量子相関を有する光子対ビームの生成とその応用

笠井 克幸

(独)通信総合研究所 関西先端研究センター(〒651-2492兵庫県神戸市西区岩岡町岩岡588-2)

Generation of Quantum-Correlated Twin Beams and Its Application

Katsuyuki KASAI

Kansai Advanced Research Center, Communications Research Laboratory, 588-2 Iwaoka, Nishi-ku, Kobe, Hyogo 651-2492

(Received April 8, 2003)

The signal and idler beams from a non-degenerate, above threshold, optical parametric oscillator have a strong quantum correlation, which are called twin beams. This correlation arises from the simultaneous generation of the signal and idler photons in the form of twin pairs of photons through the parametric down conversion, and the generated twin beams have exactly the same photon statistics. As a result, the fluctuations on the difference between the intensities of the twin beams are reduced with respect to the shot noise limit, that is, intensity-difference squeezing. We give a comprehensive overview of the generation of twin beams using the optical parametric oscillator, and the applications exploiting the quantum correlation of twin beams are presented.

Key Words: Optical parametric oscillator, Quantum noise, Squeezing, Twin beams, Quantum correlation

1. はじめに

近年、量子情報科学の分野の研究が盛んになってきている。特に、Furusawaらによってスクイズド光を利用した量子テレポーテーションの実証実験が行われたことは話題となった¹⁾。このように量子情報通信・量子情報処理などの光源として有用なスクイズド光は、光の量子状態を制御して量子雑音を抑圧した光である。このスクイズド光に関する研究は、1985年にBell研究所のSlusherらによってその発生が初めて報告されて以来²⁾、様々な研究グループによって進められてきた³⁻⁵⁾。それらの研究の中で注目すべき方法の1つは、非線形結晶内の2次の非線形効果として知られる光パラメトリック過程を用いる方法である。特に、CW光でスクイズド光を発生させる場合には、非線形効果を増大させる必要性から非線形結晶と光共振器より構成される光パラメトリック発振器が用いられた。代表的な例は、Texas大学のWuらによる縮退した光パラメトリック発振器を発振のしきい値以下で用いた実験で、CWの真空場スクイズド光を発生させることができた⁶⁾。このスクイズド光は直交位相振幅の一方が量子雑音限界以下になることから、直交位相振幅スクイズド光と呼ばれる。光パラメトリック発振器を縮退状態で用いた場合、量子相関を持つシグナルモードとアイドラモードの間の量子揺らぎの干渉の結果、直交位相振幅スクイズド光が得られているのである。その他、直交位相振幅スクイズド光の発生実験例については、文献5の中で特徴など表にまとめられている。

非縮退の光パラメトリック発振器を用いた場合には発生したシグナル光とアイドラ光の偏光や周波数が異なっており、それらを別々に分離することができる。この場合、発振出力であるシグナル光とアイドラ光の2つのビーム間の光強度差の揺らぎは量子雑音限界以下になり、量子相関光子対ビーム(Twin Beams)と呼ばれる。すなわち、光子対ビーム間の非古典的相関により光強度差にスクイーピングが得られる。この量子相関光子対ビームを用いれば、片方のビームに埋もれている量子雑音以下の情報を相方のビームを参照することにより取り出すことができる。この性質を利用して、メッセージを量子雑音の中に埋め込んで秘匿化したりサブショットノイズで高感度計測を行うなどの応用技術への発展が期待できる。量子相関光子対ビームの発生は、仏国Kastler Brossel研究所(旧Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne)のHeidmannらの実験で初めて成功した⁷⁾。この実験ではType IIのKTP結晶を用いて偏光が直交する光子対ビームを生成しており、偏光ビームスプリッターで分離されたビーム間の光強度差雑音において30%のスクイーピングが観測された。以後、同研究所のFabreらを中心としたグループによって精力的に研究が進められ、86%のスクイーピングを達成している⁸⁾。また、IBMのShelbyらは、Type IのLiNbO₃結晶を用いて波長の異なる量子相関光子対ビームを発生させた⁹⁾。ビーム間の波長(色)が異なるのでプリズムを用いて分離でき、Two-color squeezingという呼び方をしている。筆者の知るところでは、現在、中国Shanxi大学^{10,11)}、MIT¹²⁾、Napoli大学^{13,14)}、通信総研関西¹⁵⁻¹⁹⁾などにおいて

