

Day 1

Session 1-1

銅酸化物高温超伝導体の電荷・スピンストライプ秩序と

光誘起超伝導

東大低セ^A, 東大理^B

島野 亮^{A, B}

いくつかの銅酸化物高温超伝導体では正孔ドーパ濃度 12.5%の近傍で、電荷とスピンの 1 次元的に配列する電荷・スピンストライプ相が発現することが知られている。特に、 $\text{La}_{2-x-y}\text{Nd}_y\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ や $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ では $x=1/8$ 近傍で静的な電荷・スピンストライプ相が安定化し、超伝導転移温度が顕著に抑制されることが知られており、電荷・スピンストライプと超伝導は競合秩序であると考えられている。一方で、電荷・スピンストライプの発達に CuO 面内での 2 次元的な超伝導と共存することが抵抗率の温度依存性などから示唆されており、ストライプ形成が高温超伝導発現にどのように影響しているのかが長く議論されてきた。近年、 $\text{La}_{2-x-y}\text{Eu}_y\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ や $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ を対象に超伝導転移温度以上にある電荷ストライプ相に中赤外や近赤外光パルス照射すると、 c 軸ジョセフソンプラズマ共鳴が過渡的に誘起されることが報告され、光誘起超伝導と解釈され、以降多くの関心を集めてきた [1, 2]。しかし、光誘起された状態が本当に超伝導なのか、さらにその発現機構やストライプ秩序との相関については必ずしも明確な結論には至っていないのが現状である。そこで我々は、この光誘起された状態のより深い理解と超伝導とストライプ秩序との相関について明らかにすることを目的とし、 $\text{La}_{2-x-y}\text{Nd}_y\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ 系を対象として、光誘起超伝導の検証とドーパ濃度依存性を系統的に調べた。

静的なストライプが安定化する $\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ($x=0.12$) に対して近赤外光パルス励起を行うと、光励起後 1ps 程度の時間領域で、 c 軸テラヘルツ反射スペクトルに明確なプラズマエッジが現れる様子を観測した。このプラズマエッジの位置は、静的ストライプが発現しない $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ($x=0.125$) の超伝導相におけるジョセフソンプラズマ共鳴の位置と一致することから、ストライプ相に光誘起された状態は超伝導であることを強く示唆するものと結論した。一方でテラヘルツ帯光学伝導度スペクトル虚部は、超伝導に特有の $1/\omega$ 発散を示さないことから、光誘起状態は長距離秩序を持つ基底状態の超伝導相とは異なり、比較的短距離の超伝導相関を持った状態であると推定した [3]。本講演では、様々なドーピングに対して同様の測定を行った結果を報告し、電荷ストライプと光誘起超伝導発現の機構について議論する。

[1] D. Fausti et al., *Science* **331**, 189 (2011).

[2] D. Nicoletti et al., *Phys. Rev. B* **90**, 100503 (2014).

[3] M. Nishida et al., *Phys. Rev. B* **107**, 174523 (2023).

Day 1

Session 1-2

マルチバンド超伝導体における Leggett モードと

Lifshitz 不変量

東大理^A, 理研 CEMS^B

辻 直人^{A, B}

超伝導体における集団励起モードは、系の対称性やクーパー対の対称性、揺らぎなどを反映したダイナミカルな指標となる。一般に複素秩序パラメーターの振幅の振動に対応するモードは素粒子物理における Higgs 粒子との対応から Higgs モードと呼ばれる。一方で秩序パラメーターの位相の振動のうち、全体の位相が一様に振動するモード(Nambu-Goldstone モード)は Anderson-Higgs 機構によって高エネルギーに押し上げられる。マルチバンド超伝導体ではこれ以外に、異なる秩序パラメーターの間の相対位相が振動する自由度が存在し、Leggett モードと呼ばれている。Leggett モードはラマン散乱による実験観測が報告されているが、光学応答による直接励起によって観測できればより詳細な性質がわかる可能性がある。

これまでは Leggett モードと光の相互作用は非線形応答の範囲で調べられてきた[1]。ところが最近我々は、線形光学応答によって Leggett モードの共鳴が見られる可能性を指摘した[2]。その起源は Ginzburg-Landau 理論の文脈では $\mathbf{d} \cdot (\psi_i^* \nabla \psi_j - \psi_j \nabla \psi_i^*)$ という形の一次の微分項にあり、Lifshitz 不変量と呼ばれている。Lifshitz 不変量は反転対称性の破れた系に特有の項と考えられていたが、32 種類の結晶点群それぞれにおいてどのような条件下で現れるかを分類したところ[3]、必ずしも反転対称性を破る必要がないことがわかった。特に各ワイコフ位置にある格子点を固定するような結晶点群の部分群から誘導される誘導表現が、Lifshitz 不変量が現れるための条件を決めている。

これらの結果を、近年盛んに研究されているカゴメ格子超伝導体へ応用し、線形光学応答によって Leggett モードが観測できる可能性を微視的な計算、及び群論的な考察をもとに調べた。特に電荷密度波と超伝導が共存する相において Leggett モードが線形光学伝導度に現れることを示す。

[1] Y. Murotani, N. Tsuji, and H. Aoki, Phys. Rev. B 95, 104503 (2017).

[2] T. Kamatani, S. Kitamura, N. Tsuji, R. Shimano, and T. Morimoto, Phys. Rev. B 105, 094520 (2022).

[3] R. Nagashima, S. Tian, R. Haenel, N. Tsuji, and D. Manske, in preparation.

Day 1

Session 1-3

光ドーピングされた Mott 絶縁体における準安定状態

理研 CEMS

村上 雄太

Mott 絶縁体に電荷キャリアをドーピングすることで、高温超伝導をはじめとする様々な興味深い現象が発現する。平衡系では、キャリアドーピングは化学的に物質の組成を変えることで実現できる。一方、物質を光励起することでも、キャリアをドーピングすることが可能である(光ドーピング)。このような光ドーピングでは化学ドーピングに比べ多彩な種類のキャリアが系に注入されるため、非平衡特有の状態が出現する可能性がある。特に、ギャップの大きな系では、光キャリアの寿命が長くなり、バンド内緩和を経て準安定状態に到ることが期待される。

本発表では、i)光ドーピングされた Mott 絶縁体における準安定状態を準平衡描像に基づいて記述する方法を導入し、ii)数値計算および解析計算を用いて光ドーピングされた 1 次元拡張 Hubbard 系の準安定状態の性質を議論する。1 バンド Hubbard で記述される Mott 絶縁体では、光ドーピングにより、非占有サイト(ホロン)と二重占有サイト(ダブロン)の二種類のキャリアが生成される。これらの再結合プロセスは Mott ギャップが大きい場合エネルギー的に抑制されるが、Schrieffer-Wolff 変換を用いることでバーチャルおよび実際の再結合プロセスを分離することが可能になる。そのため、準安定状態は SW 変換によって得られる有効模型の平衡状態として記述することが可能になる。この方法を、infinite time-evolving block decimation (iTEBD)法を用いて 1 次元拡張 Hubbard 系に適用し、光ドーピング Mott 絶縁体の非平衡相図を決定した[1]。これにより、少量の光ドーピングにより、 η ペアリング相と電荷秩序相が誘起されることがわかった。特に、 η ペアリング相は交差的なペア相関関数で特徴付けられ、1 粒子スペクトルにギャップがないことがわかった。次に、数値計算の結果を詳しく理解するために、局所的なクーロン相互作用 U の大きな極限を注目し、準安定状態の解析的側面を議論する[2]。具体的には、この極限では、準安定状態の波動関数が $|\Psi\rangle = |\Psi_{\text{charge}}\rangle|\Psi_{\text{spin}}\rangle|\Psi_{\eta\text{-spin}}\rangle$ のように、スピン、電荷そして η スピン(ダブロン・ホロン自由度を表す擬スピン) の自由度が分離した形で厳密に表されることを示す。この状態は、ドーピングされた Hubbard 模型の平衡状態における小形・ス波状態の自然な拡張となっている。この波動関数の表示により、 η ペアリング相と電荷秩序相の起源や性質の直感的理解が可能になることを紹介する。我々の研究は、光ドーピングされた Mott 絶縁体を系統的に調べる考え方を提供するとともに、光ドーピングにより強相関係特有の非自明な非平衡状態が生じることを示している。

[1] Y. Murakami, S. Takayoshi, T. Kaneko, Z. Sun, D. Golež, A. J. Millis, P. Werner, *Comm. Phys.* 5, 23 (2022).

