

非古典的な驚くべき光の状態 スクイーズド光とアンチバンチング光

マーヴィン・タイク, バハー・サラー

不確定性原理を巧妙に利用した新技術によって、ほとんど雑音のない光学測定や光通信が実現可能になる。

電磁波の重要な量子論的性質の1つとして、「すべての光の状態はそれに固有で避けることのできないランダムなゆらぎを伴う」ことが知られている。このゆらぎは光の本質やその発生過程に関する情報を含んでいるので、アンシュタインの時代から多くの関心を集めたり。しかしこのゆらぎは同時に、光による情報伝達の正確さを制限する雑音源でもある。まだ多くの実験は測定系の雑音でその感度を制限されているが、ある種の実験では光の量子統計論的な性質(ゆらぎ)による測定限界にまで近づいている。いまではその光のゆらぎ(不確定性)を“スクイーズする(しばりとる)”新技術により、レーザー光で可能となった測定精度よりもさらに正確に実験が行えるようになった。最近の動きでは、さまざまな方法で発生できるようになったスクイーズド光を用いて、光学干渉計による重力波の検出、光通信の低雑音化など、本当に幅広い分野での応用が期待されている。

非古典的な光

スクイーズド光を理解するためには、1つの放射モードの電磁波は2つの独立な成分で表されることを思い起こす必要がある——つまり振幅成分と位相成分、あるいは位相の正弦・余弦成分の2成分である。量子力学によるとこれらの2成分は、ヒルベルト空間内の交換しない2つの演算子として表現される。したがってハイゼンベルグの不確定性原理より、これら2つの演算子の不確定性の積はある値よりも小さくはならない。すなわちこの2成分の両者共を同時に正確に知ることはできない。その意味で光電場の値は確定的で

はない。

しかしこの直交位相成分の一方の不確定性は、原理的にはいくらでも小さくすることができ、雑音をなくすこともできる。もちろんこの場合、もう一方の直交位相成分の不確定性を犠牲にすることになる。同じようにあるモード内の光子数を正確に知ることもできる。しかしその場合、そのモードの位相情報は完全に失われる。最小不確定状態^{*1}ではあるがその正弦・余弦成分のゆらぎが等しくないような光の状態を、“直交位相成分スクイーズド状態”とよぶ。モード内の光子数のゆらぎがポアッソン分布によるゆらぎよりも小さいような光の状態を、“光子数スクイーズド状態”とよぶ。また光子数分布の標準偏差がポアッソン分布によるものより小さいことから、この光の状態は“サブポアッソン”状態ともよばれる。スクイーズド状態と命名されているのは、ある種のゆらぎが一方の成分からもう一方の成分へと“しばりとられた(squeezed)”というところからきている。

理想的なレーザーからはコヒーレントな光が放出される。コヒーレント光とは、直交する2つの位相成分のゆらぎが等しく、かつ最小不確定状態にある光のことである。コヒーレント光の光子数分布はポアッソン分布に従う。

スクイーズド光は非古典的な光の状態の1つである。数学的にいうと、スクイーズド状態をコヒーレント状態の重ね合せで表現するとき、必ず負の係数が必要になる^{*2}。またアンチバンチング光も非古典的な光として知られている。この状態は光子の同時計数率がコヒーレント光の同時計数率よりも小さい。これらの非古典的な光の状態は、

* 1(訳注) 不確定性関係が最小値をとる状態。

* 2(訳注) 後にも出てくるが、コヒーレント状態は古典的な光の状態として知られており、これの普通の意味での重ね合せ(重ね合せの係数がすべて正)で表現できない状態はすべて非古典的な状態とよばれる。

久我隆弘 訳

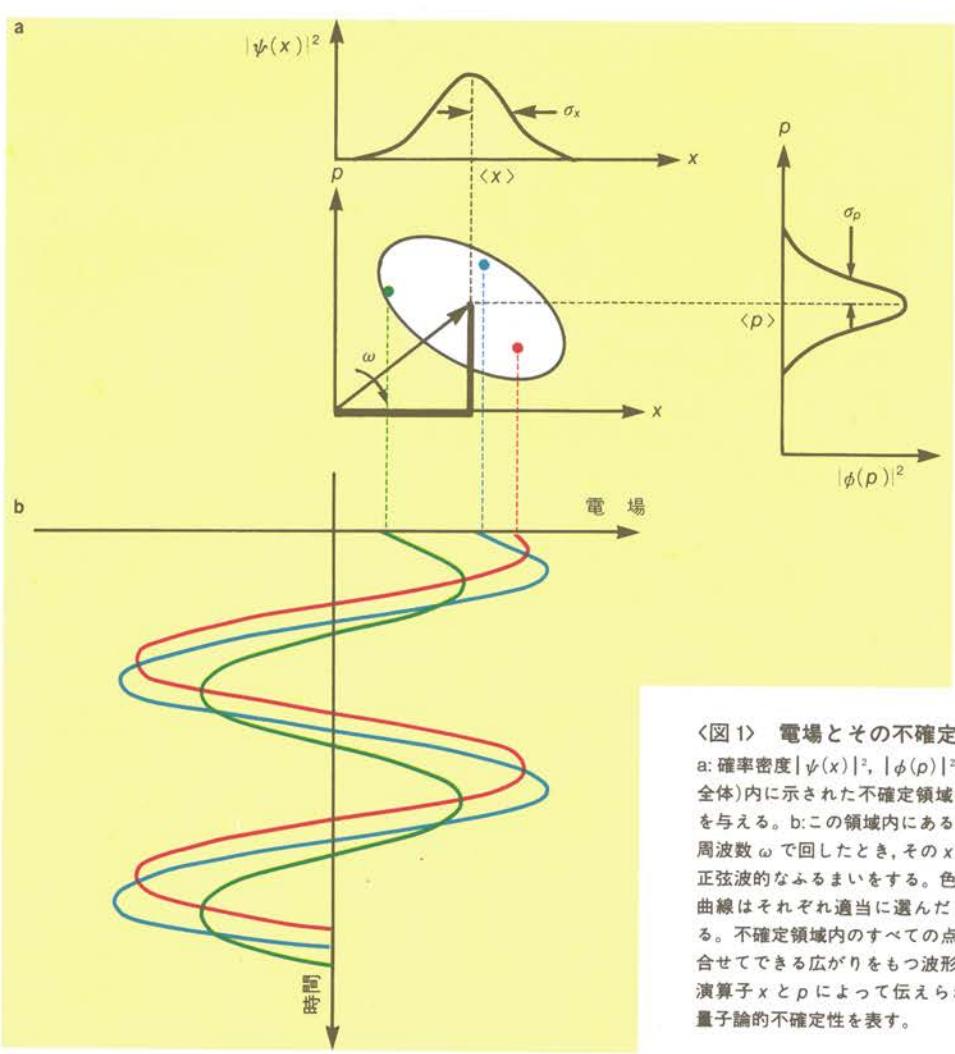
Squeezed and antibunched light

Marvin C. Teich and Bahaa E. A. Saleh

Marvin Teich is a professor in the departments of electrical engineering and applied physics at Columbia University. Bahaa Saleh is a professor in the department of electrical and computer engineering at the University of Wisconsin, Madison.

