

エンタングルド光子対の発生

富田章久^{*,**}

Generation of Entangled Photon Pairs

Akihisa TOMITA^{*,**}

Entanglement has been recognized as an important resource in quantum information technology, as well as a fundamental idea in quantum mechanics. Method of the creation and characterization of polarization-entangled photon pairs by spontaneous parametric downconversion are described. The photon pairs produced by pulsed pump, creation time of which is well defined, are discussed in detail. Those will play important roles in the application of the quantum information technology. In general, two two-photon-emission processes should occur simultaneously in creating entangled photon pairs. Indistinguishability between the two processes is crucial to obtain high degree of entanglement. An experiment that shows the recovery of indistinguishability is introduced. Highly efficient generations by periodically poled nonlinear crystals are also explained.

Key words: entanglement, spontaneous parametric downconversion, indistinguishability

エンタングルメント（量子絡みあい）は量子力学の最も特徴的な概念だといわれ、その研究はシュレーディンガーまで遡ることができる。エンタングルド光子対を用いてベルの不等式¹⁾の破れを観測し、量子力学の非局所性を示した Aspect²⁾の実験は名高い。とはいうものの、量子力学の初等的な教科書にこのような話題が出ることは少ないし、原理的な問題は敬して遠ざけるのが通例であった。ところが近年、従来の情報技術では不可能なことを実現するものとして量子情報技術が注目され³⁾、このきわめて魅力的な技術の背後にある不可欠な資源としてエンタングルメントが新たに認識されるようになった。エンタングルメントは量子計算が古典計算を凌駕するために必要であるだけでなく、量子テレポーテーションやエンタングルメントスワッピング (entanglement swapping) などを基本操作として、光子が主役を演じる量子暗号・通信でも重要な働きをすることが明らかになった。このため、エンタングルメントについての理論的・実験的な研究が盛んになってきている。量子暗号・量子計算についての特許も増加しているが、エ

ンタングルメントは糸が絡まることをも表す言葉であるため、不用意に特許検索を行うと紡績業界の最近の技術動向を知ることになる。本稿では、特に偏光がエンタングルした光子対の発生について紹介したい。連続変数のエンタングル光の発生と応用については、本特集の古澤氏の解説を参照されたい。

エンタングル状態の波動関数は、実は分子の電子状態でおなじみの形をしている。2つのキュービット (qubit) $|\varphi\rangle_{1,2} = \{|0\rangle, |1\rangle\}$ が最大の絡みあい状態にあるときの波動関数のひとつは、次のようなものである。

$$|\psi^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_1|1\rangle_2 - |1\rangle_1|0\rangle_2) \quad (1)$$

ただし、 $|j\rangle_k$ は k ($=1, 2$) 番目の粒子が状態 j ($=\{0, 1\}$) にあることを示している。以下、紛れがないときには粒子を示す添え字は省略する。この波動関数は一体の波動関数の積には分解できないが、このような状態を指して「エンタングルしている（絡みあっている）」という。式(1)はスピン一重項状態の波動関数にほかならない。ただし、量

*日本電気(株)基礎・環境研究所 (〒305-8501 つくば市御幸が丘 34) E-mail: a-tomita@az.jp.nec.com

**科学技術振興機構 ERATO 今井量子計算機構プロジェクト

子情報技術の立場からすると、例えば水素分子の電子スピ
ンがエンタングルしているというのはあまり意味がない。
というのは、量子情報で使う場合には、2つの粒子に独立
にアクセスして操作を行うことが必要であるからである。
その意味からすると、異なるモードにある二光子のエンタ
ングルメントは扱いやすく、実験的にも研究が進んでい
る。偏光（水平・垂直あるいは左回り・右回り円偏光）や
時間、方向、周波数などの光子の状態を用いて qubit を表
現する。特に偏光は実験的に実現しやすく、スピン系との
対応がつけやすいので、量子情報技術の原理を検証する実
験によく使われている。二光子のエンタングル状態は、波
動関数（1）と三重項状態の波動関数

$$\begin{aligned} |\psi^+\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle|1\rangle + |1\rangle|0\rangle) \\ |\phi^+\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle|0\rangle + |1\rangle|1\rangle) \\ |\phi^-\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle|0\rangle - |1\rangle|1\rangle) \end{aligned} \quad (2)$$

を基底として表される。これら4個の状態はベル状態また
はベル基底とよばれる。ベル状態を重ね合わせた状態は、
一般にエンタングルの度合いが小さい。エンタングルメン
トの小さい状態から最大のエンタングル状態 (maximally
entangled state) をつくることはエンタングルメントの蒸
留 (entanglement distillation) とよばれ、量子情報技術で
は重要な操作のひとつである。

