

鉄系高温超伝導体 $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ の高圧下核磁気共鳴測定

NMR study on the pnictide superconductor $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ under high pressure

中野達也

京都大学大学院人間・環境学研究科

T. Nakano

Graduate School of Human and Environmental Studies, Kyoto University

The relationship between spin fluctuation and superconductivity has been investigated in La1111 series, $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ ($x = 0, 0.05, 0.08, 0.10, \text{ and } 0.14$) via nuclear magnetic resonance (NMR) at both ambient pressure and high pressure (3.0 GPa). The results shows that the critical doping level at which low-frequency spin fluctuation vanishes is around the optimally doped regime ($x \sim 0.10$), and T_c remarkably increases in overdoped regime ($x=0.14$) by applying pressure, implying that the spin fluctuation is not important to the high- T_c mechanism. The x dependence of T_c at 3.0 GPa is similar to that of $\text{Ln}1111$ ($\text{Ln} = \text{Ce, Pr, Sm, etc.}$) with high T_c above 40 K at ambient pressure, indicating that pressure application is equivalent to full rare-earth substitution. The equivalence suggests that high T_c above 40 K is realized when the spin fluctuation is absent.

1. はじめに

鉄系高温超伝導体の研究は、2008年東京工業大学細野秀雄教授ら研究グループにおいて、超伝導転移温度 $T_c = 26$ K を有する超伝導体 $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ が発見されたことから始まる[1]. この系の T_c は La を他の希土類に置換することによって、現在最高 56 K に達している[2]. これは銅酸化物高温超伝導体以外では最も高い T_c であるため、現在非常に活発的に研究されている。現在発見されている同系超伝導体は結晶構造から 1111 系, 122 系, 111 系, 11 系, ペロブスカイト型のブロック層を持つ系の 5 つに大別され、いずれも鉄とニクトゲン (またはカルコゲン) の四面体構造が 2 次元平面を形成している。超伝導にはこの鉄平面が関与しており、鉄の 5 つの 3 d 軌道すべてがフェルミ面を形成しているマルチバンド構造をとる[3,4]. これは銅酸化物高温超伝導体のフェルミ面がシングルバンドで形成されていることと対照的である。この複数のフェルミ面に起因する磁性と超伝導の相関を解明することは、大変興味深く重要な物理的課題である。

本稿では、数多く知られている鉄系超伝導体のうち、最初に発見された $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ を取り上げる。 $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ は鉄系超伝導体の中で最も高い T_c が達成されている 1111 系のひとつである。1111 系は $\text{Gd}_{1-x}\text{Th}_x\text{FeAsO}$ ($T_c \sim 56.3$ K) をはじめ、 $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ ($T_c \sim 55$ K) や $\text{NdFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ ($T_c \sim 52$ K) など多くの物質において 50 K 以上の高い T_c が得られており、高い T_c の発現機構を解明する上で重要な試料である[2,5]. また $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ の最大の T_c は常圧下においては 26 K であるが、圧力印加によって最大 43 K に達する[6]. 以下ではすでに学術誌に掲載されている $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ の高圧下 NMR 測定の論文を中心に概説する[7-9].

2. LaFeAsO_{1-x}F_xの物性

図 1 に LaFeAsO_{1-x}F_x の結晶構造と相図を示す。母物質は LaFeAsO であり、 $T_s \sim 160$ K で構造相転移、 $T_N \sim 140$ K で磁気相転移を示す。磁気秩序相では、Fe の磁気モーメントがストライプ型の反強磁性構造をとる[10]。これらの転移温度は O²⁻を F¹⁻に置換することによって抑制され、F4%置換試料において、ほぼ完全に消失すると同時に超伝導が出現する。最大の T_c は F11%置換試料において 26 K である。図 1(b)に示すように、 T_c は F 置換に対しては大きな変化を示さないが、圧力印加によって T_c は大きく上昇する。図 2 に T_c の圧力依存性を示す。どの組成においても T_c は大きく上昇し、特に F11%や F14%置換などの最適置換から過剰置換領域においては、 $T_c = 43$ K に達する。これは LaFeAsO_{1-x}F_x で得られる最大の T_c であるため、LaFeAsO_{1-x}F_x においては、圧力下における物性研究が非常に重要である。

