

トポロジカル超流動  $^3\text{He}$ -B 相の表面マヨラナコーン

野村 竜司 / 東京工業大学大学院理工学科 助教

1937年にエットーレ・マヨラナは、粒子と反粒子が等価なスピン  $1/2$  を持つ中性素粒子（マヨラナフェルミオンと呼ばれる）の存在を提唱した。近年、これと同様の性質を持つ準粒子状態が、ある種の超流動・超伝導体の表面に実現しているのではないかと指摘され、その探索が活発になされている。これまで銅酸化物高温超伝導体をはじめとした異方的超伝導体の表面に、アンドレーエフ束縛状態という低エネルギー準粒子状態が生じ、トンネルコンダクタンスのゼロエネルギーにピークを作ることは知られていた。超伝導オーダーパラメーターの符号の角度依存性にもなう、準粒子干渉効果として理解可能で、その存在条件などもまとめられている [1]。異方的対状態の中でも、スピン 3 重項  $P$  波超流動・超伝導体における表面アンドレーエフ束縛状態が、新たな注目を集めているのだ。トポロジカル絶縁体や量子（スピン）ホール系物質で生じるギャップレスのエッジ状態などと同様に、バルクのトポロジカルな性質を反映して生じる表面状態として表面アンドレーエフ束縛状態が理解可能であるとの提案（バルク-エッジ対応と呼ばれる）がなされたことに端を発する。しかも、この表面アンドレーエフ束縛状態は、マヨラナフェルミオンであるというのである [2,3,4,5,6]。トポロジカル  $P$  波対凝縮体の表面状態研究の機運が盛り上がっている。

では超流動  $^3\text{He}$  を用いて、表面状態を研究することの意義は何であろうか。  $P$  波超伝導体ではないかと考えられている物質は多数存在するが、その対称性が完全に決定されているものは少ない。一方で、超流動  $^3\text{He}$  のバルク状態は、スピン 3 重項  $P$  波対状態として確立しており、複数の安定相の対称性も曖昧さ無しに完全に分っている。不純物や格子欠陥などの影響を受けない様々な高精度の実験との整合性から、スピン 3 重項  $P$  波対状態は確立しているのである。発見の初期になされた NMR 実験のみならず、スピン超流動流、スピンジョセフソン効果、多彩なオーダーパラメーター集団モードや量子渦など、スピン 3 重項  $P$  波

対状態に固有の多様な物理現象が研究されてきた歴史がある。バルク状態に曖昧さが無い超流動  $^3\text{He}$  は、表面状態の物理を攻略するのにも、理想的物質であると言えるだろう。正しく計算された理論は実験と合うはずであり、未知パラメーターの微調整によって理論と実験を合わせるという余地はない。合わない理論は間違っていることになるので、ある意味、決着のつく系である（はずである）。はたして超流動  $^3\text{He}$  は、本当にトポロジカル超流体であろうか？線形分散を持ったギャップレス表面束縛状態（マヨラナコーンと呼ばれる）の存在が、実験的に示されれば良いと考えられる。ただし、電荷を持たない超流動  $^3\text{He}$  では、当然ながらコンダクタンス測定は意味がない。 $^3\text{He}$  の表面状態を調べる手段は長らく存在せず、理論的考察は進められていたが、実験的には最近まで研究されて来なかった。

傍から見てみると、超伝導体では対状態の決定は、なかなか時間がかかるように見受けられる。電荷、磁性、欠陥、バンド構造、強相関などの様々な要因で、バルクの振る舞いが複雑であることが原因なのであろう。もちろん、これらの要因が超伝導体の物理を豊にしているに違いないが、対の対称性の決定という点においては、ことを複雑にしているに違いない。超伝導体においては、トンネルコンダクタンス測定により表面アンドレーエフ束縛状態の振る舞いを調べ、そこからバルクの対状態を推定するという手法は、高温超伝導体をはじめとして広く取られてきた。超流動  $^3\text{He}$  と比較すると、言わば逆向きのアプローチであるが、現在でもトポロジカル超伝導体の研究に活かされている重要な手法である。

