

直交位相成分スクイズド光を用いた量子情報実験

青木 隆朗

東京大学大学院 工学系研究科物理工学専攻 (〒113-8656 東京都文京区本郷7-3-1)

Quantum Information Experiments with Squeezed Light

Takao AOKI

Department of Applied Physics, School of Engineering, The University of Tokyo,
7-3-1, Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656

(Received April 16, 2003)

Nonlocal correlation of an entangled state enables one to perform quantum communication. Continuous variable bipartite entangled state, or Einstein-Podolsky-Rosen state, has been employed to demonstrate bipartite quantum protocols. By generating multipartite entanglement, it is also possible to perform multipartite quantum protocols. In this paper, we review the generation and verification of continuous variable multipartite entanglement.

Key Words: Squeezing, Entanglement, Quantum communication

1. はじめに

近年、盛んに研究されている量子情報実験の中核要素は、量子エンタングルメントである。量子エンタングルメントとは量子不可分性とも呼ばれ、複数の系からなる全系の状態をそれぞれの系に分けて記述できないことを指し¹⁾、各系の間には量子力学的な相関が存在する。この相関はそれぞれの系が空間的に離れていても存在する。例えば、点Aにある系に対して行った測定が、点Bにある系に影響を及ぼす。量子テレポーテーション、デンスコーディングなど、一般に「量子通信」と呼ばれている実験は、まさにこの非局所相関を通信に巧みに利用したものである。このような量子通信実験のうちで、2者間の通信については、理論的な提案を追いかけて実験による成功の報告が少なからずなされてきた。最近、次の段階として多者間の量子通信技術についての研究が行われつつある。多者間の量子通信では、当然、多者間の量子エンタングルメントが必要となる。

量子エンタングルメントはさまざまな量子系で生成されているが、量子通信に利用しやすいのは光の量子エンタングルメントである。現在、数多くの実験で生成されている光の量子エンタングルメントは、離散量の量子エンタングルメントと連続量の量子エンタングルメントの2つに分けられる。このうち、連続量、特に直交位相成分

の量子エンタングルメントは、直交位相成分スクイズド光をビームスプリッターで重ね合わせることで生成され、その利点として高効率の測定ができ、生成が容易であるということがあげられる。この利点は多者間の量子エンタングルメントの場合でも変わらない。したがって、多者間の量子エンタングルメントを研究する対象として最適である。

2者間の量子エンタングルメントの性質については数多くの研究がされているのに対して、多者間の量子エンタングルメントの性質についてはまだあまり研究されていない。特に、多者間の量子通信へ応用するためには、多者間の量子エンタングルメントが確かに生成されたこと、すなわち量子力学的にどの1者も他者と不可分な状態にあることについての検証方法を確立する必要がある。

本稿では、連続量多者間量子エンタングルメントの最初のステップとして、3者間量子エンタングルメントに着目する。最近報告された3者間エンタングルメントの検証方法について解説した上で、我々の行った3者間エンタングルメントの生成・検証実験について紹介する。

2. 2者間量子エンタングルメント(EPR状態)

3者間量子エンタングルメントについて考察する前に、2者間の量子エンタングルメントについて簡単に触れてお

¹⁾より正確に定義すると、例えば2つの系A, Bからなる複合系の場合、これら間に量子エンタングルメントが存在する、すなわちこれらが量子力学的に不可分であるとは、全系の密度行列 ρ が各系の密度行列 ρ_{iA}, ρ_{iB} に対して $\rho = \sum_i p_i \rho_{iA} \otimes \rho_{iB}$ (ただし $p_i \geq 0$, $\sum_i p_i = 1$) の形に表せないことである。より詳しくは文献6)を参照されたい。

く。

そもそも量子エンタングメントの概念は、Einstein, Podolsky, Rosenの3人による、有名な「EPRのパラドックス」の論文¹⁾の中で初めて提示された。この論文自体は、以下のような議論で量子力学の不完全性を主張するものであった：

まず議論の前提として、以下のことを仮定する。「ある物理量を、系に何の影響も与えることなく、確率1で予測できるならば、その物理量に対する物理的実在の要素が存在する。」「相互作用していない2つの系があったとき、片方の系の変化がもう片方の系に影響を及ぼすことはない。」

