The Physical Society of Japan (JPS)

高温超伝導体固有ジョセフソン接合における巨視的量子トンネル現象：理論と実験

猪股邦宏 〈理化学研究所フロンティア研究システム　305-0841つくば市御幸が丘34　NEC基礎・環境研究所内　e-mail: inomata@frl.cl.nec.co.jp〉
川畑史郎 〈産業技術総合研究所ナノテクノロジー研究部門　305-8568つくば市梅園1-1-1　e-mail: s-kawabata@aist.go.jp〉

銅酸化物高温超伝導体においては，異方的超伝導ギャップの節に発生する低エネルギー準粒子が巨視的量子トンネル(MQT)現象の観測を困難にさせると考えられてきた．ところが，我々の理論および実験研究により，このような準粒子はMQTの観測にさほど大きく影響しないという意外な事実が明らかとなった．本稿では，高温超伝導体固有ジョセフソン接合におけるMQTの理論および最近観測された実験結果について紹介する．

1. はじめに

超伝導体の位相に代表される巨視的自由度は，量子力学的な振舞いを示すのであろうか？　このような問題が1980年代初頭に掲げられた．当時IBMに所属していたヴォス(R. F. Voss)とウェブ(R. A. Webb)は，Nbで作製されたジョセフソン接合を用いて，接合の位相差ϕが量子力学的現象の代名詞でもあるトンネル効果を示すことを実験的に確認した.[1] この現象は巨視的量子トンネル(MQT)と呼ばれる．図1(a)に示すように，ジョセフソン接合に電流I_{ext}をバイアスすると，接合のポテンシャルは位相差ϕに対して洗濯板ポテンシャル$U(\phi)$となる[2]（図1(b)）．このとき，接合の状態はポテンシャル$U(\phi)$中の仮想粒子の運動に対応づけられる．高温領域において仮想粒子は，熱活性過程によりポテンシャルの束縛から脱出し，それに伴い接合は超伝導状態から電圧状態へ遷移する．一方，温度を下げていくと熱活性過程は抑制され，粒子は量子力学的なトンネル効果によってポテンシャルの束縛から脱出するようになる．これがジョセフソン接合におけるMQTである．カルデラ(A. O. Caldeira)とレゲット(A. J. Leggett)によれば，環境体は古典的な摩擦に対応する量子摩擦によって，MQTに抑制効果をもたらす.[3,4] すなわち，ϕのような巨視的自由度は，環境との結合によってエネルギー散逸を伴いながら運動することになる．純粋な量子力学的現象であるはずのトンネル効果が，古典力学における物体の運動と同様，摩擦によって抑制されるという結論は，何とも不思議な話である．しかしながら，ヴォスらの実験ではこの摩擦の効果によってϕのトンネル確率が抑制を受けたと見られる結果となった.[1]

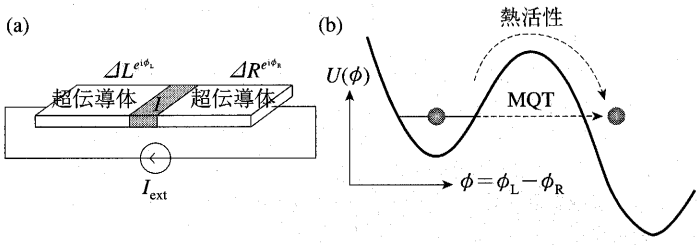

図1　(a) 電流バイアスジョセフソン接合（Iは絶縁障壁）(b) 位相差ϕに対するポテンシャルU.

