He II 中の大気圧から飽和圧力の範囲で発生する 各膜沸騰モードの熱流動状態

野澤 正和^{*1, *2, †}, 木村 誠宏^{*3}, 村上 正秀^{*1}, 高田 卓^{*1}

Thermo-fluid Dynamics of Several Film Boiling Modes in He II in the Pressure Range between Atmospheric Pressure and Saturated Vapor Pressure

Masakazu NOZAWA^{*1, *2, †}, Nobuhiro KIMURA^{*3}, Masahide MURAKAMI^{*1} and Suguru TAKADA^{*1}

Synopsis: Four film boiling modes including the silent film boiling and the noisy film boiling were discriminated experimentally. Each mode was classified through visual observation and transient pressure and temperature measurements near the heater. It was found that in subcooled He II there were two film boiling modes, which are the strongly subcooled and weakly subcooled film boiling modes. The variation of boiling state between these two modes could be visually observed well by use of a transparent heater. All mode of film boiling is clearly mapped in diagrams as a function of pressure, temperature and heat flux. It is elucidated that the existence of He I layer influences the development of the vapor layer. (Translation of the article originally published in *Cryogenics* **49** (2009) 583-588)

Keywords: superfluid helium, fluid dynamics, thermo dynamics, visualization

1. はじめに

近年、超流動ヘリウム(He II)は優れた冷媒として、様々な機器や超伝導電磁石の冷却に利用されてきている。特に、加速器、核融合炉、NMR 機器で用いられる大型超伝導電磁石の冷却では、He II がサブクール状態(He II_p)でしばしば用いられている^{1, 2)}。He II_pは、常流動ヘリウム(He I)冷却に比べて、加速器運転時に発生するビームロス等の熱負荷に対する伝熱特性が非常に良好である。また He II_pの利用によって冷却温度が低下するために、超伝導線材の臨界磁場が上昇し磁場特性が改善される^{3, 4)}。さらに飽和 He II(He II_s)と比較すると、耐電圧が大きくとれる利点がある。

超伝導電磁石がクエンチを起こした場合、コイルの一部が超伝導状態から常伝導状態に変化し、次いでコイル全体が急激に常伝導状態へと変化する。結果として、コイルに貯蔵されている電気エネルギーが熱エネルギーに変換される。その結果、大量のジュール熱が発生し、冷媒中で激しい膜沸騰が発生するおそれがある。従って、この膜沸騰の発生時にも、機器を損傷することなく十分に放熱がなされる冷却系が設計されねばならない。そのためには、He II_p中の膜沸騰の熱流動状態の研究を通して、膜沸騰熱伝達を十分に理解する必要がある。

He II の膜沸騰研究に関しては、まず初めに He II_s 中では、ノイジー膜沸騰とサイレント膜沸騰の 2 種類の膜沸騰モードが存在することが報告された^{5, 6)}。これらの膜沸騰モードに関しては、熱伝達測定に関する実験データが多く報告されている⁵⁻¹²⁾。さらに、ノイジー及びサイレント膜沸騰が発生する領域は、圧力、温度、熱流束に依存することが分かっている^{5, 12)}。可視化観測や圧力・温度変動の測定により、これらの膜沸騰モードの熱流動状態の特徴を明らかにする研究も行われている¹³⁻¹⁵⁾。

He II_p 中のサブクール膜沸騰の研究については、熱伝達測定に関する研究が多くなされている¹⁶⁻¹⁹⁾。これらの研究では、実験条件圧力が 101 kPa (1 atm)^{17, 18)}、もしくは入点圧力近傍の弱サブクール状態¹⁹⁾における結果がほとんどである。He II_p 中のサブクール膜沸騰に関しては、ヒータ近傍に He 蒸気-He I 界面が形成され、He II_s 中の膜沸

