

# 量子情報デバイス実現に向けた二光子非線形 応答の研究

石原 一・石川 陽

## Studies of Two-Photon Nonlinear Optical Response toward the Realization of Quantum Information Devices

Hajime ISHIHARA and Akira ISHIKAWA

Photon is one of the best carriers of quantum information process. However, the weak photon-photon interaction is a cause of difficulties to realize a quantum gate operation. Since the nonlinearity should be at a single-photon level to realize the quantum gate based on photon nonlinearity, the realization of relevant technologies is now challenging subject. In this article, we briefly report the present situation of experimental and theoretical studies on this issue.

**Key words:** quantum computing, quantum phase gate, two-photon nonlinearity, cavity QED

量子計算、量子暗号通信などの量子情報技術のアイデアは、重ね合わせが可能な量子力学的状態を情報ビットとして用いることが基礎になっている。必要な要素は、初期状態の準備、伝送、検出という操作であるが、さらに、コヒーレンスを保ちつつ状態を変換する演算操作も基本要素となる<sup>1)</sup>。光子は量子力学的コヒーレンスが長距離にわたって保たれるため情報ビットの有望な担い手と考えられている。演算に関しては制御ノットゲートが量子情報技術実現の鍵となるが、これを実現するための手段として光子間の非線形相互作用の利用が考えられてきた。しかし、通常はレーザーなどの強い光源により生じる非線形応答を単一光子レベルの入力で得る必要があるため、その実現はきわめて挑戦的な課題となっている<sup>2)</sup>。

本稿では、量子演算のための制御ノットゲート実現を目標にした単一光子レベルにおける非線形応答のこれまでの研究と、その実現へ向けての課題を議論する。特に後半では共振器 QED における二光子ダイナミクス、および物質が多自由度を有する場合の問題について考察した筆者らの理論研究を紹介する。

### 1. 単一光子レベルの位相シフト観測の試み

光子による制御ノットゲートでは非線形位相シフトが重要な要素となるが、このことは Fredkin ゲート<sup>3,4)</sup> を例にしてよく説明される。まず、このデバイスを例にして、なぜ二光子非線形が必要なのかをみてみよう。Fredkin ゲートは、図 1 のような 2 種類のビームスプリッター 1 個ずつと二光子非線形媒質 1 個で構成された論理ゲートであり、光子の通る経路によって信号 {0} および {1} を指定すれば、制御ノットゲートとして動作する。図 1 のように、経路  $a$  または  $b$  をターゲットビット、経路  $c$  または  $d$  を制御ビットとして使い、2 光子のうち一方が経路  $a$  または  $b$  に、他方が経路  $c$  または  $d$  に入力されるとする (2 ビットデータと入出力二光子状態の対応関係は、 $\{00\}:|b\rangle|d\rangle$ ,  $\{10\}:|a\rangle|d\rangle$ ,  $\{01\}:|b\rangle|c\rangle$ ,  $\{11\}:|a\rangle|c\rangle$  と定義する)。データ {00} を入力する場合、非線形媒質を通過するのは光子 1 個なので状態の位相シフトは起こらない。この場合、ビームスプリッターでの変換を考慮すれば、干渉の結果、出力データは {00} として得られることが示される。データ {01} を入力する場合は、二光子非線形媒質を 2 光子が同時に通過する。このとき、二光子状態に 180 度の位相シフトが起こればビームスプリッター通過後の干渉