その発生の可能性が1960年代に、初めてロイ・グラウバー(Roy Glauber, ハーバード大学), 高橋秀俊(東京大学), ディヴィッド・ストゥラー(David Stoler, 現在はAT&Tベル研究所), ホレイス・ユーエン(Horace Yuen, 現在はノースウェスタン大学)などにより指摘されて以来、多くの関心を集めてきた^{2)~4)}。中でもアンチバンチング光は実験室でつくられた最初の非古典的な光であった。その状態は1977年

に、ロチェスター大学のレナード・マンデル(Lenard Mandel)とその学生であったジャフリー・キンブル(H. Jeffrey Kimble, 現在はカリフォルニア工科大学), マリオ・デジエネス(Mario Dagenais, 現在はメリーランド大学)等による先駆的な共鳴螢光実験で得られた⁵⁾。それに対して、(振幅や位相などの)どの成分の雑音がどの程度減少するかについてはなんら本質的な制限がないにも関わらず、スクイーズド光は1985年まで発生できなかった。直交位相成分スクイージングを実現させるのは、非線形光学過程により位相空間内での非対称性をつくり出さねばならないため、かなり難しい。また、光子の反相關が光子数スクイージングを実現させるには必要である。その上スクイーズド状態は非常に壊れやすいため、たとえいったんつくり出されたとしても、常に存在するランダムな損失^{*3}やスクイーズしていない



<図1> 電場とその不確定性

a: 確率密度 $|\psi(x)|^2$, $|\phi(p)|^2$ が、位相空間(紙面全体)内に示された不確定領域の幅 σ_x , σ_p の目安を与える。b: この領域内にあるそれぞれの点を角周波数 ω で回したとき、その x 軸方向への射影は正弦波的なふるまいをする。色分けされた3つの曲線はそれぞれ適当に選んだ3つの点に対応する。不確定領域内のすべての点からの寄与を重ね合せてできる広がりをもつ波形が、直交する場の演算子 x と p によって伝えられる光電場波形の量子論的不確定性を表す。

* 4(訳注) 真空場の零点振動など。

* 5(訳注) phasor: 適当な訳語がなかったのでそのまま用いた。位相空間内のベクトルという意味にも理解できる。

光^{*4}の背景雑音などで、スクイーズの度合はどんどん小さくなってしまう。

数学的表現

光共振器内の電磁場の数学的表現は量子力学の調和振動子と同じである。たとえばある場所における角周波数 ω で振動する電場の演算子は、 $\hat{e}(t)=\epsilon_0[\hat{x}\cos(\omega t)+\hat{p}\sin(\omega t)]$ と表される。ここで、キャレット $\hat{\cdot}$ はヒルベルト空間での演算子を表し、 ϵ_0 は定数である。直交する場の演算子 \hat{x} と \hat{p} は、基本的な力学系である調和振動子の位置と運動量の演算子とほとんど同じである。ただし交換関係が $[\hat{x}, \hat{p}]=i/2$ となるように規格化されている。このときこのモードのエネルギー演算子は $\hbar\omega(\hat{x}^2+\hat{p}^2)$ となる。電場の状態はシュレーディンガー方程式を満たす波動関数 $\psi(x)$ で表され、 $|\psi(x)|^2$ は演算子 \hat{x} の観測値が x となる確率密度に対応している。光子数演算子は $\hat{n}=\hat{x}^2+\hat{p}^2-1/2$ で与えられ、光子数がなんの不確定性なしに正確に n とわかっている状態はエネルギー固有状態 $\psi_n(x)$ である。これは“光子数状態”ともよばれる。モードのエネルギーは量子化されており $E_n=\hbar\omega(n+1/2)$ 、 $n=0, 1, 2, \dots$ などとびとびの値となる。ここで n はモード内の光量子の数であり、 $1/2$ は真空場のゆらぎ(零点振動)の寄与である。

電場の期待値は、 $x-p$ 空間(位相空間)内の回転するフェイザー^{*5} ($\alpha\exp(-i\omega t)$)を用いて表現される。ここで、 $\alpha=\langle\hat{x}\rangle+i\langle\hat{p}\rangle$ はフェイサーの $t=0$ のときの値である。 x 方向へのフェイサーの射影が(アンサンブル平均した瞬間)電場となる。しかし不確定性が存在するため、場の期待値だけでは

光の性質を完全には記述できない。事実多くの光の状態において、場の平均値は消えてしまい、場のエネルギーがすべてがランダムなゆらぎの中に含まれる。

最も基本的な不確定性あるいはゆらぎの大きさの目安は $\sigma_x, \sigma_p, \sigma_n$ などの標準偏差である。これらの値は、状態 $\psi(x)$ やそのフーリエ変換 $\phi(p)$ に依存し、ハイゼンベルグの不確定性原理 $\sigma_x\sigma_p\geq 1/4$ が成り立つ。したがって、電場の直交位相成分を同時に正確に決めることはできない。最小不確定状態では等式 $\sigma_x\sigma_p=1/4$ が成り立つ。電場はこの両方の直交位相成分で構成されるため、不確定性をまったくもたない光は存在しない。

直交位相成分に付随する不確定性を $x-p$ 平面内で模式的に示すと(図1)のようになる。ここで x, p 方向の不確定性の大きさをそれぞれ σ_x, σ_p とした。この領域は点($\langle\hat{x}\rangle, \langle\hat{p}\rangle$)付近に中心をもち、全体が角周波数 ω で回転している。この形の表現は、最初にカールトン・ケイヴス(Carlton Caves, 現在は南カリフォルニア大学)により用いられた。

\hat{x} と \hat{p} を同時に決定することが不可能なため、この不確定領域の形を正確に決めるることは難しい。つまり x と p 両方の関数である存在確率密度(joint probability density)そのものにはあまり意味がない。それにもかかわらず、形式的な不確定性の分布を測る1つの目安として、ウィグナー(Wigner)分布関数

$$W(x, p) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi^*(x+y) \psi(x-y) e^{ipy} dy$$

が用いられる⁶。この関数は、 x, p 軸方向に射影したときの確率密度が

$|\psi(x)|^2, |\phi(p)|^2$ となり、それぞれの幅が σ_x, σ_p であるような関数として定義される。光子数のゆらぎは、光子数が $\hat{n}=\hat{x}^2+\hat{p}^2-1/2$ と表せるため、不確定領域の動径方向の広がりに関係する。また不確定領域の角度の広がりは位相のゆらぎの目安となる。

图形的表現

(図2)に示されているのは、いろいろな光の状態に対する電場の不確定領域(左)およびその時間的ふるまい(右)である。理想的な雑音のない古典論極限の光の状態では、この位相空間内の不確定領域は大きさをもたず、それに対応する時間的ふるまいは完全な正弦波的であり何の不確定要素をもたない。

(図2a)は雑音のない古典論極限に最も近い量子論的状態——コヒーレント状態——を表している。これはガウス型波動関数 $\psi(x)\propto \exp(-i\langle p\rangle x)\exp[-(x-\langle x\rangle)^2]$ で表現される最小不確定状態であり、その直交位相成分のゆらぎは等しい大きさをもつ($\sigma_x=\sigma_p=1/2$)。ここでウィグナー分布関数は、 $W(x, p)\propto \exp\{-2[(x-\langle x\rangle)^2+(p-\langle p\rangle)^2]\}$ で表され、不確定領域はフェイサー $\alpha=\langle x\rangle+i\langle p\rangle$ を中心とする半径 $1/2$ の円となる。(不確定領域の大きさはハイゼンベルグの不確定性原理が示すように変化しないので) $|\alpha| \gg 1$ のとき、相対的にみると不確定領域は点 α のまわりに集約されたよう見える。光子数の確率分布 $P(n)$ はポアソン分布をし、その平均値は $\langle n \rangle=|\alpha|^2$ であり、分散は $\sigma_n^2=\langle n \rangle$ すなわち標準偏差は $\sigma_n=\langle n \rangle^{1/2}$ である。さらに $|\alpha| \gg 1$ のとき、不確定領域の広がりの角度 σ_θ はほぼ $1/2/|\alpha|=1/2/\langle n \rangle^{1/2}$ でありこのとき、 $\sigma_n\sigma_\theta=$

$1/2$ となる。

$\alpha=0$ の極限ではコヒーレント状態は真空状態となり、これは $n=0$ の光子数状態 $\psi_0(x) \propto \exp(-x^2)$ と同じである。真空状態のウィグナー分布関数 $W_0(x, P) \propto \exp[-2(x^2 + p^2)]$ を図2bに示す。図からもわかるように、この状態は $n=0$, $\langle n \rangle = 0$, $\sigma_n = 0$, $\sigma_\theta = \infty$ の状態である。真空状態の平均光子数はゼロであるが、真空状態は零点振動によるエネルギー $1/2 \hbar \omega$ をもつ。つまり真空状態であっても、位置 x 、および運動量 p のゆらぎをもつ。真空状態は光子のまったくない状態ではあるが、雑音だけは存在するのだ！

