輻射場の量子制御

東大教養 物理　　平野琢也

1 はじめに

近年、光の量子論に関する研究が盛んに行われているが、まず、その背景について考えてみたい。

よく知られているように、光に関する研究は長い歴史があり、特に、その粒子性と波動性については多くの議論が行われている。光電効果とコンプトン効果は、光の粒子性を示す証拠であると思われるかも知れないが、物質のみを量子化し電磁場を波動として扱う半古典論で説明できることが知られており [1, 2]、どのような現象が真に光の量子論を必要とするかということは、現在でも多くの関心を集めている。このような光自身に対する興味が、研究の背景の一つである。ふたつめとして、光を用いて、非局所性や観測問題といった量子力学の根幹に関わる問題を調べるという問題意識を挙げることができる [3, 2]。例えば、光と物質の非線形な相互作用を利用して、二つの光子の間に EPR タイプの相関を形成し、ベルの不等式を検証するという研究が行われている。

これらの基礎的な興味のほかに、ここ数年の間盛んに研究が行われた背景に、応用上の期待がある。1960 年のレーザーの発明以降、光のコヒーレンスを制御する技術は飛躍的に進歩し、レーザー光を使った測定・計測の精度は著しい進歩を遂げた。しかし、そのレーザー光も量子力学の不確定性原理によって定められる不確定さを持っており、それは、測定の際に、量子限界と呼ばれる測定精度の限界を与える。現在、光通信やレーザジャイロの性能は、ほぼ量子限界に到達しており [4]、また、重力波の検出のためには、その要求される感度ゆえ量子限界の問題を避けて通れない [5]。このように、輻射場の量子力学的な性質が、種々の精密測定の際に現実的な限界を与えるものとして意識されるようになり、より高い感度や性能を達成するために、輻射場の量子制御、つまり光の量子力学的な性質を制御することに関心が集まるようになった。

スクイーズド光は、通常のレーザー光よりも小さなゆらぎを持っており、これまでの量子限界を超えた高感度の測定・計測が可能になる。また、上で述べたような EPR タイプの相関を利用した秘匿性の高い暗号通信（量子暗号通信）や [6]、測定の反作用によって情報が乱されないようにする量子非破壊測定の研究は [7]、特に通信の分野で将来の応用が期待される。物性の分野への応用としては、量子論的な特徴を調べることにより、光を古典的に扱う場合には得ることの出来ない情報が得られるようになると期待される。その雛形としては、共鳴蛍光の強度相関を測定した実験が挙げられる。

以上、「輻射場の量子制御」の問題意識と目的を簡単に紹介した。以下では、これに関連した基本的な事項とこれまでに行われてきた実験を紹介したい。

2 いろいろな量子状態

この章では、シングルモードの電磁場の量子状態のうち、代表的なものを紹介する。電磁場は、量子力学的な調和振動子の集まりとして表現できるので、調和振動子にどのような状態があるかについて考えればよい。

A. 光子数状態

調和振動子は、$[\hat{a}, \hat{a}^{\dagger}] = 1$ という交換関係を満たす生成・消滅演算子で記述できる。調

和振動子で最も基本的な状態は、$\hat{n}=\hat{a}^\dagger\hat{a}$で定義される数演算子の固有状態である数状態$|n\rangle$である。この状態は、あるシングルモードに厳密に$n$個の光子が存在する光子数状態に対応する。しかし、現在の技術で実際に光子数状態を生成することは非常に困難である*。光子数状態は、位相が完全にランダムになっているが、光子数の揺らぎは全く無い。

B. コヒーレント状態

古典的な電磁波は、振幅と位相が共に定まっている。このような古典的な光に対応する量子状態がコヒーレント状態である。通常のレーザーから発生する光はコヒーレント状態にあり、光学過程を記述する上で自然な基底としては、光子数状態でなくコヒーレント状態が適している。

シングルモードのコヒーレント状態$|\alpha\rangle$は、ユニタリーな演算子$D(\alpha)$を使って次式のように定義できる。

$$D(\alpha)\equiv\exp(\alpha\hat{a}^\dagger-\alpha^*\hat{a}) \tag{1}$$

$$|\alpha\rangle\equiv D(\alpha)|0\rangle \tag{2}$$

$|0\rangle$は、真空状態を表す。コヒーレント状態は、消滅演算子の固有状態であり、

$$\hat{a}|\alpha\rangle=\alpha|\alpha\rangle$$

また、その光子数分布はポアソン分布に従う。

$$|\alpha\rangle=e^{-\frac{1}{2}|\alpha|^2}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(\alpha)^n}{\sqrt{n!}}|n\rangle$$

$\hat{n}$の分散は、$\langle\Delta\hat{n}^2\rangle=\langle\hat{n}\rangle$となる。この大きさの$\langle\Delta\hat{n}^2\rangle$のことを標準量子限界（Standard Quantum Limit, 略して SQL）と呼ぶ。コヒーレント状態にある光を使って光通信をするとき、ビット誤り率10^{-9}を達成するのに最低限必要な光子数は、$|\langle 0|\alpha\rangle|^2\le 10^{-9}$より、$|\alpha|^2\ge 21$となる。光子数分布がポアソン分布より狭いサブポアソン的な状態にある光を使えば、最小光子数を小さくすることができる。