1. エンタングル状態の評価

エンタングル状態の生成法を述べる前に、状態の評価に
ついて簡単に述べておく。以下では、対象を2 qubit 系に
限る。多粒子系の混合状態の絡みあいの尺度については、
まだ理論的な研究が盛んに行われているところである。

エンタングル状態は強い相関をもつ。例えば、偏光状態
が $|\psi^-\rangle$ にある二光子の一方の偏光を測定し垂直偏光を得
たとすると、もう一方の光子は必ず水平偏光にあり、逆に
一方の偏光の測定結果が水平偏光にあるとき、もう一方の
光子の偏光は必ず垂直になる。片方の光子を検出するとき
の検光子の方向 θ_1 を固定し、もう片方の光子を検光子の角
度 θ_2 を変えながら検出する実験を考える。検光子の角度
の差のみに依存した同時計数レート $n(\theta_1, \theta_2)$ は

$$n(\theta_1, \theta_2) = \frac{1}{2} \sin^2(\theta_1 - \theta_2) \quad (3)$$

で与えられ、確かに検光子の方向が直交しているとき同時
計数レートは最大になる。この同時計数レートは二光子干
渉の結果を表しているが、最大のエンタングル状態にある
ときは干渉の明瞭度は式(3)により1になる。二光子干

渉の明瞭度は、エンタングルメントの度合いを実験的に評
価するのによく用いられる。

混合状態も含んだより一般的なエンタングル状態を表す
には、 4×4 の密度行列を用いればよい。量子状態トモグラ
フィー⁴⁾ という手法で、密度行列の16個の成分を実験から
定めることができる。具体的には、同じ状態にある多数の
光子対に対して16種類の同時計測を行って結果を蓄積し
ていく。この同時計測は、波長板と検光子を組み合わせて
 $\{|H\rangle, |V\rangle, |D\rangle, |L\rangle\}_1 \otimes \{|H\rangle, |V\rangle, |D\rangle, |L\rangle\}_2$ のおのおの
に射影測定することで得られる。ここで、 $|H\rangle$ は水平偏
光、 $|V\rangle$ は垂直偏光、 $|D\rangle$ は斜め 45° 直線偏光、 $|L\rangle$ は左
回り円偏光の状態を表している。同時測定の結果から、
密度行列の成分を推定する。推定には、例えば最尤推定を
用いればよい⁵⁾。密度行列がわかれば、それからエンタング
ルメントの指標を計算することができる。本稿で紹介する
実験⁶⁾ では、密度行列から直接計算できる量であるコンカ
レンス⁷⁾ を求めている。より物理的な意味の明確な
entanglement of formation (大雑把にいうと、ある状態の
エンタングルメントをベル状態のエンタングルメントを単
位にして測った量) がコンカレンスの単調増加関数になる
ことが知られており⁷⁾、コンカレンスは2 qubit 系のエンタ
ングルメントのよい尺度になっている。

2. エンタングルド光子対の生成

2.1 2つの光子放出過程の重ね合わせによる光子対の生成

エンタングルした光子対をつくるということは前章で述
べたような量子的な相関をもった光子対をつくるというこ
とであり、そのためには2つの光子を放出する過程に相
関をもたせる必要がある。つまり、偏光のエンタングル
状態 $|\psi^\pm\rangle$ をつくるには、第1の光子として $|V\rangle$ を放出し
第2の光子として $|H\rangle$ を放出する過程と、第1の光子とし
て $|H\rangle$ を第2の光子として $|V\rangle$ を放出する過程とのどち
らかが起り、2つの過程のどちらが起こったか区別不可
能な状況になっていることが必要である。前者の過程では
 $|V\rangle|H\rangle$ が生じ、後者の過程では $|H\rangle|V\rangle$ が生じ、両者が区
別できないことから、光子対の状態は重ね合わせ $(1/\sqrt{2})$
 $(|V\rangle|H\rangle + \exp[i\varphi]|H\rangle|V\rangle)$ となる。区別が原理的に可能
である場合は重ね合わせ(純粋状態)でなく、2つの過程の
確率的な混合状態になる。エンタングル状態の別の作成法
として、2個の光子をつくり、それらの間に相関をつくる
ことも原理的には可能であるが、そのためには制御 NOT
ゲートのような量子ゲートが必要となるため、現時点では
実際的ではない。

