

光子の同一性評価に向けた光子検出系と光子統計評価システムの構築

丹治研究室 谷川雄太

1.背景と目的

近年、量子状態を維持したまま通信を行う量子インターネット構想が注目を集めている。これが実現すれば現在開発が進んでいる量子センサーや量子コンピュータを直接ネットワークに繋ぐことができ、分散型量子コンピュータによる大規模な計算が可能になることが期待される。また、原理的に盗聴されることのない量子暗号ネットワークの延伸にもつながる。

量子インターネットにおいては光子間に強い相関が存在する量子もつれ状態を効率的に配布する必要がある。その実現に向けて、我々は ^{87}Rb 原子を用いた量子光源と遠隔にある希土類原子を用いた量子光源からそれぞれ放出される光子間の量子もつれ状態の生成を目指している。しかし、その実証実験を行うために量子光源を遠隔地まで移動させることには、現実的には様々な困難が伴う。そこでまずレーザー光と ^{87}Rb 原子集団から放出される光子の同一性を示し、次にそのレーザー光と遠隔地にある量子光源からそれぞれ発生する光子の同一性を示すことによって、量子もつれ生成に必要な Bell 測定が可能かどうかを検証しようと考えている。本研究では光子の同一性の評価に向けた Hong-On-Mandel 干渉の測定を行うために強度相関関数 $g^{(2)}(\tau)$ の解析のための光子検出系と光子統計評価システムの構築を行う。

2.原理

2.1 Hong-Ou-Mandel 干渉

図 2.1 のように光を 50:50 に分けるビームスプリッター(BS)の入射ポート 1,2 に同じ

周波数および偏光の単一光子状態 $|1\rangle_1, |1\rangle_2$ を同時に入射させる。このときの入射光の状態は

$$|\psi\rangle = |1\rangle_1|1\rangle_2 = \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2^\dagger |0\rangle|0\rangle \quad (2.1)$$

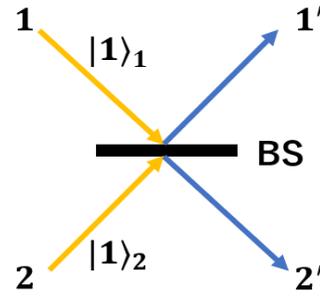


図 2.1 HOM 干渉の実験系の概略図

と表される。ここで $|0\rangle|0\rangle$ は真空状態である。式(2.1)の状態を BS の出力側の状態に変換すると

$$\begin{aligned} |\psi'\rangle &= (\hat{a}_1^\dagger + i\hat{a}_2^\dagger)(i\hat{a}_1^\dagger + \hat{a}_2^\dagger)|0\rangle|0\rangle/2 \\ &= \{i(\hat{a}_1^\dagger)^2 + i(\hat{a}_2^\dagger)^2 + \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2^\dagger, \\ &\quad - \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2^\dagger\}|0\rangle_1|0\rangle_2/2 \\ &= i(|2\rangle_{1'}|0\rangle_{2'} + |0\rangle_{1'}|2\rangle_{2'})/\sqrt{2} \quad (2.2) \end{aligned}$$

となる。式(2.2)は、入射された二光子は別々のポートに一個ずつ出射することはなく、どちらかの出力ポートから二光子まとめて出射されるということを表す。つまり、出力ポートのどちらか一方の光子数が 0 になるということであるから、出力ポート $1', 2'$ の両方で同時に光子を検出する計数率は

$$\langle \psi' | \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2 \hat{a}_1 | \psi' \rangle = 0 \quad (2.3)$$

となる。これは見分けがつかない二光子間の量子干渉による現象であり、これを Hong-Ou-Mandel (HOM)干渉と呼ぶ。

HOM干渉を観測するためには図 2.1 のように光子対を BS に入射させ、出力ポート 1' と 2' に配置した単一光子検出器で光子の検出を行う。そして、BS に二光子が到達する時間差 $\Delta\tau$ を変化させながら光子の同時計数率 P_{coin} を測定すると、 $\Delta\tau = 0$ の付近で光子間の同時計数率が減少することがわかる。測定結果を表すグラフの一例を図 2.2 に示す。

