

## 3-4 量子相関光子対ビームの発生と応用

### 3-4 Generation and Application of Quantum-Correlated Twin Beams

笠井克幸 張 贇 佐々木雅英

KASAI Katsuyuki, ZHANG Yun, and SASAKI Masahide

#### 要旨

光パラメトリック発振器から発生したシグナル光とアイドラ光の間には強い量子相関が生じており、量子相関光子対ビームと呼ばれる。この量子相関は光パラメトリックダウンコンバージョンの過程でシグナルとアイドラの光子が同時に光子対として発生することから生じており、発生した量子相関光子対ビームは全く同じ光子統計を有する。その結果、量子相関光子対ビーム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、光強度差にスクイーミングが得られる。我々は、開発した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間の光強度差に、8dB (84%) のスクイーミングを観測することができた。ここでは、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の発生とその応用について紹介する。

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 have observed squeezing of 8 dB (84%) on the intensity difference between the twin beams generated by a semimonolithic optical parametric oscillator. In this paper, 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.

#### 【キーワード】

光パラメトリック発振器, 量子雑音, スクイーミング, 量子相関, 光子対ビーム

Optical parametric oscillator, Quantum noise, Squeezing, Quantum correlation, Twin beams

## 1 まえがき

近年、量子情報科学の分野の研究や技術開発が盛んになってきており、そのためのリソースとして光の量子状態を制御して量子雑音を抑圧したスクイーズド光や量子相関を持つ光を発生させる技術は必要不可欠なものである[1]。我々は、「電気通信フロンティアの研究」・「ブレークスルー21 基礎研究」を通して、これまでに、縮退光パラメトリック発振器を用いたCW (Continuous Wave: 連続波) 光での真空場スクイ

ーズド光発生の研究[2]-[4]、光パラメトリック発振器内でのカスケード非線形効果を用いたブライトスクイーズド光発生の研究を行ってきた[5]-[10]。このスクイーズド光の世界的な発生例については、文献[11]の中で特徴など表にまとめられている。これらの研究をベースとして、我々は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の発生と応用の研究を行った。光パラメトリック発振器では光パラメトリック過程によりシグナル光とアイドラ光のモード間に強い量子相関が形成されている。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二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ミングが得られる。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。

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 の原理と実験結果及び応用について報告する。

## 2 量子相関光子対ビーム発生 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発生 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で二つに分けた場合には、一つの光子を半分にするにはできないわけだから、各々の光子はビームスプリッタ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、図1(a)に示すように二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

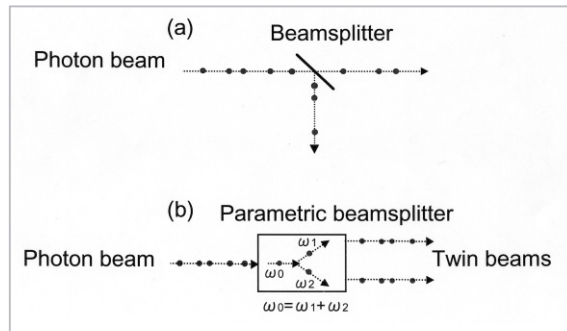


図1 光子画像での(a)ビームスプリッタと(b)パラメトリックビームスプリッタ

ンダム性に起因しており、二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として機能する。角周波数 $\omega_0$ のポンプ光は各周波数 $\omega_1$ のシグナル光と $\omega_2$ のアイドラ光に $\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$ という条件の下で変換される。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、図1(b)に示すように二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 $\tau_c$ 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、 $\tau_c$ 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(図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  $\tau_c^{-1}$  の帯域幅内で量子相関を持つことになる[12]。

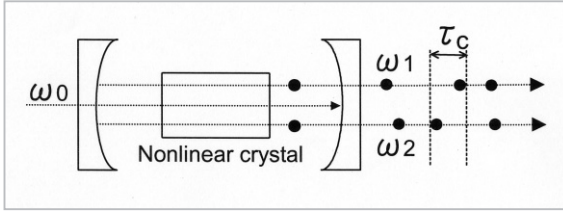


図2 共振器による量子相関光子対ビームの相関の劣化(τ<sub>c</sub>は共振器寿命)

