# 反強磁性体におけるワイル準粒子の発見と応用

#### 1. はじめに

近年、固体物理において電子状態のトポロジカルな性質 に起因する新現象が脚光を浴びている。中でも我々のグ ループが進めているカイラル反強磁性体 Mn<sub>3</sub>Xは、自発的 に時間反転対称性を破った共面磁気構造を持つトポロジ カル磁性物質である。Mn<sub>3</sub>Sn にて巨大な異常ホール効 果と巨大なネルンスト効果が発見されて以降[1-3]、理 論計算と光電子分光実験からトポロジカルな準粒子である ワイル粒子がカイラル異常とともに確認され [4]、その後巨 大な熱ホール効果 [5]、巨大な磁気光学カー効果 [6]、磁 気スピンホール効果・逆スピンホール効果 [7]、電流誘起 磁気ドメイン反転の実験 [8] など数々のトポロジカルな 性質に由来する新現象が見つかっている。中でも、異常ネ ルンスト効果と呼ばれる非従来型の横熱電変換効果の観測 により、ネルンスト型の熱電材料探索の潮流の礎を築いた だけでなく [9-11]、室温での次世代環境発電モジュール としても注目を集めている。また、スピントロニクス材料 としても注目されており、ゼロ磁場での巨大異常ホール効 果を利用した次世代メモリ材料の開発が展開されている。 ワイル半金属状態を有する反強磁性体 Mn<sub>3</sub>Sn に多くの重 1東京大学物性研究所・量子物質研究グループ 2東京大学・大学院理学系研究科

冨田 崇弘<sup>1</sup>、見波 将<sup>2</sup>、中辻 知<sup>1,2</sup>

要な発見が相次いでいるが、未だにワイル準粒子の固体中 での振る舞いは未解明な部分が多い。姉妹物質である Mn<sub>3</sub>Ge においても同様なワイル準粒子に由来する挙動が 見られており、それらの最近の研究成果を本稿にて紹介す る [12]。

#### 2. 実験結果

ワイル半金属状態は、スピン軌道相互作用に加え空間反 転対称性もしくは時間反転対称性が破れた系で実現する。 従来の空間反転対称性を破れた系ではゼロ磁場の異常ホー ル効果は現れないが、自発磁化をもつ磁性体では、時間反 転対称性を破り、ゼロ磁場において異常ホール効果が発現 する。巨大なゼロ磁場の異常ホール効果が見つかれば、巨 大な応答をドメイン反転だけで制御が可能となり新規なメ モリ材料の候補として利用ができる。このコンセプトのも と我々は 2015 年に世界に先駆けて反強磁性体 Mn<sub>3</sub>Sn に おいて、ゼロ磁場での巨大な異常ホール効果を室温で発見 [1]、2016 年には姉妹物質である Mn<sub>3</sub>Ge (図 1a) におい て同現象をゼロ磁場で発見した [2]。本研究では、低温ま でのゼロ磁場の異常ホール効果に加え、ゼロ磁場の異常ネ



図 1: 反強磁性体 Mn<sub>3</sub>X (X = Sn, Ge)の磁気構造とのワイル準粒子生成の概念図。(a) 反強磁性体 Mn<sub>3</sub>Ge の実空間での結晶構造と磁場中 での磁気構造。z = 0 面とz = 1/2 面の二層を持つカゴメ格子構造と呼ばれる三角形ベースの結晶構造。磁場  $B \mid |[2\overline{110}]$ にかけた場合の 逆スピン三角構造と呼ばれる Mn スピンの磁気構造の様子 [13]。 (b) K 点の周囲に形成されていたリング状のノーダルラインは、スピ ン軌道相互作用を考慮することによりギャップが生じワイル点を形成する。このワイル点は Mn の磁気構造に対応した正負のペア (WP1 +と WP1-)で現れ、運動量空間内に正負のワイル点を持つワイル半金属状態が生成される。図は Mn<sub>3</sub>Ge の  $E - E_F = 36$  meV でのベ リー曲率  $\Omega_z$ の等高線プロット。矢印はベリー曲率の面内成分 ( $\Omega_x, \Omega_y$ )。



