

超伝導量子コンピューターの実現 に向けた技術開発

蔡 兆 申

超伝導量子コンピューターに向けた研究が順当に進められ、多くの成果を上げつつある。その中心を担うのが、ジョセフソン接合に基づく量子ビットの研究である。本稿では、この量子コヒーレンスを操る巨視的系の科学技術がどのようにして生まれ、どのようなものであり、それがどこに向かって進んでいるのか解説する。進展は目覚ましいが、未解決の問題が山積みされている分野であり、多くの研究の機会が開かれている。

Keywords : quantum computer, superconductivity, qubit, Josephson junction, quantum coherence, decoherence, reversible computing

1. ま え が き

情報を処理し、記録し、伝達することは、文明の営みの最たる根幹である。コヒーレントな量子状態を利用する量子情報科学技術は、量子計算、量子通信などの画期的な性能を有する次世代の科学技術として期待されている。コヒーレントとは可干渉性である。量子計算は、現在のコンピューターでは処理できない、いくつかの重要な問題を効率的に解くことができる、全く新しい計算パラダイムである。これまで近代文明の目覚ましい進展を支えてきた情報処理技術の進歩は、ムーアの法則の限界、情報処理のためのエネルギー資源の限界、古典計算機の情報処理能力の原理的限界などの多くの限界をじきに迎えることになる。量子情報技術はこれらの限界にはとらわれず、計算速度の指数関数的加速や、計算に必要なエネルギーのけた違いな削減が可能になる注目すべき科学技術である。

当初は原子の振る舞いを説明するために1930年代に完成を見た量子力学は、近代科学の金字塔である。量子論に基づく半導体の研究により、1948年にはトランジスタが生まれ、50年代半ばにはそれに基づくコンピューターが生まれている。しかし、これらは古典状態を制御する電子デバイス・計算機である。一方、量子論の確率的解釈、量子状態のコヒーレンス、重ね合わせ、非局在性やエンタングルメントなどは古典論的世界観をはるかに逸脱し、古典実在論を否定する難解なものである。

量子状態は、長い間、実際には原子、分子、光子などの限られた微視的系への適用のみが考慮されてきた。1995年には、二つの原子（イオン）の状態の制御をした微視的な

量子ビット論理ゲートが作られた¹⁾。しかし近年、実験技術の進展により、超伝導回路²⁾や半導体量子ドット³⁾のような、より巨視的な物理系でも量子コヒーレンスを作り出し、操作し、観測することが可能になり、量子ビットが実現している。同じく量子力学より派生したトランジスタの実現以来、約50年にして、ようやく量子状態を操る固体素子が実現した。

超伝導回路の電子状態は巨視的な数の電子を伴っているが、このような巨大な電子の集団が作り出す状態が、量子重ね合わせのようなコヒーレントな量子状態を作り出すことは理論的予想はあったが、その実現はやはり驚きであり、物理観を刺激する重要な発見であった。また、この成果は、古典論と量子論の境界にあるデコヒーレンス現象のより深い理解や、それを引き起こす材料の不完全性の微視的な理解を可能とする。一方、工学的にも、固体素子での量子コヒーレント状態の制御は、将来的には、量子コンピューターへの応用が考えられる重要なものであり、現在生まれつつある量子情報処理という革新的な研究領域に大きなインパクトを与える。

量子コンピューターの基本構成要素は量子ビットであるが、固体素子量子ビットは、微視的系では困難な集積化が比較的容易にでき、かつ微視的系では不可能な量子ビットエネルギーやそのほか回路パラメーターの設計自由度があり、量子ビット間の結合も、外部より制御してオンオフできる大きな利点をもっている。

新たな科学上の発見は新たな技術を生み、逆に最新の技術の進歩は科学のさらなる発展を育む。科学と工学の進展は、振り子が左右に振れるように両者の間を行き来し、お

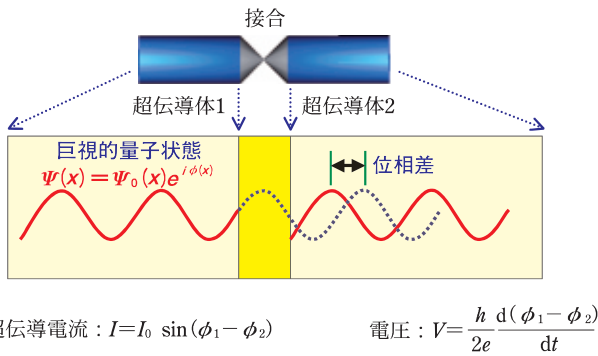


図1 ジョセフソン接合の模式図。巨視的量子状態（オーダーパラメーター）の位相差が、電流や電圧に直接関与する。

互いに相補的・相助的に進歩を重ね、文明を発展させてきた。巨視的な系で生じる量子コヒーレンスは、基本物理の理解の進展のみならず、工学上の極低温冷却技術、ナノ微細回路作製技術、マイクロ波集積回路技術、微小信号検出技術などの複合技術により初めて達成された科学上の重要な発見である。そして、ここで得られた多くの物理知識をもとにして、情報工学上の革命的な一歩を生み出すべく、文明の振り子を工学側の極に大きく振り戻そうと、現在、研究が精力的に進められている。

本稿では、量子計算の簡単な紹介や巨視的量子コヒーレンスの物理、ジョセフソン接合量子ビットなどの話題を交え、超伝導量子コンピューターに向けた研究を紹介していく。

2. 巨視的系での量子コヒーレンス

巨視的なスケールをもった物体は、量子コヒーレンスを含め、量子力学的に振る舞うことができるだろうか？ 古典論が成立する領域と量子論の扱いが必要な領域の境界線は、どこであろうか？ このような問いは、量子力学の揺籃期当初より、シュレーディンガーの猫のパラドックスで代表される重要な問題提起であった。「巨視的」という用語の正確な定義は比較的あいまいであるが、ここでは「系に含まれる構成粒子数の個数が大きい」⁴⁾ といった、一般的によく使用される意味で使っている。

ジョセフソン接合は二つの超伝導体が弱く結合した構造の巨視的な大きさをもった固体素子であり、ここを介してクーパー対の輸送が可能になる(図1参照)。超伝導の電子状態は、巨視的波動関数(オーダーパラメーター) $\Psi(x) = \Psi_0(x)e^{i\phi(x)}$ により記述されるが、ジョセフソン接合を流れる超伝導電流は $I = I_0 \sin \theta$ と表せる。ここで、 ϕ は巨視的波動関数の位相、 $\theta = \phi(x_1) - \phi(x_2)$ はジョセフソン接合を介した両端 $x = x_1$ と $x = x_2$ での位相の差、最大ジョセフソン電流 I_0 は定数である。接合で発生する電圧差 V は、位相差の時間変化と基礎物理定数との積、 $V = (\hbar/2e)(d\theta/dt)$ である。

これらはジョセフソン関係と呼ばれ、電流と電圧は、巨視的波動関数の位相差が直接反映される物理量である。これが、ジョセフソン効果が巨視的量子効果と呼ばれるゆえ

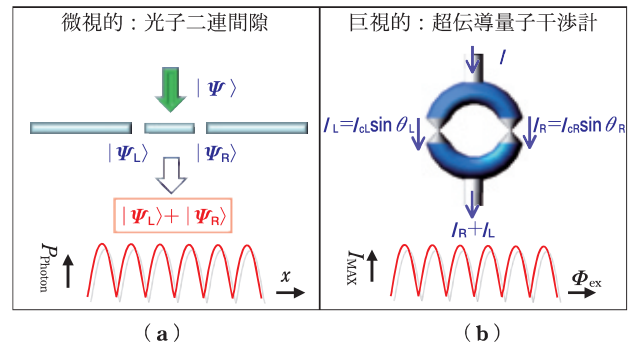


図2 (a)一つの光子が二重間隙を通過すると、量子重ね合わせができ、量子干渉が起こる。(b)超伝導量子干渉計(SQUID)では、同様な量子干渉パターンが発生するが、電流 I_R と I_L は量子状態ではないので、量子重ね合わせはできない。

らである。巨視的系でありながら、このような簡単な式でその状態が正確に記述できるジョセフソン接合は、物理の世界でも最も純粋で美しい存在の一つである。

それでは、このような巨視的波動関数で表される状態は、真のシュレーディンガー波動関数のように、 $|\Psi\rangle = |\Psi_L\rangle + |\Psi_R\rangle$ のようなコヒーレントな量子重ね合わせ状態ができるであろうか？ また、その状態は、有限の時間、コヒーレンスを保つことが可能であろうか？ 少なくとも超伝導体では金属や半導体と違い、散逸のない超伝導基底状態が存在し、散逸源となる準粒子の励起は、超伝導ギャップにより指数関数的に抑制されるので、コヒーレンスを比較的長く保てると考えられる。

ジョセフソン素子と超伝導ループよりなる超伝導量子干渉計(Superconducting Quantum Interference Device: SQUID)という超高感度磁束計がある(図2(b))。この干渉計を流れる超伝導電流は $I = I_1 + I_2 = I_{01} \sin \theta_1 + I_{02} \sin \theta_2$ で、磁束量子化関係 $\theta_1 - \theta_2 = 2\pi\Phi/\Phi_0$ を使うと、SQUIDを流れる最大超伝導電流は、

$$I_{\text{max}} = 2I_0 \left| \cos \frac{\pi\Phi}{\Phi_0} \right|$$

である。ここで、 $I_0 = I_{01} = I_{02}$ 、 Φ は超伝導ループ内の磁束、 Φ_0 は磁束量子であり、また遮蔽磁束 Φ_s は無視している($\Phi_s \ll \Phi_0$)。これは巨視的な位相差がループ内でコヒーレントに保たれていることによる干渉効果であるが、超伝導ループの二つの枝にそれぞれ流れる超伝導電流 I_1 と I_2 はあくまでも古典的な量であり、それらの関係は、 $I = I_1 + I_2$ であり、量子重ね合わせ $|I\rangle = |I_1\rangle + |I_2\rangle$ ではない。

