

Title	ジョセフソン接合2次元配列における摩擦による超伝導・絶縁体転移(摩擦の物理,研究会報告)
Author(s)	山口, 尚秀; 神田, 晶申; 大塚, 洋一
Citation	物性研究 (2001), 76(2): 183-188
Issue Date	2001-05-20
URL	http://hdl.handle.net/2433/97004
Right	
Type	Departmental Bulletin Paper
Textversion	publisher

ジョセフソン接合2次元配列における 摩擦による超伝導・絶縁体転移

筑波大物理・CREST-JST

山口尚秀¹、神田晶申、大塚洋一

「量子相転移」という概念が、この 10 年ほど注目を集めている[1]。これは、熱的ゆらぎによって起こる普通の相転移とはちがって、絶対零度において量子力学的なゆらぎによって引き起こされる相転移である。そのような量子相転移を調べるのに絶好の系として、ジョセフソン接合の 2 次元配列が挙げられる。この系は、環境の影響(摩擦)の大小によって量子ゆらぎの大きさが変わり、絶対零度において超伝導相と絶縁体相を示すと考えられてきた。われわれは電子線リソグラフィの方法で作製した配列において、この摩擦による超伝導・絶縁体転移を観測した。本稿では理論的背景とわれわれの行った実験について述べる。なお、より詳しくは R.Fazio and H.van der Zant “Quantum Phase Transition and Vortex Dynamics in Superconducting Networks” (cond-mat/0011152) (この分野の最新の概説)、及び Yamaguchi T., R. Yagi, A. Kanda, Y. Ootuka, and S. Kobayashi, “Superconductor-Insulator Transition in a Two-Dimensional Arrays of Resistively Shunted Small Josephson Junctions”, Phys. Rev. Lett. 85, 1974 (2000) (本稿で述べる実験)を参照していただきたい。

1. 理論的背景

ジョセフソン接合の 2 次元配列とは、図 1 のように超伝導体(島状電極と呼ばれる)が薄い絶縁膜をはさんで 2 次元的に並んだものである。超伝導体—絶縁体—超伝導体の接合はジョセフソン接合と呼ばれ[2]、トンネル効果によってクーパー対が絶縁体を通りぬけることができるので、接合には超伝導電流が流れうる。この系の状態は、各島状電極の超伝導の秩序パラメータの位相 θ_i (i は島状電極の座標)によって記述することができ(図 1)、基底状態はおもに次に挙げる3つの効果の競合によって決まる。

1. ジョセフソン結合 --- 位相をそろえる

隣り合った島状電極の位相の間には、 $-E_J \cos(\theta_i - \theta_j)$ というカップリングがある。ここでジョセフソン結合エネルギー E_J はクーパー対のトンネル確率を示し、接合両端の金属が常伝導状態のときの接合の抵抗に逆比例する。上の表式が示すように、この結合は位相をそろえる働きをする。そのためこのジョセフソン結合の効果だけであれば絶対零度ですべての位相がそろった状態になる。