この圧力による T_c 上昇の原因については、結晶学的には Fe 面からの As の高さに関係していると考えられている。他の様々な系において Fe 面からの As の高さが高くなるにつれて T_c が上昇することが、実験的・理論的に報告されている [11,12]。LaFeAsO_{0.90}F_{0.10} の放射光を用いた高圧下の実験によると、圧力印加に伴い As の高さがドーム型に上昇することが報告されている [13]。

3. 高い T_c とスピンゆらぎの相関

次に T_c 上昇の原因をミクロ的な立場から調べる。この超伝導体は層状の結晶構造を持ち、母物質が反強磁性を示すなど銅酸化物高温超伝導体と類似する点が多いため、発見初期の頃から銅酸化物高温超伝導体との類似性、つまり高い T_c とスピン揺らぎの強い相関が示唆されてきた。NMR は低周波のスピン揺らぎを観測することができるため、スピン揺らぎの研究において非常に重宝されている。

我々は粉末試料 LaFeAsO_{1-x}F_x ($x = 0, 0.05, 0.08, 0.10, 0.14$) の高圧下 ⁷⁵As-NMR 測定を系統的に行なった。As の 4p 軌道は Fe の 3d 軌道と混成状態にあるため、As サイトの NMR 測定を行なうことによって、Fe 面の電子状態を調べることができる。図 3(a) - (e) に各組成における常圧下及び圧力下の $1/T_1T$ の温度依存性を示し、図 3(f) にそれらをまとめたものを示す。矢印は、図 3(a) においては T_N 、図 3(b) - (e) においては T_c を示している。 $1/T_1T$ は動的帯磁率の虚数成分を周波数で割ったものに相応し、スピン揺らぎの尺度となる。

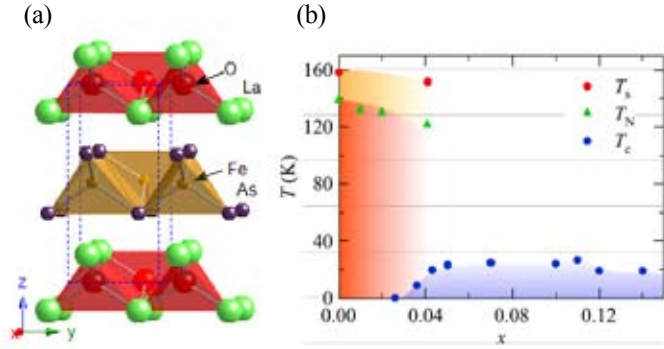


図 1 (a) LaFeAsO_{1-x}F_x の結晶構造。LaO 層と FeAs 層の層状構造をとる。(b) T - x 相図。F 置換に伴い T_s と T_N は抑制され、ほぼ消失すると同時に超伝導が出現する。最大の T_c は F11%置換試料において 26 K である。

