

解説

光非線形量子効果と光通信

井元信之

NTT 基礎研究所 〒180 武蔵野市緑町 3-9-11

(1987年2月3日受理)

Nonlinear-Optical Quantum Effects and Optical Communications

Nobuyuki IMOTO

NTT Basic Research Laboratories,
3-9-11, Midori-cho, Musashino 180

1. はじめに

光学の発展を歴史的に見ると、幾何光学→波動光学→量子光学の順に発展してきた。これは、後のものほど本物だというわけではなく、見る目が異なるだけである。分子レベルの生物には量子光学が身近であろうが、人間にとっては幾何光学のほうが身近であり、量子光学には気がつくのが遅れただけである。それでもいろいろな現象を説明する必要にせまられ、波動光学や量子光学が生まれた。そして理論的には光子の概念の明確化(第2量子化あるいは電磁場の量子化)および量子電磁力学の完成を見、量子光学の基本は完成したといってもよい。

それにもかかわらず、近年量子光学の研究が再び活発になってきた。キーワードを拾ってみると、光のスクイズド状態、光子のサブポアソン分布、アンチバンチング効果、量子非破壊(QND: quantum nondemolition)測定等である。これらは量子力学そのものを書き換えるものでももちろんないが、従来なかった新しい光の状態を実現するという意味で、またそのために必要な「光と物質の相互作用」は何かを解明するという意味で新しい分野である。その鍵となる相互作用が非線形光学効果である。

また、工学系の研究者がこの分野に取り組んでいることも目立つ。これは上記の現象がテクノロジーからかけ離れた場面にあるのでなく、早晚技術上の課題になるという意識があるからである。たとえば光通信ではショット雑音と呼ばれる量子力学的雑音が通信の性能に限界を

与える(電波通信では熱雑音が主であるが、波長の短い光では量子雑音が主である)。さらに通信の性能を上げるためには、ハイゼンベルクの不確定性原理に抵触せずに量子雑音の影響を制御する必要があるが、それを可能にするのが上記のキーワードの分野である。

本解説ではこれらの新しい分野の概念と研究状況を紹介する。「光非線形量子効果」とはここでは非線形光学による量子効果を意味する。また、光通信をはじめとする応用についても触れることにする。量子光学のより詳しい記述については本誌に優れた解説があるが¹⁾、スクイズド状態は扱われていない。スクイズド状態については本解説のほか文献 2, 3)も参照されたい。

2. 光の量子効果および量子状態

光非線形量子効果が現象としてどんな場面に現れるかを述べるため、まず「古典的」効果を説明し、それに対する異常な現象として「非古典的」効果を紹介する。両者の区別は、それを説明するのに電磁場の量子化(光の量子化)が不可欠か否かという点にある。まず半古典論でも説明しうる三つの効果、すなわちショット雑音、光子統計のポアソン分布、バンチング効果について述べる。

図1にショット雑音の測定系を示す。通常のレーザー光を光検出器で受けて電気信号に変え、その電流雑音の周波数成分をスペクトルアナライザで観測すると、光検出器の帯域内で大きさ $4eIR$ (W/Hz) の白色雑音が生ずる。 e は電子の電荷、 I は光検出に伴う dc 電流、 R は