長らく実験的には手付かずであった超流動  $^3\text{He}$  の表面アンドレーエフ束縛状態であるが、我々は横波音響抵抗測定が表面アンドレーエフ束縛状態を感度よく捉え、その表面状態密度の分光的情報が得られることを明らかにした [7,8,9]。また壁の境界条件を  $^4\text{He}$  薄膜でコートすることにより制御し、鏡面度が大きい時に、マヨラナフェルミオンの特徴の一つである線形分散関

係を持ったギャップレス状態が生じることを明らかにした [10,11]。

**横**波音響抵抗とは、 $\Pi$ を液体が壁に及ぼすずれ応力、 $u$ を壁の振動速度としたとき、 $Z = \Pi / u$ で定義される複素量である。ずれ振動する壁と液体との横運動量の受け渡しの目安であり、液体の最も基本的な応答の一つである。流体力学が成り立つ低周波では、粘性測定と等価であり分りやすい。実際に実験を行った超低温・高周波では無衝突領域であるため、粘性との単純な関係は無くなる。熱励起された準粒子の散乱や対生成機構が、 $Z$ に効いてくる。液体  $^3\text{He}$  中に浸した水晶振動子の共鳴線幅から実部 ( $Z'$ ) を、共鳴周波数変化から虚部 ( $Z''$ ) を求めることができる。水晶振動子の共鳴周波数は 10 から 100 MHz 程度であり、超流動  $^3\text{He}$  のギャップエネルギー  $\Delta$  と同程度であるため、表面に存在する束縛状態のエネルギー構造を分光的に明らかにできる。縦波ではバルクに超音波が伝播してしまうために、表面状態を捉えることはできない。横波を使うことは、ミソである。

まずは、準粒子散乱の境界条件を表す鏡面度  $S$  について説明しておく。これは壁での鏡面散乱の起こる確率を表し、 $S = 1$  が全ての準粒子が鏡面散乱する極限、 $S = 0$  が全ての準粒子が等方的に散乱する拡散的極限となる。中間の値の時は、両者の寄与が  $S : 1 - S$  の割合となることを意味するパラメーターである。壁での準粒子散乱を特徴付ける長さスケールはフェルミ波長であり、原子レベルのラフネスが準粒子の非鏡面散

乱に効いてくる。したがって何の処理もしていない壁の表面は十分に粗く、 $S = 0$  の拡散的散乱の極限にあると考えられる。超流動  $^3\text{He}$  を用いた表面状態の研究で便利な点は、振動子壁を超流動  $^4\text{He}$  薄膜でコートすることにより  $S$  を制御できることである。膜厚を変えることにより、 $S$  を連続的に変えることが可能である。また  $S$  の値は、常流動  $^3\text{He}$  の横波音響抵抗の測定から、実験的に決めることができる。超伝導体を用いた研究では実現困難な、境界条件（あるいは乱れと言っても良いだろうが）に対する表面アンドレーエフ束縛状態の系統的变化を調べることが可能となる。

理論で期待される境界条件への依存性を見てみよう。図 1 は、長登らによって計算された超流動  $^3\text{He}$ -B 相の表面における角度分解状態密度の理論計算である [11,12,13]。エネルギーの原点はフェルミエネルギーである。壁に平行な運動量成分とエネルギーに対しての状態密度が、いくつかの  $S$  に対して示されている。運動量に対しても連続分布であるが、この図では見やすさのために間引いている。 $S = 1$  では非常にシャープな線形分散が見られるが、これがマヨラナコーンである。 $S = 0$  では壁に沿った方向での並進対称性が破れるため、エネルギー巾が広がりマヨラナコーンは見とれない。しかし、中間程度のラフネス、例えば  $S = 0.5$  では、エネルギー巾は多少広がっているが、マヨラナコーンははっきりと見える。マヨラナコーンの構造は、ある程度境界条件を変えても安定に残ることが分る。