*一光子状態を実験的に生成したという報告はあるが[8]、観測による波束の収縮ということを考えるのでなければ[9]、$|1\rangle$が作られたというのは考えにくいと思われる。将来的には、後で述べるマイクロ共振器と一電子状態を制御する技術[10]や共鳴蛍光を使う方法[11]によって生成が可能になるかもしれない。

スクイーズド状態

スクイーズ(squeeze)とは、圧縮・圧搾するという意味であるが、どのようなゆらぎを小さくするかによって、スクイーズド状態にはいくつかの種類がある。ある1つのモードの電場は、次式のように表すことができる。

$$\begin{aligned}E(t)&=i\mathcal{E}\{\hat{a}\exp(-i\omega t)+\hat{a}^\dagger\exp(i\omega t)\}\\&=2\mathcal{E}(\hat{X}_1\cos\omega t+\hat{X}_2\sin\omega t)\end{aligned} \tag{3}$$

ここで、$\hat{X}_1,\hat{X}_2$は、二つの直交する位相の振幅を表す演算子である。$\hat{X}_1,\hat{X}_2$は、$[\hat{X}_1,\hat{X}_2]=\frac{i}{2}$という交換関係を満たし、$\Delta\hat{X}_1\Delta\hat{X}_2\ge\frac{1}{4}$という不確定性関係が成立する。真空状態やコヒーレント状態にある光に対しては、$\Delta\hat{X}_1=\Delta\hat{X}_2=\frac{1}{2}$が成り立っている。直交位相振幅スクイーズド状態(quadratute-phase squeezed state)は、$\hat{X}_1,\hat{X}_2$のどちらかのゆらぎを、真空の持つゆらぎ$\frac{1}{2}$よりも小さくした状態である。もうひとつの代表的なスクイーズド状態が、位相のゆらぎを犠牲にしながら光子数のゆらぎを縮小した光子数スクイーズド状態(photon-number squeezed state)である。コヒーレント状態、直交位相振幅スクイーズド状態、光子数スクイーズド状態のゆらぎの様子を、図1に示す。以下では、これら二つのスクイーズド状態について紹介する。

C. 直交位相振幅スクイーズド状態

直交位相振幅スクイーズド状態を生成するユニタリー演算子$S(\zeta)$を次にように定義する。

$$S(\zeta)\equiv\exp[\frac{1}{2}\{\zeta^*\hat{a}^2-\zeta(\hat{a}^\dagger)^2\}]\quad,\ \zeta=re^{i\theta} \tag{4}$$

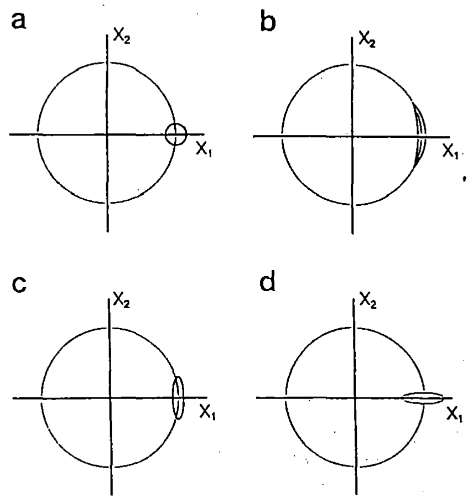

図 1: いろいろな状態のゆらぎ。a:コヒーレント状態、b:光子数スクイーズド状態、c,d:直交位相振幅スクイーズド状態。

$S(\zeta)$ は、次のような性質を持つ。

$$S^\dagger(\zeta)\hat{a}S(\zeta) = \hat{a}\cosh r - \hat{a}^\dagger e^{i\theta}\sinh r \quad (5a)$$

$$S^\dagger(\zeta)\hat{a}^\dagger S(\zeta) = \hat{a}^\dagger\cosh r - \hat{a}e^{-i\theta}\sinh r \quad (5b)$$

シングルモードのスクイーズド状態 $|\alpha,\zeta\rangle$ は、次式のように定義できる [12]。

$$|\alpha,\zeta\rangle \equiv D(\alpha)S(\zeta)|0\rangle \quad (6)$$

スクイーズド状態に対する直交位相振幅と光子数の期待値を計算すると

$$\langle \hat{X}_1 + i\hat{X}_2\rangle = \alpha \quad (7a)$$

$$\langle \hat{n}\rangle = |\alpha|^2 + \sinh^2 r \quad (7b)$$

となる。(7b) 式のように、スクイーズド状態は振幅の期待値αがゼロの場合（真空のスクイーズド状態）でも、光子数の期待値はゼロではなく、それは、実験的には、パラメトリック蛍光として観測される。$\theta = 0$ の時、直交位相振幅の分散は次のようになる。

$$\Delta\hat{X}_1 = \frac{1}{2}e^{-r} \quad (8a)$$

$$\Delta\hat{X}_2 = \frac{1}{2}e^{r} \quad (8b)$$

$$\Delta\hat{X}_1\Delta\hat{X}_2 = \frac{1}{4} \quad (8c)$$

このように、$\hat{X}_1$の不確定さは、真空の値より小さな値をとる。またこの時、スクイーズド状態は最小不確定状態になる。スクイーズド状態は、ある成分において真空のゆらぎよりも小さなゆらぎを持つが、その代償として、それと共役な成分のゆらぎは増加する。