[2] Y. Murakami, S. Takayoshi, T. Kaneko, A. Läuchli, P. Werner, *Phys. Rev. Lett.* 130, 106501 (2023).

Day 1

Session 1-4

一次元拡張ハバード模型のポンプ・プローブ分光

慶應義塾大学理工学部^A, ドイツ航空宇宙センター^B

杉本高大^A, 江島聡^B

近年、系に高強度のレーザー光を当てて電子状態を強く励起させ、その状態における線形を調べることで系の性質を明らかにするポンプ・プローブ分光の手法が、モット絶縁体のような強相関電子系にも広く適用されるようになった。例えば有機塩の一次元モット絶縁体として知られる ET-F₂TCNQ [1-3]では、ポンプ光によって生成された多数のダブロン（二重占有サイト）とホロン（非占有サイト）が非局所な相互作用によって束縛状態（励起子）を形成し、光学応答に大きな影響を与えることから興味を持たれ、現在も精力的に調べられている。一方で理論研究としては、時間依存厳密対角化 [4,5] あるいは時間依存密度行列繰り込み群 [6,7] を少数サイト系に適用することで、最隣接クーロン斥力を持つハーフフィリングの1次元拡張ハバードモデル (1DEHM) における非平衡状態での光学伝導度および角度分解光電子分光 (ARPES) スペクトルが調べられている。これら先行研究においては、例えば光誘起のインギャップ状態の出現などの興味深い現象が報告されている。

本研究では、無限系の行列積状態表現を用いることで、熱力学的極限での1DEHMにおけるポンプ・プローブ分光のスペクトルを直接計算することを行い、基底状態がモット絶縁体相と電荷密度波相のそれぞれについて系統的に調べた [8]。これにより、実験と直接比較できるスペクトルを得られた。具体的には、光学伝導度の結果からインギャップ状態についてのより詳細な情報が得られたこと、あるいは ARPES の結果から光励起状態における連続的な分散関係が得られたこと、などが挙げられる。非平衡状態で現れる光学伝導度と ARPES のスペクトルは、それぞれを相補的に見ることで理解することができる。講演ではポンプパルス照射後の1DEHMにおけるこれらのポンプ・プローブ分光の数値計算結果を示し、光励起で実現する系の非平衡状態について議論する。

[1] H. Okamoto et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 037401 (2007).

[2] S. Wall et al., Nat. Phys. **7**, 114 (2011).

[3] T. Miyamoto et al., Commun. Phys. **2**, 131 (2019)

[4] H. Lu, C. Shao, J. Bonča, D. Manske, and T. Tohyama, Phys. Rev. B **91**, 245117 (2015).

[5] C. Shao, T. Tohyama, H. G. Luo, and H. Lu, Phys. Rev. B **101**, 045128 (2020).

[6] J. Rincón and A. E. Feiguin, Phys. Rev. B **104**, 085122 (2021).

[7] K. Zawadzki and A. E. Feiguin, Phys. Rev. B **100**, 195124 (2019).

[8] K. Sugimoto and S. Ejima, arXiv:2305.09909.

Day 1

Session 2-1

カゴメ格子超伝導体 AV_3Sb_5 の超伝導ギャップ構造

東京大学大学院新領域創成科学研究科

橋本 顕一郎

2020年に発見されたカゴメ格子超伝導体 AV_3Sb_5 ($A = K, Rb, Cs$) [1]は、カゴメ格子系特有のディラック分散やファン・ホーブ特異点をもち、時間反転対称性と結晶の回転対称性が破れた特異な電荷密度波(CDW)相をもつ可能性が報告されている[2-4]。本物質群では、時間反転対称性の破れた CDW 相内で超伝導が現れるため、カゴメ格子超伝導体において理論的に期待されるカイラル超伝導[5]の実現の是非に大きな注目が集まっている。これまでに本物質の超伝導ギャップ構造に関して様々な実験結果が報告されているものの、本物質の超伝導ギャップ構造は、時間反転対称性の破れの有無も含めて、いまだ活発な議論が続いている。

そこで本研究では、超伝導ギャップ関数の位相に敏感なプローブとして、不純物効果に着目した。一般的に符号反転のない s 波超伝導は不純物に強いため、不純物を導入しても超伝導転移温度や超伝導ギャップ構造は大きく変化しない。一方で、カイラル超伝導体の場合、フルギャップ超伝導であっても、不純物を導入すると、超伝導転移温度および超伝導ギャップ構造に大きな変化が予想される。そこで、 CsV_3Sb_5 の単結晶試料に電子線を照射し、点欠陥を系統的に導入した試料の電気抵抗率測定および磁場侵入長測定を行い、超伝導転移温度および超伝導ギャップ構造の不純物効果を系統的に調べた[6]。その結果、 CsV_3Sb_5 の超伝導転移温度は、不純物導入直後は比較的大きく減少するものの、その後、転移温度の抑制が飽和することを明らかにした。さらに、磁場侵入長測定から、もともと電子線未照射試料において実現していた異方的なフルギャップ超伝導状態が、不純物を導入すると、等方的なフルギャップ超伝導に変化することを明らかにした。これらの結果は、 CsV_3Sb_5 において、時間反転対称性の破れを伴わない s 波超伝導体が実現していることを強く示唆しており、最近理論的に提案されているボンド秩序揺らぎによる異方的 s 波超伝導[7]と矛盾がないことが分かった。本講演では、 KV_3Sb_5 および RbV_3Sb_5 の超伝導ギャップ構造に関する実験結果もあわせて報告する。

参考文献

- [1] B. R. Ortiz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **125**, 247002 (2020).
- [2] Y. X. Jiang *et al.*, Nat. Mater. **20**, 1353 (2021). [3] C. Mielke *et al.*, Nature **602**, 245 (2022).
- [4] L. Nie *et al.*, Nature **604**, 59 (2022). [5] W. S. Wang *et al.*, Phys. Rev. B **87**, 115135 (2013).
- [6] M. Roppongi *et al.*, Nat. Commun. **14**, 667 (2023).
- [7] R. Tazai *et al.*, Sci. Adv. **8**, eabl4108 (2022).

