



スクイズド光を用いた分光

山田 興一

慶応義塾大学理工学部物理学科 〒223 横浜市港北区日吉 3-14-1

(1994年7月4日受理)

Spectroscopy with Squeezed Light

Koichi YAMADA

Department of Physics, Faculty of Science and Technology, Keio University,
3-14-1, Hiyoshi, Kohoku-ku, Yokohama 223

1. はじめに

レーザーの出現(1960年)は、分光学の分野にも飛躍的進歩をもたらした。従来の光源である熱放射やスペクトルランプからのいわゆるカオティック光に比較し、レーザー光のもつ強度、単色性、指向性等の特性は格段に優り、さらに波長可変性や短パルス化などにより、種々の新しい分光方法の発展をみた¹⁾。

これらのレーザー光の優れた特長は、レーザー光がコヒーレンス性の高い古典的光とみなせることによる。つまりレーザー光はコヒーレント状態に近い²⁾ため、その他の巨視的量子効果は顕著でなく、現想的な古典的電磁波として記述できるためである。またコヒーレント状態が散逸に対して比較的安定であるためその扱いが実験的理論的に容易となる。そのため通常のレーザー分光の分野では、ほとんどの場合、物質系を量子論的に扱い、光を古典電磁気学で扱う方法(半古典論と呼ばれる)で十分である。このことは高強度レーザー光による各種の非線形光学過程でも成立し、また従来の電波分光学(NMR, ESRなど)での知見や技術の光領域への拡張にも原理的な困難がないのもこのためである。よって、現在でもこのコヒーレンス性向上の努力が精力的になされており³⁾、分光学に限らず、計測、通信、加工、医療など多方面での発展が進行している。

1980年代に入ると、新しい光の量子状態としてスクイズド光にも関心が集まりだした。これは光通信や重力波検出用干渉計設計の分野で、その性能がコヒーレント状態での不確定性原理に起因する量子限界に近づいたこ

とが主要因であった³⁾。もちろんこの光は量子力学の基本的問題の検討手段として共振器量子電磁力学等と関連していることも周知のことである⁴⁾。この光は量子論的扱いを顕わに必要とするため非古典光と呼ばれる。

ところが、分光学の分野では依然として光自身の量子効果が余り問題とされなかった。その理由は、新しいレーザー分光法の開発や、レーザー光を励起光源とした物質の新しい状態生成に関心が集中したことのほかに、分光技術が進歩しても光源の持つ量子限界が顕著に影響しない場合が多かったからと思われる。そのため、1980年代中期にスクイズド光発生が注目されて10年近く経た現在まで、分光学への適用は活発ではない。

しかし、この非古典的光は新しい光源として、分光学の分野にも文字どおり新しい光をもたらすものと期待される。本稿では、分光において、どのように量子限界が影響し非古典光の使用が有効となるかを説明し、この分野の研究状況をわれわれの研究紹介を含めて解説する。

2. 各種レーザー分光法での雑音

各種レーザー分光法については文献1)とその参考文献に適切な解説があるが、量子論的雑音の現れに関連して感度の面から簡単にその特性を概観してみる。

2.1 吸収分光とバックグラウンドのない分光

各種分光法を測定する物理量によって(a)透過光または反射光を直接測定する分光と(b)いわゆるバックグラウンドのない分光法と呼ばれる散乱光、蛍光、音、熱、イオン、電気伝導度などを測定する分光に大別する。一般に高感度で分光データを得るためには光源の揺らぎや

検出器の飽和を避けるため(b)の分光方法が優れていると考えられている。量子、エネルギー変換効率から考えると原始的とも思える光音響分光法の方が通常の吸収分光法より高感度となる場合があるのはこのためである。バックグラウンドのない分光方法で光源の揺らぎが目立たない理由は、吸収や散乱の確率(散逸過程)が小さい試料では信号発生過程そのものがいわば揺らぎの大きい現象であるため、相対的に光源の揺らぎはその信号測定値の揺らぎに影響しないからである。この事情を光源の光子数揺らぎを例に取って考えてみる。

2.2 分光での雑音の簡単なモデル(光子数揺らぎ)