D. 光子数スクイーズド状態

次式で定義される sine 演算子と cosine 演算子を考える [13]。

$$\hat{S} = \frac{1}{2i}[(\hat{n}+1)^{-1/2}\hat{a} - \hat{a}^\dagger(\hat{n}+1)^{-1/2}] \quad (9a)$$

$$\hat{C} = \frac{1}{2}[(\hat{n}+1)^{-1/2}\hat{a} + \hat{a}^\dagger(\hat{n}+1)^{-1/2}] \quad (9b)$$

数演算子と sine 演算子は次のような交換関係と不確定性関係を持つ。

$$[\hat{n},\hat{S}] = i\hat{C}, \quad \langle\Delta\hat{n}^2\rangle\langle\Delta\hat{S}^2\rangle \geq \frac{1}{4}|\langle\hat{C}\rangle|^2 \quad (10)$$

上式は、$\langle\hat{n}\rangle \gg 1$ の時、$\langle\hat{C}\rangle \approx 1, \langle\Delta\hat{S}^2\rangle \approx \langle\Delta\phi^2\rangle, \langle\Delta\hat{n}^2\rangle\langle\Delta\phi^2\rangle \geq \frac{1}{4}$となり、光子数と位相$\phi$の不確定性関係を表していることがわかる。光子数 [-位相] スクイーズド状態は、(10) 式の不確定性関係の等号を満たす最小不確定状態として定義されており [4]、次の演算子の固有状態である [14]。

$$\hat{O}(r) = e^r\hat{n} + ie^{-r}\hat{S} \quad (11)$$

光子数スクイーズド状態の$\hat{n}$と$\hat{S}$の分散は、$r > -\frac{1}{2}\ln(2\langle n\rangle)$ の時次のようになり、光子数雑音がコヒーレント状態のそれより小さくなる。

$$\langle\Delta\hat{n}^2\rangle = \frac{1}{2}\langle\hat{C}\rangle e^{-2r} < \langle\hat{n}\rangle \quad (12a)$$

$$\langle\Delta\hat{n}^2\rangle = \frac{1}{2}\langle\hat{C}\rangle e^{2r} > \frac{1}{4\langle\hat{n}\rangle} \quad (12b)$$

但し、このように定義される状態はコヒーレント状態を含んでおらず、実験との対応が不明確であると指摘されており、そのため、近似的に最小不確定性を満たしコヒーレント状態とユニタリー変換で結ばれた別の光子数スクイーズド状態も提案されている [15]。

3　実験的に作る方法

3.1　直交位相振幅スクイーズド状態

2つの直交位相振幅は、互いに位相が90°ずれた振幅を表すので、直交位相振幅スクイーズド状態を発生するには、位相に敏感な利得を持つ非線形光学過程が用いられる。それには、第2次高調波発生やその逆過程であるパラメトリック増幅といった2次の非線形過程と、四光波混合などの3次の非線形過程がある。これらの光学過程が位相に敏感な利得を持つことは、Maxwell方程式を用いた通常の非線形光学の議論で確かめることができる[16]。$\omega_3 = \omega_2 + \omega_1$という関係を満たす三つのモードを考え、電場の複素振幅 A_lを次式のように導入する†。

$$E_l(z,t) = \frac{1}{2}\{\sqrt{\frac{\omega_l}{n_l}} A_l \, \mathrm{e}^{i(\omega_l t - k_l z)} + c.c.\} \tag{13}$$

パラメトリック過程は、次の方程式によって記述できる。

$$\frac{dA_1}{dz} = -igA_2^* \, \mathrm{e}^{i\theta} \tag{14a}$$

$$\frac{dA_2^*}{dz} = -igA_1 \, \mathrm{e}^{-i\theta} \tag{14b}$$

$$\kappa A_3 = g \, \mathrm{e}^{i\theta} \quad , g \in \mathcal{R}$$

$$\kappa = \frac{d^{(2)}}{2c}\sqrt{\frac{\omega_1\omega_2\omega_3}{n_1 n_2 n_3}}$$

ここで、$d'^{(2)}$は2次の非線型感受率である。これらの式の解は以下で与えられる。

$$A_1(z) = \cosh gz A_1(0) - \sinh gz A_2^*(0) \tag{15a}$$

$$A_2^*(z) = \cosh gz A_2^*(0) + \sinh gz A_1(0) \tag{15b}$$

†n_lはそれぞれの周波数における屈折率、k_lは波数を表す。また、$A_l A_l^*$は光子数に比例した量に対応する。

この2式を、(5a-b) 式と比べると、両者は一致することが分かる。(5a-b) 式はスクイージングによる演算子の変化を表していると考えることが出来るので、古典論による議論でもスクイージングに必要な、位相に敏感な利得を正しく扱うことが出来ることがわかる。