さて，上述した金属系超伝導体におけるMQTはよく理解されており，洗濯板ポテンシャル中に形成されるエネルギー準位[5]とともにジョセフソン接合の位相差ϕが量子力学的に振舞うことは十分に確立している．一方，高温超伝導体ではどうであろうか．銅酸化物高温超伝導体では，超伝導ギャップΔの対称性がd波的である（$\Delta=\Delta_0\cos 2\theta$．ここで$\exp(i\theta)=k_x/|\boldsymbol{k}|+ik_y/|\boldsymbol{k}|$）[6]ため，節（ノード）方向（$\theta=\pm\pi/4, \pm 3\pi/4$）において超伝導ギャップが消失する．そのため十分な低温測定条件下においても，この方向では低エネルギー準粒子（ノード準粒子）が励起され，これによって巨視的量子現象の観測に致命的な影響がもたらされるという懸念があった．しかしながら，このような予想とは裏腹に，東北大のグループとチャルマース(Chalmers)工科大のグループが，高温超伝導体ジョセフソン接合においてMQTの観測に成功した.[7,8] これらの実験結果は，ノード準粒子がもたらす散逸はさほど大きくない，という先に報告された理論的な結果[9-13]と定性的ではあるが一致するように思われる．

高温超伝導体ジョセフソン接合にはいくつか種類があるが，本稿で取り上げる固有ジョセフソン接合は，結晶c軸方向に積層された接合である．特にこのような接合では，結晶構造上，c軸方向のトンネリングにノード準粒子散逸の影響が強く表れないことが示唆されている[14-17]だけではなく，ゼロエネルギー状態(ZES)と呼ばれる散逸源が存在しない.[18] したがって，固有ジョセフソン接合は巨視的量子現象観測の格好の舞台となる．さらに特筆すべきことは，この接合のジョセフソンプラズマ周波数は，金属系ジョセフソン接合のそれよりも1桁程度高いので，より高い温度でMQTが観測され得ることである．

本稿では，まず我々が用いた固有ジョセフソン接合について説明する．次に，ノード準粒子によってMQTにもたらされる散逸効果は必ずしも大きくならないことを理論計算により示す．そして，$Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$(Bi-2212)固有ジョセフソン接合において実際に観測されたMQTについて，その実験結果を報告したいと思う．

NII-Electronic Library Service

The Physical Society of Japan (JPS)

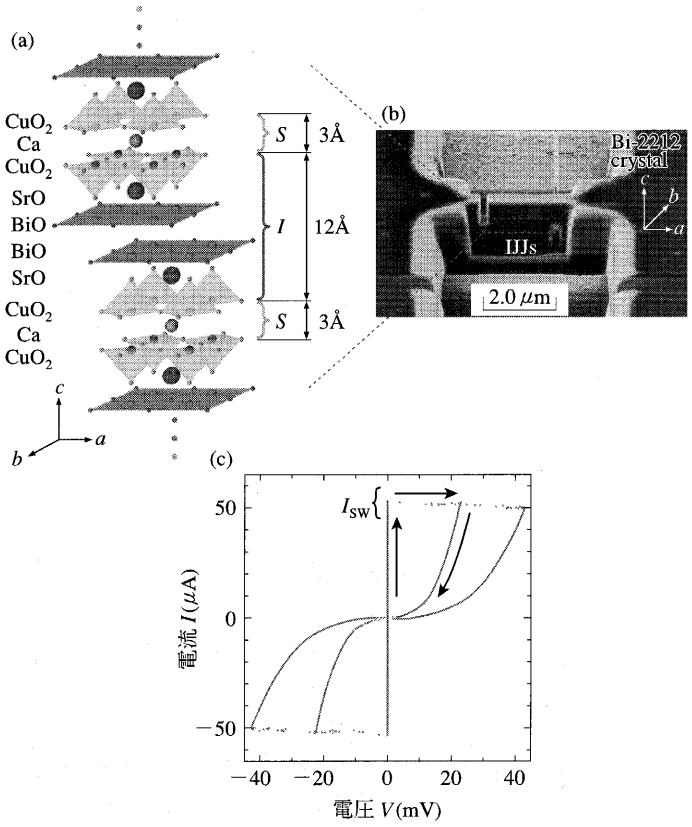

図2 (a) $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ の結晶構造（単位胞），(b) 固有ジョセフソン接合の走査型イオン顕微鏡写真，(c) 固有ジョセフソン接合の I–V 特性．

