

線形光学素子を用いた量子コンピューティング

竹内 繁樹^{*,**}

A Review on Quantum Computation Using Linear Optics

Shigeki TAKEUCHI^{*,**}

There has been a large progress of the researches on quantum computation. A new scheme of linear optics quantum computation by Knill *et al.*, which does not suffer from the problem of exponential expansion, is one of the examples. In this article, an overview of photonic quantum computation using linear optics is given.

Key words: quantum computer, linear optics, single photon, quantum optics, quantum information

1905年、Einsteinは、光電効果の理論的な説明にあたって、「光放射はエネルギー $h\nu$ の独立な量子によって振る舞う」とし、そのエネルギーの基本単位として、光量子 (light quanta) を導入した。その後光量子は光子 (photon) とよばれるようになり、その非古典的な性質、つまり古典的な電磁波としては理解できない性質 (エキゾチックな性質) が次々に明らかにされてきた。また、量子力学の基礎に関する検証実験などでも光子はよく用いられてきた。例えば、1981年に Aspect らによって行われた量子力学の非局所性の検証実験は、カルシウム原子からカスケード放出される光子対によって行われている。その後、そのような非古典的な性質の探求は、非線形光学結晶を用いたもつれ合い光子対や、スクイーズド光などによって80年代後半に盛んに行われるようになる。光子がこのような実験で率先して用いられてきた理由は、制御、検出が他の量子に比べて、比較的容易なことである。

一方、80年代半ばになって、量子力学の基本的な性質を直接応用する、あらたな情報通信や情報処理が提案されるようになった。不確定性関係の制約から、光子1つがどのような偏光状態にあるかを完全に知ることはできない。1984年に、Benettらはこの原理を応用し、解読不可能な秘密通信を提供する量子暗号通信を提案した¹⁾。また、量子力

学的な粒子は、たとえ小数個であったとしても、それを表すヒルベルト空間は巨大になる。そのヒルベルト空間中の莫大な状態間の重ね合わせ状態をうまく利用して、大規模な並列計算を実現するアイデアが、1985年に Deutsch によって提案された。これが量子計算である²⁾。「0または1」のビットを基礎とする40年代のShannon以来の情報理論から、「0と1の重ね合わせ状態」の量子ビットを基礎とする「量子情報」へのパラダイムシフトが、物理と情報の2分野を巻き込みながら始まることになる。

1994年の、Shorによる因数分解量子アルゴリズムの発見³⁾により、量子計算だけでなく、量子情報と関連する物理、工学分野は大きな衝撃を受けた。それまでは「物理学の基本法則の探求、量子力学と古典力学の境界の探索」という、完全な知的好奇心による純粋サイエンスであった分野が、「実際に役に立つ」世界へと引きずり出されたからだ。因数分解は、対象となる数の桁数に対して、計算時間が指数関数的に増大することが知られていて、1万桁の因数分解には現在最先端のスーパーコンピューターで数億年以上かかる。ところが量子コンピューターを用いれば、因数分解を桁数に比例する程度で解けるため、現実的な条件でも (もし実現すればだが) 1万桁の因数分解を数時間で解いてしまうことになる⁴⁾。また、桁数が2万桁になれば、

*北海道大学電子科学研究所 (〒060-0812 札幌市北区北12条西6丁目) E-mail: takeuchi@es.hokudai.ac.jp

**さきがけ研究「光と制御」科学技術振興事業機構 (〒066-0009 千歳市柏台南1-3)

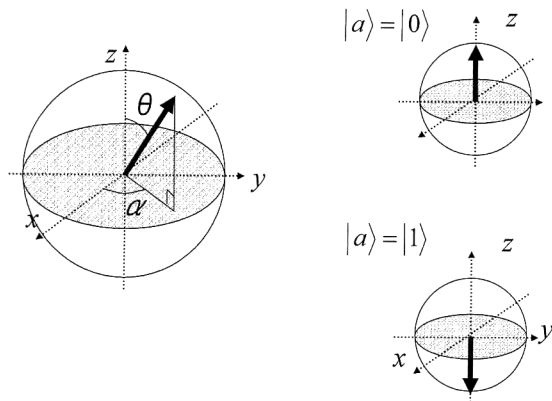


図1 量子ビット.