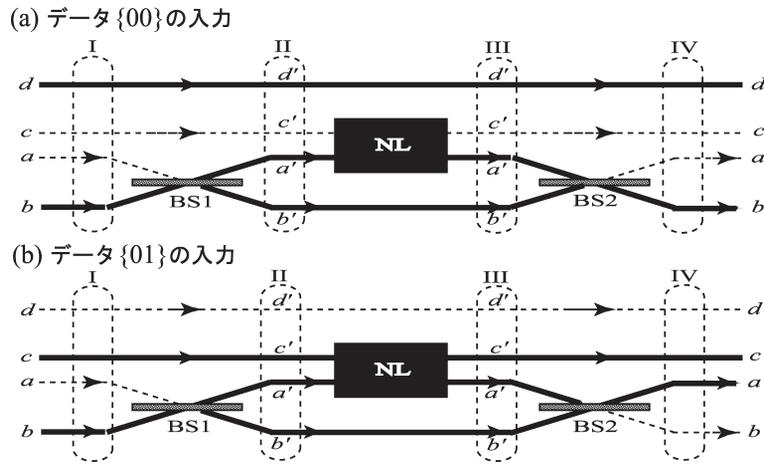


図1 Fredkin ゲートの構成図. NL は二光子非線形媒質, BS1 と BS2 はビームスプリッター. 経路  $a$  と  $b$  はターゲットビット, 経路  $c$  と  $d$  は制御ビット. (a) はデータ  $\{00\} = |b\rangle|d\rangle$  を入力する場合, (b) はデータ  $\{01\} = |b\rangle|c\rangle$  を入力する場合.

の仕方が逆転し, 出力データは  $\{11\}$  となる. 同様の考察から,  $\{10\} \rightarrow \{10\}$ ,  $\{11\} \rightarrow \{01\}$  の変換が起こることもわかる.

このように, 二光子状態の位相シフトにより制御ノットゲートが可能になるが, 単一光子レベルでの非線形性の計測という難度の高い技術が要求されている.

### 1.1 共振器を用いた実験

レーザー光を用いた従来の非線形デバイスの延長で考えると単一光子レベルでの非線形応答の実現は相当困難と思えるが, Turchette らは次のような実験でこれが可能であることを示した<sup>6)</sup>. 1つの二準位原子は, 1つの光子で飽和させることができるため単一光子レベルの非線形媒体となる. 1つの原子に確実に2個の光子を相互作用させるため, Turchette らは少数原子と少数光子を共振器に閉じ込めた. 彼らは高反射率の鏡の間にセシウム原子を, 同時には平均1個程度しか存在しない希薄さで導入し, さらにコヒーレントなポンプ光とプローブ光を制御し, 共振器内の平均光子数が原子の飽和に必要な個数以下になるようにした. 原子からの(自然放出による)非共振モードへの漏れよりは共振器と原子のコヒーレント結合が勝るが, 共振器と入出力モードは効率的に結合する, いわゆる弱結合一次元原子モデルが成立する条件を準備した. この条件でポンプ光照射によりプローブ光の位相が変化するカータイプの非線形応答を観測した結果, 共振器内に原子が存在するときには信号光が10数度の位相シフトを示すことを見いだした. この報告は単一光子レベルの制御ノットゲートの原理実証として注目され, 光子による量子位相ゲートについての研究が広がりをもたせきつかけとなった.

Turchette らの実験は原理実証として重要なステップであったが, 同時にデバイス化への方法論や, 入力を二光子状態にした場合についての検討など多くの研究課題を提供した. また, 2光子による位相シフトの原理的限界についての検討も重要な課題として残った.

### 1.2 単一光子レベル非線形についての理論的検討

単一光子レベルの非線形効果で原理的にどれだけの位相シフトが可能か. この点については北海道大学の竹内らのグループが先駆的な理論研究を行っている<sup>6)</sup>. Hofmann らは片側を完全反射鏡とした片側共振器に二準位原子が存在し, また原子, 光子とも並行平板共振器モードと結合する一次元モデルを考えた. Turchette らの実験と同様, 原子と共振器は弱結合で, かつ位相緩和が存在しない場合を想定し, 二準位原子が1つの入射光を完全に吸収した場合と原子が存在しない場合で, もう一方の入射光の位相変化が原理的に180度になりうることを見いだしている.

彼らは最初, 入力を古典光とする半古典的解析を行ったが, その後, 二光子状態を考えた全量子論的な取り扱いを行った. 共振器 QED を考える際, 原子と共振器モードの相互作用は, 一見, 少数自由度の相互作用の問題にみえる. しかし, この問題の解析では, 共振器モードと接続する外部の連続モードの考慮が重要であることに注意を要する. 実際, 原子の共鳴は一般に強い分散をもっており, 相互作用による光子波動関数の歪みは位相ゲートとしての応用を考える際には重要な問題になる. 小島らは共振器外のモードを連続状態として, この効果を取り入れた解析を行った<sup>7)</sup>. その結果, 波動関数の振る舞いは共振器や原子との相互作用の詳細に依存し, またそれによって量子ゲート

