

## 奇周波数クーパー対の磁気応答

東谷 誠二 / 広島大学大学院総合科学研究科 准教授

超伝導・超流動状態は、一般に、偶周波数状態と奇周波数状態に大別できる [1]。多くの超伝導金属で実現するスピン一重項  $s$  波状態や超流動<sup>3</sup>He のスピン三重項  $p$  波状態は、偶周波数状態の代表例である。奇周波数状態は、端的に言えば、同時刻相関をもたないクーパー対のボーズ凝縮状態である。この種の特殊な超伝導・超流動状態は、粒子間相互作用の遅延効果により安定化する可能性がある。現在、重い電子系物質などでその実現可能性が議論されている [2]。

奇周波数超伝導研究の一風変わったアプローチとして、超伝導体を含む接合系を使って人工的に奇周波数クーパー対を作り出す方法が提案されている [3]。超伝導を示さない通常の金属（常伝導金属）を超伝導体に接合すると、接合面を通して超伝導体側からクーパー対がしみ出してくる。近接効果と呼ばれるこのトンネル現象のために、常伝導金属も超伝導性を示すようになる。このような近接構造のしみ出し領域に奇周波数クーパー対が生成されるのである。

二種類の生成法が提案されている。

その一つは、強磁性体を超伝導体に接合することによって実現する。接合する超伝導体は従来型のスピン一重項  $s$  波超伝導金属でよい。この接合系の特徴は、強磁性体中でスピン空間の回転対称性が破れる点にある。そのために、強磁性体にしみ出したスピン一重項  $s$  波対からスピン三重項  $s$  波対が生成され、このクーパー対は奇周波数対称性をもつことがパウリの原理から要請されるのである [4]。スピン三重項  $s$  波対を構成する二電子は、空間的にではなく、時間的に避け合うことでパウリの原理に従っている。

二つめは、 $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  のようなスピン三重項超伝導体を接合し、常伝導金属にスピン三重項クーパー対を供給する方法である [5]。常伝導金属は、普通そうであるように、不純物を含む“汚い金属”であると仮定する。

一般に、接合系では並進対称性が破れるため、 $s$  波、 $p$  波、 $d$  波・・・といった様々な軌道対称性をもつクーパー対が境界面に共存する [6]。これらのスピン三重項対は常伝導体中に拡散していくが、そのとき異方的な非  $s$  波対は不純物散乱によって破壊され、スピン三重項  $s$  波対だけが生き残る。上で述べたように、これは奇周波数クーパー対である。

このような近接構造を利用すると、我々が現在手に入れることのできる材料を組み合わせると、奇周波数クーパー対の物理を研究することができる。まずは、理論で予想されている「近接系の奇周波数  $s$  波対」を検出することが重要である。そのためには、近接効果の理論を用いて、奇周波数状態に特徴的な物性を見いだす必要がある。このような動機のもとに行われた最近の理論研究を紹介するのが本稿の目的である。

ところで、そもそも従来からの近接効果はどのように検証されてきたのだろうか。まずはその研究の歴史を振り返っておきたい。全てを網羅することはできないので、ここでは、本稿のタイトルに即して、磁気応答に関する過去の研究に注目する。

話は 1960 年代まで遡る。Berezinskii によって初めて奇周波数状態が論じられたのが 1974 年だから [1]、まだ周波数対称性という概念のなかった時代の話である。その頃に、近接効果に関する多くの先駆的理論研究が de Gennes らによってなされた [7]。そのひとつに、接合系のマイスナー効果の研究がある。その理論は後の実験で見事に検証されることになる。次のような現象が観測されたのである。常伝導金属と超伝導体の接合系に弱い磁場を印加し冷却していくと、あたかも超伝導体の体積が膨張していくかのように、反磁性帯磁率が温度変化する。この実験結果は、クーパー対が常伝導金属中にしみ出し、そのしみ出し距離が温度の低下とともに長くなると考えると自然に理解できる

ものであった。観測されたしみ出し距離の温度依存性は、理論の予言と整合することが示された [8]。当初はGL理論に基づく de Gennes らの定式化を使って実験が解析されたが、80年代に、準古典グリーン関数を用いた接合系の微視的理論が整備され、90年代に入ると、コンピュータの高性能化と低価格化も手伝って、準古典論に基づく詳細な数値計算が報告されるようになり [9-12]、実験は定量的な理論によってさらに強く裏付けられた。

マイスナー効果には、奇周波数クーパー対の奇妙な側面が現れる。普通の（偶周波数対称性をもつ）クーパー対は反磁性電流を運ぶ。この超伝導電流によって物質内部の磁場が遮蔽されるのが通常のマイスナー効果であり、この現象を通して従来の近接効果が検証されたことを上で述べた。一方、接合系の奇周波数  $s$  波クーパー対が運ぶ超伝導電流を計算してみると、それは常磁性電流であるという結果が出てくる [13, 14]。このことから次のような現象が接合系で起こると予想される。すなわち、近接効果によって誘起された超伝導が奇周波数  $s$  波対に支配されている場合には、磁場が常伝導金属中に振動しながら侵入する [13]。常磁性マイスナー効果とか負のマイスナー効果と呼ばれるこの現象を検証することは、超伝導物性物理学の極めて重要なテーマである。

常磁性マイスナー効果は、言わば、奇周波数クーパー対が生み出す軌道磁性であるが、では、スピン磁性には何か異常が現れるのであろうか。

この問題を検討するために、図 1 の上段に示したような「超流動近接構造」の磁気応答が調べられた [15]。超流動  $^3\text{He}$  が占める空間の一部に、エアロジェルという多孔質材料が組み込まれている系である [6]。エアロジェルの不規則な網目構造による不純物効果のため

