshida, Ko Ito, Ippei Nakamura, Nobuyuki Takei, Kotaro Okamura, Ming-Yang Zheng, Xiu-Ping Xie and Tomoyuki Horikiri, “Two-photon comb with wavelength conversion and 20-km distribution for quantum communication”, Commun. Phys **3**, 138 (2020).
- Daisuke Yoshida, Kazuya Niizeki, Shuhei Tamura and Tomoyuki Horikiri, "Entanglement distribution between quantum repeater nodes with an absorptive type memory", International Journal of Quantum Information **18**, 2050026 (2020).
- Kyoko Mannami, Takeshi Kondo, Tomoki Tsuno, Takuto Miyashita, Daisuke Yoshida, Ko Ito, Kazuya Niizeki, Ippei Nakamura, Feng-Lei Hong and Tomoyuki Horikiri, “Coupling of a quantum memory and telecommunication wavelength photons for high-rate entanglement distribution in quantum repeaters”, Opt. Express. **29**, 41522 (2021).

② 国際学会

- Kazuya Niizeki, Kohei Ikeda, Mingyang Zheng, Xiuping Xie, Kotaro Okamura, Nobuyuki Takei, Naoto Namekata, Shuichiro Inoue, Hideo Kosaka and Tomoyuki Horikiri, “1.5- μ m Narrow-band Two-photon Source for Long-distance Quantum Communication” CLEO Pacific Rim 2018 Conference, Number **2979506**, Hong Kong, 02nd August 2018. (※査読あり)
- Kazuya Niizeki, Daisuke Yoshida, Kohei Ikeda, Mingyang Zheng, Xiuping Xie, Kotaro Okamura, Nobuyuki Takei, Naoto Namekata, Shuichiro Inoue, Hideo Kosaka and Tomoyuki Horikiri, “Telecom Narrow-Band Two-Photon Source with High Brightness for Long Distance Quantum Communication”, 18th Asian Quantum

Information Science Conference, Number **97**, Japan, 11th September 2018. (※査読あり)

- Daisuke Yoshida, Kazuya Niizeki, Shuhei Tamura and Tomoyuki Horikiri, “High rate entanglement distribution between quantum repeater nodes”, 18th Asian Quantum Information Science Conference, Number **91**, Japan, 9th September 2018. (※査読あり)
- Kazuya Niizeki, Daisuke Yoshida, Mingyang Zheng, Xiuping Xie, Kotaro Okamura, Nobuyuki Takei and Tomoyuki Horikiri “Telecom Narrow Bandwidth Two-photon Source with High Fidelity Polarization Entanglement”, CLEO 2019, Number 3150255, USA, 9 May 2019. (※査読あり)
- Kazuya Niizeki, Daisuke Yoshida, Ko Ito, Ippei Nakamura, Nobuyuki Takei, Kotaro Okamura, Ming-Yang Zheng, Xiu-Ping Xie and Tomoyuki Horikiri "Two-photon Comb with Wavelength Conversion for Long-distance Quantum Communication" CLEO-PR, online. August 2020. (※査読あり)

③ 国内学会

- 新関和哉, 池田幸平, 堀切智之, 小坂英男「Bow-tie Cavity を用いた通信波長狭線幅 2 光子源の開発」、横浜国立大学－横浜市立大学第 12 回ナノテク交流シンポジウム、横浜市立大学 (2017 年 3 月)
- 新関和哉, 池田幸平, Mingyang Zheng, Xiuping Xie, 岡村幸太郎, 武井宜幸, 行方直人, 井上修一郎, 堀切智之, 小坂英男「通信波長狭線幅 2 光子源の開発」、日本物理学会 2017 年秋季大会、岩手大学 (2017 年 9 月)
- 池田幸平, 新関和哉, Mingyang Zheng, Xiuping Xie, 岡村幸太郎, 武井宜幸, 吉井一倫, 行方直人, 井上修一郎, 洪鋒雷, 小坂英男, 堀切智之「通信波長狭線幅二光子源の周波数安定化システム開発」、日本物理学会第 73 回年次大会、東京理科大学 (2018 年 3 月)
- 新関和哉, 吉田大輔, 池田幸平, Mingyang Zheng, Xiuping Xie, 岡村幸太郎, 武井宜幸, 堀切智之, 「超狭線幅偏光もつれ 2 光子源の開発」、日本物理学会 2018 年秋季大会、同志社大学 (2018 年 9 月) (優秀賞)
- 都野智暉, 新関和哉, 田村秀平, 朝比奈優, 池田幸平, Ravikant Pandey, 吉井一倫, 洪鋒雷, 堀切智之, 「希土類イオン添加結晶を用いた量子メモリーの研究」日本物理学会 2018 年秋季大会、同志社大学 (2018 年 9 月)

