



講座

量子光学と新技術(II)

山本喜久 上田正仁

電子情報通信学会誌 Vol. 72 No. 7 pp. 807-815 1989年7月

山本喜久：正員 NTT 基礎研究所

上田正仁：同上

Quantum Optics and New Technology [II]. By Yoshihisa YAMAMOTO, Member and Masahito UEDA, Nonmember (NTT Basic Research Laboratories, Musashino-shi).

スクイズド状態と光子対

前回で、我々は光受信レベルの量子限界が、コヒーレント状態のもつ量子雑音、 $\langle \Delta \hat{n}^2 \rangle = \langle \hat{n} \rangle$ や $\langle \Delta \hat{a}_1^2 \rangle = \frac{1}{4}$ ，によることを知った。そして、その起源は、共役観測量が満足すべき不確定性原理であった。しかし、よく考えてみると、不確定性原理の要請は、二つの共役観測量の不確定積がある最小値より大きくなくてはならないということだけであるから、光子数雑音 $\langle \Delta \hat{n}^2 \rangle$ を $\langle \hat{n} \rangle$ より小さくすることは、位相雑音 $\langle \Delta \hat{\phi}^2 \rangle$ を $\frac{1}{4\langle \hat{n} \rangle}$ より大きくすることを許せば可能ならずである。また、直交位相振幅雑音 $\langle \Delta \hat{a}_1^2 \rangle$ を $\frac{1}{4}$ より小さくすることも、他の直交位相振幅雑音 $\langle \Delta \hat{a}_2^2 \rangle$ を $\frac{1}{4}$ より大きくすることを許せば

可能ならずである。このように、不確定性原理を満たしつつ、共役観測量の間の不確定さ（量子雑音）の分配比を変えることを、スクイズングという。直交位相振幅スクイズド状態は、 \hat{a}_1 と \hat{a}_2 の間でこれを実現したもので、これを用いれば、光ホモダイン検波における受信レベルの量子限界を克服することができる。光子数-位相スクイズド状態は、 \hat{n} と $\hat{\phi}$ の間でこれを実現したもので、これを用いれば、光子数検波における受信レベルの量子限界を克服することができる。

スクイズングと非常に関係の深い概念に、位相共役とよばれるものがある。二つの演算子 \hat{a} と \hat{a}^\dagger はエルミート共役な関係にあるといわれるが、これは、同じ振幅、逆符号の位相をもつ二つの光子に対応している。この振幅と位相に関する相関は量子雑音のレベルでも成立しており、量子相関をもった光子対とよばれる。光子対の一方の振幅、または、位相を測定すれば、他方のそれは確定するので、これは、 \hat{a}_1 の量子雑音を抑圧した直交位相振幅スクイズド状態としても、 \hat{n} の量子雑音を抑圧した光子数-位相スクイズド状態としても機能する。

コヒーレント状態がレーザにより発生されるのに対して、これらの新しい“光”は別の手段を用いて発生される。直交位相振幅スクイズド状態は縮退パラメトリック増幅器で、光子数-位相スクイズド状態はポンプ雑音を抑圧したレ

予 定 目 次

- [I] はじめに
量子力学の基礎 (I)—不確定性原理—
(6月号)
- [II] スクイズド状態と光子対 (7月号)
- [III] 量子非破壊測定 (8月号)
- [IV] 共振器量子電気力学 (9月号)
- [V] トンネル電流の量子化 (10月号)
- [VI] 量子力学の基礎 (II)—重ね合せの原理
と観測問題—(12月号)
- [VII] 量子力学と情報 (1月号)
- [VIII・完] 応用・結論 (2月号)

一ザで、位相共役関係にある光子対は非縮退パラメトリック増幅器で、それぞれ実際に発生されている。これらの実験が成功したのは、ごく最近のことである。

1. 最小不確定状態とスクイジング

一般的に、二つの共役な関係にある観測量 \hat{O}_1 と \hat{O}_2 の交換関係と不確定性関係は次式で与えられる⁽¹⁾。

$$[\hat{O}_1, \hat{O}_2] = i\hat{O}_3$$

$$\longrightarrow \langle \Delta\hat{O}_1^2 \rangle \langle \Delta\hat{O}_2^2 \rangle \geq \frac{1}{4} |\langle \hat{O}_3 \rangle|^2 \quad (1)$$

式(1)の等号を満足する最小不確定状態は、次の演算子の固有状態として定義される⁽¹⁾。

$$\hat{O}(r) = e^r \hat{O}_1 + i e^{-r} \hat{O}_2 \quad (2)$$

この固有状態は、 \hat{O}_1 と \hat{O}_2 の分散を次式に従ってスクイジングしながら、最小不確定積を満足している。

$$\langle \Delta\hat{O}_1^2 \rangle = \frac{1}{2} \langle \hat{O}_3 \rangle e^{-2r}$$

$$\langle \Delta\hat{O}_1^2 \rangle \langle \Delta\hat{O}_2^2 \rangle = \frac{1}{4} |\langle \hat{O}_3 \rangle|^2$$

$$\langle \Delta\hat{O}_2^2 \rangle = \frac{1}{2} \langle \hat{O}_3 \rangle e^{2r} \quad (3)$$

ここで r は、スクイジングパラメータとよばれる。量子力学は、二つの共役観測量の不確定積に最小値を課するが、その不確定積が二つの観測量の間で等しく分配されることは要請していないのである。

