

IIII 身近な宇宙，落下塔による微小重力実験 IIIII
(原著論文)

微小重力実験による飽和超流動ヘリウム中膜沸騰の 臨界熱流束における van der Waals Force 力効果の検証

高田 卓¹・木村 誠宏²・間宮 幹人³
永井 秀明³・村上 正秀⁴・岡村 崇弘²・野澤 正和⁵

Verification of Effect of van der Waals Force on Critical Heat Flux in Saturated Superfluid Helium in Microgravity Experiment

Suguru TAKADA¹, Nobuhiro KIMURA², Mikito MAMIYA³, Hideaki NAGAI³,
Masahide MURAKAMI⁴, Takahiro OKAMURA² and Masakazu NOZAWA⁵

Abstract

Superfluid helium (He II) is a unique fluid having many characteristic features different from those of ordinary fluids. Film boiling in saturated He II in earth gravity is strongly affected by the sub-cooling due to a small hydrodynamic pressure. In this study, microgravity experiments with He II were conducted using a drop tower, because zero sub-cooling can be realized in microgravity. The experimental study confirmed that the critical heat flux in He II in microgravity was subjected to the influence of the van der Waals force. Owing to the extremely high effective thermal conductivity of He II, the effect of the van der Waals force on the critical heat flux in microgravity became notable, although this effect did not appear at all in any ordinary fluids. Comparison of the critical heat flux in normal liquid helium (He I) with the previously reported results of Straub's experiments, which is compared the extended Zuber's relation, confirmed that the result of He I agreed with the correlation derived from the surface tension and buoyancy but the result of He II disagreed with it.

Keyword(s): Superfluid helium, Microgravity, Film boiling, Visualization

1. 研究背景

超流動ヘリウム (He II) は、**Fig. 1** の液体ヘリウムの相図中の飽和蒸気圧曲線の破線 (約 2.17 K) の左側に存在する流体で、この破線を境に古典流体である常流動ヘリウム (He I) とは異なった性質を持つ¹⁾。

2.17 K 以下であると言う極低温性と後述する性質故に、多くの先端科学分野に応用されている。例えば地上では、ヒッグス粒子発見で脚光を浴びた大型加速器 LHC の加速器用超伝導磁石の冷却に使用され、微小重力下では赤外線天文衛星あかり等の鏡面や検出器の冷却に使われている^{2,3)}。現在でも 2015 年度打ち上げ予定の次世代 X 線天

文衛星 ASTRO-H 等にも搭載予定であるなど科学利用が進められている⁴⁾。天文衛星に代表される微小重力下での He II 利用のため、He II 中の熱流動について物理的理解を目的とした微小重力実験が求められていた。同時に、他の流体とは異なる幾つかの物理条件が達成される流体であることから、微小重力下で実験を行う事は物理的にも非常に興味深い要素を持っている。例えば、他の気体がすべて固化してしまう極低温であるため、沸騰において溶存気体による核形成などを考慮に入れる必要は無い。また、He II は粘性を持たないため、気泡の非定常な運動方程式に粘性項を考慮する必要も無い。さらに特筆すべきは超熱伝導性と呼ばれる高い実効的熱伝導率のため、

-
- 1 自然科学研究機構 核融合科学研究所 〒509-5292 岐阜県土岐市下石町 322-6
National Institute for Fusion Science, National Institute of National Science, 322-6 Oroshi-cho, Toki, Gifu 509-5292, Japan.
 - 2 高エネルギー加速器研究機構 〒305-0801 茨城県つくば市大穂 1-1
High Energy Accelerator Research Organization, 1-1 Oho, Tsukuba, Ibaraki 305-0801, Japan.
 - 3 産業技術総合研究所 〒305-8565 茨城県つくば市東 1-1
National Institute of Advanced Industrial Science and Technology, 1-1 Higashi, Tsukuba, Ibaraki 305-8565, Japan.
 - 4 筑波大学 〒305-8573 茨城県つくば市天王台 1-1
University of Tsukuba, 1-1 Tennodai, Tsukuba, Ibaraki 305-8573, Japan.
 - 5 秋田高専 〒011-8511 秋田県秋田市文京町飯島 1-1
Akita national college of Technology, 1-1 Iijima, Bunkyo-cho, Akita 011-8511, Japan.
(E-mail: takada.suguru@LHD.nifs.ac.jp)

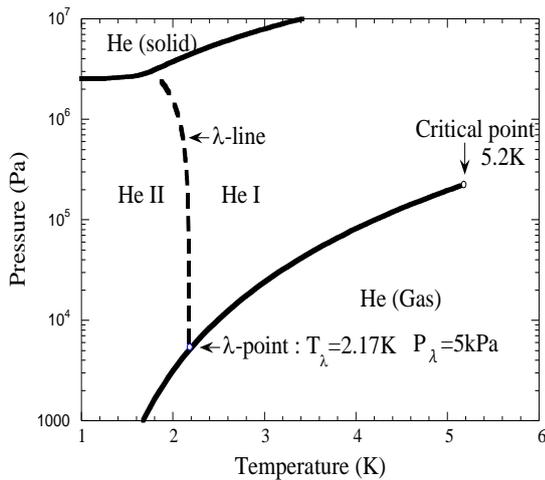


Fig. 1 Phase diagram of ^4He .

