

## ■9 群 (電子材料・デバイス) - 2 編 (金属と超伝導体)

# 2 章 金属系超伝導デバイス

(執筆者：日高睦夫) [2011 年 7 月受領]

### ■概要■

金属超伝導体を用いたデバイスは、酸化物超伝導デバイスと比べて一般に性能が高いうえに格段に作りやすいという特徴がある。一方、その使用に際して液体ヘリウム温度 (4.2 K) 以下の極低温が必要となる。このため金属超伝導デバイスには、極低温に冷却するコスト、手間に見合うほかのデバイスでは到達できない高い性能が求められており、極低温環境を利用して極限の性能を追求する計測・標準デバイスやデジタル応用を目指した大規模回路に向けた研究開発が行われてきた。

デバイスに用いる金属超伝導材料の主流はニオブである。ニオブは単体で最も高い超伝導転移温度をもつ金属であり、機械的・化学的にも安定しているうえ加工が容易であり、優れた特性のジョセフソン接合の形成法が確立している。ほかに用途によってはアルミニウムや窒化ニオブなどが使用されている。

計測デバイスでは、磁場を測定する SQUID、高周波を検出するミキサ、X 線や光子などを検出する各種ディテクタなどが各方面で活用されている。超伝導電圧標準は直流電圧国家標準となっており、更に交流電圧標準に向けた研究が進められている。超伝導デジタル回路は単一磁束量子 (SFQ) を情報媒体として使い、超高速かつ究極の省電力デバイスとして期待されている。超伝導量子ビットは量子コンピュータを実現するための最有力候補である。

### 【本章の構成】

本章では、金属系超伝導デバイスの作製技術 (2-1 節) について述べ、SQUID (2-2 節)、超伝導ディテクタ (2-3 節)、超伝導電圧標準 (2-4 節)、超伝導デジタルデバイス (2-5 節)、超伝導量子ビット (2-6 節) について、それぞれ原理、特徴、応用について解説する。

■9 群 - 2 編 - 2 章

2-1 金属系超伝導デバイスの作製技術

(執筆者：永沢秀一) [2009 年 4 月受領]

金属系超伝導デバイスは、能動素子としてのジョセフソン接合と、受動素子としてのインダクタ、キャパシタ、抵抗、及びこれらの素子間を接続する超伝導配線で構成される。ジョセフソン接合は、二つの超伝導体の間に薄いトンネルバリア層を挟んだ構造を有し、超伝導体の材料としては主に、Pb、Nb、あるいは Nb 化合物、トンネルバリア層としては、それらの酸化物が一般的に使用された。

1970 年代から 80 年代の初頭にかけては、成膜や加工の容易な Pb 及びその合金を用いた技術が開発されたが、Pb 合金を用いて作製されたジョセフソン接合は、温度変化や経時変化に対して弱いという問題点があった。そのため、1980 年代以降、よりハードな超伝導材料として Nb あるいは Nb 化合物を用いたジョセフソン接合の技術が開発された。Nb は、化学的に活性な金属であるため、成膜後大気中に取り出すだけで膜表面が酸化され厚い酸化膜が形成される。このため、通常 Nb を用いた接合の形成には、超伝導体/バリア層/超伝導体の 3 層を同一真空中で形成する方法が採用された。また、バリア層も様々な材料が検討されたが、現在ではアルミの酸化膜を用いた Nb/AlOx/Nb 接合やアルミの窒化膜を用いた NbN 接合などが使用されている。

これらの接合形成技術は、1980 年代前半にはほぼ確立されており、詳細は文献 1) に記載されている。したがって、1980 年代後半からは、これらの接合を用いた集積化技術の開発が中心となっている。以下では、現在、金属系超伝導デバイスの作製技術の主流となっている Nb の集積化技術について説明する。

2-1-1 デバイス構造

超伝導集積回路のデバイス構造として、1 層の Nb グランド面と接合の上部電極と下部電極を形成する 2 層の Nb 層からなる 3 層のデバイス構造、あるいは配線層としてもう一つの Nb 層を追加した 4 層のデバイス構造が従来から用いられてきた 2)~4)。この構造では、層間絶縁膜である SiO2 をパイアススパッタ法で形成することで下部段差の被覆性を改善し、上下 Nb 層間のショートや上部配線の段切れを改善する方法が用いられてきた。このデバイス構造の一例として、4 層の Nb 層から成るデバイス構造を図 2・1 に示す。この構造は、構造が簡単でプロセス工程が短いという利点がある。

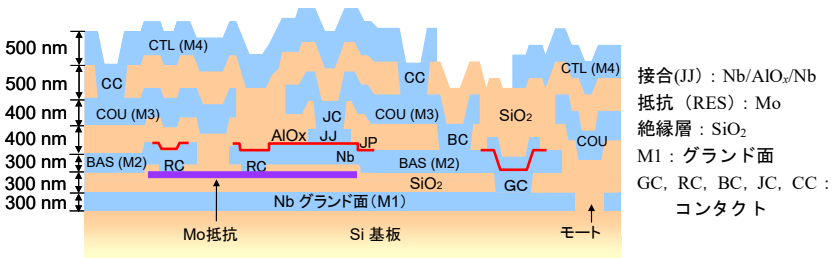
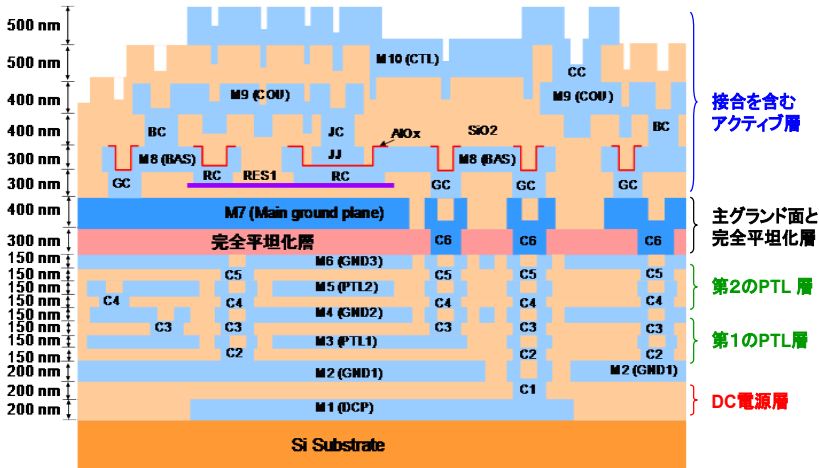


図 2・1 Nb スタンダードプロセスのデバイス構造の概略図

一方、回路の大規模化にともない、より高度な製造技術が求められた。接合及び抵抗を含むアクティブ層を最上部に配置し、中間部にストリップライン構造の 2 層の PTL (Passive Transmission Line) 配線層を配置し、最下部に DC 電源層を配置した多層のデバイス構造 (図 2・2) が開発された。この構造は、磁場に敏感な接合部を含むアクティブ層と DC 電源層をできるだけ離し、複数のグランド面で磁場を効果的に遮蔽できるという特徴がある。また、この構造では、接合部を含むアクティブ層をプロセス工程の最後に形成することができるので、接合へのダメージを軽減し、かつプロセスの自由度を広げることができるという利点がある。例えば、接合形成前であれば CVD (Chemical Vapor Deposition) のような高温のプロセスも採用できるという利点がある。



接合 (JJ) : Nb/AIO<sub>2</sub>/Nb 抵抗 (RES) : Mo 絶縁層 : SiO<sub>2</sub>  
 M7 : 主グランド面 GND1~3 : グランド面  
 C1~C6, GC, RC, BC, JC, CC : コンタクト

図 2・2 10 層の Nb 多層デバイス構造の概略図

### 2-1-2 平坦化技術

上記のような多層のデバイス構造を実現するためには、平坦化技術が不可欠であり、これまでにエッチバック、バイアススパッタ、CMP (Chemical Mechanical Polishing) といった平坦化技術が超伝導回路の製造プロセスに応用されてきた<sup>5)~7)</sup>。しかし、従来のこのような平坦化技術は被平坦化パターンのサイズや密度により、均一に平坦化を行うことが困難であるという問題点があった。そのため、平坦化前のパターンの凹凸のサイズをそのパターンの反転マスクを用いたエッチングにより均一化することで、信頼性の高い新しい平坦化技術が開発された<sup>8)</sup>。

図 2・3 に、この平坦化工程の断面概略図を示す。Nb 配線と同じ膜厚の SiO<sub>2</sub> 絶縁層を形成した後 (a)、配線層の反転マスクによりフォトレジストパターンを形成する (b)。このレジストパターンは、露光装置のアライメントマージン以上の大きさ (0.3 μm 程度) で下部の Nb

パターンのエッジに対してオーバーラップするように作製しておく。次に、 $\text{CHF}_3$  ガスを用いた反応性イオンエッチング (RIE) により、Nb 配線上の  $\text{SiO}_2$  絶縁膜を除去する。このとき、Nb 配線の周辺部にだけ  $\text{SiO}_2$  の凸部が残る(c)。この形状がカルデラ火山に似ているので、カルデラ平坦化方法と呼ばれている。このカルデラの幅は、 $1\ \mu\text{m}$  以下になっているので、従来の機械的研磨 (CMP) によって容易に平坦化を行うことができる(d)。このように、この平坦化方法の特徴は、すべての凸パターンをカルデラ形状にすることで平坦化前のパターンサイズの均一化を行い、パターン依存性の問題を解決した点にある。

このカルデラ平坦化方法を Nb 層に対して繰り返し行うことで、図 2・4 に示すような 10 層の Nb 多層構造が作製された<sup>9), 10)</sup>。この構造は、10 層の Nb 膜以外に、接合 (JJ)、Mo 抵抗 (RES)、層間コンタクトといった回路に必要なすべての構成要素を含んでいる。主グラウンド面 (M7) より下のすべての Nb 層で平坦化を行っており、合計 7 回のカルデラ平坦化が行われている。図 2・4 では、多層の段差を含む積層コンタクト (C2-C5) が形成されているが、その上部に形成された接合部 (JJ) は、非常に平坦になっており、接合特性の劣化がほとんどないことが確認されている。

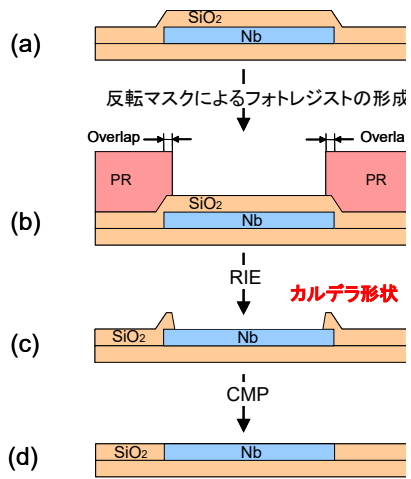
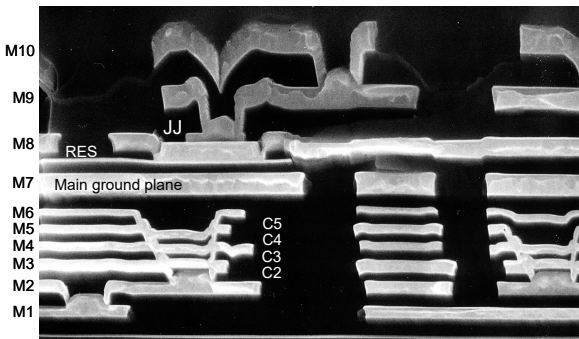


