IV-2-1. 冷却過程の熱伝達特性

Ganga Rohana CHANDRATILLEKE, 佐藤 明男*

朝東芝 研究開発センター機械エネルギー研究所 川崎市川崎区浮島町 4-1

* 科学技術庁 東京都千代田区霞が関 2-2-1

(1993 年 3 月 23 日受理)

Heat Transfer Characteristics of Cooling

Ganga Rohana CHANDRATILLEKE and Akio SATO*

Toshiba Research and Development Center, 4-1 Ukishima-cho, Kawasaki-ku, Kawasaki 210

* Science and Technology Agency, 2-2-1 Kasumigaseki, Chiyoda-ku, Tokyo 100

(Received March 23, 1993)

Synopsis :

Immersion cooling of a coated metallic object is discussed. Paradoxically, a coated object cools quicker than when the same object is bare. Through this phenomena the reader is introduced to various related topics. The main subject in the first issue is about the stability of the interface between liquid and vapor around the object and how this instability causes an early transition from film boiling to nucleate boiling state. In the second issue, the reader is introduced in more detail to film boiling by taking up the issue of film boiling on a long flat heater. A model for film boiling on such a heater is cited and effects of heater orientation and temperature on film boiling are qualitatively described based on this model. Finally, heat transfer in subcooled forced-flow helium is compared with that of supercritical helium, and ranges of heat flux are discussed for effective use of these two types of helium heat transfer.

1. はじめに

IV-1-1 章では、冷媒を有効に使うためにはその比熱、密度などの性質を使う立場から理解する必要があることを述べた。冷媒特性を“極低温地図”の中で自分のものにしていればより少ない冷媒ですばやく冷却できる。

冷媒をさらにじょうずに使うためには、あるいはしっかりとものを冷やすためには、被冷却体から冷媒へどのように熱が伝わるかを理解しなければならない。これを伝熱あるいは熱伝達という。

別にこれを理解していなくてもその巧拙・冷却時間を問わなければただ単に冷やしたいものを液体窒素なり液体ヘリウムに放り込むだけでとりあえず温度は下がる。

冷却は料理に似ている。材料に火を加えたとりあえず食べられるものはできるだろうがその味は火加減

によって旨くもまずくもなる。チーズフォンデュの火加減はブクブク気泡が出る寸前がいい。対流によって全体がほどよく溶ける。少し火が強いとヒータに直接あたる鍋の底だけが過熱されてチーズが焦げつく。シチューを煮込むのに時間を惜しんで強火で加熱する人はいない。多少かき回したくらいではやはり鍋の底が焦げついてしまう。鍋が焦げつくのはチーズフォンデュの場合もシチューの場合も鍋の底だけ温度が上がったからで、その原因としては、伝熱という膜沸騰が起きている場合と粘性次第では対流が起こる前に火加減のほうが強すぎて鍋底から固化してしまう場合と両方あるだろう。

冷却も料理も同じ“伝熱”で支配されている。したがって“聡明”な極低温実験者はしっかりとものを冷やす。もしかしたら料理もうまいかもしれない。

クエンチで焼け焦げたマグネットを引合いに出すまでもなく、聡明ではない極低温実験者はしばしば極低

温の世界にお焦げをつくる。これを不運という人もいるが料理に運不運はない。

マグネットを設計しない人でも実験でヒータを使う人はいるだろう。ヒータの発熱面積が少なすぎると膜沸騰を起こしてヒータだけが温度が上がり最後は切れてしまう。マグネットに電流を供給するパワーリードも対流熱伝達をきちんと理解していないと設計できない。交流マグネットはその交流損失の分だけ液体ヘリウムを蒸発させるが、その表面における熱伝達をおさえてきちんと設計しなければ超伝導線の温度がどんどん上がってクエンチにいたる。

伝熱には、固体内の伝導伝熱、固体と固体との伝熱、液体と固体との間の伝熱、気体と固体との伝熱などがあるが、この章では「液体と固体との間の沸騰伝熱」を中心に考えてみる。

発熱体（被冷却体）の表面積を S 、発熱量を Q とすると冷媒（温度 T_1 ）と発熱体（温度 T_2 ）との温度差 $\Delta T = T_2 - T_1$ との関係は

$$Q/S = h\Delta T$$

と表現される。 h は熱伝達率と呼ばれる。これは電気回路でいうところのオームの法則の相当する基礎式であり、ニュートンの冷却法則ともいう。オームの法則と大きく異なるのは、沸騰熱伝達特性がトンネルダイオードの電流電圧特性にも似た非線形な性質を示すことである。このため後から述べるように核沸騰から膜沸騰への転移が生ずる。

極低温実験の場合「液体と固体との間の伝熱」で対象になるのは

■ 常温の物体が冷媒の中で冷えていく過程

■ 冷媒中でのものが発熱する現象

の二つに大別されるが、いずれの場合も基本的な点は上の式で理解できる。ヒータの発熱面積もこの式で計算できるし、マグネットの安定性もこの式をもとに考察される。冷却にどのくらい時間がかかるかもこの式をもとに計算できる。

したがって、この熱伝達関係式（沸騰曲線）さえ理解すれば「液体と固体との間の伝熱」をすべて理解したかのような錯覚に陥るが、これが実は本当に錯覚であって、この関係式は発熱体が置かれた状況に大きく依存する。その状況の一つは伝熱（発熱）面の性質であり、伝熱面の姿勢にも依存する。さらにはこの特性は、パルス状の過渡的な発熱がある場合のような非定常状態では大きく変化する。同じ液体ヘリウムでも超臨界圧ヘリウム、あるいは超流動ヘリウムになればそ

Fig. 1 State of boiling around the sphere.