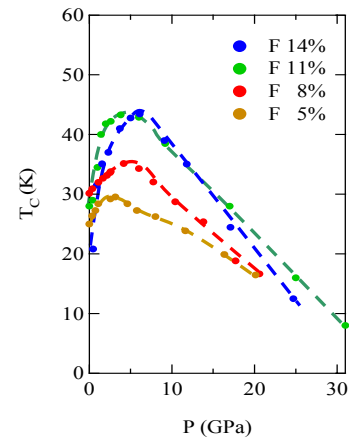


図 2 T_c の圧力依存性[6,8]。どの組成においても T_c はドーム型の温度依存性を示し、F11%や F14%置換試料において最大 43 K に達する。

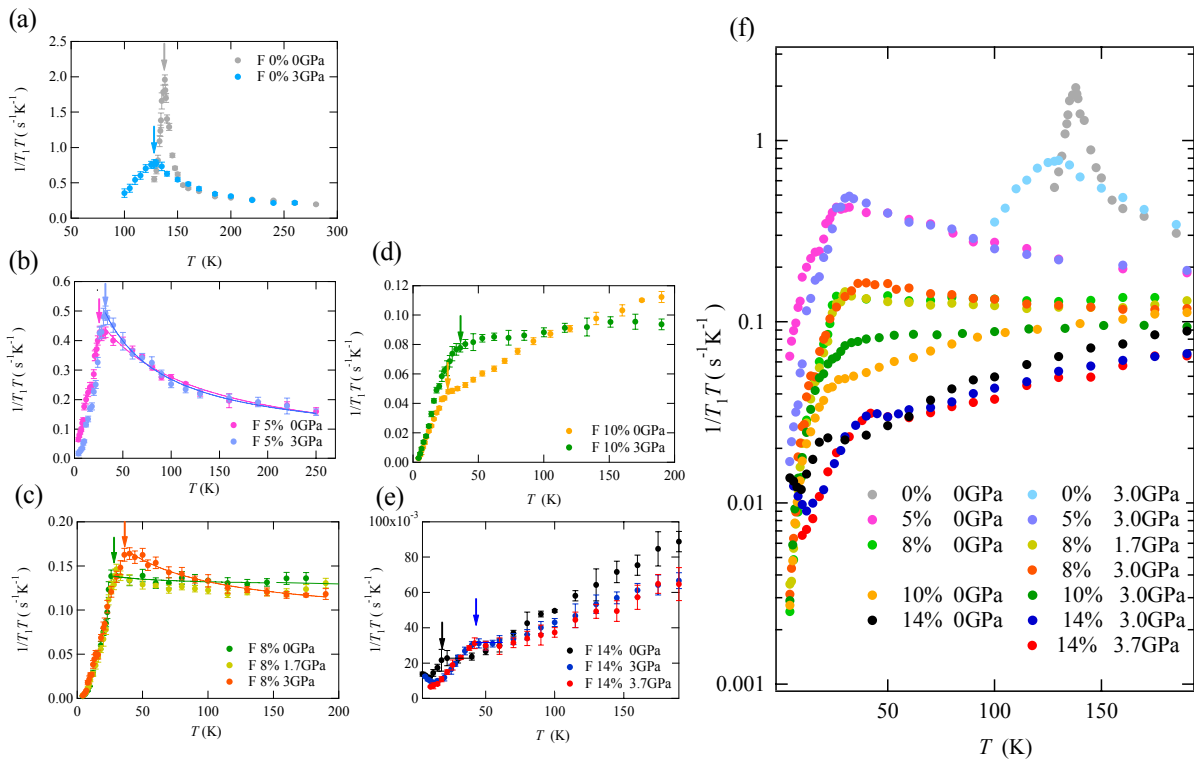


図3 (a) 母物質 (F0%置換試料) (b) 低置換領域 (F5%置換試料) (c) 中低置換領域 (F8%置換試料) (d) 最適置換領域 (F10%置換試料) (e) 過剰置換領域 (F14%置換試料) (f) すべての置換領域における常圧下及び圧力下の $1/T_1T$ の温度依存性[7-9]。矢印は、(a)においては T_N 、(b) - (e)においては T_c を表している。 T_c に関しては抵抗測定から得られる T_c とほぼ一致する。F置換に伴い系統的にスピン揺らぎが抑制されていることがわかる。

(1) 母物質 (F0%置換試料) 図3(a)にF0%置換試料の $1/T_1T$ の温度依存性を示す。常圧下では顕著な Curie-Weiss 則的振る舞いが見られ、 $T_N \sim 138.5$ K でピークを持つ。これは強いスピン揺らぎが発達していることを示している。しかし圧力を印加すると Curie-Weiss 則的振る舞いが抑制されて、 T_N が減少することがわかる。これは圧力印加によってスピン揺らぎが弱まり、反強磁性が抑制されることを示している。 T_N の減少は $\Delta T_N = 8 - 10$ K である。圧力印加によって反強磁性が抑制されることは、圧力下のメスバウアー測定や抵抗測定からも報告されている[14,15]。

(2) 低置換領域 (F5%置換試料) 図3(b)にF5%置換試料の $1/T_1T$ の温度依存性を示す。常圧下において、顕著な Curie-Weiss 則的な振る舞いをしていることが分かる。これはスピン揺らぎが支配的であることを示す。圧力を印加すると、Curie-Weiss 則的な振る舞いが若干増大し T_c が上昇する。これは圧力印加によってスピン揺らぎが発達し、 T_c が上昇していることを表す。 T_c の上昇は $\Delta T_c = 7 - 8$ K である。