相関のある二光子放出過程としては現在、二光子発光と

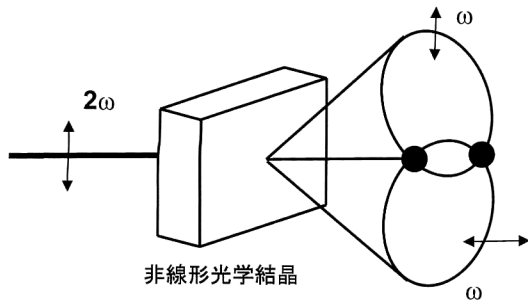


図1 タイプII位相整合する非線形光学結晶を用いた偏光エンタングル光子対の発生。2つのコーン状に放出されるSPDC光の交点の光を選び出すことでエンタングルした光子対を取り出すことができる。

自発パラメトリックダウンコンバージョン (spontaneous parametric down conversion; SPDC) が知られている。これらの逆過程は、それぞれ二光子吸収と第二高調波発生である。前者は Aspect の実験²⁾ で用いられた、カルシウム 40 の $6^1S_0 - 4^1P_1 - 4^1S_0$ 遷移では、551.3 nm と 422.7 nm の光が引き続いて放出される。基底状態と励起状態が全角運動量 $J=0$ でパリティが等しいから、放出される光の偏光の組み合わせとして $|H\rangle \rightarrow |H\rangle$ と $|V\rangle \rightarrow |V\rangle$ の2つの過程が可能で、中間状態の寿命が緩和時間より十分短い場合にはこれらの過程は区別不可能になる。この方法の現代版として、量子ドットの励起子分子からの発光を利用した素子が研究されている⁹⁾。この方法では、2つの発光過程の区別ができない条件として中間状態が縮退し、さらに中間状態の発光寿命が緩和時間より十分短いことが要求されるので、実験的に実現するのはあまり容易ではない。しかし、発生時刻の制御や正しく1対の光子対を生成できるといった性質が期待できるため、実用デバイスとしての可能性には捨てがたい魅力があり、今後の研究の進展が望まれる。

一方、SPDC は、二次の非線形光学結晶にポンプ光を入射し、真空ゆらぎを種としたパラメトリック過程で生じる2個の光子が相関をもつことを利用している。中間状態は非共鳴であるため、緩和時間の問題は生じない。SPDC は、比較的簡単にエンタングルした光子対が得られるので広く用いられている。図1のようにタイプIIの位相整合を用いた場合、実験構成は非常に簡単になる⁹⁾。このとき、SPDC 光は

$$\begin{aligned} \omega_p &= \omega_o + \omega_e \\ \mathbf{k}_p &= \mathbf{k}_o + \mathbf{k}_e \end{aligned} \quad (4)$$

なる条件を満たすように、2つの同心円からなるコーン状に放出される。ここで、添え字 p はポンプ光、o は正常光、e は異常光を表す。光子のエネルギーを指定するとコーン

は2点で交わるが、この方向の光を取り出すと正常光と異常光の重ね合わせになり、両者は区別できない。正常光と異常光の偏光は直交しているから、両者の位相を調整することにより $|\psi^\pm\rangle$ の状態が得られる。

連続光を光源とする SPDC は、高いエンタングル状態が得られる。最近では、安価な青色半導体レーザーを光源にすることにより、学生実験の課題として使われるまでに大衆化している (D. Dehlinger and M. W. Mitchell: quant-ph/020517 (2002), <http://jp.arxiv.org/>)。それに対し、パルス光を光源にする SPDC はまだ研究段階にある。パルス光による光子対の生成は、量子テレポーテーションやエンタングルメントスワッピング、エンタングル蒸留など、将来の量子情報処理で重要になる技術の実現に必要である。パルス光を使う理由は、以下のようなものである。上述の技術では2つ以上の光子対を使うが、その場合、光子対の片割れどうしで干渉を起こす必要があり、そのためには、重ね合わせるとき光子がどちらの光子対に由来するかという情報が消されていなければならない。このことを保証する条件は、光子の発生時刻の幅より光子のコヒーレント時間が十分長いことである¹⁰⁾。前者は SPDC の光源の時間幅で決まり、後者は SPDC 光を取り出すときに挿入する波長フィルターの線幅の逆数になる。SPDC 光は広いスペクトルで発生するから、得られる光子対のレートが低下するため波長フィルターの線幅を狭めるには限界がある。このため、量子テレポーテーションの実験¹¹⁾ では 200 fs のパルス光を光源とし、波長フィルターの帯域を 4 nm (520 fs に相当) としている。