図 2・3 Nb 層のカルデラ平坦化方法の工程の断面概略図



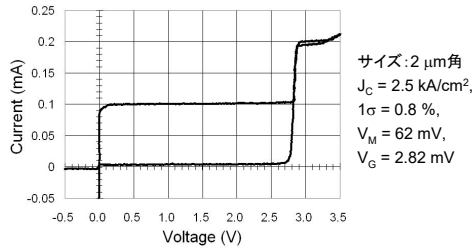
JJ : Nb/ $\text{AlO}_x$ /Nb 接合 RES : Mo 抵抗 C2~C5 : コンタクト M1~M10 : Nb 層  
各層の膜厚は図 2・2 に記載された値と同じ

図 2・4 10 層の Nb 多層構造の SEM 断面写真

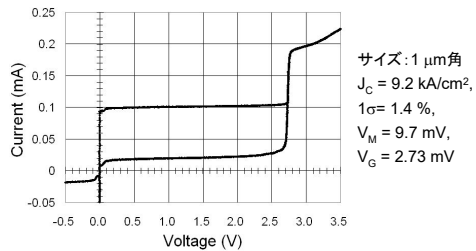
### 2-1-3 接合特性

図 2・5 に、スタンダードプロセス (a) と多層プロセス (b) で試作した 1000 個の接合の電流-

電圧 ( $I$ - $V$ ) 特性を示す. 接合サイズ, 臨界電流密度 ( $J_C$ ), 標準偏差 ( $1\sigma$ ), 接合特性を表す一つの指数である  $V_M$  ( $I_C \cdot R_{SG}$  積), ギャップ電圧 ( $V_G$ ) の値が, それぞれの図の右側に記載されている. 接合サイズ及び臨界電流密度は, 接合パターンの縮小値を考慮して求めたものである. 多層プロセスの  $1\mu\text{m}$  角の接合に対して臨界電流値の標準偏差は  $1.4\%$  であり, 多層プロセスに起因した接合特性の大きな劣化は発生していない. ただし,  $V_M$  は,  $2.5\text{ kA/cm}^2$  の臨界電流密度では  $60\text{ mV}$  程度あるが, 臨界電流密度を  $10\text{ kA/cm}^2$  近くまで上げると  $10\text{ mV}$  程度に低下する. ギャップ電圧  $V_g$  も多層プロセスの接合では,  $2.73\text{ mV}$  と僅かに低下している. なお, 多層プロセスでは  $1\mu\text{m}$  角程度の微細な接合を作製するために, 接合のマスクパターンに光学的な近接効果補正を導入し, 接合部の構造にも工夫がされている<sup>11), 12)</sup>.



(a) スタンダードプロセスで試作した接合のIV特性



(b) 多層プロセスで試作した接合のIV特性

図 2・5 スタンダードプロセス(a)と多層プロセス(b)で試作した 1000 個直列接続された接合の電流電圧特性

#### ■参考文献

- 1) 原 宏(編), “超伝導エレクトロニクス,” pp.175-182, オーム社.
- 2) S. Nagasawa, Y. Hashimoto, H. Numata, and S. Tahara, IEEE Trans. Appl. Supercond., vol.5, p.2447, 1995.
- 3) M. Maetzawa, M. Ochiai, H. Kimura, F. Hirayama, and M. Suzuki, IEEE Trans. Appl. Supercond., vol.17, p.500, 2007.
- 4) M. Hidaka, S. Nagasawa, K. Hinode, and T. Satoh, IEICE Trans. Electron. vol.E91-C, p.318, 2008.
- 5) S. Nagasawa, H. Tsuge, and Y. Wada, IEEE Electron device letters, vol.9, pp.414-416, 1988.
- 6) H. Numata, S. Nagasawa, M. Koike, and S. Tahara, Supercond. Sci. Technol. vol.9, p.A42, 1996.
- 7) H. Numata, S. Nagasawa, M. Tanaka, and S. Tahara, IEEE Trans. Appl. Supercond., vol.9, p.3198, 1999.
- 8) K. Hinode, S. Nagasawa, M. Sugita, T. Satoh, H. Akaike, Y. Kitagawa, and M. Hidaka: IEICE Trans. Electron., vol.E86-C, p.2511, 2003.
- 9) T. Satoh, K. Hinode, H. Akaike, S. Nagasawa, Y. Kitagawa, and M. Hidaka, IEEE Trans. Appl. Supercond., vol.17, p.169, 2007.
- 10) S. Nagasawa, T. Satoh, K. Hinode, Y. Kitagawa, M. Hidaka, H. Akaike, A. Fujimaki, K. Takagi, N. Takagi, and N. Yoshikawa, Physica C, vol.469, pp.1578-1584, 2009.
- 11) H. Akaike, Y. Kitagawa, T. Satoh, K. Hinode, S. Nagasawa, and M. Hidaka, IEEE Trans. Appl. Supercond., vol.15, p.102, 2005.
- 12) T. Satoh, K. Hinode, H. Akaike, S. Nagasawa, Y. Kitagawa, and M. Hidaka, IEEE Trans. Appl. Supercond., vol.15, p.78, 2005.

■9 群 - 2 編 - 2 章

2-2 SQUID とその応用

(執筆者： 田福敬二) [2009 年 1 月受領]

SQUID は超伝導における磁束の量子化現象を利用したものであり、超伝導量子干渉素子 (Superconducting QUantum Interference Device) の略語である。SQUID はジョセフソン接合 (JJ) と超伝導ループから構成され、一つの接合を用いた rf-SQUID と、二つの接合を用いた dc-SQUID がある。図 2・6(a) に dc-SQUID の回路図を示す。この場合の磁束の量子化条件は次式で与えられる。

$$\Phi_e - L_s J + (\Phi_0/2\pi)(\theta_1 - \theta_2) = n\Phi_0 \tag{1}$$

ここで、 $\Phi_e$  はループに鎖交する外部磁束であり、 $J$  はループに流れる超伝導電流である。また、 $L_s$  はループインダクタンスであり、 $\theta_1$  と  $\theta_2$  は接合の位相を表す。式 (1) は接合の位相を含んでおり、厳密にはフラクソイドの量子化と呼ばれる。式 (1) の右辺で、 $n$  は整数でありループ内のフラクソイドが磁束量子  $\Phi_0 = 2.07 \times 10^{-15}$  Wb で量子化されていることを表している。

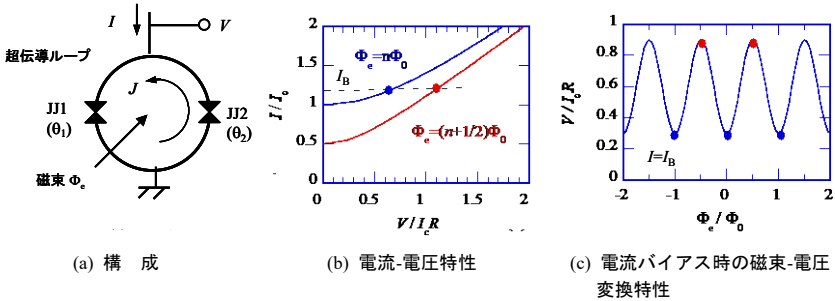


図 2・6 dc-SQUID の特性

この磁束の量子化を利用することにより、高感度な磁気センサが開発されている<sup>1)</sup>。dc-SQUID を用いた磁気センサの場合について、その動作を簡単に説明する。図 2・6(b) に示すように、dc-SQUID に電流  $I$  を流し、ループに外部磁束  $\Phi_e$  を印加した場合を考える。磁束  $\Phi_e$  を印加すると、式 (1) で与えられる量子化条件を満たすようにループに電流  $J$  が流れるため、二つの接合に流れる電流はそれぞれ  $I/2 + J$ 、 $I/2 - J$  と異なってくる。その結果、SQUID の電流-電圧特性は図 2・6(b) に示すように磁束  $\Phi_e$  により変調されることになる。すなわち、SQUID に流れる超伝導電流は印加磁束が  $\Phi_e = n\Phi_0$  のときに最大となり、 $\Phi_e = (n + 1/2)\Phi_0$  のときには最小となる。

磁気センサとして使用する場合には、SQUID を一定電流  $I_B$  でバイアスしておき、図 2・6(c) に示すような、磁束による電圧の変化 (磁束-電圧変換特性) を測定する。同図に示すように、電圧は磁束量子  $\Phi_0$  を単位として周期的に変調されている。磁束量子  $\Phi_0$  が極めて小さな量であるため、この特性を利用することにより超高感度な磁気センサが実現できる。

磁気センサとして用いる場合には、図 2・7(a) に示すように、直径が 10 mm 程度の検出コイルで信号磁界  $B_e$  を集め、入力コイルを介して SQUID に磁束  $\Phi_e$  として印加する方式が一般的にとられている。両者の比  $A_{\text{eff}} = \Phi_e/B_e$  は有効面積と呼ばれており、センサの磁気感度を高め

るため、この値を大きくするようなコイル構成が開発されている。

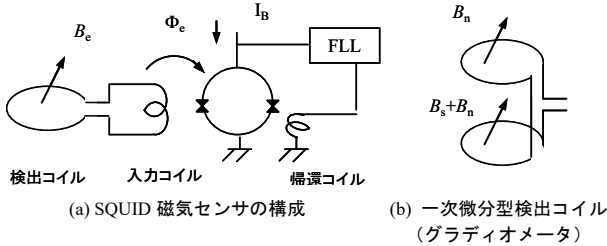


図 2・7 SQUID 磁気センサ

なお、図 2・7(a)の検出コイルでは信号磁界とともに環境磁気雑音も検出してしまい、微弱な信号検出が困難である。環境磁気雑音の除去法としては、図 2・7(b)に示すような差動型の検出コイル(微分コイル)が用いられている。上下のコイルで雑音磁界  $B_n$  を打ち消し、信号磁界  $B_s$  のみを SQUID に伝達する。この場合は、磁界の勾配を検出するためグラディオメータと呼ばれている。また、センサ駆動回路としては Flux Locked Loop (FLL) と呼ばれる帰還回路が用いられており、これにより、センサの線形性や広いダイナミックレンジを確保している。