Received October 23, 2008

^{*1} 原著論文は *Cryogenics* **49** (2009) 583-588 に掲載

筑波大学大学院 システム情報工学研究科

〒305-8573 茨城県つくば市天王台 1-1-1

Graduate School of Systems and Information Engineering

University of Tsukuba, 1-1-1 Tennodai, Tsukuba, Ibaraki

305-8573, Japan

^{*2} 東北大学 流体科学研究所

〒980-8577 宮城県仙台市青葉区片平 2-1-1

Institute of Fluid Science

Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai, Miyagi

980-8577, Japan

^{*3} 高エネルギー加速器研究機構

〒305-0801 茨城県つくば市大徳 1-1

High Energy Accelerator Research Organization (KEK), 1-1 Oho,

Tsukuba, Ibaraki 305-0801, Japan

[†] E-mail: nozawa@luna.ifs.tohoku.ac.jp

騰よりも複雑な構造となる．ところが，多くの実験的研究が行われてきているが， He II_p 中のサブクール膜沸騰の実相は明らかにされておらず，蒸気膜と He II_p の間に形成される He I 層の振舞や熱伝達に及ぼす影響ははっきりと解明されていない．

本研究では， He II_p 中のサブクール膜沸騰の特徴解明のための実験的研究を行った．サブクールと飽和の両方の状態の膜沸騰モードの変化を調べるために，単一の実験装置を用いて，実験データの一貫性を高めた．実験は，加圧型超流動ヘリウムクライオスタットを用いた．このクライオスタットは，実験槽の He II の圧力を大気圧 (101 kPa) ～飽和蒸気圧まで任意に設定できる特徴を持つ．ヒータ表面近傍に設置した圧力センサ及び超伝導温度センサにより沸騰時の圧力変動及び He I ， He II ， He 蒸気の温度変動を測定した．熱流束と圧力の変化による圧力・温度変動の変化を測定した．同時に，蒸気膜の挙動と形状を観測するために可視化観測も行った．

He II_p からサブクール膜沸騰へ至るまでの加熱の過程において，蒸気膜の発生の前に He I 層が発生する． He I 層は蒸気膜の成長に影響を及ぼす．しかし， He II_s 中の膜沸騰時の蒸気膜の発生・成長過程は詳細に観測がなされている²⁰⁾のに対し，サブクール膜沸騰時の非定常状態での蒸気膜の発生・成長過程は未だ明らかにされていない．本研究では， He II_p 中での蒸気膜の発生から成長していく過程を，高速度ビデオカメラを用いた可視化観測を行った． He II_p 中での蒸気膜の成長の様子を He II_s 中のものと比較を行い， He 蒸気— He I 及び He I — He II 界面の状態について考察を行った．多角的な観測を用いて， He II_p 及び He II_s 中における両膜沸騰状態を比較することにより，サブクール膜沸騰の本質の解明を行った．これらの膜沸騰モードの分布は沸騰状態分類図として，圧力(p)—温度(T)—熱流束(q)線図上に示した． He II 中の膜沸騰における特異性とサブクール膜沸騰時に発生する He I 層の影響について考察を行った．

2. 実験装置

Fig. 1 に加圧型超流動ヘリウムクライオスタットの模式図を示す．クライオスタットは，Claudet 型のものであり， He II_s 槽 (J-T pot)， He I 槽，そしてテストセクションのある He II_p 槽からなる． He I 槽と He II_p 槽は λ プレートにより隔てられている．このクライオスタットの特徴の一つとして，真空排管が 2 系統取付けられている．このうちの 1 系統は He II_s 槽に対するもので，この圧力を制御することで， He II_p 槽の温度を 1.55 K～2.17 K の範囲で制御する．もう 1 系統は He I 槽に対するもので，この圧力を制御することで， He II_p 槽の圧力を大気圧から飽和蒸気圧まで制御することが可能である．このため，同一の装置でサブクール状態から飽和状態までの状態を実現でき，一貫

Fig. 1 Schematic illustration of the pressurized superfluid cryostat.

Fig. 2 Schematic illustration of the test section in the case of the planar heater.

Fig. 3 Schematic illustration of the test section in the case of the transparent heater.

