

連載講座



ミュオン科学

超伝導体の μ SR研究 —銅酸化物高温超伝導体における磁性—

小池洋二^{*,†}, 足立 匡^{**}

* 東北大学大学院工学研究科応用物理学専攻
980-8579 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉6-6-05

** 上智大学理工学部機能創造理工学科
102-8554 東京都千代田区紀尾井町7-1

† koike@teion.apph.tohoku.ac.jp

μ SRを使って行われた銅酸化物高温超伝導体の磁性に関する研究を紹介する。具体的には、(1) 超伝導相に隣接する反強磁性秩序相、(2) 1/8異常とそれに関連するスピンと電荷のストライプ秩序、(3) 不純物誘起磁性、(4) 磁場誘起磁性、(5) 擬ギャップ、(6) 超オーバードープ領域における強磁性、(7) T'型銅酸化物におけるノンドープ超伝導について紹介する。さらに、超伝導体とその周辺物質の磁性を調べるために μ SR実験を始めようとする初心者が μ SRのスペクトルを理解するために必要な最小限の事柄も紹介する。

Key Words: muon spin relaxation, high- T_c cuprate, superconductivity, antiferromagnetic long-range order, 1/8 anomaly, stripe, impurity-induced magnetism, magnetic-field-induced magnetism, pseudogap, ferromagnetism, undoped superconductivity

1. はじめに

最近では、超伝導転移温度 T_c が比較的高い超伝導体が発見されると、必ずと言っていいほどミュオンスピン回転・緩和(μ SR)の出番がある。 T_c が低い従来型の超伝導体では、超伝導の発現に必要な電子対(クーパー対)の形成に関与しているのは電子とフォノンの静電的相互作用であり、磁性は関与していない。しかし、銅酸化物高温超伝導体のような強相関電子系の超伝導体では、しばしば、電子のスピンゆらぎがクーパー対の形成に関与しており、磁性に敏感な μ SRが活躍するのである。このような超伝導体では、物性相図の中で超伝導相の近傍に超伝導と競合する磁気秩序相が存在することが多く、この磁気秩序相の相図作りに μ SRがよく使われる。また、一つの試料の中で超伝導相と磁気秩序相が共存することや、不純物の置

換や磁場の印加によって超伝導体の中に磁気秩序相が現れることもあり、超伝導試料中の磁気秩序相の研究にも μ SRが使われている。

磁気秩序相や電子スピンのゆらぎの研究には中性子散乱や核磁気共鳴(NMR)も使われるが、前者の実験には大きな単結晶試料が必要であり、後者では内部磁場の過大や不均一等のためにNMRの信号の検出が困難な場合がある。一方、 μ SRは多結晶試料でも実験可能であり、信号の検出に苦勞することもない。長距離の磁気秩序であれ、短距離の磁気秩序であれ、スピン相関の発達であれ、磁気的な異常が発生すれば必ず検出できる。ゼロ磁場で測定することも好都合である。したがって、新しい超伝導体の発見直後、大きな単結晶試料もまだできていない時に、超伝導体とその周辺物質の磁性をいち早く調べる手段として、 μ SRは極めて重宝である。

μ SRの原理については、本連載講座において詳しく紹介されているので¹⁾、本稿では、先ず、超伝導体とその周辺物質の磁性を調べるために μ SR実験を始めようとする初心者が μ SRのスペクトルを理解するために必要な最小限の事柄を示す²⁾。次に、 μ SRを使って行われた銅酸化物高温超伝導体の磁性に関する研究を紹介したい。具体的には、(1)超伝導相に隣接する反強磁性秩序相、(2)1/8異常とそれに関連するスピンと電荷のストライプ秩序、(3)不純物誘起磁性、(4)磁場誘起磁性、(5)擬ギャップ、(6)超オーバードープ領域における強磁性、(7)T'型銅酸化物におけるノンドープ超伝導について紹介する。

2. μ SRスペクトルを理解するための予備知識²⁾

ミュオンは、スピン $s=1/2$ を持ち、陽子の3.2倍の大きさの磁気モーメント $\mathbf{m}=\gamma_{\mu}\hbar s$ ($\gamma_{\mu}=2\pi\times 13.55\text{kHz/G}$ 、 \hbar はプランク定数を 2π で割ったもの)を持っているので、物質内部の磁場の情報を引き出すことができる。ここでは、正の電荷を持ったミュオン μ^+ を用いた μ SRスペクトルを理解するために必要な事柄を最小限に絞って紹介する。

- (1) 試料には、スピンが入射方向と平行に100%偏極した μ^+ が撃ち込まれる。
- (2) μ^+ は試料中の負イオンの近くの静電ポテンシャルの低いところに停まる。(高温(銅酸化物高温超伝導体では約200K以上)では動き出して拡散するので要注意)
- (3) μ^+ のスピンは停まった位置における内部磁場 H (基本的には双極子磁場)を感じて、角速度 $\omega=\gamma_{\mu}H$ でラーモア歳差運動をする。
- (4) μ^+ の寿命は $2.2\mu\text{s}$ (半減期 $1.5\mu\text{s}$)であり、陽電子とニュートリノに壊変する。壊変時に μ^+ のスピンが向いている方向に陽電子を放出する確率が最も高く、逆方向に放出する確率が最も低い。
- (5) 試料の前方と後方に陽電子のカウンターを設置しておく、各時間における前後のカウンターのカウント数の差(アシンメトリと呼ばれ、 μ^+ スピンの偏極度を意味する)から、各時間に壊変した μ^+ のスピンが壊変時に向いていた方向を知ることができる。
- (6) 試料中に停まった各 μ^+ の実際の寿命は様々である。そこで、各 μ^+ が試料に停まった時間を時間の原点にとり、縦軸にアシンメトリ(μ^+ スピンの偏極度) $A(t)$ を、横軸に μ^+ が陽電子に壊変した時間(カウンターが陽電子を検出した時間) t をとってプロットしたものが μ SRスペクトルである(図1)。 $A(0)=1$ である。
- (7) μ SRスペクトルは、試料中に停まった膨大な数の μ^+ のスピンの方きの時間変化(ラーモア歳差運動)の平均値である。したがって、試料中に停まる μ^+ の数を多くすれば、 μ SRスペクトルの S/N は向上する。また、統計的に、寿命の短い μ^+ の数が多く、寿命の長い μ^+ の数は指数関数的に減少するので、短時間領域のスペクトルは長時間領域のスペクトルに比べて S/N がよい。
- (8) 試料内部の磁場がゼロであれば、 $A(t)$ は1のままであり、 μ SRスペクトルは時間変化しない(図1(a))。
- (9) 試料が常磁性状態で、電子のスピンが激しくゆらいでいる場合は、 μ^+ は電子スピンが作る双極子磁場の時間平均値(ゼロ)を感じる。すなわち、電子スピンが作る双極子磁場を感知できない。代わりに、原子核のスピンが作る双極子磁場を感じる。核スピンは極めてゆっくりとゆらいでいるので、寿命の短い μ^+ には核スピンが静止しているように見える。そのため、 μ^+ は核スピンが作る小さな磁場を感じて、ゆっくり歳差運動する。このとき、各 μ^+ が感じる磁場の方向も大き

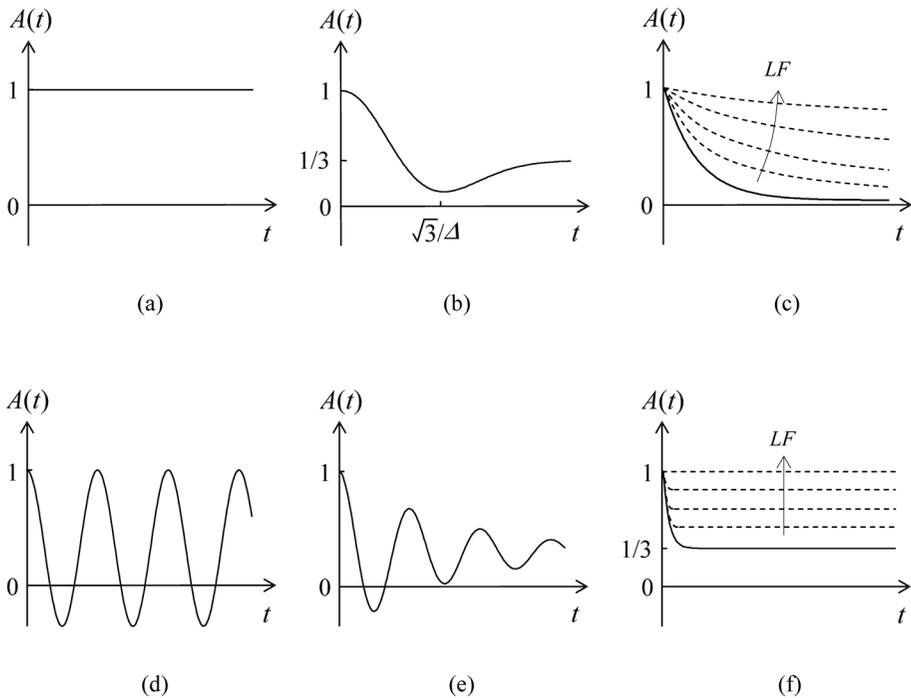


図1 典型的な μ SRスペクトル。 $A(t)$ は時刻 t における μ^+ スピンの偏極度であり、 $A(0)=1$ である。(a) 内部磁場がゼロの場合。(b) 内部磁場が静的で、ランダムで、ガウス分布している（磁気モーメントが比較的高密度の場合）。 Δ は内部磁場の分布の半値幅と γ_μ の積である。 $A(t)$ は、静的久保-鳥谷関数 $G_z(\Delta, t)$ で表すことができる³⁾。(c) 内部磁場が空間的、時間的にゆらいでいる場合。破線は縦磁場(LF)の印加による μ^+ スピン偏極の回復の様子。(d) 内部磁場が静的で、一様な場合。(e) 静的な内部磁場に不均一がある場合。(f) 静的な内部磁場が著しく不均一で、ローレンツ分布している（磁気モーメントが比較的低密度の場合）。破線は縦磁場(LF)の印加による μ^+ スピン偏極の回復の様子

さもランダムなので、 $A(t)$ は時間とともに1からゆっくり減少（緩和）し、短時間領域の μ SRスペクトルは上に凸の時間依存性を示す（図1(b)）。この $A(t)$ は、静的な久保-鳥谷関数 $G_z(\Delta, t)$ （ Δ は内部磁場の分布の半値幅と γ_μ の積）で表すことができる³⁾。

- (10) 低温になって電子スピンの相関が発達してくると、電子スピンのゆらぎがスローイングダウンし、 μ^+ は電子スピンの作る大きな磁場（核スピンの作る磁場より3桁大きい）を感じて、激しく歳差運動する。このとき、各 μ^+ が感じる磁場はランダムであり、しかも時間変化するので、 $A(t)$ は1から急速にゼロに漸近（緩和）し、短時間領域の μ SRスペクトル

は上に凸から下に凸の時間依存性に変わる（図1(c)）。縦磁場(LF: 入射した μ^+ のスピンの偏極方向に平行な外部磁場)を印加した状態で測定をすると、 μ^+ スピンは緩和しづらくなり、 $A(t)$ はLFの増大とともに図1(c)の破線のように変化する。

- (11) さらに低温になって、長距離磁気秩序が形成されると、 μ^+ は電子スピンの作る大きな静磁場を感じて、歳差運動する。このとき、各 μ^+ が停まる位置が結晶の単位胞の中の一か所であれば、各 μ^+ が感じる磁場の大きさは同じであり、歳差運動の周期 $t_{osc}=2\pi/\omega=2\pi/(\gamma_\mu H)$ は同じであるので、その周期で振動する μ SRスペクトルが観測される（図1(d)）。こ

