

# 量子暗号通信グローバル化に向けた量子中継実装への研究

代表研究者

堀切 智之

横浜国立大学大学院工学研究院知的構造の創生部門 准教授

## 1 研究目的

量子通信は無条件安全な暗号鍵共有を遠く離れたユーザー間で効率的に達成する手法として注目されている。インフラとして実装できれば、膨大な通信量のインターネットの中でも漏れてはならない機密情報の完全なセキュリティが達成できると期待されるからである。1984年に初の量子鍵配送プロトコルが発明されて以来、実装を目指した実験研究および現実の不完全な環境下（通信路でのロスや光検出器の非効率、暗計数など）でのセキュリティ証明など着実に進歩してきた。その結果、現在では都市圏数10km程度での光ファイバー網をもちいたシステム稼働実験が日夜行われる状況にまで発展している。

しかしながら、グローバル化を見据えると現状の距離上限は300km程度であり、より一層の長距離化には量子中継器の開発が待たれる状況である。なぜなら光を直接遠隔地に伝えるのは、増幅器をもちいることのできない量子通信ではほぼ不可能であるからである。0.2dB/kmという低減衰光ファイバーを用いても、100km後光強度は1/100、1000kmだと200dBつまり $1/10^{20}$ となり単一光子レベル信号のパルスを $10^{20}$ 回送らなければ1000km遠方で光検出が起きないということになる。これは通信を行うには致命的である。

量子中継には光通信路（光ファイバー）を伝播する量子光源、伝播してきた光量子状態の一時保存先となる量子メモリーなどが必要である。光の量子状態を物質中に一時止めるつまり保存することができると、遠方2地点間を直接むすぶのではなく短距離区間に分割し各区間で光が届いた場合物質メモリーに保存し、他の区間からの光が届くのを待つという状況が作れる。こうして光が届いたら量子測定により、結ばれる区間をより長くすることが可能になる。量子中継構築に必要な要素には、量子光源、量子メモリー、そしてそれらのインターフェース技術などがある。

量子光源には、量子もつれ光源や単一光子源などがあり、いずれも単一光子レベルの極微弱信号である。これまで非線形光学過程を用いたパラメトリック下方変換によるもつれ光の生成や、半導体量子ドットや共振器中にトラップされた原子からの光を用いた単一光子源などが研究されてきた。当初はその高ビットレート性や単一光子源の場合サブポアソン性（複数光子発生確率が小さい）に注目が集まってきたが、現在メモリーとの結合による高効率システム化にむけては、スペクトルエンジニアリングが必要である。つまり、量子メモリーに効率よく保存されるための遷移周波数とマッチしたスペクトルをもつことや、ノイズとなる励起を起こさないことなどに考慮しなければいけない。

また量子メモリーとしては、固体物質（ダイヤモンド中窒素空孔中心（NV センター）、半導体量子ドット（ガリウムヒ素、インジウムヒ素など）、希土類添加結晶）や気体原子集団など様々な候補物質が研究されている。近年では、物質から放出された単一光子が直接物質内の電子スピンともつれにある系なども登場している。多くの量子メモリーの光量子状態保存にもちいる遷移は狭いスペクトル幅をもつ（MHz オーダーからそれ以下）ため、上の量子光源はこれに合わせる必要が有る。

一方長距離通信を目指す以上光源からの光は、長距離伝送に適した通信波長帯（1.5ミクロン付近で光損失およそ0.2dB/km）にあるべきだが、量子メモリーの多くは保存に用いる吸収波長が可視光にあるためこの乖離が問題となる。つまり量子光源自体は狭スペクトルなどの性質を備えていても、そのままではメモリーと結合できない。そのためのインターフェース技術として波長変換が研究されている。例えばインジウムヒ素量子ドットからでてくる電子スピンともつれた光子波長はおよそ900nmである。この光を通信波長帯に変換するために、およそ2ミクロン波長帯の励起レーザーと非線形光学過程である差周波発生を用いる。その結果高効率・低ノイズで通信波長への変換ができる[1]。量子ドットをもちいたメモリーの場合、そのスペクトル幅はGHzオーダーであるが、他のMHzオーダーのスペクトル幅をもつメモリーの場合、より繊細な取り扱いが必要となる。つまり波長変換にもちいる励起レーザーにも波長（周波数）安定化を施さねばならない。なぜなら、通信路の入口の光源から出た光が出口でメモリーに安定的に吸収されるには、エネルギー保存過程で波長変換される際に励起レーザーの波長ドリフトを避けなければならないからである。

本研究では、現在有望な量子メモリー候補であるダイヤモンド中NVセンターの吸収・発光波長である637nmと通信波長を結ぶ高効率・低ノイズ量子波長変換技術の構築を行う（図1参照）。NV センターはそのスピン

自由度と光とのもつれや、長時間保存へ向けた核スピンへの状態転写がすでに実証されているなど単一量子をもちいる固体システムとして際立ったものである。しかし NV センター吸収発光スペクトル幅はおよそ 10MHz であり周波数安定化システムを実装する必要があるなど、量子通信システムとして包括的に考えた場合に不足している部分を本研究では実施することにした。

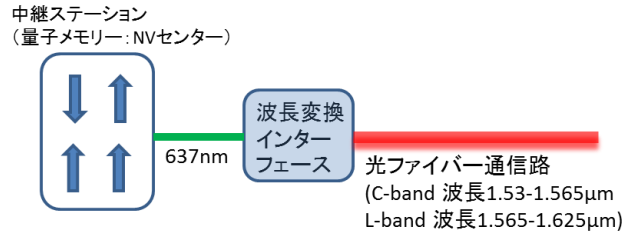


図 1 : 波長変換インターフェース概念。量子メモリーの吸収/発光波長と通信波長を結ぶ。

## 2 研究結果

本研究はおよそ次の 3 パートに分けることができる。

1. 波長変換システムの構築および効率の最大化
2. 波長変換によるノイズの見積および最小化
3. 量子メモリー遷移周波数へ高効率吸収を可能にするための励起レーザー周波数安定化