金属系超伝導体では、Nb を用いた SQUID センサが実用化されている。その動作温度は液体ヘリウム温度 ( $T=4.2\text{ K}$ ) であり、センサの感度は  $1\sim 20\text{ fT/Hz}^{1/2}$  程度である。一方、高温超伝導体では、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  を用いたものが開発されており、液体窒素温度 ( $T=77\text{ K}$ ) での感度は  $30\sim 200\text{ fT/Hz}^{1/2}$  程度である。この高感度性を利用することにより、従来のセンサでは不可能であった微弱な信号の計測が可能となり、図 2・8 に示すような種々の先端センシングシステムの開発研究がなされている<sup>3),4)</sup>。主なものとしては医学・バイオ応用、電子計測応用、材料分析・評価応用、磁気探査がある。

## 2-2-1 医学・バイオ応用

医学・バイオ関係では、生体磁気計測、免疫検査、低磁場 MRI への応用が開始されている。生体磁気計測は、脳や心臓から発生する磁界を測定し、脳機能や心臓機能の診断・解析を行うものである。SQUID センサアレーを用いて体表面での磁界分布を測定し、信号源(活動部位)を推定する。SQUID はミリ秒台の高い時間精度とミリメートル程度の高い空間精度で信号源を推定できるというほかにはない優れた特徴を有している<sup>3),4)</sup>。

脳磁界計測については、図 2・8(a)に示すような脳磁図から運動・知覚・聴覚・視覚・嗅覚などの機能を担っている脳の部位を高精度に同定する、いわゆる脳機能のマッピングが行われている。この結果は、脳外科手術の際の術前マッピングに利用されたり、機能障害の診断に用いられている。また、SQUID センサの高い時間精度により文字認識などの処理活動をミリ秒単位で時間を追って調べることにより、脳の認識メカニズムの解明が行われている。

心臓磁界計測については、図 2・8(b)に示すような心臓電流のアローマップから不整脈や心筋梗塞の早期診断を目的とした臨床応用が研究されている。心電図に対する優位性が認知されつつあり、SQUID 心磁計測に対する期待は大きい。もう一つの応用としては、母体内の胎児の心臓磁界計測がある。心電図による方法では母体の影響が大きく胎児の心電図を計測す

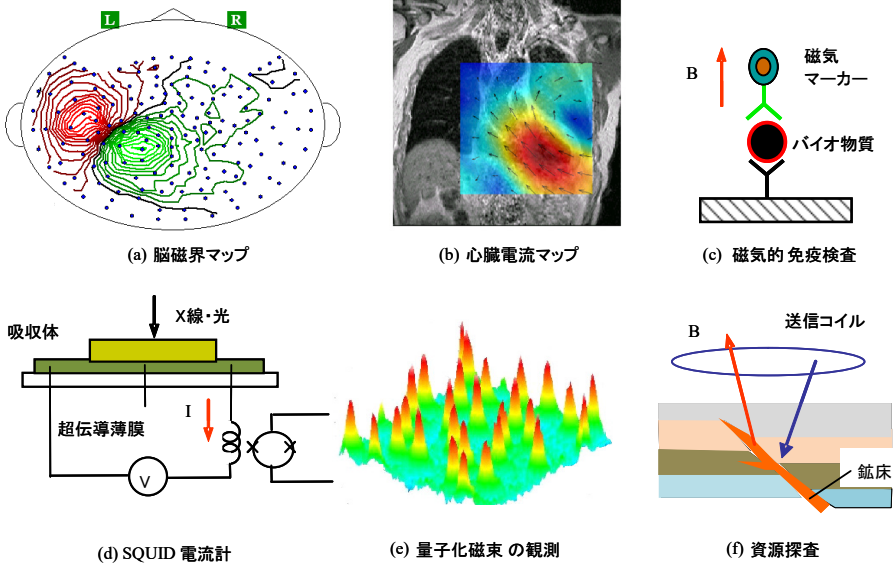


図 2・8 SQUID センサを用いた先端センシングの例

図(a)は横河電機(株)・金沢工業大学, (b)は(株)日立製作所による提供.

ることはこれまで不可能であった. SQUID による磁界計測では胎児の心臓磁界を明瞭に計測することが可能であり, 胎児の心疾患の早期診断に期待が持たれている.

SQUID センサをバイオセンサとして用いる研究も近年開始されている. その一つが, 図 2・8(c)に示す SQUID と磁気マーカー(ナノメートルサイズの磁性微粒子)を組み合わせた磁気的な免疫検査である. 免疫検査は疾患由来の蛋白質や病原菌などの種々のバイオ物質を検出するために用いられる検査法であり, 血液検査などの医療診断で多く用いられている. 磁気マーカーで標識した検査試薬を用いて, バイオ物質と検査試薬の結合を磁気的に検出する. 微量な結合反応を検出するためには磁気マーカーからの微弱磁界を高感度に測定する必要があるが, SQUID はこの目的に最適なものである. この方法には, 従来の光学的方法にはない超高感度性や迅速検査機能が期待されており, その優位性が実証されつつある.

また, SQUID センサを用いた低磁界 MRI や NMR も研究されている<sup>5)</sup>. 誘導コイルを検出器として用いた場合は数テスラの励起磁界が必要となるが, SQUID センサを検出器として用いれば, 励起磁界をミリテスラからマイクロテスラの低磁界にしても高感度な分析が可能となる. このシステムを用いて明瞭な MRI 画像が得られており, 新しい測定法として注目されている. また, 図 2・8(a)に示すような脳磁図と低磁場 MRI を同時計測することにより, 脳機能の詳細な解析を行う研究も行われている.

## 2-2-2 精密電子計測応用

電子計測関係では, 高感度な電流計やマイクロ波帯での低雑音増幅器が開発されている. 電流分解能が数  $\text{pA}/\text{Hz}^{1/2}$  程度で応答周波数が数 MHz の SQUID 電流計が開発されており,



種々の精密測定に用いられている。一例として、図 2・8(d)に示すような超伝導体を利用した光や X 線検出器用の電流計がある。SQUID 電流計と超伝導検出器を組み合わせることにより、赤外光における単一フォトン検出を可能にしており、フォトンカウンティングとして用いられている。また、極めて高いエネルギー分解能をもつエネルギー分散型の X 線検出器が開発されている。

### 2-2-3 材料分析・評価応用

材料分析・評価関係では、物性評価、非破壊検査、SQUID 磁気顕微鏡への応用がなされている。SQUID センサを用いた物性評価のための精密計測はすでに確立された分野である。低界磁界から高磁界における磁気特性だけでなく試料の電気特性や熱特性を広い温度領域で精密に測定できる物性評価装置として市販されており、物性評価の分野で標準的な計測装置として用いられている。

非破壊検査は、構造物内部の欠陥検査や食料品・高純度材料内の磁気不純物の検出を行うものである。欠陥検出については、従来の渦電流法では不可能であった表面から数 cm の深部の欠陥検査が可能となっており、アルミニウム合金や炭素強化プラスチックの深部の欠陥検査などへの適用が検討されている。磁気不純物検出については、従来法では不可能であった微小な不純物検出を可能としており、高純度材料の検査装置として実用化されつつある。

SQUID 磁気顕微鏡は、微小領域の磁気特性や電流を測定するために開発されており、超伝導・磁性材料の局所的な評価に用いられている。低温や室温の試料をミクロン程度の空間分解能で測定できる走査顕微鏡システムが開発されている。MFM などのほかの顕微鏡に比べると空間分解は高くないが、磁界感度及び定量性については非常に優れた性能を有する。このシステムを用いて図 2・8(e)に示すような超伝導体内の磁束量子や磁性薄膜内の磁気特性の分布が観測されている。

また、空間分解能をサブミクロンに改善した Nano-SQUID と呼ばれるものも研究されており、ナノ磁性粒子の物性測定やスピン観測への応用が期待されている。更に半導体材料では、レーザ光による光励起電流と組み合わせた、いわゆるレーザ SQUID 顕微鏡も開発されており、集積回路(LSI)の配線欠陥(ショート、断線、コンタクト不良など)の検査への応用が期待されている。

### 2-2-4 磁気探査への応用

SQUID 磁気センサを用いて地下数 100 m から数 km の地下構造や地下資源を探査する研究が行われている。図 2・8(f)に示すように送信器により地表からパルス状の磁界を印加し、地中からの渦電流による反射磁界を測定することにより地下構造の探査を行うものである。この検出器を用いた地下構造探査のフィールド試験がすでに開始されており、一般的な誘導コイルを用いる方法と比較してその高感度性が示されている。同様の手法を用いて遺跡探査、海洋探査、地下の汚染状況の検査などの種々の応用が検討されている。

#### ■参考文献

- 1) J. Clarke and A. Braginski, "The SQUID Handbook," WILEY-VCH, Weinheim, 2006.
- 2) 円福敬二, "SQUID を用いた先端計測システム," 固体物理, vol.40, no.10. pp.163-170, 2005.

- 3) 栗城眞也, “超伝導生体工学,” 応用物理, vol.71, no.1, pp.23-28, 2002.
- 4) 神鳥明彦, “心磁計開発の最先端,” 応用物理, vol.74, no.5. pp.580-586, 2005.
- 5) R. McDermott, N. Kelso, S-K. Lee, M. M?le, M. M?ck, W. Myers, B. ten Haken, H. C. Seton, A. H. Trabesinger, A. Pines, and J. Clarke, “SQUID-Detected magnetic resonance imaging in microtesla magnetic fields,” J. Low Temp. Phys. vol.135, no.5/6. pp.793-821, 2004.

■9 群 - 2 編 - 2 章

2-3 超伝導ディテクタとその応用 (SIS, STJ, TES, SSDL, MKID)

(執筆: 大久保雅隆) [2009 年 12 月受領]

超伝導現象を活用した検出器は、質量ゼロの光子(電磁波)、質量数 1 の陽子 ( $\alpha$  線) から数 100000 の生体高分子といった粒子の検出に応用されている。0.05~4 K の極低温環境で動作させることにより、液体窒素温度や室温動作の検出器では原理的に達成できない、低ノイズ、高エネルギー分解能といった検出性能を実現できる。

超伝導検出器は大別すると、観測対象を波として検出する検波と、1 個の量子として検出する直接検出に大別される。検波は、SIS (Superconductor-Insulator-Superconductor) ミキサにより行われ、マイクロ波からテラヘルツ波の天体観測などに広く活用されている<sup>1)</sup>。直接検出では、光子や分子のような粒子を 1 個ずつ検出することができる。

直接検出器は、更に量子型と熱型に大別される。量子型は、Superconducting Tunnel Junction (STJ), Superconducting Single Photon Detector (SSPD), Superconducting nanoStripLine Detector (SSLD), Normal-Insulator-Superconductor (NIS), Microwave Kinetic Inductance Detector (MKID) がある。熱型は、Transition Edge Sensor (TES), Superconducting Phase Transition (SPT), Magnetic