の t_{osc} から μ^+ が停まった位置における内部磁場 H を見積もることができる。 t_{osc} は、 μ^+ が感じる磁場の大きさのみに依存し、磁場の方向には依らないので、単結晶試料でも多結晶試料でも同じである。各 μ^+ が感じる磁場の大きさにばらつきがあれば、振動は減衰する(図1(e))。時には、各 μ^+ が停まる位置が結晶の単位胞の中に2か所存在する場合があります、異なる周期を持つ2種類の振動が重ね合わされた μ SRスペクトルが観測されることもある。

- (12) 形成された磁気秩序がスピングラスのような短距離磁気秩序であれば、各 μ^+ が感じる静磁場の大きさはランダムであり、 $A(t)$ は1から1/3まで急速に減少し、その後時間変化しなくなる(図1(f))。(11)で述べた減衰が速いため、振動は観測されない。 $A(t)$ が1/3に落ち着くことは、ランダムな静磁場の1/3は x 軸に平行(入射方向に平行)な成分、1/3は y 軸に平行(入射方向に垂直)な成分、1/3は z 軸に平行(入射方向に垂直)な成分であるので、試料に撃ち込まれた μ^+ のうち1/3はスピント平行な静磁場を感じるため、歳差運動をせず、 μ^+ スピンの偏極度は1のままであり、一方、 μ^+ のうち2/3はスピント垂直な静磁場を感じて様々な周期で歳差運動をするので、 μ^+ スピンの偏極度は打ち消しあってゼロになると考えれば、直観的に理解できる。このとき、LFを印加すると、 μ^+ スピンは緩和しづらくなり、 $A(t)$ はLFの増大とともに図1(f)の破線のように変化する。

3. μ SRを使った銅酸化物高温超伝導体の磁性の研究^{4,5)}

3-1 超伝導相に隣接する反強磁性秩序相 銅酸化物において観測されている最高の T_c

は、 $HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$ (Hg1223系)における $134K^{6)}$ (高压下で $153K^{7)})$ である。銅酸化物高温超伝導体は多数見つかったが、いずれもCuとOからなる2次元的な CuO_2 面を有しており、Cuが Cu^{2+} で存在する母物質は強い電子相関によってモット絶縁体になっている。また、 Cu^{2+} は電子スピン $S=1/2$ を持っており、酸素を介した Cu^{2+} スピン間の超交換相互作用 J は $1500K$ と大きく、室温付近で反強磁性長距離秩序を示す。この母物質に電子キャリアやホールキャリアをドーピングしていくと、図2のように、反強磁性転移温度 T_N が低下し、超伝導が出現する。 T_c はキャリアの増大とともに上昇するが、キャリアが多過ぎると T_c は低下し、超伝導は消滅し、ただの金属になってしまう。したがって、反強磁性的なスピンのゆらぎがクーパー対の形成に効いていることは容易に推測できる。このように、図2のような物性相図を作成することは超伝導の発現機構を理解するうえで非常に重要なことであり、この T_N のキャリア濃度依存性の決定に大きく貢献したのが μ SRであった⁸⁻¹⁸⁾。というのは、銅酸化物では Cu^{2+} スピン間の2次元的相関がかなり高温から発達しているため、La214系を除いては、3次元的な長距離秩序が形成される T_N では磁化率に何の異常も現れないため、磁化率の測定からは T_N を決めることができなかったからである。図3に、西田ら⁸⁾による $T_c=90K$ の $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO) (Y123系)の母物質 $YBa_2Cu_3O_{6.2}$ のゼロ磁場下での μ SRスペクトルを示す。315Kでは観測されなかったスペクトルの速い緩和と振動が250Kで観測され、15Kでは振動がクリアになっていることがわかる。2の(11)で述べたように、振動は長距離磁気秩序の形成を意味するので、250K付近に T_N が存在すると判断される。同様にして、 $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}Y_xCu_2O_{8+\delta}$ (Bi2212系)^{10,11)}と $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ (LSCO) (La214系)^{12,13)}においても T_N のキャリア濃度依存性が決定され、物性相図が作られた。これらはホールドーピング型

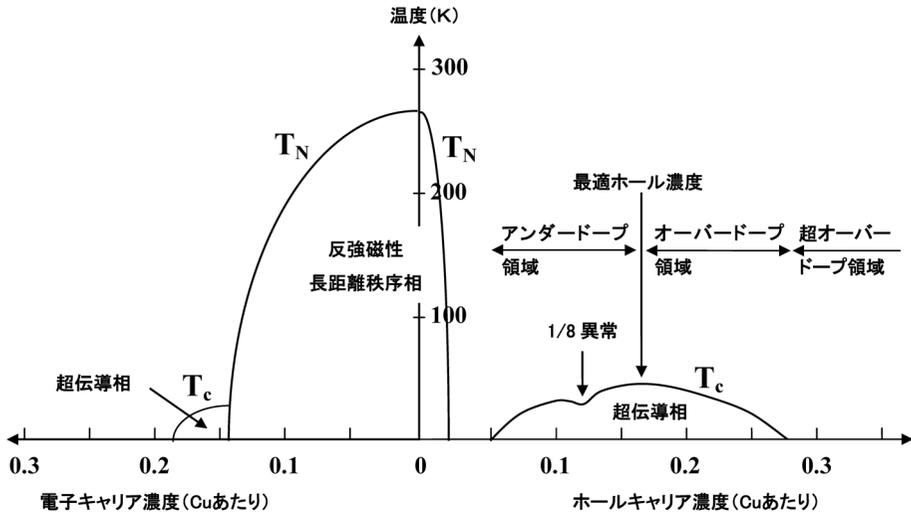


図2 銅酸化物高温超伝導体の一般的な物性相図。 T_c は超伝導転移温度。 T_N は反強磁性転移温度。 $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ では1/8異常が顕著で、 T_c がゼロまで落ちる

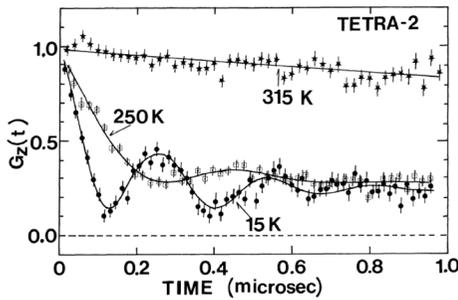


図3 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.2}$ の315 K, 250 K, 15 Kにおけるゼロ磁場下での μ SRスペクトル⁸⁾

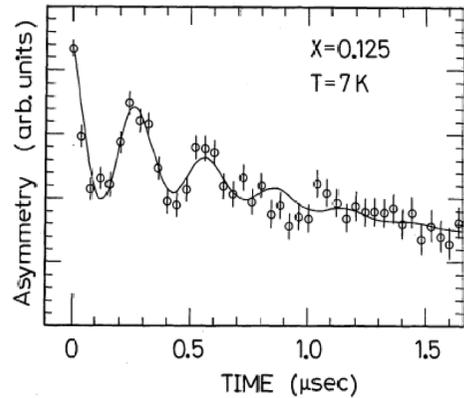


図4 $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ ($x=1/8$)の7 Kにおけるゼロ磁場下での μ SRスペクトル²³⁾

銅酸化物であるが、一方、電子ドーピング型銅酸化物については、Luke¹⁴⁾と藤田ら¹⁵⁾が、それぞれ Nd_2CuO_4 構造を持つ $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ (NCCO)と $\text{Pr}_{1-x}\text{La}_x\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ の物性相図を作成した。また、いわゆる無限層構造を持つ銅酸化物では、詳細な物性相図は得られていないが、 $\text{Ca}_{0.86}\text{Sr}_{0.14}\text{CuO}_2$ ¹⁶⁾と $\text{Sr}_{0.9}\text{La}_{0.1}\text{CuO}_2$ ^{17, 18)}において、 μ SRによって磁気転移温度が決定されている。これらの研究は、大型単結晶の育成が困難であった銅酸化物高温超伝導体の発見当初、焼結体試料を用いても磁気転移温度を決定できるという μ SRの利点が活かされたものである。

3.2 ホールドープ型銅酸化物高温超伝導体における1/8異常とストライプ^{19, 20)}

$\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ (LBCO) (La214系)において高温超伝導が発見された直後、図2に示すように、Cuあたりのホール濃度 $p=1/8$ のところでは超伝導が著しく抑制されるいわゆる「1/8異常」が発見された^{21, 22)}。この異常の原因を解明することが高温超伝導の発現機構の解明に繋がると考えられ、大いに注目された。当時、この異常が長距離磁気秩序の形成によるものであることをいち早く指摘したのは、渡邊ら²³⁾による

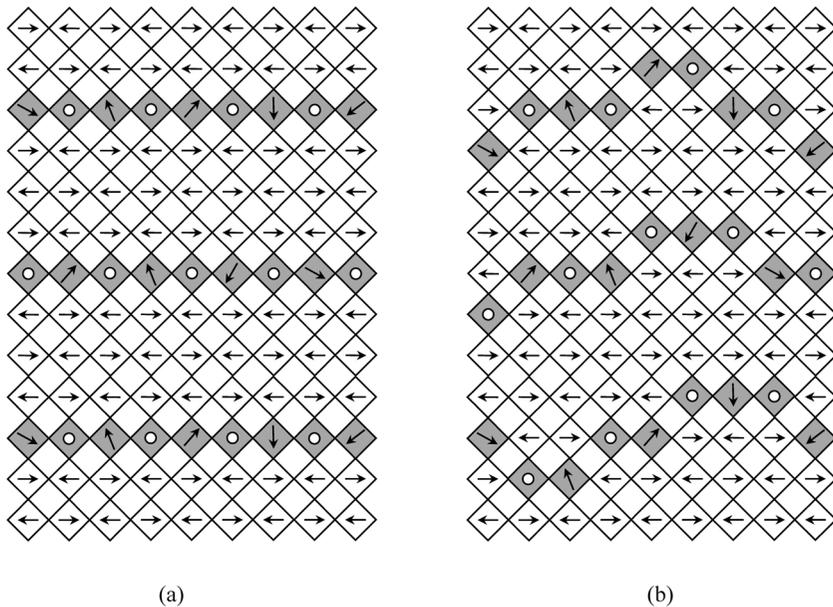


図5 CuO₂面内におけるCuスピン(↑)とホール(O)の (a) 静的ストライプ秩序と (b) ゆらいでいる動的ストライプ

LBCOの $x=p=1/8$ の μ SR実験だった^{24, 25)}。焼結体試料を用いて、図4に示すようなクリアな振動が観測された。その後、大型単結晶を用いた中性子散乱実験により、CuO₂面に図5(a)に示すような「Cuスピンと電荷(ホール)のストライプ秩序」が形成されていることが明らかになったが²⁶⁾、ストライプ秩序の発見に繋がった μ SRの功績は大きかったと言える。

この「スピンとホールのストライプ秩序」については、反強磁性的スピン相関の強いCuO₂面にホールが放り込まれた場合に、反強磁性的な磁気エネルギーを得るように、ホールの運動エネルギーを得るように、また、ホール間の長距離クーロンエネルギーが高くなるように、スピンとホールがストライプ状に自己組織化したものであると理解できる。このストライプが図5(a)のように静的な長距離秩序を形成すると超伝導は抑制されるが、図5(b)のようにスピンとホールが動的にゆらいでいるストライプ(時間的空間的に変化する短距離ストライプ相関)が高温超伝導の発現に効いているとする理論がKivelsonら²⁷⁾によって提唱された。それが真実であれば、LBCOに限らず他の系にお