2.2 フェムト秒パルスによるエンタングル光子対の生成—区別可能性の消去

パルス光を用いると時間的な分離の可能性が生まれるため、エンタングルメントが失われやすくなる。注目しているのは光子の偏光であるが、結晶の分散や複屈折のために、偏光についての情報と、光の波数と周波数(または時間と空間的な位置)についての情報が絡みあうようになる。具体的には、正常光と異常光の群速度が異なるため、パルスの到達時刻により偏光の情報も得られてしまい、エンタングルメントが失われる¹²⁾。非線形光学結晶が長くなるとパルスの到達時刻の差も顕著になるため、パルス光では薄い結晶を使う必要があり、エンタングル光子対の生成効率が低く抑えられてしまう。以下では、このような区別の可能性を消すことによって、フェムト秒ポンプしたにもかかわらず高いエンタングルメントを実現した南部らの実験⁶⁾を紹介する。

実験の配置を図2に示す。繰り返し周波数 82 MHz のモ

ードロック Ti:S レーザーの第三高調波 (266 nm) をポンプ光としている。ポンプ光のパルス幅は 150 fs 程度、平均出力は約 150 mW である。非線形光学結晶にはタイプ I の位相整合をする BBO 結晶を用い、光学軸が直交した 2 枚の結晶を重ねてポンプ光を入射させる。位相整合がタイプ I であるので、各結晶から放出される SPDC 光 (532 nm) は結晶の光学軸で決まる同じ方向に偏光する。ポンプ光の偏光を 45° に傾けておくと、第 1 の結晶はポンプ光の垂直偏光成分から水平に偏光した 2 個の SPDC 光子 $|H\rangle|H\rangle$ を放出し、第 2 の結晶はポンプ光の水平偏光成分から垂直に偏光した 2 個の SPDC 光子 $|V\rangle|V\rangle$ を放出する。結晶を薄く (0.13 mm) することで空間的な重なりを大きくし、光子がどちらの結晶から放出されたかを光の進行方向からは決められなくしている。SPDC が起こる確率は小さいため、両方の結晶から光子が放出される確率は、無視できる。2 個光子が観測されたときの光子の状態は、 $|H\rangle|H\rangle$ と $|V\rangle|V\rangle$ の重ね合わせ状態 $(1/\sqrt{2})(|H\rangle|H\rangle + \exp[i\phi]|V\rangle|V\rangle)$ になる。重ね合わせの位相 ϕ はポンプ光の偏光状態 $(1/\sqrt{2})(|H\rangle + \exp[i\phi]|V\rangle)$ で決まり、45° 直線偏光のときはゼロ、135° 直線偏光のときは π となる。また、ポンプ光が垂直または水平偏光の場合には、エンタングルしていない光子対が得られる。このように、最大にエンタングルした光子対を得るためには、ポンプ光の偏光を正しく合わせることが必要になる。このような 2 枚の非線形光学結晶を用いるエンタングルド光子対の発生は、連続光源での高効率な方法として最初に用いられた¹³⁾。その後、パルス光ポンプではコリニア配置 (ポンプ光と 2 つの SPDC 光が同一方向に進行する) で試みられた^{14,15)}。ここで述べる実験では、2 個の光子に独立な操作をすることが容易なノンコリニア配置での光子対発生を行っている。この実験では、8 nm のフィルターを透過させた後で毎秒 450 カウントの同時係数が得られた。

高いエンタングルメントを得るためには、前にも述べたように、2 つの二光子放出過程を区別できないようにする必要がある。この場合では、二光子がどちらの結晶から出たかについての情報をできるだけ消去することにあたる。パルス光を用いる場合の問題は、結晶の群速度分散のためにポンプ光と SPDC 光のパルスが進む速さが異なることである。BBO 結晶の光学定数¹⁶⁾を用いると、第 1 の結晶では、水平に偏光した SPDC 光はポンプ光の垂直偏光成分に対して群速度分散のため 74 fs 進む。ポンプ光の水平偏光成分は、垂直偏光成分に対して 61 fs だけ結晶の複屈折のために遅れる。SPDC 光とポンプ光の水平偏光成分の時間差は 135 fs になる。さらに、第 2 の結晶で SPDC 光

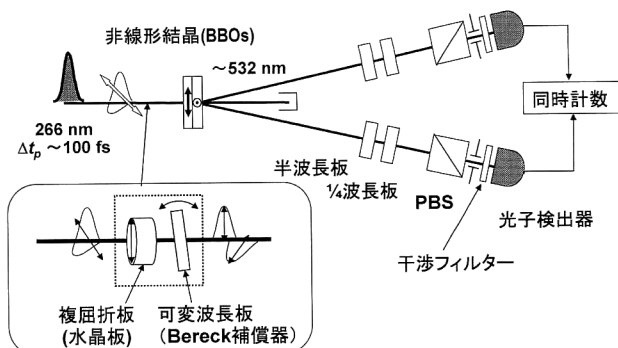


図 2 2 枚のタイプ I 位相整合する非線形光学結晶を重ね合わせることによる偏光エンタングル光の発生。結晶の分散と複屈折から生じる SPDC 光の発生時刻の差による区別可能性を水晶板と Berek 補償器で補正する。右側はエンタングルド光子対を評価するための装置で、特定の偏光成分の同時計数結果から密度行列の成分を推定する。