表 2・1 超伝導検出器の分類

略称	検波	直接検出					
		量子型			熱型		
	SIS	STJ	NIS	MKID	SSLD (SSPD)	TES (SPT)	MMC
主な観測対象	電磁波	光子 分子	光子 分子	光子	光子 分子	光子	光子 $\alpha$ 線
$\Delta E$ [eV]	n/a	4~15	10	10	n/a	1~2	1~2
応答時間 [ $\mu$ s]	n/a	1~10	10	100	0.00002 ~0.001	0.1~1000	1000
最大計数率	n/a	~20 k	~1 k	~100	~2G	~100	~10
素子面積 [ $\mu$ m]	< 10	100	100	100	10~1000	5~500	100
動作温度 [K]	< 4	< 0.5	0.1	0.1	< 4	0.1	0.1
冷却手段	GM, パルス	3 He	ADR, 希釈	ADR, 希釈	GM, パルス	ADR, 希釈	ADR, 希釈

$\Delta E$ : 6 keV の X 線光子に対するエネルギー分解能

応答時間: 出力パルスの立ち下がり時間

最大計数率: エネルギー分解能の低下なく光子エネルギーの測定が可能な光子計数率

素子面積: 1 個の素子の代表値 (実際の応用では複数の素子を並べてアレーにすることが有効的)

動作温度: "<"は温度制御が不要であることを意味する。ほかは精密に温度を一定に保つ必要がある

GM: Gifford-McMahon 冷凍機

パルス: パルスチューブ冷凍機

ADR: Adiabatic Demagnetization Refrigerator

希釈: 希釈冷凍機

Micro Calorimeter (MMC) が主要な超伝導検出器である。直接検出器の詳細は文献 2) を、最新の研究情勢は文献 3) を参照されたい。

超伝導検出器の略称は、統一されておらず混乱が見られる。SIS, STJ, NIS, SSLD は検出器の構造に、TES, MKID, MMC は検出器の動作原理に、SSPD は観測対象に由来した名称である。SIS と STJ の構造は、いわゆるトンネル型ジョセフソン接合であるが、ジョセフソン効果を抑制して、準粒子トンネル電流が観測できるようにした、いわゆる Giaever モードで動作する。

電磁波の検出では SIS ミキサ、光子や分子といった粒子の検出では STJ と呼ばれる。ナノ構造を有する超伝導ストリップでは、通信波長帯の光子検出に加えてタンパク質といった生体高分子の検出が可能であるが、光子検出ではないので SSPD を用いることができない。検出器構造を示す用語としては SSLD がある。TES と SPT はほぼ同じ動作原理の検出器である。今後、例えば検出器構造で名称を統一するといったことが望まれる。表 2・1 に検出器の性能をまとめる。現在、国際電気標準会議 (IEC-TC 90) にて、超伝導検出器の名称の統一や性能評価方法などについての標準化が検討されている。

### 2-3-1 Superconductor-Insulator-Superconductor (SIS)

SIS ミキサは、 $I-V$  特性の強い非線形性を用いてミキシングを行う。通常 4 K で使用される。検波はヘテロダインの場合が多い。観測対象の受信電磁波は、局部発信からの電磁波とトンネル接合の非線形特性を使って混合され、中間周波数に周波数変換される。ヘテロダイン受信機は、ミキサ以外に、受信用アンテナ、局部発信器、中間周波増幅器などから構成されるが、そのノイズ特性を決めるのはミキサであり、量子限界の低ノイズを達成するために SIS ミキサが用いられる。

超伝導体は、主に Nb が使われていたが、近年、テラヘルツ帯をカバーできる NbN が用いられている (超伝導ギャップエネルギーが高く準粒子励起が生じない)。ヘテロダイン検出では、素子固有の CR による遮断周波数を高くするために、 $10 \mu\text{m}$  以下と小さな接合面積と高い臨界電流 (数  $10 \text{ kA/cm}^2$ ) の接合が使用される。一方、後述する直接検出では光子や粒子の吸収、衝突を検出するために、十分な検出器面積が要求され、通常、 $100\sim 200 \mu\text{m}$  角の接合が用いられる。

電磁波のヘテロダイン検出は、ミリ波・サブミリ波帯による地球環境の計測や電波天文学といった電磁波検出において用いられている。地上や気球からの観測に加えて、国際宇宙ステーションからの観測も計画されている。電波天文学では、銀河系内の物質循環や、星・惑星の形成や進化といった重要な問題が研究されている。宇宙観測に加えて、例えば、電子スピン共鳴装置において、マイクロ波の検出器に超伝導デバイスを使う試みもあり、汎用分析機器への搭載も期待される。近年、テラヘルツ波域の放射・吸収を使って、食品検査、医療、環境、薬物検査などに応用する研究も推進されている。

### 2-3-2 Superconducting Tunnel Junction (STJ)

STJ は SIS ミキサと同じ構造のトンネル接合であるが、検波と違って材料分析などでは大きな有感面積が必要である。このため、SIS が  $<10 \mu\text{m}$  であるのに対して、数  $100 \mu\text{m}$  と大きな接合面積を有する。サブギャップ領域にバイアスされた状態で、光子吸収による光電効果

や粒子衝突時のフォノン励起により、クーパー対が壊れて準粒子が生成されて増加するサブギャップ電流を測定する。このとき、超伝導エネルギーギャップは半導体のバンドギャップと同等に機能する。量子型検出器のエネルギー分解能 ( $\Delta E$ ) は、 $E$  のエネルギー付与に対して一般的に次式で表される。

$$\Delta E = 2.355\sqrt{FE\varepsilon} \quad (1)$$

ここで、 $F$  はファノ因子として知られている常数で、エネルギー付与にともなって生成される電荷量の揺らぎのポアソン分布からのズレを表す。 $\varepsilon$  は電荷キャリアの生成に必要なエネルギーでエネルギーギャップにより決まる。ギャップの小さな材料の方が、エネルギー分解能が高くなる。

熱励起により流れるサブギャップ電流が、信号出力に対して無視できる程度に小さい必要があり、 $1/10 T_c$  以下で動作させる必要がある (一般的に 0.5 K 以下)。また、サブギャップ領域のダイナミック抵抗と常伝導抵抗の比 (品質因子:  $R_0/R_n$ ) は、SIS ミキサなどの  $10^3$  に対して、 $10^6$  程度の超低リーク接合が必要である。この高い品質の接合が得られるのは、現時点では、Al の表面酸化で  $\sim 1$  nm 厚の均一なトンネル障壁が得られる Nb/Al あるいは Ta/Al ベースの接合である。STJ は、図 2・9(a) に示すような断面構造で、軟 X 線や分子の検出には、超伝導電極を露出させた(b)の接合が用いられる。

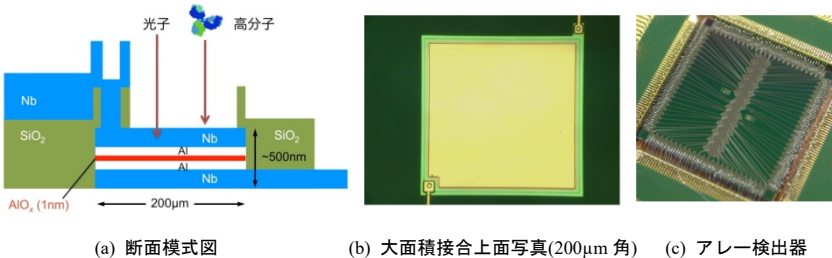


図 2・9 STJ 検出器

STJ は、赤外域から軟 X 線の光子エネルギー測定 (エネルギー分散分光) に用いることができる。赤外域で単一光子のエネルギー測定が可能なのは、STJ と後述する TES である。高計数率という利点は、広いダイナミックが必要な放射光における X 線吸収分光に向いている。光子に加えて、数 keV といった低エネルギーの原子やタンパク質といった高分子のエネルギー測定にも応用されている。

### 2-3-3 Normal-Insulator-Superconductor (NIS)

NIS は、図 2・9(a) の超伝導電極の一方が常伝導電極であるトンネル接合構造をもつ。NIS 接合では、吸収体である常伝導金属中の温度上昇を、トンネル電流の増加として測定する。0.1 K といった極低温では、格子比熱より電子比熱が支配的になり、電子系に効率良く光子などのエネルギーを付与できる。高いエネルギーの電子が絶縁障壁をトンネルして超伝導体中に入るときに信号が生成される。トンネルした電子は緩和してそのエネルギーを熱浴に捨てるので、NIS は N 側を冷やすマイクロ冷凍器として働く。このため、光子吸収による吸収体

の温度は速やかに平衡状態に戻り、従来型カロリメータの応答速度が 1~2 ms であるのに対して、NIS では 20  $\mu$ s と速い応答が報告されている。X 線光子や生体高分子の検出に使われた例がある。

### 2-3-4 Microwave Kinetic Inductance Detector (MKID)

MKID は、X 線が入射したときに生成される準粒子の量を、高  $Q$  の共振器を使って、複素インピーダンスの変化として測定する。STJ と同様に  $1/10 T_c$  で動作させる必要がある。 $1/4\lambda$  の共平面導波から成る超伝導共振器が使われる場合が多く、共振周波数は 1~10 GHz 程度の範囲である。共振器には吸収体やアンテナが結合される。MKID の特徴は、個々のピクセルの共振周波数を少しずつ変えることにより、周波数ドメインのマルチプレックス信号読み出しが可能で、大規模なアレーの構築に適していることである。主に遠赤外からテラヘルツ域の天体観測への応用が考えられている。

### 2-3-5 Superconducting nanoStripLine Detector (SSLD)

超伝導体中での高エネルギーの励起が熱化する時間は、数 10 ps であるため、従来から超伝導ブリッジを使った高速光応答が研究されてきた。このブリッジを長くして、数 10  $\mu$ m から 1 mm といった面積をナノスケールのストリップ線でカバーするようにしたのが、SSLD である。例えば、通信波長帯での検出器として使うためには、少なくとも数 10  $\mu$ m の検出面積が必要である。光子検出の場合には、SSPD という呼称が普及している。超伝導単一光子検出器 (Superconducting Single Photon Detector) として機能する超伝導検出器は SSPD 以外にもあるため、IEC-TC 90 では、略称は同じであるが検出器構造を反映させた、Superconducting Strip Photon Detector という名称について検討している。また、ナノワイヤーと呼ばれることもあるが、構造的には、ナノスケールの超薄膜をストリップ線に加工した構造をもつ。

検出器サイズを大きくすると、超伝導固有の緩和時間ではなく、電子の慣性由来する力学インピーダンスにより、応答速度が決まるようになる。力学インピーダンスを小さくするためには磁場浸入長を短くする必要があり、 $1/2 T_c$  以下で動作させる。ストリップの臨界電流を越えない程度に電流バイアスすることにより、超伝導-常伝導転移付近の状態に保つ (後述する TES では、熱的に超伝導-常伝導転移の中間状態に保たれる)。この状態で、光子や粒子が入射すると局所的なホットスポットが形成され、超伝導電流の迂回により、臨界電流密度を越えるため常伝導相が出現し、ストリップに抵抗が生じる。この常伝導領域は、基板への熱伝導やフォノン散逸のため、ナノ秒より短い時間で定常状態に復帰する。このときの抵抗変化を、電圧パルスとして読み出す。数 10  $\mu$ m 角で数 100 ps の応答が得られる。一本のストリップではなく、並列に配置した 1 mm の素子で  $\sim 1$  ns という報告もある。量子通信や質量分析への応用が期待されている。