これは、超伝導の干渉計(SQUID)と光の干渉の違いを考えるとよくわかる(図2(a))。光の二重間隙干渉では、一つの光子は、古典的には、左右どちらかの間隙を通過する量子的波であり、 $|\text{右}\rangle + |\text{左}\rangle$ という量子重ね合わせ状態を作る。一方、SQUIDを流れる超伝導電流は、左右どちらのループの枝にも流れることができる古典的なものであり、古典的な電流の重ね合わせを作り出すものである。それでは、超伝導系では、どのようにしたら量子的に振る舞う状態を準備できるのだろうか？

3. 超伝導系での巨視的量子トンネル、巨視的量子準位

ジョセフソン接合を量子的に扱うには、前記の接合を介した位相差 θ 、およびその量子的共役関係にあるキャパシターを介したクーパ対の数の差 N を、演算子として扱わなくてはならない。この場合、ジョセフソン接合のハミルトニアンは

$$\begin{aligned} H &= E_c N^2 E_j (1 - \cos \theta) \\ E_c &= \frac{2e^2}{C} \\ E_j &= I_0 \Phi_0 \end{aligned} \quad (1)$$

となる。 E_c は接合の電荷エネルギーであり、クーパ対一つを接合のキャパシタンス C に蓄えた量に相当し、 E_j はジョセフソンエネルギーであり、ジョセフソン結合の強さの指標である。 θ と N は共役関係にあるので、クーパ対の不確定性関係 $\Delta\theta \Delta N \geq 1/2$ が成立する。ジョセフソン回路の中では、個々の電子の微視的な自由度はすべて失われ、巨視的な自由度 θ と N のみに吸収され、大変単純な物理系になっている。 $E_j \gg E_c$ では θ の量子的揺らぎは少なく、 N の揺らぎは大きい。また、 $E_j \ll E_c$ ではその逆である。

$E_j \gg E_c$ のとき、接合の動力学は、電流バイアス I_b 下で位相空間をパラメーターとする「洗濯板ポテンシャル」

$$U(\theta) = E_j \left(1 - \cos \theta - \frac{I_b}{I_0} \theta \right) \quad (2)$$

の中で運動する、質量 $(\Phi_0/2\pi)^2 C$ をもつ古典的粒子の運動として近似できる。 $I_b < I_0$ のとき、古典粒子はポテンシャル井戸内にとどまり、ある静止した位相値をもつ。

ジョセフソン関係とインダクション電圧の法則 $V = -L dI/dt$ より、ジョセフソン接合には非線形インダクタンス $L_j = \Phi_0/I_0 \cos \theta$ が備わっていることが導かれる。このジョセフソンインダクタンスと、接合の容量 C の間で LC プラズマ共振を起こし、そのプラズマ振動数は $\omega_p \equiv (L_j C)^{-0.5} = (2E_c E_j)^{0.5}/\hbar$ である。

古典的描像では、位相がこの周波数で振動し、それにより発生する電圧時間平均はゼロである。一方、実際の量子的描像では、位相空間のポテンシャル井戸 $U(\theta)$ 中に振動する位相を閉じ込めることにより、量子化されたエネルギー準位が出現する。そのときの準位間のエネルギー差は、プラズマ周波数 ω_p に準ずる(図3)。このような量子化したエネルギー準位の出現は、量子的な量である θ や N を、さらに量子的に扱うことにより導出することができ、二次的巨視的量子効果と呼ばれる⁵⁾。

巨視的位相 θ は、巨視的な数の電子が関与するジョセフソン接合の状態を記述するパラメーターであるが、量子的に振る舞う。その最初の実験的確認は、巨視的量子トンネルにより得られた^{6,7)}。このような実験により、位相自由度をもつ巨視的量子状態は、ポテンシャル $U(\theta)$ に沿って運動する仮想粒子は、古典粒子ではなく、ポテンシャルをト

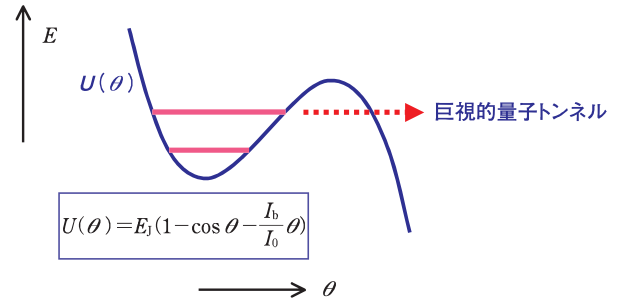


図3 通常の超伝導体では単一の超伝導基底状態のみであるが、ジョセフソン接合では、二次的巨視的量子効果により、位相状態が複数の量子化されたエネルギー状態をもつ。電流バイアスしたジョセフソン接合では、巨視的量子状態のトンネルが起きやすくなり、量子化準位が顕著に観測できる。

ンネルできる量子である証拠が得られた。また、図3のような離散した準位の存在も、光子介在の巨視的量子トンネルの実験⁸⁾により、その存在が確認された。超伝導体では単独の超伝導基底状態が形成されるが、ジョセフソン接合の非線形性により、このような系では、複数の非調和な巨視的エネルギー準位を作り出すことが可能になる。

4. 超伝導系での巨視的量子コヒーレンス—固有状態

上記の原子のような離散したエネルギー準位をもつことは、量子情報処理に必要な量子ビットとして大変重要である。前記の電流バイアスしたジョセフソン接合以外にも、このようなエネルギーバンドを実現する二つの重要な回路を以下に紹介する。すなわち、 $E_j \gg E_c$ という条件で、位相 θ の揺らぎが少なく、量子化された磁束状態 $|m\rangle$ を利用する磁束量子ビット回路(図4)と、 $E_j \ll E_c$ という条件で、電荷数 N の揺らぎが少なく、量子化された電荷数状態 $|n\rangle$ を利用する電荷量子ビット回路(図5)である。

磁束量子ビットはジョセフソン接合と超伝導ループより構成され(図4(a))、そのハミルトニアンは、隣り合う磁場状態 $|m\rangle$ 、 $|m+1\rangle$ を基底にすると、以下のように記述できる。

$$\begin{aligned} H &= -\frac{1}{2} (\epsilon_\phi \sigma_z + \Delta \sigma_x) \\ \epsilon_\phi &= \frac{(m\Phi_0 - \Phi_{\text{ex}})^2}{2L} - \frac{((m+1)\Phi_0 - \Phi_{\text{ex}})^2}{2L} \\ &= \frac{\Phi_0^2}{2L} \left(\frac{2\Phi_{\text{ex}}}{\Phi_0} - 1 \right) \end{aligned} \quad (3)$$

σ_x と σ_z はパウリ演算子である。超伝導ループ内の磁束は量子化され、 m 個の磁束が保持された $|m\rangle$ という量子状態を作る。遮蔽磁束 Φ_s が $\Phi_s = I_0 L \ll \Phi_0$ と十分小さい場合、外部印加磁場 $\Phi_{\text{ex}} = I_{\text{ex}} M$ を大きくすると (I_{ex} は磁場印加コイルに流す電流、 M はコイルと超伝導ループの交互インダクタンス)、 $\Phi_{\text{ex}} = (m+0.5)\Phi_0$ 近傍で磁束量子がループに入入りし、磁束状態 m が変化する。 ϵ_ϕ は、隣接する二つの磁束状態間の磁場エネルギー $\Phi^2/2L$ (ここでは $\Phi =$

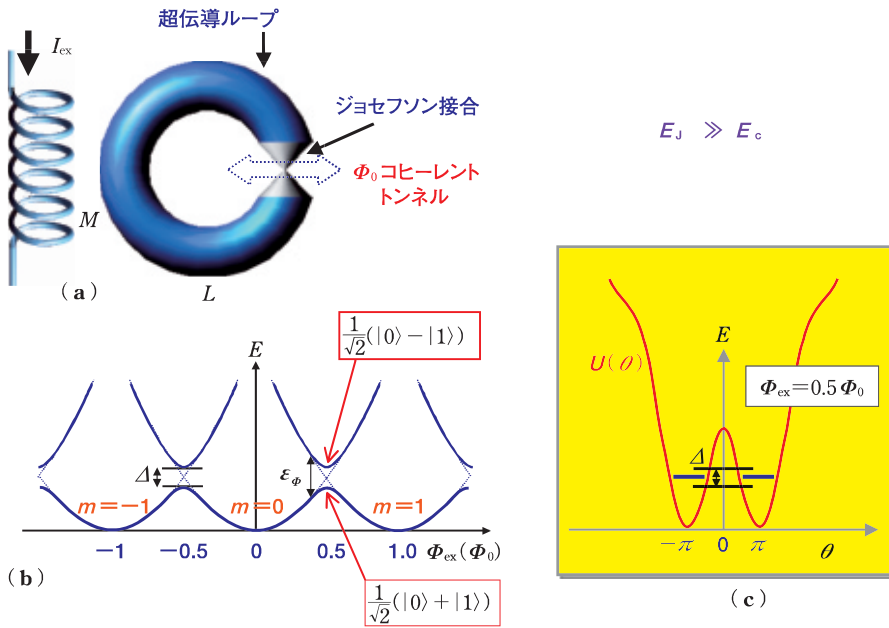


図4 磁束の自由度をもったコヒーレント系の固有状態。 $E_J \gg E_c$ のとき、ジョセフソン接合を含む超伝導ループ (a) の状態は、磁束状態として記述できる。エネルギーは、外部磁場 Φ_{ex} 空間でバンド構造を形成する (b)。 $\Phi_{ex} = 0.5\Phi_0$ 時の $U(\theta)$ ポテンシャル中の量子化エネルギー準位 (c)。

