光量子情報処理入門 第5回：光の量子状態

武岡 正裕, 佐々木 雅英

情報通信研究機構(〒184-8795 東京都小金井市貫井北町4-2-1)

Introduction to Optical Quantum Information Processing

5. Quantum States of Light

Masahiro TAKEOKA and Masahide SASAKI

National Institute of Information and Communications Technology (NICT), 4-2-1 Nukui-Kitamachi, Koganei, Tokyo 184-8795

(Received March 28, 2005)

1. はじめに

前回まではいくつかの量子情報処理のプロトコルと、そこでエンタングルメントという概念が(ときには間接的に)どのように利用されているのかについて紹介してきた。今回と次回では、これらの量子情報処理プロトコルを光で実現する上で必要となる光の量子状態について、その基本的な物理と実現への試みについて紹介する。

これまでのプロトコルでは、0, 1とその重ね合わせを使った「量子ビット」が情報を載せる基本単位であった。また、光ではこれらの情報を光子1つ1つに載せることにより量子計算、暗号といったプロトコルが動作すると述べてきた。しかし実際に我々がレーザーなどを使って得られる光は多数の光子を含んだ状態であり、実はそもそも1つの光子を準備すること自体が難しい。一方で、多数の光子を含む状態でもエンタングルメントを作ることには可能であり、プロトコルを実現する上ではそれぞれメリット、デメリットがある。これら単一光子状態や、多数の光子を含むエンタングルメントについて論じるため、まずは実際にレーザーから得られるコヒーレント光はどのような量子状態なのか、というところから話を始めた。

2. コヒーレント状態と単一光子状態

しきい値より十分強く励起されたレーザーの光は、コヒーレント光と呼ばれ非常に強度が安定し位相が揃って

いる電磁波である。しかしその量子力学的性質まで考慮に入れた場合、理想的なレーザーでも電磁波は完全な一本の正弦波にはならず、常に有限の揺らぎを持っている。これはハイゼンベルグの不確定性原理と呼ばれる、量子力学の基本原則から要請される性質である。不確定性原理によれば、どんなに安定な単色光を準備しようとしても、振幅の $\sin$, $\cos$ 成分(直交位相振幅と呼ばれる)の揺らぎの積は

$$\Delta x_c \Delta x_s \geq 1/4 \quad (1)$$

のようにある一定値以下にはなり得ない。このような関係は光子数(強度)と位相にも同様に当てはまる¹⁾。つまりどんなに安定な光を準備しようとしても、対になる量のうちどちらか一方の不確定性は犠牲にしなければならない。だから例えば冒頭で触れたような、光子をいつもほぼ確実に1つだけ含むような光の状態があった場合、光子数揺らぎはほとんどゼロであるから逆にその位相は完全にランダムになってしまうことを意味する。このように不確定性原理から要請される揺らぎを「量子揺らぎ」という。

波のどの位相成分の揺らぎも等しく、また不等式(1)の等号が満たされているような状態をコヒーレント状態という。しきい値より十分高い励起で動作する理想的なレーザー光源から発生する光はほぼコヒーレント状態である²⁾。Fig. 1(a)の左右はコヒーレント状態にある光の振幅の様子をそれぞれ時間軸上、位相空間上で模式的に示したもので、強度、位相、直交位相振幅などどの量で見

¹⁾厳密には位相を量子力学的に定義するのは容易ではなく、より慎重に扱わなくてはならない。しかしここではそれについては深くは立ち入らない。

²⁾実際のレーザー光はコヒーレント状態に位相拡散雑音が加わったものとなるが、それは適切な参照光により実質的に打ち消すことができる。

Fig. 1 Time domain and phase space representations of quantum fluctuation in (a) a coherent state and (b) a single photon state.