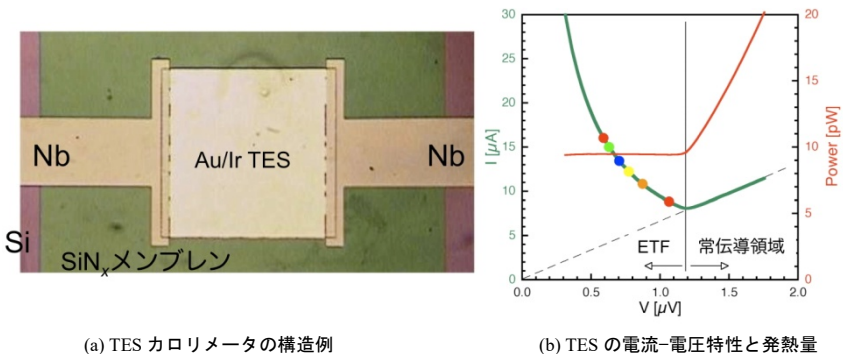
### 2-3-6 Transition Edge Sensor (TES)

カロリメータは、検出器に付与されたエネルギーを吸収体の温度上昇として測定する。温度計に超伝導体を用いたものが TES である。SPT という略称も用いられる。常伝導から超伝導への転移が非常に狭い温度範囲 (数 mK 程度) で起こることを、高感度の温度計として使用する。熱型の検出器のエネルギー分解能は一般的に次式で表される。

$$\Delta E = 2.355\xi\sqrt{kT^2C} \quad (2)$$

ここで、 $\xi$  は温度計の感度に関係した因子、 $k$  はボルツマン定数、 $T$  は吸収体の温度、 $C$  は吸収体の熱容量である。動作温度を低くする、あるいは熱容量の小さい材料を用いるとエネルギー分解能が高くなる。TES は  $T$  を小さくすることと、 $C$  を小さくするために 0.1 K 以下で動作させる。

TES では、温度計として超伝導薄膜を用いる。薄膜の上に X 線や  $\alpha$  線の吸収体が結合される。熱浴の温度を  $T_c$  より僅かに低くし、超伝導薄膜に低電圧バイアスを印加する。すると、 $P = V^2/R$  の発熱が生じる。この発熱量と、熱浴への熱伝導と釣り合う  $R$  値に自動的に温度バイアスが掛かる。吸収体にエネルギーが付与されたときには、温度上昇のため  $R$  が増加する。これは、 $P$  を低下させるため、熱的に負のフィードバックが掛かり、ベース温度に戻るのが速くなる。この電気熱負フィードバック (Electrothermal Feedback : ETF) のため、温度計としてサーミスタなどを用いる従来型カロリメータでの応答速度が 1 ms と遅かったのに対して、TES では数 10  $\mu$ s の応答が期待される。TES の例と、素子の  $I$ - $V$  特性を図 2・10 に示す。可視域の光子に対しては、100 ns という高速応答が報告されている。TES は、可視域の光子、X 線、 $\alpha$  線、テラヘルツの検出に用いられている。



ETF の領域で、TES は超伝導-常伝導中間状態に自己温度バイアスされる。

図 2・10 TES 検出器

### 2-3-7 Metallic Magnetic Calorimeter (MMC)

MMC は、常磁性金属と SQUID で構成される。光子のエネルギー付与により生じる吸収体の温度上昇は、常磁性体センサの磁化の変化をもたらす。この磁化の変化を dc-SQUID (超伝導量子磁束干渉計) により測定する。吸収体と常磁性体は、熱浴と弱く結合される。吸収体として Au、常磁性体としては、Au:Er の希釈合金が用いられる。X 線に対するエネルギー分解能は、TES と同程度の値が得られる。X 線や  $\alpha$  線の分析に用いられている。

#### ■参考文献

- 1) 王 鎮, “超伝導デバイスを用いたテラヘルツ波検出器,” 応用物理, no.75, p.218, 2006.
- 2) Cristian Enns (ed.), “Cryogenic Particle Detection,” Topics Appl. Phys. no.99, Springer-Verlag, 2005.

- 3) Blas Cabrera, Aaron Miller, and Betty Young (ed.), “Proceedings of the 13<sup>th</sup> International Workshop on Low Temperature Detectors,” AIP Conf. Proc., no.1185, American Institute of Physics, 2009.



■9 群 - 2 編 - 2 章

2-4 超伝導電圧標準

(執筆者：東海林 彰) [2009 年 3 月受領]

極低温に冷却されたジョセフソン素子に電磁波を照射すると、電流-電圧 ( $I$ - $V$ ) 特性上に複数のステップが現れる。n 番目のステップの電圧は照射する電磁波の周波数  $f$  と式 (1) の関係をもつ。

$$V_n = \left( \frac{h}{2e} \right) \cdot n f \tag{1}$$

ここで、 $h$  はプランク定数を、 $e$  は単位電荷を、 $n$  は整数を表す。  $V_n$  は  $f$  のみに依存し、ジョセフソン素子の材質、構造、寸法などに依存しない。また、温度、湿度、気圧などにも依存しない。式 (1) 右辺の係数の逆数は、ジョセフソン定数  $K_J$  と呼ばれ、その値は様々な物理実験の結果から推定されている。現在の推奨値は  $K_J = 2e/h = 483597.891(12)$  GHz/V である。括弧内の数字は 0.012 GHz/V の不確かさがあることを示す。標準への応用では、不確かさを含まずに電圧の値を決定することが望ましい。そこで、 $V_n = (1/K_{J,90})n f$ 、 $K_{J,90} = 483597.9$  GHz/V として  $V_n$  を値付けることが国際的な合意によって取り決められている。 $K_{J,90}$  はジョセフソン定数の協定値と呼ばれる。

1 個のジョセフソン素子が発生する電圧は、一般に、10  $\mu$ V ~ 1 mV の範囲にある。一方、被校正電圧は 1 ~ 10 V の範囲にある。このため、数千個、数万個あるいは数十万個のジョセフソン素子を超伝導配線によって直列に接続したアレー (ジョセフソンアレー) が校正用の素子として用いられている。定電圧ステップを励起するために、マイクロ波帯またはミリ波帯の電磁波が用いられている。それらの位相は、セシウム (Cs) 原子発振器、ルビジウム (Rb) 原子発振器、GPS 衛星などから放射された電磁波 (周波数約 10 MHz) の位相を基準として制御されており、周波数の精度は  $1 \times 10^{-10}$  程度である。ジョセフソン電圧標準の精度は  $1 \times 10^{-9} \sim 1 \times 10^{-7}$  の範囲にある。

直流電圧の校正を行うジョセフソン電圧標準は二つの方式に分類される。一つは、大きいヒステリシスをもつ  $I$ - $V$  特性を有するジョセフソン素子を用いる方式で“従来のジョセフソン電圧標準” (Conventional Josephson Voltage Standard : CJVS) と呼ばれる。もう一つは、小さいヒステリシスをもつ  $I$ - $V$  特性あるいはヒステリシスのない  $I$ - $V$  特性を有するジョセフソン素子を用いる方式で“プログラマブル・ジョセフソン電圧標準” (Programmable Josephson Voltage Standard : PJVS) と呼ばれる。PJVS は、CJVS の問題点を解決するために米国立標準技術研究所 (National Institute of Standards and Technology : NIST) のハミルトン (Hamilton) らによって 1995 年に考案された<sup>2)</sup>。

CJVS では、ジョセフソン素子への電磁波の照射によって、その  $I$ - $V$  特性上に図 2・11 に示すような電圧軸を横切る複数のステップが現れる。それらは“ゼロクロスイング・ステップ”と呼ばれる。

CJVS では、ジョセフソン素子の動作はバイア

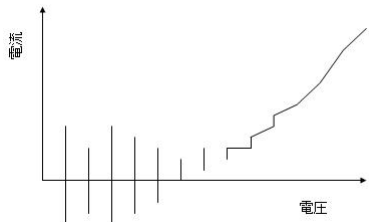


図 2・11 ゼロクロスイング・ステップ

ス電流がゼロの状態において行われる。電圧の設定は、ある値のバイアス電流をアレーに流しておき、リレーによってバイアス源をアレーから切り離すという操作によって行われる。操作後に個々のジョセフソン素子の動作点がどの  $n$  値のステップ上に落ち着いたかは分からない。アレー全体が発生する電圧が目標とする値に近づくまでこの操作が行われる。

電圧の詳細な設定は、電磁波の周波数を調整することによって行われる。このように、CJVS では一種の確率過程によって電圧値の設定が行われるため、長い設定時間（数分程度）を必要とする。

CJVS で使用されるジョセフソン素子は、一般に大きい静電容量を有するため  $I-V$  特性上にカオスと呼ばれる不安定な状態が発生しやすい。特に、ジョセフソン素子の臨界電流  $I_c$  が大きい場合にその確率が高い。カオスが発生すると  $I-V$  特性上に電流ステップが現れなくなり、電圧標準素子としての動作ができなくなる。このため、CJVS で使用されるジョセフソン素子の  $I_c$  は通常  $1 \text{ mA}$  以下に設定される。その結果、 $I-V$  特性上に励起されるステップの大きさは通常  $300 \mu\text{A}$  以下となる。この小さいステップ幅は、アレーの発生する電圧を長時間安定に保つことを難しくしている。CJVS では、 $70\sim 100 \text{ GHz}$  の電磁波がステップの励起源として採用されている。

PJVS では、ジョセフソン素子に電磁波を照射すると、図 2・12 に示すような階段状のステップが発生する。この場合、バイアス電流を印加することによってステップの電圧は一意に決定される。その結果、PJVS では発生電圧の大きさを短時間 ( $< 1 \text{ ms}$ ) に設定することが可能である。更に、PJVS で使用されるジョセフソン素子は、一般に小さい静電容量を有するため、ジョセフソン素子の  $I_c$  を数〜十数  $\text{mA}$  に設定することが可能である。このため、PJVS では、 $1 \text{ mA}$  を越える大きさのステップが容易に得られる。

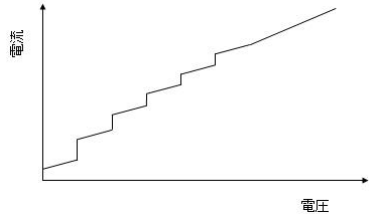


図 2・12 階段状のステップ

PJVS では発生電圧の大きさを切り替えるために図 2・13 に示す回路を使用する<sup>3)</sup>。回路内のすべてのジョセフソン素子は直列に接続されており、 $M$  個の接合を含む二つのブロックと  $M \times 2^n$  個 ( $n = 1, 2, \dots, N$ ) の接合を含む  $N$  個のブロックとに分割される。これらのブロックはセルと呼ばれ、それぞれに独立したバイアス源を有している。電磁波をすべての接合に供給

