

鉄系超伝導体 $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ におけるネマティック秩序

Nematic Ordering observed in $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ Iron-based Superconductors

笠原 成^{1,2}

京都大学大学院理学研究科¹,
京都大学低温物質科学研究センター²

S. Kasahara

Department of Physics, Kyoto University¹,
Research Center for Low Temperature and Materials Sciences, Kyoto University²

Strongly interacting electrons can exhibit novel collective phases. Among them the electronic nematic phase is perhaps the most surprising as it is a unidirectional self-organized state that breaks the rotational symmetry of the underlying lattice. Here we provide evidence for the electronic nematic ordering in $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ — one of the cleanest iron-based superconductors, by highly sensitive in-plane torque magnetometry and complementary synchrotron X-ray diffraction measurements. Our results show that the nematicity develops well above the tetragonal-orthorhombic transition temperature (T_S) and even persists to the nonmagnetic superconducting regime.

1. はじめに

近年, 強相関電子系の電子状態を「電子液晶」(Electronic Liquid Crystal)という概念から, 系の対称性に基づいて理解する試みがなされている[1,2]. 本稿で紹介する電子ネマティック相は, このような秩序相の一つであり“実在のネマティック液晶”に由来して名付けられたものになる. ネマティック液晶においては, 図1のように棒状分子が回転対称性を破りながら方向の秩序を保った状態を持ち, スメクティック液晶では分子が層状に配列し, 回転対称性に加えて並進対称性も破った状態を形成している. これに対して, 電子系のネマティック秩序とは, 広くは結晶格子から期待される回転対称性を電子系が自発的に破るような非自明な状態を呼んでいる. 最も単純な例は正方晶のように, 結晶格子が面内で4回対称性 (C_4 対称性) を持つ場合であり, 電子ネマティック相では結晶の C_4 対称性を破った C_2 対称性を持つ. このような C_4 対称性の破れた電子ネマティック相は, 当初, モット絶縁体へのキャリアドーピングに対して考案され[1], これまで銅酸化物高温超伝導体の擬ギャップ相で見出されてきた[3-8]. 一方, 最近では, 重い電子系超伝導体 URu_2Si_2 の隠れた秩序相や[9-11], $\text{Sr}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$ の量子臨界点近傍[12,13]など, 様々な強相関電子系において議論されており, 電子間の強いクーロン斥力に加えて, スピンや多軌道自由度のもたらす新奇な秩序相ということが出来る. 本稿では, 新しい高温超伝導体系である鉄系超伝導体の常伝導相において, 電子ネマティック

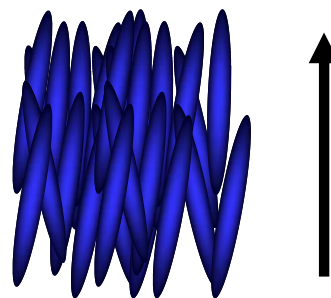


図1 ネマティック液晶における分子配列. 回転対称性は破れているが, ダイレクターによって表される方向の秩序を持つ.

相が広く存在していることを、磁気トルクによる高感度の異方性測定、並びに放射光 X 線を用いた構造評価の結果に基づいて紹介したい[14].

2. 鉄系超伝導体

鉄系超伝導体は、鉄オキシニクタイト $\text{LaFeAs}(\text{O},\text{F})$ における超伝導発見を端とする新しい高温超伝導体系である[15-17]. この系の高い超伝導転移温度(T_c)での電子対媒介について、大別して、スピン揺らぎに基づく機構[17-19]と軌道揺らぎに基づく機構[20,21]が提案されており、現在でも実験と理論の両面から多くの議論がなされている. 鉄系超伝導体の電子対形成の起源を理解するためには、スピンや軌道の自由度に起因して現れる異常物性を実験的に見出し、超伝導発現との関係を明らかにすることが重要と考えられる.

図2に鉄系超伝導体の母物質の一つ BaFe_2As_2 [22] の結晶構造と低温相での磁気構造を示した. この物質は $T_S = T_N \sim 140 \text{ K}$ において正方晶から斜方晶への構造相転移を示し、これと同時にストライプ型の磁気秩序をもった反強磁性的スピン密度波 (SDW) 状態へと転移する“対称性の低下”を示す[22,23]. 構造・磁気相転移は元素置換や圧力印加などによって抑制され、これに伴って超伝導が出現する[24-28]. 図3は本稿で紹介する $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ の T - x 相図である[2,26,29,30]. この系では量子振動が観測されるほどの純良な単結晶が広い元素置換範囲で得られ[31], 構造・磁気相転移の消失する近傍において、非フェルミ液体的な電子輸送現象や[29], 量子振動から見積もられる電子の有効質量の増大[31], 核磁気共鳴測定にみられる反強磁性揺らぎの増大[32], 更には超伝導状態における磁場侵入長の発散[33]など、様々な物性測定において磁気量子臨界点の存在を示す特異な振る舞いが見られ、超伝導との関連が議論されている.