Day 1

Session 2-2

先端電子分光法による電子ネマティック状態の研究

理化学研究所 創発物性科学研究センター

下志万 貴博

固体中の電子が自発的に回転対称性を破る「電子ネマティック状態」が多くの鉄系超伝導体において見出されている[1,2]。波数空間では、バンド構造に現れる電子軌道の分極 (Fe $3d_{xz}$ 軌道と d_{yz} 軌道バンドのエネルギー差) を秩序変数と見なすことができる[3]。我々はこの軌道分極したバンド構造に注目し、以下の2種類の先端電子分光法を用いて電子ネマティック状態における新規現象を探索した。

① 超高速非平衡状態におけるネマティック軌道励起

本研究では時間分解角度分解光電子分光装置 (東大物性研) を用いて FeSe のネマティック電子状態の光応答を実時間観測した[4]。フェムト秒レーザーを閾値 ($200 \mu\text{Jcm}^{-2}$) 以上の強度で照射したとき、電子温度の上昇によりネマティック秩序が融解する様子を観測した。さらに k_x 軸と k_y 軸に沿ったフェルミ波数が 1.4 ps の周期で振動する様子をとらえた。これはポメラニチュク不安定性に起因するフェルミ面の振動現象と考えられる。このとき結晶格子は斜方晶を維持しているため、一様な斜方晶場の中で電子系の回転対称性のみを高速に操作したことになる。これらの結果から、電子系特有のネマティック軌道励起を見出したといえる。

② 軌道分極電子状態の空間分布

本研究では、ナノメートルの空間分解能を有するレーザー光電子顕微鏡 (東大物性研) を用いて、 $\text{BaFe}_2(\text{As}_{0.87}\text{P}_{0.13})$ および FeSe のネマティック秩序を調べた[5]。線二色性イメージングにより軌道分極を空間マッピングした結果、試料表面を覆う波長 500 nm 程度の正弦波状のシグナル (ネマティシティ波) を観測した。これは秩序変数のメゾスコピックな空間変調を示しており、ギンツブルグ-ランダウ理論による解析からは、コヒーレンス長が異常に長いネマティックドメイン壁の重ね合わせにより理解できる。本結果から、秩序変数が空間的に変化しにくい「固い」電子ネマティック状態を実現する未知の電子間相互作用の存在が示唆された。

[1] E. Fradkin *et al.*, *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **1**, 153 (2010).

[2] H.-H. Kuo *et al.*, *Science* **352**, 958 (2016).

[3] T. Shimojima *et al.*, *Phys. Rev. B* **90**, 121111 (2014).

[4] T. Shimojima *et al.*, *Nat. Commun.* **10**, 1946 (2019).

[5] T. Shimojima *et al.*, *Science* **373**, 1122 (2021).

強相関電子系のネマティック秩序発現機構：

鉄系超伝導体とツイスト2層グラフェンの比較

名大理

大成 誠一郎, 山川 洋一, 紺谷 浩

ネマティック状態は元来液晶状態を表す用語であるが、広義には結晶本来が持つ回転対称性が破れた状態を表す。典型的な強相関電子系である鉄系超伝導体において、高温超伝導相に隣接してネマティック秩序相が現れる。そのため、高温超伝導発現機構を解明するにあたり、ネマティック秩序相の理解が重要である。

平均場近似に準拠する理論を用いるとスピン秩序の方がネマティック秩序よりも優位になり鉄系超伝導体の相図を説明することができない。しかし、平均場近似を超えた高次多体効果であるバーテックス補正を考慮することで、図の揺らぎ間干渉効果（ここではスピン揺らぎ間干渉）がおき、ネマティック（軌道）秩序が誘起されることを示した。[1]

また、近年報告された魔法角ツイスト2層のグラフェン(MATBG)は魔法角 $\theta \sim 1.1^\circ$ で2層のグラフェンを重ねたものである。長周期のモアレ模様が現れ、非常にバンド幅の狭くフラットなバンドが現れることから、新しい強相関電子系として注目されている。MATBGにおいても、超伝導やネマティック秩序等様々な電子状態が観測された。MATBGのネマティック秩序の起源が鉄系超伝導体と同様であるのかが興味深い。

MATBGにおいては、時間反転対称操作で入れ替わるバレー自由度 $\xi = \pm 1$ があり、スピン・バレー複合自由度によるSU(4)対称性を持つ局所クーロン相互作用が導出される。このSU(4)自由度の揺らぎに着目してMATBGのネマティック秩序を研究した結果、ネマティックボンド秩序が図のSU(4)揺らぎ間干渉機構により引き起こされることが示された。SU(4)揺らぎは、SU(4)対称性を反映し、ほぼ15重縮退しており、これら多チャンネルの揺らぎの干渉機構によりネマティック秩序が容易に発現する。[2] つまり、鉄系超伝導体とMATBGのネマティック秩序は揺らぎ間量子干渉により統一的に説明可能である。ただし両者で干渉する揺らぎが異なっており、MATBGにおいては、鉄系に存在しない、スピン・バレー複合自由度によるSU(4)揺らぎが重要である。

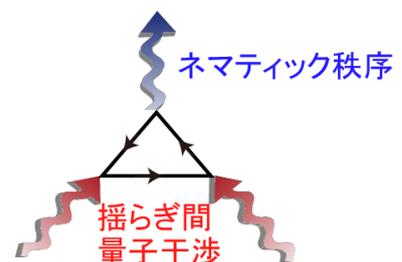


図 ネマティック秩序を誘起する揺らぎ間干渉機構

[1] S. Onari and H. Kontani, Phys. Rev. Lett. **109**, 137001 (2012)

[2] S. Onari and H. Kontani, Phys. Rev. Lett. **128**, 066401 (2022)

Day 1

Session 2-4

強相関電子系における BCS-BEC クロスオーバーの可能性： 有機超伝導体と銅酸化物高温超伝導体

立命館大総研機構^A, 立命館大物理^B

渡部 洋^A, 池田浩章^B

引力相互作用を持つフェルミオン系では、対を形成することで超伝導や超流動が起きる。相互作用が弱い場合は超伝導の BCS 理論、強い場合は分子状に束縛されたボソンがボーズ・アインシュタイン凝縮 (BEC) するという描像で表され、両者間の連続的な移行は BCS-BEC クロスオーバーと呼ばれる。BCS-BEC クロスオーバーは提案された当初は理論的な問題として扱われていたが、冷却原子系で実現されたことで実験も大きく進展した。固体物質においては Li_xZrNCl [1]、 $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$ [2]、スピン液体の候補物質でもある有機超伝導体 $\kappa\text{-(ET)}_4\text{Hg}_{2.89}\text{Br}_8$ [3]、銅酸化物高温超伝導体などで実現可能性が議論されている。ただし強相関電子系においては他の相との競合や、超伝導発現機構自体が未解明なこともあって詳細は不明である。

我々は $\kappa\text{-ET}$ 系有機超伝導体における BCS-BEC クロスオーバーを議論するため、ダイマー内自由度を考慮した二次元異方的三角格子上の拡張ハバード模型 [4,5] を導入し、変分モンテカルロ法を用いて基底状態の解析を行った。電子密度を 3/4-filled に固定してクーロン相互作用 U/t を変化させた結果、超伝導相関関数は U/t に対して増大してピークを示した直後にモット絶縁体に相転移した [図 1(左)]。一方、11%ホールドープした状況で同様の計算を行った結果、 $U/t=8$ 付近でピークを持つドーム型を示し、 $U/t \geq 9$ ではストライプ型の電荷秩序に相転移した [図 1(右)]。これはドープしたことによってモット転移が消失し、相互作用が強い状況でも超伝導が生き残るためだと考えられる。以上の振舞いは実験とも整合しており、BCS-BEC クロスオーバーの実現を示唆している。講演では銅酸化物高温超伝導体に対する解析結果も合わせて報告する予定である。

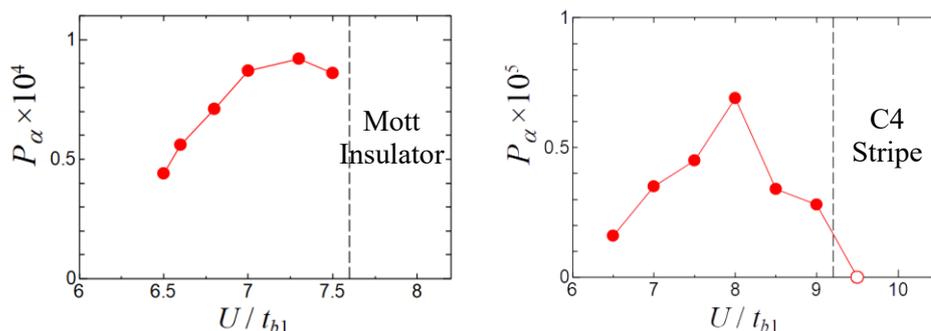


図 1 : 超伝導相関関数の U/t 依存性。(左) undoped (3/4-filled) の場合。(右) 11% hole-doped の場合。

- [1] Y. Nakagawa *et al.*, *Science* **372**, 190 (2021). [2] T. Hashimoto *et al.*, *Sci. Adv.* **6**, eabb9052 (2020). [3] Y. Suzuki *et al.*, *Phys. Rev. X* **12**, 011016 (2022). [4] H. Watanabe, H. Seo, and S. Yunoki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **86**, 033703 (2017). [5] H. Watanabe, H. Seo, and S. Yunoki, *Nat. Commun.* **10**, 3167 (2019).