大きなスクイージングを実現するためには、非線形効果が大きいこと、光吸収や余分な雑音発生機構などのスクイージングを破壊する過程が無いことが必要である。非線形効果を強くするための工夫としては、これまで、Fabry-Pérot 共振器を用いる方法、パルス光の高い瞬間強度を利用する方法、導波路により長い相互作用長を得る方法が行われてきた。スクイージングが通常の光損失によっても容易に破壊されてしまうことは、大きなスクイージングを実現したり、それを応用する際に忘れてはならない重要な要素である。例えば、スクイーズド光を使って10dBのS/N比の向上を実現するためには、光損失が10%未満でなければならない。

これまでに観測された最も大きな直交位相振幅スクイージングは、共振器を用いた、$KNbO_3$結晶中でのパラメトリック増幅で実現された [17]。図2にその実験配置図と観測結果を示す。光源は、Ar レーザー励起の単一モード Ti:サファイアレーザーである。その第2高調波を外部共振器を使って効率よく発生し (~50%)、パラメトリック増幅の励起光として用い、波長可変なスクイーズド光を発生することができる。三つの共振器、つまり、レーザー共振器、第2高調波のための共振器、リング型パラメトリック発振器の周波数は、すべて参照用の共振器にFMサイドバンド法を使ってロックされている。パラメトリック発振器は、初期の実験のものとは異なり [18]、スクイーズド光に対してのみ共鳴している。

直交位相振幅スクイーズド光は、ある位相のゆらぎが量子雑音レベルより小さくなって

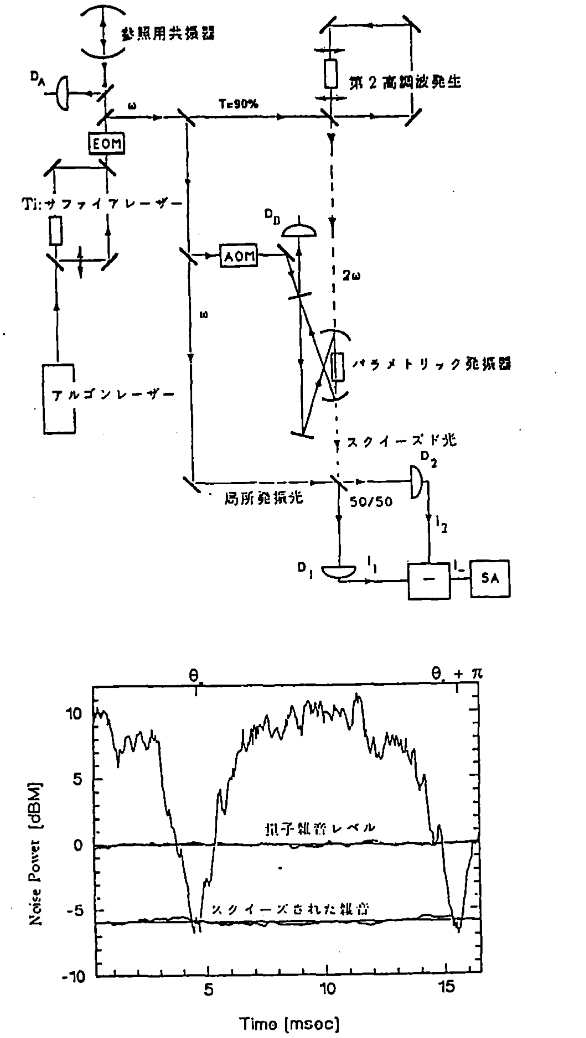

図 2: パラメトリック過程によるスクイーズド光の発生と観測

いるかわりに、それと 90°位相の離れた振幅のゆらぎは大きくなっている。位相に敏感な雑音パワーの検出は、平衡型ホモダイン検出法によって行われ [19]、局所発振光 (LO) には、Ti:サファイアレーザーの一部が用いられている。LO の位相を変えていくと、特定の位相値で雑音パワーは量子雑音レベルより 75%(6dB) 小さくなった。彼らは、このスクイーズド光を用いた FM 飽和分光を行い、量子限界に比べて 3.1dB の S/N 比の向上を達成した。この実験でスクイージングの大きさを制限していたのは、$KNbO_3$のスクイーズド光に対する吸収である。これは第 2 高調波によって誘起される、1%程度の損失である。このような微弱な吸収が大きな効果を及ぼすのは、共振器によって非線形性とともに、損失も実効的に増大するからである。パラメトリック発振器によるスクイーズド光の発生では、もし、共振器内に出力鏡以外の光損失がなければ、利得が大きくなって発振のしきい値に近づくとき、無限に大きなスクイージングが得られる [20]。しかし、光損失が存在するときのゆらぎの縮小率は、(出力鏡による損失)/(共振器内の光損失+出力鏡による損失) 程度となる。パラメトリック発振器は、発振しきい値より下の領域で用いられ、発生するスクイーズド光は、振幅の期待値がゼロの、真空のスクイーズド状態になる。

