

単一光子の交換による量子状態の コヒーレント制御

—ジョセフソン cavity-QED から量子バス量子計算へ—

仙 場 浩 一

物質と光の基本的な相互作用を光子 1 個のレベルで取り扱う共振器量子電磁力学と同等な実験を、超伝導量子ビットとマイクロ波光子を用いたマクロな系で行う研究が進展している。巨視的量子系である超伝導量子ビットとマイクロ波光子の相互作用は、原子と光子の相互作用に比べると何けたも強く設計可能なため、実験に必須な強結合条件が比較的容易に実現でき、さらに、さまざまな物理パラメーターが電気回路的に変である大変魅力的な系であることもわかってきた。このような超伝導回路を用いた共振器量子電磁力学実験の結果を踏まえ、超伝導量子ビットと光子との強い相互作用を利用した量子計算実現のカギを握ると考えられている量子バス (qubus) 動作の原理確認へ向けた研究について解説する。

Keywords : Josephson qubit, cavity-QED, circuit-QED, qubus, quantum computation

1. 身近になった単一量子系

従来、思考実験しかできなかった 1 個の原子や光子などの単一量子系の量子状態を操作し、量子もつれに代表される量子力学に内在する非局所性などの特異な性質を直接扱うたぐいの実験が、近年、現実可能となってきた^{1,2)}。一方で、半導体産業技術を背景として発展してきたサブミクロン (~ナノ) 領域の微細加工技術や、希釈冷凍機とマイクロ波パルスを用いた mK 温度領域での先駆的な実験がトリガーとなり³⁾、人工原子を創り出す技術は日々進歩を続け、現在では、固体素子製のさまざまな人工原子が創り出され、その量子状態のコヒーレントな制御が日常的に行われている⁴⁾。

天然の原子とは異なる人工単一量子系 (量子 2 準位系: qubit) を用いた「状態の重ね合わせ」や「量子もつれ」を観測し、さらにこれらを積極的に制御しようとする試みが、日米欧を中心とした代表的な研究機関で進められている。そのような例として、ここでは、単一モード共振器中のマイクロ波光子と相互作用する超伝導磁束量子ビットに関する研究の進展について解説したい⁵⁾。

この分野が注目されている背景には、これらの現象あるいは技術が、将来、量子シミュレーションや量子計算などの革新的な情報処理応用へ資することへの大きな期待がある。特に、超伝導量子ビットに関しては、巨視的量子コヒーレンスなどの量子力学の基礎にかかわる興味も同時に存在する⁶⁾。

物質と光の基本的な相互作用を光子 1 個のレベルで取り

扱う共振器量子電磁力学、いわゆる cavity-QED (Quantum Electrodynamics) は従来、 Q 値の大きな単一モード空洞共振器中の光子およびその光子とエネルギー的に共鳴条件にある 1 対の準位を有する原子という組み合わせを用いて行われてきた。この原子を超伝導量子ビットに、空洞共振器を超伝導回路にそれぞれ置き換えて、同様な実験が可能であると理論的には予想されていた^{7,8)}。

それが、近年、実験で実証された^{9,10)}。しかも、超伝導量子ビットとマイクロ波光子の相互作用は、従来知られていた原子とマイクロ波光子の相互作用に比べて数千倍も強く設計可能であり、cavity-QED 実験に必要な不可欠な、いわゆる強結合条件を比較的容易に実現できる。このように、シリコンなどの半導体基板上に作製した超伝導電気回路を用いた共振器量子電磁力学 (circuit-QED) 実験は、従来の原子・分子を使った手法では実現することが困難であった実験領域をも、新たに開拓できる可能性をもっている。

2. 超伝導量子ビット

さてここで、超伝導量子ビットについて簡単に説明する。詳しくは中村泰信氏の優れた解説^{11,12)} や、Clarke らによる最近のレビューを参照いただきたい⁵⁾。

図 1 に示すように、超伝導体で LC 回路を作れば、超伝導エネルギーギャップ中に量子準位を作ることができる。しかし、 LC 共振回路は調和振動子と等価であり、準位間隔が $\hbar/2\pi\sqrt{LC}$ で等しく、特定の 2 準位を量子ビットとして操作する目的には適さない (図 1 (a))。そこで、ジョセフソン接合のもつ非線形性が必要となる。接合をまたいだ超

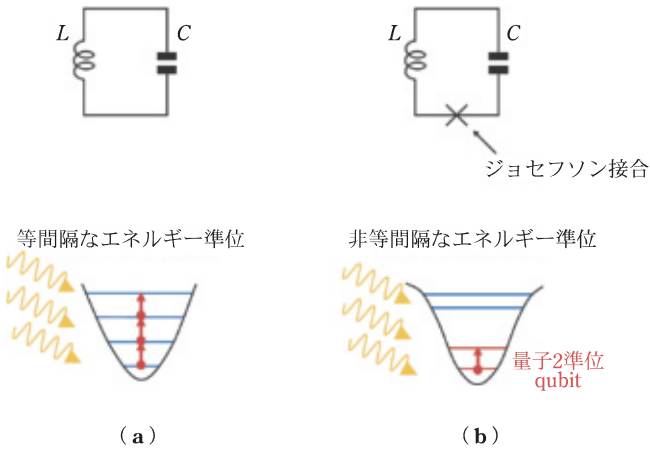


図1 超伝導 LC回路のジョセフソン接合の有無と回路の共鳴準位構造の模式図。(a)ジョセフソン接合を含まない LC回路, (b)ジョセフソン接合を含む LC回路。

