単一原子層表面超伝導体のステップにおける ジョセフソン渦糸の実空間観察

ナノスケール物性研究部門 長谷川 幸雄

物質表面では、バルクとは異なる性質を示すことがある。例えば、シリコンなどの半導体でも、表面での原子配列の再 構成あるいは異種元素吸着による電子状態の変化により、表面のみ金属的性質を示す場合があることが、これまでの表面 科学研究により知られている。最近、こうした表面金属相の中で、低温で超伝導特性を示す系が見出されて注目を集め、 究極的な二次元超伝導体として精力的に研究がなされている[1-4]。

表面には、試料作製時のミスカットや吸着および原子再構成に伴う歪緩和により、単原子層からなる段差、いわゆる、 ステップ構造の存在が不可避である。表面金属電子系にとって、こうしたステップ構造は、原子配列の並進対称性を乱す 欠陥であり、その輸送特性に大いに影響を与えることが予想される。本研究では、単一原子層からなる表面超伝導体の特 性がステップ構造により被る影響を評価すべく、走査トンネル顕微鏡 (scanning tunneling microscopy; STM) による実空 間観測を行っている。STM では、トンネル分光による超伝導ギャップの測定から、原子スケールでの空間分解能での超伝導 特性分布を観測できるので、この機能を用いて、表面超伝導体のステップ近傍での局所的な超伝導特性を明らかにしている。

本研究では、磁場印加時の超伝導特性分布像から、ステップ近傍には、特異な形状を示す渦糸(量子化磁束)構造が形成 されることが見出された。その形状や超伝導特性の強度(ギャップの深さ)を理論計算結果と比較することにより、この渦 糸構造がジョセフソン接合部分に生成されるジョセフソン渦糸構造と判明した。これまでの内橋らによる超伝導臨界電流 の測定[2]から、ステップ構造がジョセフソン接合として機能することが示唆されていたが、このことを直接的に検証で きたものと言える[5]。

なお、本研究は、物質・材料研究機構、国際ナノアーキテクトニクス研究拠点の内橋隆グループ、胡暁グループとの共 同研究によるものである。

本研究で用いた試料は、シリコン(111)面の基板上に約一原子層のインジウムを蒸着して作製した Si(111)-(√7×√3)-In と呼ばれる表面再構成構造である。先行研究による電気伝導測定[2]により、臨界温度は2.8 K であることが明らかになっている。臨界温度以下では、同表面構造は超伝導状態になっており、状態密度に相当するトンネル分光スペクトルには、フェルミ準位を中心とする超伝導ギャップが観測される。超伝導が弱くなるとギャップは浅くなり、壊れると完全に消失するので、フェルミ準位すなわちバイアス電圧ゼロでの電気伝導度(zero bias conductance; ZBC)が超伝導特性の目安となる。表面を走査しながら各点での ZBC 値を像にすることにより、超伝導特性の実空間分布像が得られる。

表面に対して垂直方向に磁場を印加すると、コヒーレンス長程度の領域で超伝導が壊され、量子化された磁束が貫く渦 糸構造が形成される。ZBC 像では、ZBC 値の高い円形領域として観察される。ステップ構造のある表面における磁場下 での ZBC 像には、平らなテラス上での円形構造(渦糸)に加えて、特異な形状を持つ超伝導破壊領域(高 ZBC 領域)がス テップ近傍に観察された。ステップでの超伝導破壊領域は、ステップ方向に沿って伸びた細長い形状をしており、かつそ の中心部では超伝導ギャップが残っている。これらの性質は、ジョセフソン渦糸と呼ばれる構造の特徴と合致することか ら、ステップ構造がこの表面超伝導相に対してジョセフソン接合として働き、磁場下ではジョセフソン渦糸構造が形成さ れたものとして結論付けている。

図1(a)は、この表面の STM 像であり、4 つの単原子層ステップ構造が見えている。(b)(c)(d)は、(a)と同じ領域で、垂 直印加磁場を減らしつつ観測した ZBC 分布図である(測定温度は 0.5 K)。図 1(b)では、テラス部分に、明るい円形状の 構造が三角格子状に配列している様子が観察される。これが、超伝導体中への磁場印加により形成される渦糸構造であり、 磁束貫通に伴い超伝導が破壊され、超伝導ギャップが潰れて ZBC 値が高くなり、ZBC 像では明るくコントラストされて いる領域である。(b)から(d)へと印加磁場の減少に伴い、渦糸構造の数が減っている様子が見て取れる。

