

論文内容の要旨

論文題目 膜厚を制御したヘリウム3薄膜の超流動転移の研究

氏名 齋藤 政通

(背景)

バルク超流動 ^3He の性質は、これまでに理論、実験とも盛んに研究され、p 波超流動の様々な性質が明らかになり、固体内電子の振舞いを理解する上でも重要な概念を我々にもたらした。ゼロ磁場中のバルクの ^3He 超流動相は、エネルギー・ギャップが等方的な B 相と、ノードを持った異方的な A 相が高温高压側に存在することがよく知られている (図1)。

一方、超流動 ^3He をコヒーレンス長 $\xi(T) = \xi(0)(1 - T/T_c)^{-1/2}$ 程度の狭い隙間に閉じ込めると、境界の秩序変数への影響が顕著になり、バルクとは異なる性質が現れる(サイズ効果)。間隔 D の平行な狭い隙間(スラブ)に閉じ込められた場合、壁面での準粒子の散乱のため、等方的な B

相より、異方的な A 相の方が \mathbf{l} ベクトルを壁に垂直に向けることで、安定に存在できることが知られており、0 bar でも A 相の出現が予想されている(図2)。このような振舞いを、系のサイズをコヒーレンス長でスケールした量 $D/\xi(T)$ で表すと、 $D/\xi(T) \leq 5 \sim 7$ あたりで B 相より A 相が安定となり、 $D/\xi(T) \leq \pi$ では超流動状態が存在できず、常流動状態となることが理論的に示唆されている。

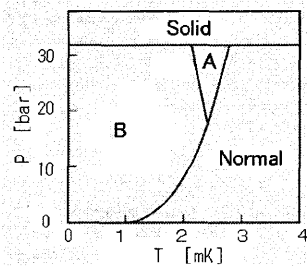


図1 バルク超流動 ^3He の相図

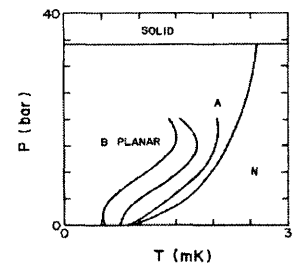


図2 スラブでの A-B 相境界

左から $D = 0.2, 0.3, 0.5 \mu\text{m}$ の場合の A 相と B-プラナー相との相境界の様子。最も右の線は $D = \infty$ でバルクの常流動相との境界を示している。(Li らの理論による結果[1])

一方、実験的には高圧領域で A・B 相境界が低温側にシフトするのが確認されているが、あまり詳しいことは分かっていない。特に飽和蒸気圧 (0 bar) 下での超流動 ^3He 薄膜の測定は、超低温環境下において、微量のサンプルを取り扱うという、技術的困難が伴い、実験を進展させる上での障害となっている。

(研究目的)

最近の微細加工技術の進歩により、そのような技術的困難を克服できる可能性が開けてきた。本研究ではくし型電極という微細な構造を持った装置を製作し、超流動 ^3He 薄膜の実験に臨んだ。この装置では、超流動 ^3He 薄膜の膜厚の制御が可能であることが第 1 の特長であり、系のサイズを自由に操作できるため、サイズ効果の詳しい検証に強力な道具となることが期待される。具体的には、くし型電極を用いて、超流動転移温度の膜厚依存性を測定し、 $D/\xi(T) = \pi$ の検証、および臨界流の膜厚依存性の測定から A・B 相転移を流れの散逸機構の変化として捉えることを本研究の目的とした。

(実験装置)

くし型電極とは図 3(a)にあるように、くしの形をした電極の「歯」を互いの隙間に入れる形で配置し、平面展開型のコンデンサーを形成したものである。このくし型電極の「歯」は幅 $10\ \mu\text{m}$ であり、これがガラス基板の上に 200 本並び全体で上下 2 対の電極を構成している。この微細な構造は電子線描画装置を用いて作成した。