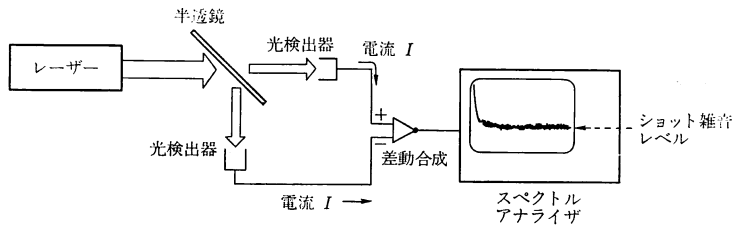


図 1 光検出におけるショット雑音測定系
 レーザー光に古典的変調ノイズがあっても差動合成により打消し
 合うが、ショットノイズは消えずに残る。

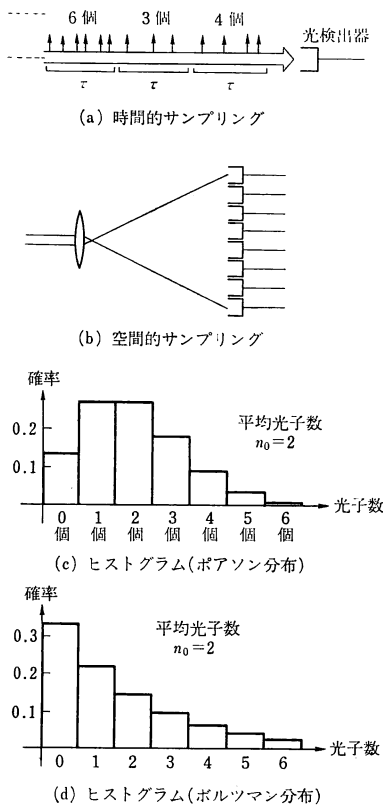


図 2 光子計数統計

スペクトルアナライザの入力抵抗値である。これをショット雑音という。半古典論的にはこの雑音の原因は光検出器で発生する電流電子が確率的にランダムに発生するためと解釈される。実験室レベルでは適当な周波数範囲でショット雑音が見えるに至っている。

図 2 は光子のポアソン分布の説明図である。(a)の系では弱いビームをフォトマル(光電子増倍管)で受け、時間 τ ごとにカウントされる光電子数を記録する。(b)では弱いビームをレンズで拡げて写真乾板を感光させ、単位面積当たり感光した銀粒子の数を数える。ビームが

弱いことは本質的ではなく、単に光子計数を可能にするためである。 n 個カウントされた頻度のヒストグラムをとると、その確率分布 $P(n)$ は、光源がレーザー光の場合(c)のようなポアソン分布となる。これは電子や銀粒子などの“物質”が $\hbar\omega$ の単位でランダムに光を吸収、放出するためとする古典論で説明される(\hbar : プランク定数/ 2π , ω : 光の角振動数)。

ランダムということは時間または空間的に光子数が一定でなく粗密ができ、光子は塊り(パンチ)でやってくるということを意味する。光源がレーザー光でなく、電球のような黒体輻射の場合はどうであろうか。光ビームを十分コリメートし分光器で単色光とし、観測時間を電球の光子の寿命に合わせると、理想的には図 2(d) のようなボルツマン分布となる。この分布は、ゼロ個計数される確率が一番大きい、また多数の光子がカウントされる確率も大きい。つまり図 2(c) のポアソン分布より粗密の差がますます大きくなり、光子はより塊ってやってくる傾向にある。これがパンチング効果であり、やはり半古典論で説明可能な効果である。

さて、これらの効果については半古典論でも説明可能なのでわざわざ量子光学をもちだす必要はない。量子光学の存在価値はそれではしか説明できない現象を予言できるところにある。そのような非古典的效果として、(1) スクイズド状態の光では光検出における雑音がショット雑音より下がりうる。また、(2) スクイズド状態や光子数状態では光子数の分布がポアソン分布よりバラツキが小さいサブポアソン分布となることがある。このような光では光子の到着がバラツかず、塊りならされる。すなわち、(3) アンチパンチング効果がある。これらはすべて半古典論では説明できない量子効果である。歴史的には光の量子化による説明を要する重要な実験事実としてはラムシフト⁴⁾が挙げられるが、これは物質と光(真空場)の相互作用現象である。これに対し上記の三つは、光そのものの量子状態にもとづく新しい効果であ

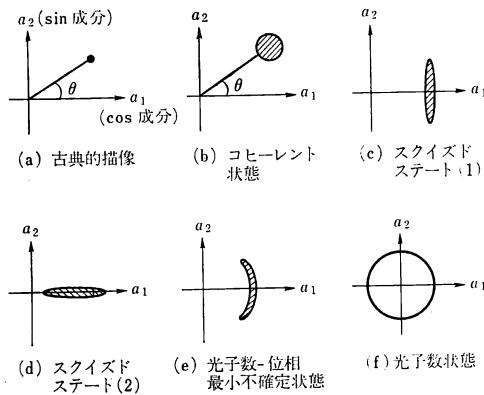


図3 光の量子状態

る。それでは光の量子状態とは何か、次にそれを説明する。

一般に、考えている空間の電磁波モード番号を m 、空間モード関数を $\Psi_m(\mathbf{r})$ とすれば、光の電界は時間的に振動する振幅 a_m を用いて次のように展開される。

$$E = \sum_m \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\epsilon V}} [a_m \Psi_m(\mathbf{r}) + a_m^* \Psi_m^*(\mathbf{r})] \quad (1)$$

