

光子対と量子相関

北 野 正 雄

重ね合わせの原理は量子力学における最も重要な要請のひとつである。この原理を複合系に適用すると、非局所相関という不思議な性質が現れる。パラメトリック過程で発生する光子対はこの非局所相関を実験的に検証できる格好の材料である。光子対は、これまで Bell の不等式の破れや、二光子干渉など、量子力学の検証実験に利用されてきたが^{1,2)}、最近では、量子暗号、量子通信、量子計算など量子情報処理³⁻⁶⁾との関連から実用面でも注目されるようになってきた。ここでは、光子対を用いて行われた量子テレポーテーションの実験とその周辺を紹介する。量子テレポーテーション⁷⁾は量子状態を古典的な通信路を用いて遠隔地へ伝送しようとするものであるが、非局所量子相関が巧妙に利用されている。

1. エンタングルメントと光子対

2つの部分系(系1, 2)からなる量子系を考えよう。系1, 2の状態をそれぞれ $|a\rangle_1, |b\rangle_2$ とすれば、全体の状態は、テンソル積 $|a\rangle_1|b\rangle_2$ で表せる。重ね合わせの原理から、 $|a\rangle_1|b\rangle_2 + |a'\rangle_1|b'\rangle_2$ という状態を考えることができる。ここでは、系1, 2間には相関があり、それぞれを独立に考えることはできない。これをエンタングルメント(entanglement)と呼ぶ。“絡み”“もつれ”という意味である。部分系間に相互作用がない場合や互いに遠く隔たっている場合でも、エンタングルメントは存在する。この事実は、われわれが古典的直感の世界に安住することを許さない。

1.1 パラメトリック光子対

2次の非線形性をもつ光学結晶に強いレーザー光(角周

波数 ω_p , 波数 k_p)を入射させると、ある確率で、入射光子が2つの光子($\omega_s, \omega_i = \omega_p - \omega_s$)に自発的に分裂する現象がみられる。これは自発パラメトリック過程と呼ばれる。変換された光子は位相整合条件($k_s + k_i = k_p$)が満たされる方向にそれぞれ強く現れる。このため、適当な方向に放出される光を選び出すと、周波数空間や、波数空間でエンタングルした光子対のビームが得られる。結晶の異方性のために、光子対が異なった偏光をもって出てくる場合がある。これをタイプIIの位相整合という。この場合には、光子の内部状態、すなわち偏光がエンタングルした状態をつくることができる。初期のパラメトリック光子対の実験(解説が文献8~10)にある)には、偏光が同じ光子対、すなわちタイプIの位相整合が用いられていたが、最近になって、タイプIIを利用すると、特に縮退($\omega_s = \omega_i$)の場合、高強度で理想的な偏光エンタングル状態を生成できることが明らかにされ、以後よく用いられるようになった¹¹⁾。

タイプII位相整合の様子を図1に示す。ポンプ光の半分(周波数 $(\omega_p/2)$)をもつ光子は2つの円錐に沿って放出されるが、偏光は互いに直交している。光子対はポンプ光に対して対称の方向にでるので、円錐の2つの交線方向(a, b)に注目すると、つぎのような2光子状態が実現されている。

$$|\psi\rangle = 2^{-1/2}(|aH\rangle|bV\rangle + e^{i\phi}|aV\rangle|bH\rangle) \quad (1)$$

ここで、 $|aH\rangle$ はa方向に水平偏光(異常光)の光子が1つある状態、 $|bV\rangle$ はb方向に垂直偏光(常光)の光子が1つある状態を表す。これらの状態と偏光を入れ替えた状態の重ね合わせになっている。位相因子 $e^{i\phi}$ は結晶の複屈折性に起因するものであるが、複屈折性をもつ位相板を一方のビームに挿入することで変化させることが可能である。同様に $\lambda/2$ 板によって、水平偏光、垂直偏光の入れ

