

空間反転対称性の破れた系における超伝導混合状態

矢田 圭司* 大成 誠一郎** 田仲 由喜夫**

Superconducting Mixed States in Non-Centrosymmetric Systems

Keiji YADA*, Seiichiro ONARI** and Yukio TANAKA**

We study possible pairing symmetries of non-centrosymmetric superconductors in the Hubbard model with the Rashba-type spin-orbit interaction (RSOI). Because of the breakdown of space inversion symmetry due to RSOI, the realized gap function is admixture of gap functions with different parities. We find that the RSOI mixes not only the spin-singlet even-parity pairing and spin-triplet odd-parity pairings with even-frequency, but it also mixes the spin-singlet odd-parity pairing and spin-triplet even-parity pairings with odd-frequency.

1. はじめに

1911年にKamerlingh Onnesによって発見された超伝導は、1957年にBardeen, Cooper, Schriefferらによって発表された理論(BCS理論)によって、その基本的なメカニズムが解明された¹⁾。その後、銅酸化物高温超伝導体を初めとして、電子間の相関が強い系(強相関電子系)において、電子-格子相互作用を引力とするBCS理論の枠組みを超えた超伝導体が次々と発見された。これらの非従来型超伝導物質の探索及びその発現機構の理解は今日の凝縮系物理の中で最も重要な問題の一つである。

そもそも、クーパー対を形成する電子はフェルミ統計に従うため、2電子の波動関数や超伝導のギャップ関数はその2電子の交換に対して符号が反転する。ギャップ関数は2電子のスピン状態、波数、周波数の関数として表わされるが、上記の統計性より、スピンの交換、波数および周波数の符号反転の3つの対称操作を全て行うと、ギャップ関数の符号が反転する。それぞれの対称操作を個別に行った場合におけるギャップ関数の符号変化に応じて、ギャップ関数は様々な対称性に分類される。2電子のスピン交換によってギャップ関数の符号が反転する場合をスピン一重項と呼び、反転しない場合はスピン三重項と呼ぶ。また、波数の符号反転に対してギャップ関数の符号が反転しない場合を偶パリティと呼び、反転する場合を奇パリティと呼ぶ。周波数の符号反転に対して

ギャップ関数の符号が反転しない場合を偶周波数と呼び、反転する場合を奇周波数と呼ぶ。3つの対称操作によってギャップ関数の符号が反転するためには、次の4つの超伝導状態が許される。(i) 偶周波数スピン一重項偶パリティ超伝導、(ii) 偶周波数スピン三重項奇パリティ超伝導、(iii) 奇周波数スピン三重項偶パリティ超伝導、(iv) 奇周波数スピン一重項奇パリティ超伝導。以降、これらを英文表記した際の頭文字をとって、(i) ESE, (ii) ETO, (iii) OTE, (iv) OSO、とそれぞれ呼ぶことにする。いわゆるBCS理論においては、超伝導ギャップの波数依存性や周波数依存性は考慮されておらず、これらの変数に関して偶関数であるESE状態である。また、銅酸化物高温超伝導体においては、ギャップ関数が波数空間において符号が変化し、ノードと呼ばれるギャップ関数の0点が現れるものの、波数 $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$ の変換に対してギャップ関数の符号は反転せず、ESE状態である。その他に、 Sr_2RuO_4 や重い電子系の超伝導等、一部の超伝導体においてはETO状態が実現していると言われている。OTEおよびOSOの奇周波数超伝導は、 ^3He の超流動に関して、Berezinskiiによって初めて提唱された³⁾。しかし、その後の実験によって、 ^3He の超流動はETOに分類されることが分かった。以降、様々な物質において、奇周波数超伝導の可能性が理論的に指摘されている⁴⁾⁵⁾⁶⁾。しかし、実験的に奇周波数超伝導であることが確立された物質は現在のところ存在しない。また、微視的な電子モデルに基づいて、奇周波数超伝導ペアの実現する機構を明らかにした理論も数少ない。一方、並進対称性の破れた超伝導接合系においては、超伝導体のバルクが偶周波数超伝導であっても、接合面近傍において、奇周波数超伝導の電

2009年2月2日受理

* 豊田理化学研究所奨励研究員
(名古屋大学大学院工学研究科)

** 名古屋大学大学院工学研究科マテリアル理工学専攻

子対が普遍的に出現することが理論的に示され、非常に注目されている⁷⁾⁸⁾⁹⁾。これらの系においては並進対称性が破れており、その対称性の破れが奇周波数ペア振幅が生まれる要因となっている。