としての性能も左右されることがわかった。この結果から、彼らは光子波動関数の空間制御によって位相シフトの最適化を行うことを提案している。

### 1.3 その他の試み

二光子状態を入力した場合の非線形位相シフトの観測例はまだないが、二光子状態と共振器の結合をいかに行うか、特に固体材料を用いた場合に共振器の  $Q$  値をいかに制御するか、また少数原子をどのように導入するか、などを課題とした基礎研究が続けられている。例えば、竹内らのグループは微小球共振器にテーパファイバーを結合させ、入力を有効に取り入れることで少数光子での非線形性を得る研究を行っている<sup>8)</sup>。また、最近のフォトニック結晶の高  $Q$  値化を背景に、これと量子ドットを組み合わせた系で量子ゲートを実現するアイデアについても基礎的な検討が行われている<sup>9)</sup>。

なお、関連する研究として、非線形効果を使わず、線形応答のみで確率的なゲート動作を利用するアイデアや<sup>10-12)</sup>、古典光による非線形効果によって量子ビットの演算を可能にするいわゆる qubus 計算の提案がある<sup>13)</sup>。また、ごく最近フォトニック結晶ファイバーと極微弱な古典光を用いた単一光子レベルの非線形位相シフトの観測が報告されている<sup>14)</sup>。いずれも光子による制御ノットゲート実現への重要な研究例であるが、解説は他の文献に譲り、本稿では共振器を用いた二光子非線形の問題に焦点を絞る。

## 2. 一般的な共振器モデルによる二光子非線形理論

共振器内の原子と光子はどのように相互作用して非線形性を発現するのか、この問題に正確に答えるためには光子の多モード性を考慮する必要があることを説明した。一方、固体デバイスにより二光子非線形応答の実現を目指すのであれば、物質系の多自由度性の問題も避けて通れない考察課題である。1個の原子は共振器中で2光子に対し有効な非線形媒質になることがわかったが、実際に吸収体としてたった1個の原子を導入することは一般には容易でなく、また吸収体が量子ドットであっても、多数の原子からなる量子ドットはどのような条件で1個の原子としての役割を果たすのか、実際、複数個、あるいはきわめて多数個の吸収体が導入されたときに二光子非線形効果は保てるのか、などの問題が考察課題として浮上してくる。このような問題に答えるため、筆者らのグループは光子の連続モードと吸収体の多自由度を考慮した一般的な共振器による二光子非線形の研究を展開した<sup>15-19)</sup>。

われわれは竹内グループによる取り扱いと同様、図2に

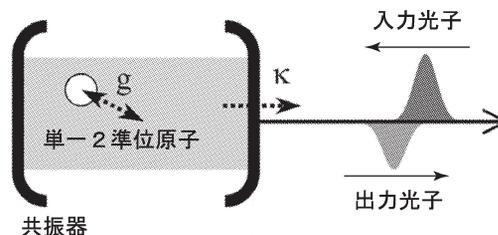


図2 単一二準位原子-共振器結合系。  $g$  は原子と共振器モードの結合定数、  $\kappa$  は共振器モードの外部光への結合定数。

表されるような片側共振器の一次元原子モデルを採用した<sup>15)</sup>。系は共振器内の二準位原子、共振器モード、入力/出力光としての連続モードからなる。考慮すべき特に重要なパラメータは、  $g$  : 原子と共振器モードの結合定数、  $\kappa$  : 共振器モードの外部光への結合定数の2つである。共振器内の系は Jaynes-Cummings モデルで記述されているとした。一光子状態と二光子状態の入力波動関数を、それぞれ、  $\psi_{in}(r)$ 、  $\psi_{in}(r, r') = \psi_{in}(r) \psi_{in}(r')$  のように定義した。また、原子がある場合、および原子があっても調和的で非線形性がない場合の二光子状態の出力光を  $\psi_{out}(r_1, r_2)$ 、および  $\psi_{out}^b(r_1, r_2)$  と定義し、これらの量を用いて非線形性の程度を次のような尺度：  $\alpha = \int dr_1 dr_2 (\psi_{out}^b)^* \psi_{out}$  でみることにした。  $\alpha$  の意味は状態  $\psi_{out}$  と状態  $\psi_{out}^b$  の間の角度とみることができる。シュワルツの不等式より  $|\alpha|$  は必ず1より小さい。また、  $\alpha=1$  は系が完全に線形であることを表している。すなわち、系の非線形性は  $\alpha$  の1からのずれに現れる。われわれは中心周波数  $q$ 、パルスのコヒーレント長  $d$  のガウシアンパルスを入力光子の波動関数と仮定して非線形性を評価した。