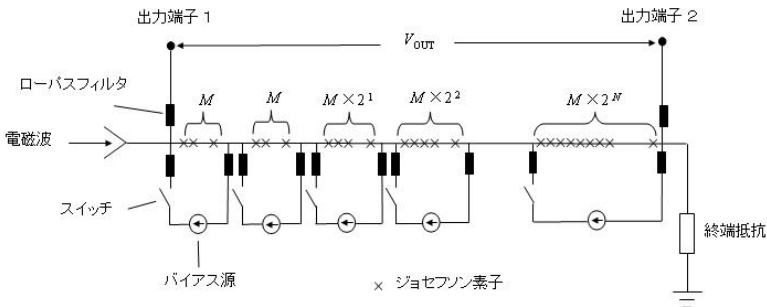


図 2・13 プログラマブル・ジョセフソン電圧標準 (PJVS) 素子の等価回路

した状態において、各セルのバイアス回路に設置されているスイッチをオンオフさせることにより、出力端子 1 と 2 の間に発生する電圧  $V_{OUT}$  をゼロと  $M \times (2^0 + 2^0 + 2^1 + 2^2 \dots 2^N) \times (f/K_{1-90})$  間で変化させることができる。すなわち、図 2・13 の回路は一種のデジタル-アナログ変換器として動作される。  $V_{OUT}$  の値の微細な調整は供給する電磁波の周波数を変化させることによって行われる。

これまでに、ドイツの物理工学研究所 (Physikalische-Technische Bundesanstalt : PTB) と日本の産業技術総合研究所 (産総研) において  $-10 \text{ V} \sim 10 \text{ V}$  の任意出力をもつ PJVS システムが作製された。前者では  $\text{Nb}/\text{AlO}_x/\text{Al}/\text{AlO}_x/\text{Nb}$ <sup>4)</sup> の積層構造をもつジョセフソン素子が、後者では  $\text{NbN}/\text{TiN}_x/\text{NbN}$ <sup>5)</sup> の積層構造をもつジョセフソン素子が採用された。PTB のシステムの特長は、 $\text{Nb}/\text{AlO}_x/\text{Al}/\text{AlO}_x/\text{Nb}$  素子が比較的大きい特性電圧 ( $\sim 150 \mu\text{V}$ ) をもつために、従来のジョセフソン電圧標準で使用されている  $70 \sim 100 \text{ GHz}$  の電磁波を使用することが可能なことにある。このことは、比較的低いコストでシステムを用意することができることを意味する。

産総研のシステムの特長は、 $\text{NbN}$  膜が  $15 \text{ K}$  を越える超伝導臨界温度をもつために、小型の冷凍機によって素子を冷却し動作させることができることにある。このため、液体ヘリウムを用意する必要がなく、低いコストでのシステムの運転が可能である。図 2・14 に産総研において試作された PJVS システムクライオスタット内部の写真を示す。写真の中央に見えるのは電圧発生用のチップであり、厚さ  $0.1 \text{ mm}$  のインジウムシートを介して冷凍機のコールドヘッドに実装されている。チップの外側に見えるのは、バイアス電流供給用のマンガニン線とマイクロ波供給用のセミリジッド同軸線でありガラスエポキシ基板上の金配線に半田付けされている。チップの大きさは  $15 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$  である。アレーに含まれるジョセフソン素子の総数は  $327680$  個である。このシステムでは周波数  $16 \text{ GHz}$  の電磁波がステップの励起源として使用されている。

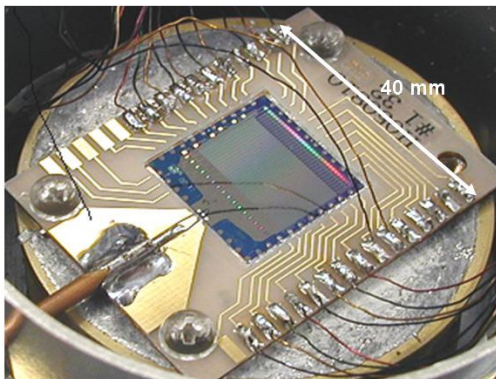


図 2・14 冷凍機に実装された 10V-PJVS チップ (写真提供産総研山森弘毅氏)

ジョセフソンアレーを交流電圧実効値の精密測定に用いるためのシステムの開発が、NIST, PTB, 産総研などの標準研究機関において行われている。それらは二つの方式に分類される。一つは、PJVS 素子の各セルに供給するバイアス電流を高速に切り替えることによって階段状

の正弦波形を発生させる方式であり, “ACPJVS” と呼ばれる. もう一つは, 10 GHz 程度の周期をもつパルス列をジョセフソンアレーに入力させ交流波形を発生させる方式であり, “パルス駆動システム” または “ジョセフソン任意波形合成器” (Josephson Arbitrary Waveform Synthesizer : JAWS) と呼ばれる<sup>6)</sup>. 前者は, 比較的低い周波数 (< 1 kHz) の交流電圧及び商用電力の 1 次標準器として使用されることが期待されている. 後者は, 比較的高い周波数 (> 1 kHz) をもつ交流電圧の一次標準器として使用されることが期待されている.

#### ■参考文献

- 1) 原 宏(編著), “量子電磁気計測,” 電子情報通信学会.
- 2) C. A. Hamilton, C. J. Burroughs, and R. L. Kautz, “Josephson D/A converter with fundamental accuracy,” IEEE Trans. Instr. Meas., vol.44, no.2, pp.223-225, 1995.
- 3) C. J. Burroughs, S. P. Bentz, C. A. Hamilton, and T. E. Harvey, “Programmable 1 V DC voltage standard,” IEEE Trans. Instr. Meas., vol.48, no.2, pp.279-281, 1999.
- 4) H. Schulze, R. Behr, J. Kohlmann, and J. Niemeyer, “Design and fabrication of 10 V SINIS Josephson arrays for programmable voltage standards,” Supercond. Sci. Technol., vol.13, pp.1293-1295, 2000.
- 5) H. Yamamori, M. Ishizaki, H. Sasaki and A. Shoji, “Operating margins of a 10 V programmable Josephson voltage standard circuit using NbN/TiNx/NbN/TiNx/NbN double-junction stacks,” IEEE Trans. Appl. Supercond., vol.17, no.2, pp.858-863, 2007.
- 6) S. P. Benz, P. D. Dresselhaus, C. J. Burroughs and N. F. Bergren, “Precision measurements using a 300 mV Josephson arbitrary waveform synthesizer,” IEEE Trans. Appl. Supercond. vol.17, no.2, pp.864-869, 2007.

■9 群 - 2 編 - 2 章

---

## 2-5 超伝導デジタルデバイスとその応用

執筆中

## ■9 群 - 2 編 - 2 章

### 2-6 超伝導量子ビット

(執筆: 仙場浩一) [2018 年 12 月 受領]

金属超伝導体を用いたデバイスの一つとしての超伝導量子ビット, その実現方法, 現状と課題について説明する. これまでに超伝導量子ビットを作製するために用いられた超伝導体は, 著者の知る限りアルミニウム<sup>1)</sup>, ニオブ<sup>2)</sup>, 窒化ニオブ<sup>3)</sup>であるが, 数の上ではアルミニウムが圧倒的である. 金属超伝導体よりも高い超伝導転移温度をもつ材料, 例えば銅酸化物超伝導体系を用いて作製された超伝導量子ビットは, まだ実現されていない. 超伝導量子ビットにとって重要な特性は, 室温付近の動作温度ではなく, 高い忠実度での状態の重ね合わせやエンタングルメントを生成でき, 必要な時間維持可能なこと, 即ち量子的な干渉性が持続する時間(コヒーレンス時間)が十分長く, 設計通りの特性を持つジョセフソン接合が安定して再現性良く作製できることだからである.

この章では, 誕生から 20 年の間に, コヒーレンス時間が約 100 万倍に改良されたアルミニウム量子ビットを例に解説するが, アルミニウム以外の新しい材料を使って優れた超伝導量子ビットを実現しようという最近の研究の一端についても紹介する. ゲルマニウムトランジスタから始まった半導体技術がシリコンとの出会いによって飛躍的に発展したように, アルミニウムに代わる新たな超伝導量子ビットから予期し得ないブレイクスルーが起きる可能性は残っていると考えられる.

巨視的量子系である超伝導量子ビット(人工原子)と電磁場の結合の強さは, 自然な原子と電磁場の結合強度と比較しておよそ 1 億倍という桁違いの値で回路設計することも可能である<sup>4)</sup>. この特性を活かして, ほかの量子系とのコヒーレントな結合を比較的容易に実現できること(ハイブリッド量子系)や, 最近では, 超伝導回路量子電気力学(circuit-QED: Quantum Electro Dynamics)<sup>5)</sup>が量子電気力学の未解決問題に実験的に答えを出せる可能性があることもわかってきており, 後半では超伝導量子ビットの新たな可能性についても紹介する.

#### 2-6-1 微小ジョセフソン接合とその作製方法

超伝導量子ビットの動作原理に関しては, S2 群『量子通信と量子計算』3 章 3-13 「超伝導回路を用いた量子計算」(執筆: 中村泰信氏)の解説に詳しいのでここでの説明は最小限に留めるが, 必須構成要素は微小ジョセフソン接合である. これが cavity-QED 実験における Rydberg 原子の役割を果たす. 超伝導量子ビットを構成する回路のその他の要素は, この超伝導人工原子の量子状態安定化装置や測定装置の役目を担う. 接合面積が大きくて, クーパー対 1 個の差に相当する帯電エネルギーが無視できる状況では, ジョセフソンポテンシャル中での, エネルギー準位の量子化は観測されない. 系は古典的に振る舞うだけで, 量子遷移可能な量子ビットは得られない. 重要なことは, 微小接合の全エネルギーが, ジョセフソンエネルギー ( $E_J$ ) に加えて無視できない帯電エネルギー ( $E_C$ ) の成分を持つことである. この条件が満たされれば, 微小ジョセフソン接合は量子的双安定性を有する 2 準位系(量子ビット)として振る舞う<sup>6)</sup>. このような条件を満たすジョセフソン接合の臨界電流は凡そ  $\mu\text{A} \sim \text{nA}$ , 接合キャパシタンスは  $\text{pF} \sim \text{fF}$  であり, 超伝導材料としてアルミニウム(接合バリ