伝導体の位相差を θ とした場合、ジョセフソン接合のエネルギーは $E = -E_J \cos \theta$ と表される。ここで、 E_J は接合のジョセフソンエネルギーである。系を記述する θ が微小とは見せない領域が重要となる場合には、この $\cos \theta$ の非線形性のために、ジョセフソン接合を含む超伝導回路の共振モードは、図1(b)に示すように、適度な非線形性を獲得して、エネルギー準位間隔が非等間隔となる。ここで、上準位から離れた最低2準位を量子ビットとして使えば、マイクロ波パルスを用いた量子状態の制御が可能となる。

ジョセフソン接合を含む超伝導回路を特徴づけるもう一つの重要なエネルギーは、接合のキャパシタンスに起因する帯電エネルギー E_C である。位相と粒子数という二つの正準共役量に起源をもつこれらのエネルギーの大小によって、超伝導量子ビットは、大まかに位相量子ビット ($E_J \gg E_C$)、磁束量子ビット ($E_J > E_C$)、電荷量子ビット ($E_J < E_C$) の3種類に分けられる。以下では、NTT 物性科学基礎研究所で研究が進行中の、超伝導磁束量子ビットを中心に解説したい。

磁束量子ビットとは、サブミクロン寸法のジョセフソン接合を周上に複数個 (通常 3~4 個) 有する超伝導体のループのことであり¹³⁾。ループ全体にわたる超伝導秩序変数 (凝縮対の波動関数) の1価性を担保するため、超伝導体のループを貫く磁束は、磁束量子 ($\Phi_0 = h/(2e) \approx 2 \times 10^{-15} \text{Wb}$) の整数倍に量子化される性質があることを利用するため、ループを貫く磁束を意図的に $0.5 \Phi_0$ 付近に設定する。微小接合の帯電エネルギーに起因するトンネル効果によって時計回りに超伝導電流が流れてループを貫く磁束が0の状態と、反時計回りに超伝導電流が流れてループを貫く磁束が Φ_0 の状態は交り合い、二つの量子的重ね合わせをエネルギー固有状態とする量子2準位系が形成されるため、これを量子ビットとして使うことが可能となる^{5,11~13)}。

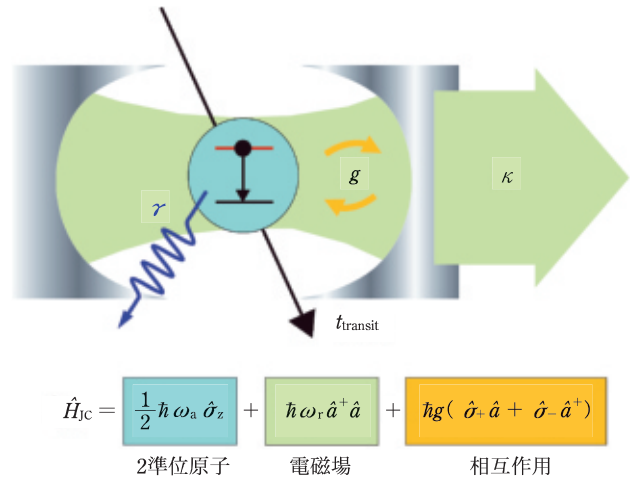


図2 空洞共振器中の単一モード電磁場と相互作用する2準位原子の模式図と、系を記述する Jaynes-Cummings ハミルトニアン。g: 原子と電磁場の相互作用, κ : 空洞共振器からの光子の損失, γ : 励起原子からの光子の自然放出。

3. 共振器量子電磁力学

3.1 cavity-QED

量子もつれなどの、原子と光の基本的な相互作用を単一光子レベルで観測するには、まず、微小な空洞共振器などを用いて、原子と実効的に相互作用する電磁場のモードを1個にまで極端に減少させ、原子の自然放出を抑制することが必要である。これを実現するためには、例えば、反射率がきわめて高い鏡に囲まれた微小共振器を低温に準備すれば、共振器中の光子数を数個のオーダーに制限した実験が可能である。

図2に模式的に示すような、空洞共振器中の単一モード電磁場と共鳴条件にある2準位近似された原子を考えよう。電磁場は共振器によって離散化されていて、原子と実効的に相互作用するモードは1個と仮定する。このとき、原子と電磁場の相互作用は、図2中の Jaynes-Cummings ハミルトニアンによって記述される。ここで、第1項は2準位原子のエネルギー、第2項が電磁場のエネルギー (零点エネルギーは定数なので除いてある)、そして第3項が2準位原子と電磁場の相互作用を表す。

真空ラビ振動などの原子と光子の間の量子もつれ振動は、いわゆる強結合条件と呼ばれる条件が満たされる場合に限り観測可能である。これは、原子と電磁場の相互作用 (g) が、空洞共振器からの光子の損失 (κ)、励起原子からの光子の自然放出 (γ)、あるいは空洞共振器を原子が通過する時間の逆数、のいずれよりも十分大きい場合に限り、相互作用に起因した原子・電磁場系の量子もつれ振動が観測可能となることを意味している。

そのような実験の代表例としては、Haroche 率いる ENS Paris グループによる実験がよく知られている^{1,14)}。彼らは、巨大な電気双極子モーメントをもったリユードベリ状態にある近似的2準位原子 (主量子数 $n=50$: 基底状