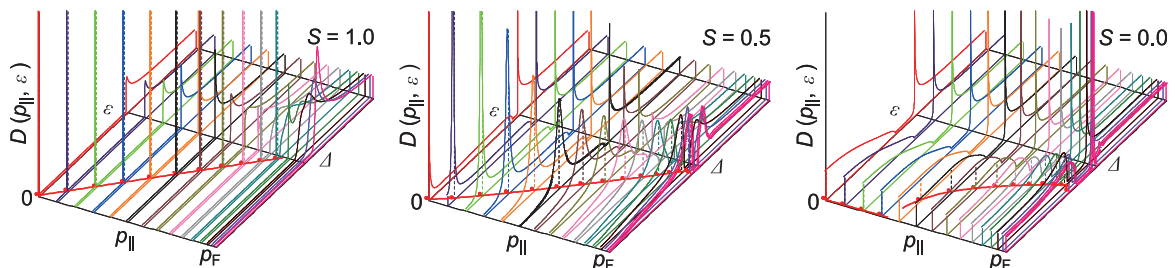


図 1.  $S$  を変えたときの角度分解表面状態密度の理論計算

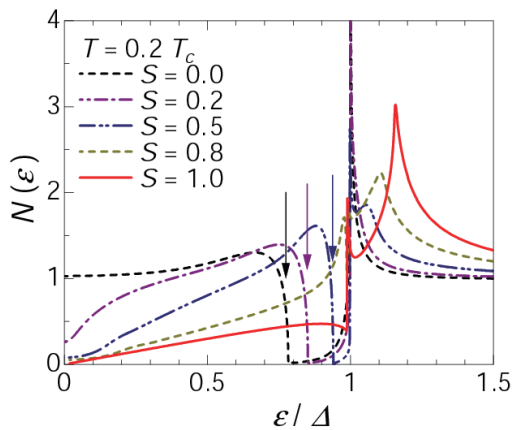


図2. 角度平均した表面状態密度の理論計算

次に図2に示した角度平均した状態密度の振る舞いを見てみよう [11,12,13]。S = 1 では、線形分散関係を反映した、エネルギーに比例する低エネルギー状態密度が現れる。S = 0 では、ほぼ平坦な状態密度を取り、上端でシャープに0に落ちるといった特異な振る舞いをする。矢印で示したこの上端のエネルギーを  $\Delta^*$  と呼ぶことにする。 $\Delta^*$  と  $\Delta$  の間のエネルギーには状態が現れず、小さなギャップが現れるという特徴がある。S が0から1へと大きくなるに従い、ゼロエネルギー状態密度は減少し、 $\Delta^*$  は増加してギャップレスになるという系統的变化を理論は予測する。 $\Delta^*$  と  $\Delta$  の間にギャップが生じることは、いくつかのグループがセルフコンシステントな計算から示していた。しかし、その物理的機構は良く分っていなかった。最近、長登らは、ラフネスによる散乱過程を考え、エネルギー  $\Delta$  以下の束縛状態と  $\Delta$  以上のボゴリェボフモード間に生じるレベル反発に起因するギャップ構造であるとの説明を与えた [14]。また同様なラフネスによるギャップの生成は、 $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  のような2次元 ABM 状態でも期待できる P 波対状態に普遍的な振る舞いの可能性があるが、まだ超伝導体での報告は無いようである。

トポロジカル超流動・超伝導体の表面状態は、乱れに対してロバストであると標語的に言われることは良くある。しかし、具体的に意味することが必ずしも明

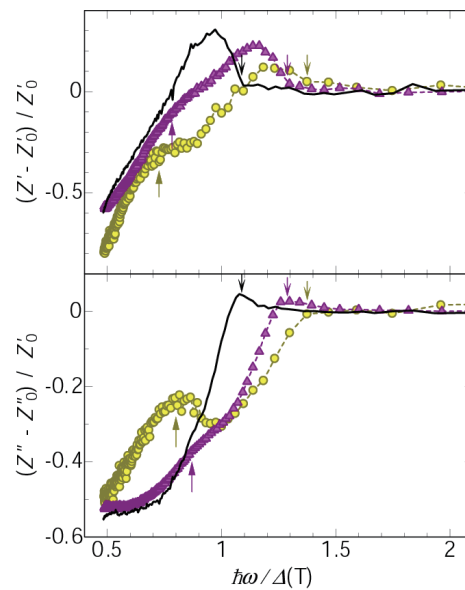


図3. 横波音響抵抗のエネルギー依存性の実験結果

確にされていないと感じるのだが、どうであろうか？我々の観測した、S を変えたときに生じる表面状態の変化は、表面状態のロバスト性という観点からも明らかにすべき重要な問題と考えている。