2. 直交位相振幅スクイズド状態の性質

直交位相振幅スクイズド状態は、 $\hat{O}_1 = \hat{a}_1$, $\hat{O}_2 = \hat{a}_2$, $\hat{O}_3 = 1/2$ の場合の最小不確定状態である⁽²⁾。図1(a), (b)に $r > 0, r < 0$ の場合の不確定量の分配の様子と電界の波形を示す。 $r = 0$ の場合には、 $\langle \Delta\hat{a}_1^2 \rangle$ と $\langle \Delta\hat{a}_2^2 \rangle$ が等しいコヒーレント状態になる。 $r \rightarrow \infty$ の場合には、 \hat{a}_1 の固有状態 ($\langle \Delta\hat{a}_1^2 \rangle = 0$) となり、 $r \rightarrow -\infty$ の場合には、 \hat{a}_2 の固有状態 ($\langle \Delta\hat{a}_2^2 \rangle = 0$) となる。

実は、ホモダイン検波に対して、最大の SN

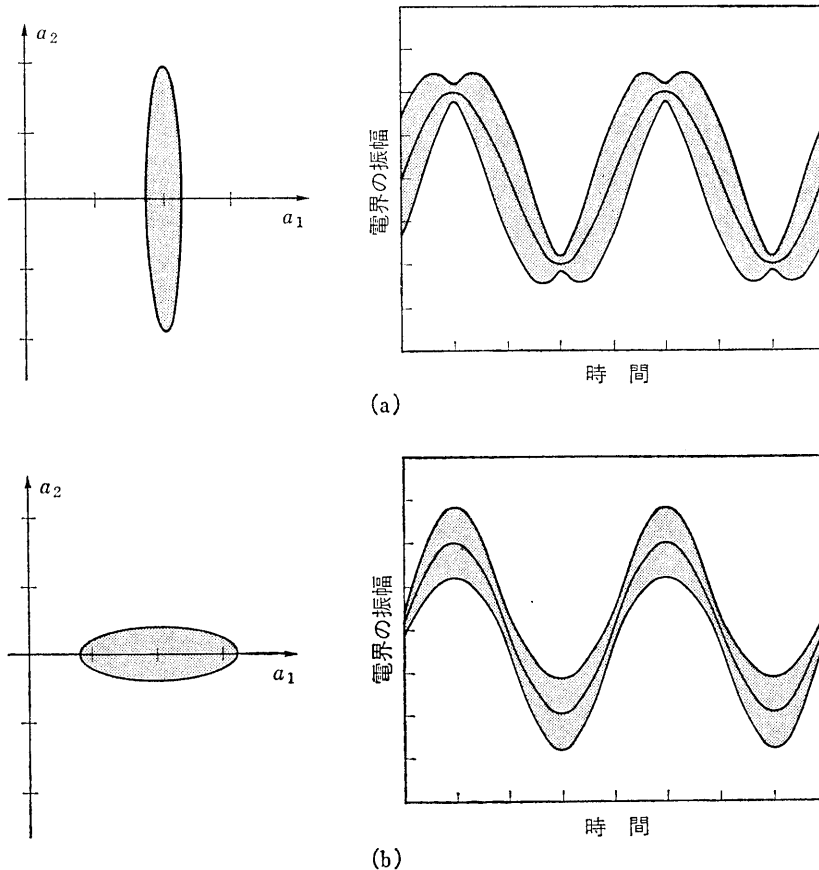


図1 直交位相振幅スクイズド状態の量子雑音の分配と電界の波形

比を実現するのは、このような \hat{a}_1 や \hat{a}_2 の固有状態ではない。なぜならば、これらの固有状態に近づくと、他方の直交位相振幅の増加した分散が多く光子数を消費してしまい、信号として使える光子数が少なくなってしまうからである。直交位相振幅スクイズド状態の平均光子数 $\langle \hat{n} \rangle$ と平均場（信号成分） $\langle \hat{a}_1 \rangle, \langle \hat{a}_2 \rangle$ とスクイズングパラメータ r の間には次式が成立している⁽²⁾。

$$\langle \hat{n} \rangle = \langle \hat{a}_1 \rangle^2 + \langle \hat{a}_2 \rangle^2 + \sinh^2(r) \quad (4)$$

式(4)で与えられる平均光子数を一定に保ちつつ、ホモダイン検波に対するSN比を最適化すると、

$$(S/N)_{\text{opt}} \equiv \frac{\langle \hat{a}_1 \rangle^2}{\langle \Delta \hat{a}_1^2 \rangle} = 4\langle \hat{n} \rangle (\langle \hat{n} \rangle + 1) \quad (5)$$

となる。これは、コヒーレント状態のSN比、 $4\langle \hat{n} \rangle$ よりも大きい、決して無限大になるわけではない。しかし、 $\langle \hat{n} \rangle$ が大きいとき、SN比は大きく改善される。

直交位相振幅スクイズド状態は、コヒーレント状態に次のユニタリ変換を施すことにより発生する⁽³⁾。

$$\hat{U} = \exp\left[\frac{r}{2}(\hat{a}^{\dagger 2} - \hat{a}^2)\right] \quad (6)$$

このユニタリ変換は、二つの光子を同時に吸収、放出する二光子過程を表しており、具体的には、2次の非線形光学効果の一つである縮退パラメトリック増幅過程や3次の非線形光学効果の一つである縮退4光波混合過程により実現される。入力光モード \hat{a}_{in} がコヒーレント状態のとき、出力光モード \hat{a}_{out} は次式のようにスクイズされる。

$$\hat{a}_{\text{out}} \equiv \hat{U}\hat{a}_{\text{in}}\hat{U}^\dagger = \cosh(r)\hat{a}_{\text{in}} - \sinh(r)\hat{a}_{\text{in}}^\dagger \quad (7)$$

$$\langle \Delta \hat{a}_{\text{out},1}^2 \rangle = \frac{1}{4}e^{-2r} \quad (8)$$

$$\langle \Delta \hat{a}_{\text{out},2}^2 \rangle = \frac{1}{4}e^{2r} \quad (9)$$