(3) 中低置換領域 (F8%置換試料) 図3(c)にF8%置換試料の $1/T_1T$ の温度依存性を示す。常圧下においては顕著な Curie-Weiss 則的振る舞いが見られず、一見スピン揺らぎが発達していないように思える。しかし圧力印加に伴い Curie-Weiss 則的振る舞いが復活していることから、この置換領域においても、低置換領域よりは弱いものの、スピン揺らぎが支配的であることが分かる。 T_c の上昇は $\Delta T_c = 7 - 8$ K である。

(4) 最適置換領域 (F10%置換試料) 図3(d)にF10%置換試料の $1/T_1T$ の温度依存性を示す。常圧下及び圧力下共に Curie-Weiss 則的振る舞いは見られないが、圧力を印加すると F8%置換試料の常圧下の振る舞いに近づくことがわかる。つまり、この置換領域においてはスピン揺らぎがほぼ消失してお

り、圧力印加によって非常に弱いスピン揺らぎが発達している。 T_c の上昇は $\Delta T_c = 9 - 10 \text{ K}$ である。常圧下の高温における $1/T_1T$ の単調な増加は、フェルミ面近傍における特異なバンド構造が原因である [16]。

(5) 過剰置換領域 (F14%置換試料) 図 3(e) に F14%置換試料の $1/T_1T$ の温度依存性を示す。最適置換領域同様に常圧下及び圧力下共に Curie-Weiss 則的振る舞いは見られなかった。特に T_c 直上において、 $1/T_1T$ が一定であり、圧力印加によってその値が増加していることが分かる。これは Korringa 則 ($1/T_1T \propto D(\epsilon_F)^2$) であり、圧力印加によって状態密度 $D(\epsilon_F)$ が増大したことを表している。この置換領域においては、スピン揺らぎは常圧下及び圧力下共に完全に消失している。 T_c の上昇は $\Delta T_c = 20 \text{ K}$ であり、非常に大きい。高温における $1/T_1T$ の単調な増加は、F10%置換試料同様にフェルミ面近傍における特異なバンド構造が原因である [16]。

以上の結果を図 3(f) にまとめる。スピン揺らぎは F 置換量増加に伴い、系統的に弱まっていくことが分かる。そして最適置換領域近傍においてスピン揺らぎは消失し、過剰置換領域において $1/T_1T$ は通常の金属で見られる Korringa 則に従う。図 4(a), (b) にそれぞれ、常圧下と 3.0 GPa 下の T - x 相図を示す。緑の濃淡はスピン揺らぎの強弱を表している。低置換領域において観測された強いスピン揺らぎは F 置換量増加に伴い弱まり、最適置換領域近傍ではほぼ消失する。圧力を印加すると、スピン揺らぎは全体的に強まり、より広い範囲で見られるが、最大の T_c はスピン揺らぎがほぼ消失する、又は完全に消失する置換領域で達成される。この結果は、高い T_c とスピン揺らぎには強い相関がないことを示している。特に過剰置換領域における結果は、この系の T_c が状態密度によって決まることを示唆する。

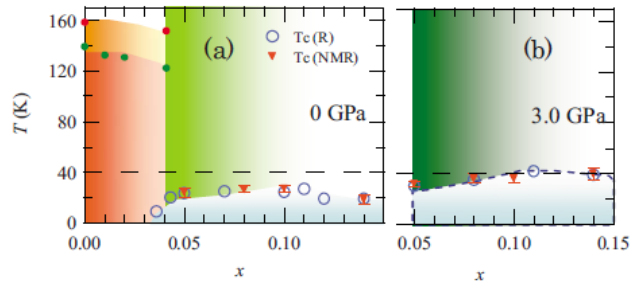


図 4 (a) 常圧下の T - x 相図. (b) 3.0 GPa 下の T - x 相図 [9]. スピン揺らぎの強弱を緑色の濃淡で表している。赤円、緑円はそれぞれ T_s , T_N を表す。

4. スピン揺らぎとネスティング

このスピン揺らぎの F 置換や圧力による系統的な変化は、フェルミ面のネスティングによって説明することができる。鉄系超伝導体は Fe の 5 つの 3d 軌道すべてがフェルミ面を形成するマルチバンド系であり (図 5(a) 参照), 一般的に unfold された 2 次元フェルミ面において Γ 点周りにホール面, M 点周りに電子面が存在する (図 5(b) 参照)。そしてその面間のネスティングベクトル $\mathbf{Q}(\pi, 0)$ に対応したスピン揺らぎが発達していると考えられている [3,4,17]。ネスティングとは一定の波数ベクトルの移動によるフェルミ面の重なりを意味し、通常両者のフェルミ面の形状に近いほどネスティングは強い。