量子力学では、共役物理量のうち一方を測定すると、他方についてはもはや、系に何の影響も与えることなく知ることはできない。量子力学が完全であるとすると、先に提示した仮定から、2つの共役物理量が同時に物理的実在を持つことはできない。(いかなる系も、2つの共役物理量が同時に確定した状態にあることは許されない。)

2つの系A, Bからなる複合系を考える。ここで、AとBは相互作用しておらず、Aに対する測定によって、Bには何の変化も起きない。このとき全系が、次式で与えられる状態(EPR状態)にあるとしよう。

$$|\text{EPR}\rangle \propto \int dx |x\rangle_A \otimes |x\rangle_B \quad (1)$$

ここで、 $|x\rangle$ は $x=x$ なる位置の固有状態である。また、この状態は式(1)に左から恒等演算子

$\hat{1}_A \otimes \hat{1}_B = \int dp |p\rangle_A \langle p| \otimes \int dp |p\rangle_B \langle p|$ をかけることで次式のように書き換えられる。

$$|\text{EPR}\rangle \propto \int dp |p\rangle_A \otimes |-p\rangle_B \quad (2)$$

ここで、 $|p\rangle$ は $p=p$ なる運動量の固有状態である。

さて、系Aに対して位置の測定をして x_0 という値を得たとしよう。すると、式(1)より、測定後の状態は $|x_0\rangle_A \otimes |x_0\rangle_B$ となり、系Bには触れることなくその位置が x_0 であるとわかる。つまり、系Bは位置が確定した状態にあり、位置という物理量は系Bという物理的実在の要素といえる。一方、系Aに対して運動量の測定をして p_0 という値を得たとしよう。すると、式(2)より、測定後の状態は $|p_0\rangle_A \otimes |-p_0\rangle_B$ となり、系Bには触れることなくその運動量が $-p_0$ であるとわかる。この場合、系Bは運動量が確定した状態にあり、運動量という物理量は系Bという物理的実在の要素といえる。

したがって、位置と運動量という共役物理量が同時に系Bという物理的実在を持つことになる。この矛盾により、量子力学は不完全であると結論づけられる。

さて、この議論の間違いは「Aに対する測定によって、Bには何の変化も起きない」という仮定(局所性)にある。すなわち、量子力学においては、Aに対する測定がBの状態に影響を及ぼすのである。とはいうものの、このよう

な量子力学の根幹にかかわる重要な問題が実験的に検証されるようになったのは、最初の議論から半世紀近く経ってからである²⁾。

量子情報実験で用いられているEPR状態の生成方法にはいくつかあるが、ここでは量子光学的な手法を用いたEPR状態の生成方法について説明する。最初に理想的なEPR状態について考え、続けて実験室で得られる近似的なEPR状態について話を進める。EPR状態をつくる系A, Bにあたるのは、空間的に離れた2つの調和振動子である。調和振動子といってもいろいろな系があるが、ここで考えるのは量子化した電磁場(光)である。よく知られているように、電磁場を第2量子化すると、そのハミルトニアンは力学的な調和振動子と同じ形をしており、直交位相成分のそれぞれが位置 x と運動量 p に対応する。このとき、調和振動子の古典的な振動状態に対応するのがコヒーレント状態 $|\alpha\rangle$ であり、基底状態が $|0\rangle$ である。以下では、量子光学での慣例に従って、この基底状態のことを「真空」とよ

び、また、 $\omega=1$, $\hbar=\frac{1}{2}$ とする。

真空は、位置も運動量も平均値としては0であるが($\langle \hat{x} \rangle = \langle \hat{p} \rangle = 0$)、不確定性関係に起因するゆらぎを持っている(Fig. 1)。これは零点振動ともよばれるが、決して古典的な振動ではなく、量子力学的なゆらぎである。そして、このゆらぎは位置と運動量に均等に分配されている

($\langle (\Delta \hat{x})^2 \rangle = \langle (\Delta \hat{p})^2 \rangle = \frac{1}{4}$)。この真空は、非線形光学過程によって(例えばパラメトリック共振器に入力することで)ゆ

らぎが再分配される。例えば、 $\langle (\Delta \hat{x})^2 \rangle < \frac{1}{4} < \langle (\Delta \hat{p})^2 \rangle$ と