ただし ω_m はモード m の光の角振動数、 ϵ は誘電率、 V は空間の体積である。以下一つのモードを考えるので添字 m を落とす。 a は $\exp(-i\omega t)$ で振動する複素振幅であるが、新たに $a_1 \equiv (a + a^*)/2$ と $a_2 \equiv (a - a^*)/2i$ を定義すると、 a_1 は $\cos(\omega t)$ 、 a_2 は $\sin(\omega t)$ で振動する実数値となる。古典的描像では \cos 成分および \sin 成分の測定値 a_1 および a_2 は精密に確定し、 a_1 - a_2 平面の一点が振動状態を指定する。図3(a)にその様子を示す。

しかし量子力学では a_1 と a_2 は同時に精密に決めることはできず、その不確定量の間に

$$\langle (\Delta a_1)^2 \rangle \cdot \langle (\Delta a_2)^2 \rangle \geq 1/16 \quad (2)$$

というハイゼンベルクの不確定関係がある。この式の等号を満たす光の状態を一般に最小不確定状態という。とくに $\langle (\Delta a_1)^2 \rangle = \langle (\Delta a_2)^2 \rangle = 1/4$ であるときコヒーレント状態といい⁵⁾、図3(b)に示すように不確定領域は円形となる。この状態は通常のレーザーから出力される光の状態であり、振幅や位相が決まっている古典的電波に最も近い波である。コヒーレント状態にあるモードの光子数を計測すると、 n 個計測される確率 $P(n)$ はポアソン分布: $P(n) = \exp(-n_0)(n_0)^n/n!$ で表わされる。ただし n_0 は平均光子数である。これは分散 $\langle (\Delta n)^2 \rangle$ が平均 n_0 に等しい分布である。この光子数の不確定さが光検出の際ショット雑音と呼ばれる白色雑音となる。したがって量子光学の立場では、ポアソン分布もショット雑音も光

がコヒーレント状態にあることの現れである。もちろんすでに述べたように、これは半古典論でも説明可能である。そのためコヒーレント状態はしばしば“古典的”光と呼ばれる。

(2)式の等号を満たすが、 a_1 と a_2 が異なる不確定量をもつ状態⁶⁻⁸⁾をスクイズド状態²⁾と呼び、その例を図3(c)(d)に示す。図から明らかなように、(c)では \cos 成分のみを検出すれば、コヒーレント状態より不確定性を小さくできる。 \cos 成分を検出するのは光ホモダイン検波であるが、その際雑音はショット雑音以下に抑えられる。これにより通信や光計測の際のショット雑音限界をクリアできる。不確定性原理を満たすため、その代償として \sin 成分の雑音は増えているが、そちらは使わなければならない。この効果は光を量子化してはじめて得られるので、スクイズド状態は“非古典的”光子状態と呼ばれる。

他の非古典的状态として、図3(e)に光子数-位相最小不確定状態⁹⁾を示す。これは位相の不確定さ $\Delta\theta$ は大きい、光子数(近似的に原点からの距離の2乗)の不確定さが小さい状態である。すなわち $\langle (\Delta n)^2 \rangle$ が平均光子数 n より小さいサブポアソン分布となる。この状態に対してはホモダインでなく光子数検出が適当である。

$\langle (\Delta n)^2 \rangle \rightarrow 0$ の極限が図3(f)に示す光子数状態であり、位相は全く不確定であるが光子数は確定した状態である。これは number state または Fock state と呼ばれる。