一方、鉄系超伝導では、隣接する反強磁性-斜方晶相について、最近、一軸圧力により非双晶化した単結晶での電気抵抗率測定や光学伝導度、角度分解光電子分光の測定が行われ、顕著な面内異方性が報告されている[34-42]. 興味深いことにこの異方性は、これまで常磁性-正方晶相と考えられてきた $T > T_S$ の温度域においても存在しており、結晶の C_4 対称性が破れた状態、即ちネマティック状態が実現している可能性が示唆される. これまで鉄系超伝導体では幾つかの実験からネマティック状態が指摘されているが、これらはいずれもすでに対称性の低下した低温の反強磁性-斜方晶相や、一軸圧力による非双晶化の下で行われている[43,44]. しかし、この

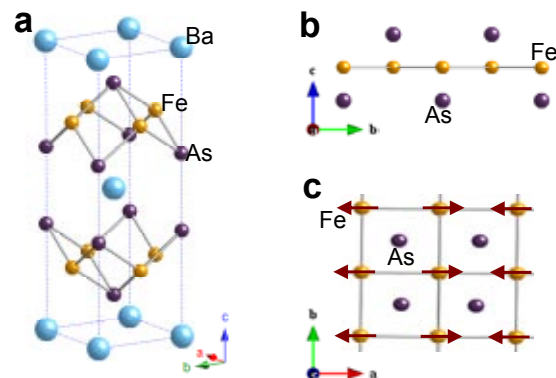


図2 BaFe_2As_2 における (a)高温の常磁性-正方晶相での結晶構造, (b)2次元 Fe 面, および(c)低温の反強磁性-斜方晶相における c 軸方向からみた FeAs 層の模式図. 2次元 Fe 平面において、ストライプ型の磁気構造を示す.

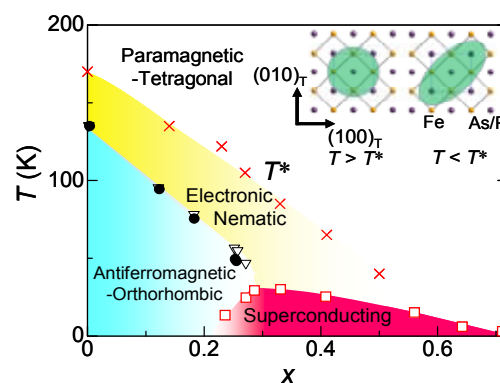


図3 $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ の T - x 相図. $T_S(\nabla)$, $T_N(\bullet)$ はそれぞれ構造相転移温度, 磁気相転移温度を示す. 最大 $T_c(\square)$ で 31K をもった超伝導相が $0.2 < x < 0.7$ の広い元素置換範囲で出現する. $T^*(\times)$ は磁気トルク及び放射光 X 線回折により見出されたネマティック転移温度を示す.

系において自発的な C_4 対称性の破れであるネマティック秩序が形成されているのか否かを明らかにするには、 $T > T_S$ において一軸圧力による非双晶化を行わずに自発的な対称性の破れを調べなければならない。さらには、 C_4 対称性の破れが相転移現象として理解されるのか、また、超伝導発現とどのように関係するのかを明らかにする必要性があり、これには熱力学的な物理量を通じた相図上の広い範囲に渡る系統の実験が必要になる。このような目的に適合する実験手法として、筆者らは高精度の磁気トルクによる面内異方性測定と、放射光 X 線を用いた単結晶構造評価に着目した[9,14]。これまで低温相における双晶ドメインは数 μm から数十 μm 程度の大きさであることが報告されており[45]、双晶形成による異方性の打ち消しが不完全な微小単結晶試料を用いて磁気トルク測定を行うことで、非双晶化を行わずとも自発的な回転対称性の破れが観測可能となる。また電子系における異方性は、格子との有限の結合が存在することによって、僅かな格子歪みを誘起する。これは高精度の構造評価を行うことで観測することができる。

3. 磁気トルクにおける面内異方性と放射光 X 線回折にみられる微小斜方晶歪み

磁気トルクは、磁場 H と磁化 M の外積を用いて $\tau = \mu_0 M V \times H$ のように定義される熱力学量である。磁化の面内成分は帯磁率テンソル χ_{ij} を用いて $M_i = \sum \chi_{ij} H_j$ ($i, j = a, b$) で与えられるので、図 4(a), (b) のように外部磁場を ab 面内で回転させた場合、 a 軸からの面内角度 ϕ に対して、磁気トルク τ は次のような 2 回対称の形を持つ。

$$\tau_{2\phi} = 1/2 \mu_0 H^2 V [(\chi_{aa} - \chi_{bb}) \sin 2\phi - 2 \chi_{ab} \cos 2\phi] \quad (1)$$

系の対称性が正方晶から期待される C_4 対称性を持つ場合、 $\chi_{aa} = \chi_{bb}$, $\chi_{ab} = 0$ である。従って式(1)により $\tau_{2\phi}$ はゼロとなる。一方で電子あるいは磁気状態が自発的に C_4 対称性を破るような場合、 $\chi_{aa} \neq \chi_{bb}$ あるいは $\chi_{ab} \neq 0$ であり、磁気トルクの面内角度依存性には、対称性の破れの方角に応じた 2 回対称の振動が観測されることになる。このように磁気トルクの面内異方性測定は、系の回転対称性の破れを調べる上で非常に強力な手段である[9,14]。