### 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。もう一つの解釈として図1(a)を例にとると、ビームスプリッタの空きポートから真空場の揺らぎが混入するために二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、いったん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、理論的取扱いが容易となる[13][14]。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  $a_1$  (シグナル光),  $a_2$  (アイドラ光),  $a_0$  (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。

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

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

ただし、 $\gamma'_i = \gamma_i + \mu_i$  ( $i=1,2$ ) であり、 $\gamma_i$  は共振器のカップリングミラーによる損失係数、 $\mu_i$  は結晶などによる共振器内損失係数である。 $\tau$  は共振器内の往復時間を表し、 $\chi$  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  $r_i$ 、透過係数を  $t_i$  とすると、高フィネス ( $r \approx 1$ ) の共振器では、

$$r_i = 1 - \gamma_i, \quad t_i = (2\gamma_i)^{1/2} \quad (2)$$

と表せる。 $a_i^{in}$  と  $\beta_i^{in}$  ( $i=1,2$ ) 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  $a_i^{out}$  は、共振器内の  $a_i$  と次式で関係付けられる。

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

ここで、(1)式を定常状態の解の周りの揺らぎ  $\delta a_i$  で展開するために  $a_i = \bar{a}_i + \delta a_i$  とする。定常解  $\bar{a}_0$  を実数とし、 $\bar{a}_1$  と  $\bar{a}_2$  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と、この時、揺らぎに対する微分方程式は下記のようになる。

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

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

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、 $I_1^{out} = I_2^{out} = I^{out}$  である場合を考える。この時、

$$\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma, \quad \mu_1 = \mu_2 = \mu, \quad \gamma'_1 = \gamma'_2 = \gamma' \quad (5)$$

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

である。また、(1)式より発振のしきい値より上での  $a_0$  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。以上の条件の下で、シグナル光の揺らぎとアイドラ光の揺らぎの差は  $\delta a_1$  と  $\delta a_2$  の差の実部に比例する。ここで、

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

とし、混入する真空場の揺らぎに対しても同様に  $r_a^{in}$ ,  $r_\beta^{in}$  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。

$$\tilde{r} = -2\gamma r + \sqrt{2\gamma} r_a^{in} + \sqrt{2\mu} r_\beta^{in} \quad (9)$$

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ポンプ光の揺らぎ  $\delta a_0$  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キージ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、

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

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。

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

$r_a^{in}(\omega)$  と  $r_\beta^{in}(\omega)$  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

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

とすると、

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

となる。光強度差の揺らぎ  $\tilde{\delta I}^{out}(\omega)$  は、

$$\tilde{\delta I}^{out}(\omega) = \sqrt{2\alpha_1} \tilde{r}^{out}(\omega) \quad (14)$$

であり、光子対ビームの光強度差スキージングのスペクトラム  $S_I(\omega)$  は次のようになる。

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

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

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  $\eta$  とし、 $S_I(\omega)$

をショットノイズレベルで正規化すると(15)式のスキージングスペクトラムは次のようになる。

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

ただし、 $\omega$  を共振器の半値幅  $\tau_c^{-1} = 2\gamma'/\tau$  で正規化し  $\Omega$  とし、出力結合効率  $\xi = \gamma/\gamma'$  を用いている。図3は検出系効率100%の場合のスキージングスペクトラム  $S(\Omega)$  を  $\Omega$  と損失パラメータ  $(1-\xi)$  の関数で表したものである。

なお、スキージングの大きさは  $1-S(\Omega)$  で言及され、共振器内損失がない理想的な条件 ( $\xi=1$ ) の下では  $\Omega=0$  で100%のスキージングが得られる。

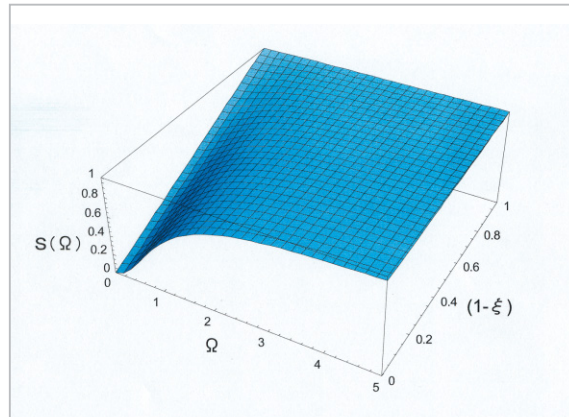


図3 光強度差スキージングの規格化雑音スペクトラム  $S(\Omega)$  ( $(1-\xi)$ は損失パラメータ)