Day 1

Session 3-1

モアレ物質における格子緩和とモアレフォノン

阪大理
越野 幹人

二次元物質同士が非整合に重なったモアレ二次元物質では、格子構造の干渉によって生じるモアレ模様が電子の性質を一変させる。最もよく知られた例であるツイスト二層グラフェンでは、魔法角(1度付近)で平坦バンドが現れ、それに由来して超伝導や磁性など様々な非自明な現象が生じる。この講演では、ツイスト二層グラフェンを越えた様々なモアレ二次元物質、モアレフォノンに関する最近の研究について紹介する。特に、グラフェン3層を一般の角度で重ねたツイスト3層グラフェンでは、モアレ模様同士が干渉して高次の「モアレ・オブ・モアレ模様」を生じる[図 1(a)]。このような系は繰り返し構造を持たない準周期系であるが、格子緩和による自発的なドメイン生成を通じて、非自明なトポロジーマットリクスを持つバンド構造とそれに伴う一次元伝導チャネルが出現することを示す[図 1(b)] [1]。

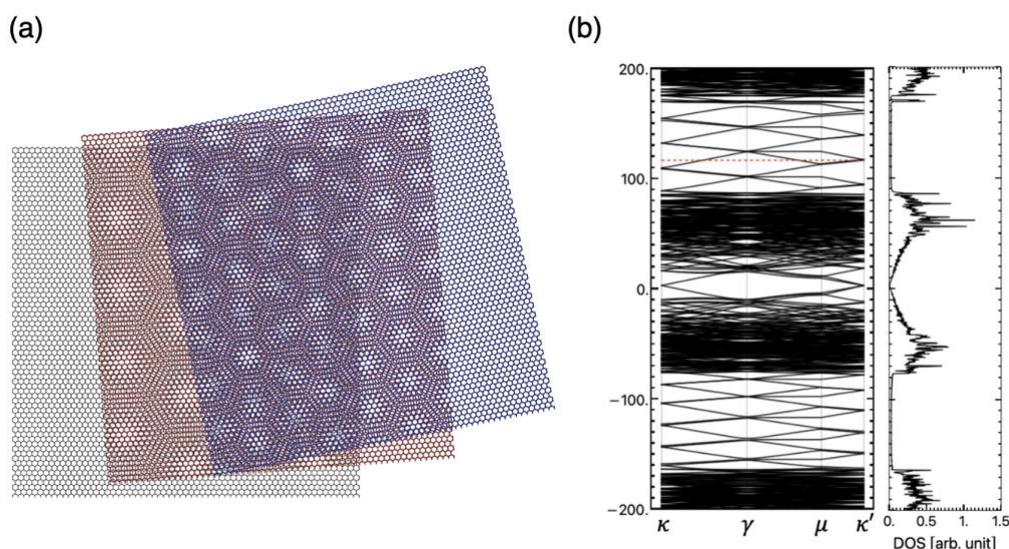


図 1 (a) ツイスト 3 層グラフェンの模式図 (b) 電子バンド構造。白く抜けた部分に存在する規則的なバンドは一次元チャネルを表す。

[1] N. Nakatsuji, T. Kawakami and M. Koshino, arXiv:2305.13155 (2023).

スピン軌道相互作用と結晶対称性の破れによる

Josephson 電流抑制の理論

CNR-SPIN Salerno^A, University of Salerno^B, Sezione di Napoli GruppoCollegato di Salerno^C, Istituto Nanoscienze-CNR^D深谷 優梨^A, Maria Teresa Mercaldo^B, Claudio Guarcello^{B,C},Francesco Giazotto^D, Luca Chirolli^D, Mario Cuoco^A

2つの超伝導体同士の接合である Josephson 接合において、Josephson 電流は超伝導体間の位相差によって生じる。Josephson 電流の研究は最初、 $\sin\phi$ 項の係数の視点からスピン 1 重項 d 波状態等の超伝導ペア対称性[1]や強磁性体接合[2]に対して行われた。最近では、超伝導 diode 効果という超伝導状態での非相反現象[3]が大いに着目されている。

近年、Fermi 準位近傍で複数の軌道を有する電子状態を持つ、 $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ [4]等の多軌道超伝導体が発見された。多軌道超伝導体による Josephson 接合では、時間反転対称性の破れがなくとも、スピン 3 重項状態や多軌道効果によって $\sin\phi$ 項の係数の符号が負になる「 π 接合」と呼ばれる異常な振る舞いが現れることが理論的に提案された[5,6]。しかし、スピン 3 重項状態を実現する物質が希少であることや、 $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ の Josephson 接合[7]の作製が困難である等、いくつかの実験的課題が存在する。

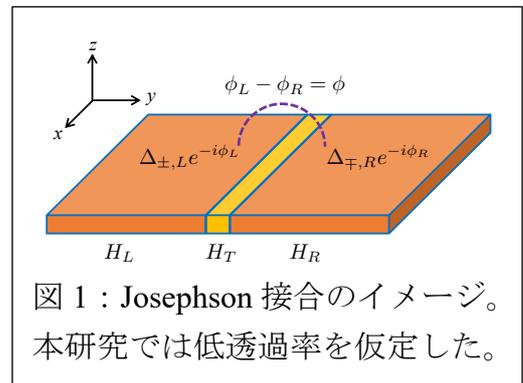


図 1 : Josephson 接合のイメージ。本研究では低透過率を仮定した。

そこで本研究では、多くの超伝導体で実現するスピン 1 重項 s 波状態から、 π 接合等の新奇 Josephson 電流を得られるかどうかを探索する[8]。その際、2 軌道模型を用いてスピン軌道相互作用や結晶対称性の破れに由来した鏡映対称性の破れと Josephson 効果の関係を調べた。解析計算により、Josephson 電流の $\sin\phi$ 項の係数の符号は鏡映対称性の破れの大きさに依存することが判明した。また、Josephson 電流の大きさは、鏡映対称性の破れの大きさや符号を変えることで抑制することが可能である。これらの結果により、電場を印加することで Josephson 電流の符号や大きさを変調させることができる「軌道トロニクス Josephson 効果」が示唆される。

参考文献[1] S. Kashiwaya and Y. Tanaka, Rep. Prog. Phys. **63**, 1641 (2000). [2] A. A. Golubov, et al., Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004). [3] F. Ando, et al., Nature **584**, 373 (2020). [4] N. Reyren, et al., Science **317**, 1196 (2007). [5] YF, et al., PRB **102**, 144512 (2020). [6] YF, et al., npj Quantum Materials **7**, 99 (2022). [7] D. Stornaiuolo, et al., Phys. Rev. B **95**, 140502(R) (2017). [8] YF, et al., in preparation.