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

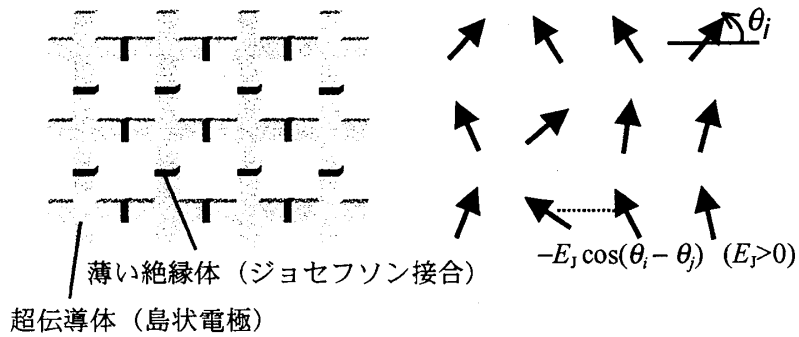


図 1 ジョセフソン接合の 2 次元配列。配列の状態は各島状電極の位相 θ_i で記述できる。

2. 帯電効果 --- 位相の量子ゆらぎをひきおこす

ジョセフソン接合はその形状から必然的に一種のコンデンサと考えられ、静電容量 C をもつ。クーパー対がトンネルするとコンデンサに電荷が貯まった状態になるため、クーパー対を 1 つトンネルさせるには帯電エネルギー $(2e)^2/2C \equiv 4E_C$ 分エネルギーを必要とする。これによってトンネルが抑制されるのがクーロンブロックード[3]あるいは帯電効果と呼ばれる現象で、 C が小さいほどすなわち接合面積が小さいほど顕著になる。たとえば、アルミニウムとその酸化膜(絶縁体)でできたジョセフソン接合では、接合面積を $0.1\mu\text{m} \times 0.1\mu\text{m}$ くらいに小さくすると $E_C/k_B \sim 1\text{K}$ 程度になり、希釈冷凍機を使って得られる低温 ($\sim 10\text{mK}$) で帯電効果が見られる。この帯電効果によって各島状電極内のクーパー対の数のゆらぎ Δn_i が抑えられると、 $\Delta n_i \Delta \theta_i \geq 1$ という不確定性関係[4]のために、位相の量子ゆらぎ $\Delta \theta_i$ が増大するということになる。

E_J/E_C を小さくしていくと(量子ゆらぎを大きくしていくと)、ジョセフソン結合によって位相がそろった状態(配列全体として超伝導体としてふるまう)から、位相の秩序がこわれた状態(それぞれの島状電極は超伝導だが配列全体としては絶縁体としてふるまう)へ転移が起こると予想されている。[5](絶対零度における相図—図 2—のなかの矢印 A)

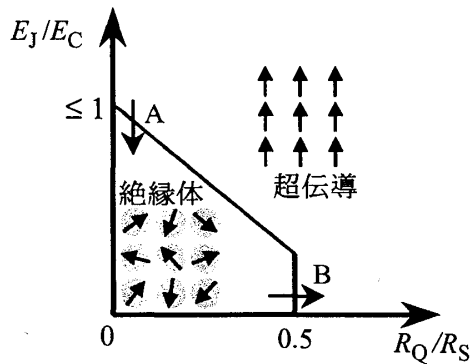


図 2 ジョセフソン接合 2 次元配列の絶対零度における相図(理論)。($R_Q \equiv h/4e^2 = 6.45\text{k}\Omega$)

3. 摩擦 --- 位相の量子ゆらぎ抑える

ジョセフソン接合系における量子相転移が特殊なのは、位相 θ_i が電極中の多くの電子の状態を代表して指定する「巨視的な変数」であるという点である。巨視的な物体が量子力学に従うかどうかは、「シュレーディンガーの猫」を例として長年議論の対象となってきたが、CaldeiraとLeggettは1981年の論文[6]で、巨視的な物体でも環境との結合(摩擦)が十分弱ければ量子力学的にふるまうことができる」と主張した。

ジョセフソン接合系では、接合に並列に常伝導の抵抗が付いているときに、その抵抗 R_S の逆数が位相の運動に対する摩擦の大きさをあらわす。[7] そこで Caldeira-Leggett 理論によると、 R_S^{-1} が小さいときには位相は量子力学的にふるまい(量子ゆらぎ大)、 R_S^{-1} が大きいときには古典的にふるまう(量子ゆらぎ小)ことになる。2次元配列における摩擦の効果については、S. Chakravarty *et al.*や M. P. A. Fisher らによって理論的な考察がされている[8,9,10]。これらの理論によれば、 E_J/E_C が非常に小さい配列でも、 R_S^{-1} が大きくなると量子ゆらぎが抑えられ位相がそろった状態に転移すると予想される(図2の相図のなかの矢印B)。

2. 実験

このようなジョセフソン接合の2次元配列における摩擦による量子相転移(超伝導・絶縁体転移)については、理論的には1980年代後半から活発に研究されてきたにもかかわらず実験で明確に示した例はなかった。最近われわれは各接合に並列にシャント抵抗のついたジョセフソン接合の2次元配列を作製し、この転移を観測することに成功した[11]。(これまでこのようなシャント抵抗付きの微小接合配列が作られたことはなかった。すなわち実験で調べられてきたのは図2の $R_Q/R_S=0$ の軸上—シャント抵抗なしの配列—だけである。)