いても動的ストライプが存在し、適当なピン止め中心を導入すれば動的ストライプがピン止めされて1/8異常が現れるはずである。実際、我々は、ピン止め中心としてCuO₂面にZnを導入することにより、図6に示すように、Bi₂Sr₂Ca_{1-x}Y_x(Cu_{1-y}Zn_y)₂O_{8+δ}(Bi2212系)においても1/8異常を観測した²⁸⁾。さらに、ゼロ磁場下で μ SR実験を行い、図6と図7に示すように、1/8異常を示す試料において特異的にミュオンスピンの緩和が低温で速くなることを見つけた^{29, 30)}。静的なストライプ秩序までは形成されていないが、動的ストライプがZnによってピン止めされかかり、Cuスピンのゆらぎがスローイングダウンしたものと解釈できる。同様の現象を、我々は、Znを部分置換したYBa₂Cu_{3-2y}Zn_{2y}O_{7-δ}(Y123系)においても観測した(図8)³¹⁾。最近、双晶を除去したYBa₂(Cu_{0.98}Zn_{0.02})₃O_{6.6}の単結晶試料でも確認された³²⁾。Znを部分置換したYBa₂Cu_{3-2y}Zn_{2y}O_{7-δ}の $p\sim 1/8$ で発現する磁気異常は、NMRでも観測されており^{33, 34)}、YBCOにおいてよく知られているT_c対7-δプロットに現れるいわゆる「60Kプラトー」は1/8異常によるものであると

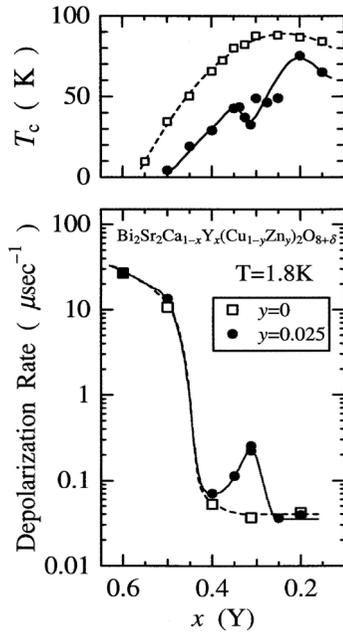


図6 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Y}_x(\text{Cu}_{1-y}\text{Zn}_y)_2\text{O}_{8+\delta}$ ($y=0, 0.025$) の T_c と 1.8Kにおけるミュオンスピン緩和率の x 依存性^{28, 30}。 $x=0.31$ 付近がCuあたりのホール濃度 $p=1/8$ に相当する

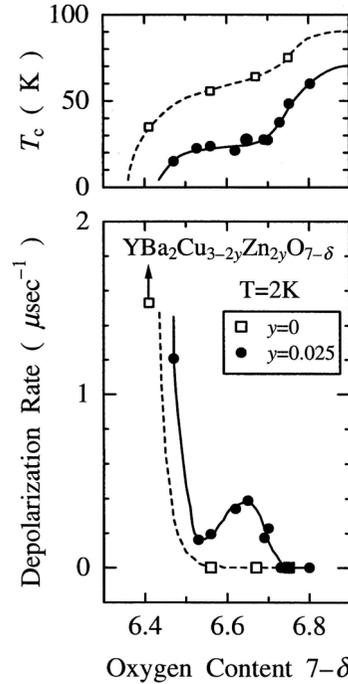


図8 $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-2y}\text{Zn}_{2y}\text{O}_{7-\delta}$ ($y=0, 0.025$) の T_c と 2Kにおけるミュオンスピン緩和率の酸素濃度依存性³¹。 $7-\delta=6.65$ 付近がCuあたりのホール濃度 $p=1/8$ に相当する

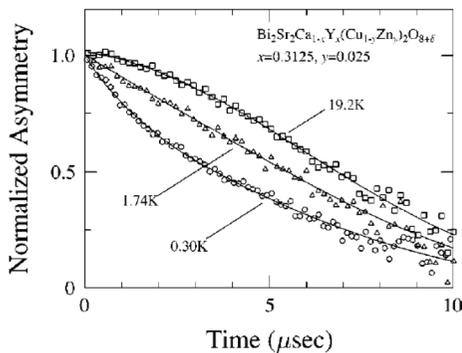


図7 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Y}_x(\text{Cu}_{1-y}\text{Zn}_y)_2\text{O}_{8+\delta}$ ($x=0.3125, y=0.025$; Cuあたりのホール濃度 $p \sim 1/8$) のゼロ磁場下での μ SRスペクトル²⁹

思われる³⁵⁻³⁷。さらに、我々は、1/8異常を過剰酸素によってホールドープされたLa214系の $\text{La}_{1.8}\text{Nd}_{0.2}\text{CuO}_{4+\delta}$, $\text{La}_{1.8}\text{Nd}_{0.2}\text{Cu}_{0.99}\text{Zn}_{0.01}\text{O}_{4+\delta}$, $\text{La}_{1.8}\text{Pr}_{0.2}\text{CuO}_{4+\delta}$, $\text{La}_{1.9}\text{Eu}_{0.1}\text{CuO}_{4+\delta}$ の μ SR実験でも観測した³⁸⁻⁴⁰。また、佐藤ら⁴¹は、頂点酸素をハロゲン元素で全置換した214系でZnを部分置換した $\text{Ca}_{2-x}\text{Na}_x\text{Cu}_{0.995}\text{Zn}_{0.005}\text{O}_2\text{Cl}_2$ において、

1/8異常を μ SRで観測した。これらの μ SR実験によって、1/8異常は物質系によらず普遍的であり、スピンとホールの動的ストライプがホールドープ型銅酸化物高温超伝導体に共通に存在している可能性が高いことが示された。

$p=1/8$ では、図5(a)に示したホールのストライプ秩序が結晶格子とうまくマッチングしているために、動的ストライプが静的ストライプ秩序として安定化されやすいと考えられるが、この動的ストライプが高温超伝導の発現に効いているのであれば、超伝導が発現する幅広いホール濃度領域において図5(b)のような動的ストライプが存在するはずである。そして、Zn置換による動的ストライプのピン止め、すなわち、Cuスピンのゆらぎのスローイングダウンが、 $p=1/8$ に限らず、超伝導が発現する幅広いホール濃度領域で観測されるはずである。そこで、我々は、LSCOの幅広いホール濃

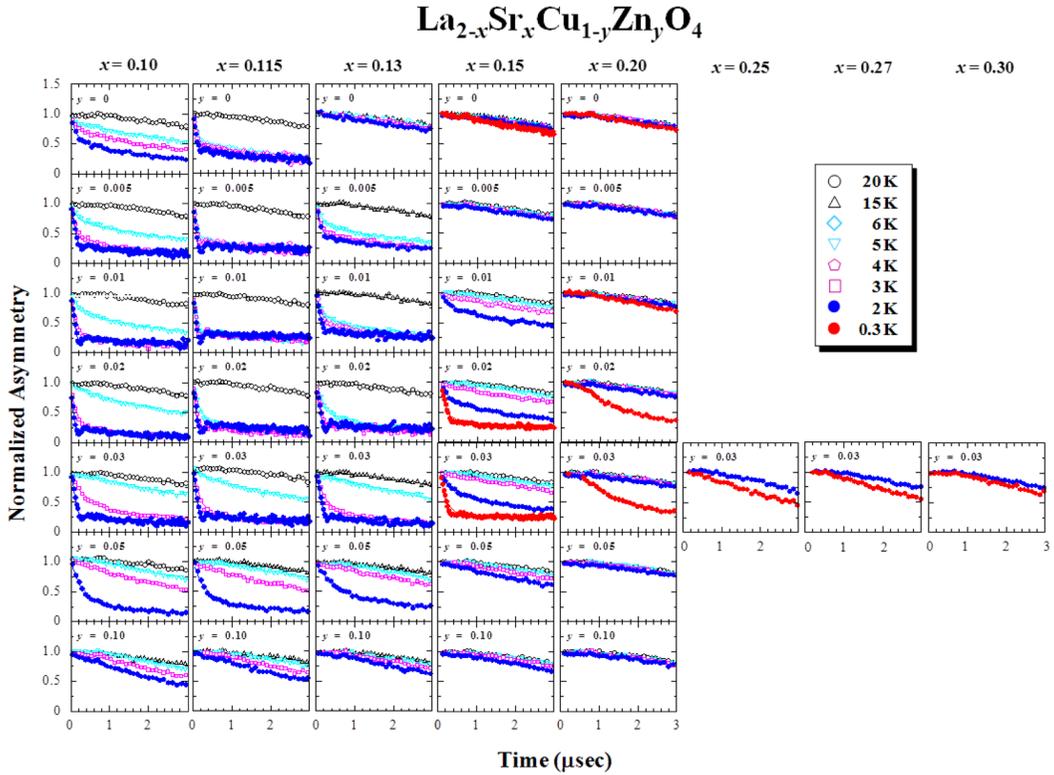


図9 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_{1-y}\text{Zn}_y\text{O}_4$ ($0.10 \leq x \leq 0.30$; $0 \leq y \leq 0.10$) のゼロ磁場下での μSR スペクトル⁴³⁻⁴⁵⁾ (Color online)

度領域 ($0.10 \leq x = p \leq 0.30$) において、Zn置換量を細かく変化させた $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_{1-y}\text{Zn}_y\text{O}_4$ ($0 \leq y \leq 0.10$) を作製し、ゼロ磁場下で μSR 実験を行った⁴²⁻⁴⁵⁾。その結果、図9のように、超伝導が発現する $x = p \leq 0.27$ の試料において、2~3%程度の少量のZn置換によって、低温でミュオンスピンの速い緩和が観測された。1/8異常が顕著な $x = 0.115$ と $x = 0.10$ では、ストライプの静的安定化の傾向が強いので、Zn置換していない $y = 0$ の試料でもミュオンスピンの速い緩和が観測され^{24, 25)}、少量のZn置換によって振動が観測された。一方、10%もの大量のZnが置換された試料では、ミュオンスピンの速い緩和は抑制された。これは、スピンをもたないZnが大量に置換されたために、 CuO_2 面内のスピンの希釈され、スピン相関が破壊されてしまったためと考えられる。その頃、Panagopoulosら^{46, 47)}は、 $y = 0.01, 0.02, 0.05$ の試料を作製し、

同様の実験を行い、 $x \geq 0.19$ ではミュオンスピンの速い緩和はないと結論しているが、おそらく、Znの濃度が不適切であったものと思われる。我々は、 $\text{Bi}_{1.74}\text{Pb}_{0.38}\text{Sr}_{1.88}\text{CuO}_{6+\delta}$ (Bi2201系) においても、超伝導が発現する広いホール濃度領域の試料で、3%のZn置換によって、低温でミュオンスピンの速い緩和を観測した⁴⁸⁾。これらの結果は、まさに、少量のZnが動的ストライプのピン止めに役立っていること、さらには、動的ストライプが超伝導の出現する全ホール濃度で存在することを示唆しており、我々が予想した通りの結果である。

その後、LSCOのCuサイトをFeで部分置換すると、 $p = 1/8$ 付近ではZn置換以上にストライプ秩序が安定化し、さらに、オーバードープ領域では、ストライプ秩序とは異なるスピン密度波 (SDW) が形成されることが、藤田ら⁴⁹⁾とHeら⁵⁰⁾による中性子散乱と角度分解

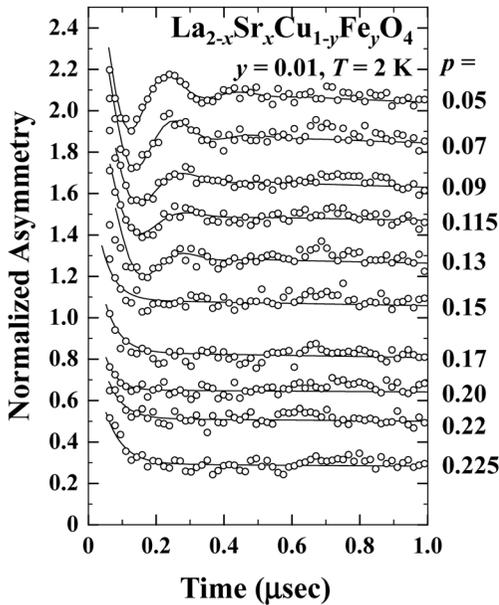


図10 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_{1-y}\text{Fe}_y\text{O}_4$ ($y=0.01$) の2Kにおけるゼロ磁場下での μ SRスペクトル⁵¹⁾。見やすくするために、スペクトルを0.2ずつ上方にシフトしている。Cuあたりのホール濃度 $p=x-y$ である。パルスミュオンビームを用いているため、0.05 μsec より短い初期の速い変化には追従していない