性のある測定が可能となっている．もう一つの特徴は， He II_p 槽に直径 50 mm の可視化用の光学窓が取付けられていることである．ここからテストセクション内の現象についての可視化観測が可能である．可視化は，コンパクトシュリーレン装置 (カトウ光研製) を用いた．この装置は，シュリーレン法による観測のための光学系の調整が容易に行える利点を持つ．

本研究では，2 種類のテストセクションを用いて実験を行った．Fig. 2 に一つ目のテストセクションの模式図を示

す。このテストセクションでは、真空蒸着により作成した、薄膜平板ヒータを水平に取り付け、ヒータ面の直上に圧力センサと超伝導温度センサを設置した。圧力センサ及び超伝導温度センサは、平板ヒータ中央部の直上 10 mm と 5 mm にそれぞれ設置した。Fig. 3 にもう一方のテストセクションの模式図を示す。こちらのテストセクションでは、透明ヒータを用いることで、ヒータ面上の様子が可視化できるような配置を採用している。透明ヒータは垂直に取り付け、クライオスタットの可視化窓を通して、ヒータ表面近傍の熱流動状態を観測することが可能となっている。

3. サブクール He II 中の 2 種類の膜沸騰モード

He II_p 中、すなわち本研究においては、圧力が 1 atm (101 kPa) から λ 点圧力である p_λ (= 5.04 kPa) 以上の領域において、2 種類の膜沸騰モードが存在することを明らかにすることができた。以下に、これらのサブクール膜沸騰モードの定性的な特徴について記述する。

これらの膜沸騰モードは圧力、温度、熱流束に依存して出現することが分かった。最初に、Fig. 4 に二つの膜沸騰モード時の圧力・温度変動の定型的な結果を示す。これらの実験条件は、両方の場合とも温度 1.9 K、熱流束 10 W/cm² である。一方の膜沸騰モードは、1 atm～数十 kPa の比較的高い圧力領域で観測された。Fig. 4 – (a) に圧力 101 kPa での、膜沸騰時の圧力・温度変動の結果を示す。この沸騰モードでは、ヒータ面上の蒸気膜が非常に薄く、蒸気界面の変動が非常に微少であるために、有意な圧力変動は検出されなかった。温度変動に関しては、加熱開始直後に急激にヒータ面近傍の温度が上昇し、加熱開始 0.1 秒後には、温度はほぼ一定となる。蒸気膜の挙動が非常に穏やかであるために、加熱開始 0.05 秒以降の非常に安定した温度変動は、ヒータ近傍の温度分布が非常に安定していることを示唆している。この様な特徴を持つ膜沸騰モードを、「強サブクール膜沸騰モード」と定義する²¹⁾。

Fig. 4 – (b) にもう一方の沸騰モードの結果を示す。このモードは、圧力が強サブクール膜沸騰の発生する条件よりも低い場合(数十 kPa～ p_λ 近傍)に発生する。この沸騰状態は、強サブクール膜沸騰モードとはっきりと異なる。圧力変動の振幅は、強サブクールモードのものよりも非常に大きく、約数 kHz の音響ノイズを伴う。一方、温度計測結果は、強サブクールモードの場合とほぼ同様の結果が得られた。この膜沸騰モードを、「弱サブクール膜沸騰モード」と定義する。

Fig. 5 に He II_p 中のサブクール膜沸騰における可視化写真を示す。これらの写真は、垂直に取り付けた透明ヒータを通して観測したヒータ面上の蒸気膜の様子を表す。ヒータ面の可視化領域を Fig. 5 – (a) に示す。Fig. 5 – (b) に示す強サブクールモードでは、蒸気膜の挙動は非常に穏やかである。Fig. 5 – (d) に示す弱サブクールモードでは、強サブ

(a) Strongly subcooled film boiling mode.

(b) Weakly subcooled film boiling mode.

Fig. 4 Transient pressure and temperature measurement data for two film boiling modes in subcooled He II. $T = 1.9$ K, $q = 10$ W/cm². The heating duration is 0.2 seconds. (a) $p = 101$ kPa. (b) $p = 9.3$ kPa.

