

ジョセフソン接合配列における散逸による超伝導・絶縁体転移

筑波大物理・CREST-JST 山口尚秀¹、宮崎久生、神田晶申、大塚洋一

微小ジョセフソン接合の2次元配列および1次元列は、2次元（1次元）量子XYモデルとみなすことができ、量子相転移を示す系として興味の対象となってきた。この系においてはとくに散逸の大小によって量子ゆらぎの大きさが変化し、絶対零度において超伝導相と絶縁体相をもつと予想されてきた。われわれは、電子線リソグラフィーによって作製した配列において、このような散逸による超伝導・絶縁体転移を観測した。2次元配列の結果については本誌2001年5月号（京大基研研究会「摩擦の物理」の報告書）で紹介させていただいたので、ここでは主に1次元列についての実験結果と、2次元配列と1次元列の絶対零度における相図の違いについて述べる。

1 イントロダクション

ジョセフソン接合とはクーパー対のトンネル接合であり、2つの超伝導体が薄い絶縁膜をはさんだ構造になっている[1]。超伝導体どうしの結合の強さ（クーパー対のトンネル確率）はジョセフソン結合エネルギー E_J で与えられ、これは接合が（臨界温度あるいは臨界磁場以上で）常伝導状態のときの抵抗値に反比例する。比較的大きな接合面積をもつジョセフソン接合では、電圧0で $2eE_J/\hbar$ までの超伝導電流を流すことができる。

このようなジョセフソン接合を2次元的につなげたものの系全体のエネルギーは、各島状電極[2]の超伝導の位相を θ_i (i : 島状電極の座標) とすると、 $-E_J \sum_{\langle i,j \rangle} \cos(\theta_i - \theta_j)$ で与えられ、2次元XYモデルのそれと等価になる。従ってこの系はKosterlitz-Thouless転移(KT転移)を示すと考えられる。ではこの転移は実際にはどのように観測されるであろうか。配列を冷却していったとき、超伝導転移温度以下になり各島状電極が超伝導になっても、すぐに配列全体として超伝導性を示すようになるわけではない。熱的に渦が励起されていてこれによって抵抗が生ずるからである。さらに冷却していくとある温度以下ですべての渦が正負で対をつくり抵抗に寄与なくなり、配列全体として超伝導となる。この転移がジョセフソン接合配列におけるKT転移で、実際リソグラフィーを使って作った2次元配列においてすでに確認されている[3]。

このような熱的ゆらぎによる相転移だけでなく、絶対零度における量子ゆらぎによる相転移（量子相転移）もこの系は示すと考えられている。この量子ゆらぎをもたらすものは、クーロンブロッケード（あるいは帯電効果）と呼ばれる、せまい空間に閉じ込められたクーパー対のクーロン反発力に由来する効果である[6]。接合は2枚の金属（超伝導体）がある距離をへだてて向きあった形になっているため必然的に静電容量 C をもつ。接合面積が小さくなるほど、接合容量 C は小さ

¹ E-mail: yamaguchi@lt.px.tsukuba.ac.jp

くなり、クーパー対のトンネル前後における帯電エネルギーの差が大きくなる。このエネルギー増加のためにトンネルが抑制されるのが、クーロンブロッケードである。クーパー対のトンネルが抑制され各島状電極のクーパー対の数 N_i のゆらぎが小さくなると、 $\Delta\theta_i\Delta N_i > 1$ という不確定性関係 [7] によって位相の量子ゆらぎが大きくなる。これにより2次元配列において、 E_J/E_C ($E_C \equiv e^2/2C$: 典型的な帯電エネルギーを示す) が大きい場合は $-E_J\cos(\theta_i - \theta_j)$ のカップリングによって位相がそろいが (配列全体として超伝導)、 E_J/E_C が小さくなってくると位相の量子ゆらぎが大きくなり最終的には位相の長距離秩序が完全に壊される (配列全体として絶縁体) という転移がおこる。(理論については [4]、実験については [5]。)