コヒーレント状態の不確定領域は円形であるが、ほかの状態については不確定性関係が満たされていればどんな形であってもよい。最小不確定状態において、ある1つの軸方向の不確定性を狭める(スクイーズする)と、その軸に共役なもう1つの軸方向の不確定性を引き延ばしてしまう。 x 方向がスクイーズした状態はその確率密度の幅 σ_x が $1/2$ より小さい。たとえば、真空状態 $\psi_0(x) \propto \exp(-x^2)$ がなんらかの方法で x 方向に s ($s > 1$) だけ縮められたとすると、その波動関数は $\psi_s(x) \propto \exp(-s^2 x^2)$ となる。このとき、確率密度 $|\psi_s(x)|^2$ はガウス型関数となり、その幅は $\sigma_x = 1/2$ より狭まり $\sigma_x = 1/(2s) < 1/2$ となる。またそのとき、波動関数 $\phi(p) \propto \exp(-p^2/s^2)$ もガウス型となり、 $|\phi(p)|^2$ の幅は引き延ばされて $\sigma_p = s/2 > 1/2$ となる。この幅どうしの積 $\sigma_x \sigma_p$ はその最小値 $1/4$ を保っており、すなわち最小不確定性は保たれている。この状態のことを真空のスクイーズド状態とよぶ。この状態のウィグナー分布関数は、 $W_s(x, p) \propto$

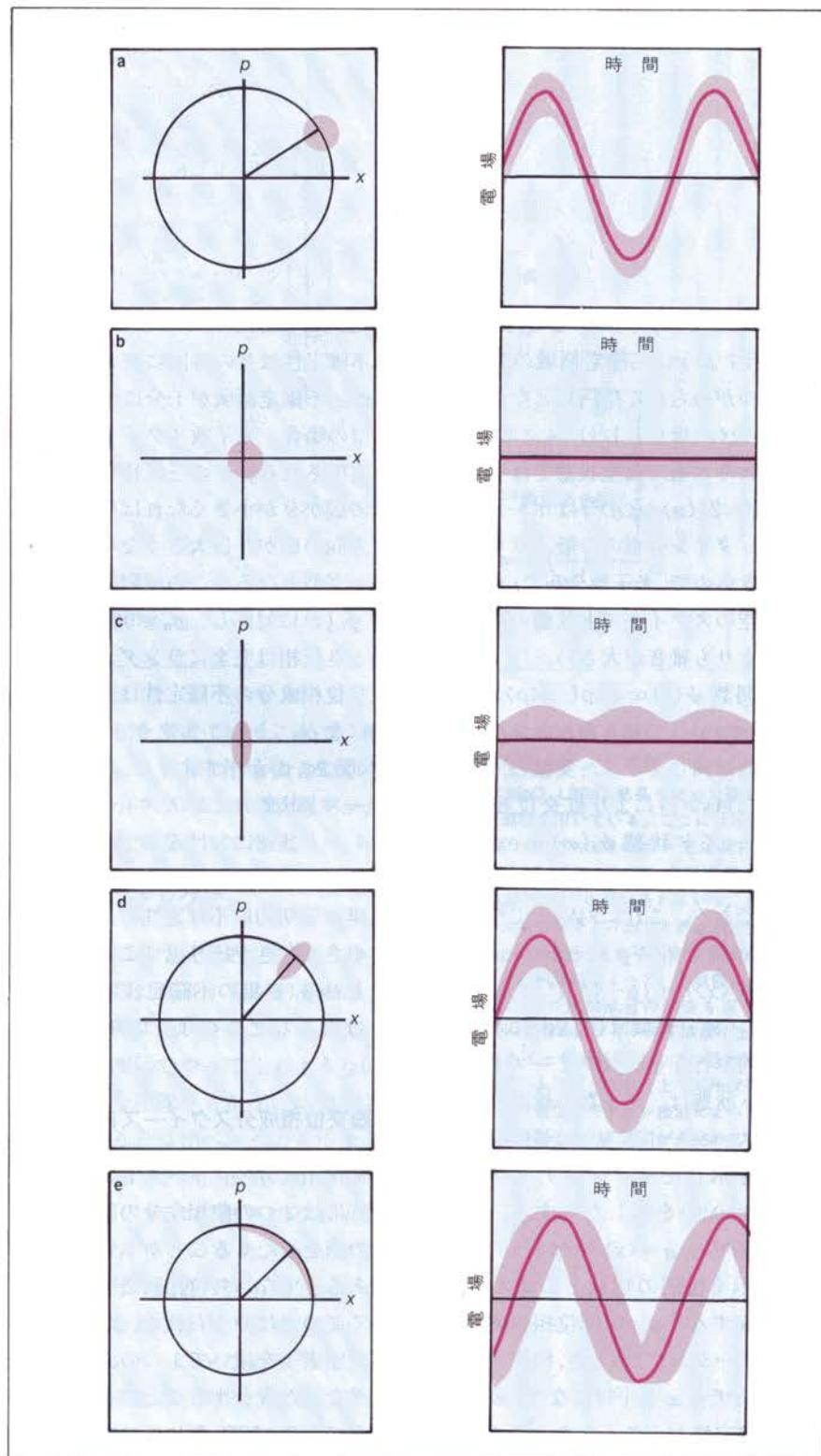


図2) コヒーレント光、スクイーズド光の電場の不確定性

いろいろな状態の光に対して、不確定領域(左側)と平均光電場の時間的ふるまい(右側の赤い曲線)、およびその不確定性(影付き)が示されている。a: コヒーレント状態はフェイザー α のまわりに円形の不確定領域をもつ。この不確定領域内の点 (x, p) は、時間に関係ない電場の不確定性をもたらす。b: 真空状態の不確定領域は原点中心の円である。c: 真空のスクイーズド状態は横円形の不確定領域をもつ。d: コヒーレント状態の直交位相成分をスクイーズした状態は、中心は前とほぼ同じ α であるが横円形の不確定領域をもつ。真空のスクイーズド状態と同じように、光電場の不確定性は周期的に小さくなったり大きくなったりする。もし横円の短軸がフェイサーの方向と一致するなら、この状態は光子数スクイーズド状態もある。e: 細い三日月型の不確定領域は光子数スクイーズド状態に対応し、このときの電場はすべての時間でかなり不確定になる。

$\exp[-2(s^2x^2+p^2/s^2)]$ となり、**図 2c**に示すように不確定領域の形は円形からゆがめられて橢円形となる。平均光子数 $\langle n \rangle$ は $(s-1/s)^2/4$ となりこれはもはや本当の真空状態ではない。分散 $\sigma_n^2 = 2(\langle n \rangle + \langle n \rangle^2)$ はボーズ-アインシュタイン分布の分散よりも 2 倍だけ大きいので、光子数分布でいうと、この真空のスクイーズド状態の方がカオス光よりも雑音が大きい。

波動関数 $\psi(x) \propto \exp(-i\langle p \rangle x) \exp[-(x - \langle x \rangle)^2]$ で与えられるコヒーレント状態は同じように、変換 $(x, p) \rightarrow (sx, p/s)$ ($s > 1$) により直交位相成分スクイーズド状態 $\psi_s(x) \propto \exp(-i\langle p \rangle x) \exp[-s^2(x - \langle x \rangle)^2]$ に変換することができる。これに対応してウィグナー分布関数も $W_s(x, p) \propto \exp\{-2[s^2(x - \langle x \rangle)^2 + (p - \langle p \rangle)^2/s^2]\}$ と変換され、不確定領域は**図 2d**に示すような橢円形となる。スクイーズドコヒーレント状態は、光子数の統計性としては、スーパー・ポアソン分布 ($\sigma_n^2 < \langle n \rangle^{1/2}$) を示したりサブ・ポアソン分布 ($\sigma_n^2 < \langle n \rangle^{1/2}$) を示したりする。これはフェイザー $\alpha = \langle x \rangle + i\langle p \rangle$ と不確定領域を示す橢円の短軸との成す角度 φ に依存する。 $\varphi = 0$ (同位相の直交位相スクイージング) のとき、橢円の短軸はフェイザー α と平行になり、動径方向の不確定性が小さくなる。このとき光子数分布はサブ・ポアソン分布となり、状態は直交位相成分スクイーズド状態であると同時に光子数スクイーズド状態となる。それに対して $\varphi = \pi/2$ (**図 2d**) のときは、橢円の長軸がフェイサー α と平行になる。このときの動径方向の不確定性は大きくなり、その結果スーパー・ポアソン型の光子数分布を示すことになる。