揺らぎの伝播に関して Fano 因子を使った便利な式(1)がある⁵⁾。Fano 因子とは、あるランダムな事象の数 n に対してその平均値に対する分散 V_n の割合、 $F_n = V_n/\langle n \rangle$ である。ここで $V_n = \langle (\Delta n)^2 \rangle$ で $\langle \dots \rangle$ は確率平均を表し、 $\Delta n = n - \langle n \rangle$ である。定常的に光子がランダムに飛来するときの光子数分布はポアソン分布になり、その場合 $F_n = 1$ となる。1 以上では揺らぎが大きくスーパーポアソン分布と呼び、1 以下では揺らぎが少なくサブポアソン分布と呼んでいる。

ここで、ある測定時間間隔における入射光子数 n の光による分光の感度を見積る。入射光子数 n が確率 P_n 、Fano 因子 F_n の分布を持ち、試料が各光子を確率 η で吸収または散乱するとき、 m 個の光子が吸収または散乱される確率は $\sum_n P_n C_m \eta^m (1-\eta)^{n-m}$ であるので、 m に対する Fano 因子 F_m は

$$F_m = 1 - \eta(1 - F_n) \quad (1)$$

となる。透過光(または反射光)を直接検波測定する分光方法の S/N を $S_a = \langle m \rangle / (V_n + V_m)^{1/2}$ 、バックグラウンドのない分光方法の S/N を $S_t = \langle m \rangle / V_m^{1/2}$ とすると、

$$S_a = \langle m \rangle^{1/2} / (F_m + F_n/\eta)^{1/2} \quad (2)$$

$$S_t = \langle m \rangle^{1/2} / (F_m)^{1/2} \quad (3)$$

と見積ることができる。ここで、集光効率や検出器の量子効率などは、簡単のためすべて1とした。

また S_a を $\langle m \rangle / (V_n + V_{(n-m)})^{1/2}$ とすると式(2)の分母が $(F_n + 2F_n/\eta - 2F_n)^{1/2}$ となるが以下の考察では本質的な差は現れない。

一般には過剰雑音があり、これが S/N をさらに劣化させるが、過剰雑音は以下に述べるように技術的に除去可能である。装置の状態を最良にして過剰雑音自身の低減を図るとともに、光源を十分強くして信号 $\langle m \rangle = \eta \langle n \rangle$ が過剰雑音を上回るようにできれば、S/N が向上する。また過剰雑音スペクトルは測定回路素子や光源の持ついわゆる $1/f$ 雑音やその他の低周波雑音成分が比較的多

い。そのため、この低周波雑音は通常の分光での最終的な信号の帯域(1 kHz 程度以下)で問題となる。これを避けるため各種の変調による位相敏感検波が利用される。つまり比較的過剰雑音の少ない高周波側に信号を変調して S/N を改善する手法である。吸収分光でも、通常、光源変調法(AM 変調, FM 変調)、試料変調法(シュタルク変調, ゼーマン変調)などを利用する。このように過剰雑音を低減していくと最後には光源自身の持つ雑音(上式での F_n) が問題となってくるのである。

2.3 レーザー分光における光源由来の雑音

過剰雑音が無視できる場合、光源の持つ雑音は、吸収分光において一層感度の低下をもたらすことが以下のように説明できる。

高感度分光を要する場合($\eta \ll 1$)、 F_m は式(1)より光源の揺らぎ F_n にほとんど依存せず($\eta F_n \leq 1$ を想定)ほぼ1となる。このときの S/N は、バックグラウンドのない分光方法では(3)よりポアソン過程での期待値 $\langle m \rangle^{1/2}$ となり、光源の揺らぎ F_n に強くは依存しない。