- 吉田大輔, 新関和哉, 田村秀平, 堀切智之 「量子中継器ノード間の高レートなもつれ配送」 日本物理学会 2018 年秋季大会、同志社大学 (2018 年 9 月)
- 都野智暉, 新関和哉, 田村秀平, 朝比奈優, 竹内媛香, Ravikant Pandey, 吉井一倫, 洪鋒雷, 堀切智之「希土類イオン添加結晶を用いた量子メモリ研究 2」日本物理学会第 74 回年次大会、九州大学 (2019 年 3 月)
- 宮下拓士, 田村秀平, 新関和哉, 都野智暉, 池田幸平, 朝比奈優, 竹内媛香, 吉井一倫, 洪鋒雷, 堀切智之「長距離量子通信に向けた周波数安定化波長変換システムの開発 II」日本物理学会第 74 回年次大会、九州大学 (2019 年 3 月)
- 新関和哉, 吉田大輔, Mingyang Zheng, Xiuping Xie, 岡村幸太郎, 武井宣幸, 堀切智之「超狭線幅偏光もつれ 2 光子源の開発 II」日本物理学会第 74 回年次大会、九州大学 (2019 年 3 月)
- 吉田大輔, 新関和哉, 池田幸平, Mingyang Zheng, Xiuping Xie, 岡村幸太郎, 武井宣幸, 堀切智之「通信波長狭線幅 2 光子源から量子メモリへの結合へ向けた研究」日本物理学会第 74 回年次大会、九州大学 (2019 年 3 月)
- 都野智暉, 新関和哉, 田村秀平, 朝比奈優, 竹内媛香, Ravikant Pandey, 吉井一倫, 洪鋒雷, 堀切智之「希土類イオン添加結晶を用いた量子メモリの研究」横浜国立大学ー横浜市立大学第 14 回ナノテク交流シンポジウム、横浜市立大学 (2019 年 3 月)
- 宮下拓士, 田村秀平, 新関和哉, 都野智暉, 池田幸平, 朝比奈優, 竹内媛香, 吉井一倫, 洪鋒雷, 堀切智之「量子波長変換に用いる励起レーザーの周波数安定化」横浜国立大学ー横浜市立大学第 14 回ナノテク交流シンポジウム、横浜市立大学 (2019 年 3 月)
- 竹内媛香, 朝比奈優, 郷治侑真, 吉井一倫, 新関和哉, 田村秀平, 都野智暉, 堀切智之, 洪鋒雷「量子情報実験のための光周波数コム及びファイバーリンク」横浜国立大学ー横浜市立大学第 14 回ナノテク交流シンポジウム、横浜市立大学 (2019 年 3 月)
- 堀切智之, 新関和哉, 吉田大輔, 岡村幸太郎, 武井宣幸, Mingyang Zheng, Xiuping Xie, 井上修一郎, 行方直人, 「量子ネットワーク用高輝度通信波長量子光源の開発」、2019 年電子情報通信学会総合大会、早稲田大学、招待講演 (2019 年 3 月)
- 小野沢涼, 吉田大輔, 新関和哉, 伊藤洸, Mingyang Zheng, Xiuping Xie, 岡村幸太郎, 堀切智之「通信波長狭線幅 2 光子源から量子メモリへの結合へ向けた研究 2」日本物理学会 2019 年秋季大会、岐阜大学 (2019 年 9 月)
- 伊藤洸, 新関和哉, 吉田大輔, 小野沢涼, Mingyang Zheng, Xiuping Xie, 岡村幸太郎, 堀切智之「量子メモリ結合へ向けた和周波発生におけるノイズ低減に関する研究」日本

物理学会 2019 年秋季大会、岐阜大学 (2019 年 9 月)