図 2eに示されているように、電場の不確定性はどの時間においても大きいが、不確定領域が十分に細長い三日月型の場合、光子数スクイーズド状態が実現される。その三日月型の動径方向の広がりが小さくなればなるほど角度方向の広がりは大きくなりついにはリング型となる。この極限は光子数状態 $\psi_n(x)$ に対応し、 $\sigma_n = 0$ である。このとき位相は完全にランダムであり、直交位相成分の不確定性は大きく対称的になる。

図 2c, d が示すように、真空のスクイーズド状態およびスクイーズドコヒーレント状態における 2 つの直交位相成分の不確定性が等しくないことは、電場が周期的に不確定性の大きなときと小さなときを繰り返すことからも見てとれる(電場の不確定性の小さなときは大きなときの 1/4 周期後に現れる)。

直交位相成分スクイーズド光

直交位相成分スクイーズド光を発生させるには 2 つの位相成分の間になんらかの差をもたせることが本質的に必要である。すなわち位相敏感な過程によってこの光はつくられる。これは非線形光学素子を用いて 1 つの波をそれと共に波と混合することにより得ることができる。1979 年にユーエンとジャフリー・シャピロ (Jeffrey Shapiro, MIT) は四光波混合として知られている非線形過程でスクイーズド光が発生できるだろうと提案し、実際その通りとなった。四光波混合とは 4 つの光波を非線形媒質の中で結合させるものである。2 つの光波は強い励起光であり残りの 2 つは弱い光である。この 4 つの光の結合の結果として、弱い光のう

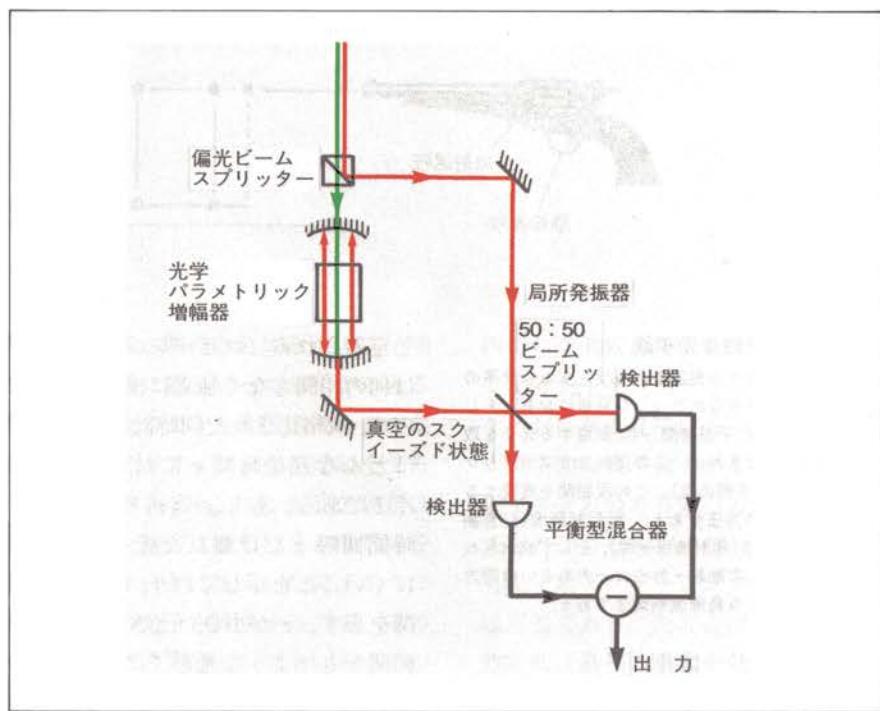
ちの 1 つはもう 1 つの弱い光の共役光となる。この 2 つの弱い光をビームスプリッターで重ね合せるとき、複素光電場の実数部分と虚数部分には異なる値の比例係数がかかる。つまり位相空間内の不確定領域が非対称になるのである。

1985 年には、AT&T ベル研究所のリチャード・スラッシャー (Richard Slusher) とバーナード・ヨーキ (Bernard Yurke) らのグループは四光波混合を用いた直交位相成分スクイーズド光を発生させた。ちょうどそのころ、いくつかの他のグループも、三光波混合や四光波混合、また他の非線形光学過程を用いて直交位相成分のスクイージングを確認した [Physics Today, March 1986, p.17. (パリティ 1986 年 6 月号 p.60)].。これまでに発表された最も大きなスクイージングの記録はキンブルのグループ (テキサス大学オースチン) がもつ約 60% の雑音の減少である [Physics Today, March 1987, p.20 (パリティ 1987 年 7 月号 p.60).]。このグループは“縮退パラメトリック変換”とよばれる三光波混合過程を用いた。この過程は入射する角周波数 ω の光が $\omega/2$ の角周波数をもつ 2 つの光に別れる非線形現象である。この三光波パラメトリック増幅過程は位相敏感な増幅率をもち、非線形結晶を共振器の中に入れ何回もその過程を繰り返すことで増幅効果を高めている (**図 3**)。

位相敏感な過程は直交位相成分スクイーズド光を発生させるのに必要であるばかりでなくその検出にも必要である。電場がその不確定性の一番小さい瞬間に測定されればその雑音は小さく見える。直交位相成分スクイーズド光を検出するとき、光を直接測ることは

一般的にみて適切ではない。なぜならば直接測定は光子数に敏感だからである。すなわち雑音の小さい直交成分と大きな成分とを平均したものを見てしまう。スクイーズド光を検出する1つの方法としてホモダイン検波があげられる。これはスクイーズド光をビームスプリッター上で同じ放射モードのコヒーレント光(レーザーなどの局所発振器からの光)と混合し、その重ね合せを光子計数管やフォトダイオードで検出するものである。もし局所発振器の位相が適切に選ばれているならば、ビームスプリッターからの重ね合わせた光は光子数スクイーズド状態となる。これは光子計数管にサブポアソン型の光子計数を与える(つまりショット雑音以下の雑音成分を含む光電流がフォトダイオードに流れる)。

1983年にマサチューセッツ工科大学リンカーン研究所のユーエンとヴィンセント・チャン(Vincent Chan)は平衡型(balanced)ホモダイン検波法(平衡型混合器)を提案した。この方法はいま広く用いられている。**図3**の下の方に描いてあるように、真空のスクイーズド光信号はコヒーレントな局所発振器からの光と50:50のビームスプリッターで合わせている。2つの出口からの光が検出されるのでエネルギーの損失はない。ビームスプリッターのところでは位相が変化するため、2つの出力側でのスクイーズド光の影響は180°異なる。平衡型検出器の出力は検出された後の2つの光電流の違いを反映する。この差動検出過程は局所発振光のもつあらゆるゆらぎを抑えることができ、ゆらぎの減少した(スクイーズされた)直交位相成分信号のみを抽出することができる。したがって、局所