なった状態が「 x 方向にスクイーズされた真空」である。特に、 x 方向に無限にスクイーズされた真空が、 $x=0$ の固有状態 $|x=0\rangle$ である。スクイーズする位相は、真空をパラメトリック共振器に入力する場合であればポンプ光の位相によって変えることができる。

EPR状態は、エネルギー反射率 $\frac{1}{2}$ のビーム・スプリッター(ハーフ・ビーム・スプリッター)を用いて $|x=0\rangle$ と $|p=0\rangle$ を合波することで生成される(Fig. 2)。この状態

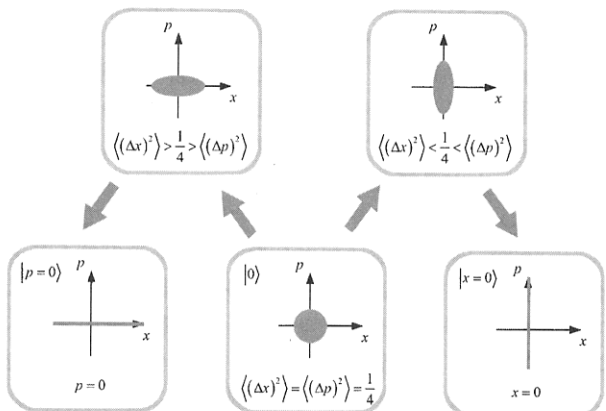


Fig. 1 Redistribution of quantum fluctuation.

²⁾ この実験的検証の多くが、EPRのパラドックスを離散量での議論に焼きなおしたもの²⁾ について行われた。一方、連続量のままでの検証は、M. D. Reidらによって方法が提案され^{3,4)}、Z. Y. Ouらによって実際に行われた⁵⁾。

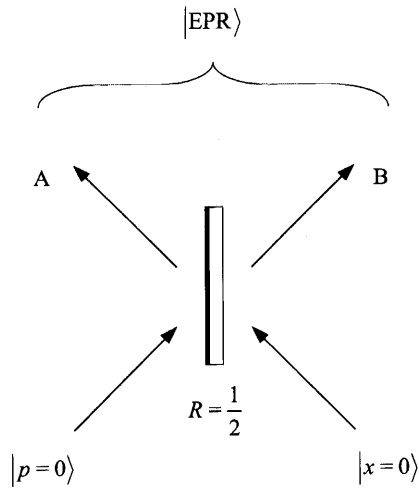


Fig. 2 Generation of an EPR state.

は、式(1)、(2)からわかるとおり出力モードAとBの相対位置と全運動量が0の同時固有状態となっている ($x_A - x_B = p_A + p_B = 0$)。もちろん、これは無限にスクイーズされた真空を入力した場合の理想的な話であって、実際に実験室で得られるのは有限にスクイーズした状態である。有限にスクイーズした状態を入力した場合、出力されるのは近似的なEPR状態となる。すなわち、相対位置と全運動量はもはや0に確定せず、有限の分散を持つ。さらに、実際の実験では光学系におけるさまざまな損失は避けられない。その結果、理想的なEPR状態に対してエンタングルメントの程度は小さくなり、条件によってはエンタングルメントを失う。

では、実験室で得られた状態がエンタングルしているかどうかを検証するにはどうすればよいだろうか。先に述べたとおり、実験室で得られる状態は理想的なEPR状態と異なり、相対位置と全運動量は0に確定せず有限の分散を持つ。Duanらによると、この分散を測定することでエンタングルメントを検証することができる⁶⁾。すなわち、

相対位置の分散 $\langle [\Delta(\hat{x}_A - \hat{x}_B)]^2 \rangle$ および全運動量の分散 $\langle [\Delta(\hat{p}_A + \hat{p}_B)]^2 \rangle$ が次の不等式を破るとき、この状態はエンタングルしている。

$$\langle [\Delta(\hat{x}_A - \hat{x}_B)]^2 \rangle + \langle [\Delta(\hat{p}_A + \hat{p}_B)]^2 \rangle \geq 1 \quad (3)$$

相対位置や全運動量の分散はホモダイン測定の出力のノイズパワーとして測定できるので、この方法によって簡単かつ確実にエンタングルメントの検証を行うことができる。

以上のように、2者間のエンタングルメントについては生成方法、検証方法ともに確立しており、すでにこのエンタングルメントを用いて2者間の量子通信が実験的に成功している⁷⁾。