の波長での複屈折のため垂直に偏光した SPDC 光は、水平偏光よりも 33 fs 通過に時間がかかる。第 2 の結晶での SPDC 光はポンプ光の水平偏光成分からつくられるから、第 1 の結晶での SPDC 光とポンプの水平偏光成分との時間差と合わせて、 $|H\rangle|H\rangle$ は $|V\rangle|V\rangle$ より 168 fs 早く検出器に到達することになる。これはポンプ光の時間幅と同程度であり、どちらの結晶から光子対が放出されたかについてかなりの情報を与える。このような時間情報を消去するため、ポンプ光の水平偏光成分が垂直偏光成分よりも早く非線形光学結晶に到達するように補正を行う (pre-compensation)。このとき、偏光成分間の重ね合わせ状態は保たれていることに注意。実験では、ポンプ光を複屈折板 (水晶板) と Berek 型偏光補償器による可変波長板を通すことで補正を行った。水晶板の厚さを変えることで、偏光成分どうしの 350 fs 程度以下の時間差を補正することができる。波長以下の小さな位相のずれは偏光補償器により調整し、最終的に $|\phi^+\rangle = (1/\sqrt{2})(|H\rangle|H\rangle + |V\rangle|V\rangle)$ にできるだけ近い状態をつくる。

得られた光子対の状態を図 2 の右半分の構成を使って解析する。波長板と検光子 (ここでは偏光ビームスプリッター、PBS を用いている) によって、1 章で述べた $|H\rangle$, $|V\rangle$, $|D\rangle$, $|L\rangle$ のいずれかの状態だけを検出するようにしている。16 通りの同時計測を行って再構成した密度行列の要素を図 3 に示す。ここでは、密度行列の基底として $\{|H\rangle|H\rangle, |H\rangle|V\rangle, |V\rangle|H\rangle, |V\rangle|V\rangle\}$ を用いている。正しく $|\phi^+\rangle$ 状態ができているときには、密度行列は

$$\rho = \frac{1}{2} (|H\rangle|H\rangle\langle H| + |H\rangle|H\rangle\langle V| + |V\rangle|V\rangle\langle H| + |V\rangle|V\rangle\langle V|) \quad (5)$$

となっているはずである。一方、 $|H\rangle|H\rangle$ と $|V\rangle|V\rangle$ が区

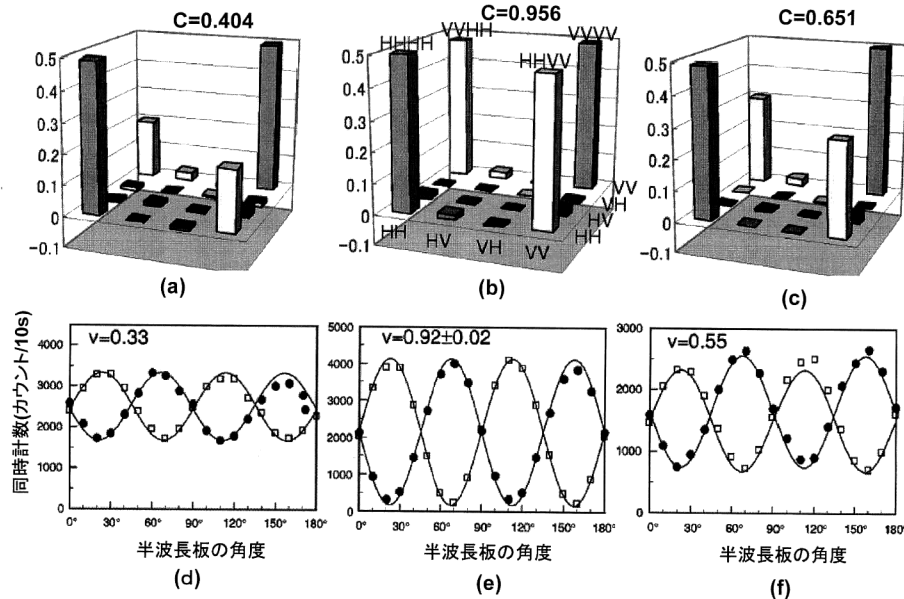


図3 補正によるエンタングルメントの増大. 密度行列成分 (a)~(c) と二光子干渉 (d)~(f). 片方の半波長板の角度を $\pm 25.5^\circ$ に固定し (+: \square , -: \bullet), もうひとつの半波長板の角度を変えた. (a), (d) 補償がない場合 ($t=0$ fs), (b), (e) 最適に補償された場合 ($t=135$ fs), (c), (f) 過補償の場合 ($t=231$ fs).