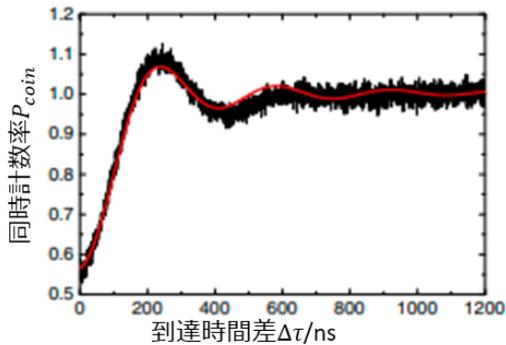


図 2.2 HOM 干渉における同時計数率[1]

本研究では P_{coin} を評価するために、二つのモード間の光子数相関

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{a}_1^\dagger(t) \hat{a}_2^\dagger(t+\tau) \hat{a}_2(t+\tau) \hat{a}_1(t) \rangle}{\langle \hat{a}_1^\dagger(t) \hat{a}_1(t) \rangle \langle \hat{a}_2^\dagger(t+\tau) \hat{a}_2(t+\tau) \rangle} = \frac{\langle n_1(t) n_2(t+\tau) \rangle}{\langle n_1(t) \rangle \langle n_2(t+\tau) \rangle} \quad (2.4)$$

の評価システムを構築する。

2.2 二次の自己相関関数 $g^{(2)}(\tau)$

二次の自己相関関数は光の強度の自己相関を示すものであり、Hanbury Brown および Twiss の実験により測定することができる。

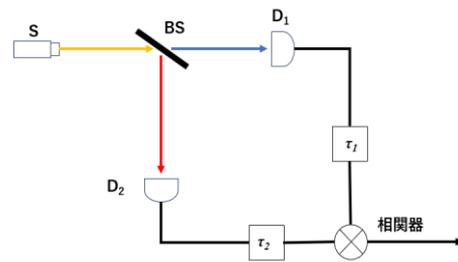


図 2.3 Hanbury Brown および Twiss の実験

光源 S から出た光は BS によって 50% ずつのパワーに分けられ、それぞれ青色の経路と赤色の経路を通して D_1, D_2 の検出器に入る。各々の光は検出器 D_1, D_2 で電気信号に変換された後、遅延 τ_1, τ_2 を経て相関器で掛け合わされる。相関器における信号の遅延時間の差は $\tau = \tau_1 - \tau_2$ である。 D_1, D_2 の出力信号 $I_1(t), I_2(t+\tau)$ を用いると、光源 S から放出される光の古典論における二次の自己相関関数は

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I_1(t) I_2(t+\tau) \rangle}{\langle I_1(t) \rangle \langle I_2(t+\tau) \rangle} \quad (2.5)$$

と表される。

光子計数検出器で記録される光子カウント数は強度に比例するので、式(2.5)の古典的定義における自己相関関数 $g^{(2)}(\tau)$ を以下のようにも書き換えることができる。

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle n_1(t) n_2(t+\tau) \rangle}{\langle n_1(t) \rangle \langle n_2(t+\tau) \rangle} \quad (2.6)$$

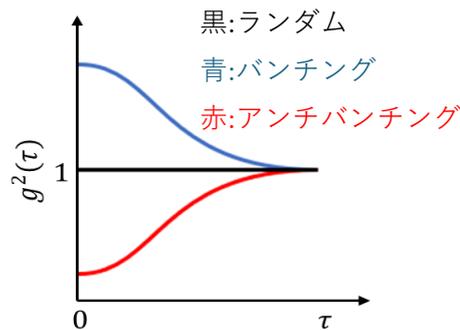
ここで、 $n_i(t)$ は時刻 t において検出器 i で記録されるカウント数である。 $g^{(2)}(\tau)$ は D_1 で時刻 t に、 D_2 で時刻 $t+\tau$ に光子を計数する確率である。つまり、 $g^{(2)}(\tau)$ は P_{coin} に対応する量であると言える。