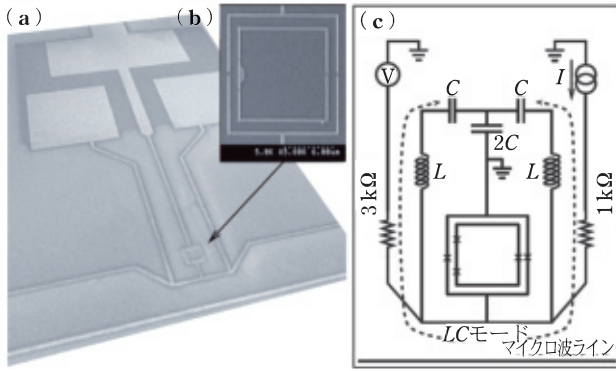


図3 超伝導磁束量子ビット・LC共振器システム。(a)全体図。(b)磁束量子ビットと読み出し用 SQUID の拡大図。内側の量子ビットループの一边は $10\ \mu\text{m}$ 。(c)等価回路。

態 $|g\rangle$, $n=51$: 励起状態 $|e\rangle$) と、内面に超伝導体 Nb を蒸着した $Q=7\times 10^7$ に達する空洞共振器を $0.8\ \text{K}$ に冷却して強結合条件を準備し、原子と空洞共振器間で1個の光子を交換し合う真空ラビ振動 ($|e, 0\rangle \Leftrightarrow |g, 1\rangle$ 間の量子もつれ振動) の観測に成功した。ここで、 $|e, 0\rangle \equiv |e\rangle_{\text{atom}} \otimes |0\rangle_{\text{cavity}}$, $|g, 1\rangle \equiv |g\rangle_{\text{atom}} \otimes |1\rangle_{\text{cavity}}$ である。最近では、共振器の Q 値を極限 ($Q\sim 10^{10}$) にまで高めて光子の寿命を延ばし、リュードベリ原子を用いた共振器中光子数の量子非破壊測定にも成功している¹⁵⁾。

3.2 超伝導量子ビット circuit-QED

筆者らが実験で使用した超伝導磁束量子ビット・LC共振器系の全体図を図3(a)に、磁束量子ビットと読み出し用超伝導量子干渉計 (Superconducting Quantum Interference Device: SQUID) の拡大図を図3(b)に示す。量子ビット, SQUID, LC回路など回路の主要部分はすべて、アルミニウム製である。LC回路は、量子ビットおよび量子ビット状態測定デバイスである SQUID の数十 μm 外側に配置されている。酸化アルミニウムを誘電体層として、半導体チップ上に作製したキャパシタの設計値は $C=10\ \text{pF}$, アルミニウム細線のインダクタンス設計値は $L=140\ \text{pH}$ である。等価回路を図3(c)に示す。

量子ビットのスペクトル測定結果を図4に示した。図4(a)の外部磁場で変化しない共鳴ピークは LC 共振モードであり、その振動数は $4.35\ \text{GHz}$ と観測された。この LC 共振のエネルギーは、温度に換算すると約 $200\ \text{mK}$ に相当し、希釈冷凍機を用いた測定温度 (約 $20\ \text{mK}$) では熱励起は無視でき、LC 共振モードは基底 (真空) 状態にあると近似できる。共鳴点付近において、LC 共振モードの励起を抑えたスペクトル測定から、量子ビットと LC モードのエネルギー分散には、両者の量子力学的結合の存在を示す $0.1\ \text{GHz}$ 程度の反交差が確認された (図4(b), (c))。

動的な量子もつれ振動の観測は、次のように行った (図5(c))。はじめに、系の初期状態 $|g, 0\rangle$ を準備する。次に外部磁場により、量子ビットを LC モードと非共鳴な最適読み出し条件の磁束にセットしておき、 π パルスによって量子ビットのみを励起することで、系の状態を $|e, 0\rangle$ に遷

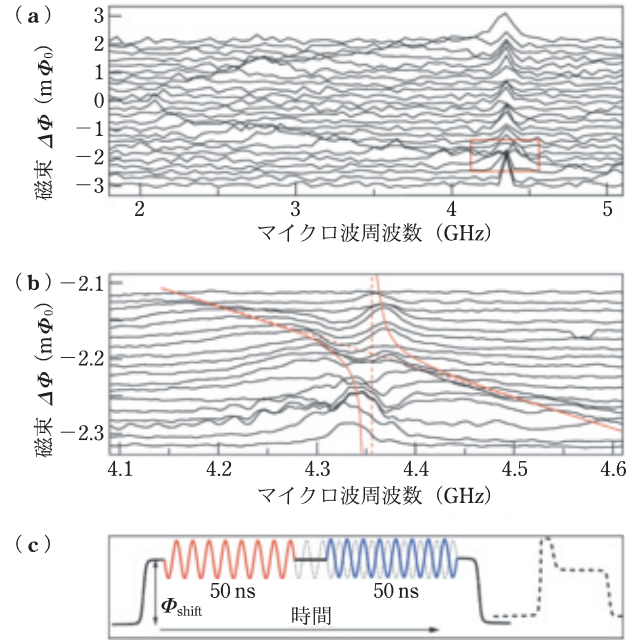


図4 量子ビット・LC共振器系の分光測定結果。(a)スペクトルの全体図。(b)共鳴エネルギー付近の拡大図。(c)レベル反交差測定に用いた位相反転パルスと読み出し DC パルス (破線)。