2. 固有ジョセフソン接合

銅酸化物高温超伝導体 Bi-2212 の結晶構造は，高温超伝導特性を示す CuO_2 層と絶縁体である SrO 層，BiO 層が結晶 c 軸方向に周期的に積層した構造となっている（図2(a)）．この周期構造は，超伝導体のトンネル接合であるジョセフソン接合と等価であり，1992年にクライナー (R. Kleiner) らはメサ（柱状）構造の Bi-2212 を用いて，c 軸方向の電流輸送特性上にジョセフソン効果を観測した．[19] このような高温超伝導体の結晶構造に起因する超伝導接合は，固有ジョセフソン接合 (IJJs) と呼ばれる．図2(a) のように IJJs の積層周期は約15 Å と原子サイズのオーダであり，接合界面も同様に原子レベルの平坦性を保っている．また，数多く存在する銅酸化物高温超伝導体の中でも特に Bi-2212 は，安定性および品質に優れており，結晶構造の欠陥に由来する散逸が非常に少ないと考えられる．したがって，このような結晶に内在する IJJs は，巨視的量子現象の観測といった我々の目的に最も適した理想的な接合であると言えよう．

IJJs の接合形状にはいくつか種類が知られているが，本研究では S 型接合と呼ばれるものを用いた．この接合の作製には，収束イオンビーム (FIB) が用いられる．[20] 測定用の電極は接合から遠い結晶上に設けられるため，IJJs は結晶–電極間の接触抵抗による発熱の影響を受けにくく，安定した測定が可能となる．図2(b) に FIB を用いて Bi-2212 結晶上に作製された S 型接合の走査型イオン顕微鏡 (SIM) 写真を示す．SIM 写真上において破線で囲んだ部分が IJJs として機能する．先述したように IJJs の積層周期は原子サイズオーダであるため，FIB ではその接合数を一接合単位で制御することは困難を極める．そのため，IJJs は金属系ジョセフソン接合のように単一接合とはならず，多数のジョセフソン接合が直列に連なった多重接合となる．このような接合に電流をバイアスすると，多数の電流ブランチを伴ったマルチブランチ構造と呼ばれる電流–電圧 (I–V) 特性が現れる．[19] 電流ブランチの数は，IJJs に含まれるジョセフソン接合の数に等しい．図2(c) は，IJJs に含まれる接合のうち，2 接合が電圧状態に遷移したときの I–V 特性である．本研究において実際に作製された IJJs の接合面積はおよそ 1.5 μm^2, IJJs に含まれる接合数は20以下である．

前節で説明した洗濯板ポテンシャルモデルは，一般的に単一ジョセフソン接合に適用される．多重接合である IJJs には，果たしてこのモデルが適用可能なのであろうか？実は，零バイアス近傍において IJJs の振舞いは，近似的に単一ジョセフソン接合の振舞いと同様に取り扱い可能であることが町田らによって示唆されている．[21] このことを踏まえ，実験は IJJs を構成するジョセフソン接合の中で最も超伝導臨界電流 I_C の低い，つまり最も低いバイアスで電圧状態にスイッチする接合に対して行われた．（この接合は，図2(c) の矢印によってトレースされた I–V 特性を示す）

3. MQT の理論

本節では，単一固有ジョセフソン接合における MQT の理論[12,13]について紹介を行う．微細ジョセフソン接合の分配関数は，巨視的自由度である位相差 ϕ の虚時間経路積分として次式のように表せる．

$$Z=\int D\phi(\tau)\exp\left[-\frac{S_{\rm eff}[\phi]}{\hbar}\right] \tag{1}$$

$$S_{\rm eff}[\phi]=\int_0^{\hbar\beta}d\tau\left[\frac{M}{2}\left(\frac{\partial\phi(\tau)}{\partial\tau}\right)^2+U(\phi)\right]$$
$$-\int_0^{\hbar\beta}d\tau d\tau'\alpha(\tau-\tau')\cos\frac{\phi(\tau)-\phi(\tau')}{2} \tag{2}$$