クールモードと比較して、蒸気膜の挙動がヒータ面の大部分で活性化しているのが分かる。Fig. 5 – (c) に、強サブクールと弱サブクールモードが間欠的に発生する遷移領域における可視化写真を示す。この場合、加熱開始直後は強サブクールモードが発生したが、その後、ヒータの端の領域に縞模様が観測された。この縞模様は、ヒータの端から中央に向かって、速度約 0.17 m/s、波長 0.42 mm で移動していることが、高速度ビデオカメラにより観測できた。

このことに関連して、自由界面上での表面張力波の伝播速度²²⁾

$$v = \sqrt{\frac{2\pi\sigma}{\lambda\rho}} \quad (1)$$

Fig. 5 Snapshot visualization photographs seen through the transparent heater. $T = 2.1$ K, $q = 12$ W/cm². (a) The schematic illustration of the heater area and the visualized zone. (b) Strongly subcooled mode. $p = 39.9$ kPa. (c) Transition region between the strongly and weakly subcooled boiling modes. $p = 20.0$ kPa. (d) Weakly subcooled mode. $p = 13.3$ kPa.

の計算を試みた。ここで、 σ は表面張力、 λ は波長、 ρ は密度である。ヒータを垂直に取り付けているので、重力の効果は無視できる。式(1)による計算結果は 0.15 m/s となり、計算と可視化観測結果の伝播速度がよく一致することが確認された。他の温度の条件に関しても、計算と実験結果が一致することが確認できた。従って、この縞模様は He 蒸気-He I 界面における表面張力波であると言える。

4. He II 沸騰状態分類図

4.1 圧力-温度 (p - T) 線図

本研究において、圧力が 1 atm 以下でのサブクール状態で、2 種類のサブクール膜沸騰モードが存在することを見出した。そして、以前の研究では、飽和状態では、ノイジー膜沸騰とサイレント膜沸騰のモードが存在することが報告されている²³⁾。従って、大気圧から飽和状態の圧力範囲において、He II 中では 4 種類の膜沸騰モードが存在すると言える。Fig. 6 に熱流束が 10 W/cm² の場合で、 p - T 線図上にまとめた沸騰状態分類図を示す。ここで、図に示す境界線は、各膜沸騰モード間の遷移領域の中央の位置で描画している。4 種類の膜沸騰モードは、圧力が高い領域から低い領域へ向かって、強サブクール膜沸騰、弱サブクール膜沸騰、ノイジー膜沸騰、サイレント膜沸騰モードの順番で分布している。また、強サブクールと弱サブクール膜沸騰モード、弱サブクールとノイジー膜沸騰モードの

Fig. 6 Film boiling mode map on a pressure - temperature (p - T) diagram. $q = 10$ W/cm².

各境界部分では、ある程度の圧力範囲を持って、遷移領域が存在するのが分かる。

強サブクールと弱サブクールモードの境界での圧力は、 2.0 K 以下では温度依存性は無いが、 2.1 K 以上では、温度の上昇に伴って、境界の圧力値が急激に上昇するのが分かる。この事実は、熱流束が 15 W/cm² の場合でも得られている²¹⁾。超熱伝導性による He II の良好な熱輸送特性により、蒸気膜の大規模な成長が抑制され、蒸気膜界面が安定し、強サブクール膜沸騰モードが現れる。He II の状態が λ 線に近づくに従って、伝熱特性の急激な劣化により、膜沸騰の蒸気界面の安定性が弱まり、弱サブクール膜沸騰モードが現れる。つまり、温度の上昇に伴って弱サブクールモードの発生領域が急大するために、境界の圧力値が急激に上昇すると考えられる。

弱サブクールとノイジー膜沸騰モードの境界部分に関して、興味深い発見が得られた。これまでは、この境界の圧力値は p_λ に一致すると考えられてきた。ところが、境界の圧力は常に p_λ より少し高い圧力で存在することが見出された。このことは、ノイジー膜沸騰は、これまで p_λ 以下の飽和状態でのみ発生すると考えられてきたが、サブクール状態である p_λ よりわずかに高い圧力領域でも発生することを意味する。He II 温度の低下に従って、この境界の圧力はわずかに上昇する。しかし、 7 kPa 以上の圧力では、ノイジー膜沸騰はもはや発生しない。 p_λ より少し高い圧力で He II_p 中においても、He 蒸気と He II の間に