Day 2

Session 4-1

人工ニューラルネットワークを用いた強相関電子系の解析

慶應義塾大学理工学部

野村 悠祐

量子多体問題を解析し、量子状態の量子もつれ構造を明らかにすることは広範な分野に共通するグランドチャレンジである。また、量子もつれの理解・制御は量子コンピュータ実現のための鍵ともなっている。この挑戦的課題に対して、近年、人工ニューラルネットワーク/機械学習を用いた手法が大きく発展してきた。人工ニューラルネットワークの柔軟な表現能力を利用して、古典アルゴリズムを用いて、量子もつれの本質を抽出する取り組みである[1]。

我々は、絶対零度[2-6]および有限温度[7]における強相関電子系のシミュレーションのための手法開発に積極的に取り組んできた。その顕著な進展の例として、正方格子上的 J_1 - J_2 ハイゼンベルグモデルにおいて量子スピン液体の存在を確認した研究を紹介する[8]。人工ニューラルネットワークを用いた波動関数による量子状態の正確な表現に加え、基底状態の相関関数と励起スペクトルの定量的な一対一対応により、量子スピン液体相の信頼性の高い同定が可能になった。また、量子スピン液体相において、スピン励起が分数化したスピノン励起の創発が示唆され、量子スピン間に非自明な量子もつれが存在することが明らかになった。

また、講演では、量子多体シミュレーション手法の将来の発展を見据えて、異なる量子多体ハミルトニアンと異なる計算アルゴリズム（古典と量子の両方を含む）間で変分法の性能を比較するためのプラットフォームを構築する最近の試みも紹介する[9]。古典計算機で得られた変分計算の結果を集め、量子アルゴリズムを含めた新しい変分手法が達成すべき基準を提示する。

これらの成果は、A. S. Darmawan, Y. Yamaji, M. Imada, G. Carleo, N. Yoshioka, F. Nori 各氏（敬称略）らとの共同研究により得られたものである。

[1] G. Carleo and M. Troyer *Science* **355**, 602 (2017)

[2] Y. Nomura *et al.*, *Phys. Rev. B* **96**, 205152 (2017)

[3] G. Carleo, *et al.*, *Nat. Commun.* **9**, 5322 (2018)

[4] Y. Nomura *J. Phys. Soc. Jpn.* **89**, 054706 (2020) [Editors' choice]

[5] Y. Nomura *J. Phys.: Condens. Matter* **33**, 174003 (2021) [special topic "Emerging Leaders 2020"]

[6] Y. Nomura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **91**, 054709 (2022)

[7] Y. Nomura*, N. Yoshioka*, and F. Nori, *Phys. Rev. Lett.* **127**, 060601 (2021)

[8] Y. Nomura and M. Imada, *Phys. Rev. X* **11**, 031034 (2021)

[9] D. Wu *et al.*, arXiv:2302.04919

Day 2

Session 4-2

局在電子軌道における電気分極とカイラリティ

埼玉大理工
星野 晋太郎

ランタノイド・アクチノイド化合物では、局在性の強い f 電子が伝導電子と結合することにより様々な量子現象が発現する。原子軌道にある電子系の自由度は多極子演算子によって記述され、全角運動量 J に基づくと整理しやすい[1,2,3]。通常は最低エネルギーをとる J のみを考えるが、van Vleck 励起の寄与として J 非対角の寄与も存在する。これらの原子極限における多極子をランク(rank)の偶奇、空間反転(SI)、時間反転 (TR)に基づいて分類すると、下図のように4つのタイプに分類される[4]。すなわち、電気多極子 (Even-rank/TR+)、磁気多極子 (Odd-rank/TR-)、電気トロイダル多極子 (Odd-rank/TR+)、磁気トロイダル多極子 (Even-rank/TR-) がある。

このような多極子は通常、実空間分布を持つ電荷・スピン・電流の多極子展開によって導入される。しかし原子極限の局在 f 電子系では、これらの物理量の展開からは電気トロイダル多極子は現れない。そこで、微視的な物理量について再検討したところ[5]、スピン自由度に起因する電気分極を考える必要があることが明らかとなった。この電気トロイダル多極子はディラック場に由来するカイラリティ演算子 (γ^5) と関係し、非相対論極限において定義された微視的スピン流によって記述することができる。さらに、カイラリティ密度に対して連続の方程式を調べることにより、カイラリティの時間変化に伴う流れや湧き出しが、どのような物理量によって決まるかを明らかにした。以上の電子系カイラリティは、光のカイラリティ[6]との類似性があることも興味深い。

講演では具体的な局在電子軌道に基づき、電気トロイダル多極子の物性を説明する。また、カイラリティ自由度が電磁場などの外場とどのように結合するかについて、微視的な視点から考察した結果について報告する。

[1] Y. Wang, H. Weng, L. Fu, X. Dai, Phys. Rev. Lett. **119**, 187203 (2017).

[2] H. Kusunose, R. Oiwa, S. Hayami, J. Phys. Soc. Jpn. **89**, 104704 (2020).

[3] N. Chikano, S. Hoshino, H. Shinaoka, Phys. Rev. B **104**, 235125 (2021).

[4] S. Hayami, M. Yatsushiro, Y. Yanagi, H. Kusunose, J. Phys. Soc. Jpn. **98**, 165110 (2018).

[5] S. Hoshino, M.-T. Suzuki, and H. Ikeda, Phys. Rev. Lett. **130**, 256801 (2023).

[6] Y. Tang and A.E. Cohen, Phys. Rev. Lett. **104**, 163901 (2010).

トリプレット超伝導リングにおける電流誘起の

d-vector テクスチャとリトルパークス振動

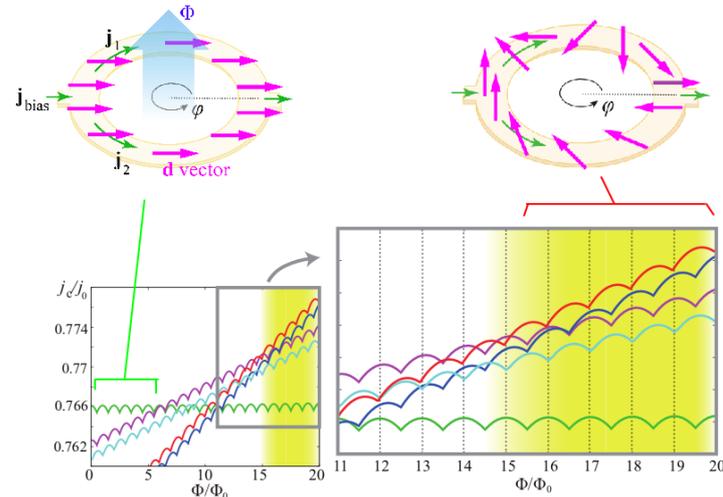
大阪大学大学院 理学研究科 宇宙地球科学専攻
青山 和司

超伝導リングに外部磁場を印加しリング内部を貫く磁束 Φ を変化させた際に、超伝導転移温度が磁場の関数として周期的な振動を示すことが知られており、これはリトルパークス振動と呼ばれる。この振動は、磁場による軌道対破壊効果をキャンセルするように、超伝導ギャップ関数の位相が磁場の関数として不連続に変化することに起因している。他方、図の緑矢印で示すように、超伝導リングにバイアス電流を印加した実験もしばしば行われ、電気抵抗にリトルパークス振動が出現することも知られている。前者は超伝導転移温度の振動であるのに対し、後者は臨界電流の振動とみることができるだろう。最近、いくつかの系で後者の実験が行われ、 π シフトしたリトルパークス振動が観測されている[1]。中でも興味深いのは、Bi/Ni 薄膜系の超伝導状態で、低磁場側で実現する通常の振動パターンが高磁場側では π シフトすることが報告されている[2]。

このような背景の下、我々はバイアス電流下のトリプレット超伝導体において臨界電流のリトルパークス振動を調べている。Ginzburg-Landau 理論に基づいた解析により、以下のことが明らかとなった。

1) 超流動 ^3He の文脈で議論される半整数量子渦のように、リングに沿って \mathbf{d} -ベクトルのテクスチャを伴う様々なタイプの超伝導状態が高磁場側で実現する [3]。

2) dipoleタイプのスピン軌道相互作用が働く場合には、半整数シフトを伴うテクスチャ状態が安定化し、その結果、リトルパークス振動の磁場誘起 π シフトが生じる[4] (右の拡大図参照)。講演では、これらの詳細を報告する。



図：臨界電流のリトルパークス振動に関する計算結果の一例。

[1] Y. Li, X. Xu, M.-H. Lee, M.-W. Chu, and C. L. Chien, *Science* **366**, 238 (2019).