地上重力下でも沸騰中で離脱気泡が起きない事である。これらの特徴から、微小重力下の He II 沸騰実験により他の古典流体では重力によって覆い隠されてしまう物理が明らかにされる事が期待されていた。

これまでの He II の微小重力実験は全て航空機実験またはロケット実験であったため、高い安全性と高コスト、そのために数少ない実験しか行えないという問題を抱えていた^{5,6,7)}。特に低温流体を使った実験は、装置から排出されるガスをどのように排気するのかなど解決すべき課題が多い。これに対して開放空間に設置された 2 重カプセルの落下塔を利用した実験は、装置の安全性に対処しやすく、低コストで回数の多い実験を行える環境を構築できる。本実験は世界で落下塔を用いた唯一の He II 微小重力実験例である。本実験により過去の航空機を用いて行われた 100 mG から 25 mG 程度の環境下で取得された He II 沸騰実験の⁸⁾の不明確部分をより精緻に測定可能な 1 mG の実験環境を実現した。

2. 沸騰に関する He II の特異な性質

沸騰に関する熱流動の観点から He II における重要な性質は、粘性無し流れと超熱伝導性と呼ばれる極めて高い実効熱伝導率である。つまり、沸騰開始前の状態として完全な濡れを仮定してよく、気泡成長についても液相の粘性項を無視して構わない。さらに、He II 内の温度分布については極めて高い熱伝導率を持つ導体かのように扱って良いということが肝要である。

こうした特異な性質のため、He II 中の沸騰では安定した核沸騰領域が見られず膜沸騰領域のみが発現する。超熱伝導性の為に気泡の離脱がおきない。

また、He II の密度の温度依存性も他の流体と異なる。Figure 2 で示すように He II は温度による密度変化が試験条件の中で一番低い 1.9 K から λ 温度 (2.17 K) までの間で 1%以下である。つまり、He II 中の密度差による

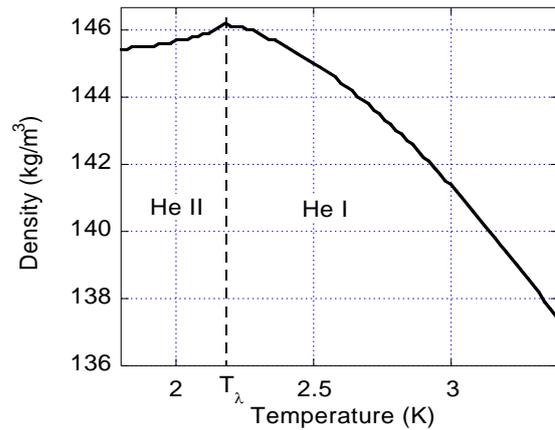


Fig. 2 Dependence of density of liquid helium on temperature along saturated vapor line.

対流項も極めて小さいため、熱流動にとって重力の効果が比較的小さい流体である。このため、地上重力下であっても Fig. 3 のような古典流体の膜沸騰では見られないほぼ上下対称な膜沸騰状態が観察できる⁸⁾。更に蒸気膜厚が厚くなった場合には、蒸気に対する浮力の為に Fig. 4 に見られるような Rayleigh-Taylor 不安定性に基づくパターンも観察される⁹⁾。どちらの可視化結果も直径 50 μm のワイヤーヒータ周りの蒸気膜をとらえたものであり、中央の円筒形状のヒータを覆う蒸気膜が極めて薄い事が理解できる。

他の流体と違って飽和 He II 中の膜沸騰が強く受ける重力の効果は、液頭圧である。元々の飽和蒸気圧が 5 kPa 以下と小さいため、僅かの液頭圧であっても十分なサブ

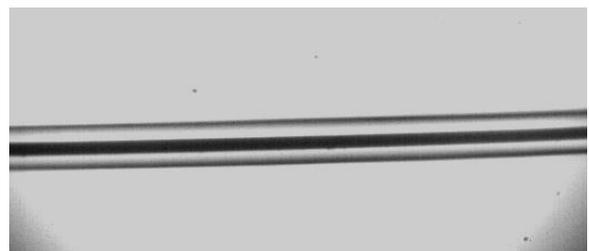


Fig. 3 Typical visualization result of silent film boiling in saturated He II at 1.9 K, with immersion depth of 10 cm and $q_w = 8.929 \text{ W/cm}^2$ (taken from Ref. 8).

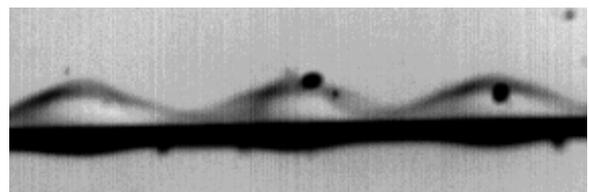


Fig. 4 Typical image of standing vapor bubbles in silent film boiling mode, with saturated vapor pressure of 2.0 K, $q_w = 1.93 \text{ W/cm}^2$, and immersion depth of about 5 cm (taken from Ref. 9).