3. 3者間量子エンタングルメント(連続量GHZ 状態)

前節で述べたように、2者間量子エンタングルメントは2つのスクイーズされた真空を1枚のビームスプリッターで合波することで生成できた。この方法は3者間量子エンタングルメントの生成に拡張できる¹³⁾。例えばFig. 3のように、1つのp方向スクイーズ状態 $|p=0\rangle$ と2つのx方向スクイーズ状態 $|x=0\rangle$ を2枚のビームスプリッター(エネルギー反射率がそれぞれ $\frac{2}{3}$, および $\frac{1}{2}$) で合波すると、出力状態は次式で表される⁸⁾。

$$|\text{GHZ}\rangle \propto \int dx^i |x^i\rangle_A \otimes |x^i\rangle_B \otimes |x^i\rangle_C \quad (4)$$

この状態 $|\text{GHZ}\rangle$ は連続量版のGreenberger-Horne-Zeilinger (GHZ) 状態^{9,10)}であり¹⁴⁾、式(4)からわかるように、どの2者間の相対位置も0となる固有状態である ($x_A - x_B = x_B - x_C = x_C - x_A = 0$)。また、EPR状態のときと同様にして次式のように変形すると、全運動量が0の固有状態でもあることがわかる ($p_A + p_B + p_C = 0$)。

$$|\text{GHZ}\rangle \propto \int dp^i |p^i\rangle_A \otimes |p^i\rangle_B \otimes |-p^i - p^i\rangle_C \quad (5)$$

さて、前節でも述べたように、実際の実験で得られるスクイーズは有限であり、また損失をゼロにすることはできない。したがって、得られる状態も近似的な連続量GHZ状態となる。このとき、やはり相対位置と全運動量は0に確定せず、有限の分散を持つことになる。では、得られた状態の3者間量子エンタングルメントを検証するにはどうすればよいだろうか。ここで注意すべきことは、3者間のエンタングルメントには部分的なエンタングルメント(ある2者どうしはエンタングルしているが、別の1者は他の2者に対してエンタングルしていない)がありえることである。3者間の量子情報通信がどの2者間に対しても成功するためには、エンタングルメントが部分的でなく、完全な(どの1者も切り離せない)エンタングルメント

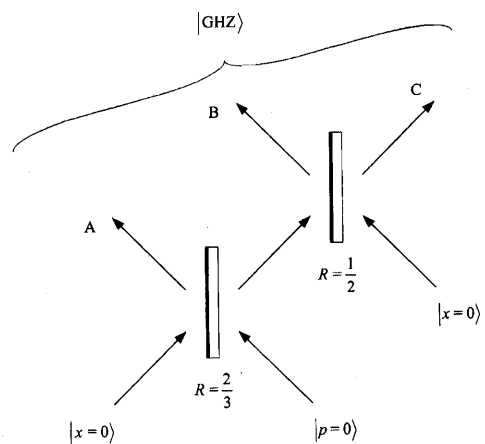


Fig. 3 Generation of a continuous-variable GHZ state.

¹³⁾ さらに、より多者間の量子エンタングルメントの生成にも拡張できる。

¹⁴⁾ オリジナルのGHZ状態は離散量で定義された。

でなければならない。

最近, van Loock らによって多者間のエンタングルメントの検証方法が提案された¹¹⁾。この検証方法のうちで, 3者間の量子エンタングルメントに関する部分について解説する。方法としてはDuan らによる2者間量子エンタングルメントの検証方法の拡張となっており, 次に示す3つの不等式に基づくものである。

$$\begin{aligned} \text{I. } & \left\langle [\Delta(\hat{x}_A - \hat{x}_B)]^2 \right\rangle + \left\langle [\Delta(\hat{p}_A + \hat{p}_B + g_C \hat{p}_C)]^2 \right\rangle \geq 1, \\ \text{II. } & \left\langle [\Delta(\hat{x}_B - \hat{x}_C)]^2 \right\rangle + \left\langle [\Delta(g_A \hat{p}_A + \hat{p}_B + \hat{p}_C)]^2 \right\rangle \geq 1, \\ \text{III. } & \left\langle [\Delta(\hat{x}_C - \hat{x}_A)]^2 \right\rangle + \left\langle [\Delta(\hat{p}_A + g_B \hat{p}_B + \hat{p}_C)]^2 \right\rangle \geq 1. \end{aligned} \quad (6)$$