スクイズングパラメータ r は、二つの非線形光学過程に対して、それぞれ次式で与えられる。

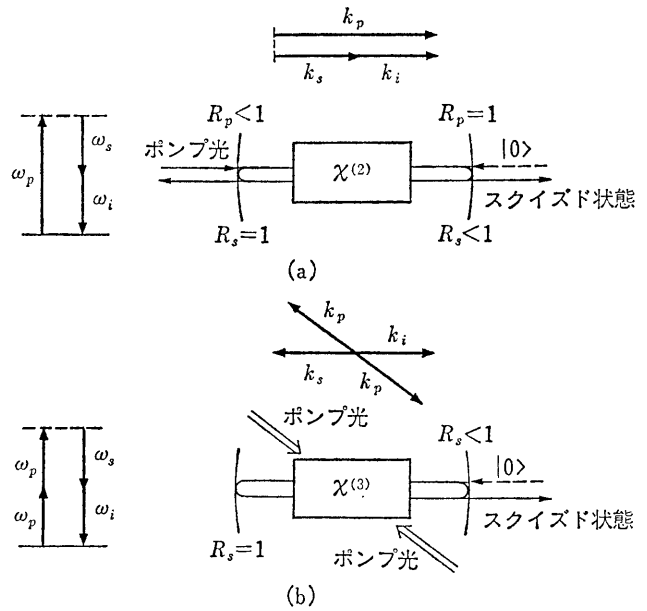


図2 直交位相振幅スクイズド状態を発生する(a)パラメトリック増幅過程と(b)4光波混合過程

$$r = \begin{cases} \chi^{(2)} E_P L / v & (\text{縮退パラメトリック増幅}) \\ \chi^{(3)} E_P^2 L / v & (\text{縮退4光波混合}) \end{cases} \quad (10)$$

ここで、 $\chi^{(2)}, \chi^{(3)}$ は2次、3次の非線形感受率、 E_P はポンプ光電界、 L は相互作用長、 v は媒質中の光速である。

3. 直交位相振幅スクイズド状態の発生と検出

パラメトリック増幅とは、図2(a)に示すように、ポンプ光の光子一つが、信号光の光子一つとアイドラ光の光子一つに分解される素過程に基づいている。このためには、次のエネルギー保存則と運動量保存則が満足されていなければならない。

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (11)$$

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i \quad (12)$$

ここで、 ω は角周波数、 \vec{k} は波数ベクトルである。信号光とアイドラ光の周波数がほぼ等しいとき、縮退パラメトリック増幅とよぶ。実際の実験においては、 $\chi^{(2)}$ が小さいことが問題であり、非線形相互作用を強くするため、図2(a)に示したように、cwポンプ光に対しては、高い Q 値をもった共振器を用い⁽⁴⁾、また、進行波形式に対しては、ピークパワーの大きい短

パルスのポンプ光が利用されている⁽⁵⁾。キンブルらは、MgO:LiNbO₃を $\chi^{(2)}$ 材料とし、これを高Qの共振器に入れ、単一モードの1.06 μ m YAG レーザの第2高調波をポンプ光として、cwの1.06 μ m スクイズド状態を発生した⁽⁴⁾。スラッシャーらは、KTP結晶を $\chi^{(2)}$ 材料とし、これをモード同期の1.06 μ m YAG レーザ光の第2高調波で励起し、パルスの1.06 μ m スクイズド状態を発生した⁽⁵⁾。

4光波混合とは、図2(b)に示すように、二つのポンプ光の光子が信号光の光子一つとアイドラ光の光子一つに散乱される素過程に基づいている。このためには、次のエネルギー保存則と運動量保存則が満足されていなければならない。

$$2\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (13)$$

$$2\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i \quad (14)$$

実際の実験においては、 $\chi^{(3)}$ の値が小さいことがやはり問題であり、非線形相互作用を強くするため、cwポンプ光に対しては共振器を用い⁽⁶⁾、進行波形式では、低損失光ファイバを非線形媒質として利用して長い相互作用を確保している⁽⁷⁾。スラッシャーらは、Na原子ビームを $\chi^{(3)}$ 材料とし、これを高Qの共振器で囲み、単一モードのArレーザ光をポンプ光として、cwの0.51 μ mのスクイズド状態を発生した⁽⁶⁾。レーベンソンらは、シリカファイバを $\chi^{(3)}$ 材料とし、これを単一モードのKrレーザで励起して、cwの0.7 μ mのスクイズド状態を発生した⁽⁷⁾。