## 4 光子対ビームの発生と量子相関の観測

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[15]。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[10][16]。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キージ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[17]-[19]。

光子対ビームの生成と光強度差スキージング観測のための実験構成を図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10mmのKTP(TYPE II)非線形結晶と曲率半径20mm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6mWのしきい値が得られた。また、ポンプ光40mWの入力に対して30mW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[6][20][21]。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[22]。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図5に示す。ショットノイズレベル(a)は、図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キージング(b)は観測周波数4MHzにて最大8dB(84%)であった。検出系の効率等を考慮すると90%以上

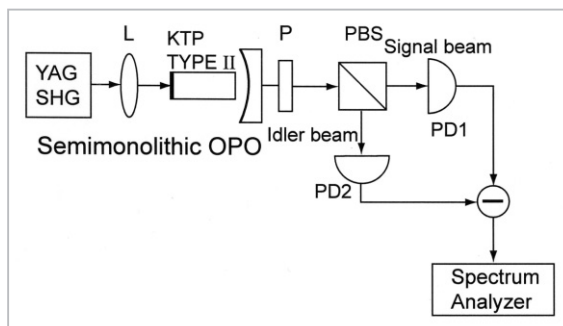


図4 量子相関光子対ビーム発生のための実験構成図

(PD1, PD2: フォトダイオード、PBS: 偏光ビームスプリッタ、P:  $\lambda/2$ 波長板、L: レンズ)

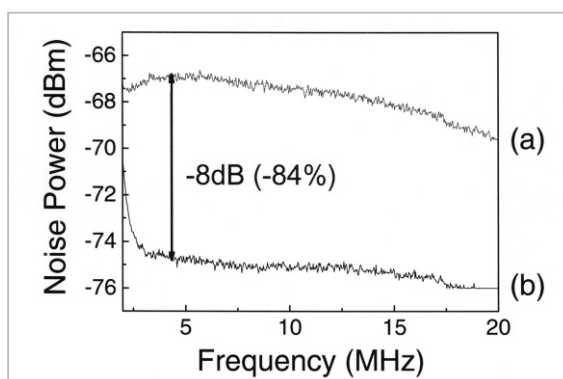


図5 (a) ショットノイズレベルと (b) 光子対ビーム間光強度差の雑音パワースペクトル

のスキージングが得られていたことになる。この実験では $\Omega \sim 0.06$ ,  $\xi \sim 0.95$ 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キージングの理論計算値は前章の解析結果を用いて95%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 $\delta I_1^{out}$ と $\delta I_2^{out}$ 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二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[17][23]。実験は図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4MHz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 $P(X_A, X_B)$ を図7(a)に示す。図7

(b)は、同じ平均光強度を持つ二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っていることが分かる。

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。二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

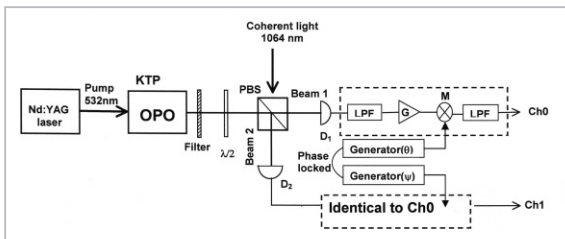


図6 量子相関光子対ビームの光子数分布観測のための実験構成図

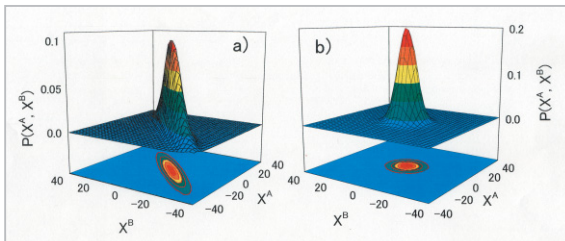


図7 (a) 量子相関光子対ビームと (b) 二つの独立なコヒーレント光に対して測定されたビーム間の揺らぎの結合確率分布 (3Dと等価線による表示)