ここで, g_i は実数で, 任意の値をとる。例えば, 不等式 I. が g_C がある値のときに破られるとき, A と B はエンタングルしている。ただしこのとき, C が A と B に対してエンタングルしているかどうかはわからない。同様に, 不等式 II., III. の不成立から B と C, C と A のエンタングルメントが検証できる。したがって, 以上3式のうち少なくとも2式が破られれば, A, B, C はいずれも他の2者に対して分離できない。(このとき, 残りの1式は自動的に破られる。)

さて, これらの不等式の不成立は, 3者間テレポーテーション・ネットワークの成功条件として考えることができる。Fig. 4 に示すように, 3者間テレポーテーション・ネットワークとは3者間量子エンタングルメントを用いて任意の2者間でのテレポーテーションを残りの1者の手助けを用いて行うものである⁸⁾。たとえば, 連続量GHZ状態を共有したA, B, Cのグループの中で, AからBにテレポーテーションすることを考えよう。このとき, Bは運動量に関する古典情報として, Aでの測定結果とあわせてCでの測定結果をゲイン g_C 倍して用いる。これを式(6) と対

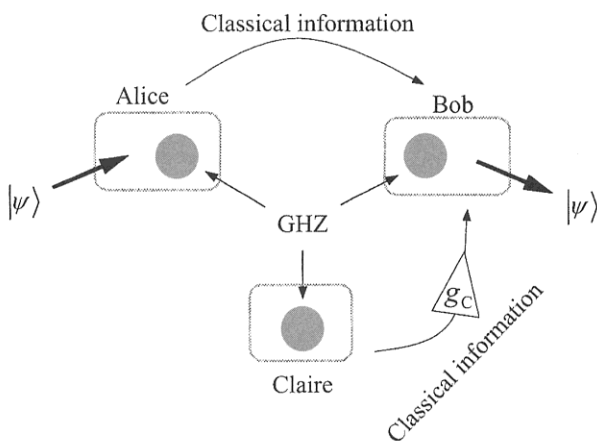


Fig. 4 Quantum teleportation from Alice to Bob with the help of Claire.

応づけると, 次のことがいえる: 不等式 I. がある g_C について破られるとき, この g_C を C からのゲインとして A-B 間でテレポーテーションを行うと, そのフィデリティは $\frac{1}{2}$ を超える。(テレポーテーションが成功する。)

4. 検証実験

我々は, 前節で述べた方法に基づいて連続量GHZ状態を生成し, その3者間量子エンタングルメントを検証する実験を行った¹²⁾。ここでは, この実験について紹介する。

3つのOPO からそれぞれ独立なスクイーズド光を発生させる。これらの位相関係を適切に調節し, Fig. 5のように2枚のビームスプリッター(エネルギー反射率がそれぞれ, $\frac{2}{3}$ および $\frac{1}{2}$) の上で合波する。このとき, 出力状態は近似的な連続量GHZ状態となっているはずである。

まず, 出力モードAのノイズパワーを単独で測定した。ホモダインディテクターの出力をスペクトラム・アナライザーに入力し, 900 kHz成分のノイズパワーを測定した¹⁵⁾。測定結果をFig. 6に示す。どの位相においても真空場ゆらぎ ($\langle (\Delta x)^2 \rangle = \langle (\Delta p)^2 \rangle = \frac{1}{4}$) より大きなノイズが観測されている。この真空場ゆらぎに対するノイズの増加が, まさに非局所相関を持った量子ノイズである。これは, 次に行う量子エンタングルメントの検証の過程で明らかになる。