スーパーコンピュータでは数億年のさらに4000倍以上程度という途方もない時間がかかることになるが、量子コンピュータであれば、感覚的には数時間の4倍程度で解いてしまう。このように、これまでの計算機と質的に異なる計算能力をもつ点が、量子計算の最大の特徴である。

Shorのアルゴリズムの発見以来、量子コンピュータの実現にむけさまざまな提案がなされてきた^{4,5)}。最近には、NMR(核磁気共鳴)量子コンピュータを用いた因数分解アルゴリズムの実現⁶⁾や、超伝導量子ビット間のもつれ合いの実現⁷⁾など、新しい研究結果が次々報告されている。また、光子を用いた量子計算についても、線形光学素子を用いかつ規模拡大を克服した新しい方法がKnillらによって提案された⁸⁾。本稿では、まず必要となる量子計算の基礎知識について触れる。その後、光子を用いた量子計算について、Knillらの提案について詳しく解説する。最後に、関連する研究として、筆者らの提案する、よりシンプルな光子に対する量子位相ゲートについて触れる。

1. 量子計算の基礎知識

前章でも述べたように、量子コンピュータの最大の特徴は、0と1の重ね合わさった状態をもつ「量子ビット」に、量子論理ゲートを作用させて演算を行う点だ。

より詳しく述べると、この重ね合わせ状態は、0と1の重みづけのパラメーター θ と、位相パラメーター α を用いて次のように表すことができる。

$$|a\rangle = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)|0\rangle + \exp(i\alpha)\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)|1\rangle \quad (1)$$

ここで、 $|a\rangle$ の $| \rangle$ は「ケット」とよばれ、量子力学的な状態であることを表すための記号である。それらのパラメーターを用いて、量子ビットを図1に示すような単位球面上の一点を指すベクトルに対応させることができる。

この量子ビットに対して、図2に示す2つの「基本量子

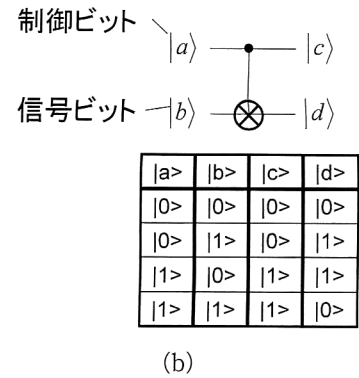


図2 基本量子ゲート。(a)回転ゲート、(b)制御ノットゲート。

ゲート」が実現できれば、量子計算が可能になる。1つは、回転ゲートとよばれるもので、単独の量子ビットに作用して、 θ や α の値を一定の割合「回転」させる。もう1つは、制御ノットゲートである。これは、信号ビットと標的ビットの2つの量子ビットに働くゲートで、信号ビットが1のときのみ、標的ビットに対してノットゲートとして作用する。これらの2つの基本ゲートが実現すれば、量子コンピュータを作ることができる。

前章でも紹介した、Shorの発見した因数分解や離散対数問題の量子アルゴリズムのほかにも、いくつかの量子アルゴリズムが知られている。例えば、Deutsch自身とJozsaによる、Deutsch-Jozsaのパターンマッチングアルゴリズム、Shorのアルゴリズム発見のきっかけとなったSimonのアルゴリズム、Gloverによるデータベース検索量子アルゴリズムなどである⁹⁾。しかし、今後どのような分野に応用可能かについてはまだ研究の途上である。

2. 光子を用いた量子計算

前章で述べたように、量子計算では、量子力学的な重ね合わせを取る「量子ビット」を計算に用いる。その量子ビットの1つに対して、コヒーレントに重ね合わせ状態を変化させる「回転ゲート」と、2つの量子ビット間の量子相関を変化させる「制御ノットゲート」が基本ゲートとして必要になる。これまでに、原子の核スピン、光子、電子、量子ドット、超伝導回路などを量子ビットとして用いるさまざまな提案がなされてきた。

光の最小単位である光子は、他の量子ビットの候補にくらべていくつかの利点をもつ。第一に、単一の量子としての制御、検出が比較的容易なことである。例えば単一の電子スピンについてみると、まだ初期的な制御や検出が成功しつつある程度の段階で、精密な制御は困難と思われる。しかし、光子については、偏光板などの既製の光学部品や、光子検出器を用いれば、 10^{-4} 程度での高い精度での測定や