このくし型電極を図 3(a)のようにバルク液面に対し垂直に設置して実験を行った。電極間に電圧を印加し電極上に電場を発生させると、液体 ^3He は有限の比誘電率があることから、電極上に引き寄せられる(図 3(b))。この性質を利用して、DC バイアス電圧により、液体 ^3He の流れを制御することが可能となる。また、電極上の液体 ^3He の量は電極間の静電容量の測定から知ることができ、静電容量の時間変化を測定すれば、液体 ^3He の流れに関する情報を得ることができる。

さらに、この実験で使用したくし型電極は、上下に 2 対並んだ構造であるために、上下それぞれ独立にバイアス電圧で制御することが可能となっている。したがって、下側電極は、一定のバイアス電圧を印加し続けることで、バルクと上側電極を結ぶある一定の膜厚を保持した流れの経路となる。下側電極への印加電圧によりこの経路の膜厚を変えることができるので、流れの膜厚依存性を調べることが可能となる。

(実験方法)

[超流動転移温度の測定方法]

図 4 が超流動転移の測定例である。この例では下側電極上の膜厚は $1.7\ \mu\text{m}$ に設定し、上側電極への印加電圧を 80

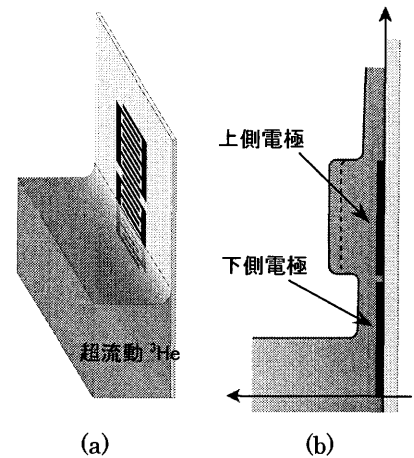


図 3 くし型電極の概念図

(a) 試料セル中くし型電極を液面に対して垂直に設置した様子。(b) くし型電極に電圧を印加したときの概念図。上下の電極へは独立に電圧を印加することができる。

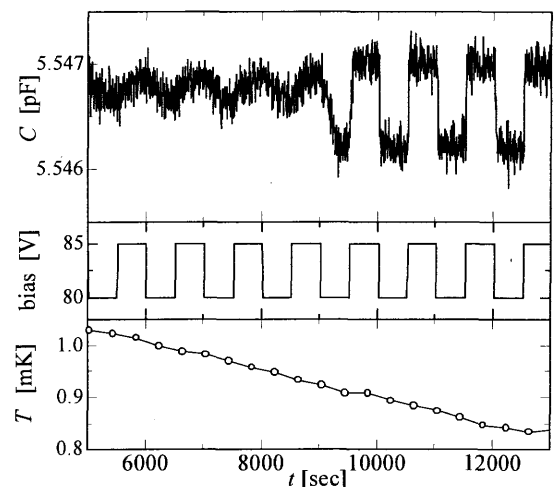


図 4 超流動転移温度の測定例

時刻 t における静電容量 C 、上側電極への印加電圧、温度 T をプロットした。矢印で示した $t = 9000$ 秒、 $T = 0.93\ \text{mK}$ 付近で常流動相から超流動相へ転移したことが静電容量の応答の変化から分かる。

V と 85 V で 500 秒ごとに切り替える操作を繰り返しながら、温度を $1 \mu\text{K}/\text{min}$ 程度で比較的緩やかに変化させ、上側電極の静電容量を測定し電圧の変化に対する液体 ^3He の応答を観測した。常流動相から超流動相への転移が、液体 ^3He の粘性の劇的な変化のために、静電容量の電圧に対する応答が突然鋭敏になることで観測できた。下側電極を種々の電圧で固定して同様の測定をすることで、膜厚 $7.3 \sim 0.21 \mu\text{m}$ の範囲の超流動転移温度を測定することができた。

[超流動臨界流の測定方法]

上側電極への印加電圧で流れを駆動するという操作性の自由度を活かし、「リニア掃引」「パラボリック掃引」という 2 種類の方法で、非散逸的な流れ(永久流)と散逸の流れとの境界としての臨界流を測定した。