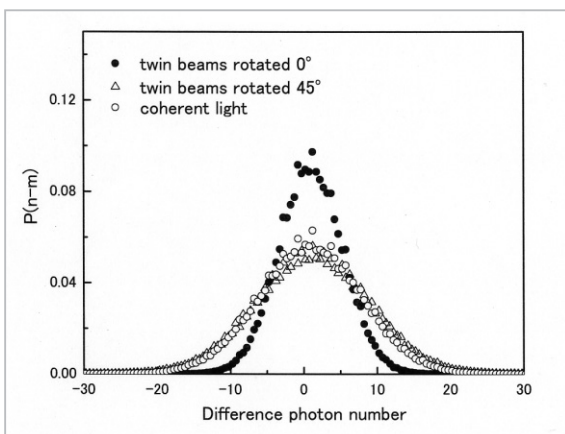


図8 ビーム間の光子数揺らぎの差の確率分布  $P(n-m)$  の比較 (平均光子数が同じとなる条件で比較している)

確率分布  $P(n-m)$  を図8に示す。光子対ビームの偏光をPBSに対して45度傾けた場合と二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図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

量子相関光子対ビームは、分光、計測、通信などの分野において高感度計測や情報の秘匿化などへの応用が可能である[24]-[29]。ここでは、微小磁界をショットノイズ以下で計測する応用例とメッセージを量子雑音の背後に隠して秘匿化する応用例の基本的な実験結果について述べる[16][19][30]。

### 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。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、その実験構成を図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(4MHz)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

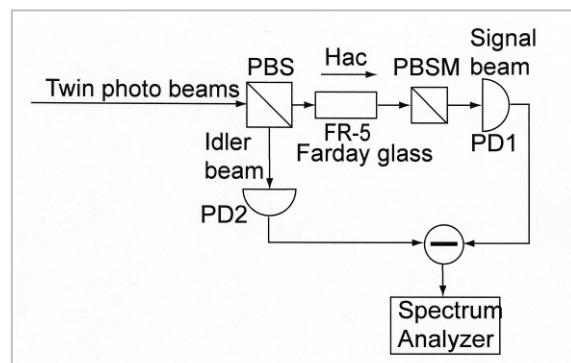


図9 磁界のサブショットノイズ計測のための実験構成図

(PBS, PBM: 偏光ビームスプリッタ、PD1, PD2: フォトダイオード、Hac: 交番磁界、FR-5: ファラデーガラス)

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、図10に示す実験結果が得られた。図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4MHzにて、ショットノイズ以下の磁界信号が検出されている。

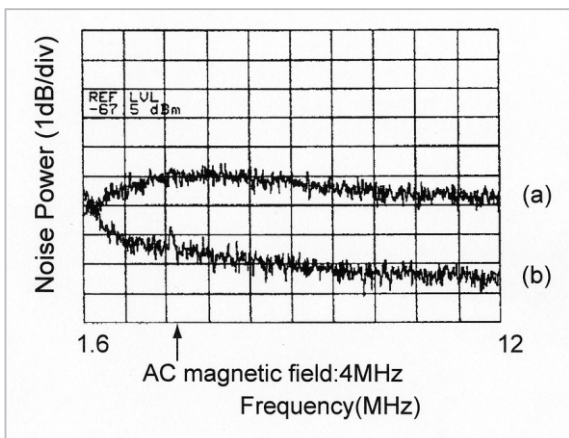


図10 ショットノイズレベル以下で検出された微小磁界信号

(a) ショットノイズレベル、(b) 光強度差の雑音パワースペクトル

## 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。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り、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。実験装置の構成を図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、LiNbO<sub>3</sub>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10MHz)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50kHz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。その実験結果を図12に示す。図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。図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。