別で完全にエンタングルメントが失われた状態では, 式(5)で非対角成分がゼロになる. 補正を行わない場合(図3(a))では, $HHHH$ 成分と $VVVV$ 成分が大きく, 非対角成分である $VVHH$ 成分や $HHVV$ 成分が小さい. コンカレンスを計算してみると, この場合0.404となった. このときの二光子干渉の様子を図3(d)に示す. 明瞭度は0.33で, 干渉も小さくなっていることがわかる. ポンプ光の垂直偏光成分を水平偏光成分に対して遅らせていくと, エンタングルメントが大きくなっていく. 補正値が135 fsのとき, コンカレンスは最大になり0.956となった. このとき, 密度行列は図3(b)のように式(5)に近く, ほぼ所望の状態がつけられていることがわかる. これは二光子干渉の結果(図3(e))からも裏づけられ, 明瞭度0.92が得られた. さらに補正を大きくすると, 図3(c), (f)のように逆にエンタングルメントが低下する.

2.3 干渉計による光子対発生

エンタングルド光子対の発生は干渉計を利用して行うこともできる. これまで, マッハ・ツェンダー型¹⁵⁾, マイケルソン型¹⁷⁾, サニャック型¹⁸⁾の干渉計で報告がある. 動作原理はすべて同一で, 干渉計の2つの経路の途中に非線形光学結晶を挿入してSPDC光を発生させ, 経路を合成して出力とする. 2つの経路が偏光を除き同一であれば, 偏光がエンタングルドした光子対を得ることができる. 干渉計のアームに補償素子を入れることができるため分散や複屈折に対する補正の自由度が大きく, またコリニア配置と

することで, 原理的には結晶の長さに制限がなくなるといった利点がある. 一方, 干渉計の2つの経路を完全に合わせなければ, 区別可能性が生じてエンタングルメントが低下する. 途中で一光子となるため, 通常の干渉計と異なって見ながら調整するわけにもいかず, 二光子干渉のパターンをとるだけでも積算時間が必要なので, 実際には思うほどやさしくない. 特に, マッハ・ツェンダー型やマイケルソン型の干渉計では, 圧電素子による能動的な制御が必須である. 実際, 報告されている明瞭度も, マイケルソン型で64%と決して高い値ではない. それに対して, サニャック型干渉計は, 進行方向が逆回りになるだけで2つの経路は同一であるから, 機械的な擾乱に対して安定であることが知られている.

図4は, サニャック干渉計によるエンタングルド光子対発生の実験配置を示している¹⁸⁾. 繰り返し周波数80 MHzのモードロックTi:Sレーザーの第二高調波は, 波長分離器を通して干渉計に入射する. 干渉計のビームスプリッターで左回りと右回りに分けられる. 左回りのポンプ光は, タイプI位相整合するBBO結晶(長さ1 mm)で水平偏光したSPDC光($|H\rangle|H\rangle$)を放出する. この光は半波長板を通過することにより, 偏光が 90° 回転して $|V\rangle|V\rangle$ 状態になる. 半波長板はポンプ光に対しては1波長になるように設計している. 右回りのポンプ光の偏光は変わらず, BBO結晶で $|H\rangle|H\rangle$ のSPDC光を放出する. ビームスプリッターで左回りと右回りのSPDC光が合成され,

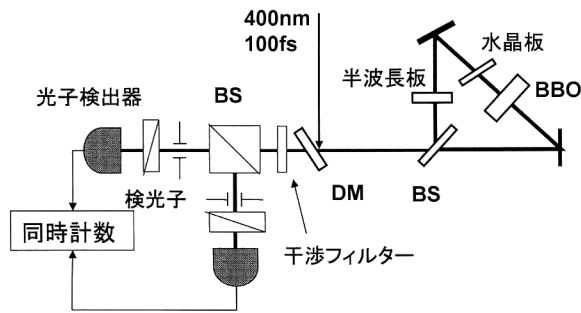


図4 サニャック干渉計を用いた偏光エンタングルド光子対の発生. BSはビームスプリッター, DMは波長分離器 (dichroic mirror).

