Proposal for a new type single quantum flux device by the ferromagnet-superconductor-ferromagnet junction

強磁性体—超伝導体—強磁性体接合を利用した新しい単一磁束量子デバイスの考案

Morishige YONEDA

*Department of Electric Engineering, Nippon Electric College,
1-25-4 Hyakunincyo Shinjyuku-ku Tokyo, 160 JAPAN TEL;81-3-3369-9331 FAX;81-3-3363-7685*

Masaaki NIWA and Shozo SHINOHARA

*Department of Materials Science and Engineering, Tokyo Denki University,
2-2 Kanda, Nishikicyo Chiyoda-ku Tokyo, 101 JAPAN TEL;81-3-5280-3403 FAX;81-3-5280-3570*

(Received 18, June 1996 Accepted 29, August 1996)

The single-electron device is a quantum effect device which operates by using the single electron tunneling created by a Coulomb blockade. In this analogy, we propose the single quantum flux device which operates by using the single quantum flux tunneling. The single quantum flux transistor consists of the ferromagnet-superconductor-ferromagnet junction of the sandwich structure. In this paper, we consider the physical mechanisms that lie behind the single quantum flux tunneling, and advanced a theoretical analysis to control this device.

Keywords: Coulomb blockade, single-electron device, ferromagnet-superconductor-ferromagnet junction, single quantum flux device, micro-Josephson junction

1. INTRODUCTION

単一電子デバイスはクーロン・ブロッケイド現象によって生じる単一電子のトンネリングを利用することによって機能する量子デバイスである。この類推として、我々は単一磁束量子のトンネリングを利用した単一磁束量子デバイスについて考案した。この単一磁束量子デバイスはサンドウィッチ構造である強磁性体—超伝導体—強磁性体接合(FM-S-FM接合)から構成されている。本論文に於いて我々は、これらの単一磁束量子デバイスの背後にある物理的メカニズムについて考察し、そしてこのデバイスを制御するための理論的条件を提出する。

最近微細加工技術、低温技術の進歩と共に量子効果を利用した科学技術が顕在化し、電荷及び電流を電子1個のレベルで制御することが可能となった。現在、この量子効果を利用した技術の応用として実用的な面で最も注目を浴びているのがクーロン・ブロッケイド現象¹を動作原理とする一連の単一電子デバイス²であり、代表的なものとして単一電子メモリ、ターンスタイル、³単一電子ト

ランジスター、⁴単一電子ポンプ等が知られている。この中で最も基本的な素子である単一電子トランジスターは電界効果トランジスタの一種と見なすことが出来、超高感度、高精度な為、電荷測定器、標準電流源、サイクルカウンタ等の応用が考えられ、消費電力の面に於いても非常に大きな利点があると期待されている。ここで重要なことは、単一電子デバイスはすべて、ミクロな静電場環境に於ける単一電子のトンネリングを利用している点である。一方、微小ジョセフソン接合系の場合、或条件（接合の抵抗、キャパシタンス、インダクタンス、温度、外部磁場等）のもとでクーパー対の電荷と磁束量子の役割を入れ替えてもジョセフソン効果と類似のタイプの方程式が成立する双対効果⁵の存在が確かめられている。この条件下ではクーパー対の電荷の代わりに磁束量子がトンネリングすると考えることが出来る。そこで我々は単一電子のトンネリングを利用する代わりに磁束量子のトンネリング⁶を利用した単一磁束デバイスについて考案したのでこれについて報告する。

II. FORMULATION

A. 一般的原理

クーロン・ブロッケイド現象とは、非常に小さい静電容量を持つ極微小トンネル接合を十分低温にした場合、電子1個がトンネリングするために必要なエネルギーの変化分²(例えば一辺が $0.1\mu\text{m} \times 0.1\mu\text{m}$ 程度の微小トンネル接合の場合、静電容量 C は 10^{-15}F 程度となり、1電子帯電エネルギー $\frac{e^2}{2C}$ は温度に換算すると1K程度である。)

$$\Delta E = \frac{(Q \pm e)^2}{2C} - \frac{Q^2}{2C} = \frac{e}{C} \left(\frac{e}{2} \pm Q \right), \quad (1)$$

は、 $\frac{e}{2} > |Q|$ (Q はトンネリングが起こる直前に接合電極に蓄えられていた実行的な表面電荷)の場合 $\Delta E > 0$ となり、接合の温度をこれより十分下げることによって、トンネル確率 $\exp(-\Delta E/k_B T)$ がほとんど0となることをいう。従って、このような微小トンネル接合に定電流 I を流すとほぼ一定の時間間隔 $\tau = e/I$ で総電荷 e の電流パルスがトンネル障壁をトンネルする現象が起こる、このような現象はSET振動(Single-Electron-Tunneling-Oscillations)²と呼ばれる。