図 2: (a) Mn<sub>3</sub>Ge における異常ネルンスト係数と磁化の温度依存性。ゼロ磁場の異常ネルンスト効果は磁化反転にともない符号も変化する。挿入図は、Mn<sub>3</sub>Ge の電流 *I* とホール電圧 *V* ならびに磁化 *M* の方向を示す。(b) 様々な異常ネルンスト効果を持つ物質の磁化依存性。磁性体のワイル半金属は青いエリアで現れ、従来の金属磁性体(赤いベルト)より巨大な異常ネルンスト効果を示す [12]。



図 3: (a, b) 異なるカイラリティを持つ正負のワイルノードに磁 場をかけると、量子化されたランダウレベルに分裂する(図 a)。 更に電流 I(電場)を磁場 B と平行に加えた際、正負のワイルノー ド間でチャージポンピングが起こり、磁場の増加にともなう電気 抵抗の減少が見られる。これはカイラル異常と呼ばれる現象で、 ワイル準粒子による効果である。(c) 反強磁性体 Mn3Ge の電気 伝導率の磁場変化。磁場 B が電流 I と垂直の場合には、正の磁気 抵抗(負の伝導率)を示すのに対して、電流と電圧が平行の際に負 の磁気抵抗(正の伝導率)が現れる。(d) ホール伝導度とプラナー ホール効果の角度依存性がそれぞれ余弦波と正弦波となるため、 カイラル異常の効果を裏付ける [12]。

ルンスト効果(図 2a, b)を測定した結果、反強磁性体の 中で最大値となる 1.3 μV/K を示すことを発見した [12]。 これは、第一原理計算からワイル準粒子を考慮した内因性 機構にともなう異常ホール効果と異常ネルンスト効果から 期待される値と一致しており、物質のバンド構造に由来す る内因性起源を示唆している。内因性機構では、運動量空 間の仮想磁場、すなわちベリー曲率により異常ホール伝導 率が定義される。実際に理論計算では仮想磁場の起源であ る正負のワイル準粒子と呼ばれるモノポールが 104 (A<sup>2</sup>) オーダーの巨大なベリー曲率を示し、フェルミ面近傍に現 れている(図 1b)。従来の強磁性体材料では、異常ホール 効果や異常ネルンスト効果が磁化に比例して現れることが 経験則として知られているが、磁化がほぼない反強磁性体 において従来の強磁性体金属と同程度のサイズの効果が発 現することを確認した。このような磁化のスケーリングか ら逸脱した振る舞いは、反強磁性体 Mn<sub>3</sub>Xにおけるワイル 半金属状態に起因していると考えられる(図2b)。

ワイル準粒子が生じる際にカイラル異常と呼ばれる「電流と磁場を平行にかけた際に現れる負の磁気抵抗効果」と「ホール信号が磁場と同一面内に現れる大きなプラナーホール効果」が現れる。本研究でも Mn<sub>3</sub>Ge のカイラル異常が低温 300 mK で観測され、磁性体でのワイル準粒子の存在を確認できた(図3a-d)。プラナーホール効果は、通常金属や強磁性体を持つ物質でも殆ど現れない。近年 ZrTe5、Cd<sub>3</sub>As<sub>2</sub>、GdPtBi、WTe<sub>2</sub>などの3次元ディラック半金属で観測されており[14]、小さな磁化をもつ反強磁性体 Mn<sub>3</sub>Ge で見られたことはワイル半金属のトポロジカ ル効果と考えられる。MnaGeはMnaSnと異なりサブミリ Kの低温でも磁気秩序が生じないため非弾性散乱の効果と 電子の熱励起による効果を排除したワイル半金属での電子 状態を明らかにできる優位性があり今後更なる研究が必要 である。

### 3. まとめと今後の展望と応用

反強磁性体 MnaX(X=Sn, Ge) において巨大な異常ホー ル効果とならびに巨大な異常ネルンスト効果を観測した。 理論との統一的な理解により、これらの現象が本物質の磁 性ワイル準粒子をともなうトポロジカルな性質に由来した ものであることを明らかにした。これらのゼロ磁場での量 子輸送現象は熱電技術だけでなくメモリ応用技術等にも期 待される。異常ホール効果は電流と垂直に得られる起電力 応答のため素子構造の単純化が可能であること、反強磁性 体の特有な効果として強磁性体で問題となる漏れ磁場によ る素子間の干渉効果も問題とならないため高集積化が可能 となる優位性がある。また反強磁性体は強磁性体よりも3 桁以上の速い動作性能を示すため高速化も期待できる。今 後、消費電力を抑えた巨大なデータ蓄積ならびに高速動作 が可能な反強磁性不揮発性メモリ材料として期待できる。