クール度が生じる。このため、飽和 He II 中の膜沸騰に至る臨界熱流束は、液頭圧が作るサブクール度を主たるパラメータとして議論されており、He II 研究においてサブクール度ゼロの環境で He II 沸騰はどのようになるかという点で微小重力実験は重要であった。

3. 実験装置

本実験では産業技術総合研究所・北海道センターに設置されている 2 重カプセル式の自由落下塔を使用した。微小重力を保つ時間は 1.37 s、得られる微小重力は 0.8 ~ 1.0 mG であり質の高い微小重力環境が提供される一方、実験機器の収納容積と最大搭載荷重に制限が掛けられている。

実験機器が収納される容積は直径 720 mm 高さ 980 mm、実験機器に許される質量は 100 kg 未満で、質量バランスを考慮した機器配置が求められた。以下に落下実験に用いた実験装置並びに可視化窓付クライオスタット（極低温用容器）について記述する。

3.1 落下用実験装置

落下用実験装置は、主に可視化窓付クライオスタット、可視化画像の記録系、He II 槽内のヒータ電力を記録・制御する計測系並びに He II を生成・保持するため真空減圧装置により構成されている。

可視化画像の記録は固体メモリが内蔵された小型の高速デジタルビデオカメラ（最大 462 fps）、高輝度の小型 LED 光源、ビデオカメラ制御用ラップトップ PC から構成されている。PC はハードディスクを内蔵した市販品を使用し、落下塔の制動減速（最大 6 G）への特段の対策は行っていない。レンズにテレセントリックレンズを使用し、密度に高い感度を持つ撮像を行った。後述する可視化結果の撮影領域は約 20 x 20 mm である。

He II 槽内のヒータと槽内温度並びに飽和圧力を記録・監視する計測系は固体記録装置並びに最大出力 50 W の定電力電源及びタイミング回路から構成されている。定電力電源は He II 槽内のヒータ表面に沸騰を生成すると共に加熱されたヒータの電気抵抗変化に追従して熱流束を一定に保持するためフィードバック回路を備えた。ヒータの抵抗変化による定電力電源の応答速度は 10 ms 以下であり、落下塔が生成する微小重力時間に対して十分に小さい。自由落下開始前よりヒータに通電し、落下後までヒータに一定熱流束を供給した。

沸騰生成に使用するヒータには直径 50 μm のマンガン線を使用した。マンガン線は極低温領域にいたるまで温度によって電気抵抗値が 1 対 1 の正の相関を示すことから、電気抵抗値を測定することにより加熱中のヒータ温度を知ることが出来る。実験では、窒素ガス、液体窒素、液体ヘリウム中のそれぞれの環境下で校正済み温度計との比較校正により、予めマンガニンの電気抵抗と温度の関係を値付けしている。

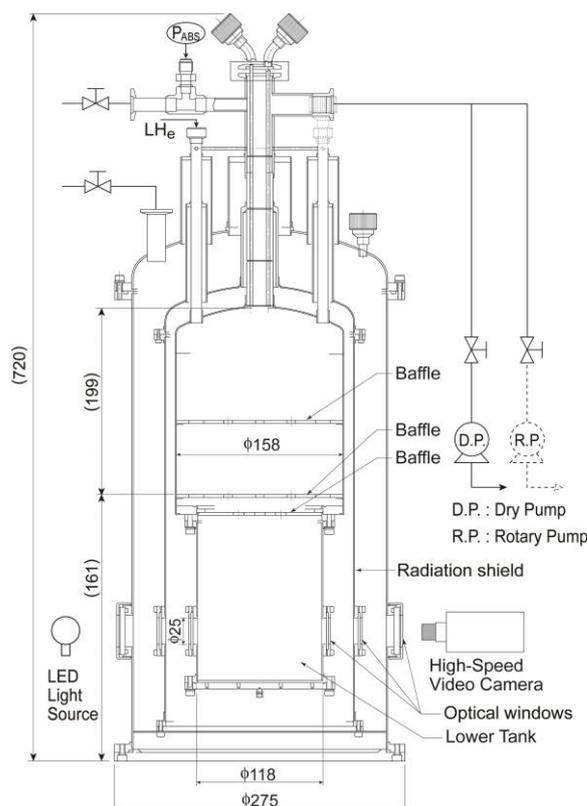


Fig. 5 Cross sectional view of cryostat with plumbing and visualization system.