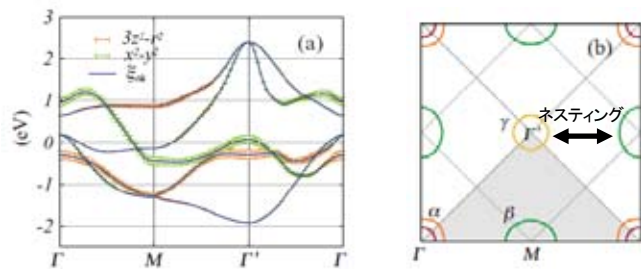


図 5 (a) バンド計算 [17]. Fe の 5 つの 3d 軌道すべてがフェルミ面を形成する. (b) unfold された 2 次元フェルミ面 [17]. Γ 点周りにホール面, M 点周りに電子面が存在し、両者間のネスティングベクトル $\mathbf{Q}(\pi, 0)$ に対応したスピン揺らぎが発達している (矢印は筆者加筆)。

F 置換量を増やすとフェルミ準位は上昇する。図 6(a) に示すように低置換領域においては、 Γ 点周

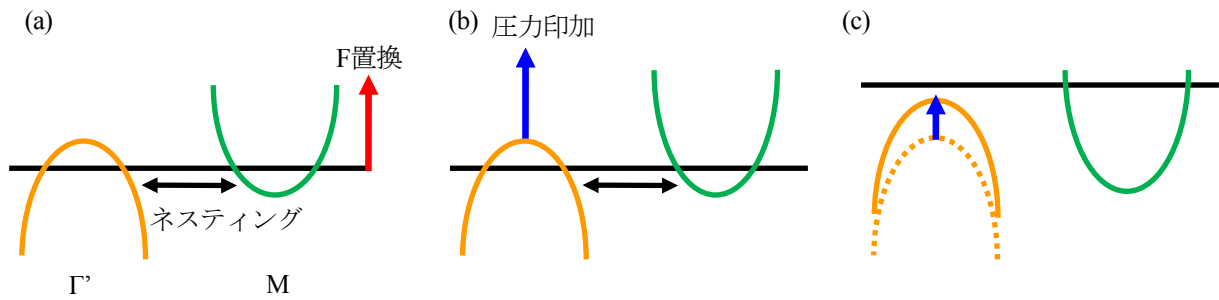


図6 Γ 点とM点周りのバンド構造の概略図。(a)F置換量増加はフェルミ面上昇に対応する。(b)圧力印加はホール面上昇に対応する。(c)過剰置換領域では、ホール面はフェルミ準位の下にあり、圧力印加によってホール面が上昇しても、依然フェルミ準位より下にあり、ネスティングは存在しない。

りのホール面とM点周りの電子面との間にネスティングがあるため、強いスピン揺らぎが存在する。しかしF置換量を増やすとフェルミ準位が上昇するため、 Γ 点周りのホール面は小さくなり、M点周りの電子面は大きくなる。つまり両者のフェルミ面の形状はアンバランスになってネスティングが弱まり、スピン揺らぎは抑制される。特に過剰置換領域においては、 Γ 点周りのホール面はフェルミ準位の下に沈むためネスティングが存在せず、スピン揺らぎは存在しない。これに関しては、バンド計算からも報告されている[17].

一方、圧力印加はホール面上昇に対応する。図6(b)に示すように低置換領域から最適置換領域においては、圧力印加によりホール面が上昇しホール面と電子面の形状が近づくことで、ネスティングが強まり、全体的にスピン揺らぎが強まる。しかし過剰置換領域においては、図6(c)に示すように、例えば圧力印加によってホール面が上昇したとしても、依然ホール面はフェルミ準位の下にあり、ネスティングは存在しない。故にスピン揺らぎが観測されず、通常の金属で見られるKorringa則が観測される。この圧力印加によるスピン揺らぎの増加は超伝導が出現する置換領域においては成立するが、母物質においては逆にスピン揺らぎは減少する。これは超伝導領域と母物質とにおいて結晶構造が異なるため(超伝導領域は正方晶、母物質は斜方晶)、フェルミ面の形状が異なることが原因であると考えられる。