発振器の位相を変えていくことで、検出器はショット雑音よりも大きなゆらぎの状態や小さなゆらぎの状態をかわるがわる検出することになる。

アンチバンチング光

光子の流れのもつ統計的性質は、光子がいつ検出器に到来するかを決めるランダムな過程に反映されている。光子が完全に等間隔でやってくるような光は、統計的な相関をもたない時間間隔でやってくる光に比べ、その光子数分布のゆらぎは小さい。前者の場合、任意の時間幅 T 内に観測される光子数は決まっておりそのゆらぎ σ_n はゼロである。一方、後者の光子数分布はボアソン分布となり、どんな時間幅 T に対しても $\sigma_n^2 = \langle n \rangle$ である。しかし一般には計測数の平均値や分散は計測時間 T の関数であり、ある計測時間についてでは光はサブボアソン分布を示し、また別の計測時間ではスーパーボアソン分布を示す⁶。

このランダムな過程において重要な性質は、間隔 τ だけ離れた時間における光子の同時計数率 $G^{(2)}(\tau)$ である。1秒間に λ 個の光子がやってくる定常的な光子の流れに対して、規格化された同時計数率は $g^{(2)}(\tau) = G^{(2)}(\tau) / \lambda^2$

図3 位相敏感過程によって発生した真空のスクイーズド状態

ここでは $MgO: LiNbO_3$ 結晶を使った縮退パラメトリック過程を用いている。(ここには示されていないが⁷)、 $Nd^{3+}: YAG$ レーザー光は局所発振光($1.06\mu m$ 、赤)とパラメトリック増幅器の励起光($0.53\mu m$ 、緑)の両方に用いられている。励起光はレーザー光の一部をとり出しそれを倍波発生用の結晶を通してつくる(これも示されていない)。共振器内の非線形過程によって、共振器に入ってきた真空の片方の位相成分の雑音を減少させ、 $1.06\mu m$ での真空のスクイーズド状態を出力する。真空のスクイーズド状態は2つの検出器の前に置かれたビームスプリッター上で局所発振光と重ね合され、平衡型ホモダイン検波によって検出される。両検出器の出力の違いが真空のスクイービングの信号となる(参考文献7より転載)。

* 6(誤注) アンチバンチングとは光の場のもつ性質であり、それは後述の $g^{(2)}(\tau)$ で表現される相関関数で定義できる。これに対して、サブ、スーパーボアソン状態とは光子計数という測定を行ったときに出現する統計的性質である。つまり測定時間が関係する。

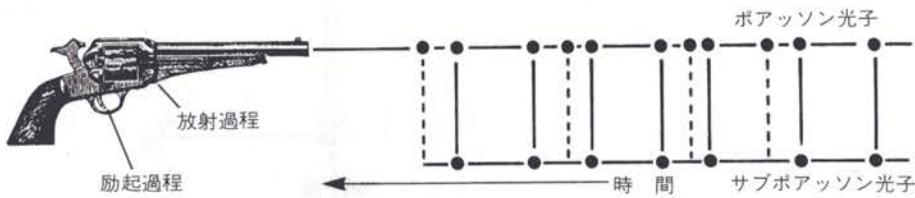


図4 仮想的な光子銃

仮想的な光子銃から発射されるランダムな光子の流れの光子数分布はポアッソン分布になる。もしも特定の時間(不感時間)内に到着する光子を取り除くことができれば、この流れはサブポアッソン分布となる(下例の点)。この反相関を実現するには次の3つの方法がある: 励起制御法(引金制御), 放射制御法(発射機構制御), そして放出された光子を観測して励起・放出の一方あるいは両方の過程を制御する負帰還制御法である。

*7(訳注) 計数時間が $g^{(2)}(\tau)$ の幅よりも十分に短い場合。

図5 光子数スクイーズド光

光子数スクイーズド光は次に示す2通りの励起制御法で発生させることができる。a: 水銀蒸気(黒丸)で満たされたフランク-ヘルツの実験装置。電子(赤丸)は加速され、影付きの領域で非弾性衝突により水銀原子を励起するのに十分な運動エネルギーに達する。クローン斥力による空間電荷効果により、電子の流れの分布はサブポアッソン分布となり、水銀原子が基底状態へと緩和するときに放出する253.7nm(紫)の光子の分布もサブポアッソン分布になる。b: InGaAsP/InP 分布帰還型半導体レーザー装置による同様な実験。電源と直列に入っている外部抵抗によって、装置を流れる電流は一定に保たれている。つまり励起のゆらぎが抑制され、装置内の電子(赤丸)とホール(緑丸)の分布はサブポアッソン分布をする。電子とホールの再結合が活性層(影付きの領域)で起こり、サブポアッソン分布をもつ1.56μmの光(赤)が放出される。レーザー共振器構造のもつ光学的負帰還作用がこの効果をさらに大きくする。

と定義される。コヒーレント光の光子は何の相関もなく独立に検出器に入るのので、規格化された同時計数率 $g^{(2)}(\tau)$ はどんな遅延時間 τ に対しても等しく1である。もし $g^{(2)}(\tau) < 1$ ならば、時間間隔 τ だけ離れた光子対はできにくいくことを示しており、これは反相関を表す。 τ が小さいとき光子対が反相関をもつような光を“アンチバンチング光”とよぶ³⁾。このアンチバンチングの定義としては次の2通りのものがよく用いられる:

① $g^{(2)}(\tau)$ の値が $\tau=0$ のとき1より小さい。

② $g^{(2)}(\tau)$ の傾きが $\tau=0$ で正である。

コヒーレント状態はアンチバンチングとバンチングの境界を与える。熱輻射光はバンチングしている。 $(g^{(2)}(0) > 1)$ が、コヒーレント状態の光はバンチングしていない($g^{(2)}(0) = 1$)。アンチバンチング($g^{(2)}(0) < 1$)はその光源が非古典的であることを示すが、それは $\tau=0$ で反相関を示すことが $G^{(2)}(\tau)$ を光強度の相関関数と見なすことと矛盾するからである。

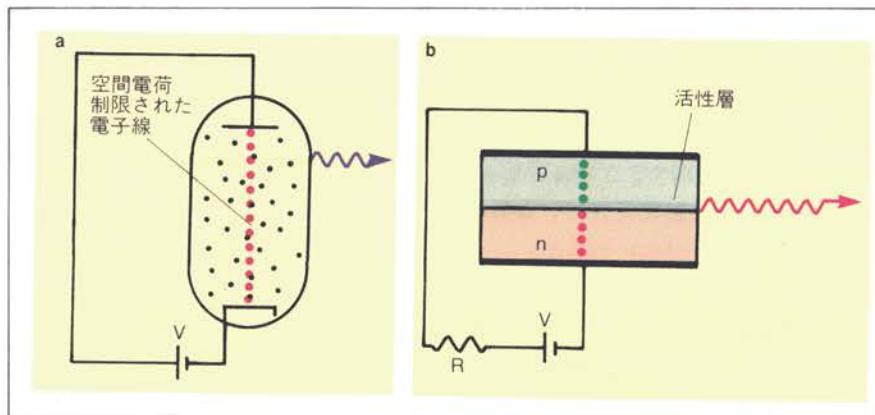
光子数スクイーズド状態

光子数スクイージングとアンチバンチ

ングのつながりは微妙である⁸⁾。計数時間が短いとき、これら2つの効果は必ずお互いを伴って現れる⁷⁾。単一モードの光の場合、 $g^{(2)}(\tau)$ は τ には関係せず、アンチバンチングは光子数スクイージングやサブポアッソン統計と同じ意味である。しかし一般的には、光子数分布は短い計数時間 T についてはサブポアッソン、長い時間 T についてはスーパー・ポアッソンを示すこともあるし、またその逆のこともある。

前にも述べたように光子数スクイーズド光は、直交位相成分スクイーズド光とコヒーレントな局所発振光とをビームスプリッター上で重ね合せることで発生される。また時間的に接近した光子の間に反相関をもたせることで直接発生させることも可能である。前者の方法は、たとえば電場の位相によって情報が伝達されるような場合など、位相情報が必要とされるときに用いられる。その一方で情報が光子数によって直接伝達される場合は、後者の方法がより簡単である。