である。目的の項で述べたように、NV センター用波長変換は周波数安定化が必要となる。またあわせて量子波長変換として使えることを示す、つまり単一光子レベルの信号が波長変換された後に依然として信号対雑音比が 1 より大きいことを示さねばならない。本研究でもちいる波長変換用励起レーザーは 1064nm 近辺にあり、通信波長より高エネルギー側に位置する。その結果、励起レーザー光による非線形過程パラメトリック下方変換やラマン散乱によるノイズが通信波長帯にまで及び、単一光子レベルの信号よりも大きくなってしまう可能性があるのである。

以下で順に各研究結果を記述する。

### 2-1 波長変換システムの構築

量子メモリーとして用いるダイヤモンド中 NV センター共鳴波長 (637nm) に変換するために通信波長帯レーザーを導入した。波長変換には、周期分極反転ニオブ酸リチウム (PPLN) 導波路内における和周波発生過程をもちい、1587nm の通信波長光は 1064nm ポンプ光と組み合わせることで  $1/(1/1587+1/1064)=637\text{nm}$  へと変換できる (図 1)。

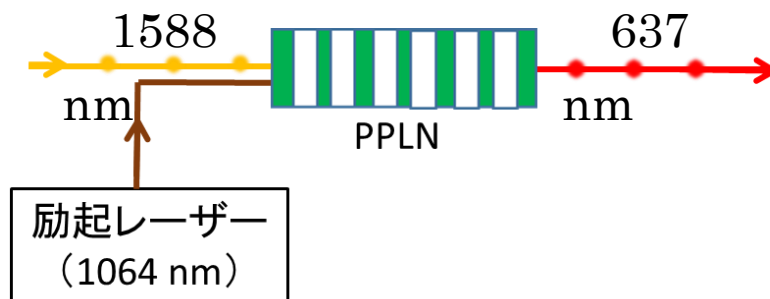


図 1 : 波長変換 (和周波発生) 系

通信波長帯光から 637nm への変換効率最適化を行った。変換効率は、1mW の通信波長帯に対して大きなパワー

を持つ励起レーザーパワーに依存することが知られており、その励起レーザーパワーを掃引することで最適効率を与える条件を求めた。図2に示すのが変換効率の励起レーザーパワー依存性である。

図から明らかな様に、約300mWで最適変換効率30%を得た。30%あると、光ファイバー通信路の入口出口の2段階で波長変換を行うさいに、計1桁の信号損失となる。サンプル入射損失など全てのロス過程を含めても30%というのは決して悪い数字ではないが、効率向上のためにPPLNへの入射を自由空間ではなく、ファイバーによる入射へと変更することなどを検討している。

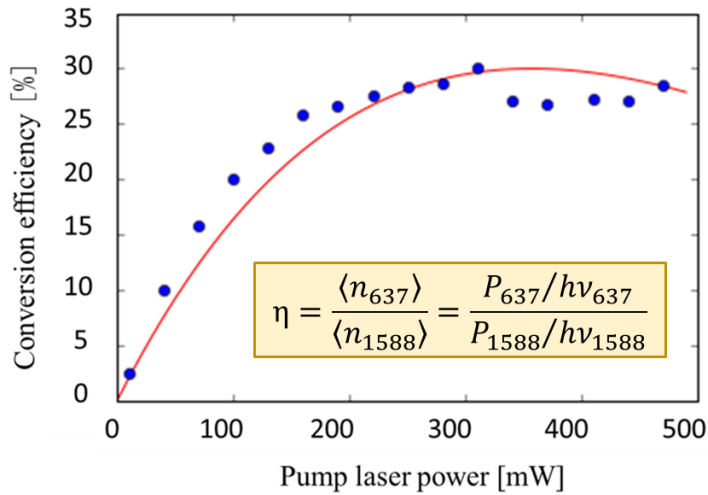


図2：波長変換効率の励起レーザーパワー依存性。

### 2-2 ノイズの見積

波長変換に際して問題となるのは、和周波発生に用いるポンプ光は通信路を送られる単一光子レベル信号よりも10桁程度以上強いことである(非線形過程の効率最大化には上記の様に約300mWの励起光が必要のため)。なぜなら、強い励起光自体は波長フィルタリングにより問題なく消せるのだが、問題はPPLN周期の不均一性によって自発ラマン散乱およびパラメトリック下方変換を引起し通信波長帯に大きなノイズとして現れると考えられるからである。