もCW光パラメトリック発振器を用いて安定した量子相関光子対ビームが得られている。

本稿では、CW非縮退光パラメトリック発振器を用いた量子相関光子対ビーム発生原理と応用について、我々の実験例を中心に解説する。

2. 量子相関光子対ビーム生成の原理

ここでは、光パラメトリック発振器からの量子相関光子対ビーム生成の原理について説明する。光の量子論によれば光を粒子像としての光子として扱うことができる。すなわち、コヒーレント状態のレーザー光を光子列からなる光子ビームとして考えることができる。この光子列はポアソン過程という確率過程に従っており、光子を検出器で受けた場合にはランダムに検出され、ある光子が検出された後に次の光子がいつ検出されるかを正確に知ることはできない。光検出器で観測されるショットノイズはこの光子列のランダム性に起因しており、コヒーレント状態の光が持つ量子雑音の大きさを表している。光子列からなる光子ビームをハーフビームスプリッターで2つに分けた場合には、1つの光子を半分にすることはできないわけだから、各々の光子はビームスプリッターのどちらかの出力ポートに確率1/2でランダムに分配される。分けられた各ビームの平均光子数は等しいが、Fig. 1 (a)に示すように2つに分けられた光子列は時間軸上でそれぞれランダムに並んでいる。各々の検出器で観測されるショットノイズは各光子列のランダム性に起因しており、2つの検出器で生じるショットノイズの間に相関はないので差し引いてもショットノイズがキャンセルされることはない。一方、光パラメトリック過程では入力されるポンプ光ビームの光子列はランダムなものだが、その光子1個がエネルギー保存則を満たしながら2個の光子に変換されるパラメトリックビームスプリッターとして機能する。角周波数 ω_0 のポンプ光は各周波数 ω_1 のシグナル光と ω_2 のアイドラ光に $\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$ という条件のもとで変換される。この時シグナル光とアイドラ光の光子は同時に発生するためFig. 1 (b)に示すように2つの光路間で同時刻に光子対として存在し、各々の光子列は同じタイミングの光子を所有することになる。したがって、各々の光子列の光子が各検出器に入射するタイミングは同じとな

Fig. 1 (a) Beamsplitter and (b) parametric beamsplitter in photon picture.

Fig. 2 Decorrelation of twin beams by cavity storage; τ_c is cavity storage time.

り、一方の検出器で光子が検出されると、相方の検出器にも必ず光子が検出される。この場合、各検出器に到達する光子列のランダム性に起因する両者のショットノイズの間に相関が得られ、差し引くことによってキャンセルすることができる。これは、光子対が同時刻に存在するという古典的には得られない量子相関によるものであり、同じタイミングの光子列からなるビーム間の光強度差の雑音はショットノイズリミット以下に抑圧される。これを量子相関光子対ビームの光強度差スクイーミングと呼ぶ。光パラメトリック発振器を用いて量子相関光子対ビームを発生させた場合、非線形結晶で同時に発生した光子対は共振器の平均寿命時間 τ_c の間共振器内に留まる。そして、対となる各々の光子は独立な確率過程によって共振器から出力されるが、 τ_c より長い時間観測した場合にはシグナル光とアイドラ光の光子数は等しくなる (Fig. 2参照)。すなわち、光パラメトリック発振器から出力される光子対ビームは、共振器の帯域幅 τ_c^{-1} の帯域幅内で量子相関を持つことになる²⁰⁾。

3. 半古典的アプローチによるスクイーミングの計算

前章では、光の粒子像である光子を用いた解釈により、光パラメトリック発振器からの量子相関光子対ビーム生成の概念的説明を行った。もう1つの解釈としてFig. 1 (a)を例にとると、ビームスプリッターの空きポートから真空場の揺らぎが混入するために2つの出力ポート間で相関が崩れると考えることができる。真空場の揺らぎは不確定性原理に起因するものであるが、一旦その存在を黙認してしまえば、後は古典論による記術で解析することが可能となる。このような半古典的アプローチは光パラメトリック発振器を取り扱う場合にも非常に有効であり、理論的取り扱いが容易となる^{21,22)}。光パラメトリック発振器では、カップリングミラーと結晶の損失などを通して真空場が混入してくると考えることができる。共振器内の電場の複素振幅を α_1 (シグナル光)、 α_2 (アイドラ光)、 α_0 (ポンプ光)と置くと、共振器共鳴時でシグナル光とアイドラ光の時間発展は次のパラメトリック相互作用の基本方程式で関係付けられる。

$$\tau \dot{\alpha}_1 = -\gamma_1' \alpha_1 + 2\chi \alpha_0 \alpha_2^* + \sqrt{2\gamma_1} \alpha_1^{\text{in}} + \sqrt{2\mu_1} \beta_1^{\text{in}} \quad (1a)$$

$$\tau \dot{\alpha}_2 = -\gamma_2' \alpha_2 + 2\chi \alpha_0 \alpha_1^* + \sqrt{2\gamma_2} \alpha_2^{\text{in}} + \sqrt{2\mu_2} \beta_2^{\text{in}} \quad (1b)$$