$|\phi^+\rangle = (1/\sqrt{2})(|H\rangle|H\rangle + |V\rangle|V\rangle)$ 状態の光子対が生成される. ここで, ビームスプリッターの厚さ (1.5 mm) を補正するために水晶板 (厚さ 0.56 mm) が挿入されている. ビームスプリッターは, 波長 400 nm のポンプ光と波長 800 nm の SPDC 光の両方に対して 50%-50% の分割比を示し, さらに SPDC 光に対しては偏光方向に無依存であることが要求される. 現実にはこの要求を完全に満たすことができないため, エンタングルメントの大きさが制限される. 実験で得られた二光子干渉パターンは図5に示すとおりで, 71~93%の明瞭度を示した. ポンプ光の平均出力は 15 mW で, 同時計数レートは毎秒 4 カウント程度であった. ただし, これにはファイバーとの結合などの損失を考慮していない.

2.4 高効率エンタングルド光発生

エンタングルメントを利用した量子情報処理であるエンタングルメントスワッピング, エンタングルメントの蒸留などでは, 多数のエンタングルド光子対を同時に必要とする. そのため, エンタングルド光子対発生装置の効率の高いことが望まれる. 現在の BBO 結晶による SPDC では意味のあるデータをとるまでに 10 数時間必要ともいわれており, 実験者の忍耐ばかりでなく, 実験装置の機械的安定性の面からみても難しい実験になっている.

最近, 大きな非線形光学効果を得る手法として, 擬位相整合 (QPM) の利用が注目されている. これは, 非線形光学結晶の分極を周期的に変調する (periodically poling) ことで位相整合条件を満たすもので, 非線形光学効果の大きいテンソルの対角成分を利用することができる. QPM を利用したエンタングルド光子対の発生もいくつかの研究機関で試みられ, 光子対発生の確認¹⁹⁾, フランソン型の二光子干渉²⁰⁾, time-bin 型のエンタングルメント²¹⁾が報告されている. 最近, 産業技術総合研究所のグループがマッハ・ツェンダー干渉計を使って, 偏光がエンタングルした光子対の発生を報告している²²⁾. これらの報告は非常に高

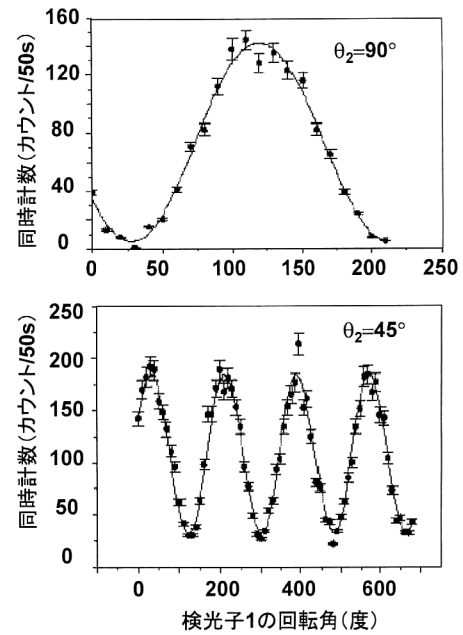


図5 サニャック干渉計からのエンタングルド光子対による二光子干渉. 上: 一方の検光子を 90° に固定, 下: 45° に固定.

い光子対の発生効率を観測しており, 例えば PPLN (periodically poled lithium niobate) 導波路において, ポンプ光強度 $1 \mu\text{W}$ でネットの同時計数レート (偶然に同時計数したと思われるものを落とす) として 1550 カウント/s が得られている¹⁹⁾. 偏光がエンタングルした光子対でも, $220 \mu\text{W}$ のポンプ光に対してネットの同時計数レート 530 カウント/s が報告されている²²⁾. 以上の例は連続光または準連続光でポンプした場合だが, モードロック Ti:S レーザーを使ったパルス光ポンプでも, PPKTP を用いて光子対の発生が確認されている (文献 23) および B.-S. Shi and A. Tomita: quant-ph/0310187, <http://jp.arxiv.org/>). このようなパルス光ポンプの周期分極非線形光学結晶による二光子発生と, 干渉計によるエンタングルメントの生成を合わせることによって, 高効率のエンタングルド光子対発生が実現できる.

以上述べてきたようなエンタングルド光子対は, 光による量子情報処理技術の基盤となるものである. 今後の効率やエンタングルメントといった性能の向上により, エンタングルメントの蒸留などのエンタングルメント操作, さらに線形光学素子による量子情報処理といった技術を現実に近づけていくことを期待したい.