光電子分光の実験によって示された。そこで、我々は、Feを部分置換した $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_{1-y}\text{Fe}_y\text{O}_4$ ($0.06 \leq x \leq 0.30$; $0 \leq y \leq 0.10$) の焼結体試料を製作し、 μ SR実験を行った^{51, 52)}。その結果、図10のように、Feを1%置換したすべての試料において、磁気秩序が観測された。特徴的なことは、 $p=x-y \leq 0.15$ のアンダードープ領域ではスペクトルに振動が現れ、一方、 $p \geq 0.15$ のオーバードープ領域では振動が見られないことである⁵³⁾。また、磁気転移温度は、アンダードープ領域ではFeの量にあまり依存しないが、オーバードープ領域ではFeの量の増加につれて上昇していることがわかった。これらの結果から、アンダードープ領域では、動的ストライプが $S=5/2$ の大きな電子スピンを持つ Fe^{3+} によって非磁性の Zn^{2+} の時よりも強くピン止めされて安定化し、オーバードープ領域では、 Fe^{3+} スピン間のRKKY相互作用によってス

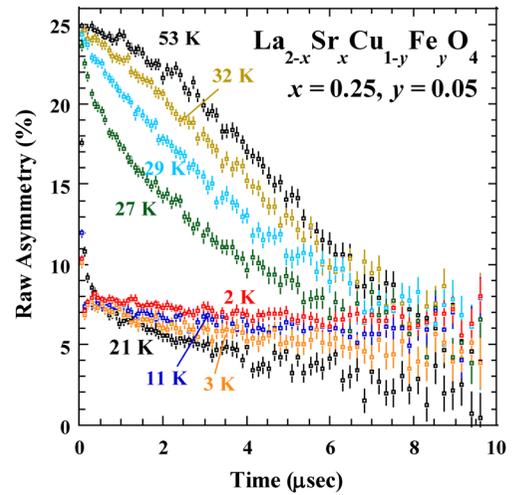


図11 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_{1-y}\text{Fe}_y\text{O}_4$ ($x=0.25, y=0.05$; Cuあたりのホール濃度 $p=x-y=0.20$) の各温度におけるゼロ磁場下での μ SRスペクトル⁵²⁾ (Color online)

ピングラス状態に移したものと結論した。このことは、ホールドープ型銅酸化物高温超伝導体におけるアンダードープ状態が強相関電子系であり、一方、オーバードープ状態が弱相関のフェルミ液体系であることを裏付けるものである。また、中性子散乱で観測されたオーバードープ領域におけるSDWは⁵⁰⁾、遍歴電子が作るフェルミ面のネステイングの良さを示すものであり、 Fe^{3+} スピンのスピングラス状態と矛盾するものではない。さらに、 μ SRから結論したスピングラス状態の存在を裏付けるために、 $p=0.20$ の試料の磁化率を測定したところ、予想通り、スピングラスの特徴であるヒステリシスが観測されたが、新たに、スピングラス温度 T_{g1} 以下の低温 T_{g2} で、磁化率の温度依存性に肩が現れることが発見された。実際、図11に示したFeを5%置換した試料の μ SRスペクトル $A(t)$ を、 $A(t) = A_0 e^{-\lambda_0 t} G_z(\Delta, t) + A_1 e^{-\lambda_1 t} + A_2 e^{-\lambda_2 t} \cos(\omega_2 t + \varphi) + A_3 e^{-\lambda_3 t} \cos(\omega_3 t + \varphi)$ (ここで、第1項はCuスピンが速くゆらいでいる常磁性領域でのミュオンスピンの緩和を表す。 $G_z(\Delta, t)$ は2の(9)で示した関数であり、核スピンが作る双極子磁場による緩和を表す。第2項はCuスピンのゆらぎがスローイングダウンした領域で

のミュオンスピンの緩和を表す。第3項と第4項は磁気秩序が形成された領域でのミュオンスピンの回転を表す。ミュオンが停まる位置が単位胞に2か所存在するために、2種類の振動があると思われる。)の4成分関数で解析すると、通常磁気転移温度でピークを示す λ_0 は、図12のように、 T_{g1} と T_{g2} でピークを示し、磁気転移が二つあることがわかった。ここで、 T_{g2} の起源が問題であるが、Feを5%置換した試料の T_{g1} と T_{g2} のホール濃度依存性は図13のようになり、 T_{g2} がアンダードープ領域の磁気転移

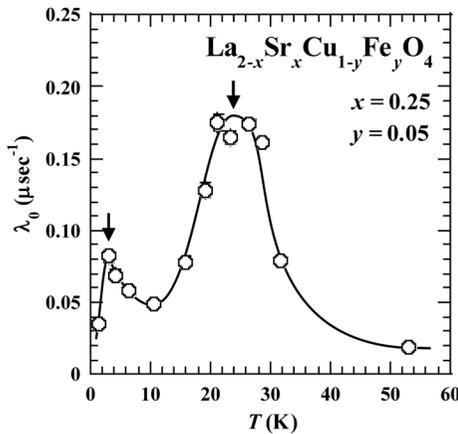


図12 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_{1-y}\text{Fe}_y\text{O}_4$ ($x=0.25, y=0.05$; Cuあたりのホール濃度 $p=x-y=0.20$)の λ_0 の温度依存性⁵²⁾。矢印は磁気転移温度

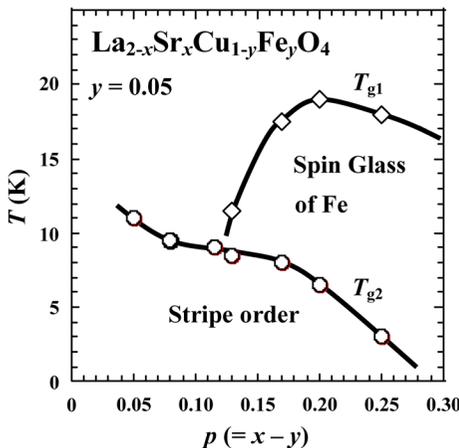


図13 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_{1-y}\text{Fe}_y\text{O}_4$ ($y=0.05$)の磁気相図⁵²⁾。Cuあたりのホール濃度 $p=x-y$ である

に繋がっていることがわかった。したがって、オーバードープ領域の高温磁性相は、遍歴電子が媒介する Fe^{3+} スピンのスピングラス相であり、低温磁性相は、Cuスピンの局在性を強めて形成されたストライプ秩序相であると推測している。ともかく、Cuの局在スピンのストライプ秩序相がLSCOの超伝導が発現する全ホール濃度領域 $0.05 \leq p=x \leq 0.30$ においてFe置換によって安定化したことは、上で述べたように、動的ストライプが超伝導の出現する全ホール濃度で存在し、それが高温超伝導の発現に効いている可能性があることを示唆している。動的ストライプも反強磁性的なスピンのゆらぎの一つの形態と考えられるので、実際、ホール同士がストライプ相関を持つことによってクーパー対の形成が助長され、ホールドープ系銅酸化物の T_c が高くなっているのかどうか、大変興味を持たれるところである。

3.3 不純物誘起磁性

不純物置換による T_c の低下の様子を調べることは、超伝導体におけるクーパー対の形成機構を明らかにするために重要である。ホールドープ型銅酸化物高温超伝導体では、従来型の超伝導体とは異なり、非磁性のZnの方が磁性を持つNiよりも著しく T_c を低下させることがよく知られていたが、その理由についてはよくわかっていなかった⁵⁴⁻⁵⁶⁾。そこで、我々は、ZnとNiで部分置換したLSCOについて、 μSR 実験を行った。その結果、Zn置換によって試料中の磁気秩序相の領域が増大し、超伝導相の領域が減少し、その効果は、Ni置換の場合よりも著しいことがわかった^{42-44, 57-59)}。そして、ZnやNiの周りで動的ストライプがピン止めされて、磁気秩序相(静的ストライプ)がスイスチーズ状に形成され、超伝導が壊れていくと結論した^{43, 44, 58, 60)}。さらに、非磁性の Zn^{2+} の方が $S=1$ の磁性を持った Ni^{2+} よりも CuO_2 面における $S=1/2$ の Cu^{2+} スピンの状態を強く乱すために、 Zn^{2+} が Ni^{2+} よりも強く動的ストライプを

ピン止めし、超伝導を著しく抑制すると結論した。このようにして、ホールドーブ型銅酸化物高温超伝導体の不純物効果は動的ストライブに基づいて理解された。

その後、ホールドーブ型銅酸化物超伝導体に置換された Ni^{2+} はホールをトラップし、 Cu^{2+} と似た $S=1/2$ のZhang-Rice二重項状態を形成することが、中性子散乱^{61, 62}、磁化率⁶³、 μ SR⁶⁴、X線吸収微細構造⁶⁵、比熱^{66, 67}、理論計算⁶⁸から示された。この Ni^{2+} のホールトラップによって、Ni置換はZn置換ほど著しくは CuO_2 面を乱さないのかもしれない。一方、 Ni^{2+} によるホールトラップを考慮すれば、Zn置換とNi置換の超伝導や磁性に及ぼす効果はアンダードーブ領域ではあまり変わらないという報告もある⁶⁹。

このように、不純物誘起磁性は、ホールドーブ型銅酸化物において観測されたが、Zn置換した電子ドーブ型銅酸化物 $\text{Pr}_{1-x}\text{LaCe}_x\text{Cu}_{1-y}\text{Zn}_y\text{O}_4$ においては μ SRで観測できなかつた⁷⁰。Prの磁気モーメントがCuスピンのゆらぎの変化をマスクしてしまったために μ SRでは観測できなかつたのか、あるいは、電子ドーブ型銅酸化物の CuO_2 面にはそもそも動的ストライブが存在しないのかもしれない。

3.4 磁場誘起磁性

磁場誘起磁性については、横磁場(TF: 入射した μ^+ のスピンの偏極方向に垂直な外部磁場)を印加した状態で μ SR(TF- μ SR)実験によって研究された。La214系においては、3.2で述べた1/8異常やストライブに関連して研究され、その結果、LSCOの $x=0.12$ やLBCOの $x=1/8$ 、Euで部分置換した $\text{La}_{1.9-x}\text{Eu}_x\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ の $x=0.15$ では、 CuO_2 面に垂直に磁場を印加すると、 T_c より高温の超伝導ゆらぎが存在する温度領域でも、また、磁気転移温度より高温でも、磁場によって誘起された準静的な磁性が現れることがわかつた⁷¹。さらに、磁場による磁性の誘起は、LBCOの $x=1/8$ やNdで部分

置換した $\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ の $x=0.15$ のようにゼロ磁場で既に静的ストライブ秩序が形成されている試料では小さく、LSCOのようにゼロ磁場では静的ストライブ秩序が安定化されていない試料で大きいことがわかつた。これらの μ SR実験の結果と中性子散乱⁷²⁻⁷⁷やX線散乱⁷⁸、熱伝導⁷⁹⁻⁸¹、電気抵抗⁸²の実験結果から、 CuO_2 面に垂直な磁場の印加によって CuO_2 面内にできた磁束芯によって動的ストライブがピン止めされて、静的ストライブ秩序が安定化されたものと結論された。磁束芯によるピン止めは、超伝導体においては、磁束芯が不純物と同様に空間的不均一をもたらすことを考えれば、もったもなことである。

LSCOにおいては、 x の広い範囲で磁場誘起磁性が調べられ、 $x=0.145$ では磁束芯の周りにスピングラス的磁性が現れ、オーバードーブ領域の $x=0.176$ や $x=0.19$ では現れないことがわかつた^{71, 83}。このような磁気誘起磁性は、YBCOの $7-\delta=6.50$ では現れるが、 $7-\delta=6.60$ では現れていない⁸³。また、頂点酸素をハロゲン元素で全置換した214系 $\text{Ca}_{2-x}\text{Na}_x\text{CuO}_2\text{Cl}_2$ の最適ホール濃度では、 T_c より高温の超伝導ゆらぎが存在する温度領域において、磁場誘起磁性が観測された⁸⁴。一方、 $(\text{Bi}, \text{Pb})_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (Bi2212系)の最適ホール濃度やZnで部分置換した $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{0.993}\text{Zn}_{0.007})_3\text{O}_7$ では観測されていない⁷¹。これらの結果は、Demlerら⁸⁵が競合す