でも量子揺らぎが均等になっている。この性質は例えば強度がゼロ、つまり光子の無い真空状態でも同様である。すなわち真空状態でも、位相空間の原点を中心とした量子揺らぎは常に存在するのである。より厳密な定義や性質を述べるには数学的な扱いが必要になるので省略し、ここでは光子1つという状態とコヒーレント状態を比較しながらその性質を見ることにする¹³。

まず、光子がきっちり n 個含まれている量子状態の状態ベクトルを $|n\rangle$ と表す(今は偏光の自由度については考えない)。光子数の異なる状態のベクトルは互いに直交し(互いに識別可能であり)、また光子数に物理的な上限は無いので、これらは

$$|0\rangle = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \end{bmatrix}, \quad |1\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ \vdots \end{bmatrix}, \quad |2\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ \vdots \end{bmatrix}, \quad \dots \quad (2)$$

のような無限次元のベクトルと考えればよい。ここで $|0\rangle$ は0光子の状態、つまり先述の真空状態と同一である。単一光子状態 $|1\rangle$ の量子揺らぎをコヒーレント状態と同様に時間軸上、位相空間上で表すとFig. 1(b)のようになる。このような状態は光子数(強度)が厳密に確定しているため位相は完全にランダムであり、確かに式の状態ベクトルも位相に関する情報を全く含んでいない。

一方これまでの説明から、コヒーレント状態は明らかに複数の種類の光子数状態を含んでいるようにみえる。実際、振幅 α 、位相 φ のコヒーレント状態の状態ベクトルを光子数状態の重ね合わせで表現すると

$$|\alpha e^{i\varphi}\rangle = e^{-\frac{1}{2}|\alpha|^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n e^{in\varphi}}{\sqrt{n!}} |n\rangle \quad (3)$$

のように表される。各光子数状態の重ね合わせの重み、位相関係は α 、 φ によって決まることが分かる。

今、この $|\alpha e^{i\varphi}\rangle$ という状態を、光子数を正確に測定できるような理想的な検出器で測定することを考えよう。第1回で述べた量子状態の測定のルールを思い出してほしい。そこでは、状態のみではなく測定器も、あるベクトルのセットで記述されていた。今は光子数を識別したいので、この測定ベクトルは、直交する光子数状態ベクトルのセット $\{|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle, \dots\}$ で表される。また、このような測定の結果、検出される光子が n 個である確率は状態ベクトルと測定ベクトルの内積の2乗、

$$P(n) = \left| \langle n | \alpha e^{i\varphi} \rangle \right|^2 = \frac{e^{-|\alpha|^2} |\alpha|^{2n}}{n!} \quad (4)$$

で与えられることも述べた。今の場合、(4)式は光子数 n に対してポアソン分布になっている。光源からは普通、連続光やパルス列など量子状態が繰り返して出射されるので、そのコヒーレント光を単位時間、各パルスなどで区切って何度も測定すると、光子統計(強度揺らぎ)がポアソン分布になるということである。平均光子数は $n_{av} = |\alpha|^2$ で与えられる。また、光の位相情報はここでは各光子数状態の重ね合わせの位相差であり、光子数計測で得られる(4)式には当然その情報は含まれていない。

一方、繰り返しやってくる理想的な単一光子状態を測定した場合は毎回必ず1光子ずつ検出されるので、検出される光子数の確率は、 $P(1) = 1$ で他は $P(n) = 0$ 、というシャープな分布になる。これは、コヒーレント状態の場合時間的に見ると光子列の飛来にある程度ばらつきがあるのに対し、単一光子状態の光子列では光子が1つずつ規則正しい間隔で飛来することに相当する。実際の実験で作られる単一光子状態は様々な要因により不完全だから光子統計は広がりを持つが、まずはその広がりをポアソン分布よりもいかに狭い分布にできるかが、ひとつの重要な技術的指標となる。このようなポアソン分布よりも狭い分布をサブポアソン分布と呼ぶ。

3. 単一光子状態の生成

光を用いた量子暗号、量子計算などのプロトコルでは、まず単一光子状態を準備し、その偏光の自由度に量子情報を載せる方法を想定したものが多い。ここでは実際の観点から、単一光子の生成、評価などの方法について考える。

実際の実験では決まった時間に必ず1つだけ光子がやってくる完全な単一光子状態の列を作ることは困難であり、生成法の原理的な問題や実験の不完全さにより、生成された状態は真空状態、多光子の状態を含んだものになる。量子情報処理のための光源という観点では、後者の多光子状態を排除することがより重要である。例えば前回紹介したBB84量子暗号プロトコルでは、キャリアに2光子の確率が含まれていると、そのうち1光子を盗聴されても気づくことができないし、量子計算、テレポー