共振器のもう一つの働きは、スクイーズド光の空間的なモードと周波数に対する選択性を与えることである。つまり、共振器から発生するスクイーズド光は、共振器で定義される良い空間モードを持つが、その帯域も共振器の透過帯域で制限されたものになる。そこで、パルス光の高い瞬間強度を利用し、シングルパスの進行波型パラメトリック増幅でスクイーズド光を発生すれば、広帯域のスクイージングを実現でき、さらに、光損失の影響を小さくできる。平衡型ホモダイン検出法でゆらぎの大きさを観測するとき、周波数

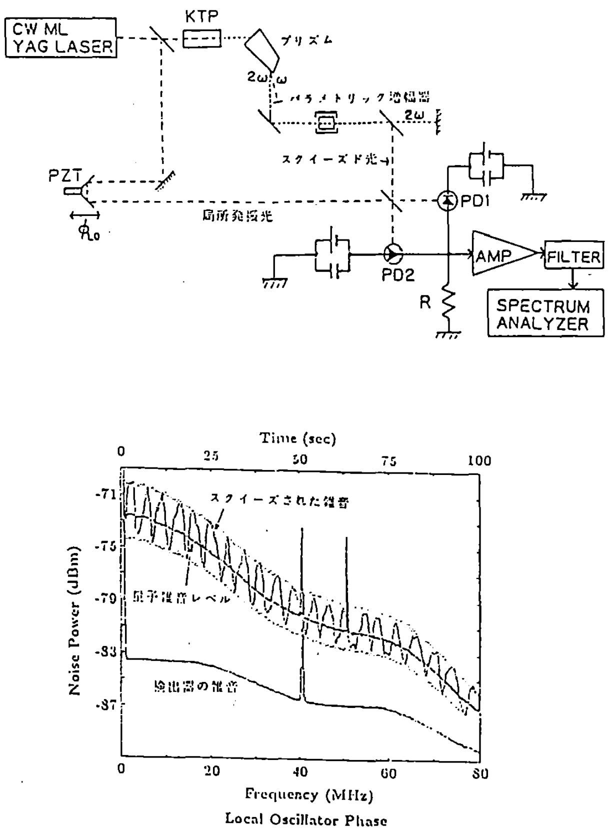

図 3: パルス光によるスクイーズド光の発生と観測

$\varepsilon/2\pi$に現れる信号は、角周波数$\Omega\pm\varepsilon$の信号光から生ずる [21]。ただし、Ωは、局所発振光の角周波数である。よって、ゆらぎの縮小が観測される周波数帯域は、スクイーズド光のスペクトル分布によって与えられる。広帯域スクイーズド光は、短い時間領域でのS/N比の向上に利用することができると考えられる。シングルパスの方法のもう一つの長所は、共振器を用いる場合に必要な複数の共振器に対する制御が不要で、システムが簡便な点である。

進行波型縮退パラメトリック増幅による実験の配置図と結果を図3に示す [22]。光源は、繰り返し周波数が 82MHz の連続波モード同期 YAG レーザーである。縮退パラメトリック増幅で発生するスクイーズド光の波長は、励起光の 2 倍になるので、ホモダイン検出をするためには、励起光の 2 倍の波長をもつLOが必要である。そのため、パラメトリック増幅の励起光には光源となるレーザー光の第2高調波を、LO には元の光源の一部を分離して用いる。特に、パルス光を用いる場合、このようにすることで、LO とスクイーズド光の時間幅をほぼ等しくすることができる。パラメトリック増幅は、オーブンの中で温度制御された非線形結晶の中で起こる。LO とスクイーズド光の相対的な位相の掃引は、PZT を取り付けた鏡により行われる。広帯域スクイージングを観測するために、スペクトラムアナライザの周波数と LO の位相を同時に掃引してある。図 3より、スクイージングは少なくとも観測周波数範囲内で一様であり、最大で 34%(1.8dB) の量子ゆらぎの減少が観測されていることがわかる。スクイージングの実験では、量子雑音レベルをどのようにして決定するかということが、重要な要素となる。特に、パルス光を用いた実験では、パルスの繰り返し周波数の整数倍の周波数に現れる強い信号が原因となって、検出器の飽和が問題となる。この実験では、増幅器の利得が高周波で小さくなるような工夫を施し、連続光とパルス光で同じ量子雑音レベルが観測されることを確かめている。この実験で、スクイージングの大きさを制限していたのは、非線形結晶の"ダメージ"である。そのために、励起光の強度が制限され、より大きな非線形効果を得ることが出来なかった。

3.2　光子数スクイーズド状態とサブポアソン状態

狭義の光子数スクイーズド状態は、第 2 章で述べたように定義されるが、$\langle\Delta\hat{n}^2\rangle$ が SQL よりも小さければ、様々な応用が可能になるので、このような状態のことをサブポアソン状態と呼ぶ [23, 24]。サブポアソン状態の一番簡単な発生法は、電流注入型の発光素子を用い、そこへ注入する電子をサブポアソン化

して、その低雑音性を光子に「伝染」させる方法である [23]-[27]。

数の揺らぎを表す量として、SQL で規格化した Fano ファクターという量が用いられる。

$$W \equiv \langle \Delta \hat{n}^2 \rangle / \langle \hat{n} \rangle \qquad (16)$$