上記の接合系と同じく、対称性の破れを持った系として、空間反転対称性の破れた系における超伝導のクーバー対の対称性の研究は非常に興味深い問題である。空間反転対称性の破れを引き起こす例として、ラッシュバ型スピン-軌道相互作用 (RSOI) がある。RSOI は 2 次元のヘテロ界面や、反転中心を持たない結晶などにおいて存在する相互作用である。近年、CePt₃Si¹⁰⁾、UIr¹¹⁾、CeRhSi₃¹²⁾ 等、反転中心を持たない結晶において新しい超伝導物質が次々と合成され、その新奇な超伝導状態に注目が集められている。理論的には、スピン一重項とスピン三重項のクーバー対が混成する可能性が指摘されている¹³⁾¹⁴⁾。しかし、奇周波数のペアまで含んで、ペアの混成に対する一般的な法則は与えられていない。

本研究では、RSOI を取り入れたハバードモデルにおいて、クーバー対の混合状態を研究した。我々は、クーバー対の混合状態が次の 2 種類に分類されることを明らかにした。i) ESE+ETO ($S_z = \pm 1$) + OTE ($S_z = 0$), ii) ETO ($S_z = 0$) + OSO+OTE ($S_z = \pm 1$)。

本論文の構成は以下の通りである。まず第 2 節においては、本研究で用いたモデルおよびそのモデルの電子状態の解析に使った計算手法を説明する。第 3 節においては、実際の計算結果およびその考察を行う。最後に、第 4 節で本論文の結論をまとめる。

2. モデルと計算手法

我々は、空間反転対称性の破れた系として、RSOI を取り入れたハバードモデルを用いる。そのハミルトニアンは次の様に表わされる。

$$H = \sum_{\mathbf{k}, \sigma} \varepsilon_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger c_{\mathbf{k}\sigma} + \sum_i U n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} - \frac{\lambda}{2} \sum_{\mathbf{k}, \sigma, \sigma'} (\hat{\mathbf{g}}(\mathbf{k}) \cdot \hat{\sigma})_{\sigma\sigma'} c_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger c_{\mathbf{k}\sigma'} \quad (1)$$

ここ $c_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger$ で及び $c_{\mathbf{k}\sigma}$ は、それぞれ波数 \mathbf{k} スピン σ を持つ電子の生成及び消滅演算子を表し、 $n_{i\sigma} = c_{i\sigma}^\dagger c_{i\sigma}$ は i 番目のサイトにおけるスピン σ の電子数を表す。また、 $\varepsilon_{\mathbf{k}}$ はバンド分散を表し、 U は同一サイトの電子間に働くクーロン相互作用を表す。RSOI は λ 及び $\hat{\mathbf{g}}(\mathbf{k}) \cdot \hat{\sigma}$ によって記述される。ここで、 λ は RSOI の強さを表し、 $\hat{\sigma}$ はパウリ行列である。 $\hat{\mathbf{g}}(\mathbf{k})$ は $\hat{\mathbf{g}}(\mathbf{k}) = -\hat{\mathbf{g}}(-\mathbf{k})$ を満たすベクトルであり、空間反転対称性を破れを引き起こす。 $\hat{\mathbf{g}}(\mathbf{k})$ の各成分はそれぞれ $g_x(\mathbf{k}) = -v_y(\mathbf{k})$, $g_y(\mathbf{k}) = v_x(\mathbf{k})$, $g_z(\mathbf{k}) = 0$ で与えられる。ただし、 $v_{x,y}(\mathbf{k}) = \partial \varepsilon_{\mathbf{k}} / \partial k_{x,y}$ である。このモデルにおける温度グリーン関数は次のようにスピン空間の 2×2 の行列与えられる。

$$\hat{G}(\mathbf{k}, i\varepsilon_n) \equiv \begin{pmatrix} G_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{k}, i\varepsilon_n) & G_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{k}, i\varepsilon_n) \\ G_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{k}, i\varepsilon_n) & G_{\downarrow\downarrow}(\mathbf{k}, i\varepsilon_n) \end{pmatrix} = \left((i\varepsilon_n - \varepsilon_{\mathbf{k}}) \hat{I} + \frac{\lambda}{2} \hat{\mathbf{g}}(\mathbf{k}) \cdot \hat{\sigma} \right)^{-1} \quad (2)$$