- 万浪 香子、都野 智暉、近藤 健史、郷治 侑真、新関 和哉、中村 一平、洪 鋒雷、堀切智之「希土類イオン添加結晶を用いた微弱光のフォトンエコーの観測」第 80 回応用物理学会秋季学術講演会、北海道大学 (2019 年 9 月)
- 新関和哉 , 吉田大輔 , 伊藤 洸 , 小野沢涼 , Mingyang Zheng, Xiuping Xie, 岡村幸太郎 , 武井宣幸 , 堀切智之 , 「長距離量子通信に向けた通信波長狭線幅 2 光子源と波長変換」、日本光学会年次学術講演会 Optics & Photonics Japan 2019、大阪大学、(2019 年 12 月)
- 伊藤 洸, 新関和哉, 吉田大輔, 小野沢涼, 堀切智之「Pr³⁺:Y₂SiO₅ 量子メモリ結合へ向けた和周波発生による波長変換とノイズ低減化へ向けたフィルターの作成」第 15 回ナノテク交流シンポジウム、横浜国立大学中止 (2020 年 3 月)
- 万浪香子、都野智暉、近藤健史、新関和哉、中村一平、洪 鋒雷、堀切智之「Pr:YSO 結晶を用いた量子メモリにおける微弱光のフォトンエコー観測」第 15 回ナノテク交流シンポジウム、横浜国立大学中止 (2020 年 3 月)
- 小野沢涼, 新関和哉, 伊藤 洸, 吉田大輔, Mingyang Zheng, Xiuping Xie, 岡村幸太郎, 堀切智之「長距離量子通信に向けた狭線幅非縮退 2 光子源の作成」第 15 回ナノテク交流シンポジウム、横浜国立大学中止 (2020 年 3 月)
- 近藤健史, 宮下拓士, 新関和哉, 郷治侑真, 洪鋒雷, 堀切智之「量子情報のための光周波数コム」第 15 回ナノテク交流シンポジウム、横浜国立大学中止 (2020 年 3 月)
- 新関和哉, 吉田大輔, 伊藤 洸, 中村一平, 武井宣幸, 岡村幸太郎, Mingyang Zheng, Xiuping Xie, 堀切智之, 「長距離量子通信に向けた 2 光子源のスペクトル制御と波長変換」日本物理学会第 76 回年次大会、オンライン (2021 年 3 月)
- 万浪 香子、都野 智暉、吉田 大輔、伊藤 洸、新関 和哉、宮下 拓士、近藤 健史、洪 鋒雷、中村 一平、堀切 智之「希土類イオン添加結晶量子メモリを用いた通信波長光の単一光子レベルフォトンエコー観測」第 68 回応用物理学会春季学術講演会、オンライン (2021 年 3 月)
- 相澤直人, 新関和哉, 堀切智之, 倉見谷航洋, 洪鋒雷、「量子通信に向けたタイムビン干渉計の安定化」日本物理学会 2021 年秋季大会、オンライン (2021 年 9 月)
- 伊藤 洸, 近藤健史, 万浪香子, 新関和哉, 水口皓平, 洪鋒雷, 堀切智之、「量子メモリ結合へ向けた和周波発生波長変換光子の信号雑音比の向上」日本物理学会 2021 年秋季大会、オンライン (2021 年 9 月)

- ・ 近藤健史, 伊藤洸, 万浪香子, 進藤成豊, 新関和哉, 郷治佑真, 洪鋒雷, 堀切智之、「量子メモリ結合へ向けた和周波発生波長変換光を用いた周波数制御」日本物理学会 2021 年秋季大会、オンライン (2021 年 9 月)
- ・ 万浪 香子、水口 皓平、伊藤 洸、近藤 健史、新関 和哉、洪 鋒雷、堀切 智之「希土類イオン添加結晶を用いた周波数多モード量子メモリ」第 82 回応用物理学会秋季学術講演会、オンライン (2021 年 9 月)
- ・ 伊藤洸、近藤健史、万浪香子、新関和哉、吉田大輔、水口皓平、Mingyang Zheng、Xiuping Xie、洪鋒雷、堀切智之、「量子中継器開発へ向けた通信波長光子源と可視光量子メモリの接続」、岡山大学岡山理科大学 (2022 年 3 月予定)

④ 著書等

- ・ 堀切智之, 新関和哉, 中村一平, 「長距離量子通信実現のための量子中継技術の研究開発」 通信ソサイエティマガジン B-plus_No.54 (2020 年 9 月)