但し、 $\gamma_i' = \gamma_i + \mu_i$ ($i = 1, 2$)であり、 γ_i は共振器のカップリングミラーによる損失係数、 μ_i は結晶などによる共振器内損失係数である。 τ は共振器内の往復時間を表し、 χ は2

次の非線形光学定数に比例するパラメトリック相互作用の強さを示す定数である．共振器の出力ミラーの反射係数を r_1 ，透過係数を t_1 とすると，高フィネス($r \approx 1$)の共振器では，

$$r_1 = 1 - \gamma_1, \quad t_1 = (2\gamma_1)^{1/2} \quad (2)$$

と表せる． α_i^{in} と β_i^{in} ($i = 1, 2$)はカップリングミラーと共振器内損失から混入する平均値零の真空場の揺らぎである．カップリングミラーを通して出力される α_i^{out} は，共振器内の α_i と次式で関係付けられる．

$$\alpha_i^{\text{out}} = t_1 \alpha_i - \alpha_i^{\text{in}} \quad (3)$$

ここで，(1)式を定常状態の解のまわりの揺らぎ $\delta\alpha_i$ で展開するために $\alpha_i = \bar{\alpha}_i + \delta\alpha_i$ とする．定常解 $\bar{\alpha}_0$ を実数とし， $\bar{\alpha}_1$ と $\bar{\alpha}_2$ に関してもパラメトリック相互作用の(1)式で位相は任意となるから実数であるとする．この時，揺らぎに対する微分方程式は下記のようになる．

$$\tau \delta \dot{\alpha}_1 = -\gamma_1' \delta \alpha_1 + 2\chi \bar{\alpha}_0 \delta \alpha_2^* + 2\chi \bar{\alpha}_2 \delta \alpha_0 + \sqrt{2\gamma_1} \delta \alpha_1^{\text{in}} + \sqrt{2\mu_1} \delta \beta_1^{\text{in}} \quad (4a)$$

$$\tau \delta \dot{\alpha}_2 = -\gamma_2' \delta \alpha_2 + 2\chi \bar{\alpha}_0 \delta \alpha_1^* + 2\chi \bar{\alpha}_1 \delta \alpha_0 + \sqrt{2\gamma_2} \delta \alpha_2^{\text{in}} + \sqrt{2\mu_2} \delta \beta_2^{\text{in}} \quad (4b)$$

ここで，シグナル光とアイドラ光の光強度がバランスしていて， $I_1^{\text{out}} = I_2^{\text{out}} = I^{\text{out}}$ である場合を考える．この時，

$$\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma, \quad \mu_1 = \mu_2 = \mu, \quad \gamma_1' = \gamma_2' = \gamma' \quad (5)$$

$$\bar{\alpha}_1 = \bar{\alpha}_2, \quad \bar{\alpha}_1^{\text{out}} = \bar{\alpha}_2^{\text{out}} \quad (6)$$

である．また，(1)式より発振のしきい値より上での α_0 の定常解は

$$\bar{\alpha}_0 = \frac{\sqrt{\gamma_1' \gamma_2'}}{2\chi} = \frac{\gamma'}{2\chi} \quad (7)$$

となる．以上の条件のもとで，シグナル光の揺らぎとアイドラ光の揺らぎの差は $\delta\alpha_1$ と $\delta\alpha_2$ の差の実部に比例する．ここで，

$$r = \sqrt{2} \text{Re}(\delta\alpha_1 - \delta\alpha_2) \quad (8)$$

とし，混入する真空場の揺らぎに対しても同様に r_α^{in} ， r_β^{in} とすると，(4)式と(7)式を用いて r に関する次の式が得られる．

$$\tau \dot{r} = -2\gamma' r + \sqrt{2\gamma} r_\alpha^{\text{in}} + \sqrt{2\mu} r_\beta^{\text{in}} \quad (9)$$