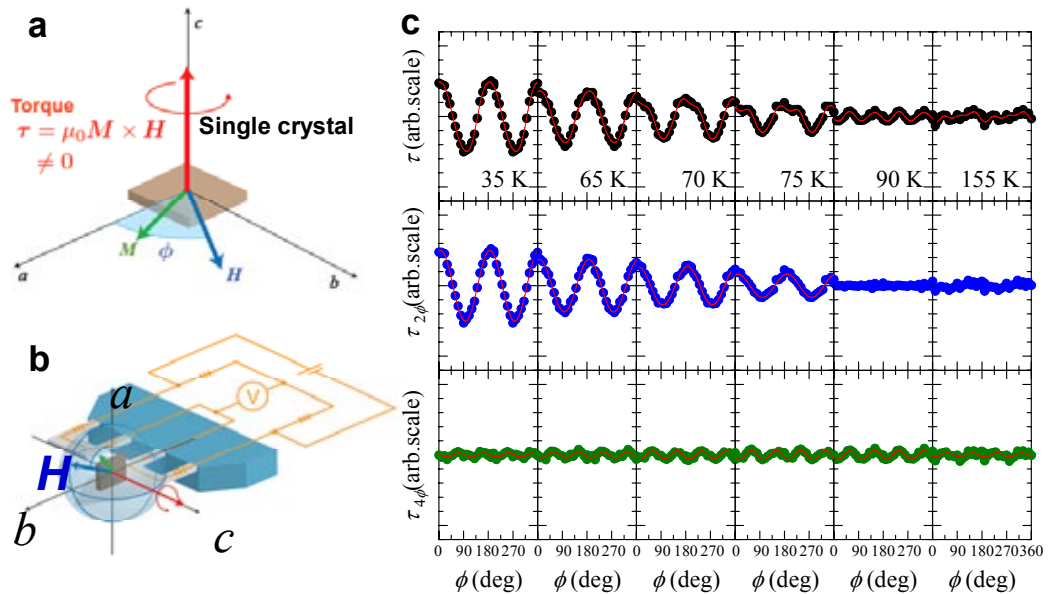


図 4 (a),(b) 微小カンチレバーを用いた磁気トルク測定による面内異方性測定の模式図。(c) $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ の最適置換試料($x=0.33$)における磁気トルクの面内角度依存性。上段は磁気トルクの生データ、中段、下段はそれぞれ 2 回対称成分と 4 回対称成分の面内角度依存性を表す。

実際の測定例として、図 4(c)に、 $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ の最適組成近傍試料 ($x=0.33$) における結果を示す。上段は磁場 4T における各温度でのトルクの面内角度依存性 $\tau(\phi)$ であり、中段及び下段には、フーリエ解析によって分離した磁気トルクの 2 回対称成分、及び 4 回対称成分を示している。上段の磁気トルクの角度依存性は高温と低温で異なっており、低温では 2 回対称成分が大きくなっている。2 回対称振動の振幅について、図 5(a) 上段に温度依存性を示した。高温ではゼロであった 2 回対称成分が $T^* \sim 85$ K 以下の温度域において有限の値を示し、低温で発達している。図 4(c)において 2 回対称成分の振動は $\tau = A_{2\phi} \cos 2\phi$ の形をもっている。式(1)より、これは有限の χ_{ab} 、即ち、図 3 挿入図に示すような $[110]_T$ 方向への異方性が T^* 以下において発達していることを意味する。図 5(a) 下段に示した電気抵抗率測定にみられるように、この組成の試料では、いわゆる構造・磁気相転移が既に抑制されていることに注意したい。つまり、磁気トルクの 2 回対称振動の発達は、これまで何も無いと考えられていた超伝導相の高温側において、 C_4 対称性の破れた熱力学的な相が存在していることを示している。

磁気トルクで観測された異方性の出現は、格子系との有限の結合が存在することにより、放射光 X 線回折におけるブラッグスポットのブロードニングとして観測される。図 5(a) 中段に高次のブラッグ回折ピークの半値全幅 (FWHM) とピーク強度の温度変化を示した。まず半値全幅の温度変化に注目すると、磁気トルクにおいて 2 回対称成分が出現する $T^* \sim 85$ K にキンク的な振る舞いを示し、 $T < T^*$ での半値全幅の温度依存性が $T > T^*$ でのものよりも大きく、低温ほどより広がっている。キンク的な振る舞いはピーク強度の温度依存性にも同時にみられ、ピーク強度が強くなる傾向が T^* 以下で抑えられている。母物質や低ドーピング域の試料においては、 $T = T_S$ において正方晶から斜方晶への構造相転移が起こると、異なる斜方晶ドメインが形成されることによって回折ピークが分裂することが知られているが、ここで観測された回折ピークのブロードニングは、 T^* において、既にわずかな構造歪みが発生していることを意味している。これは電子系が C_4 対称性を破るネマティック秩序を形成することで格子系にも影響を及ぼしていると解釈できる。