半導体発光素子から発生する光の Fano ファクター W_{ph}は、注入する電子の Fano ファクター W_{el}と次のような関係にある [24]。

$$W_{ph}(\tau) = 1 - [1 - W_{el}(\tau)]\eta(\tau) \qquad (17)$$

ここで$\eta(\tau)$ は、一個の電子が注入されてからτまでの時間の間に 1 個の光子が放出される確率である。$W_{ph}(\tau)$ は、τという時間間隔の中に含まれる光子数の揺らぎを表す。電子のサブポアソン化は、電源と発光素子の間に直列に抵抗体をはさむことにより実現できる。抵抗体の抵抗が発光素子の (微分) 抵抗よりも十分大きく、かつ、ショット雑音レベルに比べてジョンソン雑音（熱雑音）が十分小さければ、$W_{el} \approx 0$ とみなせる‡。後者の条件は、$2k_BT/e \ll V$の時満たされる [27]。ここで、k_Bはボルツマン定数、Tは抵抗体の温度、e は素電荷、Vは抵抗両端の電圧を表す§。

これまでに報告されている最も大きな光子数のスクイージングは、半導体レーザーを使って実現されている [29]。図 4にその実験結果を示す。a が SQL を表しており、サブポアソン化された場合の d は、それより 8.3dB 小さくなっている。これは Fano ファクターに直すと $W \sim 10^{-.83} \sim 0.15$ である。用いられたレーザーの (微分) 量子効率は 0.57 で、この実験結果は、(17) 式の予想と食い違っている。この食い違いは、レーザーの内部に存在する nonlasing junction の存在により説明されている。

‡このためには、「良質」の抵抗体を通過する電流にはショット雑音が付加されない」ことが必要であるが、これは経験事実として知られているほか、計算でも示されている [28]。

§室温では $2k_BT/e$ ~52mV となる。

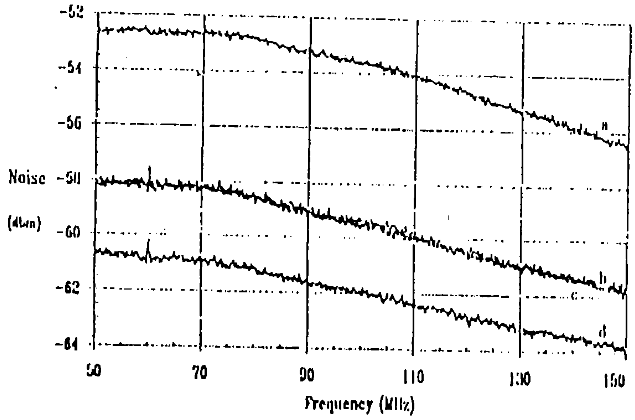

FIG. 2. Amplitude fluctuation spectra of the laser field (traces b and c) and LED (trace a) for identical detector currents of 8.6 mA. The laser is either coupled to a different detector (trace b) or to the same detector (trace c) as the LED. Trace d is the amplitude noise at a higher pump level, and the corresponding detector current was 11.3 mA. In this case the shot-noise level was also set equal to trace a. The thermal background noise was subtracted from all of the traces.

図 4: 半導体レーザーによる光子数スクイーズド状態の発生

発光ダイオードを用いると非常に容易にサブポアソン光を発生することができる¶。発光効率も素子によっては 50%を越える場合もあり、元々発振閾値がないので非常に微弱なサブポアソン光が発生できる可能性があり興味深いといえる。発光ダイオードを使った実験の例を図 5に示す [32]。この実験の場合観測された Fano ファクターは観測時間の長い場合~0.65 で、これはトータルの量子効率 34.7%と良く一致していた。

4 光のアンチバンチング

この章では、光の強度相関を測定する実験を紹介する。強度相関は、時刻 t における電場強度 $I(t)$ と時刻 $t+\tau$における $I(t+\tau)$ の積を測定するものである。電磁場を波動として扱う場合には、$0 \leq [I(t) - I(t+\tau)]^2$ とい

¶半導体レーザーを用いる場合には、微弱な反射光によるフィードバック [30] や微弱なサイドモード [31] によりスクイージングが破壊されることが知られている。