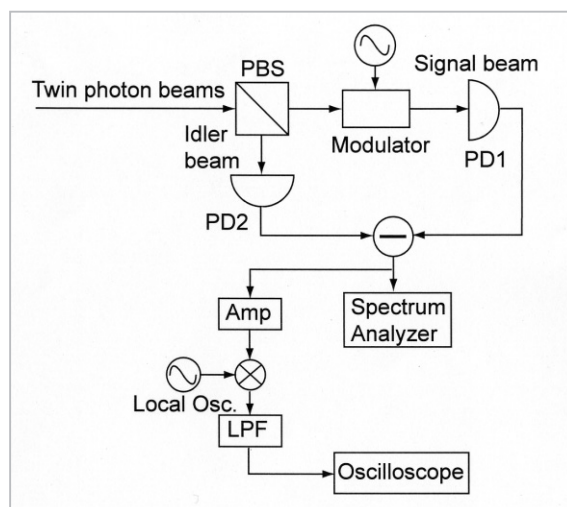


図11 量子ステガノグラフィーのための実験構成図

(PD1, PD2: フォトダイオード、PBS: 偏光ビームスプリッター、LPF: ローパスフィルタ)

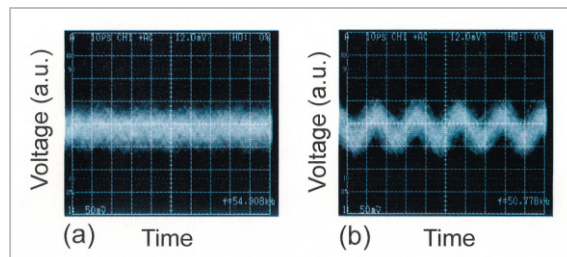


図12 量子ステガノグラフィーにより量子雑音に隠された信号の再生(Time: 10 μ sec/div)

(a) 伝送信号がショットノイズに埋もれている状態、(b) 伝送信号が量子相関光子対ビームを用いて再生された状態

## 6 むすび

本稿では、量子相関光子対ビームの光パラメトリック発振器による発生原理と実験結果及びその応用について述べた。半古典的アプローチによる解析結果は実験結果とよく一致し、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。この解析手法を用いて量子相関光子対ビームの各々の単一ビームの光強度にスクイーミングが起こることが予測されており[14]、現在、実験的検証を進めている[31]。応用という観点からは、分光などの分野で必要とさ

れる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[32][33]。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も有望となってくると思われる。今後、よりコンパクトな光源の開発が望まれるとともに[34][35]、これまでの研究を更に発展させてビーム間で直交位相成分に量子相関(EPR相関)を持つ光を生成し応用するなど[36]-[40]、将来の量子情報通信・計測技術へ向けた研究開発を進めていく予定である。

### 参考文献

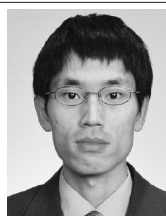
- 1 D. Bouwmeester, A. Ekert, A. Zeilinger (Eds.), *The Physics of Quantum Information*, Springer, 2000, and references therein.
- 2 K. Kasai and M. Ishizu, *Jpn. J. Appl. Phys.* 33, L230, 1994.
- 3 K. Kasai, *Quantum Communications and Measurements*, Plenum Press, 479, 1995.
- 4 小野寺, 石津, 笠井, 周, 兵頭, 谷, *通信総合研究所季報*, 43, 611, 1997.
- 5 C. Fabre, C. Richy and K. Kasai, *Laser Phys.* 6, 339, 1996.
- 6 K. Kasai and C. Fabre, *J. Nonlin. Opt. Phys. Mater.* 5, 921, 1996.
- 7 K. Kasai, G. Jiangrui, L.-A. Wu and C. Fabre, *Quantum Communication, Computing, and Measurements*, Plenum Press, 439, 1996.
- 8 K. Kasai, G. Jiangrui, L.-A. Wu and C. Fabre, *Frontiers of Quantum Optics and Laser Physics*, Springer, 315, 1997.
- 9 K. Kasai, G. Jiangrui and C. Fabre, *Europhys. Lett.* 40, 25, 1997.
- 10 笠井, 小野寺, J. Gao, C. Fabre, *レーザー研究*, 28, 690, 2000.
- 11 櫛田孝司編, *丸善実験物理学講座9, レーザー測定*, 226, 2000.
- 12 S. Reynaud, *Europhys. Lett.* 4, 427, 1987.
- 13 S. Reynaud, C. Fabre, and E. Giacobino, *J. Opt. Soc. Am. B4*, 1520, 1987.
- 14 C. Fabre, E. Giacobino, A. Heidmann, and S. Reynaud, *J. Phys. France* 50, 1209, 1989.
- 15 R. G. Smith, *Optical Parametric Oscillator in Laser Handbook I*, Eds. F. Arecchi, E. Schulz-Dubois (North Holland Amsterdam), 1973.
- 16 K. Kasai and M. Watanabe, *Proc. 7<sup>th</sup> Int. Conf. on Squeezed States and Uncertainty Relations*, Boston, 2001. Available at <http://www.physics.umd.edu/rgroups/ep/yskim/boston/boston.html>
- 17 Y. Zhang, K. Kasai, and M. Watanabe, *Opt. Lett.* 27, 1244, 2002.
- 18 Y. Zhang, K. Kasai, and M. Watanabe, *Opt. Express* 11, 14, 2003.
- 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 C. Fabre, C. Richy, and K. Kasai, *Laser Phys.* 6, 339, 1996.
- 21 C. Richy, K. Petsas, E. Giacobino, C. Fabre, and L. Lugiato, *J. Opt. Soc. Am. B12*, 456, 1995.
- 22 笠井, 特許第3421742号, 2003.
- 23 笠井, 張, 渡辺, 第6回量子情報技術研究会, QIT2002-39, 2002.