一方、透過光の直接検波による吸収分光での S/N は(2)より光源の揺らぎが直接影響し、それが大きい場合($F_n \gg 1$)には η^{-1} の因子とともに S/N を著しく損なう。さらに $F_n = 1$ となる理想的なレーザー光であっても η^{-1} の因子は無視できないため直接の吸収分光で高感度分光を行うことは不利となる。このとき測定可能な吸収の割合 η を $S/N \sim 1$ から見積ると、波長 $1 \mu\text{m}$, 1 mW , 測定時間 1 ms として $\eta \sim \langle n \rangle^{-1/2} \sim 4 \times 10^{-7}$ となり、多くの分光目的には既に十分高感度かも知れない。しかし、同様の見積りをバックグラウンドのない分光方法で行えば $\eta \sim \langle n \rangle^{-1} \sim 2 \times 10^{-13}$ となり、究極の感度を追究する本解説の立場からは、吸収分光の感度は光源の揺らぎによって著しく劣化しているとみなせる。高感度として知られる FM 吸収分光法では既にこの量子限界 S_a (前述の条件で $\eta \sim 10^{-7}$) に到達しているので、まずこの分野で非古典光の活躍する場が訪れると考えられる。事実、4章で述べるように、最初のスクイーズド光を使った分光は原子の FM 飽和吸収分光で行われた⁶⁾。なお、入射光を2分して一方を分光試料の透過光として他方を参照光としてその差を測定すればバックグラウンドのない吸収分光になると考えられがちだが、この場合は2分したとき侵入する真空場により標準量子限界雑音で分光感度が制限されている。FM 分光でも状況は同じで見かけ上バックグラウンドのない分光となっている。

3. スクイズド光とその発生方法

スクイズド光については既に文献 3) などに適切な説明がなされているので、ここでは、模式的に概観する。

量子力学は、非可換な二つの物理量には不確定性関係が成立することを要請する。この不確定さは、その物理量を統計集合として時間的に連続して観測していると揺らぎとなる。この二つの物理量のうち一方の揺らぎを犠牲にして、他方の揺らぎを抑えることをスクイズという。通常、最小不確定性関係を満たしてスクイズされた状態をスクイズド状態と呼ぶようであるが、ここでは最小性には固執しない。光の量子状態に関しては、その電場の二つの直交位相成分 (\sin 成分と \cos 成分) のうち一方の成分の振幅または位相をスクイズした直交位相スクイズド光と、光子数の揺らぎを抑えた光子数スクイズド光 (サブポアソン光) が知られている。

3.1 直交位相スクイズド光

直交位相スクイズド光は、あるユニタリー演算子を真空状態に作用して作ることができ、その演算子に対応する物理的過程も知られてきたので、実験的にも曖昧さを示さず実現されてきている。検出には平衡型ホモダイン検出を用い⁷⁾、スクイズパラメータおよび局所発振光との相対的位相をかえることで、振幅スクイズ光と位相スクイズド光を使い分けできる。その光子数分布は、真空状態から出発するいわゆる真空スクイズド状態ではポアソン分布より大きい揺らぎを示す。しかし平均光子数の十分大きいコヒーレント状態から出発する場合、直交位相成分の一方の電場振幅をスクイズすればポアソン分布より狭い光子数分布をもつ。実験的発生方法は、前述のユニタリー演算子に対応する2次または3次の非線形光学過程が検討され、最初は縮退4光波混合過程で発生したが⁸⁾、光パラメトリック増幅器による方法がよく知られ⁹⁾、また第2高調波発生過程を利用した発生方法¹⁰⁾もある。Ti:Al₂O₃ レーザー光のKNbO₃結晶による光パラメトリック増幅を用いて波長可変で標準量子雑音より6dB低い雑音レベルも実現している¹¹⁾。

3.2 光子数スクイズド光とサブポアソン光

一方、光子数スクイズド光は、位相の揺らぎの増加を代償に、光子数揺らぎを標準量子限界より小さくした光である^{12,13)}。直交位相スクイズド光発生では、最小不確定状態を維持した制御が理論的に知られ、実験も行われているが、光子数スクイズド光では、最小不確定状態を維持した制御はまだ行われていない。最小不確定

状態でなくとも標準量子雑音より光子数揺らぎが小さければ種々の応用が考えられるので、一般に光子数分布がポアソン分布より狭い光をサブポアソン光と呼んで、その開発が行われている¹⁴⁾。簡単な発生方法は電流注入型発光素子 (半導体レーザー、LED) を低雑音電流で駆動するものである。原理的には通常の抵抗を流れる電流がショット雑音 (ポアソン分布に対応する雑音) より十分小さいことを利用し、式(1)に従うように発光させれば $F_m < 1$ のサブポアソン光発生となる。低温での半導体レーザーでは8.3dBの減少 ($F_m = 0.15$) も実現しており¹⁵⁾、室温での発生も報告されている¹⁶⁾。