よってまずノイズレベルを調べるための検出系構築を行った(図3)。

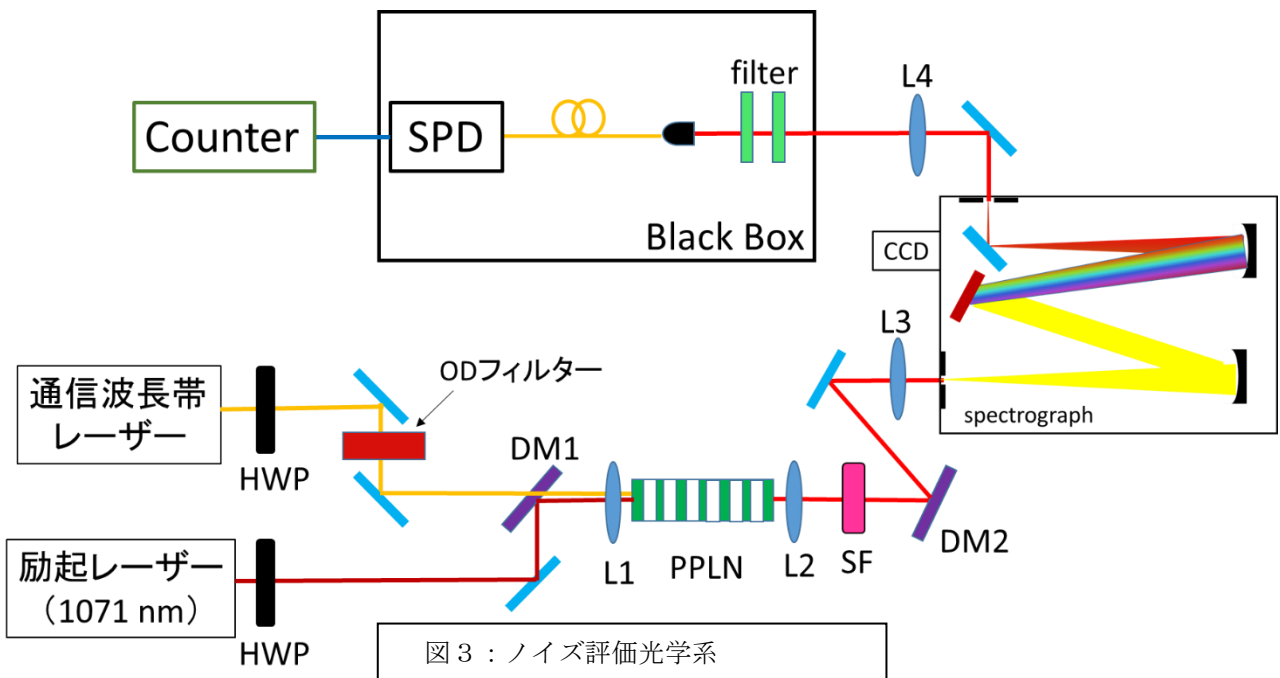


図3：ノイズ評価光学系

信号光である通信波長帯レーザーを OD フィルターで減衰させ単一光子レベルまで落として準備する。励起レーザー(1071nm)とともに PPLN 導波路にダイクロミックミラー(DM1)で結合させることで、637nm を単一光子レベルで発生させる。励起レーザーが 300mW のときに、バンドパスフィルター、エッジフィルターなどで出来る限り 637nm 高透過率、1064nm 低透過率にした上で、分光器に通すことで励起レーザーを数桁落とす。分光器出口に設置したレンズ(L4)で出射光を平行化した後、ブラックボックス内にある単一光子検出器(SPD)へとファイバーを通して結合する。SPD はカウンターにつながっており、入射光子の計数ができるようになっている。分光器波長を掃引することで、637nm にある変換波長信号とその周辺波長にあるノイズフロアとの信号対雑音比を測定する。分光器の透過波長幅は約 1nm である。

図 4 にノイズおよび信号光の光子計数によるスペクトル結果を示す。図4(a)は広範囲のスペクトルを示しており、530nm から 1100nm までとなっている。これは励起レーザー1071nm およびその2次高調波(535nm)におけるノイズを測定するためである。青色線は通信波長帯信号レーザーを入射させて波長変換を行った場合、オレンジ色の線は通信波長帯レーザーをオフにして、励起レーザーのみを入射させた場合である。図から分かる通り、青色線の 640nm 近辺の信号による計数値と比較して、図上では青、オレンジともほぼ 0 であるといえる。これは、バンドパスフィルター、エッジパスフィルターおよび分光器によって十分に励起レーザーおよびその 2 次高調波などによるノイズが除去されていることを示している。青色のピークが複数見えるのは、励起レーザーがマルチモード動作を起こしてしまっているためと考えている。次節でのべる周波数安定化にもちいたレーザーならシングルモードで安定動作するので、このマルチピーク化は避けられる。

図 4(b)に信号波長近辺を拡大した図を示す。およそ信号波長においては 10MHz 程度の単一光子信号が得られている事がわかる一方で、通信波長帯レーザーをオフにした場合はほぼ 0 である。より小さなノイズレベルを確認するために図 4(c)に 50kHz を最大にしたスペクトルを示す。オレンジ色の信号をオフにした励起レーザーのみの場合をみると、635nm-645nm の間に信号に比べると 2 桁以上小さいノイズが現れている。外側の波長帯ではより一層小さなノイズになっているのは、バンドパスフィルターが半値幅 10nm であることに起因していると考ええる。

この結果から、ノイズは受入バンド幅が 1nm 程度だと最大 40kHz 程度に抑えられることがわかった(SN 比~250)。しかしながら、単一 NV センターからの光は同程度である可能性が高いため、量子メモリーと量子光源との結合による量子通信実装に際しては、より受入バンド幅を狭める工夫が必要になると考える。