配列は電子線リソグラフィと2軸斜め蒸着の方法によって作製した(図3)。接合はアルミニウムとその酸化膜からできていて、接合面積は $0.1\mu\text{m} \times 0.1\mu\text{m}$ 。シャント抵抗はクロムの薄膜で、幅 $0.15\mu\text{m}$ 高さ $5\sim 8\text{nm}$ 長さ $1\sim 8\mu\text{m}$ である。AlとCrの電気的接触を良くするために間にAuを用いた。

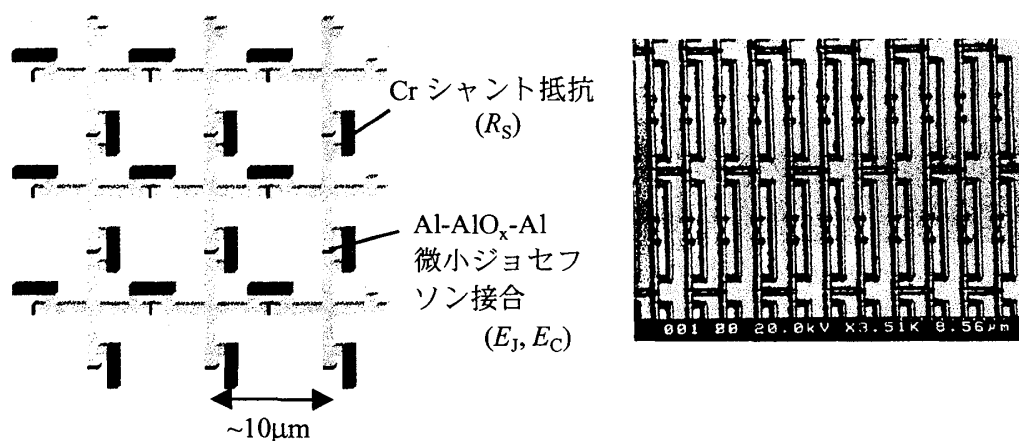


図3 作製したシャント抵抗付きジョセフソン接合2次元配列

配列の大きさはどれも 40 接合×40 接合である。Cr 抵抗の長さを変えることで、シャント抵抗値 R_S を制御することができる。また E_C と E_J の値は、接合面積と絶縁体の厚さ (Al の酸化の度合い) を変えることで制御できる。 (E_J の方が E_C に比べて絶縁体の厚さにより強く依存する。) このようにして、いろいろなパラメータをもった配列を作り、低温における伝導特性を比較した。特に R_S (摩擦) による違いをみるために、接合の性質はおなじで Cr の長さが異なる配列を同一基板上に4個あるいは5個作製した。同一基板の配列では接合の性質が一樣 (接合抵抗の違いが 5%以内) になることは別の実験 [12] で確かめられている。

これらの配列を ^3He - ^4He 希釈冷凍機を使って 40mK まで冷やして、ゼロバイアス抵抗 (電流電圧特性の原点における微分抵抗) などを測定した。ゼロバイアス抵抗の温度依存性を図 4 に示す。これは E_J/E_C は等しくシャント抵抗の異なる4つの配列のものである。シャント抵抗のついていない配列とシャント抵抗が高い配列は、温度を下げるるとともに急激に抵抗が上昇するのに対し、 R_S が低い2つの配列は抵抗が減少する。すなわち絶対零度において、 R_S が高い2つの配列は絶縁体、 R_S が低い2つの配列は超伝導体になっているように見える。

接合をつけず Cr だけでつながった配列の抵抗は、1K 以下で 5% 以下の温度依存性しか示さなかった。すなわち、Cr の抵抗の温度依存性のために図 4 のような特性が現われているわけではない。また最低温の電流電圧特性において、 R_S の高いものは帯電効果に特徴的なクーロンギャップを示し、 R_S の低いものは DC ジョセフソン電流的な構造を示した。このように、 R_S の大きさを数 $\text{k}\Omega$ かえただけで、低温における配列の性質が絶縁体的なものから超伝導的なものに大きく変わることを観測した。(図 4 の縦軸は log scale であることに注意。)