## 4. 謝辞

本研究では、共同研究者である東京大学大学院新領域創 成科学研究科大学院生 Muhammad Ikhlas 氏には実験面 から多くのサポートを頂きました。また、東京大学大学院 理学系研究科・特任研究員の Taishi Chen 氏ならびに Mingxuan Fu 氏、東北大学理学研究科の是常 隆 氏、金 沢大学ナノマテリアル研究所の石井史之 氏、東京大学大 学院工学系研究科の有田亮太郎 氏には研究当初からさま ざまな助言を頂きました。ここに深く感謝申しあげます。

#### 参考文献

- S. Nakatsuji, N. Kiyohara, and T. Higo, Nature 527, 212–215 (2015).
- [2] N. Kiyohara, T. Tomita, and S. Nakatsuji, Phys. Rev. Applied 5, 064009/1-10 (2016).
- [3] M. Ikhlas, T. Tomita, T. Koretsune, M.-T. Suzuki, D. Nishio-Hamane, R. Arita, Y. Otani, and S. Nakatsuji, Nature Phys. 13, 1085–1090 (2017).
- [4] K. Kuroda, T. Tomita, M. -T. Suzuki, C. Bareille, A. A. Nugroho, P. Goswami, M. Ochi, M. Ikhlas, M. Nakayama, S. Akebi, R. Noguchi, R. Ishii, N. Inami,

K. Ono, H. Kumigashira, A. Varykhalov, T. Muro, T. Koretsune, R. Arita, S. Shin, T. Kondo and S. Nakatsuji (2021), Nature Mater. **16**, 1090–1095 (2017).

- [5] K. Sugii, Y. Imai, M. Shimozawa, M. Ikhlas, N. Kiyohara, T. Tomita, M.-T Suzuki, T. Koretsune, R. Arita, S. Nakatsuji, M. Yamashita, arXiv:1902.06601.
- [6] T. Higo, H. Man, D. B. Gopman, L. Wu, T. Koretsune, O. M. J. van 't Erve, Y. P. Kabanov, D Rees, Y. Li, M.– T. Suzuki, S. Patankar, M. Ikhlas, C. L. Chien, R. Arita, R. D. Shull, J. Orenstein, and S. Nakatsuji, Nature photonics 12, 73–78 (2018).
- [7] M. Kimata, H. Chen, K. Kondou, S. Sugimoto, P. K. Muduli, M. Ikhlas, Y. Omori, T. Tomita, Allan. H. MacDonald, S. Nakatsuji & Y. Otani, Nature 565, 627-630 (2019).
- [8] S. Sugimoto, Y. Nakatani, Y. Yamane, M. Ikhlas, K. Kondou, M. Kimata, T. Tomita, S. Nakatsuji, Y. Otani, Commun. Phys. 3, 111 (2020).
- [9] T. Tomita, M. Ikhlas and S. Nakatsuji, Journal Phys. Soc Conf. Proc. **30**, 011009/1-5 (2020).
- [10] 冨田崇弘, 肥後友也, 中辻 知, 固体物理トピックス Vol. 54, P85-99 (2019). アグネ技術センター.
- [11] 冨田崇弘, 日本磁気学会・第 217 回研究会資料, P23-28 (2018).
- [12] T. Chen, T. Tomita, S. Minami, M. Fu, T. Koretsune, M. Kitatani, I. Muhammad, D. Nishio-Hamane, R. Ishii, F. Ishii, R. Arita, and S. Nakatsuji, Nat. Commun. 12, 572 (2021).
- [13] Y. Chen, J. Gaudet, S. Dasgupta, G. G. Marcus, J. Lin, T. Chen, T. Tomita, M. Ikhlas, Y. Zhao, W. C. Chen, M. B. Stone, O. Tchernyshyov, S. Nakatsuji, and C. Broholm, Phys. Rev. B **102**, 054403/1-15 (2020).
- [14] J. Hu, S.-Y. Xu, N. Ni, and Z. Mao, Annual Review of Materials Research 49, 207 (2019).