移させる (図5(c)の $1\rightarrow 2$)。もちろん、ここでの π パルスの持続時間は、量子ビットエネルギーと共鳴条件にあるマイクロ波を用いて、あらかじめラビ振動の実験を行い、量子ビット状態がちょうど半周期分振動する時間から決められる。

次に、量子ビットのエネルギー間隔を LC 回路の周波数と非断熱的に (素早く) 共鳴させ、真空ラビ振動を誘起する。このためには、ナノ秒幅の DC 電流パルス (外部磁束のシフトパルス) をマイクロ波ラインを通じて試料へ送り、量子ビットのエネルギー間隔を変化させ、LC 共振量子のエネルギー ($4.35\ \text{GHz}$) と共鳴させる (図5(c)の $2\rightarrow 3$)。非断熱的に共鳴点へ移動させるためには、この磁束シフトパルスの立ち上がりは、量子ビットと LC 共振の相互作用エネルギー (g) で特徴づけられる時間スケール ($2\pi/g\sim 5\ \text{ns}$) よりも短い時間とする必要がある。

筆者らが実験に使ったパルスの立ち上がり時間は $0.8\ \text{ns}$ であった。相互作用があるため、実際には、状態 $|e, 0\rangle$ も $|g, 1\rangle$ も系のエネルギー固有状態ではなく、それらの重ね合わせ (量子もつれ状態) がエネルギー固有状態である。しかし今、系は状態 $|e, 0\rangle$ のまま、非断熱的に共鳴点へ移されたため、以後、系の状態は次のように時間発展する。

$$|\Psi(t)\rangle = \cos\left(\frac{\Omega_{\text{Rabi}}}{2}t\right)|e, 0\rangle - i \sin\left(\frac{\Omega_{\text{Rabi}}}{2}t\right)|g, 1\rangle \quad (1)$$

ここで、 $\Omega_{\text{Rabi}} = 2g\sqrt{n+1}$ (n は LC 回路中の光子数であり、ここでは $n=0$, すなわち真空) である。

この共鳴状態にとどめておく時間 (パルス幅) の関数と

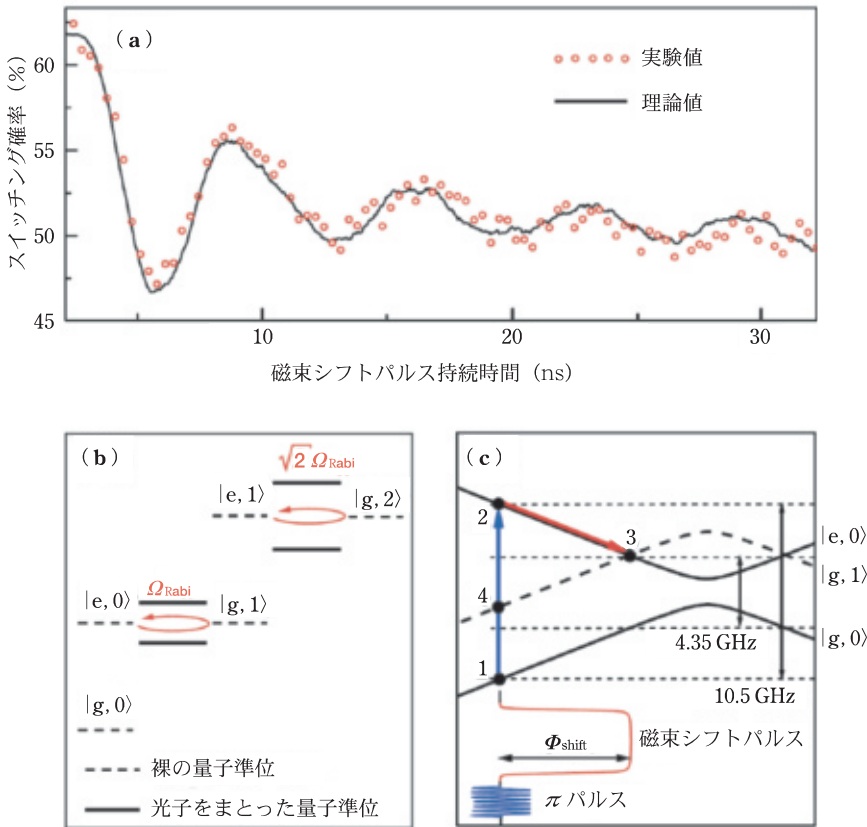


図5 (a) 観測された真空ラビ振動。(b) エネルギー準位の模式図。(c) 用いたパルス列と状態遷移図。横軸は外部磁場に相当する。曲線は、量子ビットのエネルギー分散。

して、量子ビットの状態を測定した結果を図5(a)に示す。各データ点は、同一初期状態と同一制御パルス列を用いた数千回の測定の平均値である。最初、 $|e,0\rangle$ であった状態は、磁束シフトパルス幅の増大とともに $|g,1\rangle$ 状態として観測され(図5(c)の4)、その後、 $|e,0\rangle$ へと戻り(図5(c)の2)、振動を繰り返す。振動が減衰しているのは、系がデコヒーレンスの影響を受けているためである。

(1)式に示すように、共鳴条件に非断熱的に移動した後の系の状態は、一般的に、 $|e,0\rangle$ と $|g,1\rangle$ のもつれた状態であることがわかる。このようにして、図5(b)に示す $|e,0\rangle \leftrightarrow |g,1\rangle$ 状態間での量子もつれ振動である真空ラビ振動を時間領域で観測することに成功した¹⁶⁾。