4. スクイズド光を利用する分光

スクイズド光の分光への応用は、現在のところ Kimble のグループによる Cs 原子の FM 飽和分光^{6,11)}と、われわれの半導体レーザーによる C₂H₂ の吸収分光¹⁷⁾の2例だけである。少ない理由は1章の後半で述べたことによると思われるが、以下分光でのスクイズド光利用の利点と実験例を概観する。

4.1 スクイズド光による感度向上の目安

スクイズド光の利用による分光感度の改善の度合をみるため2章と同様に光源の光子数揺らぎに起因する検出限界のモデルを考えてみる。2章で考察した式は簡単なものではあるが図に示して直感的に解説する。S/N=1となる吸収(または散乱)確率 η を検出限界として、その限界を $F_n=1$ (つまり理想的レーザー光源)での限界で規格化した値を図1に示す。図では、透過光の直接検波による吸収分光法とバックグラウンドのない分光法について、光子数の少ない $\langle n \rangle = 3$ と比較的多い $\langle n \rangle = 1000$ の場合の検出限界を、 $F_n=0$ から2.5まで示した。

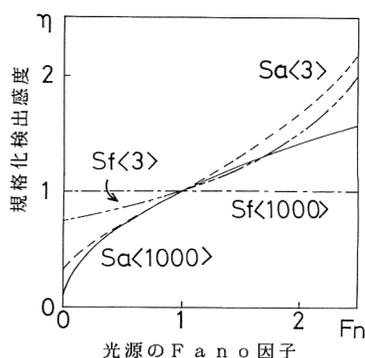


図1 検出感度の光源光子数揺らぎ依存性
検出感度は理想的レーザー光での感度で規格化した。光子数揺らぎは Fano 因子で表す。

$\langle n \rangle \rightarrow \infty$ は $\langle n \rangle = 1000$ の場合とこの図の精度では区別できない。

図1より、バックグラウンドのない分光法では、平均光子数が少ない場合スクイーズの効果があるが、平均光子数が多い場合には全く効果が期待できないことがわかる。これに反し、透過光の直接検波による吸収分光法では平均光子数の多少によらずスクイーズの効果も期待できる。この事情は、見かけ上バックグラウンドのない分光法にみえるFM吸収分光でもあてはまるので、Kimbleらはほぼ標準量子限界に達していたこの分光法に直交位相スクイーズド光を適用したのである。4.3でその内容を述べる前に、スクイーズド光で高感度計測する方法を概観する。

4.2 スクイーズド光による高感度計測の実験例

図2(a)~(c)に、スクイーズド光の利用による(a) Mach-Zehnder 干渉計¹⁸⁾、(b)偏光干渉計¹⁹⁾、(c)振幅変調 (AM) 信号の検出²⁰⁾の概念図を示す。基本的には、ショット雑音を発生する真空場の侵入を、それに対応する直交位相成分をスクイーズした真空スクイーズド光で置き換えれば標準量子限界を越えた計測が可能となる。いずれの場合も平衡型ホモダイン検出⁷⁾により、標準量子限界到達を容易にしている。標準量子限界での S/N に比べて、(a)では 3.0 dB、(b)では 2 dB、(c)では 2.5 dB の改善が報告されている。

4.3 直交位相スクイーズド光による FM 飽和吸収分光

FM 分光²¹⁾では既にその感度が標準量子限界に達していたので²²⁾スクイーズド光の利用が提唱されていた²³⁾。

Kimble のグループでは、直交位相スクイーズド光を用い、Cs 原子の D₂ 線 (6 S_{1/2}, F=4→6 P_{3/2}, F'=5) の FM 飽和吸収スペクトルを観測した^{6,11)}。スクイーズド光としては分光に適するように Ti:Al₂O₃ レーザーを基本的光源とした光パラメトリック増幅により 850 nm 付近で波長可変で、2GHz 連続掃引可能な光源を開発した。実験の概念図は図2(d)である。プローブ光は、測定光電流揺らぎとして標準量子雑音より 5 dB スクイーズされ、強度は 0.11 mW であった。一般に FM 分光では FM 変調されたプローブ光が試料の吸収と分散によって AM 信号に変換された成分を、透過光の直接検波の位相敏感測定で検出する。通常この分光法では位相敏感測定により吸収と分散を区別できるが、彼らは位相敏感型とせず変調周波数 2.7 MHz、帯域幅 300 kHz の全スペクトルパワーを測定して、FM 分光に特徴的な二つのピークを持つ M 字型のスペクトル形状を観測した。感度の改善は 3.1 dB であった。