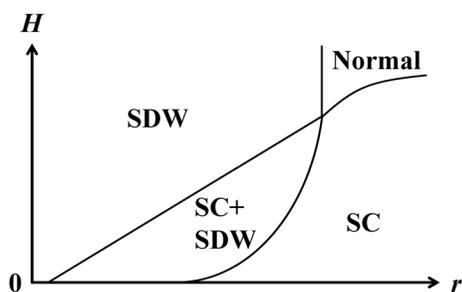


図14 Demlerら⁸⁵によって提案された銅酸化物高温超伝導体の磁場下の相図。縦軸は磁場で、横軸のパラメータ r はホール濃度に対応するものである。SCは超伝導

る反強磁性秩序と超伝導を考慮したGinzburg-Landau理論から得た相図(図14)によって基本的には理解できる。すなわち、オーバードープ領域において磁場誘起磁性が観測されないのは、相図の大きな r の領域に対応しているからであると理解できる。一方、相図におけるSDWはCuスピンとホールのストライプ秩序の一部と見なすこともできる。また、3・2で述べたように、オーバードープ領域においてさえ、動的ストライプは存在する。それゆえ、アンダードープ領域では、動的ストライプが磁束芯によってピン止めされて静的ストライプ秩序が発達する一方、オーバードープ領域では、動的ストライプのゆらぎが大きいために磁束芯によるピン止めが十分ではないと理解することもできる。

電子ドープ型銅酸化物高温超伝導体においては、門野ら^{86, 87)}が $\text{Pr}_{1-x}\text{LaCe}_x\text{CuO}_4$ の $x=0.11$ と0.15でTF- μ SR実験を行った。その結果、磁束芯の周りだけでなく試料中に一様に小さな磁気モーメントを持つ反強磁性が誘起されることを発見した。このような磁性は、 $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ でも観測されているが⁸⁸⁾、ホールドープ型銅酸化物に誘起された磁性とは明らかに異なっており、3・7で紹介するように、電子ドープ型とホールドープ型で電子状態が異なることを示唆する興味深い結果である。

3・5 擬ギャップ

ホールドープ型銅酸化物のアンダードープ領域において、 T_c より高温においてフェルミ面の状態密度が減少する現象、いわゆる「擬ギャップ」現象がNMRや光電子分光等から見出され、超伝導との関連で注目されている。宮崎ら^{89, 90)}による $\text{Bi}_{1.76}\text{Pb}_{0.35}\text{Sr}_{1.89}\text{CuO}_{6+\delta}$ (Bi2201系)のTF- μ SR実験から求めたナイトシフトからも、アンダードープ領域では約250Kから低温で、擬ギャップの発達が確認されている。

擬ギャップの起源については、超伝導の前駆現象としてのインコヒーレントなクーパー対

の形成や、電荷秩序、スタガード磁束状態、ストライプ等が候補となっている。擬ギャップ状態における磁気的な異常を検出するために、渡邊ら⁹¹⁾は、LSCOにおいて、ゼロ磁場下で μ SRの精密測定を高温から幅広い温度範囲で行った。その結果、Cuスピンのゆらぎがスローイングダウンし始める温度が電気抵抗の温度依存性から見積もったホールキャリアが局在し始める温度とほぼ一致することがわかった。これは、Cuスピンとホールの強い結合、すなわちストライプ状態を示唆するものであり、この温度はストライプ相関の発達、あるいは動的ストライプ(ストライプゆらぎ)のスローイングダウンと関係しているかもしれない。したがって、ストライプが擬ギャップと関係している可能性があるため、他の測定によって詳細を明らかにすべきである。YBCOにおいては、ゼロ磁場下の μ SRから、擬ギャップが形成される温度あたりから弱い静的な磁性が出現することが示された⁹²⁾。また、擬ギャップと超伝導あるいは超伝導ゆらぎの関係も μ SRで研究されている⁹³⁻⁹⁵⁾。

3・6 超オーバードープ領域における強磁性

ホールドープ型銅酸化物において超伝導の消える超オーバードープ領域においては、低温で、強磁性秩序が現れるという理論的予言がある⁹⁶⁾。銅酸化物においてホールをドープしていくとファン・ホーベ特異点に近づくので、フェルミ面の状態密度が増大し、強磁性が出現してもよいのかもしれない。もしこれが事実であれば、オーバードープ領域における T_c の低下が強磁性ゆらぎの増大によるものであると解釈できるかもしれない。そこで、Sonierら⁹⁷⁾は、LSCOの超オーバードープ領域の $x=0.33$ においてゼロ磁場下で μ SR実験を行い、0.9K以下の極低温においてミュオンスピン緩和の増大を見出した。電気抵抗と磁化率の実験結果のサポートもあり、弱い強磁性の出現によるものであると結論された。超オーバードープ領域

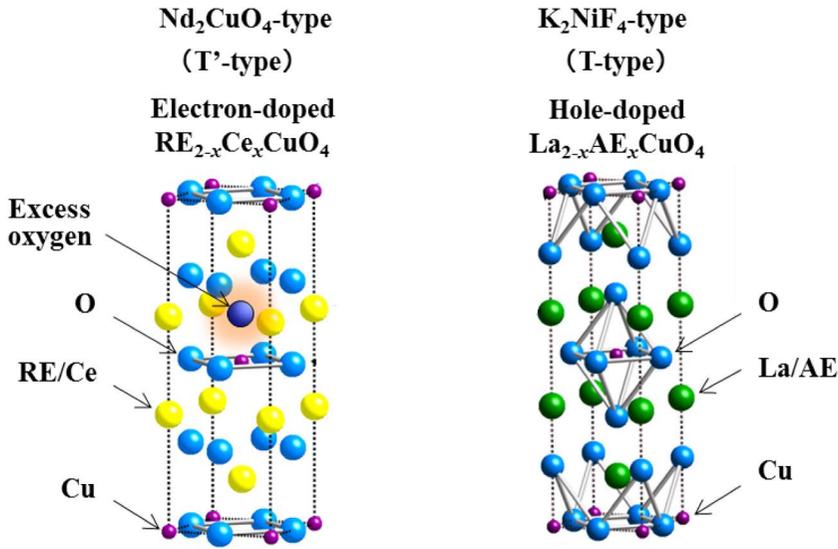


図15 (a) 電子ドーピング型銅酸化物 $\text{RE}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ (RE: 希土類元素) の結晶構造。Nd₂CuO₄構造 (通称T'型構造) と呼ばれ、Cuの直上に過剰酸素が入る傾向がある。(b) ホールドーピング型銅酸化物 $\text{La}_{2-x}\text{AE}_x\text{CuO}_4$ (AE: アルカリ土類金属元素) の結晶構造。K₂NiF₄構造 (通称T型構造) と呼ばれる (Color online)

におけるミュオンスピン緩和の増大は、我々も $\text{Bi}_{1.74}\text{Pb}_{0.38}\text{Sr}_{1.88}\text{CuO}_{6+\delta}$ (Bi2201系) において2K以下の低温で観測している⁴⁸⁾。興味深いことに、このミュオンスピン緩和の増大は、少量のZn置換によって抑えられた。これは、3・2で紹介した超伝導試料で観測されたZn置換によるミュオンスピン緩和の増大とは逆の現象であり、ストライプとは無関係のようである。超オーバードープ領域の $\text{Bi}_{1.74}\text{Pb}_{0.38}\text{Sr}_{1.88}\text{CuO}_{6+\delta}$ においては、さらに、電気抵抗の温度依存性や低温における磁化曲線の結果も2次元強磁性揺らぎの存在を示唆しており⁹⁸⁾、ホールドーピング型銅酸化物の超オーバードープ領域において極低温で強磁性秩序が現れるという予想は当たっているように思える。

3・7 T'型銅酸化物におけるノンドーピング超伝導⁹⁹⁾

図15(a)に示すNd₂CuO₄構造 (通称T'型構造) を持つ電子ドーピング型銅酸化物 $\text{RE}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ (RE: 希土類元素) では、試料合成時にCuO₂面の直上に過剰に含まれる酸素を還元アニール処理に

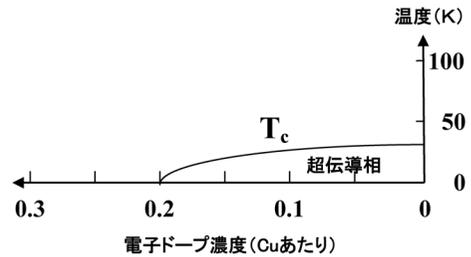


図16 電子ドーピング型銅酸化物高温超伝導体の真の物性相図。T_cは超伝導転移温度

よって除去することが超伝導の発現に不可欠であると、発見当初から知られていた。ところが、最近、過剰酸素を適切に除去すれば、アンダードーピング領域の反強磁性長距離秩序は消失し、 $x=0$ の母物質でも超伝導 (ノンドーピング超伝導) を示すことがわかった。内藤らは、過剰酸素の除去が比較的容易な薄膜試料を用いて、NCCOの母物質から幅広い電子ドーピング濃度領域で超伝導を観測し、図16のような、図2とは異なる物性相図を報告した^{100,101)}。T'型構造を持つ母物質におけるノンドーピング超伝導は、低温で合成された $\text{La}_{2-x}\text{Sm}_x\text{CuO}_4$ ¹⁰²⁾ や $\text{La}_{1.8}\text{Eu}_{0.2}\text{CuO}_4$ (LECO)¹⁰³⁾ のバルクの多結晶試料でも確認された。ノンドーピング超伝導の発現機構

の解明には単結晶試料を用いた物性測定が必要であるが、薄膜やバルクの多結晶試料に比べて表面積対体積比の小さい単結晶試料では、試料を分解させることなく過剰酸素を除去することが難しく、しかもCe濃度が低くなるほど難しくなるので、ノンドープ超伝導ははまだ実現していない。しかしながら、Brinkmannら¹⁰⁴⁾は $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ のCeが少し入った $x=0.04$ の単結晶試料の超伝導化に成功している。我々も $\text{Pr}_{1.3-x}\text{La}_{0.7}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ (PLCCO)の $x=0.10$ 、最近では $x=0.05$ の単結晶試料の超伝導化に成功しており^{105,106)}、ノンドープ超伝導を示す単結晶試料を得るためにあと一步の所まで来て

ところで、ノンドープ超伝導を引き起こす

T'型構造の $\text{RE}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ の電子状態がホールドープ型銅酸化物と同様に強相関電子系であるか否かは、ノンドープ超伝導の発現機構を解明するうえで極めて重要である。そこで、我々は、T'型構造の母物質LECOの粉末試料とCeが少し入ったT'型構造のPLCCO ($x=0.10$)の単結晶試料について、 μSR 実験を行った¹⁰⁷⁾。その結果を図17に示す。いずれの試料においても、過剰酸素を含むas-grownの試料では、低温で振動が観測され、長距離磁気秩序が形成されていることがわかった。一方、還元アニール処理によってバルクの超伝導 ($T_c=15\text{K}$)を示すLECOでは、低温で振動は見られないが、図1(f)のように、ミュオンスピンの偏極度が1か