以上のような現象は、2つの微小な超伝導体の接合から成る微小ジョセフソン接合²の場合に関しても重要である。この場合、系のエネルギーは

$$\left. \begin{aligned} E &= E_c + E_J(1 - \cos \theta), \\ E_c &= \frac{Q^2}{2C}, Q = n2e, E_J = \frac{\hbar I_c}{2e} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

によって与えられる。ここで、 E_c は静電エネルギー、 E_J はジョセフソン接合エネルギー、 C は接合のキャパシタンス、 I_c は臨界電流、 $2e$ はクーパー対の電荷量、 n はクーパー対の数、 θ は2つの超伝導体電極の秩序パラメータの位相差である。今、 $(\hbar/2e)Q$ をこの系の運動量、 θ を位置と形式的に見なせば、式(2)は周期的ポテンシャル $E_J(1 - \cos \theta)$ の中を運動する質量 $m = (\hbar/2e)^2 C$ をもつ粒子と形式的に解釈出来る。いま、微小なジョセフソン接合 $E_J \ll E_c$ の場合について量子力学的に解釈すると、運動エネルギー $Q^2/2C$ (実際は静電エネルギー)をもった系が弱い周期的ポテンシャルの影響によりエネルギーバンドを作り、位相差 θ は任意の値をとることが出来るようになったことを示している。微小ジョセフソン接合の場合もクーロン・ブロッケイド現象に関しては、本質的に同じ原理に基づいているが、異なるのは、エネ

ルギーバンドを作っていることと、通常の金属に対し電荷が $2e$ を基本単位として量子化されているため、Cooper対1個がトンネリングするための静電エネルギーの変化分が

$$\Delta E_c = \frac{(Q \pm 2e)^2}{2C} - \frac{Q^2}{2C} = \frac{2e}{C} (e \pm Q), \quad (3)$$

となることである。この場合、 $e = |Q|$ を境に、 $e > |Q|$ のときはトンネリングが禁止され、 $e < |Q|$ のときは $\Delta E_c < 0$ となるから、トンネリングが起こり、Cooper対電流パルスが流れる。ここでも微小トンネル接合のときと同様に定電流 I を注入すると、SET振動の場合の2倍の時間間隔 $\tau = 2e/I$ で総電荷 $2e$ の電流パルスがトンネル障壁をトンネルする現象が起こる。このような現象は周期的ポテンシャル中を運動する電子状態との類似性からブロッホ波振動と呼ばれる。

次に、ジョセフソン効果と双対な効果^{6,7}が起こっている系について考える。これのより詳しい解説はAPPENDIXにまとめておいた。このような効果は微小なジョセフソン接合で⁸起こり、この効果は位相量子トンネル効果⁶(PQT効果)と呼ばれ、Cooper対の代わりに磁束量子がトンネルする。この効果を利用した素子はPQT素子と呼ばれ、そのエネルギー⁹は次式によって与えられる。

$$\left. \begin{aligned} E &= E_M + \frac{e^2}{C\pi^2} (1 - \cos \tilde{\theta}), \\ E_M &= \frac{\Phi^2}{2L}, \Phi = \Phi_0 \tilde{n}, L = \frac{\hbar}{2eI_c} = \frac{\Phi_0}{2\pi I_c} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

ここで E_M は静磁気エネルギー、 $\tilde{n}$ は磁束量子の数、 L は超伝導部分のインダクタンス、 $\tilde{\theta}$ は2つの非超伝導体電極間の非超伝導秩序パラメータ(渦糸密度に関する秩序を表す秩序パラメータ)の位相差である。(4)式の定義から、 L は超伝導部分の臨界電流 I_c に反比例しているから、使用する超伝導材料の性質によって決められる定数⁹である。ここでも、微小ジョセフソン接合の場合と同様、形式的に E_M を運動エネルギー項と見なせば、(4)

は周期的ポテンシャル $\frac{e^2}{C\pi^2} (1 - \cos \tilde{\theta})$ の中を運動する粒子のエネルギーと解釈出来る。ここでも $e^2/C\pi^2 \ll E_M$ が成立する領域について量子力学的に解釈を施すと、微小なジョセフソン接合の場合のブロッホ波振動と類似な現象が考えることが出来る。Figure.1は横軸に磁束、縦軸にエネルギーをとったときのエネルギーバンドを示している。