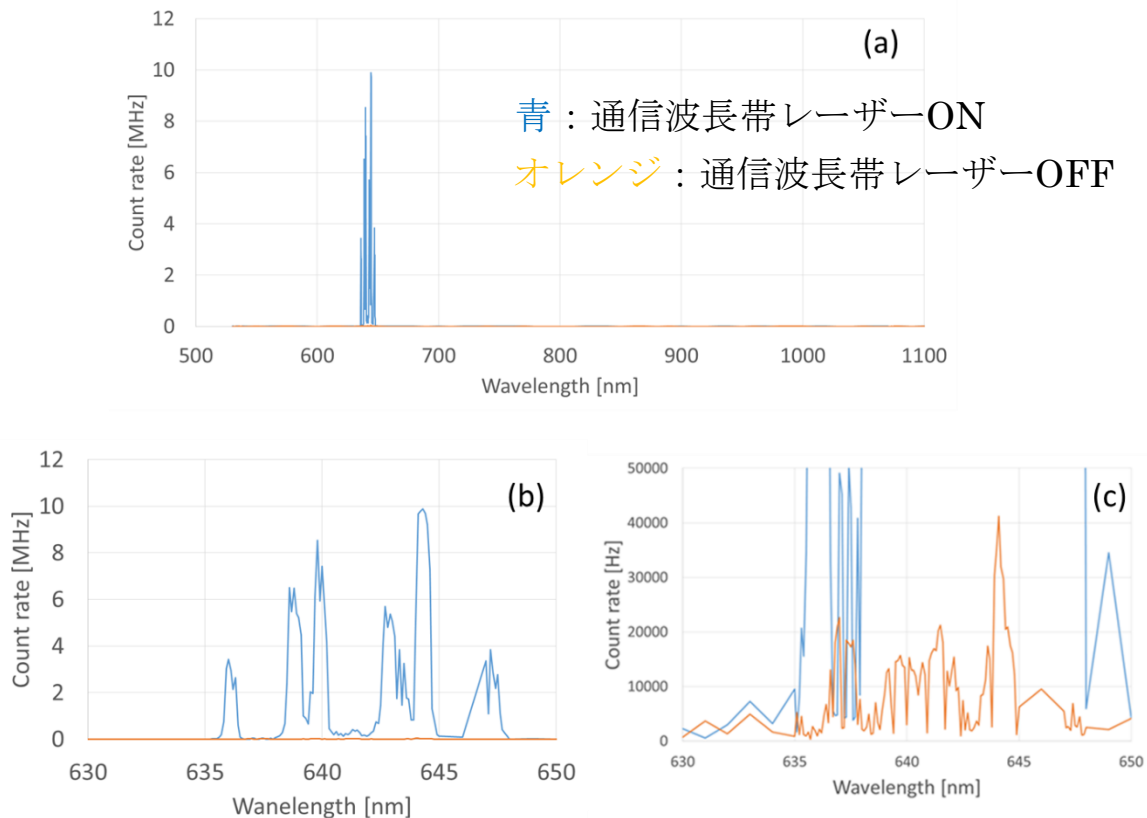


図 4：信号およびノイズの光子計数スペクトル

### 2-3 周波数安定化

NV 中心の吸収・発光のスペクトル幅は 10MHz オーダーである。したがって、波長変換はエネルギー保存の過程であるから、励起レーザーの 10MHz 以下での波長(周波数)安定化が必須となる。本研究では、周波数安定化には 1064nm 励起レーザーの 2 次高調波(532nm)発生とそれによるヨウ素の飽和吸収分光を用いた。

#### 2-3-1 飽和吸収分光

ヨウ素気体集団を分光すると通常 GHz 程度の広がりがある。これはヨウ素分子が飛び回ることによるドップラー効果による。原子はある特定の周波数に共鳴し光を吸収するが、気体のドップラー効果により、同じ原子であっても吸収周波数が異なる。同じ光源からの光でも、光源から遠ざかるように運動する原子はその周波数を低く感じ、逆に近づくように運動する原子は高く感じる。このような要因から、媒質の吸収線は不均一広がりを示す。不均一広がりをもった吸収体に狭いスペクトル幅の単色光を当てると、その周波数に共鳴する特定の吸収体のみが励起される。1 個の原子は光子を吸収した後、初期状態に戻るまでにある平均的時間を要するためこの時間内には、原子はそれ以上光を吸収できない。もし入射光が十分強ければ、媒質全体としての吸収が目に見えて減る。つまり“飽和”してしまう可能性がある。その結果、もし入射光のスペクトル線幅が狭ければ、基底状態の分子の周波数分布の中に、入射光の周波数に中心をもつ“ホール(hole)”が掘られ(ホールバーニング)、対応してピークが励起状態の分布に現れる。このホールバーニングを精密に測定すると、不均一広がりの中に埋もれている均一幅の広がりを知ることができ、気体の場合にはドップラー広がりを中心周波数の決定や、そこに埋もれた超微細構造を分離することなどができる。このような分光法を飽和吸収分光という。

本研究では GHz 程度に広がったドップラー広がりの中から、飽和吸収分光により 15 本の超微細構造線を抜き出し、その中の 1 本に対してフィードバックをかけることで周波数安定化を達成する。