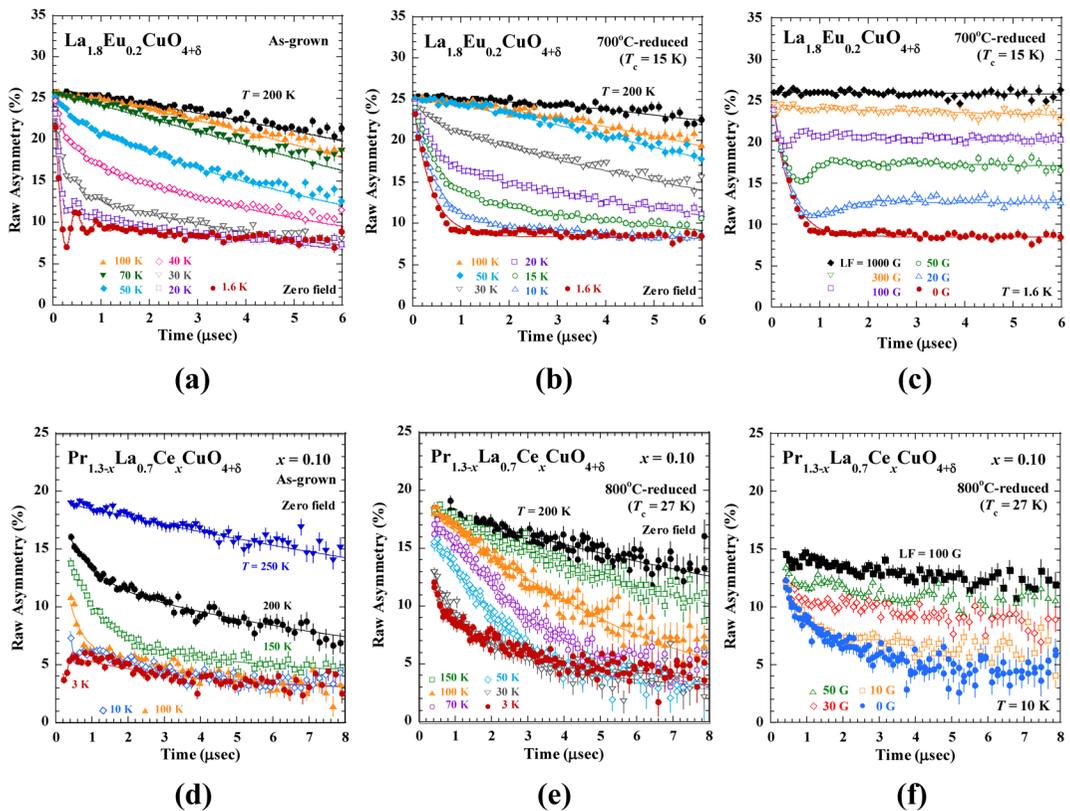


図17 $\text{La}_{1.8}\text{Eu}_{0.2}\text{CuO}_{4+\delta}$ の (a) as-grownの非超伝導試料と (b) 還元した超伝導試料 ($T_c=15\text{K}$)のゼロ磁場下での μSR スペクトル。(c) (b)の試料の1.6Kにおける縦磁場 (LF) 下での μSR スペクトル。 $\text{Pr}_{1.3-x}\text{La}_{0.7}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ の $x=0.10$ の (d) as-grownの非超伝導試料と (e) 還元した超伝導試料 ($T_c=27\text{K}$)のゼロ磁場下での μSR スペクトル。(f) (e)の試料の10KにおけるLF下での μSR スペクトル¹⁰⁷⁾。(d)-(f)ではパルスミュオンビームを用いているため、約 $0.2\mu\text{sec}$ より短い初期の速い変化には追従していない (Color online)

ら1/3まで急速に減少し、その後フラットなスペクトルが得られた(図17(b))。この試料に縦磁場を印加すると、図1(f)のように、縦磁場の増大とともにフラットな部分が平行移動し、ミュオンスピン偏極度1に回復した(図17(c))。したがって、この試料では、低温で短距離磁気秩序が試料全体に発達し、超伝導と共存していることがわかった。低温におけるCuスピン相関の発達は、ノンドープ超伝導を示す $\text{La}_{1.9}\text{Y}_{0.1}\text{CuO}_4$ 薄膜においても、小嶋ら¹⁰⁸⁾による低速ミュオンを使った μ SR実験で観測されている。また、還元アニール処理によってバルクの超伝導($T_c=27\text{K}$)を示すPLCCO($x=0.10$)では、高温の200Kではミュオンスピンの緩和は遅いが、温度の低下とともに緩和が速くなり、最低温の3Kでは指数関数型に変化した(図17(e))。長時間領域のスペクトルをよく見ると、50Kよりも3Kの方がミュオンスピンの偏極度が大きくなっている。これは、3Kでは磁気秩序が形成されている領域があることを意味する。しかし、振動は見られないことから、長距離磁気秩序は形成されていないことがわかる。低温で縦磁場を印加した測定を行ったところ、図1(c)と(f)が混ざったスペクトル観測され(図17(f))、試料中にCuスピンが静的に秩序化している領域とCuスピンがゆっくりとゆらいでいる領域が共存していることがわかった。

超伝導を示す還元試料の電子状態を詳細に調べるために、図17(b)と(e)に示したスペクトルを、それぞれ、2成分関数 $A(t)=A_0e^{-\lambda_0 t}G_z(\Delta, t)+A_1e^{-\lambda_1 t}$ と $A(t)=(A_0e^{-\lambda_0 t}+A_1e^{-\lambda_1 t})\exp(-\sigma^2 t^2/2)$ でフィットした。ここで、 $\exp(-\sigma^2 t^2/2)$ は、 $G_z(\Delta, t)$ と同様に、核スピンとPrの磁気モーメントが作る双極子磁場によるミュオンスピンの緩和を表す。フィッティングの結果、初期アシンメトリ A_0 の値から、試料中の短距離磁気秩序領域の体積分率を見積もることができた。そして、磁化率と磁場中比熱の測定から試料中の超伝導領域の体積分率を見積もった結果、いずれの還元

試料においても、最低温度では超伝導領域と短距離磁気秩序領域に重なりがあることがわかった。

これらの μ SRの実験結果は、超伝導を示す還元試料における短距離磁気秩序は、還元アニール処理をしても残った極少量の過剰酸素に因るものであり、T'型銅酸化物における電子は強相関電子系であることを強く示唆する。したがって、T'型銅酸化物におけるノンドープ超伝導も、ホールドープ型銅酸化物における超伝導と同様に、反強磁性的なスピンゆらぎがクーパー対の形成に効いているものと推察される。

最後に、ノンドープ超伝導をもたらしている電子状態について議論する¹⁰⁵⁾。図15(b)に示す K_2NiF_4 構造(通称T型構造)を持つホールドープ型銅酸化物高温超伝導体 $\text{La}_{2-x}\text{AE}_x\text{CuO}_4$ (AE:アルカリ土類金属元素)の母物質の電子状態は、3・1で述べたように、モット絶縁体である。すなわち、図18(b)のように、 $\text{Cu}3d_{x^2-y^2}$ の上部ハバードバンド(UHB)とO2pのバンドの間に電荷移動ギャップが存在する。一方、図15(a)に示すT'型構造を持つ電子ドープ型銅酸化物の母物質では、図18(a)のように、電荷移動ギャップが閉じていると考えられる。これは、T'型構造では、Cuの配位数がT型構造よりも小さく、また CuO_2 面内のCuとOの距離が長いこと、Cuの3d軌道のエネルギー単位がT型構造に比べて低くなるためと考えられる。したがって、T'型銅酸化物では、母物質においても $\text{Cu}3d_{x^2-y^2}$ のUHBの電子とO2pバンドのホールが存在し、金属的になり、超伝導を示すものと推察される^{105, 109)}。また、T'型銅酸化物のas-grown試料における反強磁性長距離秩序や短距離秩序については、 CuO_2 面の直上のサイトに入った過剰酸素が作るポテンシャルの乱れによって、キャリアが局在するために形成されるものと推察される。しかしながら、これらの推察は、今後検証されるべき課題である。

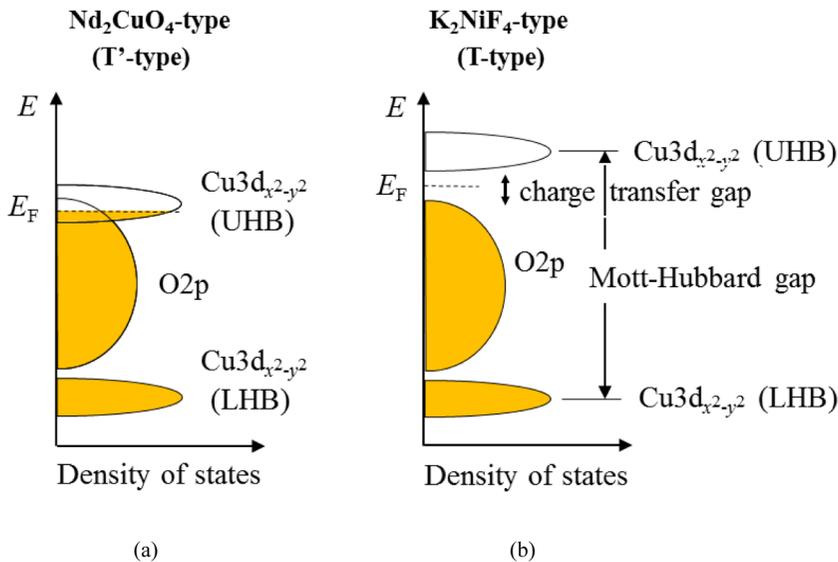


図18 (a) Nd_2CuO_4 構造 (通称T'型構造) を持つ電子ドープ型銅酸化物 $\text{RE}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ (RE: 希土類元素) と (b) K_2NiF_4 構造 (通称T型構造) を持つホールドープ型銅酸化物 $\text{La}_{2-x}\text{AE}_x\text{CuO}_4$ (AE: アルカリ土類金属元素) の母物質のエネルギーバンド構造。(a)では、(b)における電荷移動ギャップが潰れている (Color online)

4. まとめ

3では、 μSR を使って行われた銅酸化物高温超伝導体の磁性に関する研究を紹介した。特に、1/8異常、ストライプ、ノンドープ超伝導については、我々の研究を詳細に紹介した。磁気構造の詳細や磁氣的励起状態の研究には中性子散乱が使われ、結晶構造内のサイト選択的な電子の情報を得るためにはNMRが使われるが、新物質の発見直後、まず磁性の有無を調べようという時には、多結晶試料でも実験可能な μSR が便利である。また、図9に示した $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_{1-y}\text{Zn}_y\text{O}_4$ の研究のように、組成を細かく変えた試料を準備して、系統的に調べることも μSR では比較的容易である。このような μSR の利点を活かして、実際、銅酸化物高温超伝導体の磁性の研究に μSR が大きく貢献してきたことがおわかりいただけたと思う。さらに、2で述べたように、 μSR の初心者でも、試料さえ準備すれば、 μSR スペクトルの得ることも、それから電子スピンの情報を得ることも難しくない。それゆえ、物質科学において、今

後、 μSR のさらなる活用が期待できる。

謝 辞

ここで紹介した我々の研究は、東北大学大学院工学研究科応用物理学専攻の多くの大学院生との共同研究である。また、ミュオン施設の利用に際しては、理化学研究所仁科加速器研究センターの渡邊功雄氏、高エネルギー加速器研究機構物質構造科学研究所の幸田章宏、宮崎正範、小嶋健児、門野良典、三宅康博、西山樟生、永嶺謙忠の各氏、日本原子力研究開発機構先端基礎研究センターの髭本亘氏、Paul Scherrer研究所のH. Luetkens氏とA. Amato氏に大変お世話になりました。この場を借りて、皆様に厚く感謝申し上げます。

文 献

- 1) 門野良典, ミュオン・スピン回転 (μSR) 法, *RADIOISOTOPES*, **64**, 697-705 (2015)
- 2) 小池洋二, 第5回大学生のための素粒子・原子核/物質・生命スクール「サマーチャレンジ」講習テキスト (編集・サマーチャレンジ編集委員会, 高エネルギー加速器研究機構, pp. 69-74 (2011))