文 献

- 1) J. S. Bell: *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics: Collected Papers on Quantum Philosophy* (Cambridge University Press, Cambridge, 1993).
- 2) A. Aspect, P. Grangier and G. Roger: "Experimental reali-

- zation of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment—A new violation of Bell inequalities,” *Phys. Rev. Lett.*, **49** (1982) 91-94.
- 3) 代表的な教科書として, M. A. Nielsen and I. L. Chuang: *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge University Press, Cambridge, 2000).
 - 4) A. G. White, D. F. V. James, P. H. Eberhard and P. G. Kwiat: “Nonmaximally entangled states: Production, characterization, and utilization,” *Phys. Rev. Lett.*, **83** (1999) 3103-3107.
 - 5) D. F. V. James, P. G. Kwiat, W. J. Munro and A. G. White: “Measurement of qubits,” *Phys. Rev. A*, **64** (2001) 052312.
 - 6) Y. Nambu, K. Usami, Y. Tsuda, K. Matsumoto and K. Nakamura: “Generation of polarization-entangled photon pairs in a cascade of two type-I crystals pumped by femtosecond pulses,” *Phys. Rev. A*, **66** (2002) 033816.
 - 7) W. K. Wootters: “Entanglement of formation of an arbitrary state of two qubits,” *Phys. Rev. Lett.*, **80** (1998) 2245-2248.
 - 8) C. Santori, D. Fattal, J. Vuckovic and Y. Yamamoto: “Indistinguishable photons from a single-photon device,” *Nature*, **419** (2002) 594-597.
 - 9) P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter and A. Zeilinger: “New high-intensity source of polarization entangled photon pairs,” *Phys. Rev. Lett.*, **75** (1995) 4337-4340.
 - 10) M. Zukowski, A. Zeilinger and H. Weinfurter: “Entangled photons radiated by independent pulsed sources,” *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, **755** (1995) 91-102.
 - 11) D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter and A. Zeilinger: “Experimental quantum teleportation,” *Nature*, **390** (1997) 575-579.
 - 12) W. P. Grice and I. A. Walmsley: “Spectral information and distinguishability in type-II down conversion with broad band pump,” *Phys. Rev. A*, **56** (1997) 1627-1634.
 - 13) P. G. Kwiat, E. Waks, A. G. White, I. Appelbaum and P. H. Eberhard: “Ultra bright source of polarization-entangled photons,” *Phys. Rev. A*, **60** (1999) 773-776.
 - 14) Y.-H. Kim, S. P. Kulik, M. H. Rubin and Y. Shih: “High-intensity pulsed source of space-time and polarization double-entangled photon pairs,” *Phys. Rev. A*, **62** (2000) 011802.
 - 15) Y.-H. Kim, M. V. Chekhova, S. P. Kulik, M. H. Rubin and Y. Shih: “Interferometric Bell-state preparation using femtosecond-pulse-pumped spontaneous parametric down-conversion,” *Phys. Rev. A*, **63** (2001) 062301.
 - 16) D. Eimerl, L. Davis, S. Velsko, E. K. Graha and A. Zalkin: “Optical, mechanical, and thermal properties of barium borate,” *J. Appl. Phys.*, **62** (1987) 1968-1983.
 - 17) D. Branning, W. Grice, R. Erdmann and I. A. Walmsley: “Interferometric technique for engineering indistinguishability and entanglement of photon pairs,” *Phys. Rev. A*, **62** (2000) 013814.
 - 18) B.-S. Shi and A. Tomita: “Generation of a pulsed polarization entangled photon pair using a Sagnac interferometer,” *Phys. Rev. A*, **69** (2004) 013803.
 - 19) S. Tanzilli, H. De Riedmatten, W. Tittel, H. Zbinden, P. Baldi, M. De Micheli, D. B. Ostrowsky and N. Gisin: “Highly efficient photon-pair source using periodically poled lithium niobate waveguide,” *Electron. Lett.*, **37** (2001) 26-28.
 - 20) K. Sanaka, K. Kasahara and T. Kuga: “New high-efficiency source of photon pairs for engineering quantum entanglement,” *Phys. Rev. Lett.*, **86** (2001) 5620-5623.
 - 21) R.T. Thew, S. Tanzilli, W. Tittel, H. Zbinden and N. Gisin: “Experimental investigation of the robustness of partially entangled qubits over 11 km,” *Phys. Rev. A*, **66** (2002) 062304.
 - 22) A. Yoshizawa, R. Kaji and H. Tsuchida: “Generation of polarization-entangled photon pairs at 1550 nm using two PPLN waveguides,” *Electron. Lett.*, **39** (2003) 621-622.
 - 23) K. Banaszek, A. B. U'Ren and I. A. Walmsley: “Generation of correlated photons in controlled spatial modes by down-conversion in nonlinear waveguides,” *Opt. Lett.*, **26** (2001) 1367-1369.

(2003年12月16日受理)