上式のように，バランスしている場合には差を取ることでによりポンプ光の揺らぎ $\delta\alpha_0$ がキャンセルされる．したがって，バランスした光子対ビームの光強度差スクイーミングは原理的にポンプ光の揺らぎに対してロバストな性質を持つ．(9)式のフーリエ変換を行うことにより，

$$\tilde{r}(\omega) = \frac{1}{2\gamma' + i\omega\tau} \left[\sqrt{2\gamma} \tilde{r}_\alpha^{\text{in}}(\omega) + \sqrt{2\mu} \tilde{r}_\beta^{\text{in}}(\omega) \right] \quad (10)$$

が得られ，共振器からの出力 r^{out} は(3)式と同様の関係から次のようになる．

$$\tilde{r}^{\text{out}}(\omega) = -\frac{i\omega\tau + 2\mu}{i\omega\tau + 2\gamma'} \tilde{r}_\alpha^{\text{in}}(\omega) + \frac{2\sqrt{\gamma\mu}}{i\omega\tau + 2\gamma'} \tilde{r}_\beta^{\text{in}}(\omega) \quad (11)$$

$r_\alpha^{\text{in}}(\omega)$ と $r_\beta^{\text{in}}(\omega)$ は真空場の揺らぎであり，互いに無相関である．その揺らぎの分散を

$$\langle |\tilde{r}_\alpha^{\text{in}}(\omega)|^2 \rangle = \langle |\tilde{r}_\beta^{\text{in}}(\omega)|^2 \rangle = V_r^{\text{in}} \quad (12)$$

とすると，

$$\begin{aligned} \langle |\tilde{r}^{\text{out}}(\omega)|^2 \rangle &= \left(\frac{i\omega\tau + 2\mu}{i\omega\tau + 2\gamma'} \right)^2 + \frac{4\gamma\mu}{|i\omega\tau + 2\gamma'|^2} V_r^{\text{in}} \\ &= \left(\frac{\omega^2\tau^2 + 4\mu\gamma'}{\omega^2\tau^2 + 4\gamma'^2} \right) V_r^{\text{in}} \end{aligned} \quad (13)$$

となる．光強度差の揺らぎは $\tilde{I}^{\text{out}}(\omega)$ ，

$$\tilde{I}^{\text{out}}(\omega) = \sqrt{2} \bar{\alpha}_1^{\text{out}} \tilde{r}^{\text{out}}(\omega) \quad (14)$$

であり，光子対ビームの光強度差スクイーミングのスペクトラム $S_I(\omega)$ は次のようになる．

$$\begin{aligned} S_I(\omega) &= \langle |\tilde{I}^{\text{out}}(\omega)|^2 \rangle = 2I^{\text{out}} \langle |\tilde{r}^{\text{out}}(\omega)|^2 \rangle \\ &= \left(\frac{\omega^2\tau^2 + 4\mu\gamma'}{\omega^2\tau^2 + 4\gamma'^2} \right) S_0 \end{aligned} \quad (15)$$

$$S_0 = 2I^{\text{out}} V_r^{\text{in}} \quad (16)$$

上式の S_0 は光子対ビームのショットノイズレベルを表している．検出系の効率を η とし， $S_I(\omega)$ をショットノイズレベルで正規化すると(15)式のスクイーミングスペクトラムは次のようになる．

$$S(\Omega) = 1 - \frac{\eta\xi}{\Omega^2 + 1} \quad (17)$$

但し， ω を共振器の半値幅 $\tau_c^{-1} = 2\gamma'/\tau$ で正規化し Ω とし，出力結合効率 $\xi = \gamma/\gamma'$ を用いている．Fig. 3は検出系効率

Fig. 3 Normalized noise spectrum $S(\Omega)$ of intensity-difference squeezing as a function of the loss parameter $(1 - \xi)$.

100 %の場合のスケーリングスペクトラム $S(\Omega)$ を Ω と損失パラメータ $(1-\xi)$ の関数で表したものである。尚、スケーリングの大きさは $1-S(\Omega)$ で言及され、共振器内損失がない理想的な条件($\xi=1$)のもとでは $\Omega=0$ で100 %のスケーリングが得られる。

4. 光子対ビームの生成と量子相関の観測

量子相関を有する光子対ビームの生成には、シグナル光とアイドラ光の両モードが共振する光パラメトリック発振器を用いる必要がある。しかしながら、両モードの共振条件を同時に満足させなければならず、CW発振は非常に困難である²³⁾。これまでの実験では、外部でフィードバックなどの安定化制御を行うことにより光子対ビームの生成が可能であった。我々は、高安定なセミモノリシック構造と非線形結晶内での熱的なセルフロックングによりフリーランニング状態での光子対ビーム生成を行うことができた。ここでは、セミモノリシック型光パラメトリック発振器を用いて光子対ビームを生成し、量子相関を示す光強度差スケーリングとビーム間の非古典的光子数分布を観測した結果について述べる^{15-19,27)}。