¹³通常の光学で量子揺らぎを無視しているのは、振幅の量子揺らぎは振幅の(平均値の)大きさに依存しないため、膨大な光子数を含む通常の光では相対的にゼロであると近似できるからである。

テーションといったプロトコルでも結果に誤りを起こしてしまう。

一方、真空状態も好ましくないのだが、こちらはある程度問題を回避することができる。状態が真空であった場合、何も検出されず情報処理は何もできないが少なくとも失敗したということはわかる。量子暗号であれば盗聴の検知が重要であるから、失敗とわかればそのビットは捨てればよいし、その他のプロトコルでも結果が誤りであることは確実にわかるのでそのデータを排除することはできる。このように、光子が検出されなかった場合などの失敗したイベントを検知、排除して、残りのデータを用いる実験のやり方をポストセクションという。第1回で光パラメトリック過程から生成されたエンタングルした光子対について述べたが、実はこのエンタングルメントの実験的評価や、光子対を使った様々な量子情報プロトコルの実験にはほとんどの場合このポストセクションの考えが使われている。すなわち、1つのモードに2光子以上が同時に放出されない程度に励起強度を制御し、何も放出されなかったイベント、または途中で光子が失われたイベントなどは結果を見て排除して、残ったデータから議論を行っている。量子情報処理の将来の実用性まで考えた場合このようなポストセクションでは不十分だが、プロトコルの実証、量子論、量子情報理論の検証などの目的には十分妥当な手法であると考えられている。よって単一光子生成の実験では、まず光子が2個以上ある確率をできるだけ抑制し、次に真空の割合をなるべく減らすことが重要になる。

最も安直な単一光子発生は、微弱なレーザー光を使うものである。例えば平均光子数0.1程度の超微弱なコヒーレント光の光子統計は、ほとんどの確率で真空状態であるが、0.09の確率で単一光子状態を含んでいるので、10回に1回程度には単一光子を得ることができる。当然2光子以上の状態も含まれているが、その出現確率は0.004程度まで小さくなる。ただし、この場合の光子統計は依然としてポアソン分布であるため、多光子状態と真空状態の確率の抑制を同時に行うことは不可能であり、様々な量子情報のプロトコルを行う上ではやはり光子統計自体がサブポアソン分布を持つ光源が必要になる。

では、実験的にはポアソン分布の光と真の単一光子列の違いはどのようにして測るのだろうか。光源の光子統計分布の評価は、

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{E}^+(t) \hat{E}^+(t+\tau) \hat{E}^-(t+\tau) \hat{E}^-(t) \rangle}{\langle \hat{E}^+(t) \hat{E}^-(t) \rangle \langle \hat{E}^+(t+\tau) \hat{E}^-(t+\tau) \rangle} \quad (5)$$

で定義される2次の強度相関関数を測定することによって行われる。これは古典光学における相関関数、コヒーレンス関数を量子力学的に拡張したものである。実験では、Fig. 2のようにビームスプリッターで分割した光をそれぞれ光子検出器に入射し、1つ目の光子が検出されてから次の光子が検出されるまでの時間差 τ を記録する。この統計データは τ だけ時間の異なる地点で光子が同時に検出される確率に相当し、そこから $g^{(2)}(\tau)$ を評価することができる。ポアソン分布を持つ光のパルス列の $g^{(2)}(\tau)$ をプロッ

Fig. 2 Detection of intensity correlation of light.

Fig. 3 Intensity correlation of (a) coherent states and (b) single photon states.

トすると、Fig. 3(a)のようになる。 $\tau=0$ のピークは、同じパルス内に光子が2つ以上含まれており、それが分割されてそれぞれ検出される確率であり、それ以外のパルス列の時間間隔で立つピークは、互いに無関係なパルスでそれぞれ光子が検出される確率である。ポアソン分布の場合、これらが一致するという性質を持つ。理想的な単一光子パルス列の場合、1つのパルスには1光子しかないので $\tau=0$ で光子が同時検出される確率は0である。しかし各パルスは必ず光子1つを含んでいるので、前後のパルスは(理想的には)確率1で検出される。よって、 $\tau=0$ のピークとそれ以外の比を見ることにより、2光子以上の状態がどれだけ含まれているのかを評価することができる(Fig. 3(b))。また真空状態の含まれている割合は、一定時間で検出される総光子数から推定できる。