さて, 前節で解説したとおり, 不等式(6)の左辺各項に対応する分散を測定し, その和が1を下回るかどうかでエ

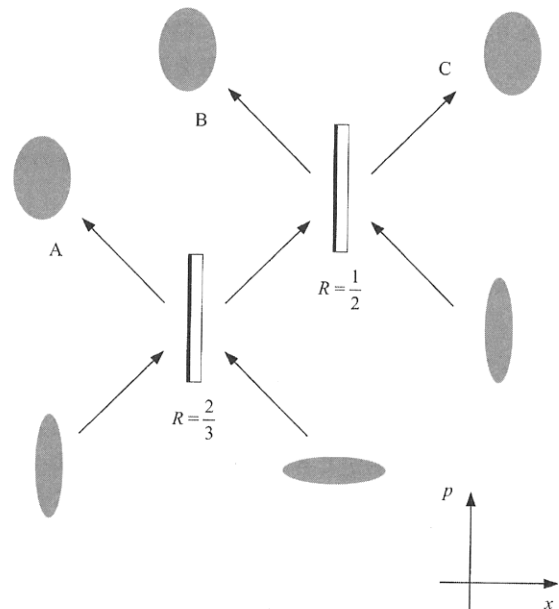


Fig. 5 Generation of a tripartite entangled state using three squeezed vacuum states.

¹⁵⁾ 本実験系ではOPOの共振効果を利用して大きなスクイージングを得ている。したがって, 測定は共振器の線幅(約10 MHz)より十分低い周波数で行う必要がある。一方, あまり低い周波数では光源に用いたチタンサファイアレーザーのノイズの影響が避けられない。これらの理由から, 本実験系では数百kHz ~ 2 MHzの周波数領域で測定を行う。

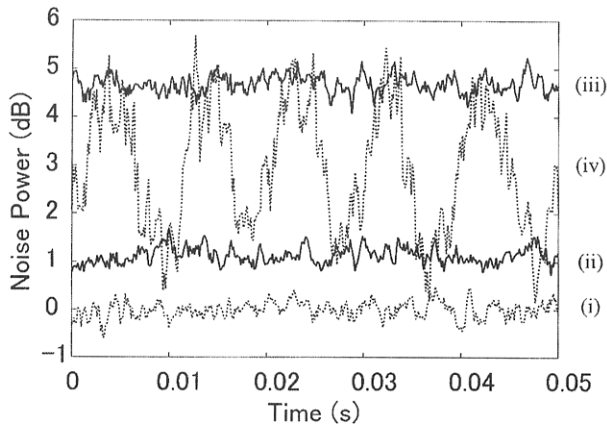


Fig. 6 Noise measurement results on output mode A alone. (i) represents the corresponding vacuum noise level $\langle (\Delta \hat{x}_A^{(0)})^2 \rangle = \langle (\Delta \hat{p}_A^{(0)})^2 \rangle = \frac{1}{4}$; (ii) the noise of the x quadrature $\langle (\Delta \hat{x}_A)^2 \rangle$; (iii) the noise of the p quadrature $\langle (\Delta \hat{p}_A)^2 \rangle$; (iv) the noise with the LO phase scanned. The measurement frequency is centered at 900 kHz, resolution bandwidth is 30 kHz, video bandwidth is 300 Hz. Except for (iv) traces are averaged ten times.

ンタングルメントを検証するわけであるが、実際に行った実験ではすべての不等式について $g_i = 1 (i = A, B, C)$ とした。これにより、測定がより単純化され、ゲインの最適化ともなう実験上のあいまいさを避けることができる。さらに、測定量が「相対位置」「全運動量」、すなわち理想的な連続量GHZ状態の固有値に対応する量の分散となり、2者間量子エンタングルメントの場合のDuanの条件と対応した議論ができる。注意すべきことは、有限のスクイズとロスのもとでは、 $g_i = 1 (i = A, B, C)$ の制限を課すことで量子エンタングルメントを検証するための条件が厳しくなっていることである。

Fig. 7は、 $\langle [\Delta(\hat{x}_A - \hat{x}_B)]^2 \rangle$ を測定する場合の実験セット

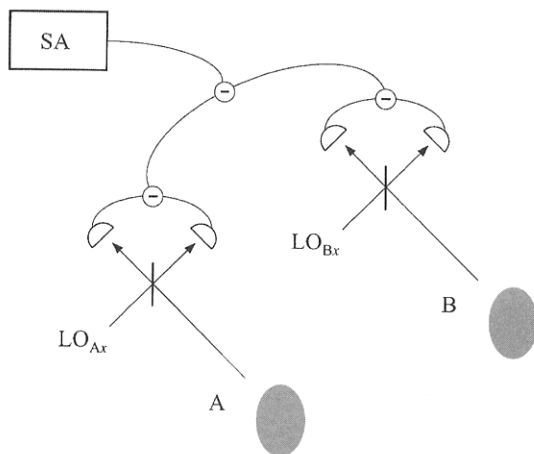


Fig. 7 Measurement of the variance $\langle [\Delta(\hat{x}_A - \hat{x}_B)]^2 \rangle$.