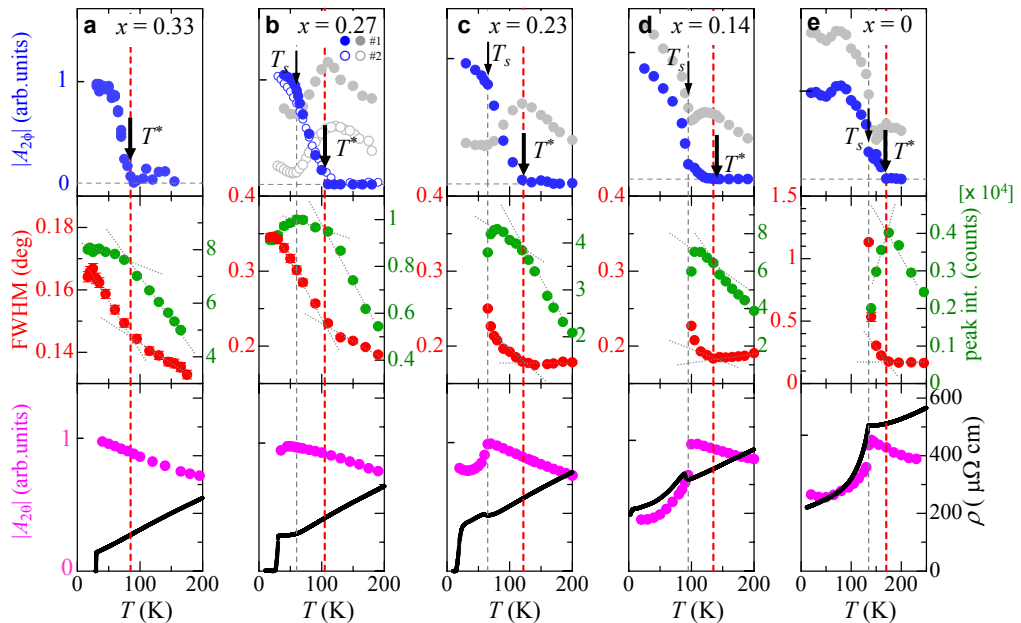


図 5 (a)-(e) 上段: $[110]_T$ 方向の位相を持った磁気トルクの 2 回対称振動における振幅 $|A_{2\phi}|$ (●) の温度依存性。中段: 放射光単結晶 X 線回折におけるブラッグピークの半値全幅 (●), 及び強度 (●) の温度依存性。下段: 面間方向の磁気異方性を調べる ac スキャンにおける 2 回対称振動の振幅 $|A_{2\phi}|$ (●), ならびに電気抵抗率 (●) の温度依存性。

さて、 T^* における異常が試料組成に対してどのように変化するかを見ていきたい。図 5(b)-(e)に、 $x = 0.27, 0.23, 0.14, 0$ の構造磁気相転移を示す試料における磁気トルクの 2 回対称成分（各上段）と回折ピーク（各中段）の温度変化を示した。何れの組成においても、 T_S よりも高温において、回折ピークの半値幅が増大するキंकが観測され、同時に、ピーク強度においても温度依存性が抑制される振る舞いが観測された。これらの結果は、これまで考えられていた構造相転移温度 T_S よりも高温から、わずかな構造歪みが発達していることを示している。一方、磁気トルクの 2 回対称成分に注目すると、これらの試料では灰色で示したような有限の 2 回対称成分が高温でも観測され、 T^* においてキंकをもつような振る舞いを示した。これらの $T^* > T_S$ 以上での有限の 2 回対称成分は、（恐らくごくわずかな不純物、或いは結晶成長時に誘起される歪みなどに起因した） $[110]_T$ 方向の位相を持たない非本質的な異方性であり、 $\tau_{2\phi}(\phi) = A_{2\phi}^{nem} \cos 2\phi + B_{2\phi}^{ext} \sin(2\phi - \phi_{ext})$ のように $[110]_T$ 方向の位相のみをもった 2 回対称振動と、 ϕ_{ext} という試料に大きく依存した非本質的な位相をもった振動の重ね合わせとして、それぞれの温度変化を分離することができる[14]。第一項は χ_{ab} の存在を示すもの、第二項は、結晶構造の対称性から要請されるものとは異なる非本質的な 2 回対称成分になる。実際の $A_{2\phi}^{nem}$ の温度依存性を青色データで示した。どの組成においても、 T^* 以下において有限の χ_{ab} を示す $A_{2\phi}^{nem}$ が発達し、 T_S 以上の温度域から 4 回対称性が破れた状態が実現されている。尚、図 5(a)-(e)の下段に示すように、面間方向の磁気異方性を調べる $\tau_{ac}(\theta) = A_2 \delta \sin 2\theta$ においては、 T^* において異常がみられず T_S でのみ大きな変化が観測される。このことは T^* 以下での $A_{2\phi}^{nem}$ の発達が面内の C_4 対称性の破れを捉えていることを強く支持している。これらの一連の異常を温度-組成相図上にまとめると、図 3 のように母物質での $T^* \sim 170$ K から系統的な変化をしていることが分かる。これらの磁気トルク、及び、放射光 X 線回折の実験では、一軸圧力の印加を行っておらず、 T^* によって特徴づけられる面内 4 回対称性の破れたネマティックな状態が、“熱力学的な相”として反強磁性-斜方晶相と超伝導相を覆うように広がっていることを支持するものである。