ただし、 \hat{I} は単位行列を表し、 $\varepsilon_n = (2n-1)\pi T$ はフェルミオンの松原周波数である。電子間の有効相互作用は乱雑位相近似 (RPA) に基づいて計算する。RPA においては、バブル型及びラダ型ダイアグラムに由来する帯磁率を考慮する。バブル型のダイアグラムに由来する帯磁率は次の表式である。

$$\begin{pmatrix} \chi_{\uparrow\uparrow}^b(\mathbf{q}, i\omega_n) \\ \chi_{\uparrow\downarrow}^b(\mathbf{q}, i\omega_n) \end{pmatrix} = \frac{1}{D_b} \begin{pmatrix} \chi_{\uparrow\uparrow}^0 \\ (\chi_{\uparrow\downarrow}^{0b} + U(\chi_{\uparrow\downarrow}^{0b} - \chi_{\uparrow\downarrow}^0)) \end{pmatrix} \quad (3)$$

ただし、 $D_b = (1 + U\chi_{\uparrow\uparrow}^{0b})(1 + U\chi_{\downarrow\downarrow}^{0b}) - U^2\chi_{\uparrow\downarrow}^0\chi_{\downarrow\uparrow}^0$, $\chi_{\uparrow\uparrow}^0 (= \chi_{\downarrow\downarrow}^0)$ 及び $\chi_{\uparrow\downarrow}^{0b} (= \{\chi_{\downarrow\uparrow}^{0b}\}^*)$ は既約感受率で、それぞれ次の表式で与えられる。

$$\chi_{\uparrow\uparrow}^0(\mathbf{q}, i\omega_m) = -\frac{T}{N} \sum_{\mathbf{k}, n} G_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{k} + \mathbf{q}, i\omega_m + i\varepsilon_n) G_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{k}, i\varepsilon_n) \quad (4)$$

$$\chi_{\uparrow\downarrow}^{0b}(\mathbf{q}, i\omega_m) = -\frac{T}{N} \sum_{\mathbf{k}, n} G_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{k} + \mathbf{q}, i\omega_m + i\varepsilon_n) G_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{k}, i\varepsilon_n) \quad (5)$$

同様に、ラダ型ダイアグラムに由来する帯磁率は次の表式である。

$$\begin{pmatrix} \chi_{\uparrow\uparrow}^l(\mathbf{q}, i\omega_n) \\ \chi_{\uparrow\downarrow}^l(\mathbf{q}, i\omega_n) \end{pmatrix} = \frac{1}{D_l} \begin{pmatrix} (\chi_{\uparrow\uparrow}^{0l} + U(\chi_{\uparrow\downarrow}^{0l}\chi_{\downarrow\uparrow}^{0l} - \chi_{\uparrow\downarrow}^0\chi_{\downarrow\uparrow}^0)) \\ \chi_{\uparrow\downarrow}^{0l} \end{pmatrix} \quad (6)$$

ただし、 $D_l = (1 - U\chi_{\uparrow\uparrow}^{0l})(1 - U\chi_{\downarrow\downarrow}^{0l}) - U^2\chi_{\uparrow\downarrow}^0\chi_{\downarrow\uparrow}^0$, $\chi_{\uparrow\uparrow}^{0l} (= \chi_{\downarrow\downarrow}^{0l})$ 及び $\chi_{\uparrow\downarrow}^{0l} (= \chi_{\downarrow\uparrow}^{0l})$ は既約感受率で、それぞれ次の表式で与えられる。

$$\chi_{\uparrow\uparrow}^{0l}(\mathbf{q}, i\omega_m) = -\frac{T}{N} \sum_{\mathbf{k}, n} G_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{k} + \mathbf{q}, i\omega_m + i\varepsilon_n) G_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{k}, i\varepsilon_n) \quad (7)$$

$$\chi_{\uparrow\downarrow}^{0l}(\mathbf{q}, i\omega_m) = -\frac{T}{N} \sum_{\mathbf{k}, n} G_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{k} + \mathbf{q}, i\omega_m + i\varepsilon_n) G_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{k}, i\varepsilon_n) \quad (8)$$

ギャップ関数は次のエリアシュベルグ方程式を解くことで得られる。

$$a\Delta_{\sigma_1\sigma_2}(k) = -\frac{T}{N} \sum_{k'} U F_{\sigma_1\sigma_2}(k') \delta_{\sigma_1, -\sigma_2} - \frac{T}{N} \sum_{k'} (-U^2) \chi_{-\sigma_1, -\sigma_2}^b(k-k') F_{\sigma_1, \sigma_2}(k') - \frac{T}{N} \sum_{k'} (-U^2) \chi_{-\sigma_1, -\sigma_2}^l(k-k') F_{-\sigma_1, \sigma_2}(k') \quad (9)$$

$$F_{\sigma, \sigma'}(k) = \sum_{\sigma_1\sigma_2} G_{\sigma\sigma_1}(k) \Delta_{\sigma_1\sigma_2}(k) G_{\sigma_2\sigma'}(k)$$