さらにこの系においては、“散逸”も量子相転移 (超伝導・絶縁体転移) を引き起こすと予想されてきた。Caldeira と Leggett [8] が示したように、巨視的量子変数である位相 θ の量子ゆらぎは散逸の大きさに依存すると考えられる。ジョセフソン接合系では、接合に並列に常伝導の抵抗 R が付いているときに、 R_Q/R が散逸の大きさを表す量になる (量子抵抗 $R_Q \equiv h/4e^2 = 6.45k\Omega$ で規格化されている)。散逸は量子ゆらぎを抑制し、そのため E_J/E_C が非常に小さくても散逸が大きければ位相の秩序が壊されない。すなわち、 E_J/E_C が小さな値のときに散逸を大きくしていくと、絶縁体 (位相の量子ゆらぎが大きく位相の秩序が壊れた状態) から超伝導 (位相の秩序状態) へ転移するというわけである。しかしこのような転移は実験的にはっきりとは確認されていない。Sn, Pb, Bi, Al などの微粒子膜あるいは薄膜における超伝導・絶縁体転移 [9, 10, 11] が散逸によるものと考えられたが、これらの実験を理論と定量的に比較するのは難しい。というのは、まず微粒子膜では粒のつながり方がランダムであるし、薄膜ではトンネル接合の存在自体が不確定であるからである。さらに、散逸の大きさの指標として常伝導状態のときの抵抗値 R_N の逆数を用いた議論が多かったのだが、低温においては準粒子トンネルは超伝導ギャップのために抑制されるため、 R_N が低温における散逸の指標として適切かどうかかわからない。 E_J も R_N に逆比例するため、散逸による転移というよりむしろ E_J/E_C の違いによる転移として説明できるという議論もあった [16]。

そこで本研究では、規則正しい配列で、しかも E_J/E_C と散逸の大きさを独立に制御して散逸による転移を明確に観測するために、各接合 (Al-AlO_x-Al) に並列に常伝導の抵抗体 (シャント抵抗-Cr 薄膜) をつけた接合配列を電子線リソグラフィーの方法で作製した。

2 実験

2.1 試料

サンプルの作製には電子線リソグラフィーと斜め蒸着の方法をもちいた。接合両端の Al とシャント抵抗の Cr の間には Au を蒸着し Al と Cr の電氣的接触を良くした。また1回のリソグラフィーで作製し、3種類の金属は途中で真空を破らずに続けて蒸着した。

E_J/E_C の値は接合面積と Al の酸化の度合いによって変えることができ、散逸の大きさはシャント抵抗の長さを変えて抵抗値 R_S を変化させることで制御できる。とくに散逸による転移を見るために、シャント抵抗の長さだけが異なった複数の配列を同一基板上に同時に作製することで、