一般に、真空ラビ振動数 $(\Omega_{\text{Rabi}}/2\pi)$ は光子との相互作用 (g) の大きさに比例することが知られているが、実験から140 MHzと観測され、リュードベリ原子と光子で観測された値(50 kHz)のおおよそ2800倍にも達することが確認された。原子と光子の実験で用いられた空洞共振器に対応するのが、ここではLC共振回路であるが、今回、実験に用いた半導体チップ上に作製したLC回路は、集中定数回路であることも関係して、そのQ値は100程度であり、数百万を超える空洞共振器のQ値と比べると、はるかに小さい。それにもかかわらず、真空ラビ振動の時間領域測定に成功できた主な理由は、このけた違いに大きな相互作用

にある。

4. 量子バス

量子ビットと共振器との真空ラビ振動の半周期を使うことにより、(2)式に示すように、マイクロ波光子1個を介して、量子ビットの任意の重ね合わせ状態 $|\Psi\rangle_q = \alpha|0\rangle_q + \beta|1\rangle_q$ ($\alpha^2 + \beta^2 = 1$, α, β は複素数)を、コヒーレントに、量子バスであるマイクロ波光子の真空状態と一光子状態(フォック状態)の重ね合わせ状態 $|\Psi\rangle_b = \alpha|0\rangle_b + \beta|1\rangle_b$ に移すことができる。真空ラビ振動の半周期の時間で $|0\rangle_q|0\rangle_b$ 状態は変化しないが、 $|1\rangle_q|0\rangle_b$ 状態は $|0\rangle_q|1\rangle_b$ 状態へ変化することを使っている。このように、短時間ではあるが、量子状態を貯蔵したり(量子状態メモリー)、あるいは別の量子ビットへ量子状態を転送することが可能となる。

$$\begin{aligned}
 |\Psi\rangle_q|0\rangle_b &= (\alpha|0\rangle_q + \beta|1\rangle_q)|0\rangle_b \\
 &\iff \alpha|0\rangle_q|0\rangle_b + \beta|0\rangle_q|1\rangle_b \\
 &= |0\rangle_q(\alpha|0\rangle_b + \beta|1\rangle_b) \\
 &= |0\rangle_q|\Psi\rangle_b
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

実際、米国NIST(国立標準技術研究所)の研究グループによって、超伝導位相量子ビット系を用いて、量子ビットからマイクロ波共振器への、あるいは別の量子ビットへの量子状態のコヒーレントな転送動作の原理確認実験がなされた¹⁷⁾。また、エール大学のSchoelkopfグループは、マイクロ波伝送線路共振器中に埋め込まれた二つの超伝導電荷量子ビットを用い、マイクロ波光子(量子バス)を仮想的に励起することで、隣にない量子ビット間の量子ゲート(\sqrt{i} SWAP)動作が可能なることを示した¹⁸⁾。

従来の量子ビット研究では、主に隣接した量子ビット間の固定結合を用いた2 bit ゲート操作の原理実証がなされてきた。しかし、量子計算がその真価を発揮すると期待されている、ビット数 (N) がはるかに増加した場合のシステムの構成方法としては、隣接量子ビット間の固定相互作用を使うスキームは不利であることが知られている。すなわち、隣接していない量子ビット間での1回の2 bit ゲート操作ごとに、平均して N 回の量子状態のSWAP操作がオーバーヘッドとして必要となるためである。

そこで、1カ所に局在せず飛び回る性質をもった、あるいは広がった量子状態である格子振動や光子などを、量子バスとして使うというアイデアが注目されている^{19,20)}。量子計算の原理実証を目的として、空間的にすぐ隣にない量子ビットについての2 bit ゲートに関する提案としては、Cirac-Zollerによるスキームがよく知られている¹⁹⁾。

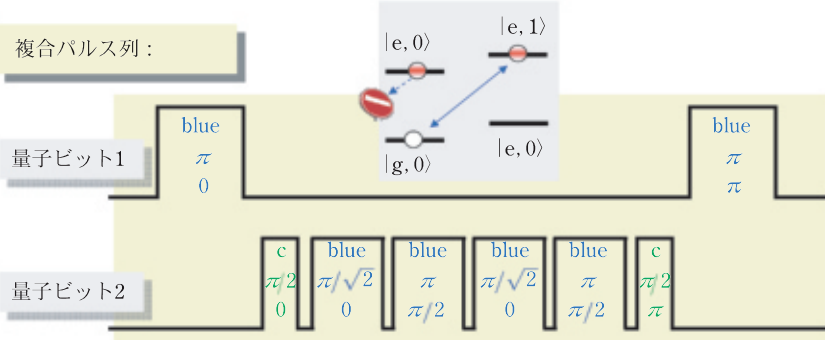
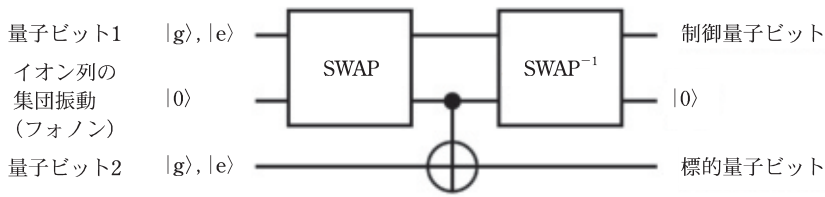