ここでの FM 分光は試料による AM 変調をスクイーズド光の利用によって標準量子限界より高感度で検出することであるので、原理的には図2(c)の AM 信号検出と同じである。概念図にも示したように、分光測定で

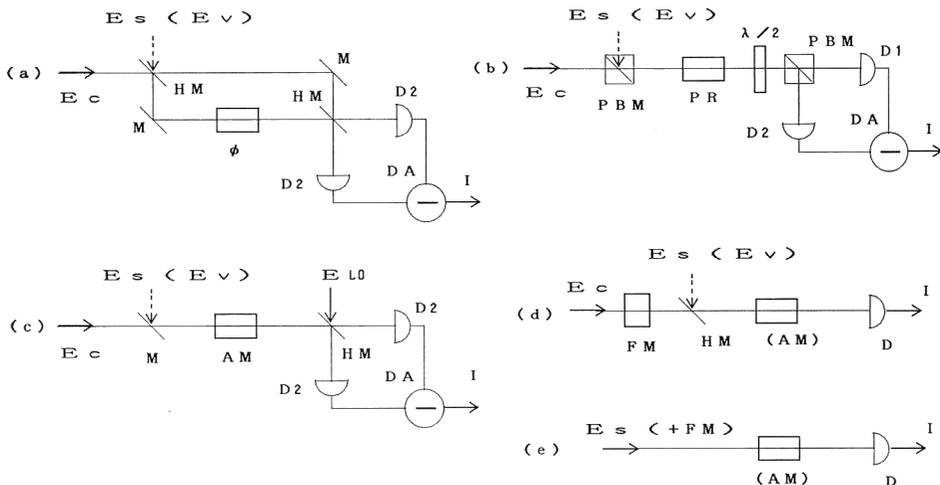


図2 スクイーズド光による高感度計測例の概念図

(a) Mach-Zehnder 干渉計¹⁸⁾、(b) 偏光干渉計¹⁹⁾、(c) 振幅変調 (AM) 信号の検出²⁰⁾、(d) FM 分光法^{6,11)}、(e) ランダム FM 分光。E_c は通常のレーザー光 (コヒーレント状態) を、E_s は真空スクイーズド光を、E_v は真空状態を、E_{L0} は局所レーザー発振光を表す。φ は位相変化、PR は偏光回転、(AM) は試料による振幅変調を表す。

はホモダイン検出でなく直接検波でよい。つまり振幅スクイーズによる光子数揺らぎの抑圧だけが感度向上に重要なのである。一般に3.2で述べたように直交位相スクイーズド光では位相制御により振幅スクイーズと位相スクイーズを使い分けできるが、分光実験のように中心周波数を掃引する場合、その掃引にともなって常に必要とするスクイーズの方向に位相を合わせなければならない。例えば、このFM分光では、位相が振幅スクイーズの場合から $\pi/2$ ずれて位相スクイーズすると雑音レベルはショット雑音より10 dB近く高くなり分光が困難となった。また光強度そのものが弱いため、吸収検出感度の絶対レベルは通常のレーザー吸収分光程度で、ここで議論している究極的なレベルとはいいがたい。そこで発生方法が簡便で出力強度も十分採れるサブポアソン光でFM分光を行おうというのが次に述べる、われわれの方法である。

4.4 サブポアソン光による吸収分光

われわれの発想は、サブポアソン光の固有ランダム周波数揺らぎを利用したFM分光により簡便な高感度吸収分光を実現しようとするものである。ランダム周波数揺らぎの存在が鍵となるが、少なくとも光子数揺らぎがスクイーズされている周波数帯域までは可能性がある。