単一光子列を生成する具体的な方法の1つは、パラメトリック光子対の相関を用いるものである。パラメトリック過程では、シグナル、アイドラー光子が放出されるタイミングは完全にランダムだが、2つの光子は必ず同じタイミングで対になって発生する。そこで、シグナル光の光路にはシャッターを配置し、アイドラー光は光子検出器に入射する。そしてアイドラー光子が検出されたタイミングでのみシグナル光のシャッターを開けて光子を通せば、その時間幅には光子が1つしかない状態を作ることができる。この場合、光子が検出されるタイミングはランダムなため、オンデマンドに光子の列を作ることはいくつかできないが、いつ単一光子ができたのかを知ることはできる。

一方、近年より盛んに研究されているのは、直接単一

光子列を発生させるようなメカニズムを利用するものである。まず、理想的な2準位原子が1つだけあるような状況を考える。電子状態が下準位にある原子は、コヒーレント光パルスなどの共鳴励起により上準位へと励起される。しかし吸収された光子は原子の緩和時間の間に再び自然放出され、原子は下準位の状態へと戻る。励起するコヒーレント光は多数の光子を含んでいるが、原子が1つしかなければそのうちの1光子しか吸収されることは無いので、原子からの発光も1光子である。このような発光は、原子の緩和時間を1つの時間スロットとして、その中に最大1光子しか含まれていないような光源になる。実際に原子やイオンを冷却技術により真空中にトラップする方法の他、固体結晶中の格子欠陥、半導体量子ドット中の励起状態などを擬似的な単一原子とみなし、顕微分光技術を駆使することによってそこからの単一光子の発光を捕らえる方法が盛んに研究されている。また、このような発光は自然放出過程であり、放出される方向はランダムになってしまう。そのため光子を高効率にファイバー等にガイドすることは非常に難しいが、この欠点を回避するためにイオンや量子ドットを微小共振器構造の中に閉じ込めて発光の向きを制御する技術も開発されている。

4. スクイズド状態と連続量のエンタングルメント

前節では単一光子状態の生成、評価について述べた。このような光子を用いた量子情報処理では、光の波動的な性質よりも、むしろ粒子的な性質とその粒子間の量子力学的な相関を利用している。そこでは測定できる物理量も光子数(または光子の有無)、偏光状態など離散的な値をとるものである。一方、光の波動的な性質、例えば振幅、位相などの情報を生かそうとした場合、これらの量は連続的な値を持つ。本節では、このような連続量の量子情報処理を行う上で重要なリソースとなるスクイズド状態と、それを用いて生成されるエンタングルメントについて述べる。

冒頭では不確定性原理から要請される光の量子揺らぎについて考え、コヒーレント状態は最小かつ対称的な量子揺らぎを持っている状態であると述べた。しかし不確定性原理が要請するのは、量子揺らぎの積がある値以下にはできないということだけであり、個々の成分の揺らぎに関しては下限値が定まっているわけではない。これは片方の成分の揺らぎを犠牲にすれば、もう一方の成分の揺らぎはどこまでも抑制できるということである。このような状態をスクイズド状態という。Fig. 4(a)は、直交位相振幅に関してスクイズ(圧搾)された状態を示している。また量子揺らぎは光子の無い真空中でも存在するので、スクイズされた真空、すなわちFig. 4(b)のような真空スクイズド状態も考えられる¹⁴。これらの状態は、位相も

Fig. 4 Time domain and phase space representations of quantum fluctuation in (a) a squeezed state with reduced phase fluctuation and (b) a squeezed vacuum state.