FIG.1. The energy band to the duality system of Josephson junction

磁束量子1個がトンネリングしたときの静磁気エネルギーの変化分は

$$\Delta E_M = \frac{(\Phi \pm \Phi_0)^2}{2L} - \frac{\Phi^2}{2L} = \frac{\Phi_0}{L} \left(\frac{\Phi_0}{2} \pm \Phi \right). \quad (5)$$

となる。この場合、 $\Phi_0 = |\Phi|$ を境に、 $\Phi_0 > |\Phi|$ のときは磁束量子のトンネリングが禁止され、 $\Phi_0 < |\Phi|$ のときは $\Delta E_M < 0$ となつて、磁束量子のトンネリングが起こり、接合部の磁束に時間的変化が生じ、パルス状の電位差が発生する。ここでは、微小トンネル接合や、微小ジョセフソン接合の場合のように定電流 I ではなく、定電圧 V を接合部に加えると時間 $\tau = \Phi_0/V$ 間隔で総磁束 Φ_0 のパルス電圧がトンネル障壁に発生する現象が起こると予想出来る。我々は、(4)式以下に示したような単一磁束量子トンネル接合の具体的モデルとしてFig.2のような強磁性金属で超伝導体をサンドウィッチ状に挟んだ接合(FM-S-FM接合)を超伝導細線によって接続した回路を考えた。

FIG.2 Schematic of superconductor-ferromagnet-superconductor junction and its equivalent circuit

$\tilde{\alpha}(1)$ 、 $\tilde{\alpha}(2)$ はそれぞれ左側、右側の強磁性金属に於ける非超伝導秩序パラメータ(渦糸密度の秩序パラメータ)の位相、 L は接合のインダクタンス、 Φ は接合の抱える全磁束数を表している。いま、FM-S-FM接合での磁束量子トンネリングに関するミクロな意味での解釈について考えてみる。強磁性状態は超伝導状態と同様にマクロな量子効果として知られていて、極低温に於ける強磁性状態の

スピン揺らぎはスピン波という形で伝播する。これは量子論的にはマグノンというBose粒子的な素励起として取り扱うことが出来る。マグノンがBose凝縮を起こすとスピンの向きが巨視的に揃ったコヒーレント状態が出現する。従つて、FM-S-FM接合における磁束量子のトンネリングを超伝導秩序の立場でなく、強磁性秩序の立場で考えた場合、一方の強磁性層から超伝導障壁を介して、他方の強磁性層へのマグノンのトンネルしたと解釈することが出来る。¹⁰このとき、超伝導障壁内では磁束量子 $\Phi_0 = h/2e$ の整数倍でしか磁束の侵入を許さないという制限があるためトンネリングするマグノン数の揺らぎも抑制されるであろう。我々はこのような現象をジョセフソン接合に於けるクーロン・ブロッケイドとのアナロジーから磁気ブロッケイドmagnetic blockadeと名付けた。

B.磁束量子トランジスターの動作原理

我々は磁気ブロッケイドの応用として、Fig.3に示すようにFM-S-FM接合を二つ並列につないだ磁束量子トランジスターを考案した。

FIG.3 Schematic of quantum magnetic flux transistor

ここで、これらの素子の接続はすべて超伝導細線によって成されているものとする。 I_g, L_g はそれぞれ接合1に直列に挿入された電流源の電流とインダクタンスを表しているが、その添字gは単一電子トランジスターに於けるゲート端子の役割をするため形式的つけた。いま、接合1、接合2で、それぞれ N_1, N_2 個の磁束量子がトンネルした場合の系の自由エネルギーについて計算すると、

$$F(N_1, N_2) = \frac{1}{2} \frac{[\Phi_0(N_1 - N_2) + L_g I_g]^2}{L_\Sigma} - \Phi_0 N_1 \frac{(L_2 + L_g)}{L_\Sigma} I - \Phi_0 N_2 \frac{L_1}{L_\Sigma} I, \quad (1)$$

$$L_\Sigma = L_1 + L_2 + L_g, \Phi_1 = N_1 \Phi_0, \Phi_2 = N_2 \Phi_0. \quad (2)$$