- 3) Kubo, R. and Toyabe, T., *Magnetic Resonance and Relaxation*, Blinc, R. ed., pp. 810–823, North-Holland, Amsterdam (1967)
- 4) 小池洋二, 銅酸化物高温超伝導体の初歩的な解説として, までりあ, **45**, 527–534; 592–597 (2006)
- 5) 小池洋二, 銅酸化物高温超伝導体の μ SRを使った初期の研究の解説として, 原子核研究, **52** Suppl. 2, 22–33 (2007)
- 6) Schilling, A., Cantoni, M., Guo, J. D. and Ott, H. R., *Nature*, **363**, 56–58 (1993)
- 7) Takeshita, N., Yamamoto, A., Iyo, A. and Eisaki, H., *J. Phys. Soc. Jpn.*, **82**, 023711 (2013)
- 8) Nishida, N., Miyatake, H., Shimada, D., Okuma, S., Ishikawa, M., Takabatake, T., Nakazawa, Y., Kuno, Y., Keitel, R., Brewer, J. H., Riseman, T. M., Williams, D. L., Watanabe, Y., Yamazaki, T., Nishiyama, K., Nagamine, K., Ansaldo, E. J. and Torikai, E., *Jpn. J. Appl. Phys.*, **26**, L1856–L1858 (1987)
- 9) Nishida, N., Miyatake, H., Shimada, D., Okuma, S., Yamazaki, T., Watanabe, Y., Kuno, Y., Ishikawa, M., Takabatake, T., Nagamine, K., Nishiyama, K., Brewer, J. H. and Kreitzmann, S. R., *Physica C*, **153–155**, 761–762 (1988)
- 10) Nishida, N., Miyatake, H., Okuma, S., Tamegai, T., Iye, Y., Yoshizaki, R., Nishiyama, K. and Nagamine, K., *Physica C*, **156**, 625–628 (1988)
- 11) Nishida, N., Okuma, S., Miyatake, H., Tamegai, T., Iye, Y., Yoshizaki, R., Nishiyama, K., Nagamine, K., Kadono, R. and Brewer, J. H., *Physica C*, **168**, 23–28 (1990)
- 12) Budnick, J. I., Chamberland, B., Yang, D. P., Niedermayer, C., Golnik, A., Recknagel, E., Rossmanith, M. and Weidinger, A., *Europhys. Lett.*, **5**, 651–656 (1988)
- 13) Weidinger, A., Niedermayer, C., Golnik, A., Simon, R., Recknagel, E., Budnick, J. I., Chamberland, B. and Baines, C., *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 102–105 (1989)
- 14) Luke, G. M., Le, L. P., Sternlieb, B. J., Uemura, Y. J., Brewer, J. H., Kadono, R., Kiefl, R. F., Kreitzman, S. R., Riseman, T. M., Stronach, C. E., Davis, M. R., Uchida, S., Takagi, H., Tokura, Y., Hidaka, H., Murakami, T., Gopalakrishnan, J., Sleight, A. W., Subramanian, M. A., Early, E. A., Markert, J. T., Maple, M. B. and Seaman, C. L., *Phys. Rev. B*, **42**, 7981–7988 (1990)
- 15) Fujita, M., Kubo, T., Kuroshima, S., Uefuji, T., Kawashima, K., Yamada, K., Watanabe, I. and Nagamine, K., *Phys. Rev. B*, **67**, 014514 (2003)
- 16) Keren, A., Le, L. P., Luke, G. M., Sternlieb, B. J., Wu, W. D., Uemura, Y. J., Tajima, S. and Uchida, S., *Phys. Rev. B*, **48**, 12926–12935 (1993)
- 17) Shengelaya, A., Khasanov, R., Eshchenko, D. G., Castro, D. D., Savić, I. M., Park, M. S., Kim, K. H., Lee, S.-I., Müller, K. A. and Keller, H., *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 127001 (2005)
- 18) Kojima, K. M., Kawashima, K., Fujita, M., Yamada, K., Azuma, M., Takano, M., Koda, A., Ohishi, K., Higemoto, W., Kadono, R. and Uemura, Y. J., *Physica B*, **374–375**, 207–210 (2006)
- 19) Koike, Y. and Adachi, T., *Physica C*, **481**, 115–124 (2012)
- 20) 小池洋二, めそん, **23**, 14–19 (2006)
- 21) Kumagai, K., Nakamura, Y., Watanabe, I., Nakamichi, Y. and Nakajima, H., *J. Magn. Magn. Mater.*, **76–77**, 601–603 (1988)
- 22) Moodenbaugh, A. R., Xu, Y., Suenaga, M., Folkerts, T. J. and Shelton, R. N., *Phys. Rev. B*, **38**, 4596–4600 (1988)
- 23) Watanabe, I., Kawano, K., Kumagai, K., Nishiyama, K. and Nagamine, K., *J. Phys. Soc. Jpn.*, **61**, 3058–3061 (1992)
- 24) 実は, 渡邊ら²³⁾の μ SR実験の少し前に, 鳥養ら²⁵⁾は, $T_c \sim 30$ Kの超伝導を示す $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ の $x=0.11$ の単結晶試料を用いて μ SR実験を行い, 低温の超伝導状態で図4と同様の振動を観測していた。渡邊らが用いたLBCOの $x=1/8$ の試料では, バルクの超伝導が完全に破壊されており, そこに長距離磁気秩序が出現しているのが, LSCOの $x=0.11$ では, 超伝導と長距離磁気秩序が共存していることになる。
- 25) Torikai, E., Tanaka, I., Kojima, H., Kitazawa, K. and Nagamine, K., *Hyperfine Interact.*, **63**, 271–277 (1991)
- 26) Tranquada, J. M., Sternlieb, B. J., Axe, J. D., Nakamura, Y. and Uchida, S., *Nature*, **375**, 561–563 (1995)
- 27) Kivelson, S. A., Fradkin, E. and Emery, V. J., *Nature*, **393**, 550–553 (1998)
- 28) Akoshima, M., Noji, T., Ono, Y. and Koike, Y., *Phys. Rev. B*, **57**, 7491–7494 (1998)
- 29) Watanabe, I., Akoshima, M., Koike, Y. and Nagamine, K., *Phys. Rev. B*, **60**, R9955–R9958 (1999)
- 30) Watanabe, I., Akoshima, M., Koike, Y., Ohira, S. and Nagamine, K., *Phys. Rev. B*, **62**, 14524–14530 (2000)
- 31) Akoshima, M., Koike, Y., Watanabe, I. and Naga-

- mine, K., *Phys. Rev. B*, **62**, 6761–6765 (2000)
- 32) Suchanek, A., Hinkov, V., Haug, D., Schulz, L., Bernhard, C., Ivanov, A., Hradil, K., Lin, C. T., Bourges, P., Keimer, B. and Sidis, Y., *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 037207 (2010)
- 33) Mahajan, A. V., Alloul, H., Collin, G. and Marucco, J. F., *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 3100–3103 (1994)
- 34) Julien, M.-H., Fehér, T., Horvatić, M., Berthier, C., Bakharev, O. N., Ségransan, P., Collin, G. and Marucco, J.-F., *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 3422–3425 (2000)
- 35) Tallon, J. L., Williams, G. V. M., Flower, N. E. and Bernhard, L., *Physica C*, **282–287**, 236–239 (1997)
- 36) Akoshima, M. and Koike, Y., *J. Phys. Soc. Jpn.*, **67**, 3653–3654 (1998)
- 37) Liang, R., Bonn, D. A. and Hardy, W. N., *Phys. Rev. B*, **73**, 180505 (2006)
- 38) Mikuni, H., Adachi, T., Yairi, S., Kato, M., Koike, Y., Watanabe, I. and Nagamine, K., *Phys. Rev. B*, **68**, 024524 (2003)
- 39) Watanabe, I., Oki, N., Adachi, T., Mikuni, H., Koike, Y., Pratt, F. L. and Nagamine, K., *Phys. Rev. B*, **73**, 134506 (2006)
- 40) Adachi, T., Koike, Y., Risdiana, Oki, N., Mikuni, H., Watanabe, I. and Pratt, F. L., *Physica C*, **460–462**, 1169–1171 (2007)
- 41) Satoh, K. H., Hiraishi, M., Miyazaki, M., Take-shita, S., Koda, A., Kadono, R., Yamada, I., Oka, K., Azuma, M., Shimakawa, Y. and Takano, M., *Physica B*, **404**, 713–716 (2009)
- 42) Watanabe, I., Adachi, T., Takahashi, K., Yairi, S., Koike, Y. and Nagamine, K., *Phys. Rev. B*, **65**, 180516 (2002)
- 43) Adachi, T., Yairi, S., Takahashi, K., Koike, Y., Watanabe, I. and Nagamine, K., *Phys. Rev. B*, **69**, 184507 (2004)
- 44) Adachi, T., Oki, N., Risdiana, Yairi, S., Koike, Y. and Watanabe, I., *Phys. Rev. B*, **78**, 134515 (2008)
- 45) Risdiana, Adachi, T., Oki, N., Yairi, S., Tanabe, Y., Omori, K., Koike, Y., Suzuki, T., Watanabe, I., Koda, A. and Higemoto, W., *Phys. Rev. B*, **77**, 054516 (2008)
- 46) Panagopoulos, C., Tallon, J. L., Rainford, B. D., Xiang, T., Cooper, J. R. and Scott, C. A., *Phys. Rev. B*, **66**, 064501 (2002)
- 47) Panagopoulos, C., Petrovic, A. P., Hillier, A. D., Tallon, J. L., Scott, C. A. and Rainford, B. D., *Phys. Rev. B*, **69**, 144510 (2004)
- 48) Adachi, T., Tanabe, Y., Suzuki, K., Koike, Y., Suzuki, T., Kawamata, T. and Watanabe, I., *Phys. Rev. B*, **83**, 184522 (2011)
- 49) Fujita, M., Enoki, M. and Yamada, K., *J. Phys. Chem. Solids*, **69**, 3167–3170 (2008)
- 50) He, R.-H., Fujita, M., Enoki, M., Hashimoto, M., Iikubo, S., Mo, S.-K., Yao, H., Adachi, T., Koike, Y., Hussain, Z., Shen, Z.-X. and Yamada, K., *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 127002 (2011)
- 51) Suzuki, K. M., Adachi, T., Tanabe, Y., Sato, H., Koike, Y., Risdiana, Ishii, Y., Suzuki, T. and Watanabe, I., *Phys. Rev. B*, **86**, 014522 (2012)
- 52) Suzuki, K. M., Adachi, T., Sato, H., Watanabe, I. and Koike, Y., arXiv: 1503.04902.
- 53) FeはFe³⁺の状態ではCuO₂面に存在するために、 $p=x-y$ となる。
- 54) Xiao, G., Cieplak, M. Z., Xiao, J. Q. and Chien, C. L., *Phys. Rev. B*, **42**, 8752–8755 (1990)
- 55) Koike, Y., Watanabe, N., Noji, T. and Saito, Y., *Solid State Commun.*, **78**, 511–514 (1991)
- 56) Koike, Y., Kobayashi, A., Kawaguchi, T., Kato, M., Noji, T., Ono, Y., Hikita, T. and Saito, Y., *Solid State Commun.*, **82**, 889–893 (1992)
- 57) Watanabe, I. and Nagamine, K., *Physica B*, **259–261**, 544–545 (1999)
- 58) Adachi, T., Yairi, S., Koike, Y., Watanabe, I. and Nagamine, K., *Phys. Rev. B*, **70**, 060504 (2004)
- 59) Koike, Y., Adachi, T., Oki, N., Risdiana, Yamazaki, M., Kawamata, T., Noji, T., Kudo, K., Kobayashi, N., Watanabe, I. and Nagamine, K., *Physica C*, **426–431**, 189–195 (2005)
- 60) Nachumi, B., Keren, A., Kojima, K., Larkin, M., Luke, G. M., Merrin, J., Tchernyshöf, O., Uemura, Y. J., Ichikawa, N., Goto, M. and Uchida, S., *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 5421–5424 (1996)
- 61) Matsuda, M., Fujita, M. and Yamada, K., *Phys. Rev. B*, **73**, 140503 (2006)
- 62) Hiraka, H., Ohta, S., Wakimoto, S., Matsuda, M. and Yamada, K., *J. Phys. Soc. Jpn.*, **76**, 074703 (2007)
- 63) Machi, T., Kato, I., Hareyama, R., Watanabe, N., Itoh, Y., Koshizuka, N., Arai, S. and Murakami, M., *Physica C*, **388–389**, 233–234 (2003)
- 64) Tanabe, Y., Adachi, T., Risdiana, Kawamata, T., Suzuki, T., Watanabe, I. and Koike, Y., *Physica B*, **404**, 717–719 (2009)
- 65) Hiraka, H., Matsumura, D., Nishihata, Y., Mizuki, J. and Yamada, K., *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 037002 (2009)
- 66) Tanabe, Y., Suzuki, K., Adachi, T., Koike, Y.,