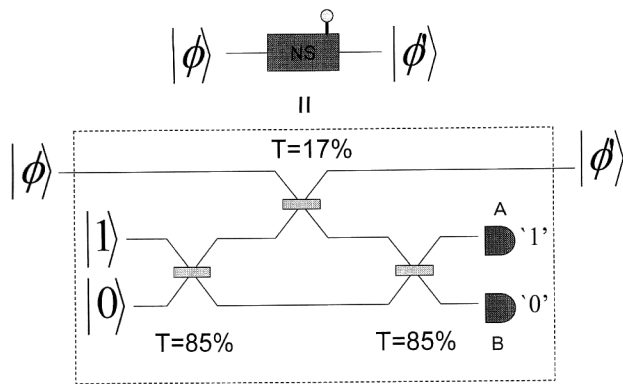


図3 線形光学素子による非線形位相シフトゲート。

制御が既存の技術で十分可能である。次にあげられるのが、量子状態の長距離伝送が容易なことである。この特長から、因数分解などの大規模な量子計算だけでなく、量子情報通信¹⁰⁾の可能性も研究されている。

量子ビットとしては、光子の偏光およびモードを用いる。これらに対して、1ビットの回転ゲートは既存の光学素子を用いて容易に実現できる。例えば、偏光の「縦」「横」を「0」「1」とした場合、回転ゲート操作は1/2波長板などによって偏光を45度傾けることに相当する¹¹⁾。

しかし、制御ノットゲートの実現は困難と考えられてきた。光子1つの状態でもう1つの光子の状態を制御するためには、巨大な非線形性を必要とすると考えられたからである。1998年に筆者らは、 N 個の量子ビットを構成するために $2N$ 個のモードを用意することで量子位相ゲートの困難さを回避し、線形光学素子を用いた量子計算の実験を行い¹²⁾、本誌においても報告した¹²⁾。しかし、この方法では量子ビットの数に対して必要とするモードの数が指数関数的に増大してしまい、大規模な量子計算は実現できないという問題があった。

3. KLMの提案

そのような状況の中で、Knill, Laflamme, Milbur (KLM)らは、線形光学素子と単一光子源、および入射する光子数を検出可能な検出器を用いた量子計算のアイデア⁸⁾を発表した。

彼らのアイデアのキーポイントは2つある。まず、ビームスプリッター(半透鏡)などの線形光学素子、単一光子源、ならびに光子数検出器を組み合わせることで、「確率的に動作する非線形位相シフトゲート」(図3)が構築可能であることを明らかにした。それまでは、光子1つで他の光子の位相を制御するのは非常に困難だと考えられてきた。しかし、かれらは既存あるいは開発が進められている

技術を用いることで、そのようなゲートが構成可能なことを初めて示したわけである。

しかし、このゲートは16回に1度しか働くことができない。このままでは、ゲートを複数連結して使用する場合、成功確率は指数関数的に小さくなってしまふ。2つめのポイントは、ゲート動作の成功、不成功を出力を壊さずに検出し、ゲート動作が成功した場合だけを量子テレポーテーションを用いて後段へと受け渡す方式を示したことである。これにより、各ゲートでの成功確率は近似的に1にすることが可能になった⁸⁾。実は、線形光学素子と量子テレポーテーションを用いる方法はすでにGottesmanらの提案があったが¹³⁾、この提案はそのほかに、毎回確実にもつれ合った4光子を発生する光子源を必要とし、そのような光子源を実現するのは現状技術では困難と考えられていたのだ。

以下、これら2つのポイントについてもう少し詳しく解説しよう。

3.1 確率的な非線形位相シフトゲート

最初に、非線形位相シフトゲート(nonlinear sign flipゲート、以下NSゲート)について説明する。このゲートは、光子数が0個、1個、2個のある重ね合わせ状態が入力された場合に、「光子数が2」の状態の確率振幅の符号を反転する。式で書くと次のようになる。

$$\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle + \gamma|2\rangle \xrightarrow{NS} C(\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle - \gamma|2\rangle) \quad (2)$$