#### 2-3-2 周波数安定化システム

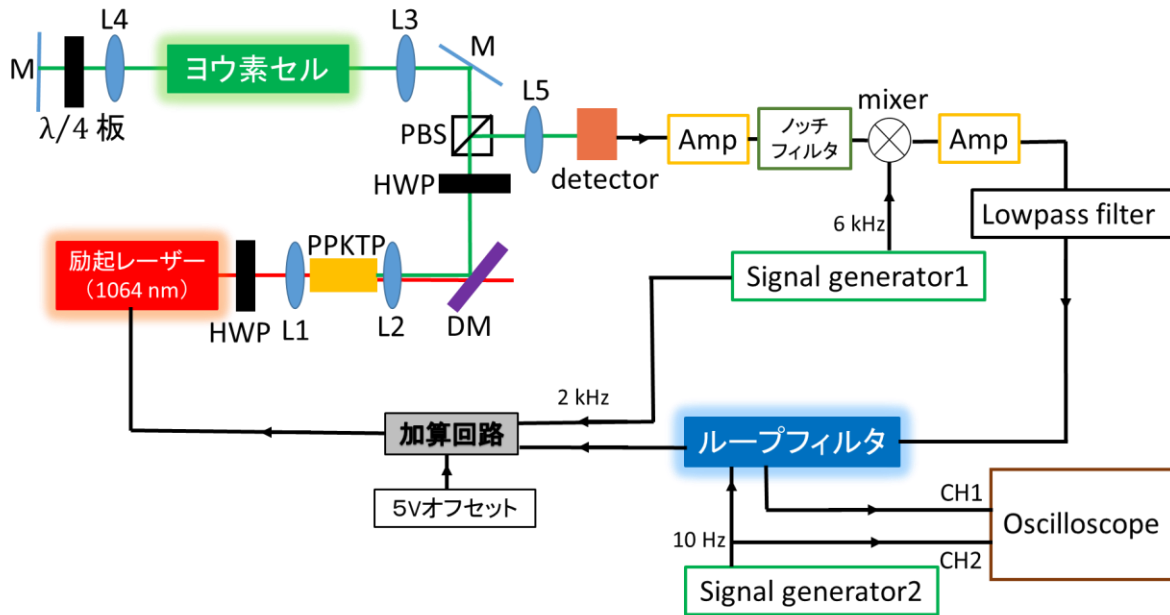


図 5 : 励起レーザー周波数安定化システム

図 5 に励起レーザー周波数安定化システムを示す。励起レーザーは温度制御された PPKTP にレンズ(L1)で集光された後 2 次高調波発生により 532nm へと一部変換される(変換効率<1%)。500mW のレーザーから変換された 2mW 程度の 532nm 光(緑色)はダイクロイックミラー(DM)で反射され(1064nm 励起レーザー自体は波長変換に用いる時のために DM で透過される)、半波長板で偏光を操作され偏光ビームスプリッター(PBS)を透過する。その後ゆるく集光されつつ(L3)、ヨウ素セルに入射し飽和吸収分光の励起側として働く。その後吸収されなかった光は、セルを透過し鏡(M)で反射され再びヨウ素セルに入る。この光が飽和吸収分光のプローブ光として働く。プローブ光はヨウ素セルを通過した後 PBS まで戻り、今度は反射され光検出器(detector)に入射する。検出器にて光信号は電気信号へと変換された後、フィードバックに用いる信号作成される。

本研究ではフィードバックに必要な信号を得るのに 3f 信号を用いている。レーザー強度  $I$  は中心周波数  $\nu$  と周波数変調  $k \sin \omega t$  によって

$$I = F(\nu + k \sin \omega t)$$

と表せる。  $k$  が小さいとするとテイラー展開によって、

$$I = F(\nu) + (k \sin \omega t)F^1(\nu) + \left(\frac{k^2}{2!}(\sin \omega t)^2\right)F^2(\nu) + \left(\frac{k^3}{3!}(\sin \omega t)^3\right)F^3(\nu) \dots$$

と展開できる  $\sin \omega t$  の累乗を、  $\sin n\omega t$  に変換して計算すると、  $n \omega$  周波数の和として表せて

$$(\sin \omega t)^2 = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos 2\omega t, (\sin \omega t)^3 = \frac{3}{4} \sin \omega t - \frac{1}{4} \sin 3\omega t$$

を使って DC 項:  $F(\nu) + \frac{k^2}{4}F^2(\nu)$ 、  $\sin \omega t$ :  $kF^1(\nu) + \frac{k^3}{8}F^3(\nu)$ 、  $\cos 2\omega t$ :  $-\frac{k^2}{4}F^2(\nu)$ 、  $\sin 3\omega t$ :  $-\frac{k^3}{24}F^3(\nu)$  となる。

それぞれ 2 次以上高次の項もあるが寄与が小さい。よって、  $n\omega$  の位相敏感検出をすることは、主にゲインカーブ  $F(\nu)$  の  $n$  次微分を出力電圧として得ることになる。

3f 信号を用いるメリットは次のようにドップラー広がりによるバックグラウンドが除去しやすいことに起因する。飽和吸収分光によって線幅  $\gamma$  のピークがドップラー広がりのある 2 次関数で近似できるピークにのっているとすると、

$$F(\nu) = \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \nu^2} + A\nu^2 + B\nu + C$$

と表せる。

よってこれらの微分は各々

$$F^1(v) = \frac{-2v\gamma^2}{(\gamma^2 + v^2)^2} + 2Av + B$$

$$F^2(v) = \frac{6v^2\gamma^2 - 2\gamma^4}{(\gamma^2 + v^2)^3} + 2A$$

$$F^3(v) = \frac{24v\gamma^4 - 24v^3\gamma^2}{(\gamma^2 + v^2)^4}$$

1次微分 $F^1(v)$ は上の角周波数成分から、 $\omega t$ の位相敏感検出に相当する。これは0点を横切るエラー信号をもたらすのでフィードバック信号として用いることができるが、バックグラウンドの影響が大きく残るため、扱いにくい欠点がある。2次微分信号であればバックグラウンドの影響はオフセットのみになるが、生成される信号は対称であり、エラー信号として用いることが出来ない。つまり周波数が大小のどちらにふれても同じ信号電圧を与えるためどちらにフィードバックをかければいいのかわからない。

一方3次微分 $F^3(v)$ は上の係数から $3\omega t$ 周波数に対し位相敏感検出をすれば見ることが出来るが、こちらはバックグラウンドフリーになる ( $2Av + B$ といった項がない)。そのため $3f$ での信号検出を行った。実際はバックグラウンドは正確な2次曲線ではないため影響は残るが、本研究での周波数安定化には問題なく実施できた。

実験系にもどると、光検出器からの電気信号は増幅され(amp)、ノッチフィルターで $1f$ 信号を除去した後、ミキサーに入射する。ここで信号発生器 (signal generator) からの局所発振器信号と混合することで、今回の $3f$ 信号にあたる $6\text{kHz}$ 信号を直流信号として抜き出し、もう一度増幅した後ローパスフィルター (lowpass filter) にてもともとの $6\text{kHz}$ 信号 (この時点で直流信号) のみをフィルタリングする。この信号をレーザー電流値変換を掃引することでスペクトルを掃引し得たヨウ素の飽和吸収分光結果としてみた図が図6である。吸収線1107内の超微細構造15本が明確に分解できている。