ここで，有効作用 $S_{\rm eff}$ の第一項目は，傾いた洗濯板ポテンシャル $U(\phi)=-E_J\{\cos\phi+(I_{\rm ext}/I_C)\phi\}$（図1(b)）中を運動する質量 $M=C(\hbar/2e)^2$ の仮想粒子に対する作用を表す（E_J はジョセフソン結合エネルギー，I_C は臨界電流，C は静電容量）．一方，第二項目は散逸作用と呼ばれ，異時間の位相差間の相互作用（つまり遅延効果）を表す項である．また，積分核の $\alpha(\tau)$ は記憶関数と呼ばれ，準粒子散逸の影響を記述する関数である．記憶関数の τ 依存性から，散逸に関する情報を得ることができる．[22,23] 例えば，シャント抵抗の存在しない金属系ジョセフソン接合においては，準粒子励起にギャップ 2Δ が存在する．このとき，記憶関数は短時間で減衰する関数 ($\alpha(\tau)\propto\exp(-2\Delta|\tau|/\hbar)$) となり，散逸の効果は非常に弱くなる．一方，準粒子励起にギャップのないノーマル金属のときは，記憶関数は極めてゆっくりと

NII-Electronic Library Service

The Physical Society of Japan (JPS)

減衰する関数 ($\alpha(\tau)\propto\tau^{-2}$) となる．この場合遅延効果は強くなり，オーミック散逸が生じる．

それでは，ノード方向にのみ準粒子励起ギャップが閉じているIJJsにおいては，どのような準粒子散逸が生じるのであろうか？ 微視的ハミルトニアンから単一IJJsの記憶関数の計算を行った結果，$\alpha(\tau)\propto|\tau|^{-3}$となることがわかった（ただし超伝導層間を電子がトンネルする際に，面内運動量が保存されると仮定した）.[12,24,25] したがって，IJJsの記憶関数は，オーミック散逸が生じるノーマル金属よりも早く減衰する関数で与えられる．このような散逸はスーパーオーミック散逸と呼ばれ，オーミック散逸に比べて定性的に弱い効果しか与えないことが知られている.[26]

次に，ノード準粒子散逸がMQTに与える影響を定量的に評価する．そのために絶対零度近傍でのMQT率 $\Gamma=\lim_{\beta\to\infty}(2/\beta)\mathrm{Im}\ln Z$ の計算をインスタントン法[26]を用いて行った．その結果，以下の表式が得られた.[12,13]

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0}\approx\exp\left(-\left\{\frac{6}{5e}\sqrt{\frac{\hbar}{2e}I_C C}\,\frac{\delta M}{M}+0.14\frac{\hbar I_C}{\Delta_0^2}\sqrt{\frac{\hbar}{2e}\frac{I_C}{C}}\right\}(1-x^2)^{5/4}\right) \tag{3}$$

ここで，$\Gamma_0=12\omega_p\sqrt{3U_0/2\pi\hbar\omega_p}\,\exp(-36U_0/5\hbar\omega_p)$ は準粒子散逸が存在しない場合のMQT率（ω_p はジョセフソンプラズマ周波数，U_0 はポテンシャル障壁の高さ）で，$x=I_{ext}/I_C$ である．また δM は，準粒子散逸の高周波成分 ($\omega>\omega_p$) の寄与から生じる質量の増大分である．以下，準粒子散逸による影響を定量的に評価するために，MQT率を数値的に見積もる．次節で述べるBi-2212 IJJsの実験値 ($\Delta_0=25.0$ meV, $I_C=48.54\,\mu$A, $C=76.26$ fF, $x=0.95$) を式(3)に代入すると，$\Gamma/\Gamma_0\approx99\%$ となり，準粒子散逸によるMQT率の減少はわずか1%程度と非常に小さくなることがわかった．ちなみに，Δ_0 を金属系超伝導体と同程度の1.3 meVとすると，$\Gamma/\Gamma_0\approx6.6\%$ となって，MQTが著しく抑制されることがわかる．したがって，ノード準粒子の存在にもかかわらず準粒子散逸の影響が小さくなったのは，記憶関数がスーパーオーミック型で与えられ，かつ Δ_0 が金属系超伝導体よりも10倍以上大きいためである．