4. 現象論的な理解－ネマティック及びメタネマティック転移

面内の 4 回対称性を破るような相転移は、温度軸に対して一度のみ起こっていると考えるのが自然である。磁気トルクの実験は、 $T^* (> T_S)$ において有限の面内異方性が現れることを示しており、これが 4 回対称性を破る相転移と考えられる。それでは、 T_S における構造の変化はどのように理解すべきか。実はこれは斜方晶歪み $\delta = (a-b)/(a+b)$ と、電子系のネマティック秩序変数 $\psi \propto A_{2\phi}$ という二つの秩序変数を自由エネルギーに導入した以下のような形を考えることで理解可能となる。

$$F[\delta, \psi] = [t_s \delta^2 - u \delta^4 + v \delta^6] + [t_p \psi^2 + w \psi^4 + O(\psi^6)] - g \psi \delta \quad (2)$$

右辺の第一項は一次の構造相転移を、第二項は二次のネマティック転移を記述する自由エネルギーになる。第三項はネマティック秩序変数と構造歪みとのカップリングを与えている。 u, w は相転移を記述するランダウ現象論における係数、 g は二つの秩序変数の結合の強さを与える。この結合が存在することによって、 δ, ψ の秩序変数が両者ともに T^* 以下で有限の値をもつ。 C_4 対称性は T^* ですでに破れているため T_S は相転移点ではないが、 δ, ψ ともにこの温度で有限の跳びを示す。 T_S における秩序変数の跳びは、一種のメタ転移（メタネマティック転移）として考えることができる。

実際、放射光 X 線回折において回折ピークのブロードニングがみられた温度域について、回折ピークが 2 つのピーク構造が重なっているとして解析をすると、図 6(a) のような斜方晶歪み δ の温度変化が得られ、 $T_S < T < T^*$ の温度範囲においても、わずかな構造歪みが存在していると見るができる。こ

の温度変化は式(2)により記述されるモデルで非常によく再現され、図 6(b)のようにネマティック秩序変数 $\psi \propto A_{20}$ についても同じパラメータを用いて同時に再現することができる。尚、最近これに類似した僅かな斜方晶歪みの発達が $\text{SmFeAs}(\text{O}_{1-x}\text{F}_x)$ の粉末X線回折においても見出され報告がされている[46]。

鉄系超伝導体におけるこのような C_4 対称性の破れの起源として、現在までに、スピルネマティックといわれるものと[47-50]、軌道秩序によるもの[51-55]が提案されている。実際には軌道とスピンの両者には有限の結合が存在し、どちらも C_4 対称性の破れに寄与していると考えるのが自然であるが、仮にスピルネマティックなモデルを出発点とする場合、これは磁気秩序相の高温側の熱的スピン揺らぎにより誘起されると考えられており、基本的に長距離磁気秩序の存在する $x < 0.3$ の組成域での C_4 対称性の破れを与える。一方で実際の測定結果は、図 3 の相図にみられるように T^* で特徴づけられるネマティック相が磁気秩序の消失した超伝導相の上まで広がっ

ている。この領域でも量子臨界点近傍の量子スピン揺らぎがスピルネマティック状態を誘起する可能性も考えられるが、相図上にネマティック相が広く存在していることから、別の機構によって T^* がもたらされると考える方がより自然である。特に、 T^* でFe原子の d_{xz} 軌道と d_{yz} 軌道の占有に不均衡が生じるような軌道秩序が起きていると考えるならば、今回観測された電子系のネマティック転移との整合性は良い。軌道秩序が電子ネマティック相の起源とする考えは、最近の角度分解光電子分光[35]や核四重極共鳴の測定[56]で異常が観測されていることから支持される。何れにしても、式(2)のランダウモデルは現象論的なものであり、 C_4 対称性の破れをもたらす微視的な起源には依存しない一般的なモデルである。

特に最近の研究から、鉄系超伝導体において、軌道とスピンの複合した自由度が新奇な電子状態をもたらしているとする報告が増えている。本研究で明らかになった T - x 相図では、反強磁性相の抑制によって高温超伝導が出現する点や、電子ネマティック相が磁気秩序相と超伝導相の高温側に存在している点など、銅酸化物高温超伝導体の相図と非常に良く似た特徴を持っている。最近の光学伝導度スペクトル測定からは、最適置換組成の $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ において、100 K以下の温度域から擬ギャップ的な振る舞いが現れることが明らかになっている[57]。また、ポイントコンタクト分光測定や[58]、角度分解光電子分光[59]からも、同じ温度域において擬ギャップが開くことが明らかになっている。鉄系超伝導体における電子ネマティック相と擬ギャップの形成がどのように関連付けられるのか、他の強相関電子系とどのような共通の物理が存在するのか、今後の研究が一層重要になると考えられる。

5. おわりに

本稿では、純良な単結晶試料が得られる等原子価置換の鉄系超伝導体 $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ を舞台として、電子ネマティック相という C_4 対称性の破れた非自明な秩序相が、これまで何も無いと考えられていた領域に存在していることを紹介した。ただし、同じ BaFe_2As_2 を母物質にもつ電子ドーブ系 $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ や、ホールドーブ系 $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ においても同様に電子ネマティック相が存在してい