光子対ビームの生成と光強度差スケーリング観測のための実験構成をFig. 4に示す。ポンプ光源には、単一周波数で発振するCWのLD励起YAGレーザーの第2高調波を用いている。セミモノリシック型光パラメトリック発振器は長さ10 mmのKTP(TYPE II)非線形結晶と曲率半径20 mmの凹面ミラーにより構成されている。KTP結晶のポンプ光入射面には反射コーティングが施されており、出力凹面ミラーとの間でポンプ光、シグナル光、アイドラ光が共振する3波共鳴型光パラメトリック発振器となっている。これにより、強いパラメトリック相互作用と低い発振しきい値が得られている。発振しきい値は光共振器の構成と条件に依存するが、この実験では約6 mWのしきい値が得られた。また、ポンプ光40 mWの入力に対して30 mWの発振出力が得られており、65 %の変換効率が得られた。3波共鳴型の光パラメトリック発振器では、共振器のデチューニング条件によって光双安定性現象が得られることが知られている^{15,24-26)}。その光双安定領域では等価的に高フィネスが得られることを利用して結晶内熱的効果

Fig. 4 Experimental setup for generation of twin beams (PD1, PD2: photodiodes, PBS: polarizing beamsplitter, P: half-wave plate, L: lens).

によるセルフロックングを行い、持続したCW発振を得ることができた。共振器長のフィードバック安定化制御を施すことなしに、30分以上の持続した安定な光パラメトリック発振が得られている。量子相関を持つシグナル光とアイドラ光は偏光が直交しているため、PBSを用いて簡単に分離することができる。発生した光子対ビーム間の光強度差の雑音の観測結果をFig. 5に示す。ショットノイズレベル(a)は、Fig. 4の $\lambda/2$ 波長板Pを調整して各ビームの偏光をPBSに対して45度の傾きになるように設定して得られる。このとき、PBSは各光子ビームに対して50:50ビームスプリッタとして働き、光子対は分離されずに量子相関が崩れることから、光強度差の観測雑音レベルはショットノイズレベルとなる。実験で観測された光子対ビーム間の光強度差のスケーリング(b)は観測周波数3 MHzにて最大7.5 dB (82 %)であった。検出系の効率等を考慮すると90 %以上のスケーリングが得られていたことになる。この実験では $\Omega \sim 0.05$, $\xi \sim 0.93$ であり、光子対ビームが共振器から出力された直後の初期スケーリングの理論計算値は前章の解析結果を用いて93 %程度であったことが分かる。

シグナル光とアイドラ光の揺らぎ δI_1^{out} と δI_2^{out} は量子限界を超える強い正の相関を持っており、光検出器の光電流の揺らぎを同時に直接測定することによって2つのビーム間の揺らぎの結合確率分布(joint probability distribution)を計測することができる。実験はFig. 6に示すように直接に光検出器(D1, D2)で検出されたシグナル光とアイドラ光の各々の光電流雑音をローパスフィルタに通して低雑音アンプで増幅した後、電氣的にローカル信号(4 MHz)とミキシングしてダウンコンバージョンし、さらにローパスフィルタを通してAD変換により各々の雑音を同時に計算機に取得して行った。各々の検出器の4 MHzでの信号を X^A , X^B として、実験から得られた結合確率分布 $P(X^A, X^B)$ をFig. 7 (a)に示す。Fig. 7 (b)は、同じ平均光強度を持つ2つの独立なコヒーレント光(separable state)に対して得られた揺らぎの結合確率分布である。前者では強い正の量子相関が得られており、後者では無相関となることが分かる。

光強度揺らぎは光子数の揺らぎそのものであり、光検

Fig. 5 Noise power spectrum of (a) the shot-noise level and (b) the intensity difference between twin beams.

Fig. 6 Experimental setup for observation of the photon number distribution of twin beams.

Fig. 7 Measured joint probability distribution for (a) twin beams and (b) separable state, viewed in 3D and as contour plots.

Fig. 8 Comparison of difference photon-number probability distribution $P(n-m)$ on the condition of the same mean photon number.