京都大学工学研究科電子物性工学専攻(〒606-8501 京都市左京区吉田本町)
E-mail: kitano@kuee.kyoto-u.ac.jp

替えが可能なので、Bell 状態と呼ばれる以下のような (最大にエンタングルした) 状態がすべて容易に実現できる。

$$\begin{aligned} |\Psi^\pm\rangle &= 2^{-1/2}(|aH\rangle|bV\rangle \pm |aV\rangle|bH\rangle) \\ |\Phi^\pm\rangle &= 2^{-1/2}(|aH\rangle|bH\rangle \pm |aV\rangle|bV\rangle) \end{aligned} \quad (2)$$

この4つの状態は互いに直交しており、2状態をもつ2粒子系の完全基底になっている。

EPR 状態と呼ばれている $|\Psi^-\rangle$ は、それぞれの粒子に対して同じ基底変換を施した場合に形が変わらない (1重項) という特徴をもっている。たとえば、45° 偏光 $|x45\rangle$, $|x135\rangle$ や、円偏光 $|xL\rangle$, $|xR\rangle$ ($x=a, b$) を基底にしても、

$$\begin{aligned} |\Psi^-\rangle &= 2^{-1/2}(|a45\rangle|b135\rangle - |a135\rangle|b45\rangle) \\ &= 2^{-1/2}(|aR\rangle|bL\rangle - |aL\rangle|bR\rangle) \end{aligned} \quad (3)$$

のように、形を変えない。この事実は量子相関の不思議さをいっそう際立たせている (EPR のパラドックス)。また、Bell の不等式もこの状態に対して導かれている。

1.2 光子対の相関

ここでは、Bell 状態のようにエンタングル状態を用いた思考実験を行ってみよう。ここでは、 $|\Psi^-\rangle$ を考える。ビーム a, b をそれぞれ離れた場所にいる実験者 (Alice と Bob) に向けてみよう。まず、Alice が自分に送られてきた光子の偏光 (H/V) 測定を行うと、確率 1/2 で “H” あるいは “V” という結果を得る。たとえば、この結果が “H” だったとすると、Alice にとっての全系の状態は $|aH\rangle|bV\rangle$ に変化する (測定によって光子は消えるので、 $|bV\rangle$ と書くほうが適切かもしれない)。Alice の側の測定が、遠く離れた Bob 側の光子の状態に変化を及ぼすのは奇異なので、実は状態は最初から $|aH\rangle|bV\rangle$ であったのでは、という考え方もあるがすぐに矛盾にゆきあたる。一方、Bob 側の光子の状態が変化するのであれば、Bob はそれを検知できそうな気がするが、実は Bob 側の光子の測定から何らかの情報を引き出すことは不可能なのである。どのような偏光測定 (H/V, R/L, 45/135, ...) を行っても、1/2 の確率でそれぞれ対応する結果が得られるだけで、無偏光光源からの光子を測定する場合と区別がつかない (混合状態)。

しかし、Alice から測定結果を送ってもらえると、Bob は自分の光子の偏光状態を測定することなく、しかも確実に知ることができる。さらに積極的に、その情報にしたがって光子を操作して、一定の偏光状態をつくることも可能である。たとえば、Alice の結果が、 “H” の場合は何もせず、 “V” の場合にだけ $\lambda/2$ 板を挿入して偏光を 90° 回転させるようにすると、Bob の光子は常に垂直偏光 $|bV\rangle$

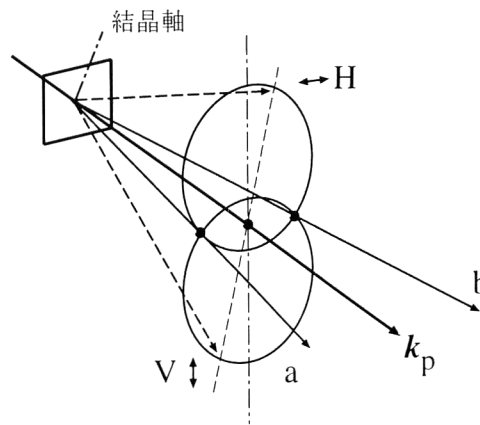


図1 タイプII位相整合による光子対の発生。周波数が縮退した光子対がそれぞれの円錐に沿って放出される。上の円錐は水平偏光、下の円錐は垂直偏光である。円錐の交線の部分 a, b をサンプルすることで偏光状態がエンタングルした光子対が得られる。