半導体レーザーの周波数雑音を利用した特異な分光がYabuzakiのグループで行われた²⁴⁾。彼らの実験では中心周波数付近の強く鋭いスペクトル成分による飽和吸収スペクトルを同じ光源の持つランダム周波数雑音成分でFM分光し、新しい高分解能分光である点を強調した。これは、半導体レーザーを通常の発振条件で動作した場合、その出力強度揺らぎが少ない反面、大きな周波数揺らぎを持つことを利用したものである。

われわれはこの分光法の持つもう一つの特性である高感度性に着目し、種々の波長域でその高感度性を実験的に示してきた²⁵⁾。光源の固有FMを利用するため実験系は非常に簡単で、試料を透過した半導体レーザーの出力光を検出し、その光電流の雑音を測定すればよい。厳密に標準量子雑音との比較は行わなかったが、検出感度 10^{-6} などから判断して、さほどの限界から離れたレベルでの実験ではなかったと考えられる。そこで光源をサブポアソン光に替えた実験を開始した。

実験方法の概念図は図2(e)である。標準量子雑音以下の光子数揺らぎで発振しているYamamotoグループの光源による共同実験では、初歩的データとして標準量子雑音レベル以下のアセチレン $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ の吸収スペクトルが観測できた¹⁷⁾。図3にそのスペクトルを示す。長い

セルでの通常のFM分光のデータとの比較からショット雑音以下の信号は $\eta \sim 10^{-4}$ に相当する。このときのスペクトル形状は前述のM字型でなく単純なローレンツ型に近いものであったため、中心周波数付近でのランダムFMではなく、3A程度離れた縦サイドモードへの分配雑音の寄与が主たる信号発生機構であったと判断している。半導体レーザーの場合、その中心周波数は駆動電流または動作温度でかなり掃引可能であるが、分光ではスクイーズを保持しながら簡単に連続掃引可能な光源を必要とする。半導体レーザーの出力側端面の反射率をさげ外部共振器を組んでサブポアソン光を発生した実験例が報告されているので¹⁵⁾、われわれも分光に適した光源として同様な光源を製作し、サブポアソン光発生に成功した。現在のところ液体窒素温度動作で最高2 dBのスクイーズド光が得られているが、室温動作ではまだスクイーズは確認されていない。中心波長は810 nm付近であるので、まず K_2 分子気体の分光を行っている。現在のところ得られるスペクトル形状はFM分光に特徴的なM字型であり、標準量子雑音レベル以下の信号も観測できるが、全体としての検出感度は予想よりかなり劣るようにみえる。光スペクトルを制御し過ぎて、期待するランダム周波数揺らぎまで抑えてしまった可能性がある。

以上、スクイーズド光を用いた分光の研究状況について解説を行った。スクイーズド光の使用は微弱光での分光と吸収分光に適している。必要とされるのは、大きくスクイーズした光、それを維持して周波数掃引できる光

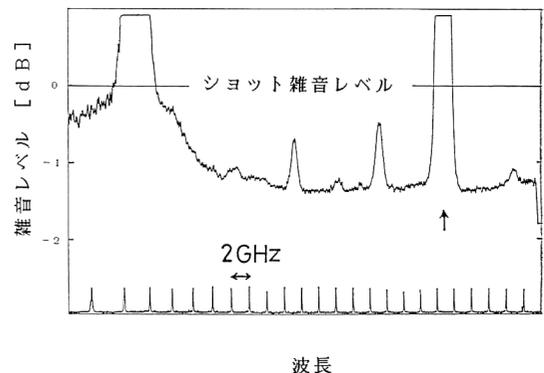


図3 サブポアソン光による $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ のランダムFM吸収分光スペクトルの実験例
 $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ は66.7 Torr, 37 cm; 掃引波長域は790.80 nmから790.90 nm; 測定雑音中心周波数30 MHz, バンド幅3 MHz, 単一扫引; ↑は既知の $\Sigma^+(1, 0, 3, 0, 0) \rightarrow \Sigma^+(0, 0, 0, 0, 0)$ P (12°)の吸収線(~ 790.89 nm)。