図3に、直交位相振幅スクイズド状態の検出

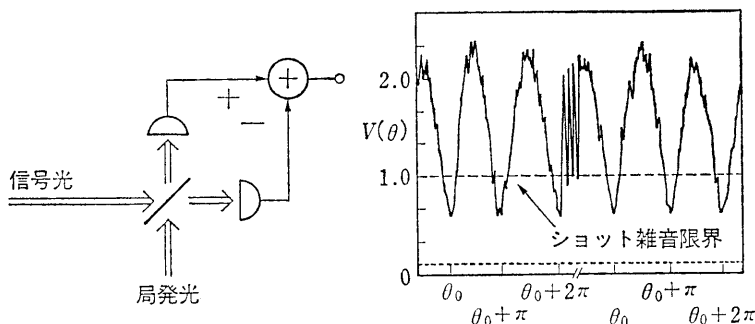


図3 直交位相振幅スクイズド状態の検出に使われるバランス型ホモダイン検出器とスクイズングを示す実験結果⁽⁴⁾

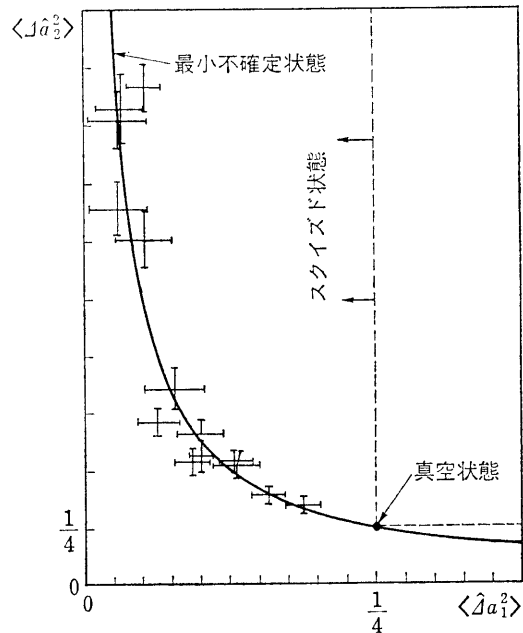


図4 縮退パラメトリック増幅器で発生された直交位相振幅スクイズド状態の \hat{a}_1 と \hat{a}_2 の雑音⁽⁴⁾

に使われるバランス型ホモダイン検波器を示す⁽⁸⁾。信号光と局発光は、50-50%のビームスプリッタでそれぞれ等分され、光検波された後、差動合成される。その出力揺らぎは、信号光の量子雑音のみに応答し、局発光の量子雑音は抑圧される。図3に示したように入射信号光を遮断しても、真空場の揺らぎは存在するので、そのときの出力揺らぎが、コヒーレント状態のショット雑音に対応する。従って、もし、入射信号光のある時の出力揺らぎが、入射信号光を遮断したときの出力揺らぎよりも小さければ、それがスクイズド状態になっていることの実験的検証となる⁽⁸⁾。図3には、局発光の位相を変えた場合に、ショット雑音以下の雑音が観測された様子が示されている。

図4には、縮退パラメトリック増幅器で発生された直交位相振幅スクイズド状態の測定結果を示してある⁽⁴⁾。コヒーレント状態の雑音レベルよりも約10dBほど雑音が抑圧されていると同時に、最小不確定関係がほぼ満足されている。

4. 光子数-位相スクイズド状態の性質

光子数-位相スクイズド状態は,

$$\hat{O}_1 = \hat{n} \quad (15)$$

$$\hat{O}_2 = \hat{S} = \frac{1}{2i} [(\hat{n}+1)^{-1/2} \hat{a} - \hat{a}^\dagger (\hat{n}+1)^{-1/2}] \quad (16)$$

$$\hat{O}_3 = \hat{C} = \frac{1}{2} [(\hat{n}+1)^{-1/2} \hat{a} + \hat{a}^\dagger (\hat{n}+1)^{-1/2}] \quad (17)$$

の場合の最小不確定状態である⁽⁹⁾. \hat{S} は sine 演算子, \hat{C} は cosine 演算子であり, 次の交換関係と不確定性関係に従う⁽¹⁰⁾.

$$[\hat{n}, \hat{S}] = i\hat{C} \longrightarrow \langle \Delta \hat{n}^2 \rangle \langle \Delta \hat{S}^2 \rangle \geq \frac{1}{4} \langle \hat{C} \rangle^2 \quad (18)$$

式 (18) は量子力学的に厳密な式であり, $\langle \hat{n} \rangle \gg 1, \langle \hat{C} \rangle \simeq 1, \langle \Delta \hat{S}^2 \rangle \simeq \langle \Delta \phi^2 \rangle$ の近似のもとに, $\langle \Delta \hat{n}^2 \rangle \langle \Delta \hat{S}^2 \rangle \geq \frac{1}{4}$ に帰着する. スクイズングパラメータ r が $-\frac{1}{2} \ln(2\langle \hat{n} \rangle)$ よりも大きい場合には, \hat{n} と \hat{S} の分散は,

$$\langle \Delta \hat{n}^2 \rangle = \frac{1}{2} \langle \hat{C} \rangle e^{-2r} \langle \hat{n} \rangle \quad (19)$$

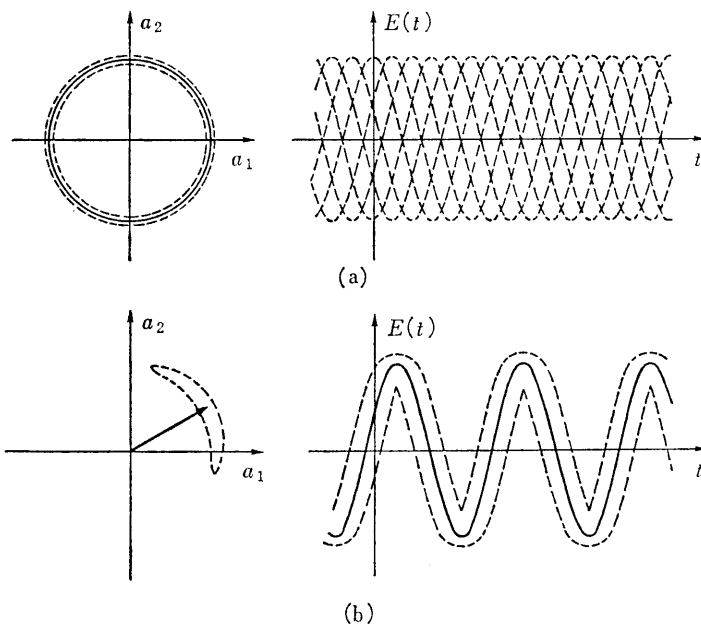


図 5 (a) 光子数状態と (b) 光子数-位相スクイズド状態の不確定量の分配と電場の波形

$$\langle \Delta \hat{S}^2 \rangle = \frac{1}{2} \langle \hat{C} \rangle e^{2r} > \frac{1}{4 \langle \hat{n} \rangle} \quad (20)$$

となり, 光子数雑音がコヒーレント状態のそれよりも小さくなる. $r \rightarrow \infty$ の極限では, $\langle \Delta \hat{n}^2 \rangle = 0$ となり \hat{n} の固有状態となる. 図 5 (a), (b) に, 光子数状態と光子数-位相スクイズド状態の不確定の分配の様子と電場の波形を示す.