最後に，クロスオーバー温度 T^* の計算結果について紹介する．T^* は，仮想粒子の脱出過程が熱活性過程からMQTへ移り変わる境界温度である．散逸がない場合は，$T^*=5\hbar\omega_p/36k_B$ で与えられる.[27] つまり，ω_p が大きいほど T^* が高く，高温領域でMQTが観測可能となる．一方，準粒子散逸が存在する場合のクロスオーバー温度は，

$$T^*=\frac{1}{(36k_B/5\hbar\omega_p)-(k_B/U_0)\log(\Gamma/\Gamma_0)} \tag{4}$$

となり，散逸がない場合に比べてその値は低くなる．IJJsの場合，人工的な接合よりも臨界電流密度 J_C が大きく，これに伴い ω_p の値も大きくなる．($\omega_p\propto\sqrt{J_C}\sim10^{12}$ rad/s) さらに，本節で示されたようにノード準粒子散逸の影響は非常に小さいので，金属系ジョセフソン接合よりも高温領域でMQTが観測可能になると期待される．実際，金属系ジョセフソン接合の T^* は高々300 mK程度[28]であるが，前述のパラメータを用いてIJJsの T^* を見積もると約1 Kとなる．我々は，理論通り1 K近傍の高温領域でMQTの観測に成功したので，次節で紹介を行う.[7,2]

4. MQTの観測

MQTは一般的に次のようにして実験的に確認することができる．ジョセフソン接合に電流 $I_{ext}(I_{ext}<I_C)$ をバイアスすると，接合は超伝導状態から電圧状態にスイッチする．これは先に述べたように，仮想粒子が熱活性過程もしくはMQTによって，ポテンシャル井戸の束縛から脱出することに対応する．したがって，MQTを検証するためには，接合を電圧状態へスイッチさせる電流（スイッチング電流）I_{SW} の確率分布 $P(I_{SW})$ およびその温度依存性を測定すればよい．$P(I_{SW})$ の分布幅 σ は，(3)式のMQT率 Γ に対応する物理量であり，もし，σ が温度に依存しなくなれば，ポテンシャル井戸からの仮想粒子の脱出はMQTによってもたらされていることになる．我々は，図2(c)の矢印が示すように，IJJsを構成している一つの接合が常に電圧状態へスイッチする状況下において $P(I_{SW})$ を測定した．

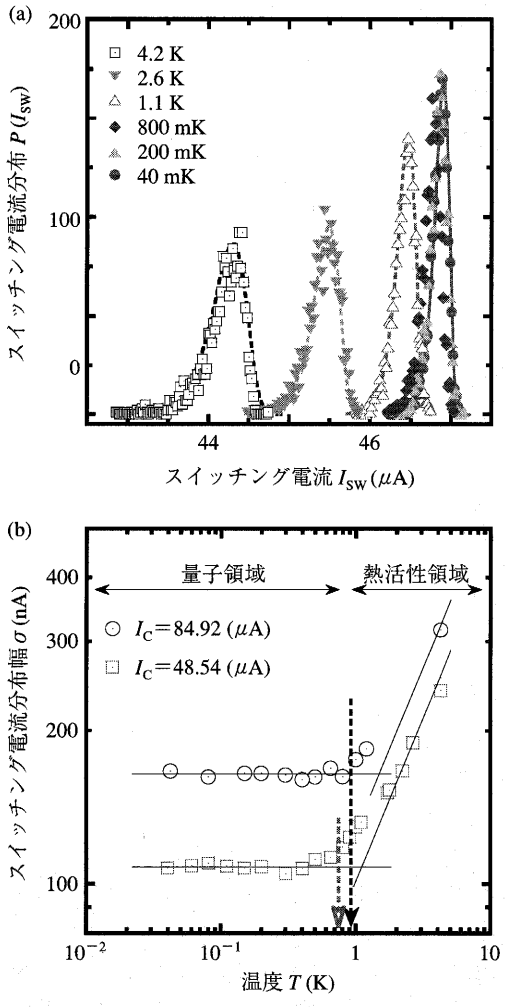

図3 (a) スイッチング電流分布の温度依存性，(b) スイッチング電流分布幅の温度依存性．

NII-Electronic Library Service

The Physical Society of Japan (JPS)