ア層は薄い酸化膜)を使った場合の典型的なサイズは、サブマイクロメートルである。このような微小接合を再現性良く作製する方法として、suspended bridge を用いた二方向蒸着法<sup>7)</sup>が長く用いられてきた。この方法では、図 2・15 に示すように異なる 2 方向からのアルミニウム蒸着の間に、酸素を導入して 1 回目に蒸着したアルミニウムの表面に非常に薄い酸化膜を形成する。酸化膜で覆われたアルミニウムのパターンの上に 2 回目のアルミニウムのパターンが蒸着されるように、トップレジストに描くパターンと下層レジストの厚さをあらかじめ設計しておく必要がある。組成の異なる 2 種類のレジストの厚さをあらかじめ計算して基板にコーティングし、トップレジストに電子ビーム露光装置等を用いて描画した微細なパターンを現像処理する。下層レジストには、角度蒸着に必要な十分な大きさのアンダーカットをウェットエッチ等で準備する必要がある。蒸着後にレジストをリフトオフすれば微小ジョセフソン接合を含む回路が得られる。

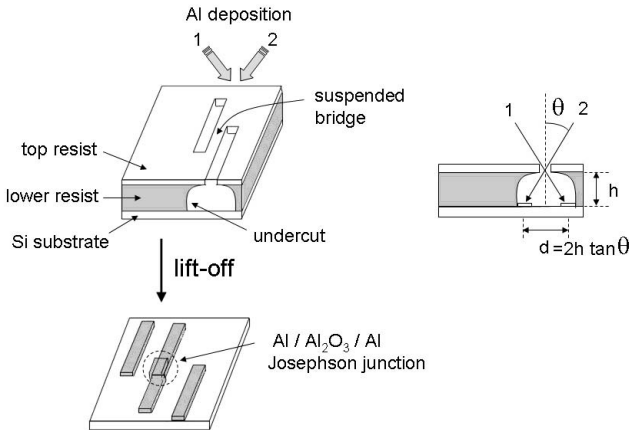


図 2・15 suspended bridge を用いた二方向蒸着法<sup>7)</sup>

## 2-6-2 ジョセフソン接合人工原子：超伝導量子ビット

1998 年に微小ジョセフソン接合を含んだ超伝導回路 (Cooper pair box) のゲート電極に印加した psec の電圧パルスを用いて、巨視的量子状態のコヒーレント振動 (MQC: Macroscopic Quantum Coherence) が NEC つくば研究所の研究グループ [中村, Pashkin, 蔡] によって観測された<sup>1)</sup>。これは、固体デバイス中の量子ビット (超伝導量子ビット) が既存のエレクトロニクス技術でコヒーレント制御可能であることを実証した最初の例であった。この最初の超伝導量子ビットから 20 年経った今日では、様々な超伝導量子ビットが創られており、接合のジョセフソンエネルギー  $E_J$  と 帯電エネルギー  $E_C$  の比  $E_J/E_C$  が大きい順に、位相量子ビット、磁束量子ビット<sup>8)</sup>、トランズモン<sup>9)</sup>、電荷量子ビット<sup>1)</sup>等に分類される。現在、最も広く使われている超伝導量子ビットは、微小接合を大きなキャパシタンスでシャントして電荷揺らぎの抑制に成功した改良型 Cooper pair box とも言えるトランズモン (transmon) である<sup>9)</sup>。その構造は、図 2・16 の等価回路で示された構造そのままである。超伝導量子ビットの量子

状態の読み出し方法も、様々な方法が実現されているが、最も一般的なトランズモンを例にとると、この人工原子と強結合した 1 次元超伝導伝送線路型共振器の共鳴周波数が量子ビット状態に依存してシフトする現象を使って読み出す(分散読み出し: dispersive readout)方法が広く使われてきた。「強結合」とは、人工原子と共振器中の電磁場の結合が、人工原子の緩和率や共振器からの光子の緩和率より大きい状況を指し、この条件が満たされないと、人工原子と電磁場の量子ダイナミクスの観測は難しい。この方法は、Yale 大学の理論物理学者 Girvin の学生であった Blais らによって自然な原子を用いて発展してきた空洞共振器量子電気力学 (cavity QED) を巨視的な人工原子 (qubit) 超伝導回路系に焼き直すかたちで 2004 年に提案された<sup>9)</sup>。その後、この簡潔で美しいスキームは 回路 QED (circuit QED) が発展する理論的な礎となった。このスキームで強結合が達成できたキーポイントは、1 次元伝送線路共振器の零点エネルギーが非常に小さな体積に閉じ込められていること、及びそれと相互作用する巨視的人工原子の電気双極子が巨大なためである。

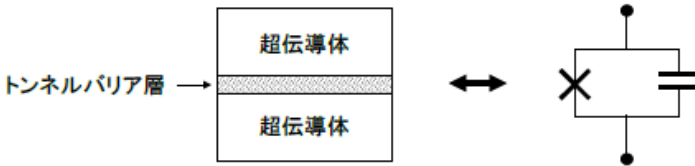


図 2・16 ジョセフソン接合とその等価回路

( X で示すトンネル接合要素 と 並列なキャパシタンス要素 で等価回路が構成される )

## 2-6-3 量子コヒーレンスの改良

環境との相互作用 (ノイズ) によって、量子ビットのエネルギー準位差  $E_{01}$  が、時間 ( $\delta T$ ) の間に、わずかに ( $\delta E = E_{01}(t) - \langle E_{01} \rangle$ ) でも変動すると、量子ビットの周波数 ( $E_{01}/h$ ) で回転する座標系からみると、 $\delta \phi = 2\pi \delta E \delta T/h$  の位相のズレが生じる。エネルギーの変動に偏りが無く  $\langle \delta E \rangle = 0$  でも、分散  $\langle (E_{01} - \langle E_{01} \rangle)^2 \rangle$  は有限となるため、環境との相互作用により量子ビットは、同一の初期状態から始めて同一時間自由発展した後の状態が毎回少しずつ異なる。回転座標系から見た量子ビットの位相は、この分散の範囲で不確定になる。初期化 → 同一の状態操作 → 測定により、本来は状態操作に応じて完全に  $|0\rangle$  または完全に  $|1\rangle$  を含めて測定時には、本来様々な重ね合わせの量子状態を生成できるはずだが、ノイズが存在するために測定しても  $|0\rangle, |1\rangle$  の確率が 50% のような結果の場合、測定前の (位相を含む) 量子状態の情報を得るのは困難である。多数回測定して  $|0\rangle, |1\rangle$  状態の占有率を算出しても、測定前の状態の位相を推定することはもはや不可能なため、この状況では量子可干渉性が消失している (デコヒーレンス) と考えられる。

量子ビットのエネルギー準位差  $E_{01}$  が例えば量子ビットに印加される電圧、磁場、電流など制御パラメータ ( $x_1, x_2, x_3, \dots$ ) の関数であるとする。フランス CEA-Saclay 研究所の M.Devoret, D.Esteve 率いる研究グループが実証したように  $E_{01}$  がこれらのパラメータの変動に対して極値 ( $dE_{01}/dx_i = 0, i=1, 2, 3, \dots$ ) となる最適動作点 (sweet spot あるいは optimal point)



で量子ビットを操ればデコヒーレンス回避の優れた方法となる<sup>10)</sup>。当初、nsecであった超伝導量子ビットのコヒーレンス時間は、この方法を使い約1000倍の $\mu\text{sec}$ にまで改良された。

量子コヒーレンス改良の次のブレイクスルーはSchoelkopf率いる米国Yale大学の研究グループによるもので、誘電損失が極めて小さい3次元超伝導空洞共振器と超伝導量子ビットを強結合させる手法で実現された。この方法が成功した要点は、超伝導量子ビット・共振器結合系のエネルギーロスに占める誘電体損失の割合を桁違いに低減することに成功したことにある。共振器が平面コプレナー型の場合には、結合系のエネルギーの無視できない割合が基板のシリコン酸化膜や回路中のアルミ酸化物などの誘電体部分に存在する。一方、3次元超伝導空洞共振器の場合、結合系のエネルギーの大部分は誘電体部分以外に存在する。超伝導量子ビットのコヒーレンス時間は、この方法によってさらに約1000倍msecに迫る値にまで改良された。最近では、最もコヒーレンス寿命の長い超伝導量子ビットよりも長寿命な量子メモリーとして高Q3次元超伝導共振器中のマイクロ波光子状態を使う提案<sup>11)</sup>や、長寿命な共振器中の非古典的光子状態から量子ビットを構成したり、それらと強結合しているトランズモンをancilla-qubitとして使い、量子フィードバックによって「シュレーディンガーの猫状態」などの非古典的光子状態の寿命を延ばしたり、特殊な交換相互作用<sup>12)</sup>を実行してエンタングルメントを生成する方法が実証されている<sup>13)</sup>、このように、量子ビット集団に表面コードを実装する手法とは全く異なる方法(cat code, boson code)を用いた有望な量子誤り訂正スキームが実質的に準備されている。

## 2-6-4 優れた超伝導量子ビットを求めて

本質的にノイズの影響を受けないトポロジカルに保護された超伝導量子回路を用いる構想がKitaevらによって提案され<sup>14)</sup>、0- $\pi$  qubitとして研究されている<sup>15)</sup>。

一方、半導体微細加工技術の進歩により、超伝導体と磁性体の接合を作製することが近年可能となってきた。薄い磁性体中で超伝導オーダーパラメータが減衰振動する性質を使って、超伝導体/磁性体/超伝導体からなる「 $\pi$ 接合」と呼ばれる磁性ジョセフソン接合の作製が可能となってきた。超伝導体で挟まれた磁性体の厚さをナノメートルオーダーで制御して、ちょうど位相が反転( $\pi$ 位相シフト)する厚さのバリア層を挟めば、接合を跨ぐ超伝導オーダーパラメータの位相が $\pi$ だけシフトする接合を作ることができることが山下・前川らによって提案された<sup>16)</sup>。この技術を使い、新しい超伝導(磁束)量子ビットの作製<sup>17)</sup>や素子特性の改良が試みられている<sup>18)</sup>。また、近年Heを用いて桁違いに微細な収束イオンビーム(FIB)加工が可能となり、d-波超伝導体YBCOの弱結合をHe-FIBで作製したnano-slit SQUIDの作製も報告されている<sup>19)</sup>。また、Nb製の磁束量子ビットは、カナダのD-wave社が組合せ最適化問題に特化して開発したアニーリングマシンを構成する素子に使われている<sup>20)</sup>。

トランズモンではCooper pair boxを大きなキャパシタンスでシャントすることにより、電荷揺らぎの抑制に成功したように、大きなインダクタンスでシャントすることによってCooper pair boxの電荷のオフセットを抑制できるとする新しい量子ビット(Fluxonium)がManucharyanらにより提唱され<sup>21)</sup>、最近では、 $T_2 > 350 \mu\text{s}$ (1ms超まで改良可能見込み)など高コヒーレンスの実証が報告されるまでに発展している<sup>22)</sup>。また、超伝導薄膜(NbTiN, Al等)やナノワイヤーの大きなkinetic inductanceを使ったFluxoniumがプリンストン大学のHouckらや、カールスルーエ研究所のUstinovらにより研究されている<sup>23,24)</sup>。