伝導状態を破壊しなくてはならないが、このようなコヒーレントな結合が存在するときは、散逸なくそれが可能になる。

図4(b)は磁束量子ビットのエネルギーモード図であり、横軸は外部磁束 Φ_{ex} である。磁束状態 $|m\rangle$ に対応した磁場エネルギー曲線 $(m\Phi_0 - \Phi_{ex})^2/2L$ (図4(b)中の点線) が重なり合っているが、隣接する磁束状態は、 $\Phi_{ex} = \Phi_0(m + 0.5)$ 近傍でのコヒーレントな磁束トンネルによって状態間の縮退が解け、エネルギーギャップ Δ が現れる。図4(c)は、量子ビットのエネルギーを、図3と同じく、横軸 θ で表したモード図であり、ここでは $\Phi_{ex} = \Phi_0(m + 0.5)$ でのポテンシャル $U(\theta)$ も表している。この場合、 $U(\theta)$ は(2)式にループの磁場エネルギーの項を追加してある。

この条件では、二つの対称な $U(\theta)$ のポテンシャル井戸ができ、その中に二つの対称な量子化された基底エネルギー準位ができる。この二つのエネルギー準位は巨視的量子トンネルによって結合しているため、図4(c)のように、その結合エネルギー Δ に相当する基底エネルギー分裂が発生する。

電荷量子ビットはジョセフソン接合と超伝導箱 (単一クーパー対箱) より構成され、そのハミルトニアンも、隣り合う電荷数状態 $|n\rangle$, $|n+1\rangle$ を基底にすると、以下のように記述できる。

$$\begin{aligned}
 H &= -\frac{1}{2}(\epsilon_e \sigma_z + E_J \sigma_x) \\
 \epsilon_e &= \frac{(2ne - Q_{ex})^2}{2C} \\
 &\quad - \frac{((n+1)2e - Q_{ex})^2}{2C} \\
 &= \frac{4e^2}{C} \left(\frac{Q_{ex}}{e} - 1 \right)
 \end{aligned} \tag{4}$$

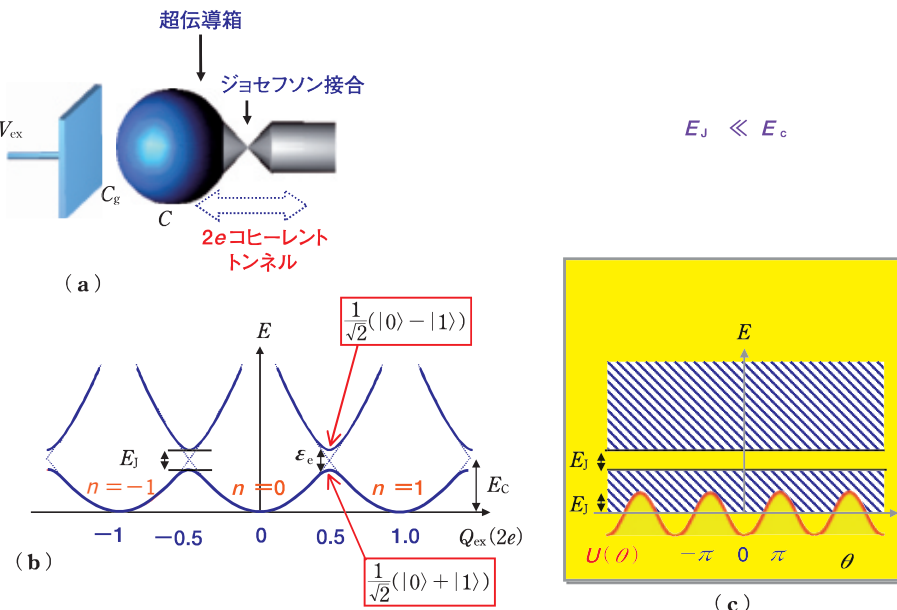


図5 電荷の自由度をもったコヒーレント系の固有状態。 $E_J \ll E_c$ のとき、ジョセフソン接合を介して外部電極につながる超伝導箱 (a) の状態は、電荷数状態として記述できる。エネルギーは、外部電場 Q_{ex} 空間でバンド構造を形成する (b)。接合の $U(\theta)$ ポテンシャル中に、局在しない広がったエネルギーバンド (c)。

$m\Phi_0 - \Phi_{ex}$ の差 (図4(b)の点線間の差)、 L は実効ループインダクタンス、 Δ は前述した磁束の巨視的量子トンネルのエネルギーである。

隣接した磁束状態間は、コヒーレントな磁束量子のトンネルによって結合されていて、その結合の強さが Δ である。超伝導ループ内の磁束量を変化させるには、通常、超

箱中のクーパー対の数は量子化され、 n 個の余剰クーパー対を保持した $|n\rangle$ という量子状態を形成する (図5(a))。外部印加電荷 $Q_{ex} = C_g V_g$ を大きくすると (C_g はゲート容量、 V_g はゲート電圧)、 $Q_{ex} = 2e(n + 0.5)$ 近傍でクーパー対が一つのみ箱を出入りし、電荷数状態 n が変化する。 ϵ_e は、隣接する二つの電荷数状態間の電荷エネルギー

ギ- $Q^2/2C$ (ここでは $Q=2ne-Q_{ex}$) の差 (図5(b)の点線間の差), C は箱の実効キャパシタンス, E_J はジョセフソンエネルギーである. 隣接した電荷数状態間は, コヒーレントなクーパ対のトンネルによって, コヒーレントに散逸なく結合されていて, その結合の強さが E_J である.

図5(b)は電荷量子ビットのエネルギーモード図であり, 横軸は外部電荷 Q_{ex} である. 電荷数状態 $|n\rangle$ に対応した電荷エネルギー曲線 $(2ne-Q_{ex})^2/2C$ (図5(b)中の点線) が重なり合っているが, 隣接する電荷数状態は, $Q_{ex}=2e(n+0.5)$ 近傍でのコヒーレントなクーパ対トンネルによって状態間の縮退が解け, エネルギーギャップ E_J が現れる. 図5(c)は, 量子ビットのエネルギーを, 図3と同じく, 横軸 θ で表したモード図である. 接合バイアス電流がないときの $U(\theta)$ も表してある. ここでは $E_J \ll E_c$ という条件なので, 位相の揺らぎが大きいく, $U(\theta)$ のポテンシャル井戸の中に局在した位相状態はできず, 位相空間で連続したエネルギーバンドを形成する. このとき, 図のように, E_J に相当する禁制帯が出現する.

磁場エネルギーまたは電荷エネルギーの縮退点 (図4(b)の $\Phi_{ex}=\Phi_0(m+0.5)$ と図5(b)の $Q_{ex}=2e(n+0.5)$) の近傍では, それぞれ隣接した磁束状態と電荷数状態がコヒーレントな相互作用によって重ね合わされ, 新たな固有状態が生まれている. 縮退点上では, 磁束状態の重ね合わせ状態

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|m\rangle \pm |m+1\rangle)$$

電荷数状態の重ね合わせ状態

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|n\rangle \pm |n+1\rangle)$$

が形成され, 結果的には, 2準位のエネルギーバンドができる. したがって, このようなエネルギーバンドの観測は, 巨視的量子コヒーレンスの存在を意味する.

実験的には, 単一クーパ対箱のエネルギーバンドを直接分光的に観測する実験において, 筆者らは, 初めてそこにエネルギーギャップが存在することを示した⁹⁾. また, 単一クーパ対箱のゲートによる余剰電荷数の制御実験において, エネルギーギャップの出現を反映した緩やかな平均電荷数の変化が観測された¹⁰⁾. これらの実験は, 電荷数状態の巨視的量子重ね合わせにより生じたエネルギー固有状態の, 基底状態と励起状態をそれぞれ観測したことに対応する (図5(b)). その後, 磁束状態の巨視的量子重ね合わせにより生じたエネルギー固有状態の観測も, 分光的に達成された^{11,12)}.

5. 超伝導量子ビットデバイス—位相制御

二つの量子状態 $|0\rangle$ と $|1\rangle$ の重ね合わせは, 最も一般的には, 任意の重ね合わせ状態,

$$|\Psi\rangle = \cos\alpha|0\rangle + e^{i\beta}\sin\alpha|1\rangle$$

$$0 \leq \alpha < \frac{\pi}{2}, 0 \leq \beta < 2\pi \quad (5)$$

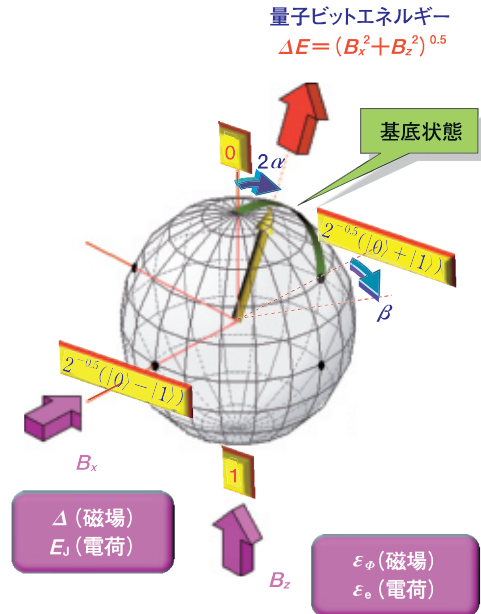


図6 2準位系の量子状態を表すブロッホ球. 「北半球」の緑の線は, 図4(b), 図5(b)の基底状態. 断熱的操作では, 量子ビットの状態 (黄色いスピン) は, 量子ビットエネルギーをもつ仮想磁場 (赤いベクトル) に追従する. 仮想磁場ベクトルは, バイアス点により変化する.