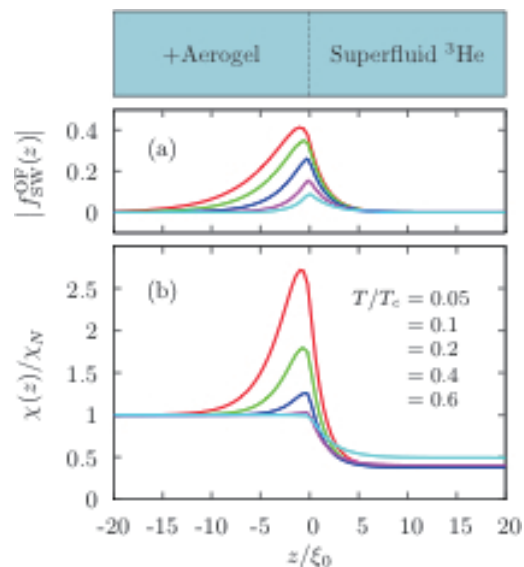


図 1 : エアロジェルと超流動  $^3\text{He}$  で構成される近接構造。(a) 奇周波数  $s$  波クーパー対振幅の空間依存性。(b) 局所スピン帯磁率。

に、この多孔体中に染み込んだ液体部分は“汚い”フェルミ常流動状態になっている。そして、図 1 (a) のように、そこには近接効果で生成された奇周波数  $s$  波クーパー対が存在する。電荷のないこの中性超流動系は、マイスナー効果のような軌道磁性を示さないで、スピン磁性を調べるのに適している。

この系の局所スピン帯磁率を計算すると、図 1 (b) の結果が得られる。エアロジェルとバルク超流動  $^3\text{He}$  との境界付近に現れるピークが特徴的である。降温とともに、そのピーク値は増大し、同時にピークの裾がエアロジェルの内部に広がっていく。このピーク構造の振る舞いと図 1 (a) に示した奇周波数  $s$  波対振幅の温度変化は明らかに相関している。さらに詳しい解析によって、帯磁率のピークが間違いなく奇周波数  $s$  波対の形成に由来していることが明らかにされた [15]。

エアロジェル中にしみ出した奇周波数  $s$  波クーパー対のスピンの状態を見ると、 $\uparrow\downarrow+\downarrow\uparrow$  状態になっていることがわかる。このような反平行スピン対が組まると、スピン帯磁率が減少すると考えるのが自然であるが、奇周波数状態では逆に増加するのである。

以上、奇周波数クーパー対の磁気応答について、近接系を舞台にした最近の理論研究を紹介した。奇周波数クーパー対は、軌道磁性を見ても、スピン磁性を見ても、偶周波数クーパー対とは正反対の応答をすることが明らかになってきた。現在、本新学術領域 B01 班代表者の石川修六氏を中心に、 $^3\text{He}$  の奇周波数対による異常なスピン常磁性（増強パウリ常磁性）の検証実験が進められており、興味深い結果が出てきている。一方、私の知る限り、常磁性マイスナー効果を検証する試みはまだ報告されていない。常磁性マイスナー効果は、奇周波数クーパー対が「負の超流動密度」を生み出す現象と捉えることもできる。超流動 $^3\text{He}$  を用いたその検出法を考案できると面白い。

## 参考文献

- [1] V.L. Berezinskii, JETP Lett. **20**, 287 (1974).
- [2] 本新学術領域 NEWSLETTER No. 3, 三宅和正, トピックス「奇周波数バルク超伝導について」
- [3] 本新学術領域 NEWSLETTER No. 2, 浅野泰寛, トピックス

「奇周波数クーパーペア」

- [4] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. Lett. **86**, 4096 (2001).
- [5] Y. Tanaka and A. A. Golubov, Phys. Rev. Lett. **98**, 037003 (2007).
- [6] S. Higashitani, Y. Nagato, and K. Nagai, J. Low Temp. Phys. **155**, 83 (2009).
- [7] Orsay Group on Superconductivity, Quantum Fluids: Proc. Sussex Univ. Symp. 1965, ed. D. F. Brewer (North-Holland, Amsterdam, 1966) p. 26.
- [8] Y. Oda and H. Nagano, Solid State Commun. **35**, 631 (1980).
- [9] S. Higashitani and K. Nagai, J. Phys. Soc. Jpn. **64**, 549 (1995).
- [10] W. Belzig, C. Bruder, and A. L. Fauchère, Phys. Rev. B **58**, 14531 (1998).
- [11] F. B. Müller-Allinger, A. C. Mota, and W. Belzig, Phys. Rev. B **59**, 8887 (1999).
- [12] J. Hara, M. Ashida, S. Higashitani, and K. Nagai, J. Phys. Soc. Jpn. **69**, 3493 (2000).
- [13] T. Yokoyama, Y. Tanaka, and N. Nagaosa, Phys. Rev. Lett. **106**, 246601 (2011).
- [14] Y. Asano, A. A. Golubov, Y. V. Fominov, and Y. Tanaka, Phys. Rev. Lett. **107**, 087001 (2011).
- [15] S. Higashitani, H. Takeuchi, S. Matsuo, Y. Nagato, and K. Nagai, Phys. Rev. Lett. **110**, 175301 (2013).

## 著者紹介



### ひがしたに・せいじ

1966年山口県出身。1991年理学修士（山口大学）。1994年博士（学術）（広島大学）。広島大学総合科学部助手などを経て2008年より現職。超伝導・超流動体の界面物性に興味をもっている。