落下中の実験槽内の液体ヘリウムを He II 状態として保持する減圧真空系としてダイヤフラムポンプ（排気速度 1.2 m^3/h 、最低到達圧力 200 Pa）が実験装置に組み込まれている。ダイヤフラムポンプは落下中の実験槽の圧力保持のみを行い、実験の準備段階及び落下実験後の He II の再生成は外付けのロータリーポンプを併用することにより行った。

実験装置は、輸送と現地での組立の容易さを考慮して、アルミ製ベースプレート上に組み立てられている。ベースプレートを含む最終的な落下総質量はバランス重量を除いて 70 kg 未満に抑えられた。

3.2 可視化窓付クライオスタット

本実験で使用した可視化窓付クライオスタットの仕様を次に示す。

- | | | |
|---|------------|-----------------|
| ① | クライオスタット外径 | 275 mm |
| ② | クライオスタット全高 | 720 mm |
| ③ | 質量 | 約 20 kg |
| ④ | 最低到達温度 | 1.7 K（光学窓取り付け時） |
| ⑤ | 温度安定度（落下中） | 25 mK 以下 |

使用したクライオスタットの構造図を Fig. 5 に示す。クライオスタット内の He II を保持する貯液槽は落下開始

時の液の巻き上がり (sloshing) を抑制するため、多孔質金属を組み込んだ 3 枚のバッフル板 (baffle) を備えた液溜槽 (reservoir tank) と可視化窓付き実験槽 (lower tank with optical windows) に分かれる。

また、最内槽への輻射熱の抑制のため、最内槽を囲う輻射シールドが液体ヘリウムの蒸発ガス取り出し管に熱アンカーされることで室温との中間温度に冷却されている。実験槽は最内槽から直径 3 mm の GFRP 製ロッド 3 本と最内槽からの連結配管並びに輻射シールド底からの点支持により固定されている。

実験槽には熔融石英ガラスを使用した有効直径 25 mm の可視化窓 2 箇所が沸騰観測用として取り付けられている。この可視化窓は、輻射シールド並びに真空槽外壁にも備えられ、2 箇所計 6 枚のガラスによりクライオスタット外側からの可視化を可能にしている。その他、実験槽内には温度測定用として校正済のダイオード温度計が組み込まれている。

計測は、自由落下装置からの接点信号を基準とし、実験装置内に設置されたタイミング回路により落下開始と同期させたヒータ並びに温度計等の信号計測と沸騰の可視化観測を行っている。なお、振動による加速度を回避するため、自由落下中は実験槽の減圧排気を停止するが、実験中の温度上昇は 25 mK 以内である。排気停止による圧力上昇により実験槽の He II はサブクールされることは無く、飽和曲線に沿って状態が僅かに変化するだけのほぼ定常な状態が得られている。

3.3 比較実験用ガラスデュワー

これまで述べた微小重力実験に対して地上重力環境下での比較のため、Fig. 6 に示すガラスデュワーを使用して実験を行った。前述の落下塔用可視化クライオスタットでは、構造的に液頭の測定と制御が難しいため液面を観察する事の出来るスリットが入ったガラスデュワーを用いている。この装置では、ガラスデュワーは He II 液溜

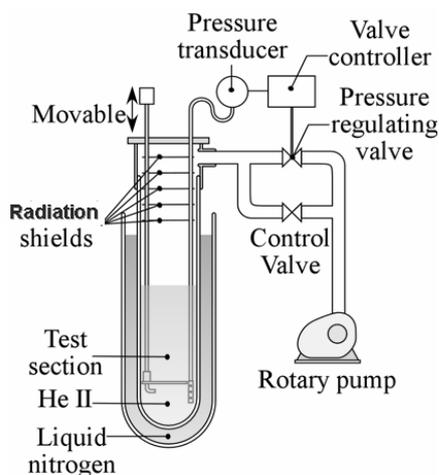


Fig. 6 Schematic illustration of glass Dewar experiment in earth gravity.

の中をヒータ部分が上下できるように製作され、ヒータから自由界面までの距離を調節することが出来る。その他ヒータへの通電方法等は落下実験で使用した方法と統一して実験を行った。

4. 実験結果と考察

落下直前から落下後の He II 中の沸騰の様相の代表的な可視化画像の例を Fig. 7(a)-(c) に示す。地上重力下では識別が難しいほどの薄い蒸気膜 (Fig. 7(a)) の状態から、自由落下直後から非常に短い時間で蒸気膜は大きく拡大し (Fig. 7(b))、最終的に可視化窓の有効直径 25 mm を超える大きさまで成長する (Fig. 7(c))。こうした急激な気泡の成長があるものの、ヒータ温度は 0.4 秒程度のうちに定常状態へと達する。条件によって、必ずしもヒータ細線に平行な蒸気膜が形成されるわけでは無いが⁸⁾、気泡の離脱は起こらない。地上重力下で He II の核沸騰領域が観測されないように、微小重力下であっても He II の核沸騰領域は存在しないと結論できる。

これに対し古典流体である He I の様相を次に示す。Fig. 8(a)-(d) は地上重力下では核沸騰から微小重力に遷移移することにより膜沸騰に遷移していく可視化結果である。非常に細かい気泡を出す核沸騰 (Fig. 8(a)) は落下開始直後にその気泡の動きが止まり、やや大きな気泡が細線ヒータから離脱するようになる (Fig. 8(b))。その後、気泡の細線ヒータからの離脱が無くなり、徐々に気泡の合体を繰り返して大きな気泡へと成長していく (Fig. 8(c)-(d))。