になる。このように、Alice から送られた 1 bit の情報で、混合状態を純粋状態に変化させることができる。

ここで、Alice が測定装置を回転させて、H/V の代わりに、45/135 を測定したらどうなるだろう。EPR 状態の性質 (3) から今度は、Bob の光子は必ず $|b135\rangle$ となる。Bob 側の装置には手を加えていないのに、偏光が回転するのである。

1.3 偏光とビームの自由度

量子光学の対象は、 N 個の 2 状態量子系の集まりとしてモデル化されることが多い。量子計算の分野では、2 状態量子系を qubit (quantum bit) と呼ぶ。例えば、これまで述べてきた系は、2 つの光子の偏光にそれぞれ qubit を割り当てた 2-qubit 系である。偏光の qubit は、波長板などの光学素子を用いて自由に操作できる。

一方、マッハ・ツェンダー干渉計のように、1 つの光子に対する可能なパスを 2 つに分けた状況も qubit として利用できる。このビームに対する自由度と偏光に対する自由度を組み合わせると、1 光子に 2 qubit を割り当てることができ、たとえば、 $2^{-1/2}(|aV\rangle + |bH\rangle)$ のようにエンタングルした状態をつくることも可能である (実際これは、45° 偏光を偏光ビームスプリッターで分けた直後の状態を表している)。

qubit 間の操作としては、controlled-NOT (CNOT) と呼ばれるユニタリ変換が基本的である。

$$\text{CNOT}(i, j) : \begin{cases} |0\rangle_i |0\rangle_j \rightarrow |0\rangle_i |0\rangle_j \\ |1\rangle_i |0\rangle_j \rightarrow |1\rangle_i |0\rangle_j \\ |0\rangle_i |1\rangle_j \rightarrow |0\rangle_i |1\rangle_j \\ |1\rangle_i |1\rangle_j \rightarrow |1\rangle_i |0\rangle_j \end{cases} \quad (4)$$

これは、 j 番目の qubit (コントロール qubit) が 1 の場合

だけ、 i 番目の qubit (ターゲット qubit) を反転させる操作である。CNOT はエンタングルメントをつくったり、

$$|0\rangle_i(|0\rangle_j+|1\rangle_j)\rightarrow|0\rangle_i|0\rangle_j+|1\rangle_i|1\rangle_j$$

逆に、それを検知するのに使うことができる。

偏光ビーム系では、偏光ビームスプリッター、および一方のビームに挿入された $\lambda/2$ 板が CNOT として機能する。前者では偏光の自由度が、後者ではビームの自由度が、コントロール qubit になる。別の光子の間の CNOT は現在の技術では実現困難である。

2. 量子テレポーテーション

2.1 クローン不可能定理

1つの量子系が与えられたとき、その複製をつくることは禁止されている。量子状態を決めるためには、非可換な複数の物理量の測定が必要であり、それらを独立に行うことができないためである。これを、量子クローン不可能 (no-cloning) 定理¹²⁾ といい、量子暗号の原理となっている。

例えば、偏光状態 $\alpha|V\rangle+\beta|H\rangle$ にある光子が1つ与えられたとき、この複製をつくるためには、例えば、 $|\alpha|$ 、 $\arg \alpha^*\beta$ の2つの量を決めなければならない。古典的な偏光測定 (ellipsometry) では、偏光フィルターの配置を変化させてその透過強度を検出器で測定することにより、これらの量を決定しており、多数の光子を必要とする。そもそも、1つの光子は計数型検出器をただか1回しか鳴らすことができないので、上記の2つのアナログ量を引き出すことは不可能である。