源など, 新しい光源の開発である。

最後に, 常に実験を共にしている同僚の佐々田博之氏と共同実験を行った NTT の山本喜久氏, 町田進氏に感謝いたします。

文 献

- 1) 矢島達夫ほか編集: レーザーハンドブック (朝倉書店, 1989) 6章.
- 2) 中川賢一: 光学, **19** (1990) 642-649.
- 3) 山本喜久, 上田正仁: 電子情報通信学会誌, **72** (1989) 807-815, 915-921, 1014-1020; 花村栄一: 量子光学 (岩波書店, 1992); 井元信之: 光学, **16** (1987) 248-253.
- 4) S. Haroche and D. Kleppner: Phys. Today, Jan. (1989) 24-30.
- 5) M. C. Teich and B. E. A. Saleh: Opt. Lett., **7** (1982) 365-367.
- 6) E. S. Polzik, J. Carri and H. J. Kimble: Phys. Rev. Lett., **68** (1992) 3020-3023.
- 7) H. P. Yuen and V. W. S. Chan: Opt. Lett., **8** (1983) 177-179.
- 8) R. E. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yurke, J. C. Mertz and J. F. Valley: Phys. Rev. Lett., **55** (1985) 2409-2412.
- 9) L. A. Wu, H. J. Kimble, J. L. Hall and H. Wu: Phys. Rev. Lett., **57** (1986) 2520-2523; R. E. Slusher, P. Grangier, A. LaPorta, B. Yurke and M. J. Potasek: Phys. Rev. Lett., **59** (1987) 2566-2569; T. Hirano and M. Matsuoka: Opt. Lett., **15** (1990) 1153-1155.
- 10) S. E. Pereira, M. Xiao, H. J. Kimble and J. L. Hall: Phys. Rev., **A38** (1988) 4931-4934; R. Paschotta, M. Collett, P. Kurz, K. Fiedler, H. A. Bachor and J. Mlynek: Phys. Rev. Lett., **72** (1994) 3807-3810.
- 11) E. S. Polzik, J. Carri and H. J. Kimble: Appl. Phys., **B55** (1992) 279-290.
- 12) S. M. Barnett and D. T. Pegg: J. Mod. Opt., **36** (1989) 7-19; 松岡正浩: 物理学会誌, **49** (1994) 643-649.
- 13) Y. Yamamoto, S. Machida, N. Imoto, M. Kitagawa and G. Bjork: J. Opt. Soc. Am., **B4** (1987) 1645-1662.
- 14) M. C. Teich and B. E. A. Saleh: Phys. Today, June (1990) 26-34; 清水 明: 応用物理学会誌, **62** (1993) 881-888.
- 15) W. H. Richardson, S. Machida and Y. Yamamoto: Phys. Rev. Lett., **66** (1991) 2867-2870.
- 16) M. J. Freeman, H. Wang, D. G. Steel, R. Graig and D. R. Scifres: Opt. Lett., **18** (1993) 2141-2143.
- 17) 山田興一, 佐々田博之: 日本物理学会予稿集 1992 秋, 27 p-ZL-3.
- 18) M. Xiao, L. Wu and H. J. Kimble: Phys. Rev. Lett., **59** (1987) 278-281.
- 19) P. Grangier, R. Slusher, Y. Yurke and A. LaPorta: Phys. Rev. Lett., **59** (1987) 2153-2156.
- 20) M. Xiao, L. Wu and H. J. Kimble: Opt. Lett., **13** (1988) 476-478.
- 21) G. C. Bjorklund, M. D. Levenson, W. Lenth and C. Ortiz: Appl. Phys., **B32** (1983) 145-152.
- 22) M. Gehrtz, G. C. Bjorklund and E. A. Whittaker: J. Opt. Soc. Am., **B2** (1985) 1510-1525.
- 23) B. Yurke and A. Whittaker: Opt. Lett., **12** (1987) 236-238.
- 24) Y. Yabuzaki, T. Mitsui and U. Tanaka: Phys. Rev. Lett., **67** (1991) 2453-2456; 藪崎 努, 三井隆久, 田中歌子, 小林克行: 応用物理学会誌, **61** (1992) 918-921.
- 25) K. Yamada and H. Sasada: Int. Quantum Electron. Conf. (IQEC) June (1992) Technical Digest, vol. 9, PTu006.