ここで、 $|n\rangle$ は光子数が n 個の状態を、 α, β, γ はそれぞれの状態の確率振幅を表す。NSゲートによって、状態 $|2\rangle$ の符号が反転していることがわかる。出力状態に係数 C がかかっているのは、いま、確率的(nondeterministic)なゲートを考えているからである。成功確率は、 C^2 で与えられる。ここで大事なことがひとつある。このゲート動作は確率 C^2 でしか成功しないが、成功したかどうかは検出できる、という点である。つまり、出力を見ずともいつゲート動作が成功したかは知ることができ、かつ、成功した際には確実に状態 $|2\rangle$ の符号が反転している。

KLMは論文の中で、図3のような線形光学素子によるNSゲートを提案した。この光学系は、入力モードのほかに、2つの補助(ancilla)モードをもち、その一方は単一光子源($|1\rangle$)が接続され、もう一方はなにも入力されない($|0\rangle$)。また、その2つの補助モードには、そのモードにいくつの光子が存在するかを検出できる「光子数検出器」A、Bが接続されている。それぞれのモードは、図中に示されたような透過率をもつビームスプリッターによって互いに

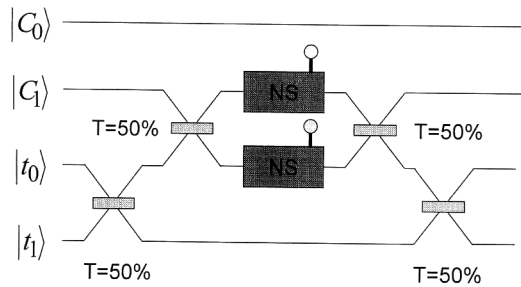


図4 線形光学素子による二光子量子ビット間の制御ノットゲート。

結合されている。全体として、複雑な干渉系になっている。

この装置は次のように動作する。式(1)で与えられるような入力状態が入射し、それにあらかじめ同期して、補助モードのひとつに単一光子が射出される。そして干渉の結果、「光子数検出器Aが1個の光子を検出し、かつ、Bが光子を検出しなかった場合」には、出力状態は式(1)右辺の状態になっている。それ以外の場合、例えば、Aが2個の光子を検出しかつBが光子を検出しなかったような場合には、NSゲートの動作は失敗したことになる。その成功確率は、 $C^2=0.25$ で与えられる。Cや、ビームスプリッターの透過率がこのような値になる理由については、文献14が詳しい。

この光学系は、単一光子源や光子数検出器を含めてパッケージ化すれば、図3上部の略図のようなひとつのNSゲート素子と考えることができる。この略図右上の物は、成功不成功を示すためのランプと考えてほしい。

このようなNSゲートを2つ組み合わせることにより、制御ノットゲートが構成できる(図4)。1つのNSゲートの成功確率が4分の1であるため、全体としての成功確率は16分の1となる。ただ、ここでも重要なのは、たとえ16分の1の成功確率であったとしても、成功したのかどうかを知ることができる点だ。

3.2 量子テレポーテーションを用いた成功確率の増大

量子テレポーテーションとは、もつれ合い状態と量子相関を用いてある担体の量子状態を別の担体へと移し替える操作だが、量子情報操作ではさまざまなツールとして活用できる。ここでは、量子テレポーテーションによって、図4の制御ノットゲートの成功確率16分の1を、近似的に1に高める方法についてみてみよう。量子テレポーテーションについての詳細は、本特集の別の解説を参考してほしい。

量子テレポーテーションを、回路図として示したのが図5(a)だ。ここで、 $|\alpha\rangle$ は入力される光子の量子状態を、 $|\Phi\rangle$ はもつれ合い状態にある2つの光子の量子状態を表し