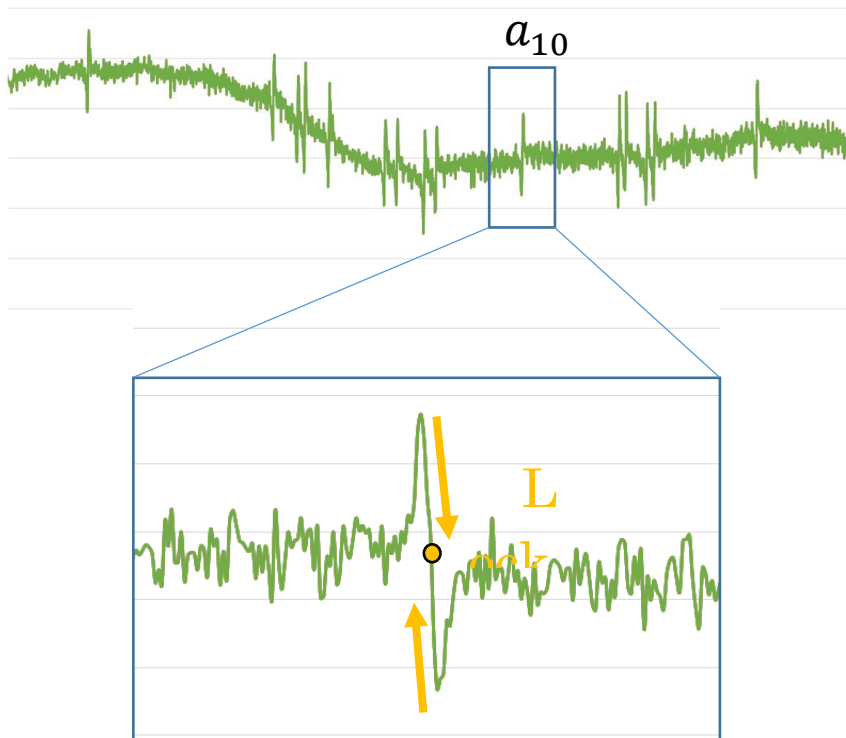


図 6 : ヨウ素飽和吸収分光結果

その中の 10 番目 ( $a_{10}$ )の中央に位置する 0 点、つまり吸収ピークの頂点に対してフィードバックをかけ周波数安定化を実施した。



### 2-3-3 周波数安定度の測定

安定度の測定は、光周波数コムとのビート周波数測定によった。光周波数コムは図 7 のように、モードが周波数

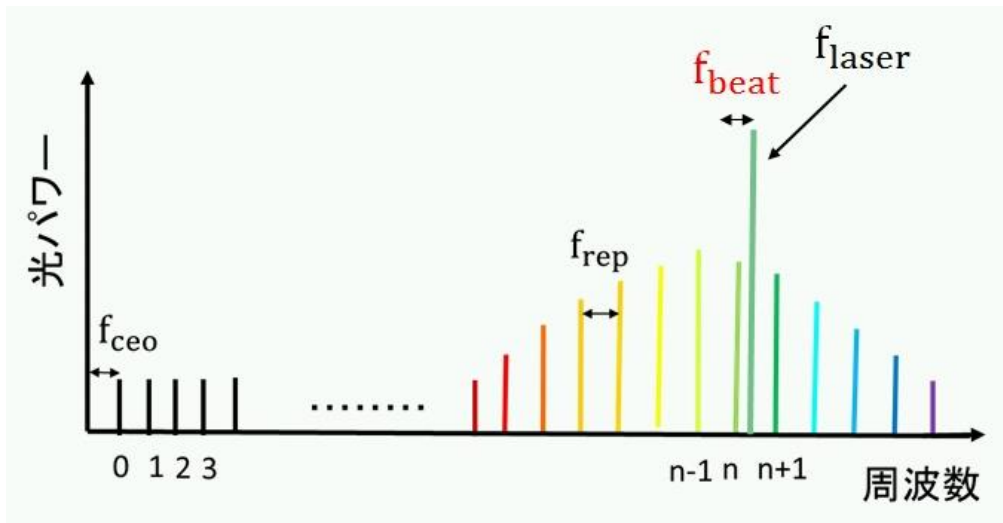


図 7: 光周波数コムのスペクトル概念図

軸上で等間隔に並んだレーザーで、その間隔  $f_{rep}$ 、および周波数 0 からのオフセット  $f_{ceo}$  を安定化した光源は他の光源評価用の極めて質の高い基準になる。図 8 にそのビート取得系および典型的なスペクトル分析器でのデータを示す。