光子数の直接検波に対して, 最大の SN 比を実現するのは, 光子数状態であり, SN 比は理論的には無限大になる.

$$S/N \equiv \frac{\langle \hat{n} \rangle^2}{\langle \Delta \hat{n}^2 \rangle} \longrightarrow \infty \quad (21)$$

増大した位相雑音は, 光子数を全く消費しないため, 直交位相振幅スクイズド状態のような最適なスクイズングパラメータは, この場合には存在しない. しかしながら, 光子数状態の SN 比が無限大であるからといって, 無限の情報量が有限の光子数で送れるわけではない. 光子数は, \hat{a}_i のような連続量ではなく, $0, 1, 2, \dots$ と離散的な値しかとれないためである. 直交位相振幅スクイズド状態は有限の量子雑音のために, 光子数状態は有限の信号レベル数のために伝送し得る情報量に新たな量子限界が現れることになる. この点は, 7 章で詳しく論じられる.

5. 光子数-位相スクイズド状態の発生と検出

光子数-位相スクイズド状態は, ポンプ雑音を抑圧したレーザーによって発生される⁽¹¹⁾. 先に, レーザ光の光子数雑音はコヒーレント状態のそれに等しく, 位相雑音は, ランダムウォークによる拡散のためにコヒーレント状態の位相雑音より大きくなることを述べた. レーザ光の光子数 (振幅) 雑音の起源を詳しく調べると, 図 6 (a) に示すように, 共振器帯域内 ($\Omega \leq \frac{\omega}{Q}$) では, ポンプ過程のショット雑音が, 共振器帯域外 ($\Omega \geq \frac{\omega}{Q}$) では外部より共振器に入射する真空場の揺

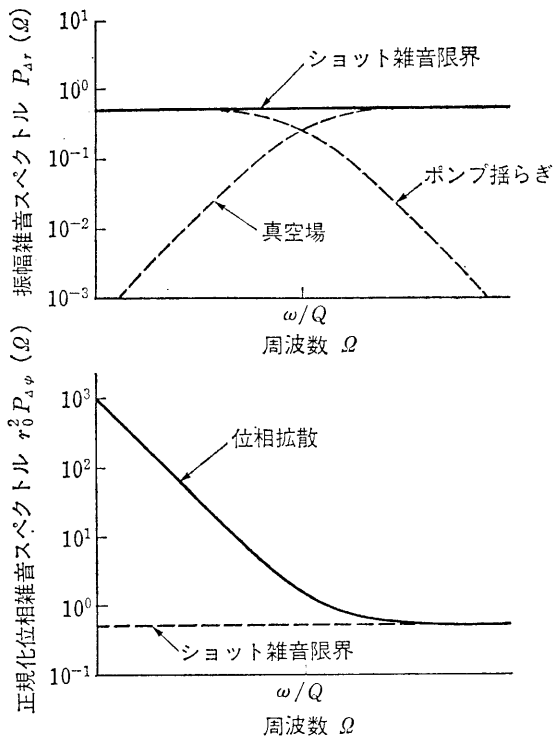


図 6 レーザ出力光の振幅および位相雑音スペクトル

らぎが、その原因であることがわかる。従って、もしポンプ過程のショット雑音を抑圧できれば、光子数雑音は共振器帯域内でコヒーレント状態のそれ以下に抑圧できる。位相雑音は図 6 (b) に示したように、この周波数帯域内で、拡散のため増大しているのので、不確定性関係式 (18) が、光子数雑音の減少により破られることはない。すなわち、光子数雑音が $\langle \Delta \hat{n}^2 \rangle < \langle \hat{n} \rangle$ に抑圧され、位相雑音が $\langle \Delta \hat{\phi}^2 \rangle > \frac{1}{4\langle \hat{n} \rangle}$ に拡大された光子数-位相スクイズド状態が発生される。

光励起のレーザーでは、ポンプ過程は、通常、ランダムなポアソン素過程であるから、このショット雑音を抑圧することはできないが、注入電流励起の半導体レーザーでは、接合電流の揺らぎをショット雑音以下にすることが可能である⁽¹²⁾。すなわち、注入電流励起の場合の揺らぎは、電源抵抗 R_s で発生する熱雑音にその起源があり、接合の微分抵抗 $R \equiv \left(\frac{dI}{dV}\right)^{-1}$ が $\frac{R_s}{2}$ よりも小さければ、注入電流の揺らぎはショット雑音以下になる。

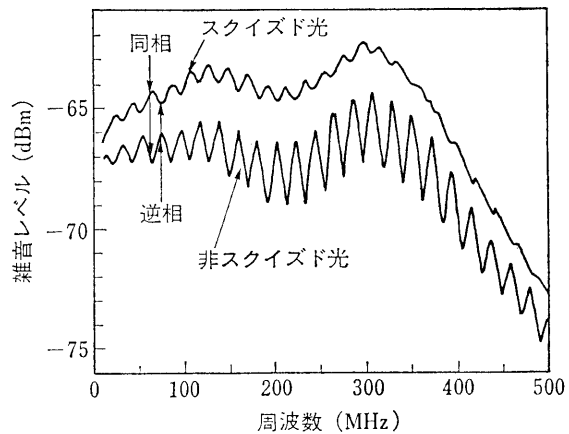
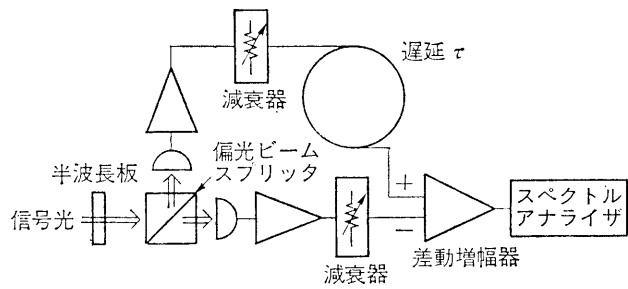