一方、Fig. 9(a)-(d) で見られるように比較的熱流束の小さい場合は気泡の離脱が継続する。地上重力中では、サブミリメートル級の微小気泡が生成され、そのまま上

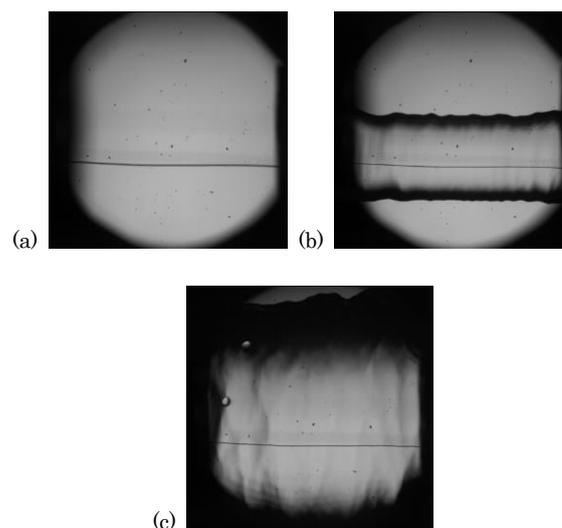


Fig. 7 Typical visualization result of film boiling in He II at 2.0 K and $q_w = 33.6 \text{ kW/m}^2$, with $t = 0 \text{ s}$ defined as free fall start: (a) under earth gravity, (b) $t = 0.16 \text{ s}$, and (c) $t = 0.55 \text{ s}$ (taken from Ref.8).

昇していくが (Fig. 9(a)), 微小重力下では離脱した気泡が合体し大きな気泡へと成長していく (Fig. 9(b)-(d)). 気泡の離脱の有無が膜沸騰, 核沸騰の分岐を特徴づけており, 後述する Fig. 10 の沸騰曲線における分岐と呼応している.

Figure 10 に本実験から得た He II と He I の沸騰曲線を示す. 横軸の温度差は飽和温度とヒータの抵抗測定から算出したヒータ温度との差である. 本実験では熱流束が小さく, 細線ヒータであることからヒータ表面とヒータ内部における温度差は無視できる程小さい. 本実験では, 約

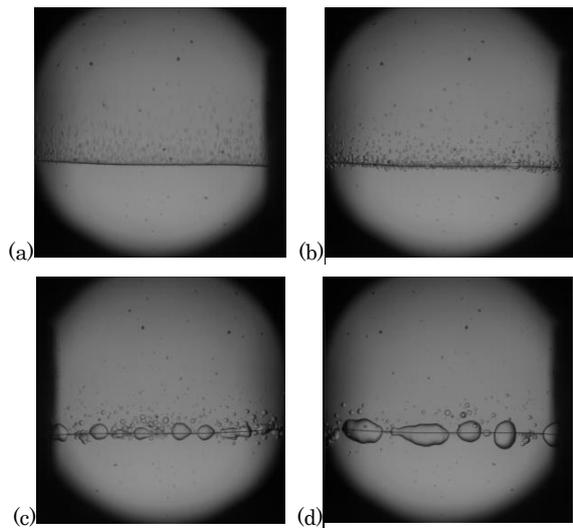


Fig. 8 Typical visualization result of film boiling in He I, with $T_b = 4.22$ K and $q_w = 14.1$ kW/m²: (a) under earth gravity, (b) $t = 0.04$ s, (c) $t = 0.16$ s, and (d) $t = 0.55$ s.

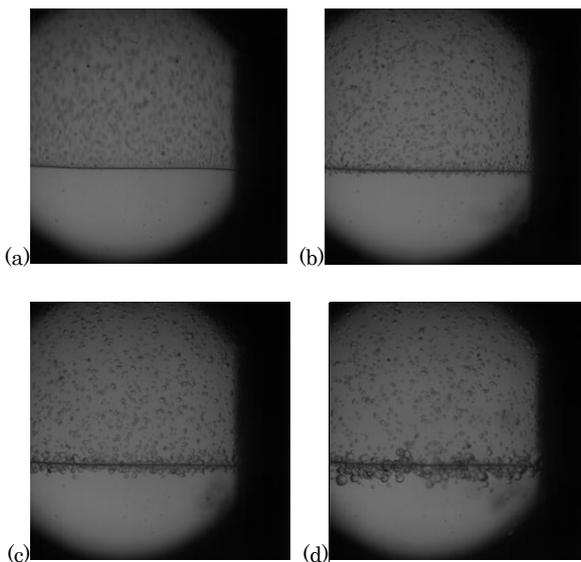


Fig. 9 Typical visualization result of nucleate boiling in He I, with $T_b = 4.22$ K and $q_w = 9.70$ kW/m²: (a) under earth gravity, (b) $t = 0.04$ s, (c) $t = 0.16$ s, and (d) $t = 0.55$ s.

1.3 秒間の微小重力環境のため, 一度の自由落下ごとに一定の熱流束をかけており, Fig. 10 は離散的なプロットとなっている. こうしたデータを元に膜沸騰を起こした熱流束の最小値と膜沸騰を起こさない熱流束の最大値の midpoint を, 本稿では臨界熱流束と定義して, 後述する議論で使用している.