全く異なる方向からの新たな試みとして、グラフェンの単原子膜を六方晶窒化ホウ素 (h-BN) で保護して、約 300 nm に対向させた超伝導電極で量子閉じ込め構造を作り、近接効果で浸み出した超伝導キャリア密度をバックゲートで制御して作られたグラフェン量子ビット (電圧制御トランズモン/ゲートモン) が MIT の Jarillo-Herrero と Oliver の共同研究チームによって最近報告された<sup>25)</sup>。コヒーレンス時間はまだ 36 ns と短い、バックゲートへのキャリア緩和がデコヒーレンスの主因と判明しており今後の改良の余地は大きい。UC-Berkeley の John Clarke らが指摘したように、半導体や絶縁体と金属の界面には、局在電子準位に起因したスピが生じるので、これが磁束ノイズやデコヒーレンスの原因ではないかと考えられてきた<sup>26)</sup>が、グラフェン量子ビットは van der Waals 力で基板に密着するため、本質的にこの困難を解決できる可能性があり注目に値する。

超伝導ナノ細線の位相が  $2\pi$  量子跳躍するのは、ジョセフソン接合をクーパー対がトンネルすると双対 (dual) な現象である。コヒーレント量子位相滑り (CQPS: Coherent Quantum Phase Slip) と呼ばれるこの現象は、デルフト工科大の Mooij と Nazarov によって 2006 年に理論的に予言され<sup>27)</sup>、2012 年に NEC-理研の Astafiev らによって InOx ナノワイヤーを使って実現された<sup>28)</sup>。CQPS を使って、ジョセフソン接合 (誘電体トンネルバリア層) を必要としない全く新しい量子ビット<sup>27,29)</sup> を創ろうという試みがある。この CQPS は、量子ビット以外でも、電圧標準に交流ジョセフソン効果で観測されるシャピロステップ (Shapiro steps)  $V=n\Phi_0v$  ( $n$ : 整数) が使われているように、超伝導ナノ細線を使い、それと双対な効果である電流プラターを電流標準に応用しようという取組みも行われており、その動向が注目される<sup>30)</sup>。

## 2-6-5 ハイブリッド量子系, 超強結合

巨視的人工原子である超伝導量子ビットは、その強い相互作用を反映して、単一量子レベルでのマイクロ波領域の光子<sup>31, 32)</sup>、機械共振器のフォノン<sup>33)</sup>、半導体中の電子スピン<sup>34, 35)</sup>、磁性体中のマグノン<sup>36)</sup> 等数多くの異種量子系との強結合あるいは超強結合の実証が報告されており、例えばこの結合を使えば、結合相手の調和振動子系に Fock 状態の任意の重ねせ量子状態などを準備できる<sup>37)</sup>。また、天然の原子を用いた場合には、実現することが極めて難しい単一モード電磁場との「超強結合」や「深強結合」と呼ばれる極めて強い結合が、超伝導量子ビットに代表される人工原子系を使うと可能なことが最近判明し、量子電気力学分野で長年論争されてきた超強結合領域での  $A^2$  項の問題や、Dicke 超放射相転移に係る No-go 理論、基底状態でのエンタングルメントなどの未解決問題に実験的に答えを出せる可能性がある<sup>38, 39)</sup>。このように異なる量子系との強結合の研究は、ハイブリッド系の量子制御の高度化に不可欠な技術であり、量子計算や量子シミュレーション応用以外でも、高感度な量子計測等への応用も視野に研究が進められている。

## ■参考文献

- 1) Y. Nakamura, Yu. A. Pashkin & J. S. Tsai, "Coherent control of macroscopic quantum states in a single-Cooper-pairbox", Nature 398, 786(1999).
- 2) W. D. Oliver, et al., "Mach-Zehnder Interferometry in a Strongly Driven Superconducting Qubit", Science 310, 1653-1657 (2005).
- 3) Y. Nakamura, H. Terai, K. Inomata, T. Yamamoto, W. Qiu, and Z. Wang, "Superconducting qubits consisting of

- epitaxially grown NbN/AlN/NbN Josephson junctions”, *Appl. Phys. Lett.* 99, 212502 (2011).
- 4) M. Devoret, S. Girvin, and R. Schoelkopf, “Circuit-QED: How strong can the coupling between a Josephson junction atom and a transmission line resonator be?”, *Ann. Phys. (Leipzig)* 16, 767-779 (2007).
  - 5) A. Blais, Ren-Shou Huang, A. Wallraff, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf, “Cavity quantum electrodynamics for superconducting electrical circuits: An architecture for quantum computation”, *Phys. Rev. A* 69, 062320 (2004).
  - 6) Michel H. Devoret, “QUANTUM FLUCTUATIONS IN ELECTRICAL CIRCUITS”, P.351-386, Course 10, in *Quantum Fluctuations*, Les Houches, Session LXIII, 1995, S. Reynaud, E. Giacobino and J. Zinn-Justin, Eds. arXiv:1610.03438v2 [quant-ph] から改訂版入手可能.
  - 7) G. J. Dolan, “Offset masks for lift-off photoprocessing”, *Appl. Phys. Lett.* 31, 337 (1977).
  - 8) J. E. Mooij, T. P. Orlando, L. Levitov, Lin Tian, Caspar H. van der Wal, Seth Lloyd, “Josephson Persistent-Current Qubit”, *Science* 285, 1036 (1999).
  - 9) David Isaac Schuster 学位論文 (Yale 大学 Schoelkopf 研究室) トランズモン黎明期の画期的な研究 [https://rsl.yale.edu/sites/default/files/files/RSL\\_Theses/SchusterThesis.pdf](https://rsl.yale.edu/sites/default/files/files/RSL_Theses/SchusterThesis.pdf)
  - 10) D. Vion et al., “Manipulating the Quantum State of an Electrical Circuit”, *Science* 296, 886 (2002).
  - 11) M. Reagor et al., “Quantum memory with millisecond coherence in circuit QED”, *Phys. Rev. B* 94, 014506 (2016).
  - 12) H.-K. Lau and M. B. Plenio, “Universal Quantum Computing with Arbitrary Continuous-Variable Encoding”, *Phys. Rev. Lett.* 117, 100501 (2016).
  - 13) Y. Y. Gao et al., “Entanglement of bosonic modes through an engineered exchange interaction”, *Nature* 566, 509 (2019).
  - 14) A. Kitaev, “Protected qubit based on a superconducting current mirror”, arXiv:cond-mat/0609441 (2006).
  - 15) P. Brooks, A. Kitaev, and J. Preskill, “Protected gates for superconducting qubits”, *Phys. Rev. A* 87, 052306 (2013).
  - 16) T. Yamashita, K. Tanikawa, S. Takahashi, and S. Maekawa, “Superconducting  $\pi$  Qubit with a Ferromagnetic Josephson Junction”, *Phys. Rev. Lett.* 95, 097001 (2005).
  - 17) A. K. Feofanov et al., “Implementation of superconductor/ferromagnet/superconductor  $\pi$ -shifters in superconducting digital and quantum circuits”, *Nature Physics* 6, 593 (2010).
  - 18) T. Yamashita, Akira Kawakami, and Hirotsuka Terai, “NbN-Based Ferromagnetic 0 and  $\pi$  Josephson Junctions”, *Phys. Rev. Appl.* 8, 054028 (2017).
  - 19) E. Y. Cho et al., “Direct-coupled micro-magnetometer with Y-Ba-Cu-O nano-slit SQUID fabricated with a focused helium ion beam”, *Appl. Phys. Lett.* 113, 162602 (2018).
  - 20) <https://www.dwavesys.com/tutorials/background-reading-series/introduction-d-wave-quantum-hardware>
  - 21) V. E. Manucharyan, J. Koch, L. I. Glazman, M. H. Devoret, “Fluxonium: Single Cooper-Pair Circuit Free of Charge Offsets”, *Science* 326, 113-116 (2009).
  - 22) L. B. Nguyen et al., “The high-coherence fluxonium qubit”, arXiv:1810.11006v1 [quant-ph]
  - 23) T. M. Hazard et al., “Nanowire Superinductance Fluxonium Qubit”, *Phys. Rev. Lett.* 122, 010504 (2019).
  - 24) L. Grunhaupt et al., “Granular aluminum: A superconducting material for high impedance quantum circuits”, arXiv:1809.10646v1 [cond-mat.supr-con]
  - 25) J. I-Jan Wang et al., “Coherent control of a hybrid superconducting circuit made with graphene-based van der Waals heterostructures”, *Nature Nanotechnology* 14, 120-125 (2019).
  - 26) S. Choi, D.-H. Lee, S. G. Louie, and J. Clarke, “Localization of Metal-Induced Gap States at the Metal-Insulator Interface: Origin of Flux Noise in SQUIDs and Superconducting Qubits”, *Phys. Rev. Lett.* 103, 197001 (2009).
  - 27) J. E. Mooij and Yu Nazarov, “V. Superconducting nanowires as quantum phase-slip junctions”, *Nature Phys.* 2, 169-172 (2006).
  - 28) O. V. Astafiev et al., “Coherent quantum phase slip”, *Nature* 484, 355 (2012).
  - 29) J. E. Mooij and C. J. P. M. Harmans, “Phase-slip flux qubits”, *New Journal of Physics* 7 (2005) 219.
  - 30) S. E. de Graaf et al., “Charge quantum interference device”, *Nature Physics* 14, 590-594 (2018).
  - 31) J. Clarke and F. K. Wilhelm, “Superconducting quantum bits”, *Nature* 453, 1031-1042 (2008).

- 32) F. Yoshihara, T. Fuse, S. Ashhab, K. Kakuyanagi, S. Saito and K. Semba, “Superconducting qubit-oscillator circuit beyond the ultrastrong-coupling regime”, *Nature Physics* 13, 44-47 (2017).
- 33) A. D. O’Connell et al., “Quantum ground state and single-phonon control of a mechanical resonator”, *Nature* 464, 697-703 (2010).
- 34) X. Zhu et al., “Coherent coupling of a superconducting flux qubit to an electron spin ensemble in diamond”, *Nature*, 478, 221-224 (2011).
- 35) Y. Kubo et al., “Hybrid quantum circuit with a superconducting qubit coupled to a spin ensemble”, *Phys. Rev. Lett.*, 107, 220501 (2011).
- 36) Y. Tabuchi et al., “Coherent coupling between a ferromagnetic magnon and a superconducting qubit”, *Science* 349, 405-408 (2015).
- 37) M. Hofheinz et al., “Synthesizing arbitrary quantum states in a superconducting resonator”, *Nature* 459, 546-549 (2009).
- 38) A. F. Kockum, A. Miranowicz, S. De Liberato, Salvatore Savasta and Franco Nori, “Ultrastrong coupling between light and matter”, *Nature Review Physics* 1, 19 (2019).
- 39) P. Forn-Diaz, L. Lamata, E. Rico, J. Kono, and E. Solano, “Ultrastrong coupling regimes of light-matter interaction”, *Rev. Mod. Phys.* (2019) accepted.