図 7 光子数-位相スクイズド状態の検出に用いられるバランス型遅延検波器とスクイズングを示す実験結果

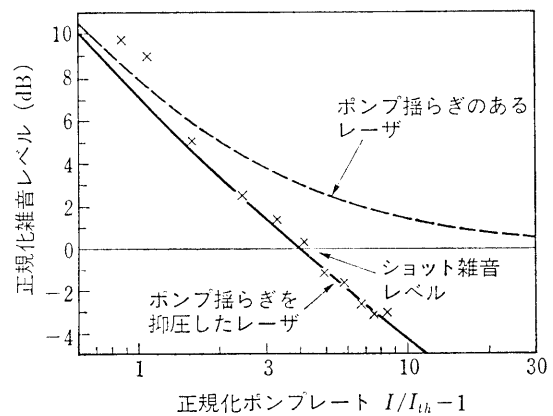


図 8 ポンプ揺らぎを抑圧した半導体レーザーで発生された光子数-位相スクイズド状態の光子数雑音のポンプレート依存性

$$S_i(\Omega) = -\frac{4k_B T}{R_s} < 2eI \left(R < \frac{R_s}{2} \right) \quad (22)$$

図 7 に、光子数-位相スクイズド状態の検出に用いられるバランス型遅延検波器を示す⁽¹³⁾。信号光は、50-50% のビームスプリッタで等分され、光検波された後、一方に遅延 τ が付加されて差動合成される。揺らぎの周波数 Ω と遅延時間 τ の積が $2\pi N$ (N は整数) のとき、二つの光検波器出力は差動合成され、真空場の揺

らぎ（ショット雑音レベル）を示すが、 $\Omega\tau$ が $2\pi N + \pi$ のとき、二つの光検波器出力は和動合成され、信号光の揺らぎを示す。従って、図7に示したように後者の雑音レベルが前者よりも低ければ、それが、スクイズド状態になっていることの実験的検証となる⁽¹³⁾。

■ 図8には、 $R_s \gg R$ を満たした定電流源で駆動された半導体レーザの光子数雑音の測定結果を示してある^{(14), (15)}。町田らは、 $0.8\ \mu\text{m}$ の GaAs レーザ、 $1.5\ \mu\text{m}$ の InGaAsP レーザの電源側に $1\ \text{k}\Omega$ 程度の高抵抗を入れて、コヒーレント状態の雑音レベルよりも約 $3\ \text{dB}$ ほど雑音を抑圧し、光子数-位相スクイズド状態の発生を確認した。

6. 位相共役関係にある光子対

パラメトリック増幅器において、信号光とアイドラ光の周波数が大きく異なる場合（非縮退パラメトリック増幅）や信号光とアイドラ光の偏波が直交している場合（タイプIIパラメトリック増幅）においては、信号光とアイドラ光は別々のものと考えられる。しかし、これら二つのホトンの間には強い量子相関が形成されている。今、信号光、アイドラ光の入力モードを \hat{a}_s, \hat{a}_i とし、出力モードを \hat{b}_s, \hat{b}_i とすれば、

$$\hat{b}_s = \sqrt{G}\hat{a}_s + \sqrt{G-1}\hat{a}_i^\dagger \quad (23)$$

$$\hat{b}_i^\dagger = \sqrt{G}\hat{a}_i^\dagger + \sqrt{G-1}\hat{a}_s \quad (24)$$

なる関係式が成立している⁽¹⁶⁾。図9に、入、出力モードの雑音分布を示す。

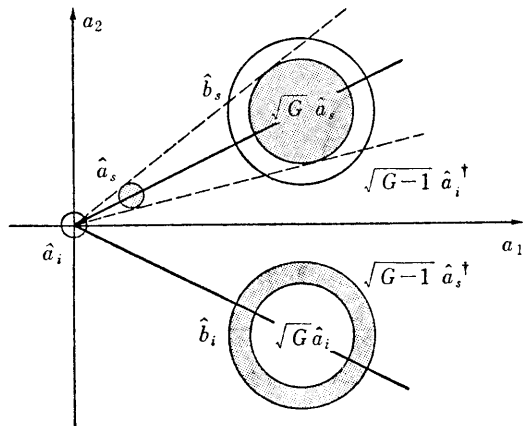


図9 非縮退パラメトリック増幅で作られる光子対 \hat{b}_s と \hat{b}_i

式 (23), (24) から、入、出力光子数演算子 $\hat{n}_s^{\text{out}} = \hat{b}_s^\dagger \hat{b}_s$, $\hat{n}_s^{\text{in}} = \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_s$, $\hat{n}_i^{\text{out}} = \hat{b}_i^\dagger \hat{b}_i$, $\hat{n}_i^{\text{in}} = \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i$ の間に、次のマンリー・ローの関係が成立していることがわかる⁽¹⁷⁾。

$$\hat{n}_s^{\text{out}} - \hat{n}_i^{\text{out}} = \hat{n}_s^{\text{in}} - \hat{n}_i^{\text{in}} \quad (25)$$