図3(a)にIJJsの第一電流ブランチにおいて測定された$P(I_{SW})$の温度依存性を示す．一般的な金属系ジョセフソン接合において測定される結果と同様に，各測定温度において$P(I_{SW})$は単一のピークを示す分布となった．この実験結果の妥当性を検証すべく，クラマース(H. A. Kramers)理論[30]（熱活性過程による仮想粒子の脱出を記述する理論）を用いて，4.2 Kにおける実験データにフィッティングを施したところ，図中破線のように実験データはこの理論とよく一致することがわかった．この結果から，多重接合のIJJsにおいても単一接合と同様な理論，および洗濯板ポテンシャルモデルが適用可能であると推測される．理論[21]で示唆されているように，零バイアス近傍においてIJJsの第一ブランチのスイッチングのダイナミクスは，金属系ジョセフソン接合のそれに近似可能であることが実験的に明らかとなった．つづいて，$P(I_{SW})$の温度依存性に着目すると，測定温度の低下に伴って$P(I_{SW})$の分布幅は減少し，I_{SW}が増加する傾向にあるが，1 K以下の温度領域ではこれらの減少および増加が見られなくなった．また，1.1〜4.2 Kの実験結果は，破線で示したクラマース理論によくフィットしているが，1 K以下の温度領域では，実験結果が実線で示したMQT理論[31]に漸近していくように見える．

そこで，得られた実験結果がMQTによってもたらされているか否かを検証するために，I_Cの異なる2種類の試料について，$P(I_{SW})$の分布幅σの温度依存性を詳細に調べた．その結果を図3(b)に示す．仮想粒子の脱出が熱活性過程によって記述可能な$T>\sim1$ Kの領域では，$\sigma(T)$はクラマース理論で予測されている通りの温度依存性($\sigma\propto T^{2/3}$)を示した．これに対してmK領域では，$\sigma(T)$の振舞いが温度から独立し，ある一定の値に飽和した．したがって，この温度領域では仮想粒子の脱出がMQTによって支配されていると結論できる．クロスオーバー温度T^*は，得られた実験結果より$I_C=84.92\,\mu$Aの試料に対して$T^*\approx0.95$ K（図中黒矢印），$I_C=48.54\,\mu$Aの試料に対して$T^*\approx0.75$ K（図中白矢印）と見積もられる．一方，(4)式から算出されたT^*は，$I_C=84.92\,\mu$Aの試料に対して$T^*=0.88\sim0.97$ K，$I_C=48.54\,\mu$Aの試料に対して$T^*=0.74\sim0.79$ Kとなった．実験データから見積もられたT^*は計算結果と非常によく一致し，さらに，これらの値はいずれも金属系ジョセフソン接合で観測されているT^* (~300 mK[28])よりも高い値を示した．特にI_Cの大きな試料では，T^*が金属系接合のそれよりも約1桁高い値となっている．この高いT^*はIJJsの大きな臨界電流密度J_C，すなわち高いジョセフソンプラズマ周波数に起因するものである．

一方，$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$粒界接合においてチャルマース工科大のグループが観測したMQTのT^*は，約40 mKと非常に低い温度であった．[8] この接合はI–V特性にヒステリシスを持たせるために，結晶粒界において結晶c軸を互いに約45度捻って液層成長させたものである．したがって，IJJsがBi-2212の結晶構造に起因した天然のジョセフソン接合であるのに対して，この粒界接合は人工的なジョセフソン接合であり，接合界面の状態も明確ではない．また粒界接合のような面内接合にはZESが存在し，それが強い散逸源となる．[18] これらのことを裏付けるかのように，この粒界接合のJ_CおよびI–V特性のヒステリシスはIJJsに比べはるかに小さく，T^*も2桁程度低くなっている．IJJsの非常に高いT^*は，IJJsがBi-2212の結晶構造そのものであること，また，ノード準粒子散逸を受けにくい構造であることに起因している．