まずわれわれは、1原子の場合の二光子ダイナミクスを、弱から強結合の一般的共振器の条件で考察した<sup>15)</sup>。その結果、弱結合条件、強結合条件のそれぞれで  $|1-\alpha|$  を最大にする最適条件が存在し、特に強結合条件においても弱結合条件と同程度の非線形が得られることが明らかになった。最適な中心周波数  $q$  は弱結合条件においては原子の共鳴周波数に一致するが、強結合条件ではラビ分裂のため  $q = \pm g$  で最適条件が現れる。またそれぞれの条件において最適なコヒーレント長  $d$  が得られたが、これはその  $d$  において光子が原子に最も効率的に吸収されるからである。次に、その条件のもとで物質自由度が増加した際のシナリオを明らかにするために、以下のようなモデルによる考察を行った<sup>17)</sup>。同種類の原子  $N$  個を考え、すべてが光の同位相点で共振器モードと結合しているとし、また、原子  $i$  と原子  $j$  の間で  $V_{ji}$  の確率の励起エネルギー移動が許されるとした。このモデルは  $V$  の取り方によって周期境

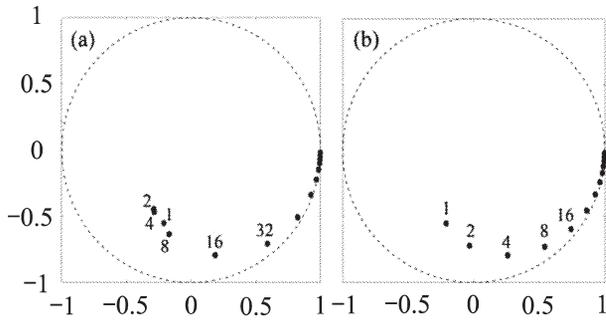


図3 二光子非線形性  $\alpha$  の複素平面上プロット. 各点付近の整数はそれぞれの場合における原子数  $N$  である. 入力光子波動関数はそれぞれの場合に対して最適となるようにし,  $d=4/\kappa$  ( $\kappa/g=0.5$ ) および  $q=-\tilde{g}$  とした. (a) は  $V \neq 0$  ( $V/g=5$ ) の場合, (b) は  $V=0$  の場合.

界条件モデル, 剛体壁モデル, 平均場モデルなどが考えられるが, 二光子非線形性については, 特に入射振動数が強結合条件における下側ラビ分裂準位近辺である場合には, このモデル依存性はほとんど現れない<sup>17)</sup>. したがって以下では  $V_{ji} = -V/(N-1)$  ( $j \neq i$ ) or ( $j=i$ ) を条件とする平均場モデルでの結果を紹介する. この多原子系の振る舞いは,  $V$  と  $\kappa$ ,  $\tilde{g}$ ,  $\Lambda$  との関係で分類される. ただし,  $\tilde{g}$  は最低励起子状態と共振器モードの結合定数で  $\tilde{g} = \sqrt{N}g$  の増大がある. また,  $\Lambda$  は最低励起子準位の振動数である.

$2V/(N-1) \gg \Lambda$ ,  $\tilde{g}$ ,  $\kappa$  が成り立つ場合, すなわち, 最低準位と他の準位のエネルギー間隔がそれ以外のエネルギースケールよりずっと大きい場合は, 多原子が量子ドットを構成し, これが二順位系をなす量子ドット極限と考えられる. この場合, 系は結合定数が  $\sqrt{N}$  倍の二準位系のように振る舞う. 実際,  $2V/(N-1) \rightarrow \infty$  の極限をとると, この系の各力学変数の運動方程式が共鳴振動数  $\Lambda$ , 結合定数  $\sqrt{N}g$  の二準位原子に対する方程式に一致することが示された. すなわち,  $N$  が大きすぎなければ, 多くの原子からなる量子ドットも単一原子として振る舞う. 一方,  $N$  が十分大きいバルク極限では, 上に述べた各力学変数の運動方程式は, 入射振動数がラビ準位に十分近ければ  $V$ ,  $N$  に依存しなくなる. ただし, 結合定数は  $\tilde{g} = \sqrt{N}g$  の増強因子がかかる. このため, この条件での三次非線形性の大きさは  $\sqrt{N}^{-1}$  とスケールされ, 二光子非線形性の大きさ  $|\alpha-1|$  も  $N$  の増大とともに減少していくことになる. これは, 等価な原子の増加によって1つの光子に対する飽和効果が減退していくことに相当している.