光子数スクイーズド状態を直接発生させる様子は図4にあるような仮想的な(光子)拳銃からランダムに一連の光子が“打ち出される”として視覚的に説明されるだろう。光子が勝手に飛び出すまにすればその光子数分布はポアッソン分布をする。1つの光子が飛び出してからある特定の時間間隔よりも短い間に出てくるすべての光子をなんらかの方法で消去できれば、より規則的な光子列をつくることができる。このような反相関があれば光子の流れの様子はより予測可能となり、それはサブポアッソン的なふるまいをする。反相関は、引金を規則的な時間間隔で引くこと(励起制御法)、撃鉄を起



* 8(訳注) 二極管の両極にかかる電位差による電子を加速する力と両極間に存在する電子どうしのクーロン斥力がちょうどつりあい、一定な電流が流れる効果。この電流は空間電荷制限電流とよばれ、このとき陰極と陽極の間の空間には一定数の電子が存在する。つまり1つの電子が陽極に入ると必ず1つの電子が陰極から放出される。

* 9(訳注) 後述の1983年にマンデルたちにより行われた実験的条件の付加された光子数スクイージングの実験との対比。

こまでの時間などの発射機構で決まる時間を制御すること(放射制御法)、あるいは光子が出現する時間を見て次の励起や放出過程を制御すること(負帰還制御法)、などの方法で実現されるだろう。

励起制御法を理解するには、たとえばフランク-ヘルツ(Frank-Hertz)の実験のような、電子線との非弾性衝突で励起された原子からの光を考えればよい。〈図4〉の光子銃の例でいえば、電子は励起過程に対応し、原子は放出過程に対応する。〈図5a〉に示されるフランク-ヘルツの実験では、クーロン斥力が電子線を空間電荷制限の状態にしており、この現象が電子の規則的な流れを与えている⁸。その結果、電子線が励起する原子の数には規則性が存在し、原子の自発放射による光子数にも規則性が生まれる。したがってこのような励起制御法により、光子数がスクイーズした自発蛍光放射光を発生できる⁸。われわれはこの装置とよく似たものを用い1985年に最初の実験的条件のつかない⁹光子数スクイーズド光を発生させた⁹。

不幸なことに、光子の発生・収集・検出の不完全さによる損失はサブポアッソン的な性質を小さくする。そしてこれらの損失によってわれわれの最初の実験では光子数スクイージングの度合が小さくなっている。原理的には光子数の不確定性をゼロにすることは可能だが、直交位相成分スクイージングがそうであったのと同様にこの効果は非常に壊れやすい。したがって損失や背景雑音からの光子を除くためのたゆまぬ努力が必要である。

損失を小さくするために光子の収集効率を高めいろいろなフランク-ヘ

ルツ型装置が開発されてきた。電子間には定常的に働くクーロン斥力があるので、電池のような直流電源からの電子は、サブポアッソン型の励起をするのに便利である(このとき主な雑音はジョンソン雑音になる)。また理想的な発光ダイオードは注入した電子1つにつき1つの光子を放出するので、このような装置の光源として用いることができる。つまり空間電荷制限下におけるフランク-ヘルツ型実験を固体素子に置き換えた類似実験は、定電流電源を用いた簡単な発光ダイオードによって実現できる。実際、ロイヤル・シグナル・アンド・レーダー・エスタブリッシュメント(マルヴァーン、イギリス)のポール・タップスター(Paul Tapster)、ジョン・ラリティ(John Rarity)、ジュリアン・サッチャエル(Julian Satchell)は、この装置が光子数スクイーズド光を放出することを示した¹⁰。

その後の意義深い発展は、東京のNTT基礎研究所の山本喜久のグループによってなされた。彼らは、1987年に光子数スクイーズド光を発生する定電流電源で駆動された電流注入型半導体レーザーを開発した¹¹。この装置は、空間電荷制限下におけるフランク-ヘルツ実験装置の光源を固体素子、光発生の機構を誘導放出で置き換えたものである。〈図5b〉にその概要を示す。ラリティ、タップスター、エリック・ジェイクマン(Eric Jakeman)は、パラメトリック変換素子に負帰還をかけることでかなりの度合の光子数スクイージングを達成したが¹²、電流注入型レーザーは多くの優位さをもつ。それは、装置を小さくできる、光子を多く発生できる、広い周波数幅をもつ、高効率である、などである。まだほかにも固体

内での空間電荷制限電流を用い再結合による光子を利用する半導体素子構造などが提案されている¹³。

実用的な光子数スクイーズド状態を発生させる最も有望な方法は励起制御法なのかもしれないが、放射制御法でも光子数スクイージングを起こすことは可能である。たとえばシステムの不感時間は最初の事象が発生してからある特定の時間内に起こる2番目の事象を禁止してしまう。つまり〈図4〉に見るように、時間的に続けて起こるような現象は妨げられ、すなわち規則的になる。この効果はある与えられた計測時間T内に測定される事象数の不確定性を減少させる。次の弾を撃つ準備をする時間を必要とするような、引金を引いたり弾を発射するまでの機構が、サブポアッソン分布をつくるのである。

ポアッソン型の励起を受けている孤立した原子は次の励起を受けようとしている間は光子を放出できないので、その共鳴蛍光は上述の性質を満たす。共鳴蛍光を用いて成された最初の光子数スクイージングの実験では¹⁴、原子1つを孤立させることができなかつたので、装置の中に1つの励起された原子しか存在しないように、光検出器にゲートをかけて用いなければならなかつた。したがって、そこで得られた光は実験的条件のついた⁹光子数スクイーズド状態であった。ガーヒンにあるマックス・プランク量子光学研究所のヘルベルト・ヴァルター(Herbert Walther)のグループによる1987年に行われた引き続いた実験は、1個のイオンを真空中に静止させることで、なんの実験的条件のつかない光子数スクイーズド共鳴蛍光を発生させるのに成

* 10(訳注) 図中の色で“光の色”を表現している。実際に放出される光の色とは多少異なる。

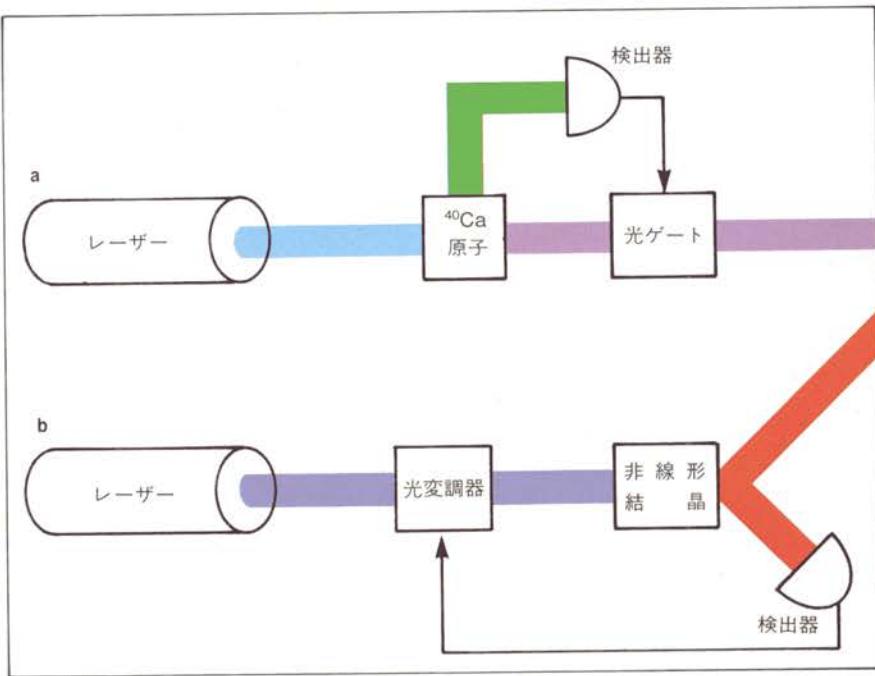


図 6) 光子数スクイーズド光を発生するための負帰還制御法

a: レーザーは⁴⁰Ca原子線を励起し、⁴⁰Ca原子は一組の光子対(1つは緑でもう1つは紫)を続けて放出して基底状態に戻る。緑色の光子を検出したという電気信号は、その対となる紫の光子が光ゲートを通過できるかどうかの判断に用いられる。
b: 現在のところ直接発生させた最も大きな光子数スクイージングの記録をもつ、「Royal Signals and Radar Establishment」のグループが使ったパラメトリック変換を用いた方法。非線形結晶(KDP)が互いに相関をもつ2つの光子の流れをつくり出し、そのうちの片方が励起光を制御する光変調器への負帰還信号をつくりだす。