表 2.1 に示すように、二次の自己相関関数 $g^{(2)}(\tau)$ は光子統計に応じて異なる値をとる。

表 2.1 光子統計と $g^{(2)}(\tau)$

光子統計	$g^{(2)}(\tau)$	対応する光の状態
ランダム	$g^{(2)} = 1$	コヒーレント光
バンチング	$g^{(2)}(0) > 1$	熱放射, カオス光
アンチバンチング	$g^{(2)}(0) < 1$	非古典光

光子統計がランダムなときは $g^{(2)}(\tau) = 1$ となり、これに対応する光の状態としてはコヒーレント光が挙げられる。また光子がバンチングしているときには $g^{(2)}(0) > 1$ となり、対応する状態として熱放射、カオス光が挙げられる。最後に光子がアンチバンチングしているときは $g^{(2)}(0) < 1$ となり、対応する光の状態としては非古典光である単一光子が挙げられる。

図 2.4 様々な光の状態の $g^{(2)}(\tau)$

本研究では式(2.6)を用いて、三種類の光源から放出される光の光子統計評価を行った。

3.1 光子統計評価

3.1 光子検出系と光子統計評価システム

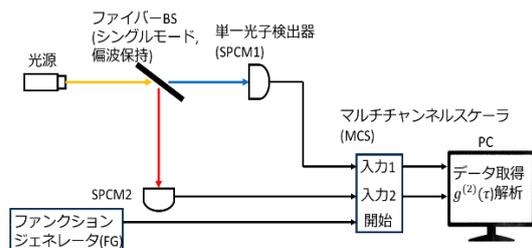
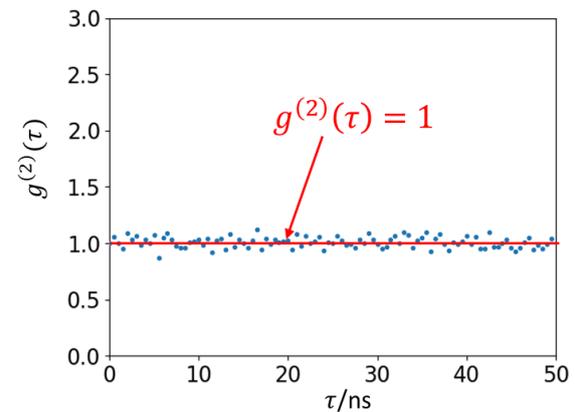


図 3.1 光子検出系と光子統計評価システム

構築した光子検出系と光子統計評価システムは図 3.1 のとおりである。ファイバーBSで分けられた光が二台の単一光子検出器 (Excelitas Technologies, SPCM-AQRH-14-FC) に入射され、光子検出により発生したパルスがマルチチャンネルスケーラ (FAST ComTec, MCS6A) に送られる。MCS6A は開始信号の到着時刻を $t=0$ として $t-t+\Delta t$ の間に入力されるイベント数(パルスの発生回数)を記録する機器である。MCS6A で取得したデータは Python で自作した $g^{(2)}(\tau)$ の計算コードを用いて PC で解析をした。

3.2. 白色蛍光灯の光子統計評価

構築した光子統計評価システムを用いて白色蛍光灯の $g^{(2)}(\tau)$ を計算すると以下のようになった。

図 3.2 白色蛍光灯の $g^{(2)}(\tau)$

白色蛍光灯から放出される光子は、本来であればバンチングを示すはずであるが、コヒーレンス時間(ps 以下)が SPCM と MCS の時間分解能(350 ps)よりはるかに短く、光子数揺らぎを検出できないため $g^{(2)}(\tau) = 1$ と予測した。測定結果は $g^{(2)}(\tau) = 1.01 \pm 0.03$ となった。