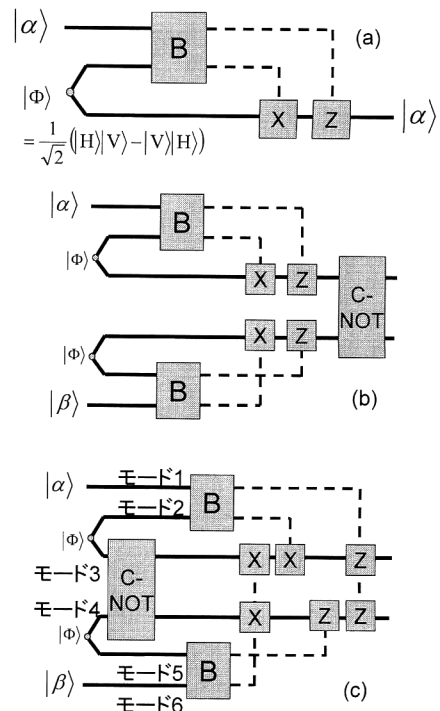


図5 量子テレポーテーションによる制御ノットゲートの成功確率の増大。(a)量子テレポーテーション回路、(b)量子テレポーテーション後に制御ノットを作用させる回路、(c)量子テレポーテーション前に、制御ノットを作用させる回路。B:ベル状態測定装置、X,Y:ビット反転ならびに位相シフトのユニタリー変換。

ている。 $|\Phi\rangle$ の光子対の一方と、入力された光子の間でベル測定とよばれる量子相関測定を行い、その結果に応じて適切なユニタリー変換(X,Z)を残った光子へと加えると、出力光子は入力光子と同じ状態 $|\alpha\rangle$ になる。もし、確率1でベル測定を行えた場合、この量子テレポーテーションは確率1で成功する。

ここで、図5(b)を見てほしい。これは、状態 $|\alpha\rangle$ と $|\beta\rangle$ それぞれの状態を、一度量子テレポーテーションした後、制御ノット操作を行っている。もちろん、これは動作としては、単に状態 $|\alpha\rangle$ 、 $|\beta\rangle$ 間に制御ノットゲートを作用させたものに等しい。

ここでおもしろいのは、この制御ノット操作を、テレポーテーションの手前にもってこることができる点だ(図5(c))¹⁴⁾。必要なユニタリー変換部分は少し異なるが、この回路の動作は、図5(b)と全く等しい。つまり、単に状態 $|\alpha\rangle$ 、 $|\beta\rangle$ 間に制御ノットゲートを作用させたものに等しい。

では、図5(c)中の制御ノットゲートが、「成功したかどうかはわかるが確率的にしか動作しない」場合について考えよう。モード3とモード4の2つの光子間の制御ノット操作が成功するのは確率的ではあるが、十分に多くの回数

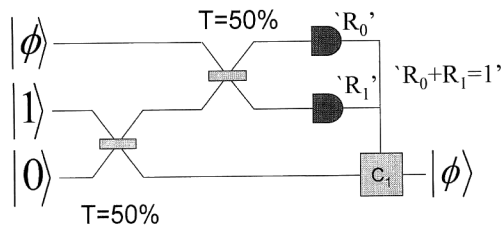


図 6 線形光学素子による量子テレポーテーション回路.

を試みれば、いつかは成功するだろう。もう少し厳密に言えば、いま成功確率を p とすると、 p 分の 1 よりも十分多くの回数を試みれば、成功確率は任意に 1 に近づけることができる。いま、実際にそのような試行をして、成功したとしよう。そのとき、それまで温存していた状態 $|\alpha\rangle$ と $|\beta\rangle$ の光子ならびにもつれ合い光子の片割れ 2 つをモード 1, 2 と 5, 6 に送り込めばよい。そうすれば、成功確率 1 で制御ノット動作を行えることになる。

3.3 線形光学素子による、近似的に確率 1 の量子テレポーテーション

ただ、これまでの光子と線形光学素子を用いた量子テレポーテーション実験にはひとつ重大な問題があった。一般にそれらの実験では、ビームスプリッター上での二光子干渉結果の検出をベル測定が最大でも確率 2 分の 1 でしか成功しないということである。

例として図 6 に、単一光子源と光子数検出器による量子テレポーテーションの光学回路を示す。図中の検出器の一方が 0 個、もう一方が 1 個の光子を検出した際 ($R_0 + R_1 = 1$) にのみ、入力状態 $|\phi\rangle$ は出力状態へと転送される。しかし、2 つの検出器が合計 2 個の光子を検出した際 ($R_0 + R_1 = 2$) や、2 つとも光子を検出なかった際 ($R_0 + R_1 = 0$) には、テレポーテーションは失敗である。その確率はこの場合も 2 分の 1 である。ただ、3 章 2 節で述べた方法とこのテレポーテーションを組み合わせることで、16 分の 1 だった図 4 の制御ノットの成功確率を、4 分の 1 にまで高めることはできる。しかし、確率 1 を目指すには、どうしても線形光学素子のみで確率が 1 のテレポーテーションが必要になる。その方法を、KLM は示した。