となる。これから接合1で磁束量子1つのトンネリングが禁止される条件を求める。

磁束数の変化 $N_1 \rightarrow N_1 \pm 1$ に対して

$$\begin{aligned}\delta F(N_1 \pm 1, N_2) &\equiv F(N_1 \pm 1, N_2) - F(N_1, N_2) \\ &= \frac{1}{2L_g} \left\{ \Phi_0^2 \pm 2\Phi_0^2(N_1 - N_2) \pm 2\Phi_0 L_g I_g \right\} \\ &\quad - (\pm 1) \frac{(L_2 + L_g)}{L_g} \Phi_0 I > 0. \quad (3)\end{aligned}$$

が成り立てば接合1のトンネリングは禁止される。同様に接合2で磁束のトンネリングが禁止される条件は

$$\begin{aligned}\delta F(N_1, N_2 \pm 1) &\equiv F(N_1, N_2 \pm 1) - F(N_1, N_2) \\ &= \frac{1}{2L_g} \left\{ \Phi_0^2 \mp 2\Phi_0^2(N_1 - N_2) \mp 2\Phi_0 L_g I_g \right\} \\ &\quad - (\pm) \Phi_0 \frac{L_1}{L_g} I > 0. \quad (4)\end{aligned}$$

によって与えられる。これらの不等式について図示するとFig.4のようになる。

FIG.4. (a) Current as a function of I_g .
(b) Resistances as a function of I_g for quantum magnetic flux transistor

Figure 4(a)の菱形の内側の領域では、磁気ブロッケイドによって接合1と接合2の磁束量子のトンネリングが同時に禁止されるため、超伝導状態が壊れず電気抵抗は0である。この部分から外れると磁気ブロッケイドは解けて磁束量子のトンネルが起こるため、接合間に起電力が発生し電気抵抗は0でなくなる。つまりFig.4(b)のように電気抵抗はピークを持つ I_g の周期関数として図に示したように振動するであろう。

III. CONCLUSION

本論文に於いて我々は、クーロン・ブロッケイドとのアナロジーから位相量子トンネル効果を利

用し、単一磁束量子のトンネルを制御する新しい方法を提案した。そしてFM-S-FM接合を並列に接続することによって磁束量子トランジスタを考案し、その動作特性について理論的に調べた。今後の課題としては、これらの素子を実際に作成して、実験的にその動作を確認すること、そして従来のジョセフソン接合を利用した素子であるSQUIDとの性能の比較などが挙げられる。

IV. APPENDIX

このAPPENDIXでは2次元系に於けるCooper対と渦の間の双対関係について簡単にまとめる。

A.1 粒子表現と位相表現との関係

Cooper対の位相 $\theta(x)$ とVortexの数密度 $N_v(x)$ の間には

$$\theta(x) \equiv 2\pi N_v(x), \quad (A.1a)$$

なる関係¹¹が成立する。これと双対な関係としてCooper対の数 $N_c(x)$ とvortex密度場の位相 $\tilde{\theta}(x)$ は

$$\tilde{\theta}(x) \equiv 2\pi N_c(x). \quad (A.1b)$$

により関係付けられる。

超伝導の場合、秩序場とはCooper対の波動関数 $\psi(x)$ であり、無秩序場とはVortex密度場 $\tilde{\psi}(x)$ のことである。

$$\psi(x) = \sqrt{N_c(x)} \exp[i\theta(x)], \quad (A.2a)$$

$$\tilde{\psi}(x) = \sqrt{N_v(x)} \exp[i\tilde{\theta}(x)], \quad (A.2b)$$

これらの表示を用いると、誘導起電力 V が生じる原因はCooper対の位相すべりであると同時にVortexの流れであると解釈出来る。

電位差 $V \Rightarrow$ Cooper対の位相すべり

$\Rightarrow$ Vortexの流れ

$$\begin{aligned}V &= \frac{\hbar}{2e} \frac{d\theta}{dt} = \Phi_0 \frac{dN_v}{dt}, \\ \Phi_0 &\equiv \frac{h}{2\pi}; \text{磁束量子.} \quad (A.3)\end{aligned}$$

同様に超伝導電流 I が生じる原因はCooper対の流れであると同時にVortex密度場の位相 $\tilde{\theta}(x)$ のすべりであると解釈される。

超伝導電流 $I \Rightarrow$ Cooper対の流れ

$\Rightarrow$ Vortex密度場の位相 $\tilde{\theta}(x)$ のすべり

$$I = (2e) \frac{dN}{dt} = \frac{\hbar}{\Phi_0} \frac{d\tilde{\theta}}{dt}. \quad (A.4)$$