5. 物理的圧力印加と希土類全置換

我々は $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ の高圧下NMR測定を系統的に行うことにより、高い T_c とスピンゆらぎとの間に強い相関がないことを明らかにした。この結果は $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ に特異なことではなく、他の高い T_c が得られている Ln1111 系($\text{Ln} = \text{Ce, Pr, Nd, Sm}$ など)に対しても同様であると思われる。

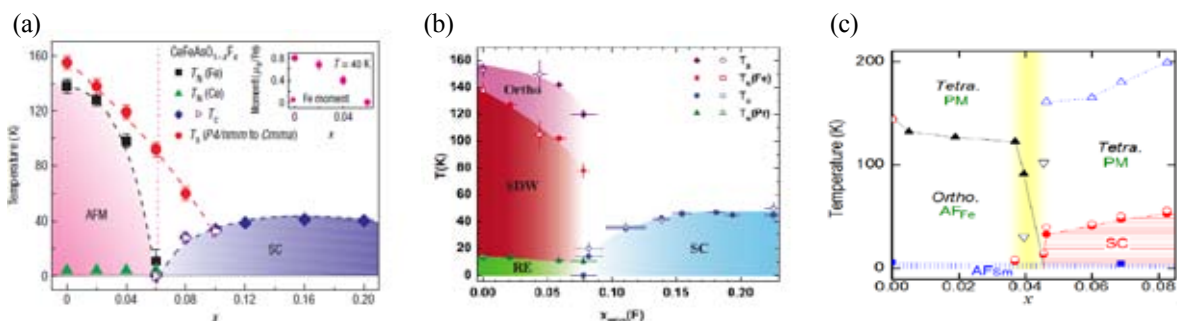


図7 (a) $\text{CeFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ (b) $\text{PrFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ (c) $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ の T - x 相図[18-20].最大の T_c はそれぞれ、41 K, 47 K, 55 Kであり、反強磁性相から離れた置換領域で達成される。

La 系以外の Ln1111 系としては, La をすべて他の希土類に全置換した $\text{CeFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$, $\text{PrFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$, $\text{NdFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$, $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ などが存在する. これらの系の最大の T_c はそれぞれ, 41 K, 47 K, 52 K, 55 K であり 40 K 以上の高い T_c が得られている[5,19-21]. 図 7(a) - (c)にそれぞれ, $\text{CeFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$, $\text{PrFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$, $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ の T - x 相図を示す. 図から最大の T_c は, 3.0 GPa 下の La1111 系同様に, 反強磁性相から離れた置換領域で達成されることがわかる. これを統一的に理解するため, T - x 相図において x を反強磁性が消失する置換量 x_{AF} で規格化し, T_c をそれぞれの系の最大の $T_{c \text{ optimum}}$ で規格化したものを図 8 に示す. La1111 系, Ce1111 系, Pr1111 系, Sm1111 系の x_{AF} はそれぞれ, 0.04, 0.06, 0.075, 0.04 と見積もった[18-24]. 図 8 から Ce1111 系, Pr1111 系, Sm1111 系の相図の振る舞いが, 青色曲線で示してある 3.0 GPa 下の La1111 系の相図の振る舞いと同一であることがわかる. T_c の低い常圧下の La1111 系の振る舞いだけが, この曲線に合わない. これらの結果は La1111 系に対する物理的圧力印加と希土類全置換が等価であることを示している.

この等価性に関しては, 結晶構造からも理解することができる. 希土類全置換は結晶学的に化学的圧力印加に対応する. 図 9 に各 Ln1111 系の最適置換領域近傍の As の高さ $Z(\text{As})$ と格子定数 a の T_c 依存性を示す[18,24-27]. T_c が上昇するにつれて, $Z(\text{As})$ が上昇し, 格子定数 a が小さくなることが分かる. G. Garbarino らによると, LaFeAsO_{0.90}F_{0.10} の 3.16 GPa 下の As の高さ $Z(\text{As})$ と格子定数 a はそれぞれ, 0.158, 3.97 Å である[13]. これは常圧の CeFeAsO_{1-x}F_x の As の高さ $Z(\text{As})$ と格子定数 a , 0.1565, 3.97 Å にほぼ等しい[18]. 両者の T_c は共に約 40 K であることを考慮すると, 物理的圧力印加と希土類全置換 (化学的圧力印加) は等価である.