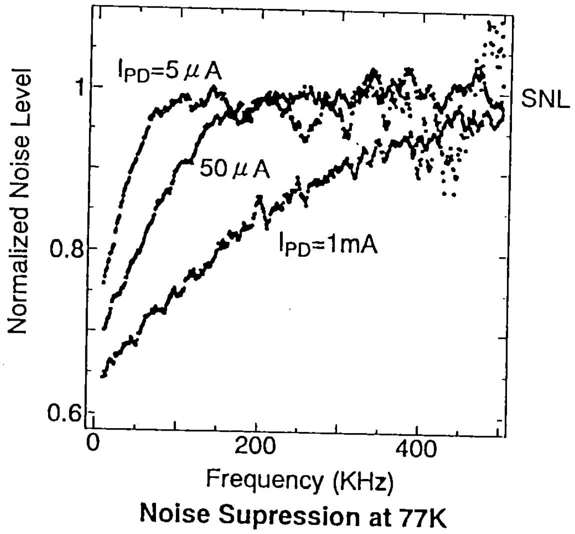

図 5: 発光ダイオードによるサブポアソン光の発生

う関係式より、

$$\langle I^2(t)\rangle \geq \langle I(t)I(t+\tau)\rangle \tag{18}$$

が要求される。ただし、古典論の場合 $\langle\cdots\rangle$ は、統計的な平均を意味する。光のアンチバンチング現象は、(18) 式の不等式が成立しない場合、つまり $\langle I^2(t)\rangle < \langle I(t)I(t+\tau)\rangle$ となる現象である。これは、光の古典論では説明のできない現象で、むしろ光を粒と考えると良く理解できる [33]。輻射場が光子から成り立っていると考えると、$\langle I(t)I(t+\tau)\rangle$ の測定は、時刻 t に 1 個の光子を、時刻 $t+\tau$ にもう 1 個別の光子を検出する結合確率密度の測定である。1 個の光子を検出したとき、その近くにもう 1 個別の光子を検出する確率が小さくなっている場合には、τ が小さいほど強度相関の値も小さくなり、アンチバンチング (反集群) が観測される。

アンチバンチングが最初に観測されたのは、共鳴蛍光の実験である [34]。共鳴的に励起されている単一の 2 準位原子から発生する蛍光がアンチバンチングを示すことは、次のように考えると容易に理解できる。光子を 1 個放出した後原子は基底状態に戻ってしまうので、再び励起状態に戻るまではもう 1 個別の光子を放出することができない、つまり時間的に近接した 2 つの光子の存在する確率が小さくなり、アンチバンチングが観測される。

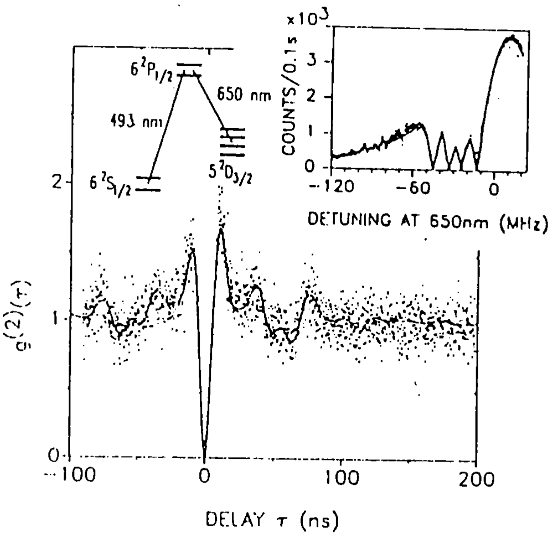

FIG. 1. Intensity correlation $g^{(2)}(\tau)$, green-green ($\tau > 0$) and all-all ($\tau < 0$), of resonance fluorescence, and partial level scheme of single Ba^+. $\Delta_r = 1.5$ MHz. Solid line: Calculation. Inset: Excitation spectrum of green and red Ba^+ fluorescence. Solid line: Fit with the parameters $I_r = 0.29$ W/cm^2, $I_g = 0.38$ W/cm^2, $\Delta_g = -29$ MHz, $B = 0.5$ mT, $\gamma_{sd}/2\pi = 20$ kHz which were used in the calculation of $g^{(2)}$. Dark lines at $\Delta_r = \Delta_g \pm (\frac{11}{5}, \frac{1}{5})\mu_B B/h$.

図 6: 3 準位原子の蛍光のアンチバンチング

もう少し複雑な 3 準位原子の場合の測定結果の例を図 6に示す [35]。図の縦軸は、規格化された 2 次の相関関数と呼ばれる量である。

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle : I(t)I(t+\tau) : \rangle}{\langle I(t)\rangle\langle I(t+\tau)\rangle} \tag{19}$$

$:\cdots:$ は演算子のノーマルオーダリングを表す。$g^{(2)}$ は (18) 式の右辺を左辺で割ったものなので、$g^{(2)} < 1$ がアンチバンチングの条件となる。図 6を見ると、$\tau = 0$ で $g^{(2)} = 0$ となっている。$\tau \neq 0$ のとき $g^{(2)}$ は複雑な振る舞いを示している。これは上準位にいる存在確率を示していて、電子が 3 準位の間を複雑に移り歩く様子が直接見えていると考えることができる。

(19) 式は、シングルモードの場合、$g^{(2)}(\tau) = \langle\hat{a}^{\dagger 2}\hat{a}^2\rangle/\langle\hat{a}^\dagger\hat{a}\langle^2$となる。第2章で紹介した状態に対して $g^{(2)}$を計算すると、コヒーレント状態は常に $g^{(2)} = 1$、光子数状態は $g^{(2)} = 1-1/n$ となる。直行位相振幅スクイーズド状態の場合は、パラメータによりいろいろな値を取り、アンチバンチングを示す場合もある。このことは実験で確かめることができる[36]。この場合、アンチバンチングを示す光はサブポアソン状態になっている。

5 おわりに

光の量子論についてなるべく広く紹介しようと思ったが、筆者の浅学非才と紙数の関係で幾つかの重要で興味深い事柄について触れることが出来なかった。量子化された輻射場と物質の相互作用の古典論との違い、特に2準位原子とシングルモードの相互作用を調べた Jaynes-Cummings Model[37]、自然放出の制御をする共振器量子電磁気学 (Cavity QED)[38]、輻射場の密度行列を測定する話[39] などである。本稿 [講] が少しでも役に立てば幸いです。

参考文献

[1] 霜田光一: パリティ, **8**, 75 (1993-08).