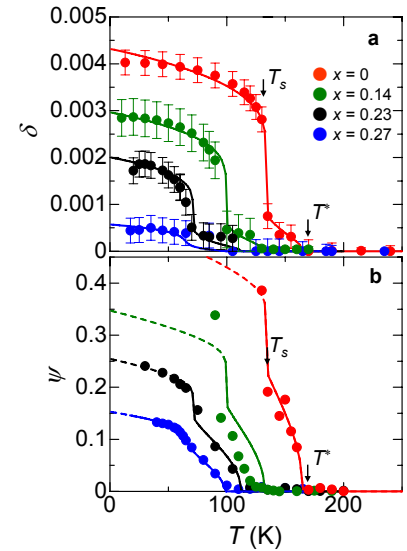


図 6 (a)斜方晶歪み $\delta = (a-b)/(a+b)$, 及び(b)ネマティック秩序変数 $\psi \propto |A_{20}|$. 実線(破線)は式(2)のランダウモデルによるフィットを示す。

るのか、また、LaFeAsOなどの他の鉄系超伝導体ではどのようなになっているのかなど、明らかにしなくてはならない点が山積している。ネマティック秩序の微視的起源を含め、今後その理解が進み、鉄系超伝導の機構解明、更には新奇な物性物理の舞台の発掘へと繋がることを期待したい。

謝辞

本研究は、H. J. Shi, 橋本顕一郎, 利根川翔, 水上雄太, 芝内孝禎, 杉本邦久, 福田竜夫, 寺嶋孝仁, A. H. Nevidomskyy, 松田祐司の各氏をはじめとして、多くの大学院生との共同研究に基づくものです。また、前野悦輝, 矢持秀起, 陰山洋の各先生方には実験面における多くのサポートを賜っております。J. G. Analytis, A. Q. R. Baron, E. Bascones, A. Carrington, A. V. Chubukov, R. M. Fernandes, I. Fischer, 池田浩章, 石田憲二, 紺谷浩, 岡崎竜二, J. Schmalian の皆様には貴重な議論を多々して頂きました。本研究は、低温物質科学研究センターの共同利用機器であるグローブボックスや4軸X線回折装置、そして安定かつ多量の寒剤供給の御尽力の上に成り立っております。ここに深く感謝致します。

参 考 文 献

- [1] S. A. Kivelson, E. Fradkin and V. J. Emery, *Nature* **393**, 550-553 (1998).
- [2] E. Fradkin, S. A. Kivelson, M. J. Lawler, J. P. Eisenstein and A. Mackenzie, *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **1**, 153-178 (2010).
- [3] Y. Kohsaka, C. Taylor, K. Fujita, A. Schmidt, C. Lupien, T. Hanaguri, M. Azuma, M. Takano, H. Eisaki, H. Takagi, S. Uchida and J. C. Davis, *Science* **315**, 1380-1385 (2007).
- [4] M. J. Lawler, K. Fujita, Jinhwan Lee, A. R. Schmidt, Y. Kohsaka, Chung Koo Kim, H. Eisaki, S. Uchida, J. C. Davis, J. P. Sethna and Eun-Ah Kim, *Nature* **466**, 347-351 (2010).
- [5] V. Hinkov, D. Haug, B. Fauqué, P. Bourges, Y. Sidis, A. Ivanov, C. Bernhard, C. T. Lin and B. Keimer, *Science* **319**, 597-600 (2008).
- [6] Y. Ando, K. Segawa, S. Komiya, and A. N. Lavrov, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 137005 (2002).
- [7] R. Daou, J. Chang, David LeBoeuf, Olivier Cyr-Choinière, Francis Laliberté, Nicolas Doiron-Leyraud, B. J. Ramshaw, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy and Louis Taillefer, *Nature* **463**, 519-522 (2010).
- [8] A. Damascelli, Z. Hussain and Z. -X. Shen, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 473-541 (2003).
- [9] R. Okazaki, T. Shibauchi, H. J. Shi, Y. Haga, T. D. Matsuda, E. Yamamoto, Y. Onuki, H. Ikeda, and Y. Matsuda, *Science* **331**, 439-442 (2011).
- [10] S. Tonegawa, K. Hashimoto, K. Ikada, Y. -H. Lin, H. Shishido, Y. Haga, T. D. Matsuda, E. Yamamoto, Y. Onuki, H. Ikeda, Y. Matsuda, and T. Shibauchi, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 036401 (2012).
- [11] H. Ikeda, M. -T. Suzuki, R. Arita, T. Takimoto, T. Shibauchi and Y. Matsuda, *Nature Physics* **8**, 528-533 (2012).
- [12] R. A. Borzi, S. A. Grigera, J. Farrell, R. S. Perry, S. J. S. Lister, S. L. Lee, D. A. Tennant, Y. Maeno and A. P. Mackenzie, *Science* **315**, 214-217 (2007).
- [13] Y. Ohno, M. Tsuchiizu, S. Onari, H. Kontani, arXiv:1209.3629 (unpublished).
- [14] S. Kasahara, H. J. Shi, K. Hashimoto, S. Tonegawa, Y. Mizukami, T. Shibauchi, K. Sugimoto, T. Fukuda, T. Terashima, A. H. Nevidomskyy, and Y. Matsuda, *Nature* **486**, 382 (2012).
- [15] K. Ishida, Y. Nakai, and H. Hosono, *J. Phys. Soc. Jpn.* **78**, 062001 (2009).
- [16] G. R. Stewart, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1589 (2011).
- [17] P. J. Hirschfeld, M. M. Korshunov, and I. I. Mazin, *Rep. Prog. Phys.* **74**, 124508 (2011).
- [18] I. I. Mazin, D. J. Singh, M. D. Johannes, and M. H. Du, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 057003 (2008).
- [19] K. Kuroki, S. Onari, R. Arita, H. Usui, Y. Tanaka, H. Kontani, and H. Aoki, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 087004 (2008).
- [20] H. Kontani and S. Onari, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 157001 (2010).
- [21] Y. Yanagi, Y. Yamakawa, Y. Ōno, *Phys. Rev. B* **81**, 054518 (2010).