[2] M. Tokuda, Y. Niimi et al., 日本物理学会 第77 回年次大会, 16pE12-12 (2022).

[3] K. Aoyama, *Phys. Rev. B* **106**, L060502 (2022).

[4] K. Aoyama, submitted.

Day 2

Session 5-1

スピン-電荷結合系磁性体における光学応答および光誘起相転移現象の理論的研究

早稲田大学理工学術院先進理工学部

望月 維人

強相関電子系にレーザー光を照射した際に起こる動的相転移や非平衡定常状態、非自明な励起ダイナミクス、劇的な応答・輸送現象は、近年のレーザー発生や光学実験の技術の発達に伴い注目を集め、世界中の研究者を巻き込んで精力的に研究されている。

本講演では、近藤格子系や二重交換系などのスピンと電荷が強く結合した磁性体における光誘起現象に関する我々の最近の理論研究の成果について紹介する。スピン-電荷結合系では、片方の自由度を励起することで交差相関を通じて他方の自由度と結合した複合自由度の励起が起こることや、スピンと電荷のダイナミクスの時間スケールが数桁にわたって異なることなどから、これまでに知られていない豊かな物理現象や物質機能の発現が期待される。

我々は最近の研究で、スピン-軌道結合系の磁性体を記述する典型的な理論モデルである「近藤格子模型」にマイクロ波やテラヘルツ波、可視光などを照射すると、数多くの興味深い現象が起こることを予言したので、時間の許す限り紹介したい。具体的には次のような内容を考えている。

(1) 2次元近藤格子系における円偏光マイクロ波誘起磁気トポロジースイッチング現象[1]

(2) 三角格子近藤格子系における可視光レーザー誘起 120 度反強磁性秩序[2]

(3) 近藤格子系スキルミオン結晶のスピン波励起におけるスピン-電荷分離[3]

(4) 3次元近藤格子系ヘッジホッグ格子におけるスピン波モード（ディラックストリングの並進モード） [4]

文献：

[1] R. Eto, and M. Mochizuki, Phys. Rev. B **104**, 104425/1-13 (2021).

[2] T. Inoue, and M. Mochizuki, Phys. Rev. B **105**, 144422/1-15 (2022).

[3] R. Eto, R. Pohle, and M. Mochizuki, Phys. Rev. Lett. **129**, 017201/1-7 (2022).

[4] R. Eto, and M. Mochizuki, Theory of collective excitations of the quadruple-Q magnetic hedgehog lattices 投稿準備中.

Day 2

Session 5-2

ヘリカル超伝導体の非相反電荷輸送

京都大学理学研究科^A,
大同暁人^A, 柳瀬陽一^A

最近の研究により、空間反転対称性のない物質が、磁気キラル異方性（方向によって電気抵抗が変化する性質）や非線形ホール効果、超伝導ダイオード効果といった多種多様な非相反電荷輸送現象を発現することが明らかにされてきた。これらの応答特性は、空間反転対称性のない物質の新たな機能性を示すものであり、またそれらの物質を詳しく調べるための手がかりとなることから、広範にわたる関心を集めている[1,2].

本講演では、磁場下の空間反転対称性が破れた超伝導体における非相反電荷輸送現象について考察する[3]. この種の系では、Rashba 型のスピン軌道相互作用により Cooper 対が平衡状態において自発的に有限の重心運動量を持つことが既に知られている（ヘリカル超伝導）。本研究では、ヘリカル超伝導体の超伝導転移温度付近における方向依存抵抗や非線形ホール効果を、特に有限運動量を持つ Cooper 対との関連性に注目して議論する。時間依存 Ginzburg-Landau 理論を用いて非相反揺らぎ伝導度の公式を導出し、数値的に評価した Rashba-Zeeman モデルの Ginzburg-Landau 係数を用いて非相反電荷輸送を計算することで、ヘリカル超伝導のクロスオーバー領域において非相反電荷輸送が大幅に増強されることを示す。これにより、非相反電荷輸送はヘリカル超伝導のプローブとして活用可能である。

[1] Y. Tokura and N. Nagaosa, Nat. Commun. **9**, 3740 (2018).

[2] T. Ideue and Y. Iwasa, Annu. Rev. Condens. Matter Phys. **12**, 201 (2021).

[3] A. Daido and Y. Yanase, arXiv:2302.10677.

Day 2

Session 5-3

強相関効果による非エルミートトポロジカル分類学のリダクション

京大理^A
吉田恒也^A

ここ数年、非エルミート系において例外点の発現など通常の系には見られない特異な現象が報告されている[1]。例外点直上ではハミルトニアンは対角化不可能となり、非エルミート系に特有の点ギャップトポロジーによって保護されている。これまで、非エルミートトポロジーの研究はバンド理論に基づくものが大半であり自由粒子系に限られてきた。しかし、近年、冷却原子系や量子ビットでは二体相互作用と散逸の両方が制御可能となりつつあり[2,3]、強相関効果の解明が求められている。

本研究では、ゼロ次元・一次元の点ギャップトポロジーに対する強相関効果を解析した。その結果、自由粒子系のトポロジカル分類学が強相関効果によって変更をうける分類学のリダクションが見られた[4-6]。このことは、例外点は自由粒子系の場合にのみ安定なものと、強相関係でも安定なもの二種類が存在することを意味する[6]。講演ではトポロジカル不変量に基づく考察とともに、例外点の強相関効果に対する不安定性をトイモデルの解析により実証する。

[1] H. Shen et al., PRL 120, 146402 (2018).

[2] T. Tomita et al., Sci. Adv. 3, e1701513 (2017).

[3] M. Naghiloo, et al., Nat. Phys. 15, 1232 (2019).

[4] TY and Y. Hatsugai, PRB 104, 075106 (2021).

[5] TY and Y. Hatsugai, PRB 106, 205147 (2022).

[6] TY, and Y. Hatsugai, PRB 107, 075118 (2023).

Day 2

Session 6-1

鉄系超伝導体 $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$ にみるエキゾチック超伝導

岡山大基礎研

笠原 成

鉄系超伝導体で実現する電子液晶状態（電子ネマティック相）や磁気秩序、更にはその揺らぎと超伝導との関係を解明することは、非従来型超伝導の物理全般に繋がる重要課題であり、この点において、鉄系超伝導体 FeSe は、電子ネマティック相、反強磁性相、超伝導相が相互に絡み合う理想的モデル物質である[1]。 FeSe は、常圧下において $T_s \sim 90 \text{ K}$ で磁気秩序を伴わない電子ネマティック相への相転移を示し、 $T_c \sim 9 \text{ K}$ で超伝導状態へと転移する。興味深いことに、この系の超伝導は非常に浅く小さなフェルミ面で実現しており、フェルミエネルギーと超伝導ギャップが同程度のスケールにある BCS-BEC クロスオーバー領域での超伝導が実現していると考えられる[2, 3]。また、その Se サイトを S で置換した $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$ では、電子ネマティック転移を完全に抑制することが可能であり、 $x_c \sim 0.17$ 以上において正方晶相での超伝導が実現する[2]。その特筆すべき点として、 $x = x_c$ において超伝導ギャップ構造が劇的な変化を示し[3,4]、巨大な残留状態密度を生み出すポゴリューボフ・フェルミ面と呼ばれる準粒子フェルミ面が出現することが議論されている[5]。更に、 $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$ に高圧を印加すると、反強磁性相が誘起され、電子ネマティック相と反強磁性相、超伝導相が相互に絡み合った相図が出現するが、圧力下の正方晶相においては超伝導転移温度が 30 K 以上に上昇する[6]。講演では、 $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$ で実現するエキゾチック超伝導状態に焦点をあて、この系の面白さを議論したい。

References

- [1] T. Shibauchi, T. Hanaguri, Y. Matsuda, J. Phys. Soc. Jpn. **89**, 102002 (2020).
- [2] S. Kasahara *et al.*, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **111**, 16309 (2014).
- [3] S. Kasahara *et al.*, Nat. Commun. **7**, 12843 (2016).
- [4] S. Hosoi *et al.*, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **113**, 8139 (2016).
- [5] Y. Sato *et al.*, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **115**, 1227 (2018).
- [6] T. Hanaguri *et al.*, Sci. Adv. **4**, eaar6419 (2018).
- [7] C. Setty *et al.*, Nat. Commun. **11**, 523 (2020).
- [8] K. Matsuura *et al.*, Nat. Commun. **8**, 1143 (2017).