He I 層は発生するが、この He I 層が膜沸騰状態に及ぼす影響は非常に小さいと言える。そのため、ノイズ膜沸騰は、 p_λ 以上の圧力においても発生する。さらに、 λ 点の極く近傍の領域では、ノイズ膜沸騰モードは発生せず、弱サブクールとサイレント膜沸騰モードが連結することが分かった。弱サブクールモードでは、蒸気膜近傍に He I 層が存在し、蒸気膜と He I、He I と He II の二つの界面が現れるのに対して、サイレント膜沸騰モードでは、He I 層は存在せず、蒸気膜と He II の界面のみ存在する。このような違いがあるにも関わらず、これらの膜沸騰モードは、 λ 点の極く近傍では重なり合うために区別がつかなくなる。従って、弱サブクールとサイレント膜沸騰モードは、同様の熱流動状態を持つ膜沸騰モードであり、それは通常流体中での膜沸騰で発生する、蒸気膜界面の熱流動現象と同一であると考えられる。

4.2 圧力-熱流束 (p - q) 線図

Fig. 7 に、2.1 K の場合について、 p - q 線図上にまとめた沸騰状態分類図を示す。図には、低熱流束での非沸騰領域も示す。この場合においても、4 種の膜沸騰モードが存在することが分かる。強サブクールと弱サブクール膜沸騰モードの境界の圧力は、熱流束の増大に伴い増加する。また、ノイズ膜沸騰が、 p_λ より少し高い圧力においても発生しているのも明白である。しかし、弱サブクールとノイズ膜沸騰モードの境界は、非常に大きな熱流束でも 6 kPa 以上の圧力では発生しない。この実験事実は、He I 層の影響が強まる、 p_λ を大きく上回る圧力では、ノイズ膜沸騰は発生しないことを示唆する。一方、2.1 K で膜沸騰が発生する最小の熱流束である、約 2 W/cm² 近傍で、この境界の圧力は p_λ に至ると考えられる。本研究で用いた平板ヒータでは、2.1 K では 2 W/cm² 以上の熱流束で膜沸騰が発生することが実験的に確認されている。従って、弱サブクールとノイズ膜沸騰モードの境界は、膜沸騰が発生する最小の熱流束では、境界の圧力は p_λ である。しかし、熱流束の増大やそれに伴う量子化渦の高密度化により大きな擾乱が生じ、それが膜沸騰状態へ影響を及ぼすことになるために、ノイズに誘起され易いノイズ膜沸騰が、 p_λ より高い圧力でさえも発生すると言える。

飽和蒸気圧(S.V.P)曲線の近傍には、ノイズとサイレント膜沸騰モードの境界が存在する。この境界の圧力は、熱流束の増大に伴い増加する²⁴⁾。高熱流束領域では、ノイズ膜沸騰の上側と下側の境界が連結するように見える。従って、より高い熱流束領域ではノイズ膜沸騰は発生せずに、 λ 点の極く近傍の領域のように、弱サブクールとサイレント膜沸騰モードの領域が連結すると考えられる。

5. 膜沸騰の発生直後の蒸気膜挙動

He II 中のサブクール膜沸騰では、He I 層が蒸気膜の周囲に現れるのに対し、飽和膜沸騰では、He I 層は決して

Fig. 7 Film boiling mode map on a pressure - heat flux (p - q) diagram. $T = 2.1$ K.

存在しない。この項では、He II 中の膜沸騰に He I 層が及ぼす影響について、膜沸騰の発生直後の蒸気膜の状態から考察を行う。

Fig. 8 に膜沸騰の発生直後における、蒸気膜の可視化写真を示す。可視化領域は、透明ヒータの中央部の 10 mm × 10 mm の領域である。Fig. 8 - (a) に強サブクール膜沸騰モードの条件における、蒸気膜発生直後の様子を示す。大きな熱流束で加熱した場合、蒸気膜が早急にヒータ全体を覆ってしまうため、膜沸騰を発生させることのできる最小の熱流束で加熱を行った。この場合、ヒータの中央から円形の蒸気膜が発生し、それが成長していく様子が観測された。Fig. 8 - (b) に弱サブクール膜沸騰モードの条件での結果を示す。蒸気膜の輪郭の形状は、強サブクールモードでの結果と同様に見える。しかし、この蒸気膜は Fig. 8 - (a) に比べて、蒸気界面が激しく振動し、蒸気挙動が活発化している様子が確認できた。