図3は, 複素平面上で  $\alpha$  が  $N$  とともにどのように変化するかを示したものである. 入射パルスは各  $N$  でほぼ最

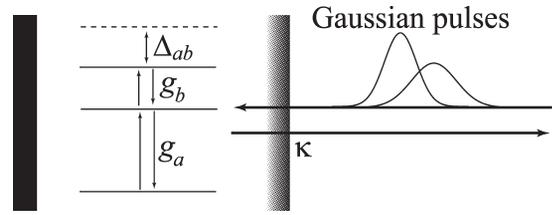


図4 非調和三準位原子-共振器結合系.  $\Delta_{ab}$  は原子第二励起状態の非調和性の大きさ,  $g_a$  は原子の基底状態-第一励起状態間遷移と共振器モードの結合定数,  $g_b$  は原子の第一励起状態-第二励起状態間遷移と共振器モードの結合定数,  $\kappa$  は共振器モードの外部光への結合定数を表す.

適となるように設定した (すなわち  $d=4\kappa$ ,  $q=-\tilde{g}$ . 他のパラメーターの選択は図説を参照). 図3(a) は  $V \neq 0$  の場合で,  $N$  がほぼ10あたりまで量子ドット領域であることを示している. 一方, 図3(b) は  $V=0$  の場合で, 量子ドット領域は存在せず,  $\alpha$  は単調に  $N$  の増加とともに減少している. いずれの場合からも,  $N$  が増加すれば非線形性  $\alpha$  はおもに位相シフトにのみ現れ, 出力波動関数はほとんど変化しないことがわかる. このような状況は, 波動関数の形を保ったまま位相変化を利用したい場合には有効といえる. また,  $V \neq 0$  の場合は,  $N$  が十分小さいときにはむしろ  $N=1$  より位相シフトが大きくなる領域が存在する. これは, 入射パルスの条件をうまく選べば, 単一原子より多原子で構成される量子ドットが有利に働く場合があることを意味する.

### 3. 物質多自由度性に打ち勝つための提案

さて, 前節では  $N$  の増大が量子ドット極限に移行すれば二光子非線形, あるいは位相シフトは有効に得られるが, エネルギー的に縮退した原子の集団は二光子非線形に不利に働くことを見た. しかし通常固体系では多原子が導入されてしまうことを避けるのは難しい. そこでわれわれは, 図4のように, 非調和的な準位構造をもつ三準位原子を考え, 共振器に多原子が導入されても非線形性が維持される機構を提案した<sup>19)</sup>. 考慮すべきパラメーターは,  $N$ : 原子数,  $\Delta_{ab}$ : 原子エネルギー準位の非調和性,  $g_a$ : 原子の基底状態-第一励起状態間遷移と共振器モードの結合定数,  $g_b$ : 原子の第一励起状態-第二励起状態間遷移と共振器モードの結合定数,  $\kappa$ : 共振器モードの外部光への結合定数である. 本章の目的は, 多自由度に打ち勝って二光子非線形性が得られるために, 原子数  $N$  が大きくても原子第二励起状態の非調和性 ( $\Delta_{ab} \neq 0$ ) が顕著に現れるようなパラメーター条件を明らかにすることである.

原子を共振器内に導入すると, 原子と共振器モードが結

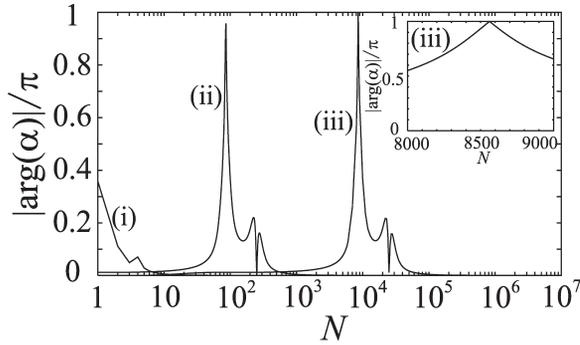


図5 二光子非線形位相シフトの原子数依存性. 3種類の原子 (i)  $g_a=1$ , (ii)  $g_a=0.1$ , (iii)  $g_a=0.01$  をそれぞれ導入した場合について示す. その他のパラメーターは,  $\Delta_{ab}=3$ ,  $g_b=2$ ,  $\kappa=0.2$ .