功した。

励起や放出過程の制御は放出された光子そのものからも負帰還制御または光子制御によって行うことができる。もし光子が検出器などに到達することをその状態を破壊することなく知ることができれば、この知識を用いて次の励起や放出過程を変更することができる。このような負帰還制御は、観測量をその状態を乱すことなく測定する量子非破壊測定のような方法で光子を観測できるような場合、実現できる。量子非破壊測定を行う方法論は山本のグループにより提案されており、すでに光ファイバーを用いて IBM アルマデン研究センターのマーク・レヴェンソン(Marc Levenson)とオーフランド大学のダニエル・ウォールス(Daniel Walls)のグループの協力で実現されている。

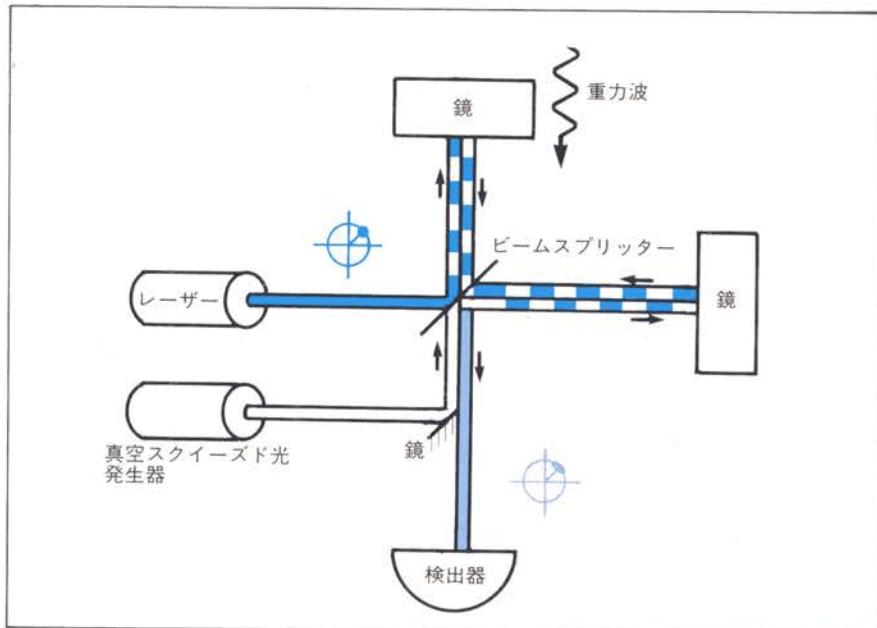
一組の光子流の対が利用できる状況でも負帰還制御は可能となる。この場合一方の光子は制御信号をつくるために消滅するが、もう一方のクローン光子は生き残る。この種の機構は任意の光子数統計をもつ光子数スクイーズド光を発生させることに役立つだろう¹⁵⁾。光子による負帰還制御法としてカスケード原子遷移からの光子対を使うことも提案されている(図 6a)¹⁶⁾。レ

ーザーで励起された⁴⁰Ca原子はポアソン分布に従って実験装置に入ってくる。それぞれの原子は2つの光子を連続的に放出する——図中では1つは緑色でもう1つは紫色で示される¹⁰⁾。緑色の光は負帰還信号をつくるためにごく普通の方法で検出される。この信号は、対をなす紫色の光が光ゲートを通過できるかどうかの通行証として用いられる。この2色の光は常に相関をもつ光子対として放出されるので、サブポアソンの光子数分布を得るために選別された相手の光子のみを残すことができる。(この⁴⁰Caからの相関した光子対は最初にアラン・アスペ(Alain Aspect, 現在はパリのエコール・ノルマル)のグループが、一般化されたベルの不等式が成立しないことを示す実験に用いた。)

同じような試みがパラメトリック変換を利用して行われている¹²⁾。その概要を(図 6b)に示す。この場合、負帰還信号は光子対の片方を制御するのではなく、励起光を制御するのに用いられている。現在のところ、この方法によって直接発生させたものとして最大の光子数スクイージング(約50%の雑音の減少)が得られている。

応用

光の運べる情報量はそのランダムなゆらぎによって制限されているため、スクイーズド光は光通信への応用をはじめとして重力波の検出から生体を用いる分光などの広い範囲にわたる超高感度測定への応用が期待されている。原理的には、情報をスクイーズド光の雑音の少ない成分に盛り込み、雑音の多い成分の影響を受けないような検出法を用いることで、量子力学のいう不確



定性を巧みに回避することができる。

たとえばコヒーレント光通信システムにおいて、雑音の多い成分を無視する一方で、レーザー局所発振器の位相を信号を運ぶ雑音の少ない位相成分に固定して受信することは可能である¹⁷⁾。同様に、ある定められた数の光子が情報の1ビットを表すように決めておけば、光子を直接検出することで雑音のまったくない光通信システムをつくることができる¹⁸⁾。このときの雑音はすべて位相のゆらぎに押し込められており、システムの光検出器は位相のゆらぎを感じることはない。

直交位相成分スクイーズド光を用いると超新星爆発のような宇宙的な規模の大変動から放出される重力波を検出できる、とケイウスが最初に指摘したことがいままた興味を引いている。図7は、この目的に適しているマイケルソン干渉計を模式的に示している。レーザーからの光はビームスプリッターで2つに分けられ、干渉計の2本の腕

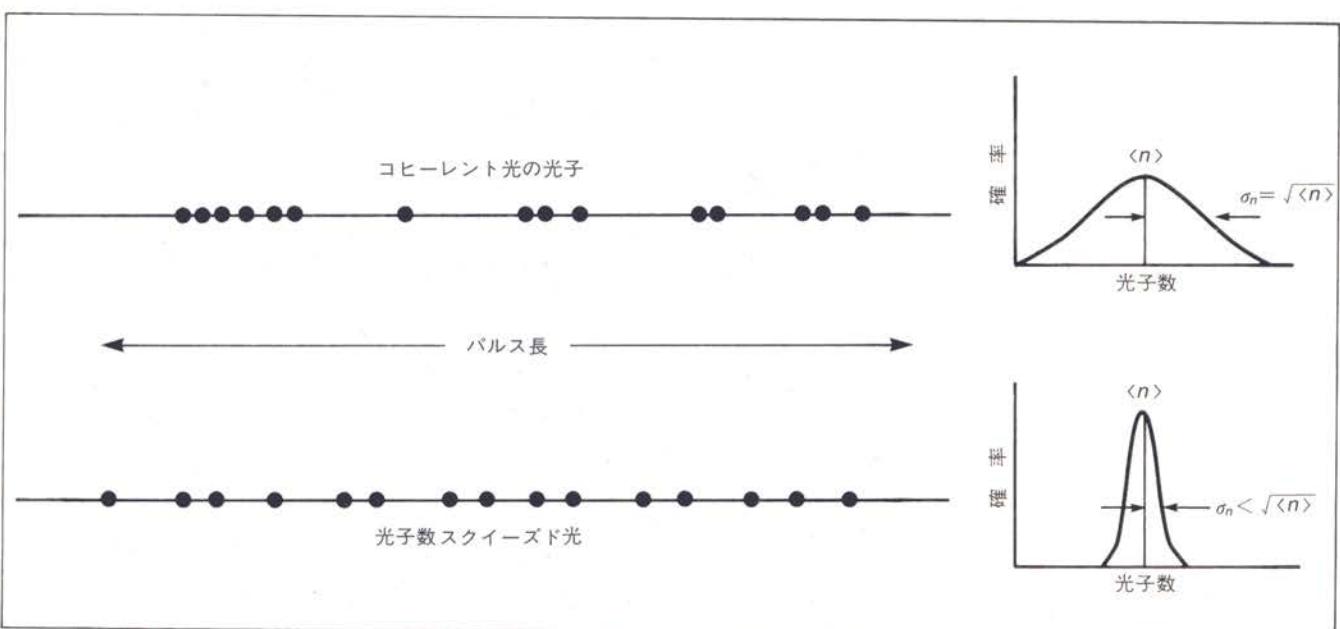
の先にある鏡で反射され、ビームスプリッターで再び重ね合され、最後に検出器に到達する。もし重力波が鏡をゆらすならば、そこで反射されるレーザー光の位相を変調するだろう。そのとき、検出器のところでの干渉模様は、最初ゼロのところで止まっていたものから変化し、検出器出力の変化が重力波によってもたらされた鏡の動きを記録することになる[Physics Today, February 1986, 17(パリティ 1986年6月号 p. 53)]。スクイーズド光の恩恵を受けていないこれまでの方法では、干渉計を構成するビームスプリッターの