Fig. 8 - (c) に p_λ より少し高い圧力でのノイズ膜沸騰モードの条件での可視化結果を示す。この場合、蒸気膜形状は、強サブクールと弱サブクールモードと同様となり、その挙動は弱サブクールモードと同様のものとなった。一方、Fig. 8 - (d) に p_λ より低い圧力、つまり He II_s 領域でのノイズ膜沸騰モードにおける結果を示す。この条件では、蒸気の発生箇所がヒータ中央部からではなく、ヒータ面上全体に多数の蒸気発生点が生ずる。そのため、蒸気発生・成長の様子が、Fig. 8 - (a) ~ (c) に示した He II_p 中の膜

Fig. 8 Magnified visualization photographs of the vapor layer in the very initial phase of film boiling taken by use of the transparent heater. $T = 1.9$ K. (a) Strongly subcooled mode. $p = 101$ kPa. (b) Weakly subcooled mode. $p = 13.3$ kPa. (c) Noisy film boiling. $p = 6.7$ kPa. (d) Noisy film boiling. $p = 2.3$ kPa.

沸騰と大きく異なる結果が得られた。ノイズ膜沸騰の発生開始の前兆として、一時的に核沸騰状態が現れることが報告されている²⁰⁾。これらの蒸気発生点から蒸気膜が各々成長し、蒸気同士が融合して、最終的にはノイズ膜沸騰へと進行していく様子が観測された。

これらの結果より、以下に示す実験事実が導かれる。 p_λ より高い圧力では、ヒータ上に沸騰が発生する前に He I 層が形成され、沸騰の発生で単一の円形の蒸気膜がヒータ中央に現れる。ところが、Fig. 8 – (c), (d)に示すように、同じノイズ膜沸騰モードにも関わらず、沸騰発生直後の蒸気膜の形成過程が完全に異なる。従って、He II 中の膜沸騰の蒸気膜の発生・成長の違いは、He I 層の存在によると言える。

サブクール状態では、He I 層は He 蒸気が発生する前に、ヒータ表面上に現れる。ヒータ表面と He II_pはお互いが物理的に接触していないので、ヒータ表面の状態は He II よりむしろ通常流体である He I に影響を受ける。本研究では、ヒータは2次元の有限な大きさを持つので、中央と端部の間に温度勾配が生じる。ヒータ中央部の温度は端部の温度よりも高くなるので、He 蒸気は最初に中央部に発生する。一般的には、非定常の核沸騰状態を経て、膜沸騰が発生する²⁵⁾。しかし、ヒータ表面は He I に覆われているので、それによって、ヒータからの熱伝達は急激に減少する。結果として、核沸騰状態は一時的にしか発生せず、

Fig. 8 – (a), (b), (c)に示すような安定な蒸気膜を形成するような膜沸騰状態へと変化する。強サブクールと弱サブクールモードでは、ヒータによる蒸気膜への加熱と周囲の He II_pによる冷却が He I 層を介して釣り合うため、蒸気膜の挙動は比較的安定すると考えられる。蒸気膜近傍では安定した温度勾配が形成されることは、Fig. 4 の結果からも明白である。

一方、圧力が p_λ 以下である飽和状態では、ヒータ表面は He II と直に接することとなる。高密度量子化渦の発展による急激な温度上昇が膜沸騰の発生を誘起する²⁶⁾。そのため、Fig. 8 – (d)に示すように、He 蒸気の様相は He II_pでのものと大きく異なる。しかし、蒸気膜が十分に発達して膜沸騰が定常状態になると、膜沸騰モードは、膜沸騰の発生直後の状態に依存しない。実際に、Fig. 8 – (c), (d)では発生直後の状態は非常に異なるが、定常状態では同じノイズ膜沸騰が発生する。従って、膜沸騰の発生直後の状態は He I 層の有無に影響を受けるが、He I 層は He II 中の膜沸騰モードには必ずしも影響は与えないと言える。

6. 結論

He II 中での膜沸騰モードの熱流動状態についての研究を行った。大気圧から飽和蒸気圧までの広い圧力範囲での膜沸騰モードの変化を詳細に観測した。以下に本研究の結論をまとめる。