加えて Fig. 10 から理解されることは, He II と He I の実験を比べると, 臨界熱流束は He II の方が大きいものの, 一度沸騰してしまうと沸騰熱伝達率は He I の方が大きいことである. He I 中においては核沸騰領域が存在し, 膜沸騰に遷移するまでの間, 4 ~ 5 K 程度の温度差を生じている. 一方, He II 中においては膜沸騰が開始するまでの間, ある狭い範囲の熱流束で局所的且つ一時的に現われた膜沸騰の影響による小さな温度差が観測される他は, 膜沸騰状態に遷移するまで本測定手法において有意な温度差が現れない. He I と He II の根本的な差異はこの核沸騰領域の有無である. He II 中においては気泡生成の最小熱流束が臨界熱流束であり, 古典流体の臨界熱流束が核沸騰から膜沸騰への遷移点を示していることと異なっている.

このようにして得た微小重力下における He II の臨界熱流束を, Fig. 6 で示した実験装置を用いて得た 1 G 下での臨界熱流束とヒータにかかる液頭圧の関係と比較すると Fig. 11 のようになる. Figure 11 から, He II の微小重力下での臨界熱流束はヒータの直径に関わらず地上実験における液頭圧との相関から外挿される線に近い値を取る. こうしたことは He I 中では見られず, He I の臨界熱流束は液頭圧によらず一定である.

さらに Fig. 11 が示すように He II 中の臨界熱流束と液頭圧の相関は非常に小さな液頭圧ではほぼ線形である. 線形と近似すると, おおよそ 80 Pa 程度のオフセットした圧力が付加されているとして考察できる.

ここで, 気液界面が生じる際にかかり得る van der Waals 圧力 Δp_{vdW} について計算した.

$$\Delta p_{vdW} = \left(\frac{\rho_v}{m_{He4}} \right)^2 \cdot a \quad (1)$$

ここでヘリウムでは, a は 3.45×10^{-3} Pa m⁶/mol² となる定数を取り, 1.9 K の時, 約 76.5 Pa の圧力になる. このことから van der Waals 力をオフセット圧力として考慮に入れることが妥当と考えられる.

こうしたファンデルワールス力を He II の臨界熱流束の考察に組み入れることは, 数 mm の液面高さにおける臨界熱流束を測定していた Wang-Zhang¹¹⁾ や航空機によって行われた先行実験である Gradt ら⁵⁾ によって提案はされていた. しかし, 航空機による先行実験では, 25 mG の環境であったため大きなばらつきを残したデータであった. 本実験の 1 mG という微小重力環境での実験結果により Wang-Zhang や Gradt らの考察の有効性が検証されたことになる.

さらに van der Waals 力の効果と He II 中の熱伝導方程式を使って、臨界熱流束の温度依存性についても考察する。He II の熱伝導方程式は Gorter-Millink 式と呼ばれ、下記のようにあらわされる。

$$\nabla T = f(T) \cdot q^m, \quad f(T) = \frac{A_{GM} \rho_n}{\rho_s^3 s^4 T^3} \quad (2)$$

ここで、 ρ_n は常流動成分密度、 ρ_s は超流動成分密度、 s はエントロピー、 A_{GM} は Gorter-Millink 係数を示す。He II における熱流動は Landau の 2 流体モデルに依拠して構築されており、He II は粘性とエントロピーを持たない超流動成分と粘性もエントロピーも有する常流動成分

の合成としている。式(2)から He II の密度は次式で表され、2 種成分の密度の和として記述される。

$$\rho = \rho_n + \rho_s \quad (3)$$

式(2)において、理論的には $m=3$ をとるが、実験的には $m=3\sim 3.4$ で良く一致することが知られている。上式において $m=1$ をとらず、 $m=3\sim 3.4$ であるため固体の熱伝導方程式とは異なるものの対流熱伝達とは異なる熱伝導方程式のように記述されることが He II の際立った特色である。そのため、ある温度差における熱流束が上式の積分で求まる。この式を円筒座標系に変換し、僅かながら存在するサブクール度の温度差に渡って積分すると次式が得られる。

$$q_{cr} = \left[\frac{\varphi(m-1)}{r} \int_{T_w}^{T_{sat}} \frac{dT}{f(T)} \right]^{\frac{1}{m}} \quad (4)$$

ここで、 φ は経験定数で細線ヒータにおいて 1 未満の数字を取ることが知られている。この経験定数についての理解は He II 中の熱流動研究において未だ残された課題である。

式(1) で計算される van der Waals 力を元に Clausius-Clapeyron の式から算出した温度差を用いて式(4) を展開して近似すると、下記のようなになる。

$$q_{cr} = \left(\frac{(m-1)\varphi}{r} \cdot \frac{T_b}{\rho_v h_{fg}} \cdot \frac{\Delta p_{vdW}}{f(T_b)} \right)^{\frac{1}{m}} \quad (5)$$