A.2 Cooper対ハミルトニアン (Josephson接合のハミルトニアン)

$$H_{CP} = 4E_c \sum_{i,j} \left[N_c(i) - \frac{q(i)}{2e} \right] (M^{-1})_{ij} \left[N_c(j) - \frac{q(j)}{2e} \right] - E_J \sum_{\langle i,j \rangle} \cos \left\{ \theta(i) - \theta(j) + \frac{2\pi}{\Phi_0} A_{ij}^Q \right\},$$

$$E_c \equiv \frac{e^2}{2c} \text{ (単位クーロンエネルギー)},$$

$$E_J \equiv \frac{\hbar I_c}{2e} \text{ (Josephson 結合エネルギー)},$$

c ; 接合キャパシタンス, I_c ; 臨界電流,

$$A_{ij} \equiv \int_i^j d\mathbf{l} \cdot \mathbf{A} = \Phi_i - \Phi_j,$$

$\mathbf{A}$; vector potential. (A.5)

正準方程式からJosephson方程式を導出すると

$$\frac{\partial \theta(i)}{\partial t} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial H_{CP}}{\partial N_c(i)} = 8E_c \sum_l (M^{-1})_{il} \left[N_c(l) - \frac{q(l)}{2e} \right] = \frac{2\pi}{\Phi_0} V(i),$$

$$\frac{\partial N_c(i)}{\partial t} = \frac{-1}{\hbar} \frac{\partial H_{CP}}{\partial \theta(i)} = \frac{E_J}{\hbar} \sum_l \sin \left\{ \theta(l) - \theta(i) + \frac{2\pi}{\Phi_0} A_{li}^Q \right\}. \quad (\text{A.6})$$

(A.5)の第一項は接合に帯電された電荷に働く静電エネルギーを表しているが、(A.2a)、(A.2b)のCooper対の数 $N_c(x)$ と Vortex 密度場の位相 $\tilde{\theta}(x)$ の関係 $\tilde{\theta}(x) \equiv 2\pi N_c(x)$ から系の周期性を仮定し逆ガウス近似を用いると。

$$4E_c \sum_{i,j} \left[N_c(i) - \frac{q(i)}{2e} \right] (M^{-1})_{ij} \left[N_c(j) - \frac{q(j)}{2e} \right] \approx 2 \frac{E_c}{\pi^2} \sum_{i,j} \left\{ 1 - \cos \left[\tilde{\theta}(i) - \tilde{\theta}(j) - \frac{2\pi}{2e} A_{ij}^Q \right] \right\},$$

$$A_{ij}^Q \equiv q_i - q_j = \int_i^j d\mathbf{l} \cdot \mathbf{A}^Q = -A_{ji}^Q,$$

$\mathbf{A}^Q$; charged vector potential. (A.7)

A.3 Vortexのハミルトニアン (dual Josephson接合のハミルトニアン)

(A.5)のCooper対のハミルトニアンに双対なvortexのハミルトニアンは以下に示される。

$$H_v = 2\pi^2 E_J \sum_{i,j} \left[N_v(i) - \frac{\Phi(i)}{\Phi_0} \right] (M^{-1})_{ij} \left[N_v(j) - \frac{\Phi(j)}{\Phi_0} \right]$$

$$- \frac{2}{\pi^2} E_c \sum_{\langle i,j \rangle} \cos \left\{ \tilde{\theta}(i) - \tilde{\theta}(j) + \frac{2\pi}{2e} A_{ij}^Q \right\}. \quad (\text{A.8})$$

正準方程式から次式のdual Josephson方程式が導出される。

$$\frac{\partial \tilde{\theta}(i)}{\partial t} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial H_v}{\partial N_v(i)} = 4\pi^2 E_J \sum_l (M^{-1})_{il} \left[N_v(l) - \frac{\Phi(l)}{\Phi_0} \right] = \frac{\Phi_0}{\hbar} I(i),$$

$$\frac{\partial N_v(i)}{\partial t} = \frac{-1}{\hbar} \frac{\partial H_v}{\partial \tilde{\theta}(i)} = \frac{2}{\pi^2 \hbar} E_c \sum_l \sin \left\{ \tilde{\theta}(l) - \tilde{\theta}(i) + \frac{2\pi}{2e} A_{li}^Q \right\}. \quad (\text{A.9})$$