出器の量子効率が高い場合には光電流の揺らぎから光子対ビーム間の光子数揺らぎの差の確率分布を求めることができる。2つのビーム平均光子数を $\langle n \rangle \times 10^{15}$, $\langle m \rangle \times 10^{15}$ とし、実験から得られたビーム間の光子数揺らぎの差の確率分布 $P(n-m)$ を Fig. 8 に示す。光子対ビームの偏光を PBS に対して 45 度傾けた場合と 2 つの独立なコヒーレント光を用いて検出器に入射した場合も比較のために Fig. 8 に示してある。光子対ビームの場合には、 $P(n-m)$ がサブポアソン分布となっていることが分かる。

5. 応 用

量子相関を有する光子対ビームの応用としては、分光、計測、通信などが考えられるが、すでにいくつかの

グループによって応用実験が行われている。Fabre らは 2 光子吸収の分光実験において S/N を改善し、サブショットノイズの高感度を達成している²⁸⁾。Gao らは溶液中に溶かした物質の吸収を検出する実験を行い、その吸収をサブショットノイズで検出している¹⁰⁾。Wang らは光強度差揺らぎを観測量とする量子非破壊測定の実験を行っている(但し、厳密な意味での量子非破壊測定にはなっていない)²⁹⁾。Snyder らは、光子対ビームを対称に交差させて配置したヘテロダインスキャタリング法により、交差点における希薄な物質の散乱を光子対ビーム間のビート信号としてショットノイズ以下で検出できることを提案しており興味深い³⁰⁾。また、Funk らは光子数揺らぎに相関を持つ光パルスを用いた量子鍵配布のプロトコルを提案しているが、CW の光子対ビームを光源とした実験も可能である^{31,32)}。ここでは、我々のグループで行った応用実験の例を紹介する。

5.1 サブショットノイズ計測

精密計測技術への応用として、計測対象に感じて偏光が変化するようなセンサ素子を光子対ビームの片方のビームに挿入し、その偏光の変化をショットノイズ以下で計測することが可能である^{16,19)}。計測対象としては多種の物理量が考えられるが、ここでは、ファラデー効果を用いて磁界による偏光の変化をショットノイズ以下で検出する実験を行ったので、その実験構成を Fig. 9 に示す。シグナル光ビームにファラデーガラス (HOYA FR-5) を挿入し、微小な交番磁界 (4 MHz) を印加した。偏光の変化はポーラライザ PBSM を通して光強度の微小な変化に変換される。通常のレーザー光を用いた場合は、ショットノイズに埋もれるような微小な計測信号を検出することはできないが、量子相関光子対ビームを用いることによりショットノイズをキャンセルさせることが可能で、Fig. 10 に示す実験結果が得られた。Fig. 10 (a) はショットノイズレベルであり、(b) は光子対ビーム間の光強度差のノイズスペクトルである。周波数 4 MHz にて、ショットノイズ以下の磁界信号が検出されている。

Fig. 9 Experimental setup for sub-shot noise measurement of AC magnetic field (PBS, PBSM: polarizing beamsplitters, PD1, PD2: photodiodes, Hac: magnetic field, FR-5: Faraday glass).

Fig. 10 Experimental results of the detected magnetic field below the shot-noise level: (a) shot-noise level; (b) intensity-difference noise spectrum.

5.2 量子ステガノグラフィー

量子相関を有する光子対ビームを用いることによって、サブショットノイズ信号再生が可能である⁹⁾。この場合、光通信において背景雑音となるショットノイズの中にこっそりとメッセージを埋め込むことができる。光子対ビームの片方の光子ビームをショットノイズ以下のレベルで変調して信号を送信し、相方の光子ビームを受信してショットノイズをキャンセルさせることにより、ショットノイズに埋もれたメッセージを再生することができる。すなわち、量子雑音によってメッセージの存在そのものを‘あぶりだし (Steganography)’のように秘匿化するのである^{16,19)}。実験装置の構成をFig. 11に示す。量子相関光子対ビームをPBSでシグナル光とアイドラ光に分離した後、LiNbO₃結晶とポーラライザで作製した光強度変調器を用いて、シグナル光ビームにショットノイズレベル以下の非常に弱い変調(周波数10 MHz)を行った。この微弱な信号はショットノイズに埋もれており、相方のアイドラ光ビームを受信して参照することによってのみショットノイズをキャンセルさせて信号を読み取ることが可能となる。実験では、この量子相関の特徴を利用し

Fig. 11 Experimental setup for quantum steganographic application (PD1, PD2: photodiodes, PBS: polarizing beamsplitter, LPF: low-pass filter).