合し新しい固有状態と準位構造が構築される. 特に, 複数原子を共振器内に導入した場合は,  $N$  原子の励起状態が重ね合わさり, 単一原子準位とみなせる一種の超放射状態を形成する. 多自由度に打ち勝って大きな二光子非線形性を実現するポイントは, 超放射状態形成のような  $N$  原子間の共振器モードを介した協力効果によって, 十分な非調和性を実現することにある. そのためには,  $N$  原子超放射状態と共振器モードの光子状態との最適な重ね合わせ状態を実現する必要がある. 最適な重ね合わせ状態が実現される第1の条件は, 重ね合わせの重み配分を最適化するための条件 I:  $N=2^{-1}[1+2^{-1}(\Delta_{ab}/g_a)^2]$  である. さらに, 最適な重ね合わせ状態において原子の非調和性をより顕著に再現するためには, 非調和的な原子第二励起状態と共振器モードとの強結合条件 II:  $g_b > \kappa$  も必要である. 原子の種類 ( $\Delta_{ab}$ ,  $g_a$ ,  $g_b$ ) が決定されれば, 条件 II によって共振器の必要最低限な  $Q$  値 ( $\kappa^{-1}$ ) が決まり, さらに, 条件 I によって共振器内に導入すべき最適原子数が決定される. もし,  $\Delta_{ab} \gg g_a$  が成り立てば, この条件で決まる最適原子数は非常に大きくなり, すなわち, 多自由度 (大きな原子数) に打ち勝って大きな二光子非線形が実現できることになる.

実際に, 3種類の原子: (i)  $g_a=1$ , (ii)  $g_a=0.1$ , (iii)  $g_a=0.01$  を, それぞれ共振器内に導入し, 最適な二光子パルスを入力した場合の, 二光子非線形位相シフトの大きさ  $|\arg(\alpha)|$  の原子数  $N$  依存性を図5に示した (その他のパラメーターは  $\Delta_{ab}=3$ ,  $g_b=2$ ,  $\kappa=0.2$ ). 図5をみると, (i), (ii), (iii) と  $\Delta_{ab}$  に対して  $g_a$  が小さくなるほど, 最大二光子非線形を示す原子数は大きくなり,  $\Delta_{ab} \gg g_a$  が成り立てば最適な原子数が非常に大きくなるのがわかる. さらに, 図5 (iii) の場合の挿入図からは, 大きな二光子非線形を実現するためには原子数をオーダーの精度で制御す

ればよいことがわかるが, この事実は, 本章で発見した原理が, 単一レベルでの原子数制御が困難な実験やデバイス技術への応用に対して有効であることを示している.

本章で明らかにした原理は一般性のあるもので, 具体的に利用できる材料としては, 原子や分子, 量子ドットなど多岐にわたる. 特に, 上で示したパラメーター条件を満たす準位構造をもち, かつ不均一幅の効果を回避できる材料として希土類元素が有効であると考えている. 例えば, 高  $Q$  値の共振器として半導体微小球を考え, それに  $\text{Er}^{3+}$  や  $\text{Tm}^{3+}$  を導入した場合の具体的な数値を見積もると, 二光子非線形を最大にする原子数は  $N_0 \approx 10^{11}$  程度と非常に大きな値になった. すなわち, 原子数を  $N_0 \approx 10^{11}$  のオーダーに制御しさえすれば大きな二光子非線形性が得られる. このように, 本章で発見した原理は, 固体を用いた二光子非線形デバイス研究に新しい展開の可能性を与えるのではないかと期待される.