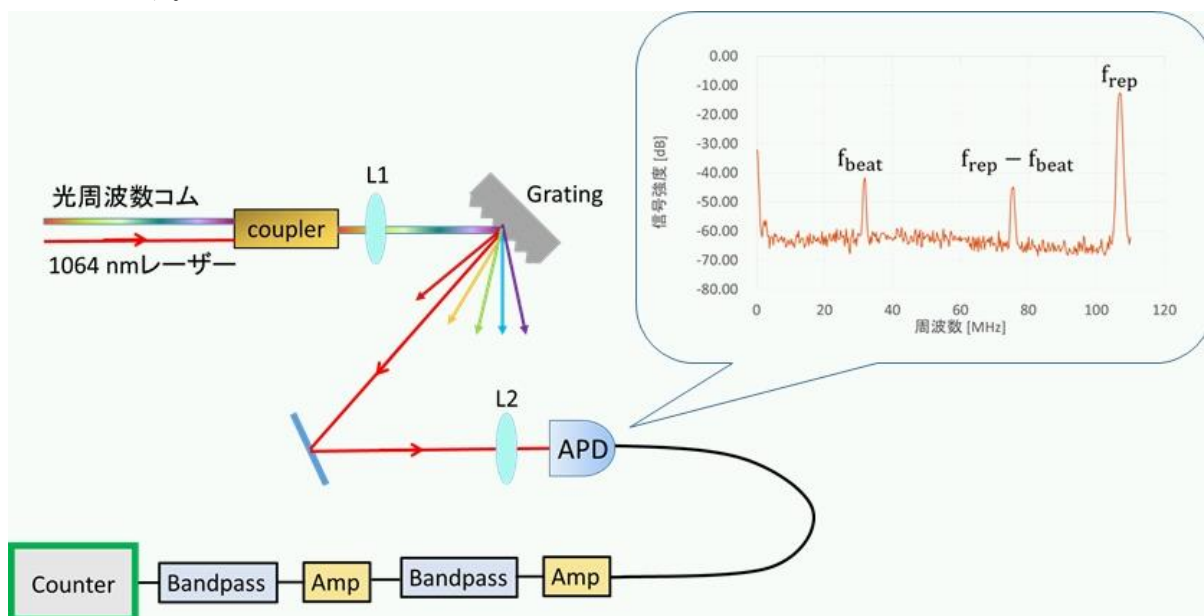


図 8: 光周波数コムと周波数安定化レーザーのビート計測による安定後評価系

周波数コムと 1064nm レーザーはファイバーで結合された後空間に出射されレンズ(L1)で平行光にされ回折格子(grating)にて反射され 1064nm 近辺の波長だけが光検出器(APD)へと入射する。APD は 1064nm レーザーと近い波長のコムとのビート周波数を出すので、そのビート周波数に対応したピークがスペクトル分析器上で見られる。図の右上 inset はその典型的なデータで、左側の  $f_{beat}$  がレーザーと光周波数コムが一番近いコムとのビート、 $f_{rep}$  は光周波数コムの繰り返し周波数であり、またそれと  $f_{beat}$  との差も見えている。30MHz 付近にある  $f_{beat}$  のみ図のバンドパスフィルター(bandpass)で抜き出し、カウンターにて周波数測定を実施した。



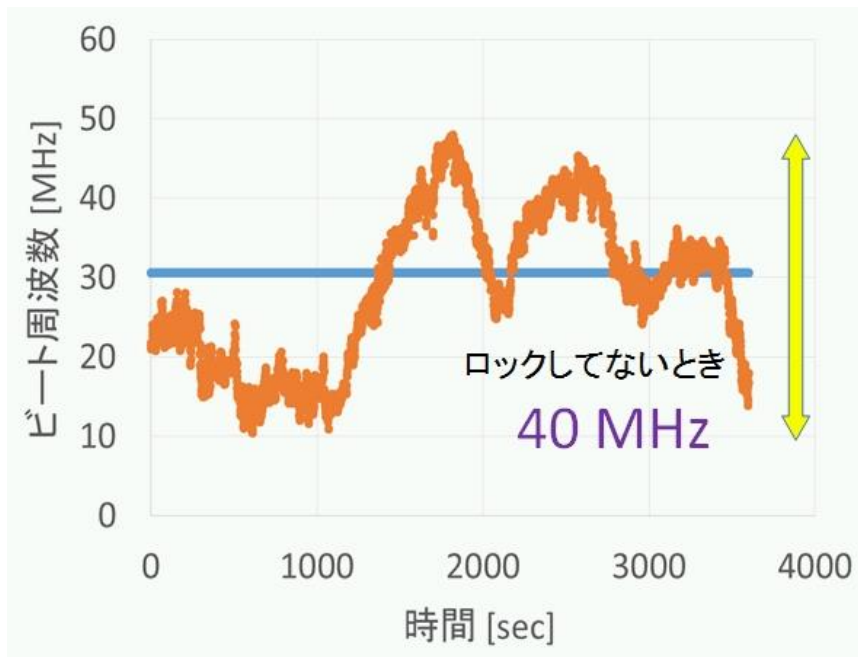


図 9 : ビート周波数測定結果

図 9 が測定結果である。オレンジ色が周波数安定化をしていない場合の結果、青が周波数安定化時である。安定化をしていないとこのデータの場合およそ 40MHz 程度の範囲を 1 時間でドリフトしているのに対し、安定化時は図のスケール内での変動は見えない。よりスケールを小さくしてみた図が図 10 である。

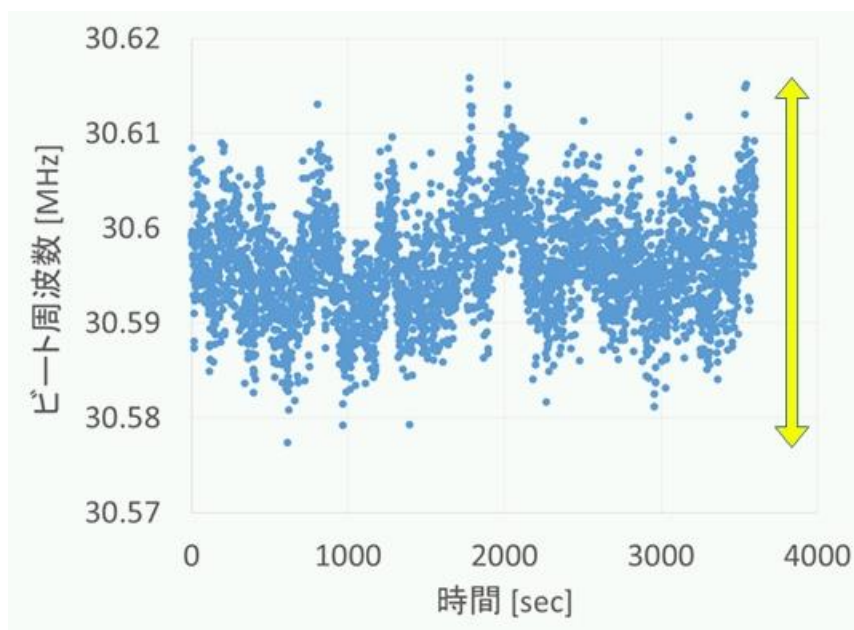


図 10 : ビート周波数 (スケールを狭くしたもの)

1 時間でおおよそ 40kHz 程度の範囲にドリフトが収まっていることがわかる。これは当初目標の 10MHz と比較すると十分な安定度であることがわかる。

また、長時間安定度の指標としてアラン分散

。

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{(m-1)} \sum_{k=1}^{m-1} \frac{(\overline{y_{k+1}} - \overline{y_k})^2}{2}$$