また(A.5) との対応から

$$E_L \equiv 2\pi^2 E_J = 2\pi^2 \frac{I_c}{2\pi} \Phi_0 = \frac{\Phi_0^2}{2L_c},$$

$$L_c \equiv \frac{\hbar}{(2e)I_c}. \quad (\text{A.10})$$

ここで L_c は臨界インダクタンスであり、その接合固有の値を持っている。

A.4 臨界抵抗 R_c

$$R = \frac{V}{I} = \frac{\left(\frac{\hbar}{2e} \right) \frac{dN_v}{dt}}{(2e) \frac{dN}{dt}} = \frac{\Phi_0}{2e} \left(\frac{\dot{N}_v}{\dot{N}} \right) = \frac{\hbar}{(2e)^2} \left(\frac{\dot{N}_v}{\dot{N}} \right). \quad (\text{A.11})$$

I) $\frac{\dot{N}_v}{\dot{N}} \ll 1$ のとき

完全な超伝導体の場合、vortexの散逸はなく $\dot{N}_v = \frac{dN_v}{dt} = 0$ であるため、抵抗 $R = 0$ である。こ

れはCooper対の秩序パラメータの位相が時間的に変動せず静的であることを意味している。

II) $\frac{\dot{N}_v}{\dot{N}} \gg 1$ のとき

vortexの散逸 $\frac{dN_v}{dt}$ がCooper対の散逸 $\frac{dN}{dt}$ と比較して著しく多くなる。つまり抵抗 R が非常に大きくなり、絶縁体としての性質が強くなる。

III) $\frac{\dot{N}_v}{\dot{N}} = 1$ のとき

この場合vortexの散逸数と $\frac{dN_v}{dt}$ とCooper対の散逸

数 $\frac{dN}{dt}$ が全く等しくなっている。つまり vortex と Cooper 対の役割を入れ替えても全く dual である。このときの R の値は

$$R_c = \frac{h}{(2e)^2} = \frac{\Phi_0}{2e}. \quad (\text{A.12})$$

となり臨界抵抗と呼ばれる。このときは vortex と Cooper 対が同じ可動性を持っている。ここで Josephson 接合のハミルトニアン (A.5) の基本定数である E_c と E_J の比の臨界値は

$$\frac{E_c}{E_J} = \frac{\pi^2}{2} (R = R_c). \quad (\text{A.13})$$

となる。以下に E_c と E_J の大きさの割合から超伝導—絶縁体転移を考えてみる。

I) $E_J \gg E_c$ のとき $T = T_v$

$$T_v = \frac{\pi}{2\varepsilon_c E_J}. \quad (\text{A.14})$$

にて Kosterlitz-Thouless 転移が起こる。ここで ε_c は 1 より少し小さい定数である。

このとき渦と反渦の pair は非束縛状態にある。 $T < T_v$ で系は超伝導状態となる。

II) $E_J \ll E_c$ のとき $T = T_c$

$$T_c = \frac{1}{\pi\varepsilon_c E_c}. \quad (\text{A.15})$$

にて Kosterlitz-Thouless 転移が起こる。このとき

Cooper 対の電荷 ($2e$) と ($-2e$) の pair は非束縛状態にある。 $T < T_c$ で系は絶縁体状態となる。

III) $E_c = E_J \frac{\pi^2}{2}$ のとき

このとき系は超伝導状態にも絶縁体状態なることが出来ず、磁束量子 Φ_0 と電荷 $2e$ の役割を入れ替えても殆ど同じ方程式に従う。このことを系は自己双対にあると言う。

REFERENCES

- ¹ H.R. Zeller and I. Giaever, Phys. Rev., **181**, 789 (1969)
- ² M. Ueda, Parity **5**, No. 10 22-28 (1990)
- ³ M. Ueda, Parity **8**, No. 09 48-53 (1993)
- ⁴ M.A. Kastner, Rev. Mod. Phys., **64**, 849 (1992)
- ⁵ B.J. van Wees, Phys. Rev. B, **44**, 2264 (1991)
- ⁶ M. Sugahara, Jpn. J. Appl. Phys., **24**, 674 (1985)
- ⁷ M. Sugahara and N. Yohikawa, Prog. Theor. Phys., **78**, 957 (1987)
- ⁸ N. Yohikawa, T. Akeyoshi and M. Sugahara, Jpn. J. Appl. Phys., **26**, L1701 (1987)
- ⁹ T. Van Duzer and C.W. Turner, "Principles of Superconductive Device and Circuits", North Holland, New York (1981)
- ¹⁰ B.I. Halperin and P.C. Hohenberg, Phys. Rev. **188**, 898 (1969)
- ¹¹ S.M. Girvin, M. Wallin, M.C. Cha, M.P.A. Fisher and A.P. Young, Prog. Theor. Phys. Supple. No. 107, 135 (1992)