図6 量子バスを介した Cirac-Zoller スキームによる CNOT ゲート。量子ビット 2 に対する一連の 6 個のパルス列が、CNOT ゲートの中心部分をなす。各パルスに書かれた三つの文字は、一番上は c : carrier (量子ビットエネルギーの周波数), blue : blue-side-band の周波数を表し、真ん中の数字はパルスの長さを、一番下の数字はパルスの位相 (90° 違う回転軸) を表す。

ここでは、イオンを用いた量子情報実験の分野で、上記 Cirac-Zoller スキームを最初に実現したインスブルック大学の Blatt グループによって行われた実験²¹⁾ をもとに、隣接していない量子ビット間での制御否定 (CNOT) ゲートの具体的な構成法について、やや詳しく見てみる。

図 6 に、彼らの用いたゲートスキームと、具体的なレーザーパルス列を示す。ここでは、 $^{40}\text{Ca}^+$ イオンの長寿命励起状態 $|D_{5/2}, m_j = -1/2\rangle$ と基底状態 $|S_{1/2}, m_j = -1/2\rangle$ が量子ビットであり、量子バスとしては、四重極トラップ中に一列に並んで捕獲された $^{40}\text{Ca}^+$ イオン列の振動モード (フォノン) が用いられた。前提として、イオン列は十分に冷却されていて、振動基底状態が準備されている必要がある。

まず最初に、量子ビット 1 (制御量子ビット) の任意の量子状態を、フォノンの基底状態と第 1 励起状態で構成される状態へ移す。具体的には、図 6 のパルス列に示された $|g, 0\rangle \Leftrightarrow |e, 1\rangle$ 間の遷移に共鳴した π パルス (blue-side-band π -pulse) が用いられたため、量子ビットの $|g\rangle$ 状態はバスの $|1\rangle$ 状態に、 $|e\rangle$ 状態はバスの $|0\rangle$ 状態にそれぞれ移される。続いて、バスの量子状態を制御ビットとして、量子ビット 2 (標的量子ビット) との間で、CNOT 操作を実行する。これを実際に行っているのが、図 6 下に示された量子ビット 2 へ照射される 6 個一組の複合パルス列である。ここで、最初と最後のパルスを取り除いた中央の 4 個のパルス列は、制御 Z ゲートを構成している。

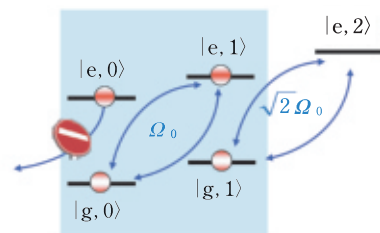
図 7 に示すように、対象となる 4 状態 $\{|g, 1\rangle, |e, 1\rangle, |g, 0\rangle, |e, 0\rangle\}$ のうち、遷移先の状態がない $|e, 0\rangle$ を除いては、ラビ振動を用いた 2π 回転によって位相因子 -1 を獲

得させて制御 Z ゲートを構成し、これを CNOT ゲートにすることは可能であるように思えるが、実際はそれほど単純でない。任意の入力状態に対応する CNOT ゲートを実現するために、ここでは量子ビットとフォノンを同時に励起状態に遷移させる、高周波側波帯パルスいわゆる blue-side-band パルスが誘起するラビ振動が用いられている。前章でも述べたように、ラビ振動数は、用いる調和振動子のフォック状態 $|n\rangle (n=0, 1, 2, \dots)$ に応じて $\Omega_n = \sqrt{n+1}\Omega_0$ のように増加する。すなわち、 $|g, 0\rangle \Leftrightarrow |e, 1\rangle$ 遷移で 2π 回転を与えるパルス幅は、 $|g, 1\rangle \Leftrightarrow |e, 2\rangle$ 遷移では 2π の $\sqrt{2}$ 倍の回転に対応するパルスとなっているのである。ここで、系の状態を記述する $|g, n\rangle \Leftrightarrow |e, n+1\rangle$ の n や $n+1$ が、フォノンのフォック状態 $|n\rangle (n=0, 1, 2, \dots)$ を表す。

CNOT ゲートは、あらかじめ系がどの状態にあるかを知ることなく、重ね合わせ状態などの任意の入力状態に対して、所与の動作をする

ものを構成しなくてはならないわけであるが、 $|g, 0\rangle \Leftrightarrow |e, 1\rangle$ でも $|g, 1\rangle \Leftrightarrow |e, 2\rangle$ でも等しく 2π 回転を与える操作とは、いったい、どのように構成したらよいのだろうか？ 答えは、1 軸周りの 1 個の 2π 回転の代わりに、図 8 に示すように、2 軸周りの 4 個の回転操作を使うのである。図 8 (a) は $|g, 0\rangle \Leftrightarrow |e, 1\rangle$ 状態間での 2π 回転、図 8 (b) は $|g, 1\rangle \Leftrightarrow |e, 2\rangle$ 状態間での 2π 回転である。

図 6 中の量子ビット 2 に対して照射された一連の四つの blue-side-band パルスでの、位相 0° を x 軸周りの回転、位相 90° を y 軸周りの回転と呼ぶことにすると、 $|g, 0\rangle \Leftrightarrow$



$$U = - \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{matrix} \leftarrow |g, 1\rangle \\ \leftarrow |e, 1\rangle \\ \leftarrow |g, 0\rangle \\ \leftarrow |e, 0\rangle \end{matrix}$$