- 24 C. Fabre, K. Kasai, J. Gao, C. Schwob, A. Maitre, and P. H. Souto-Ribeiro, Proc.5<sup>th</sup> Int. Conf. on Squeezed States and Uncertainty Relations, Balatonfured, Hungary, 1997.
- 25 P. H. Souto Ribeiro, C. Schwob, A. Maître, and C. Fabre, Opt. Lett. 22,1893,1997.
- 26 J. Gao, F. Cui, C. Xue, C. Xie, and P. Kunchi, Opt. Lett. 23, 870, 1998.
- 27 J. J. Snyder, E. Giacobino, C. Fabre, A. Heidmann, and M. Ducloy, J. Opt. Soc. Am. B7, 2132, 1990.
- 28 K. Kasai and Y. Zhang, 第7回量子情報技術研究会, QIT2002-86, 2002.
- 29 Y. Zhang, K. Kasai, and K. Hayasaka, Opt. Express 11, 3592, 2003.
- 30 笠井, レーザー研究, 31, 592, 2003.
- 31 Y. Zhang, K. Kasai, and K. Hayasaka, J. Opt. Soc. Am. B 21, 1044, 2004.
- 32 K. Kasai and C. Fabre, Patent No.: US 6,433,918, 2002.
- 33 笠井, C. Fabre, 特許第3385328号, 2003.
- 34 K. Hayasaka, Y. Zhang, and K. Kasai, "Generation of 22.8 mW single-frequency green light by frequency doubling of a 50-mW diode laser", submitted to Opt. Express.
- 35 K. Hayasaka, Y. Zhang, and K. Kasai, to appear in Opt. Lett. Vol. 29, 2004.
- 36 Y. Zhang, H. Su, C. Xie, and K. Peng, Phys. Lett. A 259, 171, 1999.
- 37 Y. Zhang, H. Wang, X. Li, J. Jing, C. Xie, and K. Peng, Phys. Rev. A 62, 023813, 2000.
- 38 K. Peng, Q. Pan, X. Li, J. Jing, J. Zhang, and C. Xie, Proc.7<sup>th</sup> Int. Conf. on Squeezed States and Uncertainty Relations, Boston, 2001. Available at <http://www.physics.umd.edu/rgroups/ep/yskim/boston/boston.html>
- 39 Y. Zhang, K. Kasai, and M. Watanabe, Phys. Lett. A 297, 29, 2002.
- 40 Y. Zhang, K. Kasai, and M. Watanabe, Eur. Phys. J. D 21, 361, 2002.

かさい かつゆき  
笠井克幸

基礎先端部門量子情報技術グループ関  
西先端研究センター主任研究員  
量子光学



張 贇 (ZHANG Yun), Ph.D.

基礎先端部門量子情報技術グループ関  
西先端研究センター専攻研究員  
量子光学



ささき まさひで  
佐々木雅英

基礎先端部門量子情報技術グループリ  
ーダー 博士 (理学)  
量子情報理論