5. おわりに

本稿では，高温超伝導体Bi-2212固有ジョセフソン接合におけるMQTの理論，および実験結果について紹介した．銅酸化物高温超伝導体では，超伝導ギャップの異方性に起因するノード準粒子がMQTの観測を困難にさせると考えられてきたが，このような準粒子の影響はその観測にさほど大きく寄与しないということが理論，実験の両面から明らかとなった．一方，MQTという巨視的量子現象の観測によって，高温超伝導体を用いた量子ビット実現の可能性が現実味を帯びてきた．IJJsを利用することの最大の利点は，大きなJ_Cに由来する高いクロスオーバー温度である．このことは，量子ビットの高温動作が可能になるという意味で，量子コンピュータの実用化に向け大きな優位性をもたらすだろう．金属系超伝導体においては，これまでタイプの異なるいくつかの量子ビットが提案・実現されているが，[32–34] IJJsを用いて最も実現可能と思われる量子ビットは，MQTをその状態読み出しに利用する位相量子ビット[34,35]である．その実現のためには，離散エネルギー準位の観測[5]や離散準位間でのラビ振動の観測[34–36]など取り組むべき課題は多く，同時にIJJsという巨視的量子系に現れるデコヒーレンスの原因を解明していくことも今後の重要な研究課題の一つになるであろう．

本稿で紹介した理論研究（第3節）は，筆者（川畑）が柏谷聡，浅野泰寛，田仲由喜夫の各氏との共同研究として行ったものである．有益な議論をして頂いた阿部修治氏，加藤岳生氏に感謝いたします．実験結果（第4節）は，筆者（猪股）が東北大博士課程在学中に同大通研佐藤茂雄助教授，中島康治教授の指導の下に得られた．ここに深く感謝いたします．また，共同研究者の物材機構田中秋広，高野義彦，王華兵，長尾雅則，羽多野毅の各氏に感謝いたします．

参考文献

1) R. F. Voss and R. A. Webb: Phys. Rev. Lett. **47** (1981) 265.
2) M. Tinkham: Introduction to superconductivity, 2nd edition (McGraw-Hill, 1996) Chapter 6.
3) A. O. Caldeira and A. J. Leggett: Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 211.
4) A. O. Caldeira and A. J. Leggett: Ann. Phys. **149** (1983) 374.
5) John M. Martinis, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1543.
6) D. J. V. Harlingen: Rev. Mod. Phys. **67** (1995) 515.
7) K. Inomata, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 107005.
8) T. Bauch, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 087003.

NII-Electronic Library Service

The Physical Society of Japan (JPS)

9) Y. V. Fominov, *et al.*: JETP Lett. **77** (2003) 587.
10) M. H. S. Amin and A. Y. Smirnov: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 017001.
11) Y. N. Joglekar, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 037004.
12) S. Kawabata, *et al.*: Phys. Rev. B **70** (2004) 132505.
13) 川畑史郎，柏谷　聡：固体物理 **40** (2005) 755.
14) O. K. Andersen, *et al.*: J. Phys. Chem. Solids **56** (1995) 1573.
15) T. Xiang and J. M. Wheatley: Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 4632.
16) M. B. Gaifullin, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 3928.
17) D. L. Feng, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 5550.
18) S. Kawabata, *et al.*: Phys. Rev. B **72** (2005) 052506.
19) R. Kleiner, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 2394.
20) S.-J. Kim, *et al.*: Appl. Phys. Lett. **74** (1999) 1156.
21) M. Machida, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 4618.
22) U. Eckern, *et al.*: Phys. Rev. B **30** (1984) 6419.
23) V. Ambegaokar, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1745.
24) C. Bruder, *et al.*: Phys. Rev. B **51** (1995) R12904.
25) Yu. S. Barash, *et al.*: Phys. Rev. B **52** (1995) 665.
26) 高木　伸：「巨視的トンネル現象」(岩波書店，1997).
27) H. Grabert and U. Weiss: Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 1787.
28) A. Wallraff, *et al.*: Rev. Sci. Instrum. **74** (2003) 3740.
29) 猪股邦宏：固体物理 **40** (2005) 747.
30) H. A. Kramers: Physica **7** (1940) 284.
31) A. Garg: Phys. Rev. B **51** (1995) 15592.
32) Y. Nakamura, *et al.*: Nature **398** (1999) 786.
33) I. Chiorescu, *et al.*: Science **299** (2003) 1869.
34) J. M. Martinis, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 117901.
35) Y. Yu, *et al.*: Science **296** (2002) 889.
36) R. W. Simmonds, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 077003.