をデータから計算したものを図 11 に示す。アラン分散は有限時間のサンプルの分散期待値を計算し長期的なドリフトがあっても発散せずになる。

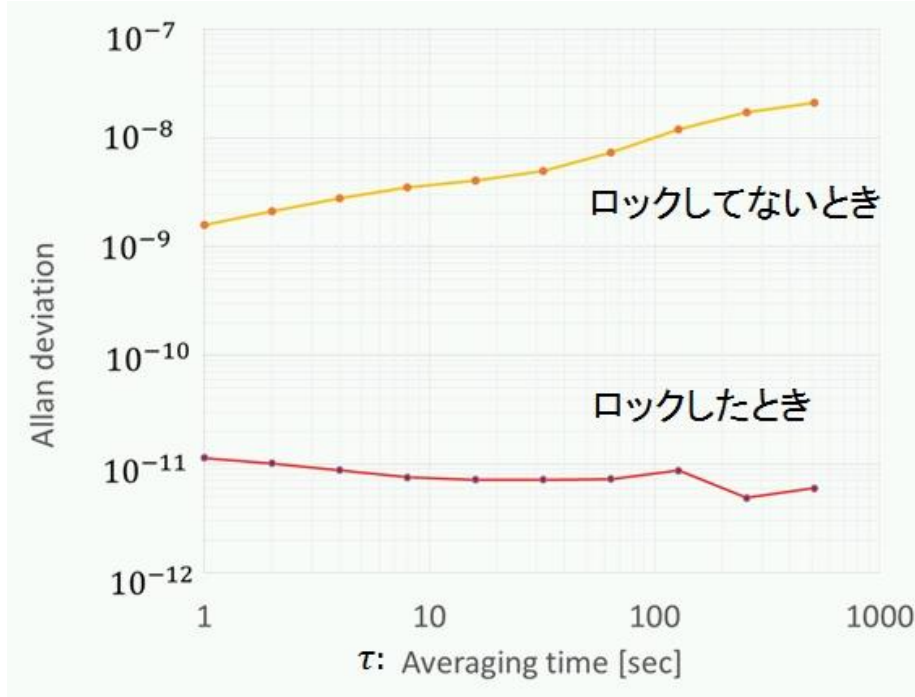


図 11：測定データのアラン分散

安定化(ロック)したときとしない場合は、安定度が2桁以上向上したこと、また長時間安定度が向上する(ロックした場合)か悪化する(ロックしない場合)の違いとして現れている。ロックしない場合のデータとして1時間で40MHz程度の範囲内のドリフトを示したが、実際繰り返し行うとそれ以上にドリフトが起きデータ取得が困難な場合が多かった。一方ロックした場合の40kHzでの安定度は、ドップラー広がりをしたヨウ素吸収線内の超微細構造線を分光しその内の一本に安定化できていることがわかる。

### 3. まとめと今後の展望

波長変換効率30%、低ノイズ発生による信号対雑音比250、励起レーザー周波数安定度40kHzという結果は、NVセンターを用いた量子メモリ間の光子伝送に有望な結果と言える。今後の方針としてはNVセンターをもちいた量子通信実装に向けて以下の要素実施が考えられる。

まず、通信路の入口/出口の2箇所での波長変換の実装がある。本研究では、出口側つまり光ファイバー通信路を流れて来た通信波長帯光子の波長を上方変換してNVセンターに吸収される形式にした(和周波発生)のだが、NVセンターから発生した637nmの光を通信波長帯に変換する入口側の実装(差周波発生)をあわせておこない、2段階波長変換の効率および低ノイズ化の最適化を行う予定である。仮に今回の結果が入口側でも同様に実装できると、トータル波長変換効率はおおよそ10%で周波数安定度40kHzはNVセンターへの結合を維持するのに十分な性能である。一番懸念される点は、ノイズである。今回は1nm程度のバンド幅で分光器を用いたが、100%近い透過率を持たせたい場合は、おおよそ40%以下の透過率の分光器を使用することは困難である。実際のNVセンターからの信号は10kHz程度しか得られない場合が想定できるので、その場合バンド幅を狭めつつ信号透過率を100%近くに維持するフィルタリングが困難であるかもしれない。対応策としては、ファブリーペロー共振器をNV共鳴波長に安定化し100%近い透過率を獲得できるかもしれない。

また別途、発生ノイズ自体を小さくする必要があるのである可能性がある。その場合の考えられる対応策は長波長励起レーザーを用いた2段階波長変換である[2]。波長が2マイクロメートル近辺の励起レーザーを用いると、637nmの光は900nm近辺に変換される。さらにこの900nmの光と2マイクロメートル励起レーザーで波長変換を行えば通信波長帯変換が可能である。2段階波長変換は非線形媒質の用意という点で困難ではある。2つの媒質の結合方法によっては、非常に大きなロスが生じ高効率波長変換が不可能になるかもしれない。しかし、長波長励起は参考文献[1]でも実施されており、従来より3桁のノイズ低減に成功している手法であり有力な手法である。

## 【参考文献】

1. 著者：Leo Yu, Chandra M. Natarajan, Tomoyuki Horikiri, Carsten Langrock, Jason S. Pelc, Michael G. Tanner, Eisuke Abe, Sebastian Maier, Christian Schneider, Sven Höfling, Martin Kamp, Robert H. Hadfield, Martin M. Fejer, and Yoshihisa Yamamoto  
論文名：Two-photon interference at telecom wavelengths for time-bin-encoded single photons from quantum-dot spin qubits  
掲載誌：Nature Communications 6, 8955 (2015)
2. 著者：J. S. Pelc, Q Zhang, C. R. Phillips, L. Yu, Y. Yamamoto, M. M. Fejer  
論文名：Cascaded frequency upconversion for high-speed single-photon detection at 1550 nm  
掲載誌：Optics Letters 37, 476 (2012)

## 〈発表資料〉

題名	掲載誌・学会名等	発表年月
ダイヤモンド量子と通信帯光子をつなぐ周波数安定化レーザーによる量子波長変換	日本物理学会 2015 年秋季大会	2015 年 9 月
位相同期と周波数ロックによるレーザーの周波数安定化	日本物理学会第 71 回年次大会	2016 年 3 月
ダイヤモンド量子と通信帯光子をつなぐ周波数安定化レーザーによる量子波長変換Ⅱ	日本物理学会第 71 回年次大会	2016 年 3 月
Quantum key distribution with mode-locked two-photon states	The 11 <sup>th</sup> Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim	2015 年 8 月