アップである。出力モードAとBのホモダインディテクター(どちらもLO光の位相はx方向にロックする)の出力を電氣的に引き算し、スペクトラム・アナライザーに入力して900 kHz成分のノイズパワーを測定した。不等式(6)の左辺に表れるその他の項についても同様に測定した。

Fig. 8が測定結果である。いずれも、対応する真空場ゆらぎ

$$\langle (\Delta(\hat{x}_i^{(0)} - \hat{x}_j^{(0)}))^2 \rangle = \frac{1}{2} (i \neq j),$$

$\langle [\Delta(\hat{p}_A^{(0)} + \hat{p}_B^{(0)} + \hat{p}_C^{(0)})]^2 \rangle = \frac{3}{4}$ と比較して小さなノイズが観測された。先に述べたように、各出力モード単独のノイズレベルは真空場ゆらぎより大きい。これを出力モード間で足し算/引き算することでキャンセルできたことから、確かにこのノイズは非局所相関を持った量子ノイズ

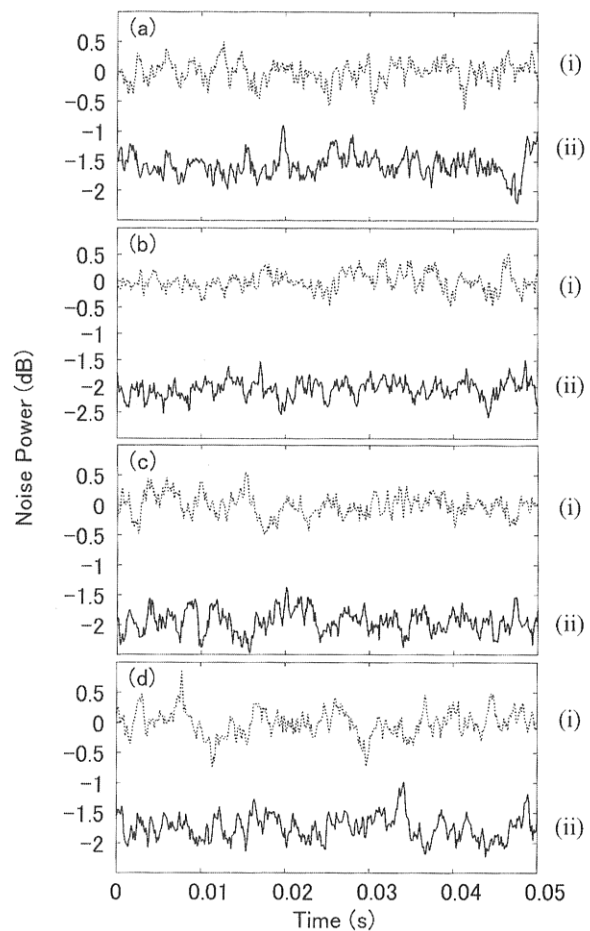


Fig. 8 Noise measurement results corresponding to the variances of the l.h.s. of Eq. (6). (a) (i) is

$$\langle [\Delta(\hat{x}_A^{(0)} - \hat{x}_B^{(0)})]^2 \rangle = \frac{1}{2} \text{ and (ii) is } \langle [\Delta(\hat{x}_A - \hat{x}_B)]^2 \rangle;$$

$$(b) (i) \langle [\Delta(\hat{x}_B^{(0)} - \hat{x}_C^{(0)})]^2 \rangle = \frac{1}{2} \text{ and (ii) } \langle [\Delta(\hat{x}_B - \hat{x}_C)]^2 \rangle;$$

$$(c) (i) \langle [\Delta(\hat{x}_C^{(0)} - \hat{x}_A^{(0)})]^2 \rangle = \frac{1}{2} \text{ and (ii) } \langle [\Delta(\hat{x}_C - \hat{x}_A)]^2 \rangle;$$

$$(d) (i) \langle [\Delta(\hat{p}_A^{(0)} + \hat{p}_B^{(0)} + \hat{p}_C^{(0)})]^2 \rangle = \frac{3}{4} \text{ and}$$

$$(ii) \langle [\Delta(\hat{p}_A + \hat{p}_B + \hat{p}_C)]^2 \rangle. \text{ The measurement}$$

conditions are the same as for Fig. 6 with ten times averages.