上記の計算結果を実験結果と比較して Fig. 12 に示す。経験定数 0.2 と $m=3.4$ を使用して計算した結果と実験結果が温度依存性において良く一致した。言い換えれば、He II の特徴的な熱伝導方程式に van der Waals 圧力を考慮することで微小重力下における臨界熱流束が計算されることが本研究により確かめられた。

更に、He II と He I の臨界熱流束データを過去の古典流体の知見と比較した。Figure 13 に Straub らの TEXUS (R113) 実験並びに KC135 (R12) 実験と並べて¹²⁾ 比較を示す。Straub らと同様の評価方法として Lienhard-Dhir の臨界熱流束関係式との関係を示している。縦軸は、得られた臨界熱流束のデータを Zuber の式(6)で正規化した値である。

$$q_{\infty} = 0.131 \rho_v^{0.5} h_{fg} [\sigma g (\rho_l - \rho_v)]^{0.25} \quad (6)$$

ここで、 h_{fg} は潜熱、 σ は表面張力を示す。式(6)を小さい管や細線の半径を R とした際に適応すべく、無次元半径 R' を下記式(7)のように定義しており、Fig. 13 の横軸に用いている。そして、 q_c を式(8)のように拡張したものが Lienhard-Dhir の関係式である。

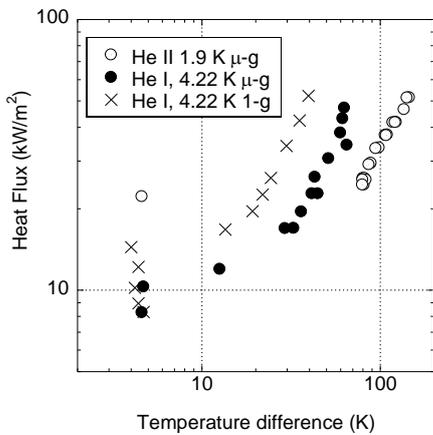


Fig. 10 Boiling curves for He I and He II. The temperature difference is evaluated from the bath temperature of saturated liquid helium and the temperature of the heater wire.

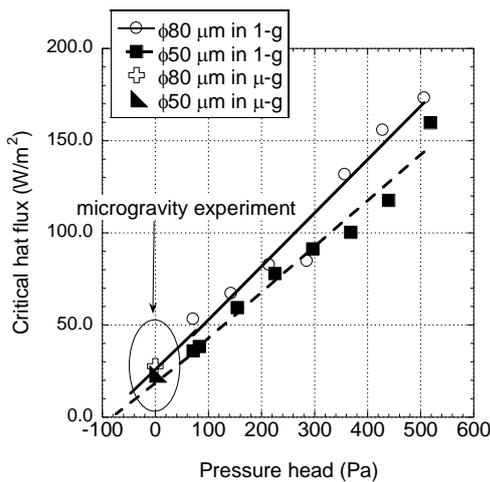


Fig. 11 Dependence of critical heat flux of thin wires, 80 μm and 50 μm in diameter on hydrostatic pressure of He II with $T_b=1.9$ K. The solid line and dotted line represent fitting curves for the experimental results in earth gravity.

$$R' = R \sqrt{\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma}} \quad (7)$$

$$q_{c_wire} = 0.94 q_{c\infty} R'^{-0.25} \quad (8)$$

Figure 13 上に示されるように、古典流体である He I の実験結果は、TEXUS (R113) 実験や KC135 (R12) 実験の傾向と近い値を示す。Straub が示したのと同様に、 $R' < 0.1$ の領域で Lienhard-Dhir 関係式の 2~3 倍程度大きな結果を示し、He I は古典流体としての共通の理解が可能であろうと考えられる。しかしながら He II 中において実験値は定量的に一致せず、浮力と表面張力から導かれた Zuber の式を元にした考察は適応できない。このことは可視化結果からも明らかのように、He II には核沸騰領域が無く He II 中においては臨界熱流束が気泡生成に必要な最小の熱流束考えられるためである。古典流体の臨界熱流束の理論に比べて、He II の臨界熱流束は著

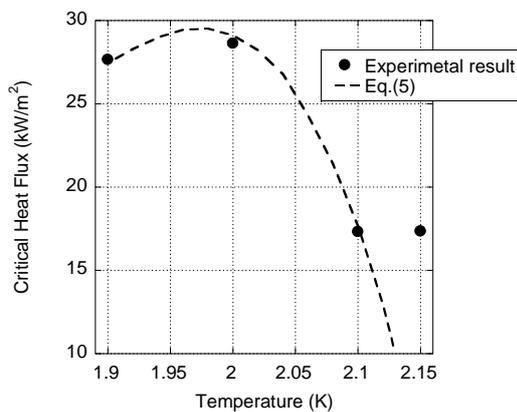


Fig. 12 Comparison of temperature dependence of critical heat flux under microgravity condition with Eq. (5). The diameter of the heater wire is 80 μm .