ただし、 $k = (\mathbf{k}, i\varepsilon_n)$ と短縮して表記した。(9) の 2 式は固有値方程式であり、その固有値は a であり、固有関数がギャップ関数 $\Delta_{\sigma_1\sigma_2}(k)$ である。固有値 a は超伝導転移

温度でちょうど1になる。また、 a が最も大きな解が最も安定な超伝導状態のギャップ関数を与える。ギャップ関数を次の様に表わすことによって、スピン三重項及びスピン三重項の成分に分解することができる。

$$\hat{\Delta}(\mathbf{k}) = \begin{pmatrix} -d_x(k) + id_y(k) & \Phi(k) + d_z(k) \\ -\Phi(k) + d_z(k) & d_x(k) + id_y(k) \end{pmatrix} \quad (10)$$

ここで、 $\Phi(k)$ 及び $d_{x,y,z}(k)$ はそれぞれスピン三重項、スピン三重項の成分であり、 $\Phi(k) = \Phi(-k)$ 及び $d_{x,y,z}(k) = -d_{x,y,z}(-k)$ の関係が満たされている。また、 $\{\Phi(\mathbf{k}, i\varepsilon_n) \pm \Phi(\mathbf{k}, -i\varepsilon_n)\}/2$ 及び $\{d_{x,y,z}(\mathbf{k}, i\varepsilon_n) \pm d_{x,y,z}(\mathbf{k}, -i\varepsilon_n)\}/2$ とすることで、偶周波成分及び奇周波成分に分解した。

3. 計算結果

本研究においては、正三角格子を用いる。そのバンド分散は

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} = -2t(\cos(k_1) + \cos(k_2) + \cos(k_3)), \quad (11)$$

である。ここにおいて、 $k_1 = k_x, k_2 = -k_x/2 + \sqrt{3}k_y/2, k_3 = -k_x/2 - \sqrt{3}k_y/2$ である。 t は隣接サイト間の移動積分であり、本研究ではこれをエネルギーの単位として $t = 1$ とおいた。また、1 サイトあたりの平均電子数 n は 1 とし、RSOI の大きさは $\lambda/t = 0.1$ 、同一サイトの電子間のクーロン斥力 $U/t = 4$ 、温度 $T/t = 0.15$ とした。波数及び松原周波数のメッシュはそれぞれ 72×72 及び 2048 とした。RSOI が無い場合、この系においては、ESE(d -wave) 及び OTE(s -wave) のペアが安定となることを、昨年豊田研究報告 61 号にて報告した。これにRSOIを加えた場合の超伝導混合状態について議論する。

初めに、ESE のペアの混合状態について解析を行う。ギャップ関数の中で、主要な部分を占めるのは $\Phi(k)$ の偶周波成分である(ESE)。その次に大きな寄与を与えるのは、 $d_x(k)$ 及び $d_y(k)$ の偶周波成分である(ETO)。図 1 及び図 2 はそれぞれ、実際にエリアシュベルグ方程式から得られた $\Phi(k)$ の偶周波成分及び $d_x(k)$ の偶周波成分である。 $d_x(k)$ の最大値は $\Phi(k)$ の最大値と比べて、およそ λ/t の比である。これは $d_x(k)$ が RSOI の摂動の 1 次から現れたことを示唆する。これを確かめるために、式 (9) のエリアシュベルグ方程式の λ の 1 次項について解析する。まず、 λ が無い場合の状態として、ESE の状態を仮定する。グリーン関数 $G_{\sigma_1\sigma_2}(k)$ の中で、 λ の 1 次項が含まれるのは $G_{\uparrow\downarrow}(k)$ 及び $G_{\downarrow\uparrow}(k)$ である。この項によって生じる異常グリーン関数 $F_{\sigma\sigma'}(k)$ の λ に関する 1 次項を $\delta F_{\sigma\sigma'}(k)$ とする。 λ の 0 次項として ESE を仮定した場合、 $\delta F_{\sigma\sigma'}(k)$ として有限の値を持つのは $\delta F_{\uparrow\uparrow}(k)$ 及び $\delta F_{\downarrow\downarrow}(k)$ である。 $\delta F_{\uparrow\uparrow}(k)$ を実際に計算すると次の表式である。