と表せる. 2α は状態の振幅, β は状態の位相を定義する角度であり, この二つの角度はブロッホ球の表面を定義する (図6). 量子情報処理の基本単位の量子ビットは, このような $|0\rangle$ と $|1\rangle$ の重ね合わせである.

量子アルゴリズムを実行するためには, 量子ビットの状態は, ブロッホ球上に任意に制御されなければいけない. 量子ビットは, ブロッホ球に内在する仮想のスピンとしてモデル化できる. ブロッホ球の北極と南極が, それぞれ $|0\rangle$ と $|1\rangle$ 状態に対応する. このモデルでは, (3)式と(4)式のパウリ演算子 σ_x と σ_z に伴うエネルギーは, それぞれ x 軸と z 軸方向外部磁場である. 量子ビットの状態は, 二つの磁場のベクトル和に平行なスピンとして記述できる. この疑似スピンを動かす和ベクトル磁場の強さ (磁束量子ビットでは $\sqrt{J^2 + \epsilon_\phi^2}$, 電荷量子ビットでは $\sqrt{E_J^2 + \epsilon_e^2}$) は, 量子ビットの $|0\rangle$ と $|1\rangle$ 状態間エネルギー差である, 量子ビットエネルギー ΔE に相当する.

前記の静的な重ね合わせによる固有状態は, 外部磁束や外部電荷を変化させると角度 α が変化し, 重ね合わせの振幅が変わるが, 位相角 β は変化しない. 例えば, 図4(b), 図5(b)の基底状態は, 図6のブロッホ球上の緑色の線で示されている. このような準静的な磁場による量子状態の制御は, 量子ビットの位相を変化させることができず, 一般的には, 量子干渉を多用する量子情報処理には役に立たない. 位相の制御を行うには, 基底状態から励起状態への遷移が必要である. その具体的な方法を以下の実験例で紹介する.

中村泰信, パシュキン・ユーリと筆者らは, 超伝導クーパ対箱を使った実験で, 電荷量子ビットの量子状態をブ

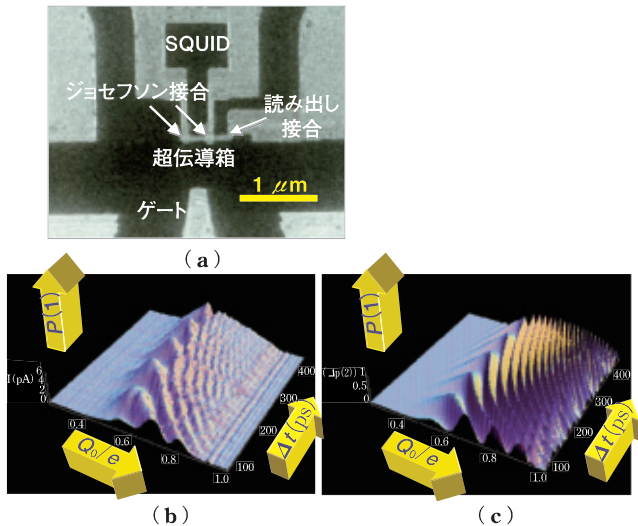


図7 電荷量子ビットの写真(a)とこの素子で観測された量子振動(b), そのシミュレーション(c). 素子はアルミ薄膜製, 量子振動図のz軸は状態 $|1\rangle$ の確率, x軸は素子に印加する静的な外部電荷, y軸は時間に相当する.

ロッホ球上で自由に制御することに成功し, 固体素子量子ビットの研究に先鞭をつけた²⁾. この初期の実験では, 電荷量子ビットの外部電荷を非断熱的に素早く変化させ, 量子振動を誘起することに成功した. 仮想スピン空間で考えると, 実効磁場がコヒーレント時間(\hbar/E_J , \hbar/Δ)より速い時定数で急激に変化すると, スピンは磁場の動きに追従ができず, 磁場に対する平行性が失われる.

非断熱的に変化する外部電荷が縮退点に到達すると, 仮想スピンは自身と平行ではない実効磁場を中心に, 周期 $\hbar/\Delta E$ の歳差運動を始める. これが実験で観測された量子振動であり, この手法により, バイアス電荷の制御により, 任意の位相をもった量子ビット状態を実現することができ, 1量子ビットの制御を実現した. 図7(a), (b)に, この最初の超伝導量子ビットの写真と, 観測された量子振動を示す. また, 図7(c)にそのシミュレーションを示す. 超伝導体には, ジョセフソン接合のトンネル障壁が容易に作れるアルミ薄膜を用いた.

図5と異なり, 超伝導箱には二つのジョセフソン接合が外部電極とつながっている. このように, 接合をSQUID状にすることにより, 実効的なジョセフソンエネルギーを外部磁場により制御できる利点がある. 量子状態の読み出しは, 島の余剰電荷に依存する読み出し接合に流れる輸送電流の観測により行った. 量子振動図中, z軸は観測された $|1\rangle$ 状態の確率, x軸は素子に印加する静的な外部電荷, y軸は時間に相当する.

このような時間領域の量子状態制御によって, エネルギー差 ΔE をもつ2準位系の量子重ね合わせが初めて実現した. その結果得られたコヒーレントな状態の位相角 β は, 周波数 $\Delta E/\hbar$ で回転する. 上記の巨視的系での量子状態の位相を含めたコヒーレントな状態の生成と制御は, 長い間追求されてきた研究課題であり, その明白な実現・実

証は, 多くの研究者をこの新たな研究領域に参入させ, その後, この分野の研究は大きく進展した.

非断熱的なバイアス操作ではなく, 原子系でラビ振動と呼ばれる量子ビットの制御方法も, 超伝導量子ビットにおいても実現している¹³⁾. 外部より量子ビットエネルギー ΔE に相当する波長のマイクロ波を照射すると, 量子ビットの状態は, $|0\rangle$, $|1\rangle$ 間を遷移し, その遷移確率は時間的に振動し, その周波数は, $\omega_{\text{Rabi}}=J(V_{\text{ac}})\Delta E/\hbar$ である($J(V_{\text{ac}})$ はマイクロ波の強度に依存するベッセル関数).

この場合, ブロッチ球中の仮想スピンは, その先端でらせん状の軌跡を描く複雑な動きをする. この複雑なスピンの振動は, z軸を中心にマイクロ波周波数で回転する回転座標系では, x軸をマイクロ波の実効位相角度だけ β 方向に回転し, それを軸とした歳差運動として理解できる. この手法によって, マイクロ波照射の時間の制御により, 任意の位相をもった量子ビット状態を実現することができ, 1量子ビットの制御が実現する.

ラビ振動を利用した量子ビットの制御はその後, 多くの異なったタイプの超伝導量子ビットの実験で利用されてきた. カントロニウム型電荷量子ビット(図7の電荷量子ビットと構造は同じだが, 電荷エネルギーが比較的小さい量子ビット)¹⁴⁾, 磁束量子ビット^{15,16)}, 位相量子ビット(以下で説明)^{17,18)}, などの実験成果が, その後, 次々と報告されたが, 皆このマイクロ波を使ったものである. この方法は, 状態制御の正確さや, 次に述べる環境ノイズによるデコヒーレンス効果の抑止などの点で, 非断熱制御方式より有利な点がある.

図8に, 典型的な磁束量子ビットの写真を示す. 超伝導体膜は同じくアルミを用いている. 磁束量子ビットには, 四つのジョセフソン接合が使われている. 図4に示される, 一つの接合をもつ磁束量子ビットに比べ, 3個以上の接合をもつものは, 図4(c)中の $U(\theta)$ のポテンシャル障壁を実効的に下げる効果があり, より大きなコヒーレントな磁束トンネルエネルギー Δ が得られる¹⁶⁾. 最初に実現した磁束量子ビット¹⁵⁾を含め, 磁束量子ビットの実験では, ほぼすべてこのタイプのものが使われている.

電荷量子ビットと磁束量子ビット以外にも, 位相量子ビットと呼ばれるデバイスがある. これは図3に示される, 電流バイアスした単一ジョセフソン接合に現れる複数の量子状態そのものを量子ビットとして利用したものである^{17,18)}. この量子ビットの最大の特徴は, その構造の単純さと, サブミクロンのジョセフソン接合が特に必要ない点である(図7, 8と比較). また, 次章で説明する最適量子ビット動作点が存在しないことから, 操作手順が比較的簡単である. その反面, 実験で報告されているデコヒーレンス時間は, ほかの超伝導量子ビットと比べ多少短い.