- (1) He II 中には4種類の膜沸騰モードが存在する。サブクール膜沸騰として、強サブクール膜沸騰と弱サブクール膜沸騰の2種のモードが存在することを見出した。飽和沸騰では、ノイズ膜沸騰とサイレント膜沸騰が確認できた。
- (2) 強サブクール膜沸騰モードは、101～数十 kPa の比較的高い圧力領域で観測された。安定な蒸気膜が形成され、その挙動は穏やかである。沸騰時の有意な圧力・温度変動は検出されなかった。
- (3) 弱サブクール膜沸騰モードは、強サブクールモードよりも低い圧力領域で発生する。蒸気膜は、気液界面にて激しく振動し、圧力・温度変動とも、約数 kHz の高い周波数を伴って振動する。
- (4) ノイズ膜沸騰モードは、 p_λ より少し高い圧力領域においても発生する。しかし、 λ 点の極く近傍では、ノイズ膜沸騰は発生しない。
- (5) He II 中の膜沸騰発生直後の蒸気膜の様相は、He II_pと He II_sで大きく異なることが確認された。蒸気膜の発生・成長の過程では、He I 層の存在が影響を及ぼすことが分かった。

本研究を遂行するに当たり、種々のご支援を頂いた高エネルギー加速器研究機構・超伝導低温工学センター・山本明教授に深謝致します。液体ヘリウムの供給並びに試験治

具類の製作改良にご協力頂いた高エネルギー加速器研究機構・超伝導低温工学センター並びに機械工学センターのスタッフの皆様に感謝致します。

本研究は、日本学術振興会科学研究費補助金の支援を得て行われました。ここに深く感謝致します。

参 考 文 献

- 1) T. Haruyama, et al.: "Database development for He II-cooled superconducting magnet system design", TEION KOGAKU **36** (2001) 671-674
春山富義ら:「超流動ヘリウム冷却による超伝導磁石システム設計のためのデータベース構築」, 低温工学 **36** (2001) 671-674
- 2) L. Evans: "The Large Hadron Collider, present status and prospects", IEEE Trans. Appl. Supercond. **10** (2000) 44-48
- 3) Report of Future Energy Research Association, No.4 (1998) (in Japanese)
「未来エネルギー研究協会報告書」, No.4 (1998)
- 4) Report of Future Energy Research Association, No.5 (1999) (in Japanese)
「未来エネルギー研究協会報告書」, No.5 (1999)
- 5) A. C. Leonard: "Helium-2 noisy film boiling and silent film boiling heat transfer coefficient values", Proceeding of ICEC **3** (1970) 109-114
- 6) H. Kobayashi and K. Yasukochi: "Recovery heat flux from silent and noisy film boiling states in saturated liquid He II", Cryogenics **19** (1979) 93-96
- 7) S. W. Van Sciver: "Correlation of time dependent recovery from film boiling heat transfer in He II", Cryogenics **21** (1981) 529-532
- 8) Ye. V. Ametistov: "Heat transfer with He II noiseless film boiling", Cryogenics **23** (1983) 179-184
- 9) J. Maza, et al.: "Temperature and heat flux measurements in noiseless film boiling in superfluid helium with a flat heater", Cryogenics **29** (1989) 200-202
- 10) H. Tsuruga and H. Kobayashi: "Effect of channel geometry on heat transfer in He II chamber", Cryogenics **31** (1991) 927-931
- 11) P. Zhang and M. Murakami: "Experimental investigation of the film boiling heat transfer in He II: Heat transfer coefficient", Cryogenics **45** (2005) 77-83
- 12) P. Zhang, et al.: "Study of film boiling in He II by pressure and temperature oscillation measurements", Cryogenics **39** (1999) 609-615
- 13) G. Stamm, M. v. Schwerdtner, and A. N. Tsoi: "Acoustic, video and thermoacoustic registration of boiling up phenomena in He II", Cryogenics **32** Supplement 1 (1992) 304-307
- 14) M. Yamaguchi and M. Murakami: "Study of pressure oscillation during noisy film boiling in He II", Cryogenics **37** (1997) 523-527
- 15) M. Murakami, et al.: "Various film boiling states in He II at hydrostatic pressures from saturated vapor pressure to 1 atm", Adv. Cryo. Eng. **43** (1998) 1425-1432
- 16) P. Seyfert, J. Lafferranderie and G. Claudet: "Time dependent heat transport in subcooled superfluid helium", Cryogenics **22** (1982) 401-408
- 17) R. Wang: "Peak and recovery heat flux densities in bath of subcooled superfluid helium", Cryogenics **34** (1994) 983-990
- 18) H. Kobayashi, et al.: "Heat transfer through subcooled He I layer from distributed heat source in a pressurized He II channel", Cryogenics **37** (1997) 851-855
- 19) R. Z. Wang and P. Zhang: "Pressure effect on the heat transfer in bath of superfluid helium", Cryogenics **38** (1998) 701-706
- 20) Y. Katsuki, et al.: "Visualization study of film boiling onset and transition to noisy film boiling in He II", Cryogenics **35** (1995) 631-635
- 21) M. Nozawa, et al.: "Variation of film boiling modes in He II from strongly to weakly subcooled states", Adv. Cryo. Eng. **51** (2006) 393-400
- 22) T. Takori and T. Arakawa: "Fluid Engineering", University of Tokyo Press (1989) (in Japanese)
田古里哲夫, 荒川忠一:「流体工学」, 東京大学出版 (1989)
- 23) M. Nozawa, et al.: "Variation of subcooled film boiling state in HeII with the pressure", Adv. Cryo. Eng. **49** (2004) 968-975
- 24) M. Nozawa, et al.: "Variation of the film boiling mode in He II from the vicinity of the lambda pressure down to the saturated state", TEION KOGAKU **39** (2004) 277-284 (in Japanese)
野澤正和ら:「He II 中の λ 点圧力近傍から飽和圧力における膜沸騰モードの変化」, 低温工学 **39** (2004) 277-284
- 25) R. Z. Wang and P. Zhang: "Boiling heat transfer in helium II with complicated heat changes", Proceedings of 5th International Conference on Multiphase Flow (2004) K09
- 26) M. Murakami, T. Iida, T. Shimazaki, Y. Katsuki and T. Sato: "The initial thermo-fluid dynamic processes of boiling phenomena in He II", Cryogenics **36** (1996) 175-181