よく制御されたパラメトリック増幅、発振などにより生成される。

こうした量子揺らぎの統計を観測するには強度ではなく、位相の情報が含まれている物理量である振幅を測定する必要がある。それには従来の光学と同様に局部発振光を使ったホモダイン測定が用いられる。詳細は専門書に譲るが、ホモダイン測定で検出される物理量は、光波のある固定された位相での振幅の値である。前節では、理想的な光子数測定は光子数状態のベクトルのセット $\{|n\rangle\}$ で記述されると述べたが、同様にある位相に対して行われるホモダイン測定もベクトルのセット $\{|x\rangle\}$ で記述される。ここで x はその位相における振幅の値であり、 $-\infty$ から ∞ までの値を連続的にとりうる。つまり測定ベクトルも連続的な無限個のセットである。またこれらのベクトルは $\langle x|x'\rangle = \delta(x-x')$ のように互いに直交する(物理的には誤りゼロで識別できるという意味である。実際理想的な測定ができれば振幅の値は完全に識別できるはずである)。従って、理想的なホモダイン測定を行ったときに x という値の振幅が得られる確率は $P(x) = |\langle x|\psi\rangle|^2$ である¹⁵。また、局部発振光との位相差が異なれば、測定ベクトルも当然それに対応するものが与えられる。

このような直交位相振幅スクイズド状態の光はある位相において周期的に量子揺らぎが抑制されているので、干渉計測のような応用においてコヒーレント光の量子揺らぎによる限界(量子限界)を超える測定精度を達成しうる光源として従来から研究されてきた。以下では量子情報処理という観点から、このスクイズド状態が連続量の量子エンタングルメントを生成する重要な光源になることについて述べる。

2つの真空スクイズド状態をビームスプリッターで合波することにより、2モードスクイズド状態、またはEPR状態などと呼ばれるエンタングルした状態を作ることがで

¹⁴ただし揺らぎの大きい部分には光子が含まれており、真空スクイズド状態の平均光子数は実は0にはならず厳密な意味では真空ではない。また、不確定性原理の不等式を満たすだけならば一方の揺らぎが完全にゼロになる状態も考えられるが、このような無限のスクイズには無限の光子数(エネルギー)が必要であるため、実際の実験でできるスクイーピングは常に有限の値である。

¹⁵ $|x\rangle$ を1つの量子状態とみなすと、これは x の軸に対して無限にスクイズされた状態に相当する。

Fig. 5 Two-mode squeezed state generation via two squeezed vacuum states.

きる。これについて、まずは厳密さを無視した直感的な説明を試みる。Fig. 5は、出力において揺らぎの大きい部分が互いに直交して重なるような位相差をつけて、十分にスクイズされた2つの真空スクイズド状態を入力した場合である(ビームスプリッターでは、透過光と反射光は位相が90°ずれて分割、合波される)。図の煩雑さを避けるため、量子揺らぎは今は楕円で表した。また、入射される2つの真空スクイズド状態の量子揺らぎが出力においてどのような位相差で重なっているのかを見るため、それぞれに目印として矢印をつけた。互いの揺らぎの間には相関が無いので、これらを区別するためそれぞれ実線、点線の矢印とした。出力側の2つの状態は、個々の楕円を見ると量子揺らぎの面積は大きくなったように見える。しかしそれぞれの入力の揺らぎの大きい成分(2つの矢印)は直交して重なっているため、互いの90°ずれた位相に着目すれば、それらは出所が同一の揺らぎ成分であることがわかる。これは2つの出力の間の特定の直交位相振幅成分が同一の揺らぎ方をしていることを意味する。このように2モードスクイズド状態では2つのモード間の量子揺らぎが相関を持っている。入力が強くスクイズされているほど出力の揺らぎ方もより一致して強い相関が形成される。また位相情報を積極的に利用しているため、実験では合波における位相同期の精度が非常に重要になる。

以上の説明はシンプルだが量子力学的には厳密さを欠いたものであり、特定の直交位相振幅という限られた物理量で見た量子揺らぎに相関があることしか言えない。このため本当にエンタングルメントがあるかどうかまでは説明できない。エンタングルしている様子を見るため、最後にこの2モードスクイズド状態の状態ベクトルの記述を見ることにする。第1回では、偏光子対のエンタングルメントについて考え、縦横偏光状態を基底ベクトルとした重ね合わせ、回転偏光状態を基底ベクトルとした重ね合わせなど、どの基底で状態ベクトルを見ても量子相関が見えると述べた。2モードスクイズド状態もエンタングルしていればこのような性質が見えるはずであ