6. デコヒーレンス

宇宙の中には独立した閉ざされた系はなく, すべての物理系は, その外部の環境と完全に切り離されていない. 量

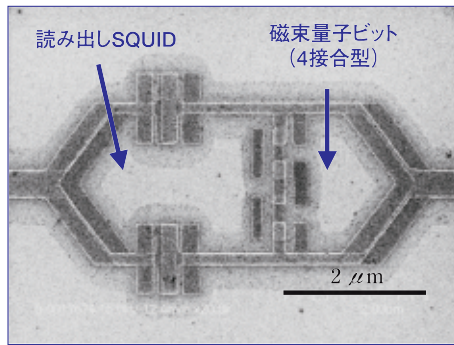


図8 磁束量子ビットの写真。アルミ薄膜製で、読み出し SQUID は、
|1> 状態検出時には電圧状態にラッチする。

量子ビットもその例外ではない。量子ビットはそれがいかに完全なものであれ、外部の自由度との相互作用で、そのコヒーレンスが失われる。デコヒーレンスには、主に2種類の時定数がある。エネルギーのより高い|1>状態がより低い|0>に緩和するエネルギー緩和時間 T_1 、および位相が不明確になる位相緩和時間 T_2 である。その間には、 $1/T_2 = 1/2T_1 + 1/T_\phi$ という関係があり、 T_ϕ は純粋位相攪乱時間と呼ばれる。

量子計算は、計算機のコヒーレンスを保った状態で行わなくてはならないので、デコヒーレンス時間は十分長くないではならない。この古典計算機にはない条件が、量子計算機を実現するにあたり最も困難な点である。実験的には、超伝導量子ビットのデコヒーレンス時間は、1999年の最初の実験より格段に進歩している。

その進化の様子を図9に示す。技術の進歩により、9年間に実に約5けたデコヒーレンス時間を延長させることに成功している。図中、黄色の丸はラムゼー干渉実験による T_2 であり、赤丸はエコー法で得られた T_2 である。前者は、疑似スピンをブロッホ球の赤道に沿って回転させる実験(図7の量子振動は、ブロッホ球の南極・北極を通る大円に沿って状態が回転)である。後者は、ラムゼー回転の間に、 x 軸を中心に180度回転させる操作を加え、低周波の雑音揺らぎによる位相の揺らぎを実効的に抑える手法である¹⁹⁾。

エコー法で位相緩和時間を改善できたということは、低周波ノイズが存在することを示唆している。このような位相緩和を引き起こす低周波揺らぎは、電荷量子ビットでは電荷の揺らぎ¹⁵⁾、磁束量子ビットでは磁束の揺らぎ²⁰⁾ が支配的であることがわかっている。電荷量子ビットのエネルギー緩和の要因も、電荷自由度の揺らぎに制限される²¹⁾。

このような電荷や磁束の揺らぎ源の微視的な要因・メカニズム・分布などは、まだ正確には理解されていない。その解明は、量子ビットのデコヒーレンスを改善するうえで大変重要である。エコー法を使うと、往々にして位相緩和時間が $T_2 \approx 2T_1$ という値まで改善され²⁰⁾、デコヒーレンスはエネルギー緩和プロセスで制限される。このエネルギー緩和の要因や微視的メカニズムについても、いくつかの推

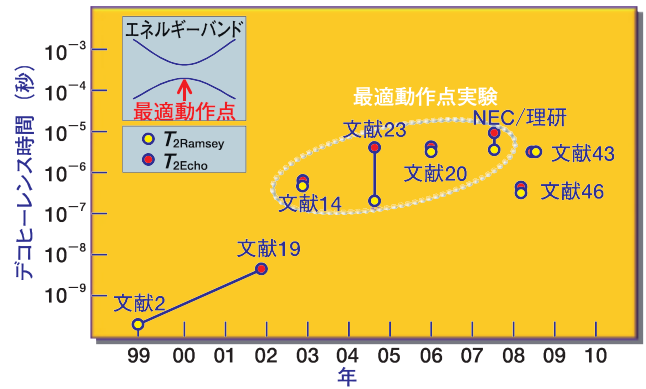


図9 デコヒーレンス時間の進歩。黄色の丸はラムゼー干渉実験で得られた T_2 、赤丸はエコー法で得られた T_2 。9年間でおよそ5けた向上している。文献2, 14, 19, 43は電荷量子ビット、文献20, 23と NEC/理研データは磁束量子ビット、文献46は位相量子ビット。白点線内のデータは、最適動作点(挿入図)で得られた結果。

測はできるが、不明な点が多い^{22,23)}。電荷量子ビットと磁束量子ビットはほぼ同等なデコヒーレンス時間をもつが、実際の実験環境では、極低周波の電荷雑音は、より実験に支障を来す。

図9のデータを含め、現在の量子ビットはすべて、蒸着したアルミ薄膜およびアルミ自然酸化膜トンネル障壁により作られている。将来の材料研究の進展により、このような現状の物理系より揺らぎ源発生を低減させることにより、量子ビットの性能を格段に進歩させる可能性はある。

図9中、初期の実験(文献2, 19)以外はすべて、エネルギーバンドの平らな動作点において(図9の挿入図)、マイクロ波パルスを使った量子ビット操作実験である。この動作点においては、上記の低周波揺らぎが存在していても、量子ビットエネルギーの揺らぎは十分抑制されるので、デコヒーレンス時間は効果的に改善される。したがって、このような動作点を最適動作点という¹⁴⁾。動作点がこの点から少しずれると、デコヒーレンス時間は急速に劣化する。この点から見ても、量子計算機には、動作の許容範囲は比較的狭い。

量子ビットは、基本的に可逆計算デバイスである。ランダウアーの原理によると、情報の消去などを伴う非可逆な論理計算は、熱力学的にも非可逆であり、相応する熱力学的エントロピーの上昇を必要とし、最低限の $k_B T \ln 2$ のエネルギーの散逸を伴う。しかし、可逆的な論理演算では、この限界を下回ることが可能であると議論されている²⁴⁾。古典的なデバイスでは、まだ完全にはこのような熱限界を下回るエネルギー消費は確立されていない。一方、量子ビットデバイスでは、大前提として、エネルギー散逸がなく、可逆的であることであるが、実際には、有限なエネルギー緩和時間をもち、エネルギー散逸が存在する。

固体素子量子ビットで現在実験的に得られた最も長いエネルギー緩和時間は、超伝導磁束量子ビットで得られた5 μ s程度である。この緩和時間から見積もられるエネルギー散逸は、数十 mK の環境での熱エネルギー $k_B T \ln 2$ の1%

以下である。このように、超伝導量子ビットは、可逆計算を最も特徴づける低エネルギーの指標を十分下回っていることが、実験的にも裏づけられている。

7. 読み出し法

量子ビットの実験結果をこれまでいくつか紹介してきたが、量子状態を実際にはいかにして読み出したかについて、あまり議論してこなかった。少し順番が前後するが、この章で少し読み出しについて紹介する。

量子状態が $|0\rangle$ か $|1\rangle$ かを、任意なタイミングで判断する読み出し技術は、量子ビットの実験において大変重要なものである。コヒーレントな重ね合わせ状態を表すプロット球内の仮想スピンベクトルは(図6)、読み出し時の射影測定により、 z 軸の純粋な $|0\rangle$ 状態か $|1\rangle$ 状態に射影され、位相の情報は失われる。(5)式より、 $|0\rangle$ に射影される確率は $|\cos\alpha|^2$ 、 $|1\rangle$ に射影される確率は $|\sin\alpha|^2$ である。往々にして読み出し信号が微小であるため、測定を繰り返し行い、その平均値をとる場合がある。しかし、複数回の測定を繰り返さず、一度の測定のみで0か1の判定がつく「単事象読み出し」が実際は望ましい。また、読み出し後に射影された0または1状態が保存される量子非破壊読み出しを、単事象読み出しで達成することが最も望ましい。

これまで、いろいろなタイプの量子ビットにおいて、さまざまな読み出し実験が行われてきたが、以下のように、大ざっぱに理解できるだろう。磁束量子ビットや電荷量子ビットの2準位のエネルギーバンド(図4(b)、図5(b))において、読み出しとは、状態が下のバンド(基底状態)を占有しているか、または上のバンド(第1励起状態)を占有しているかの判断である(図10(a))。ある動作点 Φ_{ex} 、 Q_{ex} において、エネルギーバンドの傾き $dE/d\Phi$ または dE/dQ は、それぞれ接合電圧と周回電流に相当する(図10(b))。二つのバンドでは、その傾きが逆になっているので、電流や電圧の測定で量子ビットの状態が判断できる。実際には、電圧を読む方法として、電荷量子ビットでは、島のポテンシャルに由来する準粒子輸送の読み出し接合を介しての観測²⁾や、単一電子電荷計(Single Electron Transistor: SET)などを利用する実験²⁵⁾があった。電流を読む方法として、磁束量子ビット¹⁵⁾や電荷量子ビット¹⁴⁾においても、SQUID磁束計の利用が一般的である。

単事象読み出しに必要な条件は、一般的には二つある。読み出しの効率が十分高い(100%に、できるだけ近い)ことと、読み出しにかかる時間が、量子ビットのエネルギー緩和時間 T_1 より十分長いことである。SETやSQUIDを使用する実験は、その高感度な特性により、高い読み出し効率を示す。速い読み出し時間は、ヒステリシス特性に由来するラッチング効果を取り入れることにより実現しやすくなる。具体的には、電流-電圧特性にヒステリシスのあるジョセフソン接合を使ったSQUID^{14,15)}、単電子トラップ²⁵⁾などの応用で単事象読み出しを達成している。