Day 2

Session 6-3

ニッケル酸化物超伝導の相図計算とそれに基づく物質設計

兵庫県立大理

北谷 基治

近年発見された無限層ニッケル酸化物での超伝導[1]は、銅酸化物超伝導と同じく電子が3d軌道に9個入った状態に正孔ドーピングをすることで発現する。この類似性から銅酸化物のような高温超伝導物質群を形成することが期待され、実験・理論の両面から盛んに研究が行われている。

我々は1軌道 Hubbard 模型にフェルミポケットによる自己ドーピング効果のみを考えた最もシンプルな模型に対して、空間揺らぎを取り込む動的平均場理論の拡張手法である動的バーテックス近似(D Γ A)[2]を用いた相図計算を行った。結果として、おおそストロンチウムが20%ドーピングの周りでd波超伝導 Tc ドームの構造が得られた。これは後の実験結果[3]にも良い一致を示している。またフィリングを適切に見積もることで、新たに報告があった5層系での超伝導の転移温度も上手く説明できることが分かった[4]。

さらに、そこから超伝導転移温度向上の方策について考えるため、1軌道 Hubbard 模型に対する包括的な計算を行い、相関の強さ(U)とフィリングに対する超伝導不安定性のパラメータ依存性を詳細に調べた。これを第一原理計算に基づいた有効模型の導出と組み合わせることで、無限層ニッケル酸化物のモデルパラメータをより最適化させる候補物質として、パラジウム酸化物での高温超伝導の可能性について議論する[5]。

[1] D. Li *et al.*, Nature **572**, 624 (2019).

[2] M. Kitatani *et al.*, npj Quantum Mater. **5**, 59 (2020).

[3] K. Lee *et al.*, arXiv: 2203.02580 (2022).

[4] P. Worm *et al.*, Phys. Rev. Materials **6**, L091801 (2022).

[5] M. Kitatani *et al.*, Phys. Rev. Lett. **130**, 166002 (2023).

Day 2

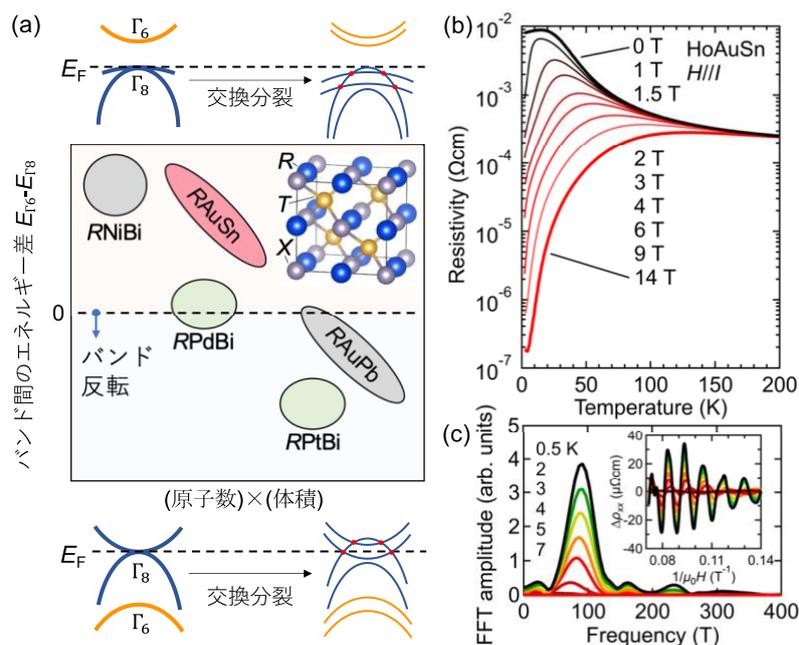
Session 6-4 ハーフホイスラー型 HoAuSn における 磁場誘起ワイル半金属の実現と超巨大磁気抵抗効果

東大工^A, 理研GEMS^B, 東大物性研^C, 東大新領域^D, 東大東京カレッジ^E
 上田健太郎^A, Tonghua Yu^{A,B}, 平山元昭^{A,B}, 黒川亮^A, 中島多朗^{B,C}, 齋藤開^C,
 Markus Kriener^B, 星野学^B, 橋爪大輔^B, 有馬考尚^{B,D}, 有田亮太郎^{A,B}, 十倉好紀^{A,B,E}

閃亜鉛鉱型 HgTe における量子スピンホール効果の発見以来、トポロジカル電子物性の研究が盛んに行われている。中でも、HgTe と類似の電子構造を持ちうる三元化合物に注目が集まっている。例えば、パイロクロア型イリジウム酸化物 $R_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ (R :希土類元素) やハーフホイスラー型金属間化合物 RTX (T :遷移金属元素, X :14-15 族元素) である。特に後者では、 T, X の変調によってバンド反転など幅広く電子構造を制御でき、さらに R - $4f$ 電子の磁性を導入できる (図 a)。そのため、次世代のトポロジカル物性を開拓する系として理想的である [1]。しかし、これまでの研究は、バンド反転したゼロギャップ半導体 $RPtBi$ や $RPdBi$ に留まっており、トポロジカル物性の理解や発展は頭打ちとなっていた。

本研究では、図 a の相図の上半分に位置する自明な半導体 HoAuSn の単結晶育成による新規物性開拓を目指した。ゼロ磁場では半導体的な抵抗率の温度依存性を示すが、低温で負の超巨大磁気抵抗効果が生じ、異常に伝導度の高い半金属状態が磁場下で実現することを発見した (図 b)。さらに、シュブニコフ・ドハース振動を観測し、非常に小さいフェルミ面の存在を確認した (図 c)。以上は、ゼロ磁場で自明な電子状態であっても、外部磁場によって高い移動度を持つワイル粒子が誘起されることを示唆している (図 3a 上)。未踏領域の電子相に探索空間を拡大し新しいメカニズムの磁気応答を開拓したことで、今後、 RTX が強相関トポロジカル物性研究の基盤として発展していくことが期待される。

[1] S. Chadov *et al.* Nat. Mat. 9, 541 (2010); H. Lin *et al.* Nat. Mat. 9, 546 (2010).



(a) ハーフホイスラー型 RTX における電子相図。赤で示した $RAuSn$ は今回新しく合成に成功した物質群。(b) $HoAuSn$ における各磁場での抵抗率の温度依存性。(c) 抵抗率の量子振動成分。

Day 2

Session 7-1

Tsai 型クラスター構造をもつ近似結晶の超伝導

名大院理

出口和彦, 中村優貴, 横尾恭真, 桑野太郎, 谷口博基

準結晶は原子配列が準周期性（周期的ではない特殊な規則の配列）をもち、結晶では許されない回転対称性（5回対称など）をもつ物質である。準結晶の電子状態は、結晶やアモルファスの電子状態とは質的に異なると期待されているが、未だ解明されていない。同様に、準結晶の超伝導・磁性についても未解明の領域が多く、現在研究が進められている。近年になって、準結晶と同じ局所構造と周期性を有し、準結晶と結晶をつなぐ物質である近似結晶で超伝導が見つかり[1]、その後、準結晶でもバルクの超伝導が発現することが明らかになった[2]。準結晶の超伝導では従来の超伝導とは異なるタイプの電子対[3-7]、非従来型超伝導・トポロジカル超伝導[8,9]が発現する可能性も期待されている。講演では、最近新たに見つかった Tsai 型クラスター構造をもつ近似結晶の超伝導について紹介する予定である。

[1] K. Deguchi *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **84**, 023705 (2015).