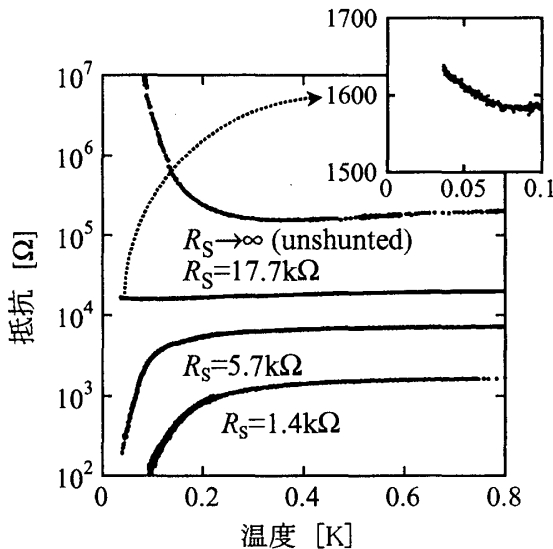


図 4 R_S の異なる配列のゼロバイアス抵抗の温度依存性。(どの配列も $E_J/k_B=0.14\text{K}$, $E_C/k_B=1.1\text{K}$)

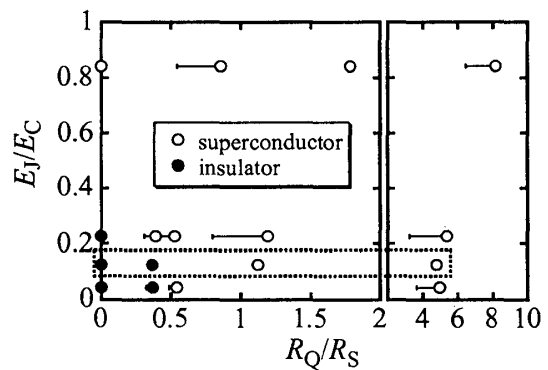


図 5 抵抗の温度依存性と IV 曲線から得られた絶対零度における相図。 ($R_Q \equiv h/4e^2 = 6.45\text{k}\Omega$) 点線で囲まれた4つの丸が、図 4 の4つの配列に対応する。

E_J/E_C の異なる組についても同様に測定した結果、図 5 のような相図を得ることができた。白丸が超伝導、黒丸が絶縁体をあらわす。点線で囲まれている 4 つの丸が、図 4 の 4 つの配列に対応している。 $E_J/E_C \rightarrow 0$ における SI 転移の境界は $R_Q/R_S \approx 0.5$ に見えるが、これは M.P.A.Fisher[9] がシャント抵抗つき 2 次元配列について Caldeira-Leggett と同様のモデルでくりこみ群を使って計算した結果 ($R_Q/R_S=0.5$) と一致している。(d 次元配列の転移が $E_J/E_C \rightarrow 0$ において $R_Q/R_S=1/d$ で起こることは、他の理論でも得られている。たとえば[8]など。) またシャント抵抗をつけていない配列 ($R_Q/R_S=0$) においては SI 転移の境界は $0.23 < (E_J/E_C)_c < 0.84$ にあるが、これは以前の L. J. Geerligs らの実験結果 ($(E_J/E_C)_c \sim 0.67$ [13]) や、また理論の予想 (理論によりばらつきがあるが、 $(E_J/E_C)_c \leq 1$ [5]) と矛盾しない。このように、帯電効果と摩擦による量子相転移の理論でわれわれの結果はよく説明できた。

最後にジョセフソン接合配列において量子相転移を研究する利点あるいは特徴を述べたい。最も大きな利点は、微細加工技術を使ってカップリングの強さや量子ゆらぎの大きさを独立に制御良く変えた配列を作製することができ、またそれらのパラメータを実験的に独立に測定できる点にある。さらに接合のパラメータを変えずに次元性を変えることもできる。(3次元配列を作るのは難しく、もっぱら1次元、2次元で、あとは2次元で結合の仕方を変えたものだが。) またこの系の特徴として、各島状電極の超伝導の位相が「巨視的変数」であるということが挙げられる。そのため摩擦の大小によって、位相の運動が量子力学的なものから古典力学的なものに移り変わり相転移が起こるというユニークな現象が見られた。

ここでは触れなかったが、配列に垂直にかけた磁場 (frustration をもたらす) によっても超伝導・絶縁体転移が見られる[14]。また、配列全体にかかるゲート電圧を変えても超伝導・絶縁体転移が起こることが理論的に予想されている。この場合超伝導・絶縁体以外の相 (supersolid [15]) も予想されている。さらに、量子相転移ではなく熱的ゆらぎによる相転移としては2次元配列で Kosterlitz-Thouless 転移が見られる[14]。このように微小ジョセフソン接合系(とくに2次元)は多彩な相転移現象を示す非常に興味深い系になっている。

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。また、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。

参考文献

- [1] S. Sachdev, “*Quantum Phase Transitions*” (Cambridge univ. press, 1999).
- [2] R. P. Feynman, R. B. Leighton and M. Sands, “*The Feynman, Lectures on Physics*” vol. 3, 21-9, (Addison-Wesley, 1966).