その基本的な考え方はこうだ。図 6 のテレポーテーション回路では、2 つの補助モードと 1 つの光子を用いた。そのモードと光子の数を増やしてゆくのだ。補助モードの数を $2n$ 、光子の数を n 利用することによって、成功確率は $n/(n+1)$ に高めることができる(図 7)。図で、 n 個の光子は $|t_i\rangle$ から $|t_n\rangle$ に入射される。また、四角で囲まれた P は多光子のモード間もつれ合いを作る線形光学回路を、F はフーリエ変換を行う線形光学回路である。モード 0 から n

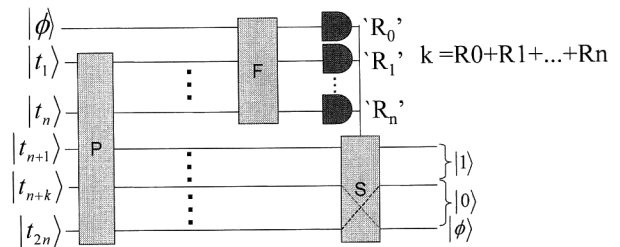


図 7 線形光学素子による、成功確率を高めた量子テレポーテーション回路.

までで光子検出を行い、その総数が k で合ったとすると、入力状態 $|\phi\rangle$ は、モード $|t_{n+k}\rangle$ へとテレポートしたことになる。この装置では、 k が 0 または $n+1$ でない限り、テレポーテーションに成功する。図 6 のテレポーテーション光学系と対比すると、1 段目のビームスプリッターが P へ、また 2 段目のビームスプリッターが F へと、拡張されることがわかる。

4. シンプルな量子位相ゲート

単一光子源¹⁵⁾、光子数検出器^{16,17)}の実験室レベルでの開発は進んでおり、KLM の方法は原理的には既存技術で実現可能である。しかし、KLM の方法では単一の制御ノットゲートに対しても、単一光子源や光子数検出器を構成しなくてはならない。

実は、反射率が 1/3 のビームスプリッター 1 つだけでも、量子位相ゲートとして動作することを、筆者ら¹⁸⁾ および Ralph ら¹⁴⁾ は独立に見いだした。その原理を反射率が 1/3 にならなければならない理由とともに説明しよう。

反射率が R のビームスプリッター (BS) に光子が 1 つ入力すると、光子は反射された状態と透過した状態の重ね合わせ状態になる。重ね合わせ状態の係数の自乗が確率を表すため、反射と透過の間で生じる位相差を考慮すると、次のようになる。

$$\begin{aligned} U|1, 0\rangle &= \sqrt{R}|1, 0\rangle - i\sqrt{(1-R)}|0, 1\rangle, \\ U|0, 1\rangle &= \sqrt{R}|0, 1\rangle - i\sqrt{(1-R)}|1, 0\rangle \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 $|1, 0\rangle$ と $|0, 1\rangle$ はそれぞれ光子がビームスプリッターの左側、および右側のモードに存在する状態を、また U はビームスプリッターによるユニタリー変換を表す。

いま、入力と出力のモードのそれぞれで光子数が保存される場合だけを選び出す。すると、式 (3) の状態は次のようになる。

$$\begin{aligned} U|1, 0\rangle &= \sqrt{R}|1, 0\rangle, \quad U|0, 1\rangle = \sqrt{R}|0, 1\rangle \end{aligned} \quad (4)$$

では次に、このビームスプリッターの入力モードの両方

$$\begin{aligned}
 U|1,0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}}|1,0\rangle \\
 U|0,1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}}|0,1\rangle
 \end{aligned}
 \iff
 \begin{aligned}
 U|1,1\rangle &= -\frac{1}{3}|1,1\rangle
 \end{aligned}$$