3. 非線形光効果による新しい量子状態の発生

2章ではある一つのモードの状態について述べたが、モードが二つ以上ある場合には、新たに「量子力学的相関」という概念が生まれる。例としてモード1は波長 $\lambda = 0.77 \mu\text{m}$ の赤い光、モード2は $1.55 \mu\text{m}$ の赤外光とする。それぞれのモードは古典的状态であるコヒーレント状態であり、したがって光子数 N_1, N_2 はポアソン分布をすると仮定する。ところがこの二つのモードにある相関があって、たとえば両光子数の差が確定しているとする。このとき新たに $N_3 \equiv N_1 - N_2$ を定義すれば、 N_3 には不確定さはない。このように、それぞれのモードを単独で見ると古典的状态であっても、両者の間に量子力学的相関があれば、全体としては非古典的状态と見なせる。実際、この N_3 を用いて通信や計測ができれば、量子雑音の影響はない。

上の例はよく知られた非線形光学効果である光パラメ

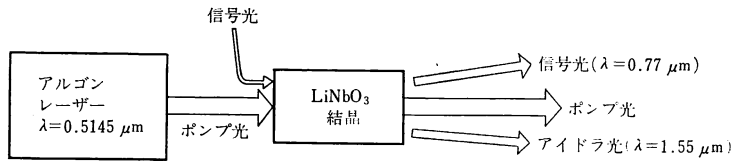


図 4 パラメトリック増幅系

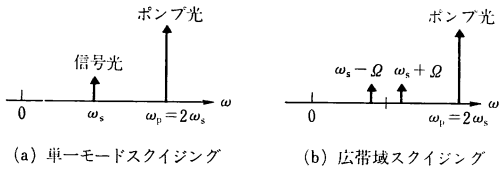


図 5 パラメトリック増幅の周波数モード

トリック増幅により作ることができる。図 4 に LiNbO₃ 結晶を用いた光パラメトリック増幅系を示す。ポンプ光として波長 $\lambda_p = 0.5145 \mu\text{m}$ のアルゴンレーザーを用いると、パラメトリック増幅のエネルギー保存条件: $1/\lambda_p = 1/\lambda_1 + 1/\lambda_2$ を満たすので、モード 1 (信号光) およびモード 2 (アイドラ光) は増幅される。光パラメトリック増幅はポンプ光光子を 1 個吸収し、信号光とアイドラ光の光子を 1 個ずつ放出する過程である。したがってこの過程は $N_1 - N_2$ を変えず、 N_1 と N_2 の相関を保ったまま増幅する。すなわち、入射光の $N_1 - N_2$ の不確定量が増幅後も一定値に保たれるので、出射光は全体として非古典の状態となる¹⁰⁾。

また、図 3(c)(d) に示したスクイズド状態は、(b) のコヒーレント状態から 2 光子遷移、パラメトリック増幅または 4 光子混合等の非線形光学効果により変換されることがわかっている⁹⁾。したがって、通常のレーザーで発生したコヒーレント状態光を非線形光学媒質に通すことによりスクイズド状態光を発生することが可能である。

図 5(a) に縮退光パラメトリック増幅を用いたポンプ光と信号光の周波数関係を示す。ポンプ光の半分の周波数の信号光がスクイズド状態となる。これを単一モードスクイズド状態という。しかしこの信号光がスクイズド状態であることを実験で確かめるのは容易ではない。確認したい不確定性が dc で出力され、レーザーの $1/f$ 雑音その他で容易にマスクされてしまうからである。

そこで通常図 5(b) のように ω_s から $\pm\Omega$ ずれた二つのモードに着目し、 ω_s の光を局発光として光ホモダイン検波することにより、これら二つのモードの相関をスペクトルアナライザ上の Ω 成分の雑音レベルとして読む方法がとられる。局発光の位相を適当に選べば、雑

音はショット雑音レベル以下となる。これを広帯域スクイズド状態と呼ぶ¹¹⁾。二つのモード $\omega_s \pm \Omega$ の入力光はレーザー光である必要はなく、強度ゼロのコヒーレント状態すなわち真空状態 (ゼロ点振動) でよい。事実、以下に紹介する実験はこのような形で行なわれている。