3.2. 強度変調させたレーザー光の光子統計評価

続いて、強度変調させたレーザー光について光子統計評価を行ったところ、図 3.3 のような結果を得た。このとき $g^{(2)}(0) > 1$ となり、バンチングの観測に成功した。

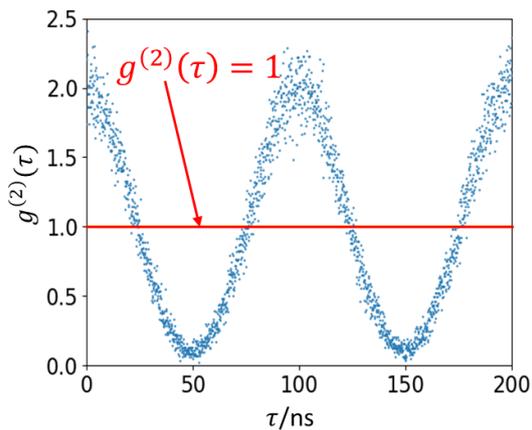


図 3.3 強度変調したレーザー光の $g^{(2)}(\tau)$

3.3. ^{87}Rb 原子集団からの散乱光の光子統計評価

最後に ^{87}Rb 原子集団からの散乱光について光子統計評価を行った。先行研究によると原子集団からの散乱光はバンチングしており $g^{(2)}(0) > 1$ となる[2]。しかしながら、測定結果は $g^{(2)}(\tau) = 1.00 \pm 0.06$ となり、先行研究とは異なる結果となった。この原因として、ファイバーに入る散乱光強度が低すぎたために、複数の測定結果を積算して計測したことによる $g^{(2)}(\tau)$ のピークの平滑化が考えられる。

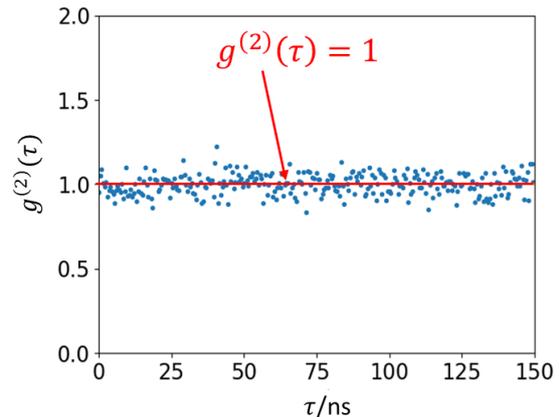


図 3.4 ^{87}Rb 原子集団からの散乱光の $g^{(2)}(\tau)$

4. まとめと今後の展望

本研究では光子の同一性評価に向けた $g^{(2)}(\tau)$ 解析システムの構築し、光子統計評価をおこなった。白色蛍光灯、 ^{87}Rb 原子集団からの散乱光について $g^{(2)}(\tau) = 1$ という結果を得た。また、強度変調したレーザー光については $g^{(2)}(0) > 1$ を示すバンチングの観測に成功した。

今後の展望としては ^{87}Rb 原子集団からの散乱光についてバンチングの観測ができるかどうかを確認し、その後 HOM 干渉によるレーザー光と ^{87}Rb 原子集団から放出される光子の同一性評価を目指す。また、最終的には ^{87}Rb 原子集団から放出される単一光子についてをアンチバンチング ($g^{(2)}(0) < 1$) の観測を試みたいと考えている。

参考文献

- [1] Heonoh Kim, Danbi Kim, Jiho Park, and Han Seb Moon, *Photon. Res.* **8**, 1491-1495 (2020).
- [2] Kazuyuki Nakayama, Yutaka Yoshikawa, Hisatoshi Matsumoto, Yoshio Torii, and Takahiro Kuga, *Opt. Express* **18**, 6604-6612 (2010)