[2] 矢島達夫: 「量子力学と新技術」, 日本物理学会編 培風館, p.182-203 (1987).

[3] John Horgan: Scientific American, **267**, 94 (1992).

[4] 山本喜久 上田正仁: 電子情報通信学会誌, **72**, 669 (1989).

[5] 坪野公夫. 計測自動制御学会誌, **29**, 11, (1990).

[6] Graham P. Collins (井元信之訳): パリティ, **8**, 33 (1993-05).

[7] 清水 明: 1992 年物性夏の学校テキスト.

[8] C. K. Hong and L. Mandel: Phys. Rev. Lett., **56**, 58 (1986).

[9] K. Watanabe and Y. Yamamoto: Phys. Rev. A, **38**, 3556 (1988).

[10] A. Imamoḡle and Y. Yamamoto: Phys. Rev. Lett., **72**, 210 (1994).

[11] J. C. Cirac, R. Blatt, A. S. Parkins, and P. Zoller: Phys. Rev. Lett., **70**, 762 (1993).

[12] C. M. Caves: Phys. Rev. D, **23**, 1693 (1981).

[13] Rodney Loudon: *The Quantum Theory of Light* (Oxford, New York, 1983).

[14] R. Jackiw: J. Math. Phys., **9**, 339 (1968).

[15] M. J. Collett: Phys. Rev. Lett., **70**, 3400 (1993).

[16] A. Yariv: *Qunatum Electronics* (Wiley, New York 1988).

[17] E. S. Polzik, J. Carri, and H. J. Kimble: Phys. Rev. Lett. **68**, 3020 (1992); Appl. Phys. B **55**, 279 (1992).

[18] L. A. Wu, H. J. Kimble, J. L. Hall, and H. Wu: Phys. Rev. Lett. **57**, 2520 (1986);

[19] H. P. Yuen and V. W. Chan: Opt. Lett. **8**, 177 (1983); B. L. Schumaker: Opt. Lett. **9**, 189 (1984).

[20] B. Yurke: Phys. Rev. A**29**, 408 (1984).

[21] B. Yurke: Phys. Rev. A**32**, 300 (1985).

[22] T. Hirano and M. Matsuoka: Opt. Lett. **15**, 1153 (1990); Appl. Phys. B **55**, 233 (1992).

[23] M.C. Teich and B.E.A. Saleh: Physics Today, June 1990, p. 26.

[24] 清水 明: 応用物理学会誌, **62**, No.9 (1993).

[25] M.C. Teich and B.E.A. Saleh: J. Opt. Soc. Am. **B2**, 275 (1985).

[26] S. Machida, Y. Yamamoto and Y. Itaya: Phys. rev. Lett. **58**, 1000 (1987).

[27] P.R. Tapster, J.G. Rarity and J.S. Satchell: Europhys. Lett. **4**, 293 (1987).

[28] A. Shimizu and M. Ueda: Phys. Rev. Lett., **69**, 1403 (1992).

[29] W. H. Richardson, S. Machida, and Y. Yamamoto: phys. Rev. Lett., **66**, 2867 (1991).

[30] W. H. Richardson and R. M. Shelby: phys. Rev. Lett., **64**, 400 (1990).

[31] Hailin Wang, Michael J. Freeman, and Duncan G. Steel: Phys. Rev. Lett., **71**, 3951 (1993).

[32] 平野琢也　久我隆弘: 日本物理学会講演概要集 第 49 回年回 第 2 分冊 p.363 (1994).

[33] D. F. Walls: Nature **280**, 451 (1979); H. Paul: Rev. Mod. Phys. **54**, 1061 (1982).

[34] H. J. Kimble, M. Dagenais, and L. Mandel: Phys. Rev. Lett., **39**, 691 (1977).

[35] M. Schubert, I. Siemers, R. Blatt, W. Neuhauser, and P. E. Toschek: Phys. Rev. Lett., **68**, 3016 (1992).

[36] T. Hirano, M. Koashi, K. Kono, and M. Matsuoka: Proc. ISQM Satelite Workshop '92; M. Koashi, K. Kono, T. Hirano, and M. Matsuoka: Phys. Rev. Lett. **71**, 1164 (1993).

[37] Pierre Meystre and Murray Sargent III: *Elements of Quantum Optics* (Springer-Verlag, 1990).

[38] Serge Haroche and Daniel Kleppner (横山弘之訳): パリティ, **4** (1992); 横山弘之: 応用物理学会誌, **61**, 890 (1992).

[39] D. T. Smithey, M. Beck, and M. G. Raymer: Phys. Rev. Lett., **70**, 1244 (1993).