系に対し量子測定を行い、その測定結果 (c-数) に基づいて系の状態を再現するという、単純な方法は使えないのである。この方法が実現できるとすると、複製がいくつでもつくれることになり、クローン不可能定理に反する。しかし、コピー先の系と直接相互作用させることにより係数 α 、 β をその系に移すことはできる。コピー元の系1の状態を $|\phi\rangle_1=\alpha|0\rangle_1+\beta|1\rangle_1$ 、コピー先の系2の状態を $|0\rangle_2$ としよう。この始状態に対し、CNOT(2,1)、CNOT(1,2) を作用させてみると、

$$\begin{aligned} (\alpha|0\rangle_1+\beta|1\rangle_1)|0\rangle_2 &= \alpha|0\rangle_1|0\rangle_2+\beta|1\rangle_1|0\rangle_2 \\ &\rightarrow \alpha|0\rangle_1|0\rangle_2+\beta|1\rangle_1|1\rangle_2 \rightarrow \alpha|0\rangle_1|0\rangle_2+\beta|0\rangle_1|1\rangle_2 \\ &= |0\rangle_1(\alpha|0\rangle_2+\beta|1\rangle_2) \end{aligned}$$

となって、系2に係数 α 、 β を移動できた。系1のほうにはこれらの情報は残っていないので、クローニング不可能定理には抵触しない。

2.2 テレポーテーションの原理

2つの系をうまく相互作用させれば、量子状態を交換で

きることがわかった。それでは、2つの系を直接相互作用させずに、量子状態を交換、あるいは移動させることは可能だろうか？ Bennettらは、量子相関をもった系の対をあらかじめ準備しておけば、任意の量子状態を古典的な通信路で伝送できることを示した⁷⁾。

まず、概要を示そう¹³⁾。Aliceは送るべき未知の状態にある系1をもっている。さらに、Aliceは系2、Bobは系3をもっており、これらの間にはあらかじめ量子相関が形成されている (ただし、系1とは相関をもたない)。まず、Aliceの側で、系1、系2を複合系とみなして、ある測定を行う。この測定によって得られる情報を電話などの古典的通信路でBobに送る。Bobはその情報に応じたユニタリー変換を系3に施す。この一連の操作により、系1の状態が系3の状態に移されるというのが、Bennettらの方法である。

くわしくみていこう。系1は未知の状態

$$|\phi\rangle_1=\alpha|0\rangle_1+\beta|1\rangle_1 \quad (5)$$

に、系2、3はEPR状態

$$|\Psi^-\rangle_{23}=2^{-1/2}(|0\rangle_2|1\rangle_3-|1\rangle_2|0\rangle_3) \quad (6)$$

にあるとする。すると、全系の状態は、

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle_{123} &= |\phi\rangle_1|\Psi^-\rangle_{23} \\ &= 2^{-1/2}\alpha(|0\rangle_1|0\rangle_2|1\rangle_3-|0\rangle_1|1\rangle_2|0\rangle_3) \\ &\quad + 2^{-1/2}\beta(|1\rangle_1|0\rangle_2|1\rangle_3-|1\rangle_1|1\rangle_2|0\rangle_3) \end{aligned} \quad (7)$$

と書ける。ここで、部分系12に対するBell基底

$$\begin{aligned} |\Phi^\pm\rangle_{12} &= 2^{-1/2}(|0\rangle_1|0\rangle_2 \pm |1\rangle_1|1\rangle_2) \\ |\Psi^\pm\rangle_{12} &= 2^{-1/2}(|0\rangle_1|1\rangle_2 \pm |1\rangle_1|0\rangle_2) \end{aligned}$$

を用いて、全系の状態を書き直すと、

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle_{123} &= [|\Phi^+\rangle_{12}(\alpha|1\rangle_3-\beta|0\rangle_3) \\ &\quad + |\Phi^-\rangle_{12}(\alpha|1\rangle_3+\beta|0\rangle_3) \\ &\quad + |\Psi^+\rangle_{12}(-\alpha|0\rangle_3+\beta|1\rangle_3) \\ &\quad + |\Psi^-\rangle_{12}(-\alpha|0\rangle_3-\beta|1\rangle_3)]/2 \end{aligned} \quad (8)$$