もし、信号光、アイドラ光に入力がない場合には、出力信号光とアイドラ光の光子数は全く等しくなる（完全な量子相関）。また、わずかな入力光がある場合でも、増幅率 G が十分大きい場合には、ほぼ完全な量子相関が形成される⁽¹⁸⁾。

$$\begin{aligned} \langle \Delta(\hat{n}_s^{\text{out}} - \hat{n}_i^{\text{out}})^2 \rangle &= \langle (\Delta\hat{n}_s^{\text{in}})^2 \rangle + \langle (\Delta\hat{n}_i^{\text{in}})^2 \rangle \\ &\ll \langle \hat{n}_s^{\text{out}} + \hat{n}_i^{\text{out}} \rangle \\ &= G \langle \hat{n}_s^{\text{in}} + \hat{n}_i^{\text{in}} \rangle (G \gg 1) \end{aligned} \quad (26)$$

式 (26) の不等式の右辺は、出力信号光とアイドラ光が、ともに相関のないコヒーレント状態にある場合の $\langle \Delta(\hat{n}_s^{\text{out}} - \hat{n}_i^{\text{out}})^2 \rangle$ に相当する。高利得パラメトリック増幅器の出力信号光の光子数雑音自体は、コヒーレント状態のそれよりも大きいですが、もし、出力アイドラ光の光子数雑音も同時に測定して、これを引けば、実質的には、コヒーレント状態の光子数雑音より、はるかに小さなレベルに雑音を抑圧できる。この意味で、量子相関をもった光子対は光子数-位相スクイズド状態や光子数状態と同じ機能を果たすことができるといえる。

また、式 (23), (24) から、出力信号光、アイドラ光の直交位相振幅は、次式ようになる。

$$\hat{b}_{s1} = \hat{b}_{i1} + (\sqrt{G} - \sqrt{G-1})(\hat{a}_{s1} - \hat{a}_{i1}) \quad (27)$$

$$\hat{b}_{s2} = -\hat{b}_{i2} + (\sqrt{G} - \sqrt{G-1})(\hat{a}_{s2} + \hat{a}_{i2}) \quad (28)$$

これより、 $G \gg 1$ (従って、 $\sqrt{G} - \sqrt{G-1} \ll 1$) の場合には、同位相の振幅には正の量子相関 ($\hat{b}_{s1} \approx \hat{b}_{i1}$) が、直交位相の振幅には負の量子相関 ($\hat{b}_{s2} \approx -\hat{b}_{i2}$) が形成されていることがわかる⁽¹⁹⁾。高利得パラメトリック増幅器の出力信号光の直交位相振幅の雑音自体は、コヒーレント状態のそれよりも大きいですが、もし、出力アイドラ光の直交位相振幅雑音も同時に測定して、これを引けば、実質的には、コヒーレント状態

の振幅雑音よりはるかに小さなレベルに雑音を抑圧できる。従って、量子相関をもった光子対は、直交位相振幅スクイズド状態と同じ機能を果たすこともできる。この意味で、光子対は、先に述べた2種類のスクイズド状態よりも応用範囲が広いといえる。

量子相関を持った光子対は、非縮退パラメトリック増幅器および発振器によって発生された。マンデルらは、KDP結晶を $\chi^{(2)}$ 材料とし、これを紫外Arレーザ光で励起して、信号光とアイドラ光の光子が必ず1対1で存在すること(マンリー・ローの関係)をホトンカウンティング技術を用いて実証した⁽²⁰⁾。ハイドマンらは、KTP結晶を $\chi^{(2)}$ 材料とし、これを高い Q 値をもつ共振器に入れ、ArレーザでポンプしてタイプIIのパラメトリック発振器を実現し、信号光とアイドラ光の光子数雑音に約3dBの量子相関があることを観測した⁽²¹⁾。

7. 同時刻に発生する光子対

前章では非縮退パラメトリック増幅によって発生する光子対が $G \gg 1$ で位相共役関係($\hat{b}_s = \hat{b}_i^\dagger$)にあることから、これが光子数状態としても、直交位相振幅スクイズド状態としても使えることを述べた。本章では、この光子対がほぼ同時刻に発生するという別の実験事実^{(22), (23)}から導かれる“非古典的”効果を紹介する。

7.1 2光子の干渉と非局所的効果^{(24), (25)}

ディラックは光子は自分自身としか干渉しないといった。これは2次の干渉効果(いわゆるヤングの干渉)が支配的な通常の光の場合には正しい。しかし、非縮退パラメトリック増幅器から発生する光子対の場合、2光子の位相差は各対ごとにばらばらなので2次の干渉は統計平均すると消える。しかし、2光子は毎回ほぼ同時刻に発生するので、光路差さえ

適切に合せれば、2光子の波束を適当な点で必ず重なりあうようにすることができる。このような条件の下では2光子の確率振幅間の干渉である4次の干渉効果が現れる。その結果、ある位置で一方の光子が観測されると、そこから有限の距離だけ離れた位置で他方の光子が観測される確率が突然有限から0になるという非局所的効果が現れる。

7.2 光子の波束の長さの測定⁽²⁶⁾

ホンらは4次の干渉効果を利用して光子対の波束の長さを測定した。図10(a)で発生した二つの光子をビームスプリッタ(BS)上で干渉させ、干渉後の光を高速のホトマルを使って同時計測する。光子対がビームスプリッタ(50%:50%)上で完全に重なり合えば、二光子の確率振幅の干渉効果によって(destructive interference)光子対を同時計測する確率は0になる⁽²⁶⁾。逆にこの事実を利用すれば、ビームスプリッタを適当に上下させ同時計測の割合が減少する距離を測ればそれによって光子の波束の