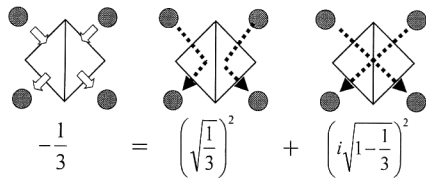


図 8 反射率 1/3 のビームスプリッターによる非線形位相シフト。

に 1 つずつ光子が入射して、再び出力モードの両方から 1 つずつ出射される場合を考えよう。この過程は、光子の両方が反射される場合と、両方が透過する場合の 2 つからなる。それぞれの振幅を足し合わせると、結果として

$$U|1, 1\rangle = (2R - 1)|1, 1\rangle \quad (5)$$

となる。もし、 $R=1/3$ であれば式 (4) の右辺のケットにかかる係数はそれぞれ $\sqrt{1/3}$ となる (図 8)。このとき、これらのプロセスが 2 つの入力光子に対して (線形に) 起こると、確率振幅 (係数) はトータルで $1/3$ になるはずだ。一方、式 (5) の右辺のケットの係数は $-1/3$ となり、ちょうどマイナス符合がついた形になる。つまり、 π の位相シフトが生じたことになる。ちなみに $R=1/2$ の場合、式 (5) の右辺の係数はゼロとなり、 $|1, 1\rangle$ という状態は現れないことになる。これは、有名な光子のバンチングに対応している。このことから、このオペレーションが光子のボソンとしての性質を利用していることが推察できる。

この原理を用いて構成したのが、図 9 に示す制御ノットゲートである¹⁸⁾。ビームスプリッターによって接続された 2 つの偏光干渉計という単純な構成になっている。この制御ノットは、オーストラリアのクィーンズランド大学によって、最近実験的に検証された¹⁹⁾。

ただし、注意しなくてはならないのは、出力に含まれる光子数の検出を光子を壊さずに可能で、かつその状態を選び出させると仮定している点だ。偏光状態を変えずに、光子数を測定することは、それらが可換な演算子で表されるため、現実にはまだ十分に確立した技術ではないが、原理的には可能だ。もしそのような検出を加えれば、KLM のスキームと同様に、このゲートを用いてスケラブルな量子計算も可能になる。

本稿では、量子計算の研究展開を概説した後、光子を用いた量子計算の展開について述べた。線形光学素子と単一光子源、光子数検出器のみを用いて、規模が指数関数的に

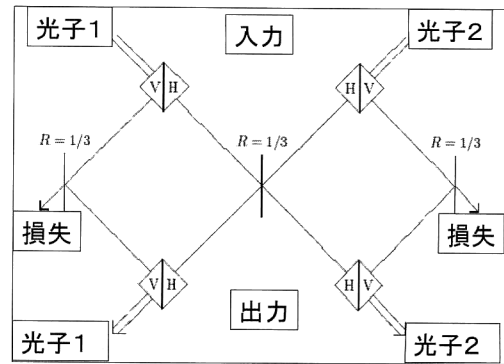


図 9 反射率 1/3 のビームスプリッターを用いた制御ノットゲート。

発散することなく量子計算が可能になること、またその原理の本質は反射率 1/3 の単一のビームスプリッターにおいてみられることを述べた。

ここ数年間で線形光学素子を用いた量子計算は大きく進展した。しかし、実用面ではひとつ問題を抱えている。量子位相ゲートの正否を検出器で判定し、ベル状態測定を行い、それらの結果からユニタリー変換を施すという一連の複雑な「フィードバック」が個々のゲートごとに必要になるという問題である。この問題は、将来的には光集積回路の使用などで解決されるのかもしれない。しかし、できれば「光子を 2 つ入れると制御位相シフト、または制御ノットをする」デバイスの実現が望まれる。筆者らは、光子を単一の二準位原子とのみ相互作用させることで、そのような素子の実現可能性について検討を進めている^{20,21)}。光子間の量子ゲートは、量子コンピューターだけでなく、量子通信や、長距離量子暗号などにとっても欠かせないデバイスであり、今後の研究の発展が期待される。

KLM の解説の部分は、本研究室の岡本亮君との議論が大変参考になりました。ここに感謝します。本稿中で紹介した筆者らの研究の一部は、科学技術振興事業団戦略的基礎研究推進事業、ならびに、総務省戦略的情報通信研究開発推進制度からの支援を受けています。また、シンプルなゲートの研究は当研究室の Hofmann 博士との共同研究です。また、堀田純一助手には、本稿作成にあたって貴重な助言をいただきました。笹木敬司教授はじめ他の研究室のスタッフ、学生の皆様に感謝します。