となる。Aliceは部分系12がどのBell基底に属するかを決めるような観測 (Bell測定) を行う。形式的には、例えば次のような演算子に対応する量を測定する。

$$\begin{aligned} \hat{M}_{12} &= 0 \cdot |\Phi^+\rangle_{12}\langle\Phi^+|_{12} + 1 \cdot |\Phi^-\rangle_{12}\langle\Phi^-|_{12} \\ &\quad + 2 \cdot |\Psi^+\rangle_{12}\langle\Psi^+|_{12} + 3 \cdot |\Psi^-\rangle_{12}\langle\Psi^-|_{12} \end{aligned}$$

この測定を行うと、1/4の等しい確率で、測定値 $M_{12}=0, 1, 2, 3$ が得られ、それに応じて、系3の状態は

$$|\phi\rangle_3 = \begin{cases} -\beta|0\rangle_3 + \alpha|1\rangle_3 (M_{12}=0) \\ \beta|0\rangle_3 + \alpha|1\rangle_3 (M_{12}=1) \\ -\alpha|0\rangle_3 + \beta|1\rangle_3 (M_{12}=2) \\ -\alpha|0\rangle_3 - \beta|1\rangle_3 (M_{12}=3) \end{cases} \quad (9)$$

になる。AliceからBobにこの測定結果が知らされない場合には、系3の状態はこれらの4つの状態の混合状態

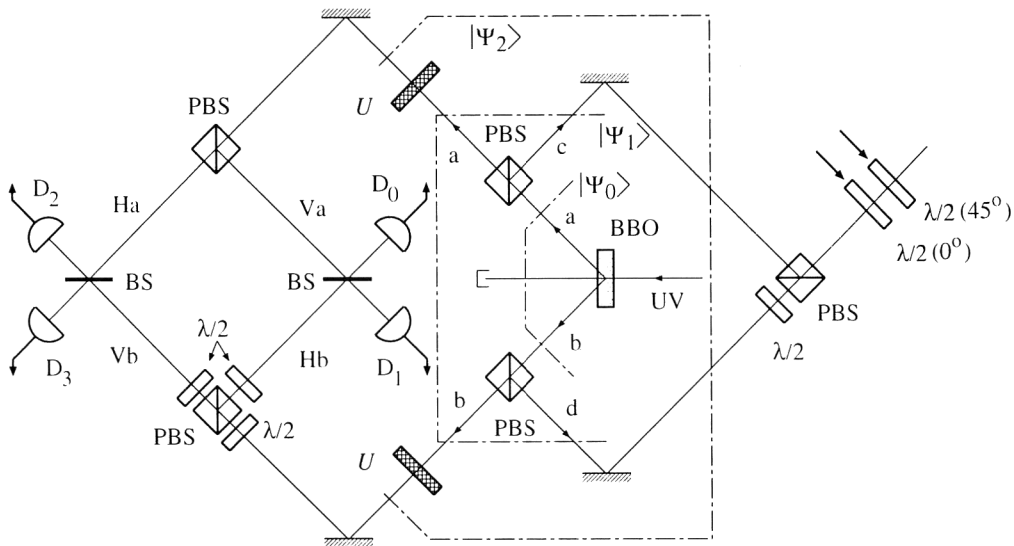


図2 光子対を用いた量子テレポーテーションの実験。一点鎖線は光子の状態の発展を表す。式(10)~(13)に対応している。

となり、 $\rho_3 = (1/4) \sum |\phi\rangle_3 \langle \phi|_3 = I/2$ で表すことができ、Alice が測定を行わない場合と変わらない。ただし、 I は 2×2 の単位行列である。また和は式(9)の4つの状態にわたってとる。一方、Alice から Bob に測定結果が送られた場合、Bob はその値に応じて、系3に適当なユニタリ変換を施して、系1の状態を再現することができる。