- [22] M. Rotter, M. Tegel, and D. Johrendt, I. Schellenberg, W. Hermes, and R. Pöttgen, Phys. Rev. B **78**, 020503(R) (2008).
- [23] Q. Huang, Y. Qiu, Wei Bao, M. A. Green, J. W. Lynn, Y. C. Gasparovic, T. Wu, G. Wu, and X. H. Chen, Phys. Rev. Lett. **101**, 257003 (2008)
- [24] M. Rotter, M. Tegel, and D. Johrendt, Phys. Rev. Lett. **101**, 107006 (2008).
- [25] A. S. Sefat, R. Jin, M. A. McGuire, B. C. Sales, D. J. Singh, and D. Mandrus, Phys. Rev. Lett. **101**, 117004 (2008).
- [26] S. Jiang, H. Xing, G. Xuan, C. Wang, Z. Ren, C. Feng, J. Dai, Z. Xu, and G. Cao, J. Phys. : Condens. Matter **21**, 382203 (2009).
- [27] S. Sharma, A. Bharathi, S. Chandra, V. R. Reddy, S. Paulraj, A. T. Satya, V. S. Sastry, A. Gupta, and C. S. Sundar, Phys. Rev. B **81**, 174512 (2010).
- [28] P. L. Alireza, Y. T. Chris Ko, J. Gillett, C. M. Petrone, J. M. Cole, G. G. Lonzarich and S. E. Sebastian, J. Phys. : Condens. Matter **21**, 012208 (2009).
- [29] S. Kasahara, T. Shibauchi, K. Hashimoto, K. Ikada, S. Tonegawa, H. Ikeda, H. Takeya, K. Hirata, T. Terashima, and Y. Matsuda, Phys. Rev. B **81**, 184519 (2010).
- [30] A. E. Böhrer, P. Burger, F. Hardy, T. Wolf, P. Schweiss, R. Fromknecht, H. v. Löhneysen, C. Meingast, H. K. Mak, R. Lortz, S. Kasahara, T. Terashima, T. Shibauchi, and Y. Matsuda, Phys. Rev. B **86**, 094521 (2012).
- [31] H. Shishido, A. F. Bangura, A. I. Coldea, S. Tonegawa, K. Hashimoto, S. Kasahara, P. M. C. Rourke, H. Ikeda, T. Terashima, R. Settai, Y. Onuki, D. Vignolles, C. Proust, B. Vignolle, A. McCollam, Y. Matsuda, T. Shibauchi, and A. Carrington, Phys. Rev. Lett. **104**, 057008 (2010).
- [32] Y. Nakai, T. Iye, S. Kitagawa, K. Ishida, H. Ikeda, S. Kasahara, H. Shishido, T. Shibauchi, Y. Matsuda, and T. Terashima, Phys. Rev. Lett. **105**, 107003 (2010).
- [33] K. Hashimoto, K. Cho, T. Shibauchi, S. Kasahara, Y. Mizukami, R. Katsumata, Y. Tsuruhara, T. Terashima, H. Ikeda, M. A. Tanatar, H. Kitano, P. Walmsley, A. Carrington, R. Prozorov, and Y. Matsuda Science **336**, 1554-1557 (2012).
- [34] Jiun-Haw Chu, James G. Analytis, Kristiaan De Greve, Peter L. McMahon, Zahirul Islam, Yoshihisa Yamamoto, Ian R. Fisher, Science **329**, 824-826 (2010).
- [35] Ming Yi, Donghui Lu, Jiun-Haw Chu, James G. Analytis, Adam P. Sorini, Alexander F. Kemper, Brian Moritz, Sung-Kwan Mo, Rob G. Moore, Makoto Hashimoto, Wei-Sheng Lee, Zahid Hussain, Thomas P. Devereaux, Ian R. Fisher, and Zhi-Xun Shen, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **108**, 6878-6883 (2011).
- [36] M. A. Tanatar, E. C. Blomberg, A. Kreyssig, M. G. Kim, N. Ni, A. Thaler, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, A. I. Goldman, I. I. Mazin, and R. Prozorov, Phys. Rev. B **81**, 184508 (2010).
- [37] M. Nakajima T. Liang, S. Ishida, Y. Tomioka, K. Kihou, C. H. Lee, A. Iyo, H. Eisaki, T. Kakeshita, T. Ito, and S. Uchida, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **108**, 12238-12242 (2011).
- [38] A. Dusza, A. Lucarelli, F. Pfuner, J. -H. Chu, I. R. Fisher and L. Degiorgi, EPL **93**, 37002 (2011).
- [39] Chetan Dhital, Z. Yamani, Wei Tian, J. Zeretisky, A. S. Sefat, Ziqiang Wang, R. J. Birgeneau, Stephen D. Wilson, Phys. Rev. Lett. **108**, 087001 (2012).
- [40] E. C. Blomberg, A. Kreyssig, M. A. Tanatar, R. M. Fernandes, M. G. Kim, A. Thaler, J. Schmalian, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, A. I. Goldman, and R. Prozorov, Phys. Rev. B **85**, 144509 (2012).
- [41] S. Ishida, M. Nakajima, T. Liang, K. Kihou, C. H. Lee, A. Iyo, H. Eisaki, T. Kakeshita, Y. Tomioka, T. Ito, S. Uchida, arXiv:1208. 1575 (unpublished).
- [42] H. -H. Kuo, James G. Analytis, J. -H. Chu, R. M. Fernandes, J. Schmalian, and I. R. Fisher, Phys. Rev. B **86**, 134507 (2012).
- [43] Jun Zhao, D. T. Adroja, Dao-Xin Yao, R. Bewley, Shiliang Li, X. F. Wang, G. Wu, X. H. Chen, Jiangping Hu and Pengcheng Dai, Nature Physics **5**, 555-560 (2009).
- [44] T. -M. Chuang, M. P. Allan, Jinho Lee, Yang Xie, Ni Ni, S. L. Bud'ko, G. S. Boebinger, P. C. Canfield, J. C. Davis. , Science **327**, 181-184 (2010).
- [45] M. A. Tanatar, A. Kreyssig, S. Nandi, N. Ni, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, A. I. Goldman, R. Prozorov, Phys. Rev. B **79**, 180508(R) (2009).