このような電圧や電流を測定する読み出し法は、最もゲ

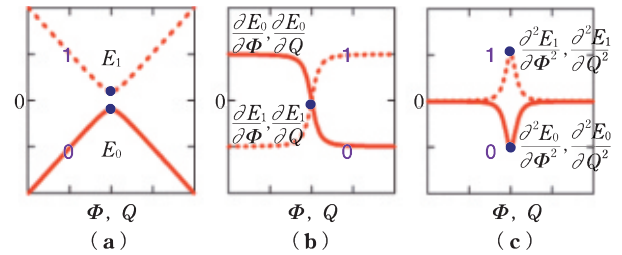


図10 典型的なエネルギーバンド(a)、青の点は最適動作点。その電荷または磁束の1次微分はそれぞれ電圧と電流に相当する(b)。その2次微分は、それぞれキャパシタンスおよびインダクタンスの逆数に比例する(c)。

コヒーレンス耐性がある最適動作点において信号がゼロになる。したがって、量子ビットの操作が終わり、情報を読み出し時に、動作点を断熱的に最適動作点から移動させる必要がある。また、このような読み出しは、一般的には破壊読み出しである。

最適動作点で読み出せ、かつ非破壊読み出しが可能な「分散読み出し法」が近年、注目を浴びている。エネルギーのその電荷または磁束の2次微分は、それぞれキャパシタンスおよびインダクタンスの逆数に比例し(図10(c))、この値は、最適動作点で最大値を示す。量子ビットを外部のLCタンク回路につなぐと、その共振周波数 \sqrt{LC}^{-1} は、量子ビット状態により変化する。その変化を読み出しに使うのが分散読み出しである。共振周波数の変化は通常、タンク回路を駆動する交流信号の位相の変化として観測される。線形のタンク回路を使った高い読み出し精度(visibility)をもった電荷量子ビットの読み出しが実現している²⁶⁾。

ジョセフソン接合の非線形性に起因するダイナミカルな分岐現象を無散逸増幅スイッチとして利用し、タンク回路に組み込む読み出し法も実現している²⁷⁾。これは、ジョセフソン接合の共振周波数が、駆動交流電圧の増加に伴い低周波側に変位し、ヒステリシスが発生する現象である。この方法を使うと、線形型のタンク回路を使ったものより、より大きな読み出し信号が得られる。一方、分岐現象を引き起こすために、比較的大きな駆動信号が必要な難点もある。磁束量子ビットでの分岐スイッチを利用した分散読み出しを使い、量子非破壊読み出しも実現している²⁸⁾。

位相量子ビットの読み出しは、これまで破壊的に読み出されている。位相量子ビットは、図3のようなエネルギー準位をもつが、エネルギーの高い準位は、巨視的量子トンネル(または熱エネルギーによる障壁越え)の確率が指数関数的に高くなる。このようなトンネル現象が起こると、接合は電圧状態にスイッチする。 $|1\rangle$ 状態の電圧状態への移行を観測するのが、位相量子ビットの読み出しである。読み出し時は、マイクロ波照射により、 $|1\rangle$ 状態をさらにエネルギーの高い $|2\rangle$ 状態へ励起させ、電圧状態への移行を実現するのが一般的である。

また、位相量子ビットを超伝導ループに組み込み、読み出し時に、磁束パルス印加により $U(\theta)$ ポテンシャル自体

を変調することで位相状態を変化させ、単事象読み出しを達成している²⁹⁾。この場合、位相状態の変化に伴い、読み出し時に量子磁束が超伝導ループに一つ閉じ込められ、それを SQUID で読み出す。この読み出しメカニズムは、電荷トラップを備えた文献 25 の実験の磁束版ともいえる。

8. 量子情報処理・量子アルゴリズム

量子情報処理がそもそもこれまでのコンピューターにできなかったことができるのと期待されるのは、それがけた違いな情報量を一度に扱えるからである。 K 量子ビットの系をコヒーレント状態にすると、 2^K 通りあるすべての組み合わせのビット空間を重ね合わせることができる。超伝導量子ビットの典型的エネルギー (2 準位間エネルギー差) はギガヘルツ領域であるので、1 秒間に処理できる演算数は、大ざっぱには 2^K GHz である。この量は、たかだか 50 量子ビットの系で約 10^{24} 演算/秒 (\sim flops) であり、この数字のうへでは、はるかに現在のコンピューターの能力を凌駕する。このような重ね合わせ状態を使って実際に有用な計算ができることが知られていて、いくつかの量子アルゴリズムが証明されている³⁰⁾。

量子情報処理は、いうなれば複数の量子ビットを使った量子干渉実験である。その出力 (読み出し結果) も、干渉実験と同じく、白 (0)、黒 (1) の干渉縞である。干渉縞の周期や場所が、計算アルゴリズムの答えとなる。量子状態の観測には、確立的要素が確かにあるが、読み出し直前の各量子ビットの状態は、限りなく $|0\rangle$ か $|1\rangle$ になるよう操作されているので、出力での確率的要素は極力排除されている。

以下に、量子情報処理の基本概念を、古典情報処理と比較する。古典情報処理の大きな特徴は、2 進法デジタル演算である。量子情報処理も、基本的には $|0\rangle$ と $|1\rangle$ の二つの量子状態を使う点では、同じく 2 進法演算である。しかし、重ね合わせ状態の作成、位相の操作、量子干渉操作などは多分にアナログ的要素をもち、その動作の許容範囲は狭い。古典情報処理では、複雑な計算を単純な基本ゲート演算 (AND と OR, NAND など) に分解して行うことができるのも大きな特徴であり、利点である。

量子情報処理も同じように、複雑な演算を単純なゲート操作に分解できる。1 量子ビットの操作と、2 量子ビットの論理ゲート操作の 2 種類のゲート操作が、量子情報処理の基本ゲート (万能ゲート) である。図 11 は、量子情報処理の概念図である。結合スイッチなどでつながっている量子ビットに、2 種類の基本ゲート操作を時系列で外部より行う。隣接するビットと結合がオフのとき、1 bit のゲート操作 (図中 S) ができ、結合がオンのときに 2 bit 論理ゲート操作 (図中 T) ができる。

このような時系列で外部制御信号によるビット操作は、心象的には、古典コンピューターよりも、ピアノなどを使った音楽の演奏に近い情報操作である。しかし両者には、古典波と量子波という大きな違いがある。さらには、弦 (量子ビッ

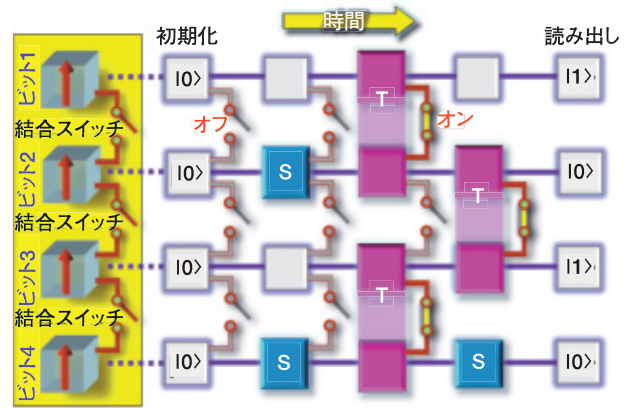


図 11 量子情報処理の概念図。結合が可能な量子ビットに、2 種類の基本ゲート操作を時系列で印加する。隣接するビットと結合がオフのとき、1 bit のゲート操作 (S) ができ、結合がオンのときに 2 bit 論理ゲート操作 (T) ができる。計算中は、コヒーレンスを保つ必要がある。

ト) の振動 (コヒーレンス) が減衰しないうちに次々に操作を加え、演奏 (アルゴリズム) を終わらせなければならないことや、2 bit 論理ゲート操作の有無なども根本的に異なる。

量子計算が最も古典計算と異なるのは、量子計算中、コヒーレンスを保つ必要があることである。これは、量子コンピューターを実現するにあたり、最も大きな課題である。計算に必要な計算ステップ数は、量子アルゴリズムと問題の大きさ (量子ビット数 K) により異なる。量子素因数分解の Shor アルゴリズムでは約 K^3 程度で、Grover の量子探索アルゴリズムでは約 $K^{1/2}$ である。したがって、ステップ数を古典アルゴリズムと比較すると、前者は指数関数的加速、後者は 2 乗の加速が期待できる。また、回路規模 (ビットの数 K) を古典アルゴリズムと比較すると、量子アルゴリズムでは、対数的に回路規模の縮小が可能になる。ビット操作時にエネルギーの散逸を伴わない低消費電力計算であることも、量子計算に期待できる大きな特徴である。

デコヒーレンスによる誤りの発生を修正する量子誤り訂正アルゴリズムも提案されている³¹⁾。このようなアルゴリズムが実現すれば、デコヒーレンスという量子計算最大の課題が解消される。しかし、このアルゴリズム自体を実行するために、大きな計算リソースのオーバーヘッドが実際には必要で、さらには、超高精度 (例えば 10^{-5}) の量子操作が要求されるので、現在のままでは、あまり現実的な提案とはいえない。1 量子ビットのレベルにおいても、例えば図 9 で一番デコヒーレンス時間の長い量子ビットを 1 GHz で操作しても、計算可能なステップ数は 1 万回程度である。デコヒーレンス時間のさらなる向上は、量子計算の必要条件である。

9. 量子演算ゲートと結合スイッチ

1 bit の量子状態操作に関してはすでに詳しく述べたが、

操作量子演算処理には、図 11 に示されるような 2 量子ビットの量子論理演算ゲートが必要である。2 量子ビット系は、量子絡み合い状態が出現する大変興味深い物理系である。量子論理演算においても、その過程で量子絡み合いが発生する。