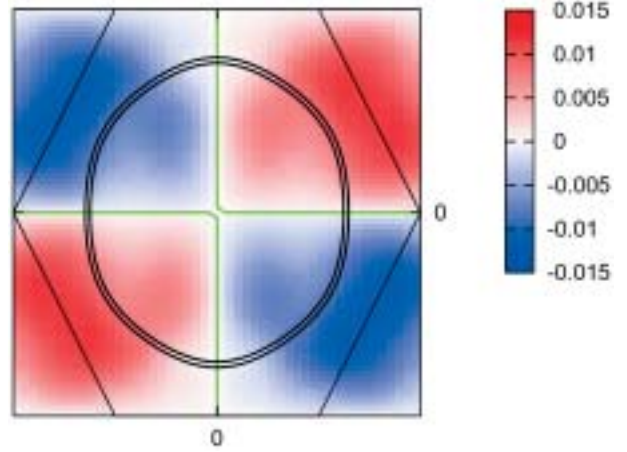


図 1. $\varepsilon_n = \pi T$ における $\Phi(k)$ の偶周波成分。

六角形はブリルアンゾーンを表し、円形の線はフェルミ面を表す。ギャップの符号が正の部分は赤で表わし、符号の部分は青で表わした。また、緑のラインはノードを表す。

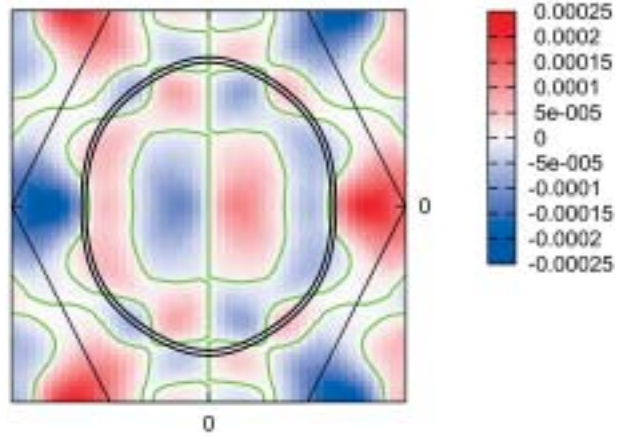


図 2. $\varepsilon_n = \pi T$ における $d_x(k)$ の偶周波成分。

$$\delta F_{\uparrow\uparrow}(k) = \lambda \frac{(g_x(\mathbf{k}) - ig_y(\mathbf{k}))\varepsilon_k(\Delta_{\uparrow\downarrow}(k) - \Delta_{\downarrow\uparrow}(k))}{(i\varepsilon_n - \varepsilon_k)^2(-i\varepsilon_n - \varepsilon_k)^2} \quad (12)$$

ただし、式(12)の導出の過程において $\Delta_{\uparrow\downarrow}(k) + \Delta_{\downarrow\uparrow}(k) = 0$ の関係を用いた。式(12)において $\Delta_{\uparrow\downarrow}(k) - \Delta_{\downarrow\uparrow}(k)$ の係数に注目する。係数は $\hat{g}(\mathbf{k}) = -\hat{g}(-\mathbf{k})$ の関係があるため、 \mathbf{k} に関して奇関数となっている。また ε_n に関しては偶関数となっている。そのため、ESE のギャップ関数は \mathbf{k} に関するパリティは変わるが、 ε_n に関するパリティは変わらない。また、スピンの状態は $\uparrow\uparrow$ の状態なのでスピン三重項である。そのため、ESE のギャップ関数は λ によって ETO の状態に変換される。そのため、ESE のギャップ関数は λ が有限な場合 $d_x(k)$ 及び $d_y(k)$ の偶周波成分 (ETO) と混合する。

次に、同様の解析を OTE に対して行う。RSOI が無い場合、ベクトル $\hat{d}(k)$ の向きがスピン量子化軸に対して平行 ($S_z = 0$) 及び垂直 ($S_z = \pm 1$) な解は縮退しているが、RSOI が存在する場合、その縮退は解ける。解析の

結果, $S_z = 0$ の場合, $S_z = \pm 1$ の ETO のと混合し, $S_z = \pm 1$ の場合, $S_z = 0$ の ETO 及び OSO と混合することがわかった. また, 実際に数値計算で得られたギャップ関数は解析結果と同じ結果になることを確認した.