リニア掃引は図 5 のように時間 t に対して一定の傾き ($V \propto t$) で電圧を変化させ、静電容量の変化から流れの振舞いを調べる方法である。この方法により、ある掃引速度より速くしたときに、それまで非散逸的(図 5(a)) だった流れが、散逸的となる変化が観測された(図 5(b))。即ち散逸の流れのオンセットとしての臨界流の測定をすることができた。

また、 $V \propto t^2$ の形で、電圧を掃引することで(パラボリック掃引)、時間に比例した掃引速度 $\dot{V} \propto t$ となり、リニア掃引では多数の掃引が必要であったが、一度のパラボリック掃引で臨界流の観測が可能となる。

以上 2 つの掃引方法それぞれの特長を活かし、リニア掃引では流れを駆動する速さに依存した超流動 ^3He 薄膜の振舞い、パラボリック掃引ではより広い温度、膜厚範囲での臨界流の振舞いを調べることができた(図 8)。

(実験結果と考察)

[超流動転移温度の結果]

膜厚 d について $0.21 \leq d \leq 7.3 \mu\text{m}$ の範囲で、超流動転移温度を決定することができた(図 7)。その結果、 $0.8 \mu\text{m}$ 以上の厚い膜ではバルクとほとんど同じ転移温度を示した。 $0.8 \mu\text{m}$ 以下の膜厚では転移温度の低下が見られ、バルクの性質から、サイズ効果の顕著な領域への変化を連続的に捉えた初めてのデータとなった。ややデータのばらつきはあるものの、バルクと $0.28 \mu\text{m}$ 以下の Steel ら[2]、Xu ら

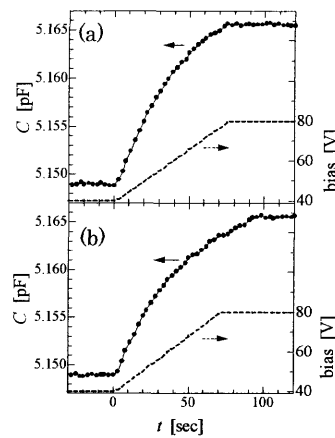


図 5 リニア掃引の測定例

膜厚 $0.47 \mu\text{m}$ 、温度 0.71 mK で電圧を 40 V から 80 V へ掃引したときの例。(a)は 75 秒で掃引(破線)し、掃引終了とほぼ同時に静電容量(\bullet)が平衡値に達しているのに対し(非散逸の流れ)、70 秒で掃引した(b)は掃引終了から 20 秒遅れて平衡値に到達している(散逸の流れ)。

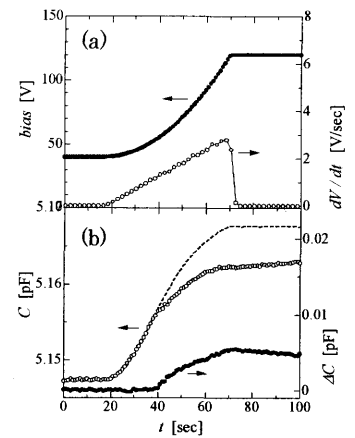


図 6 パラボリック掃引の測定例

(a) 40 V から 120 V へ電圧を放物線状に変化させた様子(左軸)。このとき電圧の傾き(右軸)は時間に比例して増加する。(b)同時刻での静電容量の変化の様子。破線は膜厚 $7.3 \mu\text{m}$ の結果であり、終始電圧と平衡を保った場合の曲線を示している。それに対し、 $0.47 \mu\text{m}$ (\circ)は $t = 40$ 秒付近で遅れが生じているのが分かる。 (\bullet) は両者の差を表している。