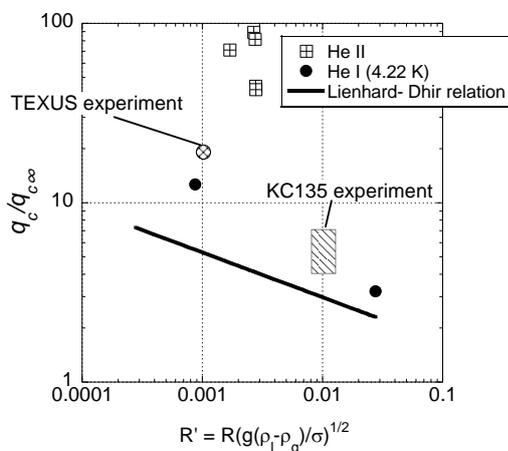


Fig. 13 Comparison of present study's results of critical heat flux of wires with previously obtained results¹²⁾ and Lienhard-Dhir correlation.

しく高いことが、古典流体の理論との大きな乖離を生んでいるが、こうした高い臨界熱流束は He II 特有の超熱伝導性に起因するものと考えられる。

5. 結論

自由落下塔を用いた 1 mG の微小重力環境下の飽和 He II 沸騰実験から以下を明確にした。

- 微小重力下の飽和 He II 中の臨界熱流束の推定は、液頭圧を変化させる地上実験から外挿可能である。
- van der Waals 力による圧力差を考慮した He II の熱伝導方程式から微小重力下における He II 臨界熱流束を見積もることが可能であった。

さらに、微小重力環境下の He I の臨界熱流束計測と過去の知見との比較から、He I は Straub らが行ったように実験結果における Lienhard-Dhir 相関式を使った整理した場合、他の古典流体における沸騰と共通の傾向がみられた。一方、古典流体における方程式は、He II には全くあてはめることが出来なかった。

以上のことから、超熱伝導性や飽和蒸気圧が低く液頭圧の効果が現われやすい He II という特異な流体中の沸騰現象を微小重力下で扱うことで、飽和 He II 中の臨界熱流束において van der Waals 圧力の効果が表れることが検証された。

謝辞

本研究は科学研究費補助金（基盤 B22360361 及び基盤 B2528289300）の支援を受けて遂行された。

また本微小重力実験に用いた装置は高エネルギー加速器研究機構の川又 弘史氏、飯田 真久氏、村上 巖氏、豊田 恵嗣氏及びジェック東理社（株）後藤 修一氏、中西 努氏の貢献によって開発されました。ここに深く感謝します。

参考文献

- 1) S.W. Van Sciver: Helium Cryogenics, 2nd Edition, Springer, 2012.
- 2) A. Terashima, N. Higashi, Y. Ajima, K. Tanaka, H. Kawamata, M. Iida, H. Ohhata, S. Sugawara, T. Nakamoto, T. Ogitsu, N. Ohuchi, H. Hirano, N. Kimura, A. Yamamoto, K. Tsuchiya and T. Shintomi.: KEK Report, p.2001A, 2002.
- 3) M. Hirabayashi, K. Narasaki, S. Tsunematsu, Y. Kimura, S. Yoshida, H. Murakami, T. Nakagawa, A. Ohnishi, T. Matsumoto, H. Kaneda, K. Enya and M. Murakami.: Cryogenics, **48** (2008) 187.
- 4) R. Fujimoto, K. Mitsuda, N. Yamasaki, Y. Takei, M. Tsujimoto, H. Sugita, Y. Sato, K. Shinozaki, T. Ohashi, Y. Ishisaki, Y. Ezoe, M. Murakami, S. Kitamoto, H. Murakami, T. Tamagawa, M. Kawaharada, H. Yamaguchi, K. Sato, K. Kanao, S. Yoshida, M. DiPirro, P. Shirron, G. Sneiderman, R.L. Kelley, F. Scott Porter, C.A.

- Kilbourne, J. Crow, A. Mattern, A. Kashani, D. McCammon and J. den Herder: *Cryogenics*, **50** (2010) 488.
- 5) T. Gradt, Z. Szücs, H. D. Denne and G. Klipping: *Advances in Cryogenic Engineering*, **31** (1986) 499.
- 6) J. Lipa, D.R. Swanson, J.A. Nissen and T.C.P. Chui: *Cryogenics*, **34** (1994) 341.
- 7) P. Mason, D. Collins, D. Petrac, L. Yang, F. Edeskuty and K. Williamson: *Proceedings of the sixth international cryogenic engineering conference*, p. 187, 1976.
- 8) S. Takada, M. Murakami, N. Kimura and B. Koh: *Proceeding of 23rd International cryogenic engineering conference*, p.325, 2011.
- 9) S. Takada, M. Murakami and N. Kimura: *Advances in Cryogenic Engineering*, **55 B** (2010) 1335.
- 10) N. Kimura, S. Takada, S. Gotoh, H. Kawamata, M. Iida, M. Murakami, H. Nagai and M. Mamiya: *Cryogenics*, **51** (2011) 70.
- 11) R.Z. Wang and P. Zhang: *Cryogenics*, **38** (1998) 701.
- 12) J. Straub, M. Zell and B. Vogel: *Proceedings of the first European Symposium, Fluid in Space*, p.269, 1992.
- (2014年8月1日受理, 2014年9月22日採録)