図7 標的量子ビット・量子バス結合系の状態遷移を表す模式図と、制御 Z ゲート行列。

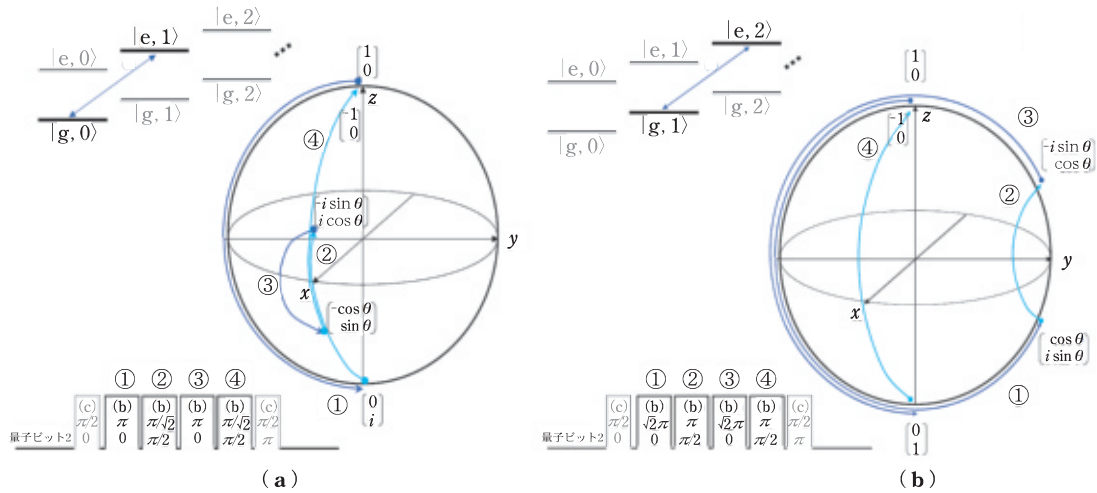


図8 制御Zゲートにおいて、標的量子ビットの状態がブロッホ球上でたどる軌跡。(a) $|g,0\rangle \Leftrightarrow |e,1\rangle$ 状態間での 2π 回転。(b) $|g,1\rangle \Leftrightarrow |e,2\rangle$ 状態間での 2π 回転。

$|e,1\rangle$ に対しては、ブロッホ球上で次のような引き続く回転操作に対応する。 $(x$ 軸周りに $\pi/\sqrt{2}) \rightarrow (y$ 軸周りに $\pi) \rightarrow (x$ 軸周りに $\pi/\sqrt{2}) \rightarrow (y$ 軸周りに $\pi)$ 。 $|g,1\rangle \Leftrightarrow |e,2\rangle$ に対しては、 $(x$ 軸周りに $\pi) \rightarrow (y$ 軸周りに $\sqrt{2}\pi) \rightarrow (x$ 軸周りに $\pi) \rightarrow (y$ 軸周りに $\sqrt{2}\pi)$ と、角度がすべて $\sqrt{2}$ 倍の回転となる。

このやや複雑なゲート操作は、パウリ行列に関する下記の恒等式が成り立つことに由来している²²⁾。

$$e^{-\frac{i}{2}\theta\sigma_x} e^{-\frac{i}{2}\pi\sigma_y} e^{-\frac{i}{2}\theta\sigma_x} e^{-\frac{i}{2}\pi\sigma_y} = -1$$

$$= e^{-\frac{i}{2}\pi\sigma_x} e^{-\frac{i}{2}\phi\sigma_y} e^{-\frac{i}{2}\pi\sigma_x} e^{-\frac{i}{2}\phi\sigma_y} \quad (3)$$

この式の意味は、 θ, ϕ を任意の角度として、量子ビットの任意の状態に対して、次の連続する四つの回転操作、 $(x$ 軸周りに $\theta) \rightarrow (y$ 軸周りに $\pi) \rightarrow (x$ 軸周りに $\theta) \rightarrow (y$ 軸周りに $\pi)$ 、あるいは $(x$ 軸周りに $\pi) \rightarrow (y$ 軸周りに $\phi) \rightarrow (x$ 軸周りに $\pi) \rightarrow (y$ 軸周りに $\phi)$ を施すと、ブロッホ球上では、状態は元の位置に戻ってくるように見えるが、実際には符号が反転することを意味している。スピン $1/2$ の粒子の波動関数を任意の軸の周りに 2π 回転しても、状態は元には戻らず、符号が反転することは、この恒等式で θ や ϕ が 0 の場合に相当する。このようにして得られた制御Zゲート(図7)からCNOTゲートを構成するには、前後を(回転軸方向は逆の)標的量子ビットの1対の $\pi/2$ パルスで挟んでやればよい。

ここで紹介したイオン・フォノン系でのフォノンを、超伝導共振回路中の光子に置き換えることで、超伝導量子ビット・光子系についても、同様な量子バス動作が可能であると考えられる。しかし、原子系に比べて光子との結合がはるかに強い超伝導系では、逆にシュタルク効果が大きすぎるために、全く同じ方法は使えないなどの問題もあり、現在、超伝導系に最適な量子バス量子計算のための具体的方法が数多く提案され、試みられ始めている状況であ

る^{23~25)}。

5. お す び

以上、ご紹介したように、マクロな量子現象である超伝導を用いれば、量子もつれの制御そのものである cavity - QED 実験に必須な強結合条件も比較的容易に実現可能であることが実証された^{16~19)}。また、量子ビットに代表される超伝導回路では、ジョセフソン接合や SQUID を貫く磁束を制御することにより、量子系の相互作用の大きさをナノ秒という時間スケールで制御することも可能である。