超伝導量子ビットは固体素子であるため、2 bit の量子ゲートに拡張する設計の自由度が豊富にあり、その点、微視的量子ビットに勝っている。初めての結合した固体素子量子ビットは、電荷量子ビットを二つ、キャパシタンスにより結合させた系により実現した³²⁾。この実験では、二つの量子ビットを時間領域で振動させ、その二つの量子振動間のビートを観測し、巨視的な系での量子絡み合いが創生されたことが初めて示唆された。

その後、結合した二つの位相量子ビットの状態をそれぞれ読み出し、量子状態トモグラフィー法により、量子絡み合いが明快に示された³³⁾。観測により、量子状態は 0, 1 状態に射影され、多くの情報を失う。量子状態トモグラフィーとは、ちょうど二次元射影された三次元物体の X 線造影像を、トモグラフィー手法で元の次元に復元するように、射影観測前の量子状態を再現する手順である。

初の 2 bit 系の量子論理演算ゲート動作は、固定結合した電荷量子ビット回路で実現した³⁴⁾。この回路で制御付き否定回路 (CNOT) 動作が実現した。CNOT は典型的な 2 量子ビット演算回路で、制御ビットと標的ビットより構成される。CNOT を行うと、制御ビットが $|0\rangle$ のとき標的ビットは反転するが、制御ビットが $|1\rangle$ のとき標的ビットは変化しない。制御ビットが $|0\rangle$ と $|1\rangle$ の重ね合わせのとき、CNOT 操作により、絡み合い状態が生成される。固定結合した磁束量子ビットに基づく CNOT 動作も報告されている³⁵⁾。

図 11 で示したように、1 bit の正確な状態制御と、2 bit 演算の実行を両立させるためには、ビット間の結合のオンオフが制御可能なスイッチが必要である。微視的な原子や分子を利用した量子ビットでは、物理的にそのようなスイッチを作るわけにはいかない。このような系では、ビット間の結合は常時固定で、1 bit 操作を行う場合は複雑なビットの操作手順を施し、それぞれの実効的結合を切らなければならない。超伝導量子ビットは固体素子であるがゆえ、このような結合スイッチを実際作り、情報処理操作を単純化できる。このような結合の可変性は、分光的解析^{36,37)}、または状態の安定領域の解析^{38,39)} などにより、さまざまな結合方式で示された。

可変な結合スイッチをもった 2 量子ビット系の、実際の動的な量子ゲート操作実験も成功している。二つの磁束量子ビットを使い、それぞれの最適動作点にバイアスしたままで、第三の磁束量子ビットを可変結合器として利用できることが示された⁴⁰⁾(図 12(a))。図 12(a) の写真の両端にあるのが二つの量子ビットで、真ん中にあるのが結合量子ビットである。結合量子ビットの量子ビットエネルギー \mathcal{E}_3 は、二つの量子ビットのエネルギー \mathcal{E}_1 や \mathcal{E}_2 より十分大き

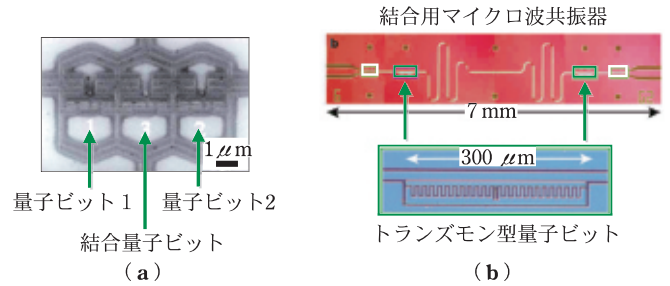


図 12 結合オンオフ可能な 2 量子ビット回路の写真。(a)磁束量子ビット間の結合を、第三の量子ビットを可変結合器として実現した回路 (文献 40)。(b)電磁共振器により結合された電荷量子ビット (許可を得て、文献 42 より複製)。

いので、決してこれは励起しない。この条件では、結合量子ビットは状態操作中も終始基底状態にとどまり、単に非線形インダクター (図 10(c)) として働く。

最適動作点のバイアス条件では、インダクティブな結合は非対角行列要素にしか現れず、1 次の近似ではこの結合はゼロである。結合がこのように無視できるので、1 量子ビットの操作が簡単にできる。2 bit を結合させ論理演算を行うには、結合量子ビットに $\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2$ または $\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2$ のエネルギーをもったマイクロ波を照射することで達成できる。この演算時に、 $|00\rangle \Leftrightarrow |11\rangle$ または $|01\rangle \Leftrightarrow |10\rangle$ の状態転移がそれぞれ観測された。これは、iSWAP (位相付き交換) と呼ばれる論理動作である。この 2 量子ビット系を使い、2 回の 1 量子ビット操作と 1 回の 2 量子ビットの操作を含む 3 演算ステップの量子状態操作を行った。その結果、予想どおりの結果を得、結合スイッチが有効に機能したことが示された⁴⁰⁾。

これ以外にも、結合用の超伝導電磁共振器を使った可変結合の実験が報告されている。電磁共振器は、ニオブ薄膜の同平面導波路型の伝送線回路である。原子と光共振器が結合した「共振器量子電磁力学」(cavity Quantum Electrodynamics: cavity QED) と呼ばれる系にちなみ、超伝導量子ビットを人工原子と見立てて、このような系は回路 QED とも呼ばれる。二つの位相量子ビットを共振器を介して結合させた実験⁴¹⁾ と、二つのトランズモン型量子ビット (電荷エネルギーの極端に小さい電荷量子ビット) を共振器を介して結合させた実験⁴²⁾ が成功している。

これらは、超伝導量子ビット中の電子状態と、超伝導共振器中の光子状態をコヒーレントに結合させた新しいタイプの量子系である。前者は、量子ビット間を、実の光子の交換を介して結合を実現する。一方、後者は、量子ビット間の結合は、仮想光子の交換を介して達成される。結合のオンオフは、文献 2 のように、エネルギー準位を非断熱的に変位することにより行う。

図 12(b) に、文献 42 のデバイスの写真を示す。電磁共振器を使う結合方式と、結合用量子ビットを使う方式では、多くの異なる特徴をもっている。図 12(a) と (b) でわかるように、まずその大きさが違う。電磁共振器は数 GHz の波長程度の長さが必要なので、3 けたほど結合量子ビットよ

りサイズが大きい(逆に、遠くの量子ビットも結合できる)。また、結合量子ビットは、基本的には隣同士の量子ビットを結合するものだが、電磁共振器は基本的には「結合バス」であり、このような制限はない。

結合量子ビットを使う実験では、デコヒーレンス耐性を考慮した最適動作点での動作を特徴としているが、文献 41 は最適動作点の存在しない位相量子ビットでの実験、文献 42 も最適動作点にこだわらないトランズモン型量子ビットを使った実験である。これは、基本的には電荷量子ビットであるが、通常の $E_c \gg E_J$ ではなく、 $E_c \ll E_J$ という条件のデバイスである。そのため、バンド(図 5(b)参照)の傾きが大変平らになり、最適動作点を実効的に大きく拡大された量子ビットである⁴³⁾。帯電エネルギー E_c を小さくするため、量子ビットの外部に大きな蛇行型のキャパシタンスを備えているので、素子のサイズはだいぶ大きくなっている(図 12(b))。

10. 展 望

以上、巨視的量子コヒーレンスの概念、量子計算の概要、ジョセフソン量子ビット研究の現状などに言及してきたが、超伝導量子コンピューターは本当にできるのでしょうか？ 量子ビットの研究の進展は、当初の予想をはるかに上回る歩幅で進んでいる。しかし、量子コンピューターを実現するために解決しなくてはならない困難な課題は、まだまだたくさん残されていて、簡単には予見はできない。

困難さの一番は、不十分なデコヒーレンス時間である。これに関しては、当初より大きく進歩はして理解も進んでいるが、まだ不十分であり、これからの進展が期待されている。固体素子の特徴として、超伝導量子ビットの集積性も期待されている。万能ゲートと呼ばれる基本デバイスはでき始めているが、それを本当に集積可能とする詳細な設計を考えなくてはならない。

設計の自由度がたくさんあり、構造が比較的単純で、これまで培ってきた超伝導集積回路技術が十分応用可能であるので、超伝導量子ビットの研究は、これからも進展を続ける余地は大いにあるだろう。コヒーレント状態を操ることを可能とするこの超伝導デバイス技術は、量子ビットの研究に、その特性を最大限に生かした新たな新天地を見いだした。そして、この科学技術は、量子計算機の基礎技術としての大変有力な候補である。

量子誤り訂正アルゴリズムにかかわる実験などは、早期に着手すべきであるが、現存アルゴリズム自体がもう少し現実的実験パラメーターを考慮したものに進歩する必要もある。本稿では、ゲート操作を基準とした量子計算を紹介したが、例えば断熱量子計算なども興味深い研究対象である。

超伝導量子ビットの研究は、「高速演算」としての量子計算の基本素子としての一面が際立っている。しかし、実は、超低エネルギーデバイスとしても十分魅力をもっている。

現在の量子ビット研究に触発され、近い将来には、古典的超伝導デバイスにおいても、熱力学限界を下回るエネルギー消費特性をもつ可逆計算デバイスも実現するであろう。超伝導量子ビットで制御される電子のコヒーレンスは、電磁共振器や機械的共振器を介し、光子状態や機械的自由度をもつ音子状態とコヒーレントに結合することが可能である⁴⁴⁾。このような多様性は、この科学技術が情報処理を超え、さらに新たな物理とその応用の可能性を秘めていることを示唆している。