図3には、Z の測定結果をいくつかの S の値に対し示してある [11]。横軸は  $\Delta(T)$  でスケールしたエネルギー依存性にしてあるが、高温が高エネルギー、低温が低エネルギーに対応しており、温度依存性と本質的には変わらない。図4は Z のエネルギー依存性の理論であり、S 依存性も含めて実験の特徴を全て再現している。特徴的な振る舞いが、対破壊エネルギー  $2\Delta$  よりも低エネルギーで現れていることに注意して頂きたい。バルク B 相では、 $\Delta$  以下には状態は存在しない。したがって、 $2\Delta$  以下の低エネルギーで Z に構造が現れるという実験事実は、表面に低エネルギー準粒子状態が存在するということの直接の証拠である。

まず S = 0 での Z の測定結果の振る舞いを見ていくことにしよう [11]。下矢印で示すエネルギーには、実部にキック、虚部にピークがある。これらは理論でも再現されており、 $\Delta + \Delta^*$  のエネルギーで現れている。 $\Delta^*$  は S が小さいときに現れる、表面状態密度のシャープな上端のエネルギーであった。このキック、ピークは  $\Delta + \Delta^*$  のエネルギーを境に対破壊の様相が大きく変化することともなう、弱い特異性の現れとして理

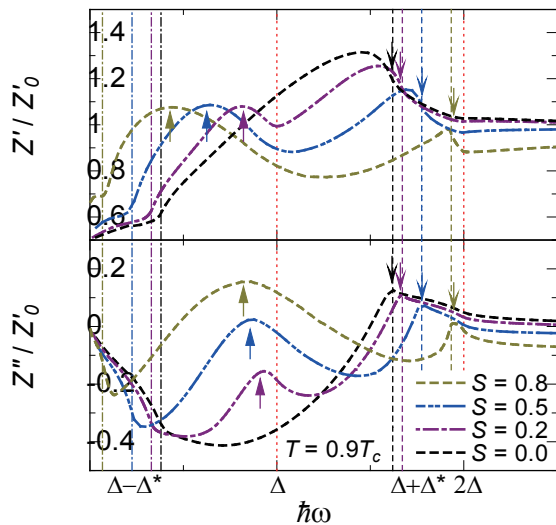


図4. 横波音響抵抗のエネルギー依存性の理論計算

解できることが、理論で分かっている。つまり図2で示した表面状態密度のサブギャップ構造を実験的に捉えたことになる。

$S$ が大きくなるにしたがい、キंक、ピークの位置が高エネルギーにシフトしていることがわかる。これは $S$ が大きくなるに従い、 $\Delta^*$ が大きくなっていることを示しており、理論の予測する $\Delta^*$ の $S$ 依存性と符合する。実験から $S$ の関数として $\Delta^*$ を決めることも可能で、 $S$ が十分大きいときに $\Delta = \Delta^*$ 、つまりラフネスが小さくなると表面状態がギャップレスになることが実験的にも確かめられた [9]。

次に低エネルギーでの $Z$ の振る舞いを見てみよう。 $S = 0$ では低エネルギーで単調に減少しているが、 $S$ が大きくなるにつれ、上矢印で示した新たなピークが成長するのが見える。この変化も理論で再現されており、熱励起された表面準粒子の非弾性散乱に起因することが示されている。図4の理論を見れば、 $Z$ の低エネルギーピークは $\Delta - \Delta^*$ から大きくなり始め、 $\Delta$ 付近で減少していることが分る。マヨラナコーンがそこそこはっきり見える $S = 0.5$ で考えてみると、図2の表面状態密度はゼロエネルギーで非常に小さく、また $\Delta^*$ 直下に極大を持っている。したがって、音響エネルギー $\Delta$ を受けとって $\Delta$ 以上のボゴリェボフモードに励起される低エネルギーの準粒子数は、 $S = 0$ の場合と比べ