AT & T ベル研究所では Na 分子ビームを非線形光学媒質とし、共振器内 4 光波混合を用いて初めてスクイズド状態を観測した¹²⁾。テキサス大学では KDP 結晶および LiNbO₃ を用い光パラメトリック効果によりスクイズド状態を観測した¹³⁾。IBM¹⁴⁾ では光ファイバを用いた 4 光波混合で、MIT でも Na 蒸気を用い観測を報告している¹⁵⁾。

また、図 3(e) に示したような状態を作る方法としては、QND 測定とフィードバックを用いる方法¹⁶⁾、光カー効果と干渉計を用いる方法¹⁷⁾、およびポンプ雑音を除去したレーザーを用いる方法¹⁸⁾が研究されている。

4. 量子非破壊測定

これまで光の“量子状態”に課せられる不確定性原理に抵触せずに、不確定性のバランスを制御しようという研究を紹介した。不確定性原理はこのほかに“測定過程”にも制限を加え¹⁹⁾、それは測定対象の量子状態を必ず破壊するということに現れる。しかし相補的な物理量のペア (たとえば光子数と位相) のうち一つに着目するならば、それを破壊せずに測定することが可能であり、これは量子非破壊測定 (QND measurement)^{20,21)} と呼ばれる。このとき測定に伴う被測定系への影響は、測定しようとする物理量に共役な物理量へ及ぼされる。たとえば、あるモードの光子数を量子非破壊測定したとすれば、その位相は破壊されている。

図 6 に筆者らの提案による光カー効果を用いた光子数の量子非破壊測定法を示す²²⁾。光カー媒質を通過する被測定光は媒質の屈折率を変えるが、吸収されることなく出射する。屈折率が変化するため、同じく媒質を通過するプローブ光の位相が変化する。したがってこの位相変化を読めば被測定光の光子数を破壊することなくその情報を引き出せる。これが量子非破壊測定であることは証明されているが²²⁾、原理を一口で言えば、非線形光学効

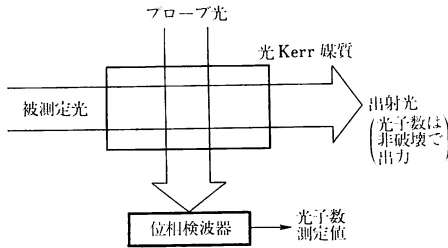


図6 光カー効果を用いた光子数の量子非破壊測定法

果(光カー効果)を用いて被測定光の光子数とプローブ光の位相の間に量子力学的相関をもたせ、後者の破壊測定により前者を非破壊測定するものである。これについては実験も行なわれており、量子雑音測定には至っていないが非破壊測定の原理は確認されている²³⁾。また IBM では光ファイバを用いた実験系で量子非破壊測定実験を行ない、量子雑音の影響を最近検出した²⁴⁾。

5. 光通信への応用

2章で説明したようにスクイズド状態を用いて \cos 成分のみホモダイン検波することができれば、発生する量子雑音はショット雑音より小さくなるので、光通信におけるショット雑音限界を越えることができる。しかしそれは本当にコヒーレント状態を用いて \cos 成分と \sin 成分の両方を使うより良いのか、またもっと良い方法はないかという疑問が残る。そこで、光の量子状態を用いる通信について情報理論的に考察してみる。

光の量子状態を用いて情報の伝送や処理を行なうとき、ただ一つの状態を用いて行なうことはできない。「0」と「1」の2進数のように、最低二つは必要である。二つの状態を等確率で用いるとき、伝送可能な情報量はよく知られているように1パルスにつき $\log 2$ である。通常の光強度変調方式では、光がある状態とない状態の二つを用い、位相変調では位相が0と π の二つの状態を用いている。そのような状態としては現在発生可能な状態であるコヒーレント状態の光を使っている。

しかしコヒーレント状態は互いに少しの重なりをもっている。量子力学の言葉でいえば直交していない。その少しの共通部分に相当する確率で識別誤りを発生する。このため情報量は $\log 2$ より少し小さく、その値は送信する光の状態と受信法に依存する。その値をどうして計算するか、またそれを最大にするにはどうすればよいかなどを扱うのが量子通信理論である^{25,26)}。