このように、EPR 相関をもった粒子対の分配と、2 bit の古典的情報によって2状態の量子状態を移動できることがわかった。ここでもクローン不可能定理が破れていないことに注意する。まず、系1に関する元の状態は Bell 測定を行った段階で消失している。2 bit の古典的情報は複製可能だが、Bell 測定を行った系2と対をなす系3 (ただ1つしか存在しない) と組にしないと意味をなさない。

系12としてEPR相関対 $|\Psi\rangle_{12}$ が考えられたが、一般に極大エンタングル状態を準備すれば同じ結果が得られる。 N 状態系への一般化も容易である。

興味深いのは、移送前の系1が、別の系0と量子相関をもっていた場合である。簡単な計算から、例えば

$$\alpha|0\rangle_0|0\rangle_1 + \beta|1\rangle_0|1\rangle_1 \rightarrow \alpha|0\rangle_0|0\rangle_3 + \beta|1\rangle_0|1\rangle_3$$

が得られる。直接出会ったことのない系0と系3の間に量子相関が形成されたことになる。この事実は量子相関のより本質的な意味の再考を促すものであるとともに、量子系の操作の新しい可能性を与えるものでもある。

2.3 実験

量子テレポーテーションの鍵は Bell 測定であるが、光子を考えた場合、EPR 光子対の一方 (系2) と独立した光子 (系1) が関与する測定をどのように行ったらよいかはまったく自明ではない。

Popescu ら¹⁴⁾ は、2つの光子のビーム自由度 (2,3) と一方の光子の偏光自由度 (1) を利用することで、3光子の実験の困難を回避した。系1, 2として同一の光子の自由度を利用している点でやや不完全な実現である。一方、Bouwmeester ら¹⁵⁾ は、偶然同時発生した2組の光子対から、3光子の偏光の自由度を利用できる工夫をしたが、2つの光子に対する Bell 測定の困難さから、原理的に1/4の確率でしか、状態を送ることができない。

ここでは、理解が簡単な Popescu らの実験をみていこう (図2. 簡単のために一部構成を変えている)。まず、BBO 結晶に紫外 (UV) レーザー光を入射させパラメトリック変換によって光子対を生成する。

$$|\Psi_0\rangle = 2^{-1/2} (|aH\rangle|bV\rangle + |aV\rangle|bH\rangle) \quad (10)$$

この偏光に関するエンタングルメントを、ビームの伝搬方向に関するものに変化するため、偏光ビームスプリッター (PBS) がそれぞれの光路に挿入される。垂直偏光の場合にのみ、ビーム a, b はビーム c, d にそれぞれ変換され、

$$|\Psi_1\rangle = 2^{-1/2} (|aH\rangle|dV\rangle + |cV\rangle|bH\rangle) \quad (11)$$

と表される状態になる。2つの光子は区別がつかないので、第2項のケットの順番を入れかえる。ビーム a, b の偏光は今後まとめて同じように変化させるので、その自由度を独立したケットとして括り出す一方、ビーム c, d の偏光は当面変化させることはないので、V を省略することにする。

$$|\Psi_1\rangle = 2^{-1/2} |H\rangle (|a\rangle|d\rangle + |b\rangle|c\rangle) \quad (12)$$

ビーム a, b に全く同じ偏光光子 U を置くことで、 $|H\rangle$ を任意の状態 $\alpha|V\rangle + \beta|H\rangle$ に変化させると、全体の状態は

$$|\Psi_2\rangle = 2^{-1/2} (\alpha|V\rangle + \beta|H\rangle) (|a\rangle|d\rangle + |b\rangle|c\rangle) \quad (13)$$