て少なくなる。また $\Delta - \Delta^*$ の音響エネルギーを受けとって $\Delta$ 以上に励起される、極大付近の熱準粒子の占有数は多くなる。 $Z$ の低エネルギーピークが $\Delta - \Delta^*$ から $\Delta$ 程度のエネルギー巾を持っていることは、マヨラナコーンの顕在化にともなう、表面状態密度の構造変化から直感的に理解可能である。もちろん $Z$ の理解には、単なる状態密度ではなく、横運動量の受け渡しを考慮しないといけないので、この説明は単純すぎる。本質的に重要なのは、束縛状態の準粒子分散関係の変化である。

**壁**のラフネスを変えたときの $Z$ の系統的変化は、超流動 $^3\text{He}$ の表面アンドレーエフ束縛状態の角度分解状態密度変化としてよく説明できた。したがってラフネスが小さい時に、超流動 $^3\text{He}$ の表面にマヨラナコーンが生じることが実験的に示されたと言って良い。理論の予測するように、スピン3重項P波超流動 $^3\text{He-B}$ 相は、確かにトポロジカル超流動体であった [10,11]。バルク状態に曖昧さの無いP波対状態で、電子系に先駆けて表面のギャップレス線形分散関係が確認できた意義は大きいと考える。

マヨラナフェルミオンの重要な性質の一つ、線形分散関係は示されたが、より直接的なマヨラナ性の検証は次の課題である。マヨラナ性の帰結としてB相の表面状態の自由度が半減しているため、磁気レスポンス

が異方的になるとの予測があるので [3,4,6,15]、その検証を行ないたい。またヘリカル状態であるために、B相のマヨラナフェルミオンは表面スピンを運んでいるはずであるが、この検出方法も考案できると面白い。

実際の研究の進展は、この解説で書いたように一本道でスムーズに進んだわけではなかった。我々が実験で見出したZのキンク・ピーク構造の解釈に悩んでいた時に、理論で表面状態を考慮すると再現することが示された。またSが大きい時に理論が予言した低エネルギーのピークが、実際に<sup>4</sup>He薄膜コートの実験で確認された。B相のマヨラナフェルミオンの話題が出たのは、さらにその後のことであった。実験と理論が抜きつ抜かれつしながら進展する様を見ることが出来たのは、貴重な体験であった。理論面でお世話になった広島大学の長登康氏、東谷誠二氏、松尾繁政氏、山本幹雄氏、永井克彦氏に感謝申し上げます。なおこの研究は東京工業大学奥田研究室で行なわれた。

#### 参考文献

- [1] S. Kashiwaya and Y. Tanaka, Rep. Prog. Phys. **63**, 1641 (2000).
- [2] A. P. Schnyder *et al.*, Phys. Rev. B **78**, 195125 (2008).
- [3] S. B. Chung and S. C. Zhang, Phys. Rev. Lett. **103**, 235301 (2009).
- [4] T. Mizushima and K. Machida, J. Low Temp. Phys. **162**, 204 (2011).
- [5] Y. Tsutsumi *et al.*, J. Low Temp. Phys. **162**, 196 (2011).
- [6] Y. Nagato *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **78**, 123603 (2009).
- [7] Y. Aoki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 075301 (2005).
- [8] M. Saitoh *et al.*, Phys. Rev. B **74**, 220505(R) (2006).
- [9] Y. Wada *et al.*, Phys. Rev. B **78**, 214516 (2008).
- [10] S. Murakawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 155301 (2009).
- [11] S. Murakawa *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **80**, 013602 (2011).
- [12] Y. Nagato *et al.*, J. Low Temp. Phys. **110**, 1135 (1998).
- [13] K. Nagai *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 111003 (2008).
- [14] Y. Nagato *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **80**, 113706 (2011).
- [15] R. Shindou *et al.*, Phys. Rev. B **82**, 180505 (2010).

#### 著者紹介



#### のむら・りゅうじ

1968年大阪府出身。91年京都大学理学部卒業、98年京都大学大学院理学研究科博士課程単位取得退学、00年博士（理学）。Northwestern大学研究員を経て現職。量子液体・固体の動的現象に興味を持っている。