このような、超伝導人工原子・光子系の性質を使うことによって、新たな実験領域を開拓できる可能性がある。同時に、量子計算が真価を発揮する多ビット化へ拡張可能な量子ビット系実現へ向けて、核磁気共鳴やレーザー分光、あるいは量子エレクトロニクスなどの原子(イオン)系で発達した技術を用い^{26,27)}、この系のコヒーレンス時間を改良するとともに、共振回路を介した複数の量子ビット間のエンタングルメント制御技術(量子バス)をさらに進化させることが、当面の重要な課題である。

謝 辞

本稿を終えるにあたり、共同研究者である d-wave 研究所の Jan Johansson, 東京大学理学部の上田正仁, 東京理科大学応用物理学の高柳英明各氏に感謝いたします。スタンフォード大学の山本喜久, 国立情報学研究所の根本香絵, 慶應義塾大学理工学部の伊藤公平の各氏には、量子バス量子計算に関する議論について、また、NEC 基礎研究所の中村泰信, 蔡兆申の各氏、および NTT 物性科学基礎研究所の共同研究メンバーには、研究に関するさまざまな有益な議論について感謝します。

なお、ここでご紹介した研究は、科学研究費補助金(No. 18001002, No. 18201018)の助成を受けたものです。

文 献

- 1) S. Haroche and J. M. Raimond: *Exploring the Quantum* (Oxford University Press, London, 2006).
- 2) 上田正仁: 現代量子物理学 (培風館, 2004).
- 3) 中村泰信, 蔡 兆申: 日本物理学会誌 **53**, 516 (1998).
- 4) 樽茶清悟, 伊藤公平, 藤澤利正 編集: 「固体中の量子コヒーレンス制御」特集号, 固体物理 **38**, 723 (2003).
- 5) レビューとして, J. Clarke and F. K. Wilhelm: *Nature* **453**, 1031 (2008).
- 6) A. J. Leggett: *J. Phys. CM* **14**, R415 (2002).
- 7) Yu. Makhlin, G. Schön and A. Shnirman: *Rev. Mod. Phys.* **73**, 357 (2001).
- 8) A. Blais, R.-S. Huang, A. Wallraff, S. M. Girvin and R. J. Schoelkopf: *Phys. Rev. A* **69**, 062320 (2004).
- 9) I. Chiorescu, P. Bertet, K. Semba, Y. Nakamura, C. J. P. M. Harmans and J. E. Mooij: *Nature* **431**, 159 (2004).
- 10) A. Wallraff, D. I. Schuster, A. Blais, L. Frunzio, R.-S. Huang, J. Majer, S. Kumar, S. M. Girvin and R. J. Schoelkopf: *Nature* **431**, 162 (2004).
- 11) 中村泰信: 日本物理学会誌 **57**, 797 (2002).
- 12) 中村泰信: 固体物理 **38**, 755 (2003).
- 13) J. E. Mooij, T. P. Orlando, L. Levitov, L. Tian, C. H. van der Wal and S. Lloyd: *Science* **285**, 1036 (1999).
- 14) M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J. M. Raimond and S. Haroche: *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1800 (1996).
- 15) M. Brune, J.-M. Raimond and S. Haroche: *Nature* **448**, 889 (2007).
- 16) J. Johansson, S. Saito, T. Meno, H. Nakano, M. Ueda, K. Semba and H. Takayanagi: *Phys. Rev. Lett.* **96**, 127006 (2006).
- 17) M. A. Sillanpää, J. I. Park and R. W. Simmonds: *Nature* **449**, 438 (2007).
- 18) J. Majer, J. M. Chow, J. M. Gambetta, J. Koch, B. R. Johnson, J. A. Schreier, L. Frunzio, D. I. Schuster, A. A. Houck, A. Wallraff, A. Blais, M. H. Devoret, S. M. Girvin and R. J. Schoelkopf: *Nature* **449**, 443 (2007).
- 19) J. I. Cirac and P. Zoller: *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4091 (1995).
- 20) T. P. Spiller, K. Nemoto, S. L. Braunstein, W. J. Munro, P. van Loock and G. J. Milburn: *New J. Phys.* **8**, 30 (2006).
- 21) F. Schmidt-Kaler, H. Häffner, M. Riebe, S. Gulde, G. P. T. Lancaster, T. Deuschle, C. Becher, C. F. Roos and R. Blatt: *Nature* **422**, 408 (2003).
- 22) 上田正仁: 私信.
- 23) A. Blais, J. M. Gambetta, A. Wallraff, D. I. Schuster, S. M. Girvin, M. H. Devoret and R. J. Schoelkopf: *Phys. Rev. A* **75**, 032329 (2007).
- 24) F. Brito, D. P. DiVincenzo, R. H. Koch and M. Steffen: *New J. Phys.* **10**, 033027 (2009).
- 25) S. Saito, T. Tilma, S. J. Devitt, K. Nemoto and K. Semba: 投稿予定.
- 26) 山本喜久: 日本物理学会誌 **60**, 928 (2005).
- 27) R. Blatt and D. Wineland: *Nature* **453**, 1008 (2008).
(2008年9月9日 受理)



せんば こういち
仙場 浩一

1985年東京大学大学院理学研究科物理学専攻修士課程修了。同年NTT研究所入所。02~03年デルフト工科大学量子輸送グループ客員研究員。03年よりNTT物性科学基礎研究所超伝導量子物理研究グループリーダー。博士(超伝導工学)。専門は超伝導量子物理。