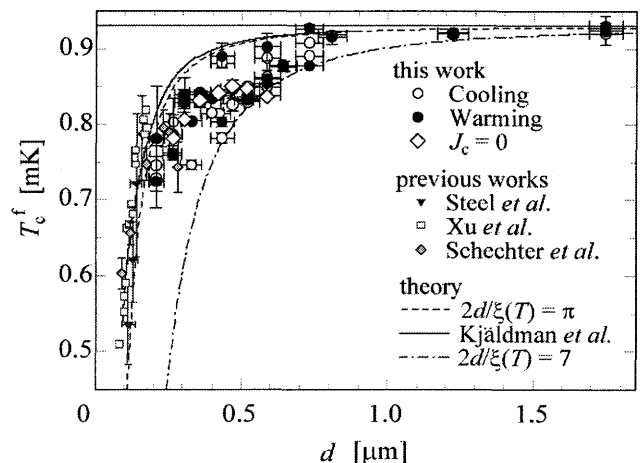


図 7 超流動転移温度の膜厚依存性の測定結果

[3]および Schecter ら[4]の実験結果に一致するような傾向となり、これらの他の実験とはコンシステントな結果となった。一方、理論との比較に際し、前述の D は「壁～壁」の距離であるのに対してここで用いている d は「壁～自由表面」の距離であることに配慮すると、自由表面は超流動を抑制しない境界であるので、後者は実効的に 2 倍の膜厚、即ち、 $D = 2d$ となると考えられている。これにより Steel ら[2]、Xu ら[3]は、 $D/\xi(T) \leq \pi$ の曲線(図 7 破線)および、Kjaldman ら[5]の計算結果(図 7 実線)とほぼ一致した結果を得た。しかし、本研究の結果はそれらの曲線と一致しない変化をたどり、膜厚の薄い方で、再び一致する傾向となった。

[超流動臨界流の測定結果]

リニア掃引、パラボリック掃引の 2 つの方法で、 $0.59 \sim 0.26 \mu\text{m}$ の範囲で 7 種類の膜厚について臨界流を測定した。図 8 に $0.47 \mu\text{m}$ と $0.26 \mu\text{m}$ の測定例を挙げる。

膜厚が厚くなるにつれて傾きが徐々に急になる傾向が見られた。また、 J_c が 0 となる温度として決めた転移温度(図 7 \diamond)も、前述の方法で決めた超流動転移温度とほぼ同様の膜厚依存性を示した。

また、スラブ中でのペア・ブレイキング (対破壊) による臨界流の計算を行った Jacobsen ら[6]の理論との比較を行ったが、温度依存性の一致は見られるものの、臨界流の大きさは、理論予測の 20 ~ 30 %にとどまり膜厚の増加に対して増加傾向を示すなど([6]の理論では膜厚に依存しないとされている)、一致は見られず、ペア・ブレイキング以外の散逸機構が働いていることが考えられる。

なお、この測定は、超流動 ^3He 薄膜において、流れを駆動する速さにより、このような、非散逸の流れと、散逸の流れの領域に分けられるということを実験的に示した初めての例となった。

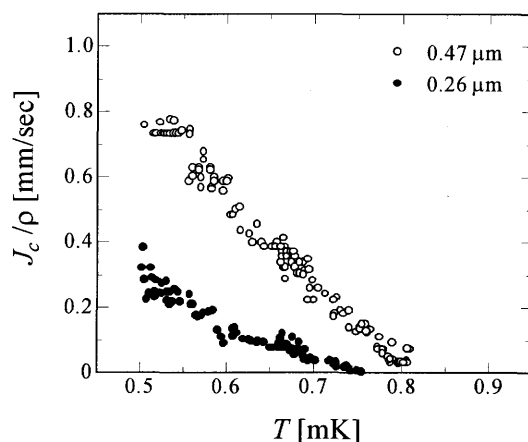


図 8 臨界流の測定例

参考文献

- [1] Y. H. Li, and T. L. Ho, Phys. Rev. B **38**, 2362 (1988).
- [2] S. C. Steel, J. P. Harrison, P. Zawadzki, and A. Sachrajda, J. Low Temp. Phys. **95**, 759 (1994).
- [3] J. Xu, and B. C Crooker, Phys. Rev. Lett. **65**, 3005 (1990).
- [4] A. M. R. Schechter, R. W. Simmonds, R. E. Packard, and J. C. Davis, Nature **396**, 554 (1998).
- [5] L. H. Kjaldman, J. Kurkijärvi, and D. Rainer, J. Low Temp. Phys. **33**, 577 (1978).
- [6] K. W. Jacobsen, and H. Smith, J. Low Temp. Phys. **67**, 83 (1987).