図7 マイケルソン干渉計を用いた重力波検出法

出力側の入口¹¹⁾から入射した真空のスクイーズド光が、雑音を減らし感度を向上させる。同時に位相空間内の不確定領域も示されている。干渉計の腕の中で重ね合っている2つの光線のようすが青の班模様で見て取れる。

図8 光を直接検出する光通信

情報の運び手として光子数スクイーズド光を用いると、原理的には光を直接検出する光通信システムの性能は改善される。光パルス内(影つきの領域)に光子の分布する様子はコヒーレント光よりも光子数スクイーズド光の方がより規則的である。この規則性が光子雑音よって制限されている通信システムのエラー発生率を減少させる。



* 11(訳注) ビームスプリッターは量子力学的には2入力2出力の素子として扱われる。普通の使い方では1つの光線を2つに分けるように用いるが、そのときでももう1つの入力側(マイケルソン干渉計いうと出力側の入口)から真空状態が入ってきていると考える。

* 12(訳注) ファノ(Fano)因子とよばれる。

* 13(訳注) よく「量子限界を超えた感度が実現できる」といわれるが、決して量子論を超えていわけではなく、量子論の枠内の話である。

出力側の入口^{*11}から入る真空のゆらぎが干渉計の感度を決めており、いわゆるショット雑音で制限された観測しかできなかった。この普段は用いない入口から真空をスクイーズした光を入れることの重要性を理解するには、干渉計は平衡型で用いられている場合、形式的には平衡型ホモダイン検出器と同じであることを知っておく必要がある(図3)と(図7)を比較すること)。ホモダイン検出器のときと同様に、レーザー光のゆらぎは互いに打ち消しあい、出力される雑音は出力側の入口から入る光のゆらぎだけに依存する。このことはすでにキンブルたちのグループが実験的に示している。

ここで最後に光子数スクイーズド光が有用と思われる2つの具体例をあげておく。光子を直接検出する理想的なデジタル光通信システムにおいて、読み落しや読み違いなどのエラーは、光源に最初から含まれている光子雑音などのさまざまな雑音に起因する³⁾。もしその光子雑音が限界を決めている場合は(これは現在の技術ではまだめったに起こらないが⁴⁾)、コヒーレント光の代わりに光子数スクイーズド光を使うことで雑音を減少させることができ、ひいてはエラーの出現確率を減らすことができるはずである。(図8)に模式的に示されているように、コヒーレントな光源では、1ビットの情報を運ぶそれぞれの光パルスはポアッソング分布する光子列から成り立っており、その光子数の標準偏差は $\sigma_n = \langle n \rangle^{1/2}$ である。ところが光子数スクイーズド光では、それぞれの光パルスはサブポアッソング分布する光子列から成り立っているので、光子数の標準偏差 σ_n は $\langle n \rangle^{1/2}$ よりも小さい。ポアッソング分布よりも二

項分布(分散と平均の比 F ^{*12}が1より小さい)に従い、光子数のゆらぎが唯一の雑音源であるような簡単な2進法のオン・オフシステムでは、エラーの出現確率 10^{-9} を達成するのに必要な1ビット当たりの平均光子数 $\langle n \rangle$ は、 F が1よりも小さくなるにつれて、コヒーレント光を用いたときのいわゆる量子限界である10よりも小さくなる。したがって、いまの光通信システムの“量子限界”はもっと正確には“ショット雑音限界”とよばなければならない。^{*13}

光子数スクイーズド光はまた哺乳動物の網膜における神経節細胞の機能解明にも用いることもできるだろう。この細胞は視神経を通じて脳の視覚中枢へと信号を伝達する。光に反応して神経節細胞は、ほとんど電気的な場合と同じ時系列をもつ、神経信号を発生させる。この神経信号の統計的性質は一般的には非加算的な2つの確率過程に支配されると考えられている。1つは入射光のもつ統計性(今までの実験ではすべてポアッソング分布)，もう1つは神経節細胞自身が本質的にもつランダムさである¹⁹⁾。もし光子数スクイーズド光で網膜を励起し光子のもつ統計的なゆらぎを減少させることができれば、細胞そのものがもつ本質的なランダムさを分離して明確に決定できるだろう。視神経に関する物理実験の刺激物として光子数スクイーズド光を用いれば、視限界ぎりぎりの状態で視覚のもつ性質も明らかにできるだろう²⁰⁾。

★ ★ ★

この仕事はコロンビア輻射研究所からのジョイント・サーヴィシズ・エレクトロニクス・プログラムの一部援助を受けた。

参考文献

- 1) E. Wolf: Opt. News 5 (1), 24(1979).
- 2) R. Loudon, P. L. Knight: J. Mod. Opt. 34, 709(1987).
- 3) M. C. Teich, B. E. A. Saleh: in *Progress in Optics*, vol. 26, E. Wolf, ed., North-Holland, Amsterdam(1988), p. 1.
- 4) M. C. Teich, B. E. A. Saleh: Quantum Opt. 1, 153(1989).
- 5) H. J. Kimble, M. Dagenais, L. Mandel: Phys. Rev. Lett. 39, 691(1977).
- 6) W. Schleich, D. F. Walls, J. A. Wheeler: Phys. Rev. A38, 1177(1988).
- 7) L.-A. Wu, M. Xiao, H. J. Kimble: J. Opt. Soc. Am. B4, 1465(1987).
- 8) M. C. Teich, B. E. A. Saleh, D. Stoler: Opt. Commun. 46, 244(1983).
- 9) M. C. Teich, B. E. A. Saleh: J. Opt. Soc. Am. B2, 275(1985).
- 10) P. R. Tapster, J. G. Rarity, J. S. Satchell: Europhys. Lett. 4, 293(1987).
- 11) S. Machida, Y. Yamamoto, Y. Itaya: Phys. Rev. Lett. 58, 1000(1987).
- 12) J. G. Rarity, P. R. Tapster, E. Jakeman: Opt. Commun. 62, 201(1987).
- 13) M. C. Teich, F. Capasso, B. E. A. Saleh: J. Opt. Soc. Am. B4, 1663(1987).
- 14) R. Short, L. Mandel: Phys. Rev. Lett. 51, 384(1983).
- 15) J. H. Shapiro, G. Saplakoglu, S.-T. Ho, P. Kumar, B. E. A. Saleh, M. C. Teich: J. Opt. Soc. Am. B4, 1604(1987).
- 16) B. E. A. Saleh, M. C. Teich: Opt. Commun. 52, 429(1985).
- 17) H. P. Yuen, J. H. Shapiro: IEEE Trans. Inf. Theory IT-24, 657(1978).
- 18) B. E. A. Saleh, M. C. Teich: Phys. Rev. Lett. 58, 2656(1987).
- 19) B. E. A. Saleh, M. C. Teich: Biol. Cybern. 52, 101(1985).
- 20) M. C. Teich, P. R. Prucnal, G. Vannucci, M. E. Breton, W. J. McGill: Biol. Cybern. 44, 157(1982).