以上, 物理的圧力印加と希土類全置換 (化学的圧力印加) が等価であることが分かった. この結果は非常に重要である. 本来鉄系超伝導体の高い T_c の発現機構を解明するためには, La1111 系よりも高い T_c を有する Sm1111 系や Nd1111 系などにおいて NMR 測定を行なうべきであるが, これらの La 以外の Ln1111 系においては, 希土類 Ln の磁気モーメントが存在するため, Fe 面からの情報を単独に得ることが困難である. しかし, 物理的圧力印加と希土類全置換 (化学的圧力印加) が等価であることを考慮すると, 40 K 以上の高い T_c が得られている La 系以外の Ln1111 系においても, 高い T_c とスピン揺らぎには強い相関がないと推察される.

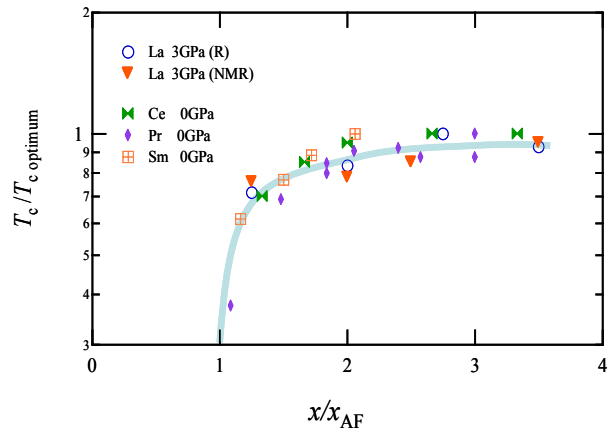


図 8 $\text{LnFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ の T - x 相図[9]. 縦軸はそれぞれの系の最適 $T_{c \text{ optimum}}$ で規格化し, 横軸は反強磁性が消失する置換量 x_{AF} で規格化している. La1111 系の圧力下の振る舞いが, Ce1111 系, Pr1111 系, Sm1111 系の常圧下での振る舞いと一致することが分かる (青色曲線).

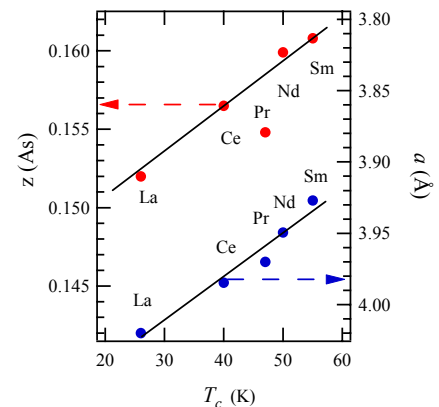


図 9 $\text{LnFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ の As の高さ $Z(\text{As})$ と格子定数 a の T_c 依存性[9]. T_c が上昇するにつれて, $Z(\text{As})$ が上昇し, 格子定数 a が小さくなる.

6. まとめ

以上、我々は 1111 系 $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ の高圧下 NMR 測定を系統的に行うことによって、高い T_c とスピン揺らぎとの間に強い相関がないことを明らかにした。また物理的圧力印加と希土類全置換（化学的圧力印加）が等価であることを示し、40 K 以上の高い T_c を持つ $Ln1111$ 系においても、高い T_c とスピン揺らぎに強い相関がないことを指摘した。

最近の研究によると、比較的高い T_c (~ 30 K) を持つ $A_x\text{Fe}_2\text{Se}_2$ ($A = \text{K, Rb, Cs, Tl}$) においても、 T_c 直上において Korringa 則の振る舞いが見られ、スピン揺らぎが観測されないことが報告されている[28]。また ARPES の実験においても、過度の電子ドーピングのためホール面が観測されていない[29,30]。これらの結果は我々の研究結果と一致する。これらの最近の研究を考慮に入れると、鉄系超伝導体においては、高い T_c とスピン揺らぎの間に、銅酸化物高温超伝導体ほどの強い相関がないと思われる。しかし、超伝導電子対形成にスピン揺らぎが全く関与していないかどうかについて、又は関与している場合 T_c とどのような相関を持っているのかについては、今後の研究課題である。最近ではスピン揺らぎではなく軌道揺らぎが超伝導電子対形成に関与しているという理論研究もある[31,32]。高温超伝導解明に向けて今後の更なる発展を期待する。