であることがわかる。実際に測定されたノイズレベルを不等式に代入すると以下ようになる。

$$\begin{aligned} \text{I. } & \left\langle \left[\Delta(\hat{x}_A - \hat{x}_B) \right]^2 \right\rangle + \left\langle \left[\Delta(\hat{p}_A + \hat{p}_B + \hat{p}_C) \right]^2 \right\rangle = 0.851 \pm 0.062 < 1, \\ \text{II. } & \left\langle \left[\Delta(\hat{x}_B - \hat{x}_C) \right]^2 \right\rangle + \left\langle \left[\Delta(\hat{p}_A + \hat{p}_B + \hat{p}_C) \right]^2 \right\rangle = 0.840 \pm 0.065 < 1, \\ \text{III. } & \left\langle \left[\Delta(\hat{x}_C - \hat{x}_A) \right]^2 \right\rangle + \left\langle \left[\Delta(\hat{p}_A + \hat{p}_B + \hat{p}_C) \right]^2 \right\rangle = 0.867 \pm 0.062 < 1. \end{aligned} \quad (7)$$

確かに、どの値も1を下回っており、不等式(6)の不成立が示された。したがって、生成した状態が3者間量子エンタングルメント状態であることが確認できた。

5. まとめ

以上、連続量の量子エンタングルメントの性質、生成法、検証法について解説し、3者間量子エンタングルメントの検証実験について紹介した。今後は実際にこの3者間量子エンタングルメントを用いた3者間量子通信や、さらに多者間での量子情報実験の実現が期待される。

謝 辞

東京大学・古澤 明助教授には充実した研究環境を与え

ていただき、有益な議論をさせていただいた。本研究の一部は文部科学省、総務省、光科学技術研究振興財団からの支援を受けて行われている。

参考文献

- 1) A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen: Phys. Rev. **47**(1935) 777.
- 2) D. J. Bohm: Quantum Theory (Prentice-Hall, N.Y., 1951).
- 3) M. D. Reid and P. D. Drummond: Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 2732.
- 4) M. D. Reid: Phys. Rev. A **40** (1989) 913.
- 5) Z. Y. Ou, S. F. Pereira, H. J. Kimble, and K. C. Peng: Phys. Rev. Lett. **68**(1992) 3663.
- 6) L. -M. Duan, G. Giedke, J. I. Cirac, and P. Zoller: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 2722.
- 7) A. Furusawa, J. L. Sorensen, S. L. Braunstein, C. A. Fuchs, H. J. Kimble, and E. S. Polzik: Science **282** (1998) 706.
- 8) P. van Loock and S. L. Braunstein: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 3482.
- 9) D. M. Greenberger, M. A. Horne, and A. Zeilinger: in *Bell's Theorem, Quantum Theory, and Conceptions of the Universe* ed. M. Kafatos (Fundamental Theories of Physics Vol. 37. Kluwer Academic, Dordrecht, The Netherlands, 1989) p. 73.
- 10) D. M. Greenberger, M. A. Horne, A. Shimony, and A. Zeilinger: Am. J. Phys. **58** (1990) 1131.
- 11) P. van Loock and A. Furusawa: Phys. Rev. A (to be published); Los Alamosar Xive quant-ph/0212052.
- 12) T. Aoki, N. Takei, H. Yonezawa, K. Wakui, T. Hiraoka, A. Furusawa, and P. v. Loock: Quantum Electronics and Laser Science Technical Digest, Baltimore, 2003QMK.

レーザーワード

量子通信 (quantum communication)

広義には、量子力学に基づいた動作原理による通信。近年の急速な量子情報科学の拡大と発展に伴って提案・実証されてきた、量子力学に基づく通信技術を総称して言うことが多く、定義の境界線はあいまいであるが、いずれも量子力学の持つ「不確定性原理」「粒子性と波動性」

「量子エンタングルメント」などを利用することで古典物理学では不可能な通信を可能にしている。例えば、量子テレポーテーションでは「量子エンタングルメント」の持つ非局所相関を利用することで波動関数の伝送を行う。
(青木 隆朗)