[3] 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).

[4] M. Tinkham, “*Introduction to Superconductivity*” 3.3, (2nd ed. McGraw-Hill 1996).

[5] C. Rojas and J. V. Jose, Phys. Rev. B **54**, 12361 (1996); R. Fazio, A. Otterlo, and G. Schön, Europhys. Lett. **25**, 453 (1994); R. Fazio and G. Schön, Phys. Rev. B **43**, 5307 (1991).

[6] A.O.Caldeira and A.J.Leggett, Phys. Rev. Lett. **46**, 211 (1981). また日本語による解説として、栗原進編、シリーズ物性物理の新展開「トンネル効果」5章(丸善, 1994); 伊達宗行監修、大学院物性物理3「新物質と新概念」6章(講談社, 1996)。

[7] 並列抵抗 R_S のついた“古典的な”ジョセフソン接合における電流 I と電圧 V は、接合 (E_J)、コンデンサ (C)、シャント抵抗 (R_S) が並列につながった等価回路を考えることによって、次の関係を満たすことがわかる。

$$I = I_C \sin \theta + C \frac{dV}{dt} + \frac{V}{R_S}, \quad V = \frac{\hbar}{2e} \frac{d\theta}{dt}$$

ここで θ は接合両端の位相差、 $I_C \equiv (2e/\hbar)E_J$ 。すなわち位相差 θ について

$$\frac{\hbar^2 C}{4e^2} \frac{d^2 \theta}{dt^2} + \frac{\hbar^2}{4e^2 R_S} \frac{d\theta}{dt} = -E_J \sin \theta + \frac{E_J I}{I_C}$$

が成立つが、これは傾いた波型ポテンシャル中を速度に比例した摩擦(係数 R_S^{-1})を受けながら動く粒子の古典運動方程式になっている。さらに位相 θ の運動を量子力学的に扱う場合にも、Caldeira-Leggett の理論に従えば、

$$S_{eff} \{\theta(\tau)\} = \int_0^\tau \left[\frac{1}{2} \frac{\hbar^2 C}{4e^2} \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} \right)^2 - E_J \cos \theta - \frac{E_J I}{I_C} \theta \right] dt + \frac{1}{4\pi} \frac{\hbar^2}{4e^2 R_S} \int_{-\infty}^\infty dt' \int_0^\tau dt \frac{1}{(t-t')^2} [\theta(t) - \theta(t')]^2$$

という有効作用を用いて経路積分を行うことで、この摩擦の効果を取りこむことができる。

[8] S. Chakravarty, G. Ingold, S. Kivelson and G. Zimanyi, Phys. Rev. B **37**, 3283 (1988).

[9] M. P. A. Fisher, Phys. Rev. B **36**, 1917 (1987).

[10] 摩擦による“量子相転移”を議論したものではないが、帯電効果と摩擦の効果とを議論した最近の論文として A.Cuccoli, A.Fubini, and V.Tognetti, Phys. Rev. B **61**, 11289 (2000).

[11] Yamaguchi T., R. Yagi, A. Kanda, Y. Ootuka, and S. Kobayashi, Phys. Rev. Lett. **85**, 1974 (2000).

[12] T. Yamaguchi, R. Yagi, S. Kobayashi, and Y. Ootuka, J. Phys. Soc. Jpn. **67**, 729 (1998).

[13] L. J. Geerligs, M. Peters, L. E. M. de Groot, A. Verbruggen, and J. E. Mooij, Phys. Rev. Lett. **63**, 326 (1989).

[14] H. S. J. van der Zant, W. J. Elion, L. J. Geerligs, and J. E. Mooij, Phys. Rev. B **54**, 10081 (1996).

[15] A. van Otterlo, K.-H. Wagenblast, R. Baltin, C. Bruder, R. Fazio, and G. Schön, Phys. Rev. B **52**, 16176 (1995).