(2005年9月5日原稿受付)

Macroscopic Quantum Tunneling in High-Temperature Superconductor Intrinsic Josephson Junctions: Theory and Experiment

Kunihiro Inomata and Shiro Kawabata

abstract: It has been considered that an observation of the macroscopic quantum tunneling (MQT) may be difficult in high-temperature *d*-wave superconductors due to the presence of the low energy nodal quasiparticle excitations. Contrary to this naive conception, our theory and experiment have shown that the effects of the nodal quasiparticles are not strong enough to obscure the observation of the MQT. In this article, we show the theory and the first experimental observation of the MQT in the high-temperature superconductor intrinsic Josephson junctions.

最近の研究から

ガンマ線バースト観測衛星スウィフトの現状

坂本貴紀　〈ゴダード宇宙飛行センター　Code 661, NASA/GSFC Greenbelt, MD 20771, U.S.A.　e-mail: takanori@milkyway.gsfc.nasa.gov〉

スウィフト (Swift) 衛星は2004年11月に打ち上げられたガンマ線バースト観測専用衛星である．Swift はガンマ線バーストを検出するだけでなく，バーストの方向へ衛星の姿勢を自動的に変更し，衛星に搭載されているエックス線と可視紫外線の望遠鏡でその残光観測をも行う．この Swift の観測による，ガンマ線バースト研究の最前線を紹介する．

1. 驚きと興奮の一年

ガンマ線バースト（以降GRB）研究者にとって，Swiftが打ち上がってからのこの1年間は驚きと興奮の連続だったに違いない．2004年12月中旬にSwiftのガンマ線検出器BATの本格運用を開始したとたんに，GRBをたて続けに11日間に9個という予想をはるかに上回るペース*1で検出，継続時間が2秒に満たないGRBからのX線残光の発見，さらには，赤方偏移が6.29という最遠方のGRBの検出に成功と話題は尽きない．特に最後に述べた2点はSwiftがGRB研究の柱として打ち上げ前に掲げていたもので，この1年の間に早くもそれらで成果をあげてしまった．計り知れない可能性を秘めた衛星である．

筆者は幸運にもSwiftの打ち上げ直前から，Swiftのガンマ線検出器BATチームの一員としてSwiftミッションに参加する機会を得ることができた．Swiftを身近で見てきた一人として，SwiftによるGRBの観測的な側面について，この1年間を振り返ってみたいと思う．

2. Swift衛星

GRB研究の歴史や現在までの観測的，理論的な理解に関しては中村氏と山崎氏による記事[1]に，そしてSwift衛星の打ち上げの様子，衛星の解説，そして日本Swiftチームの貢献等に関しては田代氏による記事[2]に詳しく述べられているので，そちらを参考にして頂きたい．

Swift衛星は2000年10月に打ち上げられたHETE-2衛星*2に続く，GRB観測専用衛星である．2004年11月20日にフロリダ州，ケープカナベラルから打ち上げられ，筆者も現場で打ち上げを見るという機会に恵まれた．本当に感動的で，なぜか分からないが涙がこみ上げてきたのを今でも覚

*1 打ち上げ前は年間100個程度のGRBを捕らえると予想していただけに，このままのペースでいくと，年間300個近く捕らえることになる．なぜ打ち上げ前の予想と違うのかということを議論する緊急電話会議まで行った．しかし，結局これは統計のいたずらで，その後全くGRBが受からないという時期があった．現在は1週間に1〜2個というペース（年間80〜90個）でGRBを捉えている．

*2 HETE-2衛星は打ち上げから5年を迎えるが，現在も運用を続けている．Swiftとは相補的な特徴を持つ衛星であるため，HETE-2とSwift衛星両方の運用を今後も続けていくことがガンマ線バースト研究にとって非常に重要な意味を持つ．

NII-Electronic Library Service