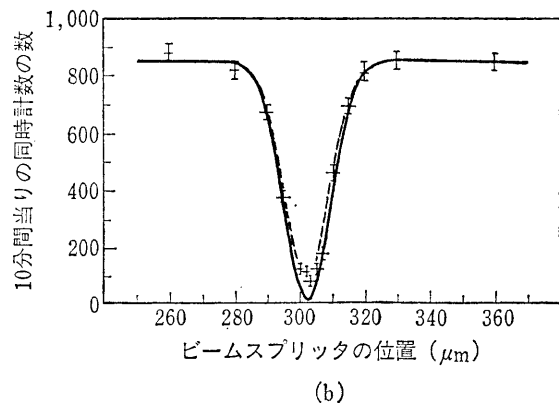
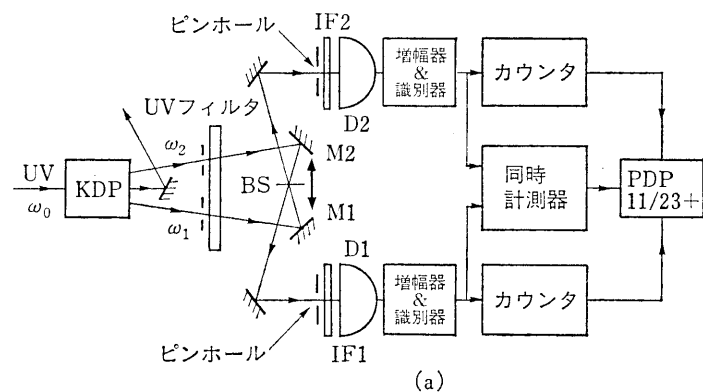


図10 4次の干渉効果を利用した光子の波束の長さの(a)測定法と(b)その結果⁽²⁶⁾

長さを知ることができる。測定結果(図 10(b))で同時計数の割合が落ちている長さから光子の波束の長さが 100 fs 以下であることがわかる。

この測定法では、時間分解能がホトマルの時間分解能ではなくビームスプリッタの位置の精度によって決まるために、1 fs 以上の時間分解能で同時測定をすることができる。

文 献

- (1) A. Messiah : Quantum mechanics, Mc Graw-Hill, New York (1961).
- (2) H.P. Yuen : Phys. Rev., **A 13**, 2226 (1976).
- (3) D.F. Walls : Nature (London), **301**, 141 (1983).
- (4) L.A. Wu, H.J. Kimble, J. Hall and H. Wu : Phys. Rev. Lett., **57**, 2520 (1986).
- (5) P. Grangier, R.E. Slusher, B. Yurke and A. La Porta : Phys. Rev. Lett., **59**, 2153 (1987).
- (6) R.E. Slusher, L.W. Hollberg, B. Yurke, J.C. Mertz and J.F. Valley : Phys. Rev. Lett., **55**, 2409 (1985).
- (7) R.M. Shelby, M.D. Levenson, S.H. Perlmutter, R.G. DeVoe and D.F. Walls : Phys. Rev. Lett., **57**, 691 (1986).
- (8) H.P. Yuen and V.W.S. Chan : Opt. Lett., **8**, 177 (1983).
- (9) R. Jackiw, J. Math : Phys., **9**, 339 (1968).
- (10) P. Carruthers and M.M. Nieto : Rev. Mod. Phys., **40**, 411 (1968).
- (11) Y. Yamamoto, S. Machida and O. Nilsson : Phys. Rev., **A 33**, 4025 (1986).
- (12) Y. Yamamoto and S. Machida : Phys. Rev., **A 35**, 5114 (1987).
- (13) S. Machida and Y. Yamamoto (to be published).
- (14) S. Machida, Y. Yamamoto and Y. Itaya : Phys. Rev. Lett., **58**, 1000 (1987).
- (15) S. Machida and Y. Yamamoto : Phys. Rev. Lett., **60**, 792 (1988).
- (16) G. Björk and Y. Yamamoto : Phys. Rev., **A 37**, 1991 (1988).
- (17) W.H. Louisell, A. Yariv and A.E. Siegman : Phys. Rev., **124**, 1646 (1961).
- (18) H.P. Yuen : Phys. Rev. Lett., **56**, 2176 (1986).
- (19) B.R. Mollow and R.J. Glauber, Phys. Rev., **160**, 1097 (1967); G. Björk and Y. Yamamoto : Phys. Rev., **A 37**, 1991 (1988).
- (20) C.K. Hong and L. Mandel : Phys. Rev. Lett., **56**, 58 (1986).
- (21) A. Heidmann, R. Horowicz, S. Reynaud, E. Giacobino, C. Fabre and G. Camy : Phys. Rev. Lett., **59**, 2555 (1987).
- (22) D.C. Burnham and D.L. Weinberg : Phys. Rev. Lett., **25**, 84 (1970).
- (23) S. Friberg, C.K. Hong and L. Mandel : Phys. Rev. Lett., **54**, 2011 (1985).
- (24) R. Ghosh, C.K. Hong, Z.Y. Ou and L. Mandel : Phys. Rev., **A 34**, 3962 (1986).
- (25) R. Ghosh and L. Mandel : Phys. Rev. Lett., **59**, 1903 (1987).
- (26) C.K. Hong, Z.Y. Ou and L. Mandel : Phys. Rev. Lett., **59**, 2044 (1987).



山本 喜久 (正員)

昭 48 東工大・工・電気卒、昭 53 東大大学院博士課程了。同年日本電信電話公社入社。以来、コヒーレント光通信、レーザー増幅器、レーザーの量子雑音、量子光学の研究に従事。現在、NTT 基礎研究所情報科学研究部山本グループリーダー。工博。

昭 56 年度学術奨励賞、昭 60 年度業績賞受賞。著書「Semiconductor and Semimetals」など。



上田 正仁

昭 61 東大・理・物理卒・昭 63 同大学院修士課程了。同年日本電信電話(株)入社。以来、微小接合素子の量子論の研究、量子光通信の研究に従事。現在、NTT 基礎研究所情報科学研究部山本グループに所属。