[2] K. Kamiya *et al.*, Nat. Commun. **9**, 154 (2018).

[3] S. Sakai *et al.*, Phys. Rev. B **95**, 024509 (2017).

[4] S. Sakai and R. Arita, Phys. Rev. Research **1**, 022002 (R) (2019).

[5] R. N. Araújo and E. C. Andrade, Phys. Rev. B **100**, 014510 (2019).

[6] N. Takemori, R. Arita, and S. Sakai, Phys. Rev. B **102**, 115108 (2020).

[7] Y. Liu *et al.*, Sci. China-Phys. Mech. Astron. **65**, 287411 (2022).

[8] Y. Cao *et al.*, Phys. Rev. Lett. **125**, 017002 (2020).

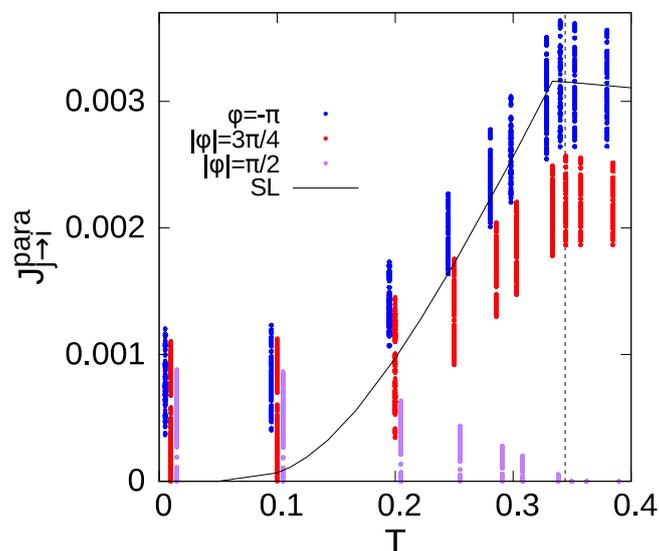
[9] R. Ghadimi *et al.*, Phys. Rev. B **104**, 144511 (2021).

準周期系における非 BCS 型弱結合超伝導と超電流

大阪大学 量子情報・量子生命研究センター
竹森 那由多

2018 年に、Al-Mg-Zn 準結晶でバルクの超伝導が発現することが発見され、電子比熱の温度依存性は BCS 理論による計算結果と見分けがつかないことが明らかにされた[1]。これらの実験的事実は、通常の周期系には見られない格子構造の特異な幾何学的性質と強相関効果を同時に取り扱う必要を強く示唆している。特に、並進対称性のない系における弱結合超伝導は非自明な問題であり、超伝導状態の発現機構および特性の解明が求められている。

本講演では、BdG 平均場理論や実空間動的平均場理論を用いた、準周期系における超伝導に関する理論的研究 [2,3] について概説する。特に、周期系における BCS 超伝導から逸脱した、有限重心運動量を持つクーパー対によって形成される非 BCS 型の弱結合超伝導について議論する。この現象の帰結として、電磁気応答を考慮した場合に、常磁性電流は印加されたベクトルポテンシャルに垂直な方向にも流れることがあり、絶対零度でも有限となること[4-6]を示す。このような現象は FFLO 超伝導状態でも原理的に実現できるが、準周期系では磁場の適切な調整は不要であり、実験的なアクセスが容易である。



図：局所常磁性電流の温度依存性。正方格子での結果を黒線で示す。

[1] K. Kamiya, *et al.*, Nat. Commun. **9** 154 (2018).

[2] S. Sakai, N. Takemori, A. Koga and R. Arita, Phys. Rev. B **95** 024509 (2017).

[3] N. Takemori, R. Arita and S. Sakai, Phys. Rev. B **102** 115108 (2020).

[4] Y. Zhang, *et al.*, Sci. China Phys. Mech. Astron. **65** 287411 (2022).

[5] T. Fukushima, NT, S. Sakai, M. Ichioka, A. Jagannathan, J. Phys.: Conf. Ser. **2461** 012014 (2023).

[6] T. Fukushima, NT, S. Sakai, M. Ichioka and A. Jagannathan, submitted.

準周期電子系における電子間相互作用の効果と

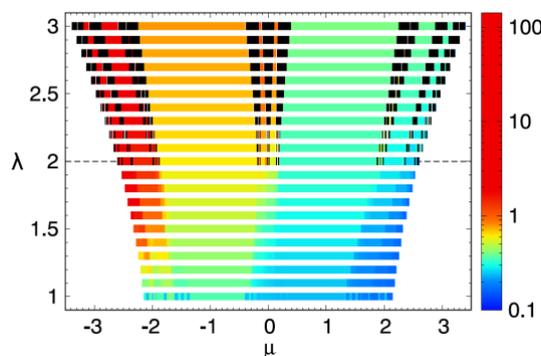
ハイパーユニフォーミティ

理化学研究所 創発物性科学研究センター
酒井 志朗

準周期格子上的電子は非周期的ではあるが規則性をもって分布している。その分布は電子間相互作用や温度、平均電子数等によって変化する。特に、サイト間の電子間相互作用は、各サイトが異なる周辺環境に置かれていることを反映してサイト毎に異なる効果をもたらし、電荷密度の空間分布を大きく変えうる。このような非一様電荷分布の変化は物性にどのような影響を及ぼすだろうか？並進対称性の破れを伴う周期系の電荷分布の変化と違って、もとより並進対称性のない2つの異なる非一様電荷分布の間には相転移が存在するだろうか？

このような非一様密度分布の特徴づけにしばしば用いられるのはマルチフラクタル解析である。実際、準周期格子上的タイトバインディング模型において、多くの固有波動関数の振幅はマルチフラクタルであることが知られている。一方、電荷密度の分布はマルチフラクタルではなく、ハイパーユニフォーミティ[1]という概念で特徴付けられる[2]。ハイパーユニフォーミティとは、 d 次元空間中に分布する点(もしくは密度分布)の規則性を定量化する枠組みである。半径 R の窓を考え、その中に含まれる点の数(もしくは密度の総和) $N(R)$ について、窓の位置を変えたときの分散 $\sigma^2(R)$ に注目する。 $\sigma^2(R) < O(R^d)$ となるような分布をハイパーユニフォームと呼び、中でも $\sigma^2(R) \propto R^{d-1}$ の分布をクラス I、 $\sigma^2(R) \propto R^{d-1} \log R$ の分布をクラス II と呼ぶ。

下図は1次元の Aubry-Andre-Harper (AAH) 模型をハイパーユニフォーミティの観点から調べた結果である。この模型の電荷分布は、準周期ポテンシャル λ と化学ポテンシャル μ の強さによって、クラス I (下図でカラーの領域) またはクラス II (黒い領域) のハイパーユニフォームになることがわかった。全エネルギーを計算することにより、異なるハイパーユニフォーミティクラスで特徴づけられる領域の間には、相転移があることがわかった。[3]



図：AAH 模型の電荷分布のハイパーユニフォーミティ相図。 λ は準周期ポテンシャルの強さ、 μ は化学ポテンシャル。黒はクラス II、カラーはクラス I の秩序計量の値を表す。

[1] S. Torquato, Phys. Rep. **745** (2018), 1.

[2] S. Sakai, R. Arita, and T. Ohtsuki, Phys. Rev. B **105** (2022), 054202.

[3] S. Sakai, R. Arita, and T. Ohtsuki, Phys. Rev. Research **4** (2022), 033241.