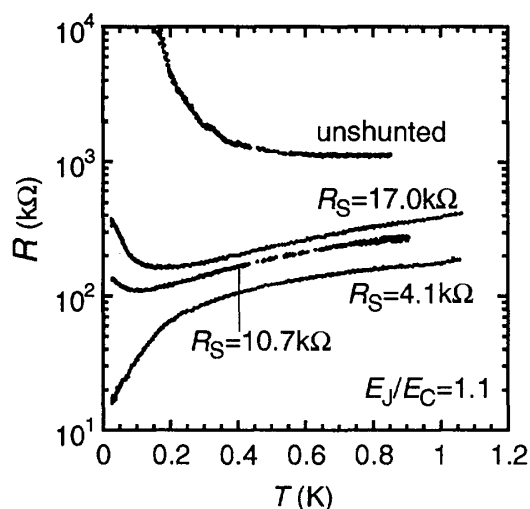


図 1: シャント抵抗付き 1 次元接合列のゼロバイアス抵抗の温度依存性。

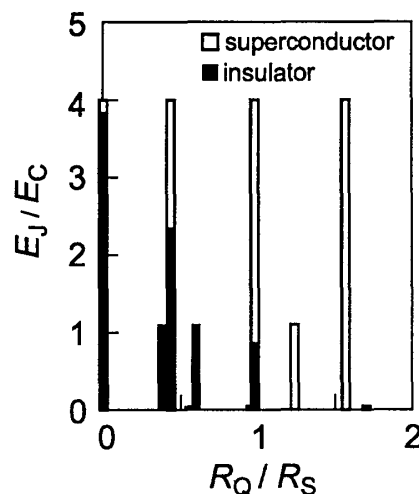


図 2: 1 次元列について得られた相図。

E_J/E_C が一定で R_S が異なった配列の組を得た。(作製した配列において同一基板上に同じ設計パターンで描画した接合の性質がほぼ同じになることは、以前の研究で確認している [12].) そのような配列の組を E_J/E_C の値を変えて複数作った。

2 次元配列の大きさは 40 接合 $\times$ 40 接合、1 次元列の長さは 47 接合である。接合の面積はおよそ $0.1\mu\text{m} \times 0.1\mu\text{m}$ で、シャント抵抗は幅 $0.15\mu\text{m}$ 高さ $5 - 8\text{nm}$ で長さを $1\mu\text{m}$ から $8\mu\text{m}$ まで変えた。また 1 次元列の接合は、接合を 2 つ並列にならべた DC-SQUID 構造にして磁場 B によって E_J の値を制御できるようにした。(有効的な E_J は、SQUID のループ内の面積を S とすると $E_J \cos(BS/\Phi_0)$ で与えられる。)

2.2 1 次元列の超伝導・絶縁体転移

これらの配列を希釈冷凍機を用いて 40mK まで冷却し、その伝導特性を比較した。2 次元の結果については文献 [13] で報告しているので、ここでは 1 次元列の結果について述べる。図 1 は、シャント抵抗の異なる 4 つの 1 次元列のゼロバイアス抵抗の温度依存性を示したものである [14]。シャント抵抗なしの配列とシャント抵抗値が比較的高い配列においては、温度を下げるるとともに抵抗が上昇するのに対し、シャント抵抗値の低い配列は抵抗が減少しており、絶対零度で絶縁体と超伝導に分かれることを示唆している。またこの抵抗の温度依存性の違いに対応して、最低温における IV 曲線においても特性の違いがみられた。 R_S が大きなものはゼロバイアス付近に微分抵抗のピークがあり、これはクーロンブロッケードを示していると考えられる。一方 R_S が小さなものではそのような構造は見られず、逆に電流を小さくしていくと微分抵抗が小さい領域に入るといふジョセフソン電流的なふるまいが見られた。

このようにして 3 つの組について調べた結果、図 2 のような相図が得られた。この図は抵抗の温度依存性 (と IV 曲線) から判断して絶対零度において超伝導になるか絶縁体になるかをそれ

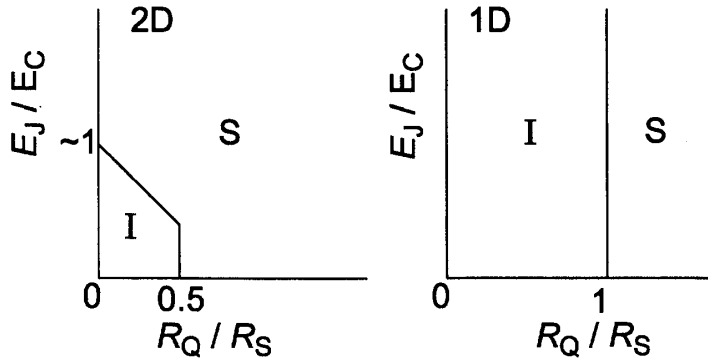


図 3: 2次元配列と1次元列の絶対零度における相図 (S:超伝導、I:絶縁体)。ただし自己容量を考慮せず接合容量のみの場合。文献 [16, 18] より。

それぞれ示している。ここでそれぞれの縦の線は、磁場をかけて E_J を実効的に変化させたことを意味する。すなわち、各縦線の一番上の部分がゼロ磁場における E_J/E_C (と R_Q/R_S) の値を示している。途中で黒線から白線にかわっているものは、磁場によって E_J/E_C が変化して超伝導・絶縁体転移がおこったことを意味する。ただし磁場によって超伝導から絶縁体になったといっても、その磁場はアルミニウムの臨界磁場よりはずっと小さい磁場であって、各島状電極は常に超伝導体のままで、ただ1次元列全体としてみると絶縁体的にふるまうようになったということである。