超伝導の巨視的量子状態の研究は、われわれの世界観の「常識」を数多く破ってきた。巨視的量子トンネル、巨視的量子コヒーレンス、巨視的量子絡み合いなどは、量子力学の根源的「非常識さ」を、巨視的な日常の大きさに拡大して、われわれに見せつける。近いうちには、このような系でベルの不等式の検証が行われるであろう。そのときには、われわれの古典実在論的世界観は完膚なきまでに打ち砕かれるはずだ⁴⁵⁾。

世界観とは、遺伝子にすべて刷り込まれているものではなく、教育によって取得されるものであることは、われわれの世界観の変遷の歴史からの教訓だ。量子論が生まれて約 3/4 世紀たった現在、ようやく、それは人々が共有する常識の範疇(ちゆう)に入ろうとしている。超伝導量子ビットの研究は、微視的な世界から巨視的な世界へ拡張する、新たな常識づくりに積極的に関与している。

謝 辞

本稿で紹介した成果の主な共著者である、中村泰信、パシュキン・ユーリ、山本剛、アスタフィエフ・オレグ、吉原文樹、ニスカネン・アンテ、ハラビ・カリル、渡辺道生各氏、および有益な議論をしてくださったアシュハブ・サヘル氏、ノリ・フランコ氏に感謝します。

文 献

- 1) C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, W. M. Itano and D. J. Wineland : Phys. Rev. Lett. **75**, 4714 (1995).
- 2) Y. Nakamura, Yu. A. Pashkin and J. S. Tsai : Nature **398**, 786 (1999).
- 3) T. Hayashi, T. Fujisawa, H. D. Cheong, Y. H. Jeong and Y. Hirayama : Phys. Rev. Lett. **91**, 226804 (2003).
- 4) 高木 伸：巨視トンネル現象，新物理学選書(岩波書店，1997)。
- 5) K. K. Likharev : *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits* (Gordon and Breach, New York, 1986).
- 6) R. F. Voss and R. A. Webb : Phys. Rev. Lett. **47**, 265 (1981).
- 7) H. Devoret, J. M. Martinis and J. Clarke : Phys. Rev. Lett. **55**, 1908 (1985).
- 8) J. M. Martinis, M. H. Devoret and J. Clarke : Phys. Rev. Lett. **55**, 1543 (1985).
- 9) Y. Nakamura, C. D. Chen and J. S. Tsai : Phys. Rev. Lett. **79**, 2328 (1997).
- 10) V. Bouchiat, D. Vion, P. Joyez, D. Esteve and M. H. Devoret : Phys. Scr. **T 76**, 165 (1998).
- 11) J. R. Fridman, V. Patel, W. Chen, S. K. Tolpygo and J. E. Lukens : Nature **406**, 43 (2000).
- 12) C. H. van der Wal, A. C. J. ter Haar, F. K. Wilhelm, R. N. Schouten, C. J. P. M. Harmans, T. P. Orlando, S. Lloyd and J.

- E. Mooij : Science **290**, 773 (2000).
- 13) 最初の超伝導量子ビットでの実験は, Y. Nakamura, Yu. A. Pashkin and J. S. Tsai : Phys. Rev. Lett. **87**, 246601 (2002).
- 14) D. Vion, A. Assime, A. Cottet, P. Joyez, H. Pothier, C. Urbina, D. Esteve and M. H. Devoret : Science **296**, 886 (2002).
- 15) I. Chiorescu, Y. Nakamura, C. J. P. M. Harmans and J. E. Mooij : Science **299**, 1869 (2003).
- 16) J. E. Mooij, T. P. Orlando, L. Levitov, L. Tian, C. H. van der Wal and S. Lloyd : Science **285**, 1036 (1999).
- 17) Y. Yu, S. Han, X. Chu, S. Chu and Z. Wang : Science **296**, 889 (2002).
- 18) J. M. Martinis, S. Nam, J. Aumentado and C. Urbina : Phys. Rev. Lett. **89**, 117901 (2002).
- 19) Y. Nakamura, Yu. A. Pashkin and J. S. Tsai : Phys. Rev. Lett. **88**, 047901 (2002).
- 20) F. Yoshihara, K. Harrabi, A. O. Niskanen, Y. Nakamura and J. S. Tsai : Phys. Rev. Lett. **97**, 167001 (2006).
- 21) O. Astafiev, Yu. A. Pashkin, T. Yamamoto, Y. Nakamura and J. S. Tsai : Phys. Rev. Lett. **93**, 267007 (2004).
- 22) O. Astafiev, Yu. A. Pashkin, Y. Nakamura, T. Yamamoto and J. S. Tsai : Phys. Rev. Lett. **96**, 137001 (2006).
- 23) P. Bertet, I. Chiorescu, G. Burkard, K. Semba, C. J. P. M. Harmans, D. P. DiVincenzo and J. E. Mooij : Phys. Rev. Lett. **95**, 257002 (2005).
- 24) R. Landauer : IBM J. Res. Dev. **5**, 183 (1961).
- 25) O. Astafiev, Yu. A. Pashkin, T. Yamamoto, Y. Nakamura and J. S. Tsai : Phys. Rev. **B 69**, 180507 (2004).
- 26) A. Wallraff, D. I. Schuster, A. Blais, L. Frunzio, J. Majer, M. H. Devoret, S. M. Girvin and R. J. Schoelkopf : Phys. Rev. Lett. **95**, 060501 (2005).
- 27) I. Siddiqi, R. Vijay, M. Metcalfe, E. Boaknin, L. Frunzio, R. J. Schoelkopf and M. H. Devoret : Phys. Rev. **B 73**, 054510 (2006).
- 28) A. Lupacu, S. Saito, T. Picot, P. C. de Groot, C. J. P. M. Harmans and J. E. Mooij : Nat. Phys. **3**, 119 (2007).
- 29) K. B. Cooper, M. Steffen, R. McDermott, R. W. Simmonds, S. Oh, D. A. Hite, D. P. Pappas and J. M. Martinis : Phys. Rev. Lett. **93**, 180401 (2004).
- 30) 例えば, A. Ekert and R. Jozsa : Rev. Mod. Phys. **68**, 733 (1996).
- 31) P. Shor : Phys. Rev. **A 52**, R2493 (1995).
- 32) Yu. A. Pashkin, T. Yamamoto, O. Astafiev, Y. Nakamura, D. V. Averin and J. S. Tsai : Nature **421**, 823 (2003).
- 33) M. Steffen, M. Ansmann, R. C. Bialczak, N. Katz, E. Lucero, R. McDermott, M. Neeley, E. M. Weig, A. N. Cleland and J. M. Martinis : Science **313**, 1423 (2006).
- 34) T. Yamamoto, Yu. A. Pashkin, O. Astafiev, Y. Nakamura and J. S. Tsai : Nature **425**, 941 (2003).
- 35) J. H. Plantenberg, P. C. de Groot, J. C. Hammons and J. E. Mooij : Nature **447**, 836 (2007).
- 36) T. Hime, P. A. Reichardt, B. L. T. Plourde, T. L. Robertson, C.-E. Wu, A. V. Ustinov and J. Clarke : Science **314**, 1427 (2006).
- 37) T. Yamamoto, M. Watanabe, J. Q. You, Yu. A. Pashkin, O. Astafiev, Y. Nakamura, F. Nori and J. S. Tsai : Phys. Rev. **B 77**, 064505 (2008).
- 38) R. Harris, A. J. Berkeley, M. W. Johnson, P. Bunyk, S. Govorkov, M. C. Thom, S. Uchaikin, A. B. Wilson, J. Chung, E. Holtham, J. D. Biamonte, A. Yu. Smirnov, M. H. S. Amin and A. M. van den Brink : Phys. Rev. Lett. **98**, 177001 (2007).
- 39) S. H. W. van der Ploeg, A. Izmailkov, A. M. van den Brink, U. Hübner, M. Grajcar, E. Il'ichev, H.-G. Meyer and A. M. Zagoskin : Phys. Rev. Lett. **98**, 057004 (2007).
- 40) A. O. Niskanen, K. Harrabi, F. Yoshihara, Y. Nakamura, S. Lloyd and J. S. Tsai : Science **316**, 723 (2007).
- 41) M. A. Sillanpää, J. I. Park and R. W. Simmonds : Nature **449**, 438 (2007).
- 42) 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).
- 43) J. A. Schreier, A. A. Houck, J. Koch, D. I. Schuster, B. R. Johnson, J. M. Chow, J. M. Gambetta, J. Majer, L. Frunzio, M. H. Devoret, S. M. Girvin and R. J. Schoelkopf : Phys. Rev. **B 77**, 180502(R) (2008).
- 44) 例えば, O. Astafiev, K. Inomata, A. O. Niskanen, T. Yamamoto, Yu. A. Pashkin, Y. Nakamura and J. S. Tsai : Nature **449**, 588 (2007).
- 45) A. J. Leggett : Rep. Prog. Phys. **71**, 022001 (2008).
- 46) J. Clarke and F. K. Wilhelm : Nature **453**, 1031 (2008).

(2008年9月12日 受理)



つあい づあおしえん
蔡 兆申

1975年カリフォルニア大学バークレー校物理学科卒, 83年ニューヨーク州立大学ストーニーブルック校物理学部博士。同年日本電気入社。01年より理化学研究所兼務。ジョセフソン効果, 単一電子素子, 超伝導量子ビットの研究に従事, 04年仁科記念賞, 03年サイモン記念賞受賞。米国物理学会フェロー。