ここで次の三つの立場が考えられる。(i)使う光の状

態をまず決め、最適受信法を求める。例として、現在コヒーレント状態しか手に入らないからそれを使うことに決め、上記の誤りを最小にする受信機を開発する。(ii)受信法を決め、非古典的光を使う。すなわち、受信法は現在ある強度直接検波、ホモダイン検波、ヘテロダイン検波に限り、このなかで情報量を最大にする光の状態を開発する。(iii)光の状態と受信法の両方を最適化する。

理論的には(i)(ii)(iii)の順に進展しているが、現実的には効果の大きさと難易度の問題から(ii)(i)(iii)の順で開発されるものと思われる。(ii)の立場では、コヒーレント状態を用いるよりスクイズド状態のほうが²⁷⁾、またそれより光子数状態を用いるほうが情報量が多いことが示されている²⁸⁾。コヒーレント状態と強度直接検波を用いるのが現在の光通信であり、ホモダインやヘテロダインを用いるのがコヒーレント光通信である。さらにスクイズド状態や光子数状態を用いて情報量を増やすのが量子光通信であるといえよう。

6. おわりに

以上、光の量子状態に関する新しい研究を紹介してきた。最後に関連する分野や展望に触れて、この解説の終わりとしたい。

5章の光通信の説明では伝送路の光損失を考慮しなかった。損失は光の非古典的性質を失わせ、スクイズド状態等の特長を低減する。したがって、この問題の解決が光通信への応用を考えるうえで一つのポイントとなる。他の重要な応用として光計測における精度向上が考えられる。たとえば重力波検出の実験では機械的振動子に取り付けたミラーを光干渉計の中に組み込み、その位置変化を測定するが、必要な測定精度は通常の量子雑音限界を上回ることがわかっている²⁰⁾。また光ジャイロ等の光計測においても光の量子雑音が精度限界を与える。このようなとき光源としてスクイズド状態を用いたり^{29,30)} QND 測定を用いることにより²¹⁾、量子雑音の制限を低減する方法が理論的に提案されている。

しかしこれらの応用と現段階の実験状況の間にはまだ差がある。現在得られているのはすでに説明したように二つの周波数モードの真空状態間の相関である。上記の応用のためには有限の強度をもつスクイズド状態光が有用であろうし、スクイズングの程度(相関の程度)もより大きなものが要求されるであろう。応用を指向した理論提案も数多くなされ、基本現象が確認された今、スクイズド状態の有用性は今後の研究の着実な発展にかかっている。これらの研究のキーデバイスが非線形光学媒質