量子計算の提案や単一光子レベルにおける非線形応答の実験をきっかけに光子による量子位相ゲートについての研究が広がり, 二光子非線形性の可能性, 原理的な性能, またそれを決めるパラメーターと最適化へのデザインの方向などさまざまなことが明らかになってきた. 理論的研究もシンプルなモデルから本質の追究が始まったが, 困難のありかを突き止めるうえでも, 突破口への新たな自由度を見つけるうえでも, 共振器や固体の実像により迫っていくことによって新しい展開が得られることをみてきた. 量子位相ゲートデバイスについては, その実現への具体的な道筋を明確にするにはさらなる基礎研究が必要と思われるが, この目標に向けた研究の進展は著しく, 究極の量子状態制御へ向けた科学的知見の蓄積と技術的自由度の獲得は日々進んでいる. この意味でも, 今後もこの分野における研究のいっそうの発展が望まれる.

本研究はおもに科学技術振興機構, 戦略的創造研究推進事業 (CREST) の支援のもとで行われた. また, 第2章の研究については CREST での共同研究者である越野和樹氏 (現東京医科歯科大学准教授) が重要な役割を果たした. 東北大学電気通信研究所の枝松圭一教授, 北海道大学電子科学研究所の竹内繁樹教授, 大阪大学工学研究科の藤原康文教授, 安食博志教授, 岡寿樹博士には本研究に関して有益な議論をしていただいた. ここに感謝の意を表したい.

## 文 献

- 1) M. A. Nielsen and I. L. Chuang: *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge University Press, Cambridge, 2000).
- 2) 例えば, 竹内繁樹: 量子コンピュータ (講談社, 2005).
- 3) E. Fredkin and T. Toffoli: "Conservative logic," *Int. J. Theor. Phys.*, **21** (1982) 219-253.
- 4) G. J. Milburn: "Quantum optical Fredkin gate," *Phys. Rev. Lett.*, **62** (1989) 2124-2127.
- 5) Q. A. Turchette, C. J. Hood, W. Lange, H. Mabuchi and H. J. Kimble: "Measurement of conditional phase shifts for quantum logic," *Phys. Rev. Lett.*, **75** (1995) 4710-4713.
- 6) 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.
- 7) 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.
- 8) 高島秀聡, 藤原英樹, 笹木敬司, 竹内繁樹: "ファイバー結合微小球共振器を用いた固体量子位相ゲートの実現に向けて", *光学*, **37** (2008) 686-691.
- 9) 野田 進, 田中良典, 高橋 和, 浅野 卓: "フォトニック結晶ナノ共振器の  $Q$  値の増大と動的制御", *応用物理*, **77** (2008) 150-154.
- 10) E. Knill, R. Laflamme and G. J. Milburn: "A scheme for efficient quantum computation with linear optics," *Nature*, **409** (2001) 46-52.
- 11) H. F. Hofmann and S. Takeuchi: "Quantum phase gate for photonic qubits using only beam splitters and postselection," *Phys. Rev. A*, **66** (2002) 024308/1-3.
- 12) R. Okamoto, H. F. Hofmann, S. Takeuchi and K. Sasaki: "Demonstration of an optical quantum controlled-NOT gate without path interference," *Phys. Rev. Lett.*, **95** (2005) 210506/1-4.
- 13) T. P. Spiller, K. Nemoto, S. L. Braunstein, W. J. Munro, P. van Loock and G. J. Milburn: "Quantum computation by communication," *New J. Phys.*, **8** (2006) 30.
- 14) N. Matsuda, R. Shimizu, Y. Mitsumori, H. Kosaka and K. Edamatsu: "Observation of optical-fibre Kerr nonlinearity at the single-photon level," *Nat. Photonics*, **3** (2009) 95-98.
- 15) K. Koshino and H. Ishihara: "Two-photon nonlinearity in general cavity QED systems," *Phys. Rev. A*, **70** (2004) 013806.
- 16) K. Koshino and H. Ishihara: "Evaluation of two-photon nonlinearity by a semiclassical method," *Phys. Rev. Lett.*, **93** (2004) 173601.
- 17) K. Koshino and H. Ishihara: "Two-photon nonlinearity by an excitonic system placed in a cavity," *Phys. Rev. A*, **71** (2005) 063818.
- 18) K. Koshino and H. Ishihara: "Two-photon nonlinear interaction mediated by cavity quantum electrodynamics systems," *Int. J. Mod. Phys. B*, **20** (2006) 2451-2490.
- 19) A. Ishikawa and H. Ishihara: "Design of many-atom cavity QED systems for strong two-photon nonlinearity," *Phys. Rev. Lett.*, **100** (2008) 203602.

(2009年5月12日受理)