謝辞

本稿を執筆するにあたり、NMR 測定に関して助言と支援を頂いた京都大学大学院人間・環境学研究科の藤原直樹准教授、辰巳健一郎氏（H21 年度卒業）に深く感謝致します。また多くの組成の試料を提供して頂いた東京工業大学の細野秀雄教授、平野正浩教授、神原陽一博士（現慶應大学講師）に厚く感謝致します。また高圧下抵抗測定のためのデータを提供して頂いた日本大学の高橋博樹教授、岡田宏成助教授（現東北学院大学准教授）に深く感謝致します。最後に今回のような NMR 実験には寒剤が不可欠であります。常に安定した寒剤供給にご尽力頂いている LTM センターの方々はこの場を借りて厚く御礼申し上げます。

参考文献

- [1] Y. Kamihara *et al.*, *J. Am. Chem. Soc.* **130**, 3296 (2008).
- [2] C. Wang *et al.*, *Europhys. Lett.* **83**, 67006 (2008).
- [3] K. Kuroki *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 087004 (2008).
- [4] D. J. Singh *et al.*, *Phys. Rev. B* **78**, 094511 (2008).
- [5] Z.-A. Ren *et al.*, *Chin. Rev. Lett.* **25**, 2215 (2008).
- [6] H. Takahashi *et al.*, *Nature* **453**, 376 (2008).
- [7] K. Tatsumi *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **78**, 023709 (2009).
- [8] T. Nakano *et al.*, *Phys. Rev. B* **81**, 100510(R) (2010).
- [9] T. Nakano *et al.*, *Phys. Rev. B* **82**, 172502 (2010).
- [10] C. de la Cruz *et al.*, *Nature* **453**, 899 (2008).
- [11] 細野秀雄ら, *日本物理学会誌* **64**, 11 807-816 (2009).
- [12] K. Kuroki *et al.*, *Phys. Rev. B* **79**, 224511 (2009)
- [13] G. Garbarino *et al.*, *Phys. Rev. B* **78**, 100507(R) (2010).
- [14] T. Kawakami *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **78**, 123703 (2009).
- [15] H. Okada *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, 113712 (2008).

- [16] H. Ikeda, J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 123707 (2008).
- [17] H. Ikeda *et al.*, Phys. Rev. B **81**, 054502 (2010).
- [18] J. Zhao *et al.*, Nature Mater. **7**, 953 (2008).
- [19] C. R. Rotundu *et al.*, Phys. Rev. B **80**, 144517 (2009).
- [20] Y. Kamihara *et al.*, New J. Phys. **12**, 033005 (2010).
- [21] Z.-A. Ren *et al.*, Europhys. Lett. **82**, 57002 (2008).
- [22] C. Hess *et al.*, Europhys. Lett. **87**, 17005 (2009).
- [23] H. Luetkens *et al.*, Nature Mater. **8**, 305 (2009).
- [24] Q. Huang *et al.*, Phys. Rev. B **78**, 054529 (2008).
- [25] J. Zhao *et al.*, Phys. Rev. B **78**, 132504 (2008).
- [26] Y. Qiu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 257002 (2008).
- [27] S. Margadonna *et al.*, Phys. Rev. B **79**, 014503 (2009).
- [28] W. Yu *et al.*, arXiv:1101.1017v1 (2010).
- [29] X.-P. Wang *et al.*, arXiv:1101.4923v1 (2010).
- [30] T. Qian *et al.*, arXiv:1012.6017 (2010).
- [31] S. Onari *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 177001 (2009).
- [32] Y. Yanagi *et al.*, Phys. Rev. B **82**, 064518 (2010).

著者略歴



中野 達也 (Tatsuya Nakano)

京都大学大学院人間・環境学研究科 相関環境学専攻 修士2回生

2009年 京都大学総合人間学部卒業

2011年 京都大学大学院人間・環境学研究科相関環境学修士課程卒業