て光子対ビーム間で量子雑音を相殺させて微弱変調信号を取り出し、局部発振と混合して50 kHzにダウンコンバージョンすることによりショットノイズ以下の微弱受信信号をオシロスコープで観測した。その実験結果をFig. 12に示す。Fig. 12 (a)は微弱変調信号がショットノイズに埋もれている状態であり、信号を確認することができない。Fig. 12 (b)では量子相関を用いて量子雑音がキャンセルされており、ショットノイズ以下で変調された微弱な信号の存在を確認することができる。

6. おわりに

本稿では、量子相関を有する光子対ビームが光パラメトリック発振器によって生成される原理と我々の実験グループでの実験結果を中心に解説した。半古典的アプローチによる解析結果は実験結果と良く一致し、工学的観点からこのようなシステムを設計する上で優れた手法である。光子対ビームを用いれば、片方のビームの揺らぎを検出して相方のビームにアクティブ制御を行うことによりサブポアソン光を発生させることも可能である^{33,34)}。応用という観点からは、光子対ビームの連続波長可変化などの課題が残されている^{35,36)}。また、横マルチモードの光パラメトリック発振器出力においては空間的な量子相関が得られ³⁷⁾、Fabreらはマルチモード光子対ビームなどの研究を進めている³⁸⁾。このような量子相関を有する光子対ビームは、強い光を照射すると試料が損傷してしまうような分野、例えばバイオロジーにおける細胞内の高感度計測等において特に有望となってくると思われる。光子対ビームに関連する話題として、Zhangらは注入型光パラメトリック増幅器を用いてビーム間で直交位相成分の両者に量子相関(EPR相関)を持つブライトEPRビームを発生させており³⁹⁻⁴¹⁾、今後の量子情報通信技術のための光源として期待できるであろう⁴²⁻⁴⁵⁾。

謝 辞

本稿をまとめるにあたり御協力頂いた共同研究者の Yun Zhang博士に深く感謝致します。

Fig. 12 Recovery of quantum steganographic signal (Time: 10μ sec/div). (a): The transmitted signal is hidden by the shot noise. (b): The transmitted signal is recovered by using twin beams.