上記の 2 種類のペアに対する混合状態の解析の結果, 以下のことが分かった. 一つ目はベクトル $\hat{g}(\mathbf{k})$ が奇関数であるため, 混合する状態の運動量のパリティは必ず異なることである. もう一つは, グリーン関数の中で λ の 1 次の項が含まれるのは $G_{1\downarrow}(k)$ 及び $G_{1\uparrow}(k)$ であるため, 混合する状態のスピン S_z の値は必ず異なる. つまり, スピン一重項, またはスピン三重項の $S_z = 0$ のペアは必ずスピン三重項の $S_z = \pm 1$ の状態と混合し, 逆にスピン三重項の $S_z = \pm 1$ の状態はスピン一重項, またはスピン三重項の $S_z = 0$ の状態と混合する. これらの解析を ETO や OSO に対しても行い, また, λ に関して更に高次の項を全て含めて解析を行った結果, 許されるペアの混合状態は次の 2 種類になることが分かった. i) ESE+ETO ($S_z = \pm 1$) +OTE ($S_z = 0$), ii) ETO ($S_z = 0$) +OSO+OTE ($S_z = \pm 1$).

4. 結 論

我々は三角格子ハバードモデルにおいて, RSOI が存在する場合のペアの混合状態について計算及び解析を行った. RSOI は必ずスピンの反転を引き起こし, また, 運動量に関して奇関数となっているため, λ の次数が増えるごとに運動量のパリティ及び S_z の値が変化する. そのため, 許される混合状態は以下の 2 種類に分類される. i) ESE+ETO ($S_z = \pm 1$) +OTE ($S_z = 0$), ii) ETO ($S_z = 0$) +OSO+OTE ($S_z = \pm 1$).

今後は, 空間反転対称性の破れた結晶構造の超伝導体や接合界面における超伝導等, より現実の物質に合わせたモデルにおいて定量的な解析を行う. 特に, SrTiO₃/LaAlO₃ の界面において形成された 2 次元電子ガスが示す超伝導は非常に興味深い¹⁶⁾¹⁷⁾. また, 奇周波数の超伝導成分が混合することによって引き起こされる新奇な物性の可能性を追求する.

引用文献

- 1) J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **108** (1957) 1175–1204.
- 2) J. G. Bednorz and K. A. Müller. Z. Physik, **B64** (1986) 189–193.
- 3) V. L. Berezinskii. JETP Lett. **20** (1974) 287.
- 4) A. Balatsky and E. Abrahams. Phys. Rev. B. **45** (1992) 13125.
- 5) M. Vojta and E. Dagotto. Phys. Rev. **B59** (1998) R713.
- 6) Y. Fuseya, H. Kohno and K. Miyake. J. Phys. Soc. Jpn. **72** (2003) 2914.
- 7) Y. Tanaka and A. A. Golubov. Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 037003.
- 8) Y. Tanaka, A. A. Golubov, S. Kashiwaya and M. Ueda. Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 037005.
- 9) Y. Asano, Y. Tanaka and A. A. Golubov. Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 067005.
- 10) E. Bauer, G. Hilscher, H. Michor, Ch. Paul, E. W. Scheidt, A. Gribanov, Yu. Seropegin, H. Noel, M. Sgrist, and P. Rogl. Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 027003.
- 11) T. Akazawa, H. Hidaka, T. Fujiwara, T. C. Kobayashi, E. Yamamoto, Y. Haga, R. Settai, and Y. Onuki. J. Phys. Soc. Jpn. **73** (2004) 3129.
- 12) N. Kimura, K. Ito, K. Saitoh, Y. Umeda, H. Aoki, and T. Terashima. Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 247004.
- 13) Y. Yanase and M. Sgrist. J. Phys. Soc. Jpn. **77** (2008) 124711.
- 14) Y. Yanase and M. Sgrist. J. Phys. Soc. Jpn. **77** (2008) 124711.
- 15) T. Yokoyama, S. Onari, and Y. Tanaka. Phys. Rev. **B75** (2007) 172511.
- 16) A. Ohtomo and H. Y. Hwang. Nature **427** (2004) 423.
- 17) N. Reyren, S. Thiel, A. D. Caviglia, L. Fitting Kourkoutis, G. Hammerl, C. Richter, C. W. Schneider, T. Kopp, A. -S. Rüetschi, D. Jaccard, M. Gabay, D. A. Muller, J. -M. Triscone, and J. Mannhart. Science **317** (2007) 1196.