であることを考えると、より大きな非線形光学効果を有する物質(超格子のような人工的物質でもよい)の開発も重要課題と考えられる。

文 献

- 1) 上西克二: “光のコヒーレンス 4~6”, 光学, **15** (1985) 246-255, 339-350, 441-451.
- 2) D.F. Walls: “Squeezed state of light,” *Nature*, **306** (1983) 141.
- 3) 山本喜久, 井元信之: “光のスクイーミング”, 固体物理, **21** (1986) 641-652.
- 4) W.E. Lamb, Jr. and R.C. Retherford: “Fine structure of the hydrogen atom by a microwave method,” *Phys. Rev.*, **72** (1947) 241-243.
- 5) R.J. Glauber: “Coherent and incoherent states of the radiation field,” *Phys. Rev.*, **131** (1963) 2766-2788.
- 6) H. Takahashi: “Information theory of quantum-mechanical channels,” *Adv. Commun. Syst.*, **1** (1965) 227-309.
- 7) D. Stoler: “Equivalence classes of minimum-uncertainty packets. II,” *Phys. Rev.*, **D 4** (1971) 1925-1926.
- 8) H.P. Yuen: “Two-photon coherent states of the radiation field,” *Phys. Rev.*, **A 13** (1976) 2226-2243.
- 9) R. Jackiw: “Minimum uncertainty product, number-phase uncertainty product and coherent states,” *J. Math. Phys.*, **9** (1968) 339-346.
- 10) C.K. Hong and L. Mandel: “Experimental realization of a localized one-photon state,” *Phys. Rev. Lett.*, **56** (1986) 58-60.
- 11) C.M. Caves and B.L. Schumaker: “New formalism for two-photon quantum optics,” *Phys. Rev.*, **A 31** (1985) 3068-3111.
- 12) R.E. Slusher, L.W. Hollberg, B. Yurke, J.C. Mertz and J.F. Valley: “Observation of squeezed states generated by four-wave mixing in an optical cavity,” *Phys. Rev. Lett.*, **55** (1985) 2409-2412.
- 13) L.-A. Wu, H.J. Kimble, J.L. Hall and H. Wu: “Generation of squeezed states by parametric down conversion,” *Phys. Rev. Lett.*, **57** (1986) 2520-2523.
- 14) R.M. Shelby, M.D. Levenson, S.H. Perlmuter, R.G. DeVoe and D.F. Walls: “Broadband parametric deamplification of quantum noise in an optical fiber,” *Rhys. Rev. Lett.*, **57** (1986) 691-694.
- 15) M.W. Maeda, P. Kumar and J.H. Shapiro: “Observation of squeezed noise produced by forward four-wave mixing in sodium vapor,” IQEC '86 Technical Digest PD5 (San Francisco, 1986).
- 16) Y. Yamamoto, N. Imoto and S. Machida: “Amplitude squeezing in a semiconductor laser using quantum nondemolition measurement and negative feedback,” *Phys. Rev.*, **A 33** (1986) 3243-3261.
- 17) M. Kitagawa and Y. Yamamoto: “Number-phase minimum-uncertainty state with reduced number uncertainty in a Kerr nonlinear interferometer,” *Phys. Rev.*, **A 34** (1986) 3974-3988.
- 18) Y. Yamamoto, S. Machida and O. Nilsson: “Amplitude squeezing in a pump-noise-suppressed laser oscillator,” *Phys. Rev.*, **A 34** (1986) 4025-4042.
- 19) E. Arthurs and J.L. Kelly, Jr.: “On the simultaneous measurement of a pair of conjugate observables,” *Bell Syst. Tech. J.*, **44** (1965) 725-729.
- 20) V.B. Braginsky, Y.I. Vorontsov and K.S. Thorne: “Quantum nondemolition measurements,” *Science*, **209** (1980) 547-557.
- 21) C.M. Caves, K.S. Thorne, R.W.P. Drever, V.D. Sandberg and M. Zimmermann: “On the measurement of a weak classical force coupled to a quantum mechanical oscillator. I. Issues of principle,” *Rev. Mod. Phys.*, **57** (1980) 341-392.
- 22) N. Imoto, H.A. Haus and Y. Yamamoto: “Quantum nondemolition measurement of the photon number via the optical Kerr effect,” *Phys. Rev.*, **A 32** (1985) 2287-2292.
- 23) N. Imoto, S. Watkins and Y. Sasaki: “A nonlinear optical-fiber interferometer for nondemolitional measurement of photon number,” *Opt. Commun.*, **61** (1987) 159-163.
- 24) M.D. Levenson, R.M. Shelby, M. Reid and D.F. Walls: “Quantum nondemolition detection of optical quadrature amplitudes,” *Phys. Rev. Lett.*, **57** (1986) 2473-2476.
- 25) C.W. Helstrom, J.W.S. Liu and J.P. Gordon: “Quantum-mechanical communication theory,” *Proc. IEEE*, **58** (1970) 1578-1598.
- 26) 広田 修: 光通信理論 (森北出版, 東京, 1985).
- 27) H.P. Yuen and J.H. Shapiro: “Optical communication with two-photon coherent states—part III,” *IEEE Trans. Inform. Theory*, **IT-26** (1980) 78-92.
- 28) Y. Yamamoto and H.A. Haus: “Preparation, measurement and information capacity of optical quantum states,” *Rev. Mod. Phys.*, **58**, Oct. (1986) 1001-1020.
- 29) H.P. Yuen: “Quantum amplification and detection of empty de Broglie waves,” *Phys. Lett.*, **A 113** (1986) 401-404.
- 30) R.S. Bondurant and J.H. Shapiro: “Squeezed states in phase-sensing interferometers,” *Phys. Rev.*, **D 30** (1984) 2548-2556.