参考文献

- 1) A. Furusawa, J. L. Sørensen, S. L. Braunstein, C. A. Fuchs, H. J. Kimble, and E. S. Polzik: *Science* **282** (1998) 706.
- 2) R. E. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yurke, J. C. Mertz, and J. F. Valley: *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985) 2409.
- 3) *Special Issues of J. Opt. Soc. Am.* **B4** (1987) 1450.
- 4) C. Fabre: *Physics Reports*, **219** (1992) 215, and references therein.
- 5) 櫛田 孝司編：丸善実験物理学講座 9 レーザー測定 (2000)。
- 6) Ling-An Wu, H. J. Kimble, J. L. Hall, and Huifa Wu: *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 2520.
- 7) A. Heidmann, R. J. Horowicz, S. Reynaud, E. Giacobino, C. Fabre, and G. Camy: *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 2555.
- 8) J. Mertz, T. Debuisschert, A. Heidmann, C. Fabre, and E. Giacobino: *Opt. Lett.* **16** (1991) 1234.
- 9) C. D. Nabors and R. M. Shelby: *Phys. Rev. A* **42** (1990) 556.
- 10) J. Gao, F. Cui, C. Xue, C. Xie, and P. Kunchi: *Opt. Lett.* **23** (1998) 870.
- 11) K. C. Peng, Q. Pan, H. Wang, Y. Zhang, H. Su, and C. D. Xie: *Appl. Phys. B* **66** (1998) 755.
- 12) J. Teja and N. C. Wong: *Opt. Express* **2** (1998) 65.
- 13) A. Porzio, F. Sciarrino, A. Chiummo, M. Fiorentino, and S. Solimeno: *Opt. Commun.* **194** (2001) 373.
- 14) A. Porzio, C. Altucci, M. Autiero, A. Chiummo, C. Delisio, and S. Solimeno: *Appl. Phys. B* **73** (2001) 763.
- 15) 笠井, 小野寺, J. Gao, C. Fabre: レーザー研究 **28** (2000) 690.
- 16) K. Kasai and M. Watanabe: *Proc. 7th Int. Conf. on Squeezed States and Uncertainty Relations*, Boston (2001).
- 17) Y. Zhang, K. Kasai, and M. Watanabe: *Opt. Lett.* **27** (2002) 1244.
- 18) Y. Zhang, K. Kasai, and M. Watanabe: *Opt. Express* **11** (2003) 14.
- 19) 笠井: レーザー学会第307回研究会報告「第26回レーザー研究業績賞・奨励賞受賞記念講演会」, RTM-03-01 (2003)。
- 20) S. Reynaud: *Europhys. Lett.* **4** (1987) 427.
- 21) S. Reynaud, C. Fabre, and E. Giacobino: *J. Opt. Soc. Am.* **B4** (1987) 1520.
- 22) C. Fabre, E. Giacobino, A. Heidmann, and S. Reynaud: *J. Phys. France* **50** (1989) 1209.
- 23) R. G. Smith: *Optical Parametric Oscillator in Laser Handbook I*, Eds. F. Arecchi, E. Schulz-Dubois (North Holland Amsterdam, 1973).
- 24) C. Fabre, C. Richy, and K. Kasai: *Laser Phys.* **6** (1996) 339.
- 25) K. Kasai and C. Fabre: *J. Nonlin. Opt. Phys. Mater.* **5** (1996) 921.
- 26) C. Richy, K. Petsas, E. Giacobino, C. Fabre, and L. Lugiato: *J. Opt. Soc. Am.* **B12** (1995) 456.
- 27) 笠井, 張, 渡辺: 第6回量子情報技術研究会, QIT2002-39 (2002)。
- 28) P. H. Souto Ribeiro, C. Schwob, A. Maître, and C. Fabre: *Opt. Lett.* **22** (1997) 1893.
- 29) H. Wang, Y. Zhang, Q. Pan, H. Su, A. Porzio, C. Xie, and K. Peng: *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 1414.
- 30) J. J. Snyder, E. Giacobino, C. Fabre, A. Heidmann, and M. Ducloy: *J. Opt. Soc. Am.* **B7** (1990) 2132.
- 31) A. C. Funk and M. G. Raymer: *Phys. Rev. A* **65** (2002) 042307.
- 32) K. Kasai and Y. Zhang: 第7回量子情報技術研究会, QIT2002-86 (2002)。
- 33) J. Mertz, A. Heidmann, C. Fabre, E. Giacobino, and S. Reynaud: *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 2897.
- 34) J. Mertz, A. Heidmann, and C. Fabre: *Phys. Rev. A* **44** (1991) 3229.
- 35) K. Kasai and C. Fabre: Patent No.: US 6,433,918 (2002).
- 36) 笠井, C. Fabre: 特許第3385328号 (2003)。
- 37) L. Lugiato, A. Gatti, and H. Wiedemann: *Les Houches Session LXIII, Course 12* (North-Holland, Amsterdam, 1997).
- 38) M. Martinelli, N. Treps, S. Ducci, S. Gigan, A. Maître, and C. Fabre: *Phys. Rev. A* **67** (2003) 023808.
- 39) Y. Zhang, H. Su, C. Xie, and K. Peng: *Phys. Lett. A* **259** (1999) 171.
- 40) Y. Zhang, H. Wang, X. Li, J. Jing, C. Xie, and K. Peng: *Phys. Rev. A* **62** (2000) 023813.
- 41) Y. Zhang, K. Kasai, and M. Watanabe: *Phys. Lett. A* **297** (2002) 29.
- 42) K. Peng, Q. Pan, X. Li, J. Jing, J. Zhang, and C. Xie: *Proc. 7th Int. Conf. on Squeezed States and Uncertainty Relations*, Boston (2001).
- 43) Y. Zhang, K. Kasai, and M. Watanabe: *Eur. Phys. J. D* **21** (2002) 361.
- 44) X. Li, Q. Pan, J. Jing, J. Zhang, C. Xie, and K. Peng: *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 047904.
- 45) J. Jing, J. Zhang, Y. Yan, F. Zhao, C. Xie, and K. Peng: *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 167903.

レーザーワード

光パラメトリック発振器(optical parametric oscillator)

光の和周波混合の逆過程である光パラメトリック過程では、二次の非線形感受率をもつ媒質(通常は非線形光学結晶)に周波数 ω_0 のポンプ光(励起光)を入射すると、 $\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$ を満たす周波数 ω_1, ω_2 で光の増幅作用が起こる。この非線形媒質を光共振器の中に入れて光学的負帰還作用を与えると、シグナル光(ω_1)とアイドラ光(ω_2)と呼ばれ

る光パラメトリック発振が得られる。光パラメトリック発振器では位相整合条件を通じて ω_1, ω_2 を変えることができるため、波長可変コヒーレント光源として用いられてきた。最近では、スクイーズド光発生など非古典光の発生のための光源装置として重要視されている。

(笠井 克幸)