この相図から、 $E_J/E_C \rightarrow 0$ においては相の境界は $R_Q/R_S = 1$ にあるように見える。理論的には、 d 次元の正方格子の配列では E_J/E_C が非常に小さいとき $R_Q/R_S = 1/d$ に相の境界があると予想され [15, 16]、上の1次元列の結果はこれとよく一致する。 $1/d$ というのは、 d 次元配列において一つの接合から見た実効的なシャント抵抗が R_S/d であることからきている。(2次元配列の結果もほぼ $R_Q/R_S = 0.5$ に相の境界があるように見え理論と一致している。) このように E_J/E_C が小さいところでは、散逸による超伝導・絶縁体転移について実験結果と理論がよく一致している。

ただ E_J/E_C が大きいところでは実験結果を今までの理論で説明できないところがあり、以下で2次元と1次元の比較を行いつつそれについて述べる。

2.3 2次元配列と1次元列の比較

前節でも述べたように超伝導と絶縁体の相の境界は E_J/E_C が非常に小さいとき $R_Q/R_S = 1/d$ (d :次元) にあると予想されこれについてはわれわれの実験結果と理論は矛盾していない。

一方、 E_J/E_C を大きくしていったときに R_Q/R_S の臨界値がどのように変わるかについては、理論が1次元と2次元で大きな差異があることを予想しているのに対し、実験結果はそれほど大きな差を見せていない。

まず理論について述べると、2次元配列においては E_J/E_C が大きくなるにつれて R_Q/R_S の臨界値は徐々に小さくなり、 $E_J/E_C \sim 1$ において0になると理論的に予想されている [4]。言いかえると散逸がない場合に、 $E_J/E_C \sim 1$ において超伝導・絶縁体転移がおこるということである (図3)。これに対し1次元配列の場合は、島状電極の自己容量 C_0 (島状電極とグラウンドの間の容量)

がないとすると、 E_J/E_C の値によらず $R_Q/R_S < 1$ では絶縁体、 $R_Q/R_S > 1$ では超伝導になると予想される。(図3) これは、散逸がない場合に ($R_Q/R_S = 0$)、 E_J/E_C による転移は見られないということであり2次元とは大きく様相が異なる。すなわち、2次元においては位相をそろえようとする E_J が量子ゆらぎをもたらす E_C よりも大きくなれば位相の秩序(超伝導)が生じるのに対し、1次元では E_J/E_C がどれだけ大きくなってもゆらぎのほうが打ち勝ち位相の秩序が生じないということである。

次に実験結果は、まず2次元配列の場合は $R_Q/R_S \rightarrow 0$ における E_J/E_C の臨界値など上で述べた理論とよくあっている。しかし、一次元配列については図2のように、 R_Q/R_S が小さく E_J/E_C が大きい領域で超伝導になっており、上で述べた理論とあわない。(むしろ2次元の相図に似たかたちになっている。シャント抵抗なしの Haviland *et al.* らの実験[17]でも $E_J/E_C = 3.1$ で転移が起こっているように見える。) 1次元列の理論で E_J/E_C の大小による転移がないというのは島状電極の自己容量 C_0 が厳密に0の場合であって、 $C_0(<C)$ の影響を考慮すると $E_J/E_C \sim 3C/C_0$ で転移が起こることが予想されている[18]。これによって実験が説明できるのではないかとも思われるが、われわれのサンプルや Haviland *et al.* のサンプルの C と C_0 を代入すると予想される臨界値は $E_J/E_C \sim 10^3$ となり、実験で見られる臨界値との差は大きすぎる。 R_Q/R_S が小さく E_J/E_C が大きい領域は絶縁体なのだが、 E_J/E_C が大きいほどクーロンブロックの電圧ギャップが小さくなり電圧測定の感度限界以下になったためにあたかも超伝導的なふるまいをしているように見えている可能性もある。