- Kawamata, T., Risdiana, Suzuki, T. and Watanabe, I., *J. Phys. Soc. Jpn.*, **79**, 023706 (2010)
- 67) Suzuki, K., Adachi, T., Tanabe, Y., Koike, Y., Kawamata, T., Risdiana, Suzuki, T. and Watanabe, I., *Phys. Rev. B*, **82**, 054519 (2010)
- 68) Tsutsui, K., Toyama, A., Tohyama, T. and Mae-kawa, S., *Phys. Rev. B*, **80**, 224519 (2009)
- 69) Tanabe, Y., Adachi, T., Suzuki, K., Kawamata, T., Risdiana, Suzuki, T., Watanabe, I. and Koike, Y., *Phys. Rev. B*, **83**, 144521 (2011)
- 70) Risdiana, Adachi, T., Oki, N., Koike, Y., Suzuki, T. and Watanabe, I., *Phys. Rev. B*, **82**, 014506 (2010)
- 71) Savici, A. T., Fukaya, A., Gat-Malureanu, I. M., Ito, T., Russo, P. L., Uemura, Y. J., Wiebe, C. R., Kyriakou, P. P., MacDougall, G. J., Rovers, M. T., Luke, G. M., Kojima, K. M., Goto, M., Uchida, S., Kadono, R., Yamada, K., Tajima, S., Masui, T., Eisaki, H., Kaneko, N., Greven, M. and Gu, G. D., *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 157001 (2005)
- 72) Katano, S., Sato, M., Yamada, K., Suzuki, T. and Fukase, T., *Phys. Rev. B*, **62**, R14677–R14680 (2000)
- 73) Lake, B., Rønnow, H. M., Christensen, N. B., Aeppli, G., Lefmann, K., McMorrow, D. F., Vorderwisch, P., Smeibidl, P., Mangkorntong, N., Sasagawa, T., Nohara, M., Takagi, H. and Mason, T. E., *Nature*, **415**, 299–302 (2002)
- 74) Lake, B., Lefmann, K., Christensen, N. B., Aeppli, G., McMorrow, D. F., Rønnow, H. M., Vorderwisch, P., Smeibidl, P., Mangkorntong, N., Sasagawa, T., Nohara, M. and Takagi, H., *Nat. Mater.*, **4**, 658–662 (2005)
- 75) Fujita, M., Matsuda, M., Goka, H., Adachi, T., Koike, Y. and Yamada, K., *J. Phys.: Conf. Ser.*, **51**, 510–513 (2006)
- 76) Wen, J., Xu, Z., Xu, G., Tranquada, J. M., Gu, G., Chang, S. and Kang, H. J., *Phys. Rev. B*, **78**, 212506 (2008)
- 77) Wakimoto, S., Birgeneau, R. J., Fujimaki, Y., Ichikawa, N., Kasuga, T., Kim, Y. J., Kojima, K. M., Lee, S.-H., Niko, H., Tranquada, J. M., Uchida, S. and Zimmermann, M. V., *Phys. Rev. B*, **67**, 184419 (2003)
- 78) Kim, J., Kagedan, A., Gu, G. D., Nelson, C. S. and Kim, Y.-J., *Phys. Rev. B*, **77**, 180513(R) (2008)
- 79) Kudo, K., Yamazaki, M., Kawamata, T., Adachi, T., Noji, T., Koike, Y., Nishizaki, T. and Kobayashi, N., *Phys. Rev. B*, **70**, 014503 (2004)
- 80) Kawamata, T., Yamazaki, M., Takahashi, N., Adachi, T., Noji, T., Koike, Y., Kudo, K. and Kobayashi, N., *Physica C*, **426–431**, 469–472 (2005)
- 81) Kawamata, T., Takahashi, N., Yamazaki, M., Adachi, T., Manabe, T., Noji, T., Koike, Y., Kudo, K. and Kobayashi, N., *AIP Conf. Proc.*, **850**, 431–432 (2006)
- 82) Adachi, T., Kitajima, N., Manabe, T., Koike, Y., Kudo, K., Sasaki, T. and Kobayashi, N., *Phys. Rev. B*, **71**, 104516 (2005)
- 83) Sonier, J. E., Callaghan, F. D., Ando, Y., Kiefl, R. F., Brewer, J. H., Kaiser, C. V., Pacradouni, V., Sabok-Sayr, S. A., Sun, X. F., Komiya, S., Hardy, W. N., Bonn, D. A. and Liang, R., *Phys. Rev. B*, **76**, 064522 (2007)
- 84) Ohishi, K., Yamada, I., Koda, A., Saha, S. R., Kadono, R., Higemoto, W., Kojima, K. M., Azuma, M. and Takano, M., arXiv: 0910.5585
- 85) Demler, E., Sachdev, S. and Zhang, Y., *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 067202 (2001)
- 86) Kadono, R., Ohishi, K., Koda, A., Higemoto, W., Kojima, K. M., Fujita, M., Kuroshima, S. and Yamada, K., *J. Phys. Soc. Jpn.*, **73**, 2944–2947 (2004)
- 87) Kadono, R., Ohishi, K., Koda, A., Saha, S. R., Higemoto, W., Fujita, M. and Yamada, K., *J. Phys. Soc. Jpn.*, **74**, 2806–2812 (2005)
- 88) Sonier, J. E., Poon, K. F., Luke, G. M., Kyriakou, P., Miller, R. I., Liang, R., Wiebe, C. R., Fournier, P. and Greene, R. L., *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 147002 (2003)
- 89) Miyazaki, M., Kadono, R., Hiraishi, M., Satoh, K. H., Takeshita, S., Koda, A., Fukunaga, Y., Tanabe, Y., Adachi, T. and Koike, Y., *Physica C*, **470**, S55–S56 (2010)
- 90) Miyazaki, M., Kadono, R., Hiraishi, M., Koda, A., Kojima, K. M., Fukunaga, Y., Tanabe, Y., Adachi, T., Koike, Y., submitted
- 91) Watanabe, I., Adachi, T., Yairi, S., Koike, Y. and Nagamine, K., *J. Phys. Soc. Jpn.*, **77**, 124716 (2008); *ibid.* **78**, 028001 (2008)
- 92) Sonier, J. E., Brewer, J. H., Kiefl, R. F., Miller, R. I., Morris, G. D., Stronach, C. E., Gardner, J. S., Dunsiger, S. R., Bonn, D. A., Hardy, W. N., Liang, R. and Heffner, R. H., *Science*, **292**, 1692–1695 (2001)
- 93) Sonier, J. E., Ilton, M., Pacradouni, V., Kaiser, C. V., Sabok-Sayr, S. A., Ando, Y., Komiya, S., Hardy, W. N., Bonn, D. A., Liang, R. and Atkinson, W. A., *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 117001 (2008)
- 94) Lotfi Mahyari, Z., Cannell, A., de Mello, E. V. L.,

- Ishikado, M., Eisaki, H. and Ruixing Liang, Bonn, D. A., Sonier, J. E., *Phys. Rev. B*, **88**, 144504 (2013)
- 95) Tanabe, Y., Adachi, T., Suzuki, K. M., Akoshima, M., Heguri, S., Kawamata, T., Ishii, Y., Suzuki, T., Watanabe, I. and Koike, Y., *J. Phys. Soc. Jpn.*, **83**, 074707 (2014)
- 96) Kopp, A., Ghosal, A. and Chakravarty, S., *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **104**, 6123–6127 (2007)
- 97) Sonier, J. E., Kaiser, C. V., Pacradouni, V., Sabok-Sayr, S. A., Cochrane, C., MacLaughlin, D. E., Komiya, S. and Hussey, N. E., *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **107**, 17131–17134 (2010)
- 98) Kurashima, K., Adachi, T., Suzuki, K. M., Fukunaga, Y., Kawamata, T., Noji, T. and Koike, Y., *J. Phys.: Conf. Ser.*, **568**, 022003 (2014)
- 99) 足立 匡, 小池洋二, 固体物理, **49**, 333–344 (2014)
- 100) Tsukada, A., Krockenberger, Y., Noda, M., Yamamoto, H., Manske, D., Alff, L. and Naito, M., *Solid State Commun.*, **133**, 427–431 (2005)
- 101) Matsumoto, O., Utsuki, A., Tsukada, A., Yamamoto, H., Manabe, T. and Naito, M., *Physica C*, **469**, 924–927 (2009)
- 102) Asai, S., Ueda, S. and Naito, M., *Physica C*, **471**, 682–685 (2011)
- 103) Takamatsu, T., Kato, M., Noji, T. and Koike, Y., *Appl. Phys. Express*, **5**, 073101 (2012)
- 104) Brinkmann, M., Rex, T., Bach, H. and Westerholt, K., *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 4927–4930 (1995)
- 105) Adachi, T., Mori, Y., Takahashi, A., Kato, M., Nishizaki, T., Sasaki, T., Kobayashi, N. and Koike, Y., *J. Phys. Soc. Jpn.*, **82**, 063713 (2013)
- 106) Horio, M., Adachi, T., Mori, Y., Takahashi, A., Yoshida, T., Suzuki, H., Ambolode II, L. C. C., Okazaki, K., Ono, K., Kumigashira, H., Anzai, H., Arita, M., Namatame, H., Taniguchi, M., Ootsuki, D., Sawada, K., Takahashi, M., Mizokawa, T., Koike, Y. and Fujimori, A., *Nat. Commun.*, **7**, 10567 (2016)
- 107) Adachi, T., Takahashi, A., Suzuki, K. M., Malik, M. A., Konno, T., Takamatsu, T., Kato, M., Watanabe, I., Koda, A., Miyazaki, M., Kadono, R. and Koike, Y., arXiv: 1512.08095
- 108) Kojima, K. M., Krockenberger, Y., Yamauchi, I., Miyazaki, M., Hiraishi, M., Koda, A., Kadono, R., Kumai, R., Yamamoto, H., Ikeda, A. and Naito, M., *Phys. Rev. B*, **89**, 180508 (2014)
- 109) Naito, M., Matsumoto, O., Utsuki, A., Tsukada, A., Yamamoto, H. and Manabe, T., *J. Phys.: Conf. Ser.*, **108**, 012037 (2008)

Abstract

Muon Science

μ SR Studies on Superconductors

—Magnetism in High- T_c Cuprates—

Yoji KOIKE^{*}, [†] and Tadashi ADACHI^{**}: ^{*} Department of Applied Physics, Tohoku University, 6–6–05 Aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai-shi, Miyagi Pref. 980–8579, Japan, ^{**} Department of Engineering and Applied Sciences, Sophia University, 7–1 Kioi-cho, Chiyoda-ku, Tokyo 102–8554, Japan

μ SR study on the magnetism of high- T_c cuprates is introduced. Concretely, (1) antiferromagnetic ordered phase, (2) 1/8 anomaly and the relative stripe order of spins and holes, (3) impurity-induced magnetism, (4) magnetic-field-induced magnetism, (5) pseudogap, (6) ferromagnetism in the heavily overdoped regime, (7) undoped superconductivity in T' -type cuprates are discussed. Moreover, fundamentals of μ SR measurements for the study of the magnetism are described for μ SR beginners.