磁場をゼロにすると(図 1(d))、テラス上の渦糸は全て消失するのに対し、ステップ近傍では明るい領域が残っている。印 加磁場によってその位置が変化していることから(例えば、図中 A と A')、この明るい領域は、渦糸構造がステップ構造 によりピン止めされたものであることを示しており、ステップ構造自体により超伝導特性が弱められたものではない。

 ステップ近傍で観察される渦糸構造は、テラス部分の渦糸構造と異なり、特異な構造を示す。テラスの渦糸は円形 状であるのに対し、ステップでのそれは歪んでおり、ステップ方向に伸びた細長い形状をしている。ZBC 分布プロッ ト(図 1(e))から判るように、中心での ZBC 値は、ステップに現れる構造(A'、B'、C'、C)では、テラス部分の渦糸(D)に 比べ低くなっており、超伝導特性が中心部においても残っていることを意味している。

ジョセフソン接合部での臨界電流 J_cは、他の超伝導領域での値 J₀に比ベ小さくなる。このため、接合部に形成される 渦糸では、周回する超伝導電流の分布が大きく変形され、それに伴い、渦糸芯は(J_c/J₀)⁻¹ 倍だけ接合方向に伸びた形状と なる。さらに渦糸芯での超伝導破壊も、J_d/J₀の減少に伴い弱くなる[6]。同様の構造は、二次元層からなる超伝導体に対 して層に平行に磁場を印加した場合[7]でも存在することが知られており、接合部分に対してほぼ平行に超伝導電流が流 れ、かつ芯での超伝導破壊が十分に低いとき、ジョセフソン渦糸と呼ばれる。

このシナリオを確認すべく、二次元の強結合モデルに対してボゴリューボフ・ドジャン方程式を適用した数値計算を 行っている。ジョセフソン接合部でのホッピング積分 t_sは、他の部分での値 t より小さいとしており、このとき、臨界電 流の比(ジョセフソンパラメータ) J_d/J₀は、t_s/t に相当する。

図 1(f)と 1(g)は、 $t_s/t = 0.4 \ge 0.1 \ge 1$ たときの接合付近での渦糸の ZBC 分布像である。円形分布となる $t_s/t = 1$ の場合とは大きく異なり、中心部での ZBC 値は、 t_s/t の減少とともに小さくなり、その形状は楕円状となる。これらの性質は、図 1(d)で観察される A'、B'、C'の渦糸構造と対応しており、例えば、B'の渦糸に対しては、 J_dJ_0 の値は約 0.4 と見積もられる。C'の渦糸では、さらに弱い接合となっており、その特徴から明らかにジョセフソン渦糸と呼ぶことができる。



図 1 (a) Si(111)-($\sqrt{7} \times \sqrt{3}$)-In 表面の STM 像。4 つの単原子層ステップ構造が観察されている。観察領域の広さは 500 nm×1500 nm。 (b)-(d) (a)と同じ場所で、垂直磁場下で測定された ZBC 像。印加磁場は (b) 0.08 T、(c) 0.04 T、(d) 0 T。(e) (c)と(d)の ZBC 像中の各ラ インに沿って測定した ZBC 値の分布。(f) (g) 数値計算により求められたジョセフソン接合付近での ZBC 値の分布像。用いたホッピン グ積分の比 t_dt は、(f) 0.4、(g) 0.1。

- [1] T. Zhang et al., Nat. Phys. 6, 104 (2010).
- [2] T. Uchihashi, P. Mishra, M. Aono, and T. Nakayama, Phys. Rev. Lett. 107, 207001 (2011).
- [3] M. Yamada, T. Hirahara, and S. Hasegawa, Phys. Rev. Lett. 110, 237001 (2013).
- [4] C. Brun et al., Nat. Phys. 10, 444 (2014).
- [5] S. Yoshizawa, H. Kim, T. Kawakami, Y. Nagai, T. Nakayama, X. Hu, Y. Hasegawa, and T. Uchihashi, Phys. Rev. Lett. 113, 247004 (2014).
- [6] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, Rev. Mod. Phys. 66, 1125 (1994).
- [7] P. J. W. Moll, L. Balicas, V. Geshkenbein, G. Blatter, J. Karpinski, N. D. Zhigadlo, and B. Batlogg, Nat. Mater. 12, 134 (2013).