る。

まず、光子数状態ベクトルを基底とした重ね合わせの形で見てみよう。(3)式ではコヒーレント状態の状態ベクトルを、無限次元を持つ光子数状態の重ね合わせの形で表現した。2モードスクイズド状態の状態ベクトルを同様に光子数状態で展開すると、

$$|\Psi\rangle = \sqrt{1-\lambda^2} \sum_{n=0}^{\infty} \lambda^n |n\rangle_a |n\rangle_b \quad (6)$$

のように記述できる。ここで $0 \leq \lambda \leq 1$ はスクイーミングの強さを表すパラメータで、 $\lambda=0$ がスクイーミングゼロ、 $\lambda=1$ が無限のスクイーミングを表す。これを偏光エンタングルメントの場合と見比べてほしい。 a' のモードで光子が1つ検出されれば b' のモードの光子も1つに定まり、 a' が2つならば b' も2つ、というように光子数に強い相関があることがわかる。

次にFig. 5の説明に対応付けて、直交位相振幅の基底 $|x\rangle$ で表現し直してみる。互いに90°ずれた相関の強い軸の $|x\rangle$ で展開すると、2モードスクイズド状態は

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dx_A \int_{-\infty}^{\infty} dx_B \exp\left[-\frac{x_A^2 + x_B^2 - 2\lambda x_A x_B}{2(1-\lambda^2)}\right] |x_A\rangle |x_B\rangle \quad (7)$$

のような重ね合わせで記述される。この状態の2つのモードに、それぞれ展開した基底の位相に対応したホモダイン測定を同時に行うとすると、 a' のモードで X_A 、 b' のモードで X_B という測定結果を得る同時確率は

$$P(X_A, X_B) = \left| \langle X_A | \langle X_B | \Psi \rangle \right|^2 = \frac{1}{\pi} \exp\left[-\frac{X_A^2 + X_B^2 - 2\lambda X_A X_B}{(1-\lambda^2)}\right] \quad (8)$$

のように与えられる。 $P(X_A, X_B)$ は $X_A = X_B$ の点をピークとしたガウス分布であり、 X_A と X_B は近い値をとる確率がより高く、つまり相関を持っていることがわかる。厳密には一致せずガウス分布の広がりを持っているのは、スクイーミングが有限なためエンタングルメントの強さにも制限があるからで、無限にスクイズされている場合($\lambda=1$)、 $P(X_A, X_B)$ はデルタ関数になり a' と b' の振幅の同時測定結果は必ず一致する。このように2モードスクイズド状態においても、全く異なる基底(物理量)で見ても相関があるという、エンタングルメント特有の性質が強く反映されていることがわかる。

5. 第5回のまとめ

今回は、光量子情報処理の実現において重要になる単一光子状態、2モードスクイズド状態について量子光学的な性質、生成法などについて述べた。次回はこれらがどのように量子情報プロトコルに使われているのか、また

その性質の違いなどを，最新の成果，概念なども交えて紹介する予定である。

より大規模な量子情報処理の実現に向けて，離散量，連続量のどちらの量子状態を用いるのがよいのかはまだ今後の研究を待たなくてはならないが，おそらくはケースバイケースで両方ともその重要性は失われないのではないかと考えられる。例えば，光子1つであることが安全性を保证するような量子暗号では単一光子状態が必要であるし，極限的な通信路の大容量化を目指す量子符号化のような場合にあって雑音に弱い単一光子状態を送る必然性はなく，連続量における量子操作(量子計算)が必要になろう。

誌面の都合もあり，今回の説明は厳密さを欠いた極め

て直感的なものであるが，量子光学自体は既によく確立された学問であり，日本語でも様々な良いテキストがある。厳密な定義，系統立てた理解には，章末に挙げる参考文献などを参照して頂きたい。

参考文献

- 1) 松岡 正浩：量子光学(東京大学出版会，1996年)。
- 2) 花村 榮一：量子光学(岩波書店，1992年)。
- 3) 山本 喜久，渡部 仁貴：量子光学の基礎(培風館，1994年)。
- 4) P. Meystre and M. Sargent III (矢島 達夫，清水 忠雄訳)：量子光学の基礎(シュプリンガー・フェアラーク東京，1995年)。
- 5) D. F. Walls and G. J. Milburn (霜田 光一，張 吉夫訳)：量子光学(シュプリンガー・フェアラーク東京，2000年)。