となって、テレポーテーションの準備ができたことになる。

対応する Bell 測定は図 2 のように、いくつかの PBS, $\lambda/2$ 板, ビームスプリッター (BS) の組み合わせで基底変換を行うことで、簡単に実現できる。すなわち、上側の PBS でビーム a の偏光を調べて、 $|V\rangle|a\rangle$, $|H\rangle|a\rangle$ に分ける。下の PBS でも同様に、 $|H\rangle|b\rangle$, $|V\rangle|b\rangle$ をつくる。これらのビームを BS で混合することで、Bell 状態に対応するビームがそれぞれの検出器 $D_i (i=0, \dots, 3)$ に届く。

$$D_0: 2^{-1/2}(|V\rangle|a\rangle + |H\rangle|b\rangle)$$

$$D_1: 2^{-1/2}(|V\rangle|a\rangle - |H\rangle|b\rangle)$$

$$D_2: 2^{-1/2}(|V\rangle|b\rangle + |H\rangle|a\rangle)$$

$$D_3: 2^{-1/2}(|V\rangle|b\rangle - |H\rangle|a\rangle)$$

(入射する波の位相を調節すると、BS の出力ポートには 2 つの波の和と差が現れる。)

すべての素子が無損失かつ、検出器の量子効率が 1 であれば、それぞれの検出器は確率 1/4 で光子対の一方を捉える。Alice は光子を検出した検出器の番号 i を Bob に伝える。

さて、Bob の側では、もう 1 つの光子のビームの自由度 c, d に情報が現れるのであるが、ここでは 2.1 で述べた方法によって偏光の自由度に置き換える。これは、偏光を操作する方がより簡単だからである。偏光への置き換えは $\lambda/2$ 板と PBS で行うことができる。Alice からの 2 bit の古典情報にしたがって、2 枚の $\lambda/2$ 板 ($0^\circ, 45^\circ$) を適宜挿入することで、係数 α, β をもつ偏光状態を再現することができる。

量子の世界は、「コピー機でコピーをとるとオリジナルは消えてしまう」「fax で情報を送るには、使い捨ての合鍵をあらかじめ郵便などで相手に送っておかないといけない」といった奇妙なルールに支配されていることがわかった。量子エレクトロニクスの技術の進展により、このようなルールを実験室で確かめることができるようになったの

は驚くべきことである。今後、量子計算など、実用面での応用が進めば、より身近に量子ルールを経験できるようになるのかもしれない。

文 献

- 1) L. Mandel: "Quantum effects in one-photon and two-photon interference," Rev. Mod. Phys., **71** (1999) S274-S282.
- 2) A. Zeilinger: "Experiment and the foundations of quantum physics," Rev. Mod. Phys., **71** (1999) S288-S297.
- 3) A. Ekert: "Quantum cryptography based on Bell's theorem," Phys. Rev. Lett., **67** (1991) 661-663.
- 4) K. Mattle, H. Weinfurter, P. G. Kwiat and A. Zeilinger: "Dense coding in experimental quantum communication," Phys. Rev. Lett., **76** (1996) 4656-4659.
- 5) C. P. Williams and S. H. Clearwater: *Explorations in Quantum Computing* (Springer, New York, 1998).
- 6) 竹内繁樹: "21 世紀, 量子猫は計算するか?", 日本物理学会誌, **54** (1999) 263-273.
- 7) C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres and W. K. Wootters: "Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels," Phys. Rev. Lett., **70** (1993) 1895-1899.
- 8) 松岡正浩: "二光子相関における量子的干渉と古典的干渉", 光学, **20** (1991) 332-337.
- 9) 江沢 洋: "光学干渉実験と観測", 光学, **22** (1993) 530-543.
- 10) 北野正雄: "光学の基礎に関する最近の研究—2 光子状態を中心として", 応用物理, **61** (1992) 576-583.
- 11) P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter and A. Zeilinger: "New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs," Phys. Rev. Lett., **75** (1995) 4337-4341.
- 12) W. K. Wootters and W. H. Zurek: "A single quantum cannot be cloned," Nature, **299** (1982) 802-803.
- 13) G. P. Collins: "Quantum teleportation channels opened in Rome and Innsbruck," Phys. Today (Feb. 1998) 18-21.
- 14) B. Boschi, S. Branca, F. De Martini, L. Hardy and S. Popescu: "Experimental realization of teleporting an unknown pure quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels," Phys. Rev. Lett., **80** (1998) 1121-1125.
- 15) D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter and A. Zeilinger: "Experimental quantum teleportation," Nature, **390** (1997) 575-579.

(1999 年 5 月 12 日受理)