野澤正和 昭和53年5月3日生。平成13年筑波大学第3学群基礎工学類卒業。平成15年同大学理工学研究科修士課程(理工学専攻)修了。平成18年同大学大学院システム情報工学研究科博士課程修了(構造エネルギー工学専攻)。日本学術振興会特別研究員を経て、平成18年10月より東北大学流体科学研究所勤務。主に極低温混相流の熱流動状態の研究に従事。低温工学協会、日本伝熱学会、日本混相流学会会員、博士(工学)。

木村誠宏 昭和33年2月23日生。名古屋工業大学を経て、昭和59年高エネルギー物理学研究所(現高エネルギー加速器研究機構)物理研究系に勤務。平成4年同低温センター助手。平成7年、文部省在外研究員及びCERN客員研究員。平成18年4月より高エネルギー加速器研究機構・超伝導低温工学センター研究機関講師。主として超流動ヘリウムによる超伝導磁石の冷却技術の研究開発に従事。低温工学協会会員、工学博士。

村上正秀 昭和21年6月26日生。昭和44年東京大学工学部航空学科卒業。昭和49年同大学大学院工学研究科博士課程修了。その後NASAのAmes研究所、東京大学宇宙航空研究所を経て、平成6年12月より筑波大学構造工学系(現システム情報工学研究科)教授、流体力学および宇宙機に関する熱的問題(特に極低温冷却)の研究に従事。低温工学協会、日本物理学会、日本航空宇宙学会、米国航空宇宙学会、日本ヒートパイプ協会会員。工学博士。

高田卓 昭和57年10月16日生。平成17年筑波大学第三学群工学システム学類卒業。平成21年同大学大学院システム情報工学研究科博士課程修了(構造エネルギー工学専攻)。同年12月より日本学術振興会特別研究員(PD)。平成22年2月より筑波大学大学院システム情報工学研究科助教。主として超流動ヘリウムの熱流動現象の研究に従事。低温工学協会会員、博士(工学)。