- [46] A. Martinelli, A. Palenzona, M. Tropeano, M. Putti, C. Ferdeghini, G. Profeta, and E. Emerich, Phys. Rev. Lett. **106**, 227001 (2011).
- [47] C. Fang, H. Yao, W. -F. Tsai, J. P. Hu, and S. A. Kivelson, Phys. Rev. B **77**, 224509 (2008).
- [48] Cenke Xu, Markus Müller, and Subir Sachdev, Phys. Rev. B **78**, 020501(R) (2008).
- [49] R. M. Fernandes, L. H. VanBebber, S. Bhattacharya, P. Chandra, V. Keppens, D. Mandrus, M. A. McGuire, B. C. Sales, A. S. Sefat, and J. Schmalian, Phys. Rev. Lett. **105**, 157003 (2010).
- [50] R. M. Fernandes, A. V. Chubukov, J. Knolle, I. Eremin, and J. Schmalian, Phys. Rev. B **85**, 024534 (2012).
- [51] Rajiv R. P. Singh, arXiv:0903. 4408 (unpublished).
- [52] Chi-Cheng Lee, Wei-Guo Yin, and Wei Ku, Phys. Rev. Lett. **103**, 267001 (2009).
- [53] Weicheng Lv, Jiansheng Wu, and Philip Phillips, Phys. Rev. B **80**, 224506 (2009).
- [54] C. -C. Chen, J. Maciejko, A. P. Sorini, B. Moritz, R. R. P. Singh, and T. P. Devereaux, Phys. Rev. B **82**, 100504(R) (2010).
- [55] Andriy H. Nevidomskyy, arXiv:1104. 1747 (unpublished).
- [56] G. Lang, H. -J. Grafe, D. Paar, F. Hammerath, K. Manthey, G. Behr, J. Werner, and B. Büchner, Phys. Rev. Lett. **104**, 097001 (2010).
- [57] S. J. Moon, A. A. Schafgans, S. Kasahara, T. Shibauchi, T. Terashima, Y. Matsuda, M. A. Tanatar, R. Prozorov, A. Thaler, P. C. Canfield, A. S. Sefat, D. Mandrus, and D. N. Basov, Phys. Rev. Lett. **109**, 027006 (2012).
- [58] H. Z. Arham, C. R. Hunt, W. K. Park, J. Gillett, S. D. Das, S. E. Sebastian, Z. J. Xu, J. S. Wen, Z. W. Lin, Q. Li, G. Gu, A. Thaler, S. Ran, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, D. Y. Chung, M. G. Kanatzidis, and L. H. Greene, Phys. Rev. B **85**, 214515 (2012).
- [59] T. Shimojima *et al.* , (unpublished).

著者略歴



笠原 成 (Shigeru KASAHARA)

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 助教

1975年生.

1998年 東邦大学理学部物理学科卒業. 2003年 同大学大学院理学研究科物理学専攻博士後期課程修了 博士(理学). 同年 東京大学大学院工学系研究科 学術研究支援員. 2004年 東京大学大学院工学系研究科 研究機関研究員, 2005年 独立行政法人物質・材料研究機構 特別研究員. 2008年 京都大学低温物質科学研究センター 研究員(研究機関), 2011年 京都大学低温物質科学研究センター 特任助教. 2012年 10月より 京都大学大学院理学研究科 助教(現職).