文 献

- 1) 竹内繁樹：“量子計算と量子情報通信一何が可能になるのか—”，電子情報通信学会誌，84 (2001) 17-25.
- 2) M. A. Nielsen and I. L. Chuang: *Quantum Computation and*

- Quantum Information* (Cambridge University Press, Cambridge, 2001).
- 3) P. W. Shor: "Algorithms for quantum computation: Discrete logarithms and factoring," *35th Annual Symposium on Foundation of Computer Science* (IEEE Computer Soc., Los Alamitos, CA, 1994) pp. 124-134.
 - 4) 竹内繁樹: "21世紀, 量子猫は計算をするか?", 日本物理学会誌, **54** (1999) 264-275.
 - 5) 竹内繁樹, 井須俊郎: "量子計算の実現にむけて", 応用物理, **68** (1999) 1038-1041.
 - 6) L. M. K. Vandersypen, M. Steffen, G. Breyta, C. S. Yannoni, M. H. Sherwood and I. L. Chuang: "Experimental realization of Shor's quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance," *Nature*, **414** (2001) 883-887.
 - 7) D. Vion, A. Aassime, A. Cottet, P. Joyez, H. Pothier, C. Urbina, D. Esteve and M. H. Devoret: "Manipulating the quantum state of an electrical circuit," *Science*, **296** (2002) 886-889.
 - 8) E. Knill, R. Laflamme and G. Milburn: "Efficient quantum computation with linear optics," *Nature*, **409** (2001) 46-50.
 - 9) 細谷暁夫: 量子コンピュータの基礎, 臨時別冊・数理科学 SGCライブラリ 4 (サイエンス社, 1999).
 - 10) 佐々木雅英, 番 雅司: "量子情報理論—量子効果を使う新しい情報操作とその性能限界を明らかにする理論—", 日本物理学会誌, **57** (2002) 9-18.
 - 11) S. Takeuchi: "Analysis of errors in linear-optics quantum computation," *Phys. Rev. A*, **61** (2000) 052302.
 - 12) 竹内繁樹: "光量子ビットを用いた量子計算機", 光学, **29** (2000) 745-750.
 - 13) D. Gottesman and I. L. Chuang: "Demonstrating the viability of universal quantum computation using teleportation and single-qubit operations," *Nature*, **402** (1999) 390-393.
 - 14) T. C. Ralph, A. G. White, W. J. Munro, and G. J. Milburn: "Simple scheme for efficient linear optics quantum gates," *Phys. Rev. A*, **65** (2002) 012314.
 - 15) C. Santori, M. Pelton, G. Solomon, Y. Dale and Y. Yamamoto: "Triggered single photons from a quantum dot," *Phys. Rev. Lett.*, **86** (2001) 1502-1505.
 - 16) S. Takeuchi, J. Kim, Y. Yamamoto and H. H. Hogue: "Development of a high-quantum-efficiency single-photon counting system," *Appl. Phys. Lett.*, **74** (1999) 1063-1065.
 - 17) J. Kim, S. Takeuchi, Y. Yamamoto and H. H. Hogue: "Multi-photon counting using visible light photon counter," *Appl. Phys. Lett.*, **74** (1999) 902-904.
 - 18) H. F. Hofmann and S. Takeuchi: "Quantum phase gate for photonic qubits using only beam splitters and postselection," *Phys. Rev. A*, **66** (2002) 024308.
 - 19) A. G. White, A. Gilchrist, G. J. Pryde, J. L. O'Brien, M. J. Bremner and N. K. Langford: "Measuring Controlled-NOT and two-qubit gate operation," *Nature*, **426** (2003) 264-267.
 - 20) H. F. Hofmann, K. Kojima, S. Takeuchi, and K. Sasaki: "Optimized phase switching using a single atom nonlinearity," *J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt.*, **5** (2003) 218-221.
 - 21) K. Kojima, H. F. Hofmann, S. Takeuchi and K. Sasaki: "Nonlinear interaction of two photons with a one-dimensional atom: Spatiotemporal quantum coherence in the emitted field," *Phys. Rev. A*, **68** (2003) 013803.

(2004年1月13日受理)