これまで2次元と1次元の実験は別々に行ったので、得られた相図などを比較することしかできない。接合の性質やシャント抵抗値は等しく次元だけが異なった配列を作れば両者の違いがより鮮明になると考え、現在そのようなサンプルを作り測定を行っている。

3 まとめ

接合の性質とシャント抵抗値を独立に制御したジョセフソン接合の2次元配列と1次元列を作製し、シャント抵抗値 R_S の違いによる超伝導・絶縁体転移を確認した。この転移はほぼ $R_Q/R_S = 1/d(R_Q \equiv h/4e^2 = 6.45\text{k}\Omega, d:\text{接合列の次元})$ で起こっており、文献[15, 16]などで予想された散逸による相転移であると考えられる。1次元列の実験結果については、帯電効果と散逸の効果だけを考慮した理論では説明がつかない点もあり今後の研究課題としたい。また接合列の次元に依存した基底状態の違いをより明確にたしかめる実験を現在行っているところである。

謝辞

本稿で紹介した研究は、小林俊一(東大、現理研)、八木隆多(東大、現広大低温センター)両氏との共同研究です。この研究中に激励と貴重な議論をしていただいた東大理学系研究科の樽茶清悟教授に感謝いたします。また、理論について教えていただいた大阪市立大学工学部の加藤岳生氏に感謝いたします。

参考文献

- [1] R. P. Feynman, R. B. Leighton and M. Sands, "The Feynman, Lectures on Physics" vol. 3, 21-9, (Addison-Wesley, 1966).
- [2] 4つ（正方格子の場合）の接合で区切られた超伝導体の部分。1つの島状電極がまわりの4つの島状電極と接合を介してつながった状態になっている。
- [3] D.J.Resnick *et al.*, Phys. Rev. Lett. **23** 1542 (1981).
- [4] R. Fazio and G. Schön, Phys. Rev. B **43**, 5307 (1991); R. A. Ferrell and B. Mirhashem, Phys. Rev. B **37**, 648 (1988); R. Fazio *et al.* Europhys. Lett. **25**, 453 (1994).
- [5] L. J. Geerligs *et al.*, Phys. Rev. Lett. **63** 326 (1989); H. S. J. van der Zant *et al.*, Phys. Rev. B **54**, 10081 (1996).
- [6] D. V. Averin and K. K. Likharev, "Mesoscopic Phenomena in Solids" Chap. 6 (ed. B. L. Altshuler, P. A. Lee and R. A. Webb, Elsevier, 1991).
- [7] M. Tinkham, "Introduction to Superconductivity" 3.3, (2nd ed. McGraw-Hill 1996).
- [8] A.O.Caldeira and A.J.Leggett, Phys. Rev. Lett. **46**, 211 (1981).
- [9] B. G. Orr *et al.*, Phys. Rev. Lett. **56**, 378 (1986).
- [10] D. B. Haviland *et al.*, Phys. Rev. Lett. **62**, 2180 (1989).
- [11] S. Kobayashi *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **59**, 4219 (1990).
- [12] T. Yamaguchi *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **67**, 729 (1998); R. Yagi *et al.* J. Phys. Soc. Jpn. **65**, 2365 (1996).
- [13] T. Yamaguchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 1974 (2000).
- [14] 投稿準備中。
- [15] S. Chakravarty *et al* Phys. Rev. B **37**, 3283 (1988); S. Chakravarty *et al.* Phys. Rev. B **35**, 7256 (1987); A. Kampf and G. Schön, Phys. Rev. B **36**, 3651 (1987).
- [16] M. P. A. Fisher, Phys. Rev. B **36**, 1917 (1987).
- [17] D. B. Haviland, Phys. Rev. Lett. **81**, 204 (1998).
- [18] M. S. Choi *et al.*, Phys. Rev. B **57**, R716 (1998).