れぞれ異なった沸騰曲線をもつ。

この基礎講座では、熱伝達に関するこの基礎方程式が式として一人歩きしないように、いくつかの例についてこの式を再考してみる。

2. 裸の金属球と被覆した金属球はどちらが速く冷えるか？

寒風の中で裸でいたら風邪をひく。風邪をひかないようにその人の経済力に応じて身繕いをする。

ここに二つの金属球がある。一つは裸の金属球。もう一つはテフロンで被覆した金属球である。金属球の最初の温度は室温であるとしよう。この二つの金属球を窒素の中にじゃぶ漬けにしたとき、はたしてどちらが先に窒素温度まで冷えるだろうか？

テフロンの着物を着た金属球のほうがゆっくり冷えるように見えるが、実はこの場合は裸の金属球のほうが冷えにくい。これは一つのパラドックスである。これを理解するには沸騰のさまざまな形態を知る必要がある。

室温の金属球を液体窒素の中に浸した時金属球のまわりでは何が起きているのだろうか？

金属球を液体窒素の中に浸すと、金属球のまわりは即座に薄い窒素蒸気層で囲まれる。金属球の熱は窒素蒸気層を通して液体窒素に伝わり、液体窒素はその内側の窒素ガスとの界面で蒸発する（Fig. 1）。

金属球のまわりに蒸気層ができるのは、金属球の初期温度（300 K）が窒素の沸点（77 K）よりもはるかに高いためである。沸騰状態は被冷却体と冷媒との温度差に応じていくつかに分けられる。温度が沸点に近づけば沸騰は静かで、この状態は核沸騰と呼ばれる。温度が沸点よりもはるかに高くなると、冷却対象物体は蒸気膜で覆われ、いわゆる膜沸騰といわれる状態に転移する。室温の金属球を液体窒素の中に浸した時金属球のまわりに形成される薄い窒素蒸気層は、この膜沸騰による蒸気膜である。

膜沸騰状態では、熱は窒素ガス層を通して伝わる。この時の熱移動は主として液体と物体との間に形成さ

Fig. 2 State of liquid-vapor interface for film boiling on a horizontal surface.

れたガスによる熱伝導による。しかもこの蒸気層の熱伝導率はきわめて悪い。したがって被冷却体表面にガス層が形成されると被冷却体から液への熱伝達が阻害される。

一方、核沸騰など他の沸騰状態では熱伝達率が高い。これは、気泡が冷却面を離脱する度ごとに気泡のあった場所につめたい液体が流れ込むからである。この液体の流れがあるために熱伝達面すべてが蒸気薄膜で覆われることはない。

ある物体を冷やしている時、仮にある温度で沸騰状態にあるものを核沸騰に変化させることができるとすると、核沸騰のほうが熱伝達率が高いから物体の冷却速度は増加するはずである。これがまさしく被冷却物体を薄く被覆した時に起きている現象である。

3. 表面熱絶縁層と蒸気膜の不安定性

では表面の熱絶縁層は沸騰状態をどのように変化させるのだろうか？

結論から先にいうと、冷媒と被冷却体の温度差が小さくなると膜沸騰が不安定になり核沸騰状態に移転するが、金属表面を熱絶縁層で被覆した場合は、発生した蒸気層は裸の金属表面の場合よりもより高温側で不安定になる；すなわち熱絶縁層は核沸騰に移転させる効果がある。

それはこういう理由による。

蒸気層は、重力の効果があるから基本的に不安定である。水平表面で蒸発が起きて蒸気層が形成されると、密度の大きい液が蒸気層の上に乗ることになるから、重力のもとでは (Fig. 2), 液と蒸気の層はひっくりかえって蒸気層が上になろうとする。そうならないのは蒸気が次々と発生し、蒸気に流れと圧力があるからである。

物体の温度が冷却過程の中で下がってくれば、蒸気生成は減少し、その結果、気液界面は局所的に短時間物体表面と接触するようになる。この状態になると物質の表面温度は急激に減少するだろう。

Fig. 3 Variation with time of temperature within two solids when they come into sudden contact.

冷媒と物体表面の急激な接触により、表面温度がどれだけ下がるかを以下の近似モデルで考察してみる。

液体と固体の界面の話に入る前にまず二つの半無限固体を考える。それぞれの表面温度が T_1 , T_2 の時、その二つの固体が突然接触したとしよう。半無限固体の熱伝導を一定とすると、表面での固体の中に流れ込む熱流束 q は次の式で与えられる¹⁾。

$$q = -k[\theta - \theta_0]/(\pi\alpha t)^{1/2}$$

ここで k は熱伝導度、 t は経過時間、 θ は固体界面の温度、 θ_0 は固体の初期温度、 α は固体の熱拡散係数である。

さて、この式を二つの固体に適用し、接触面でのエネルギーバランスも考慮すると、接触面での全エネルギー生成 $q_1 + q_2$ は

$$\begin{aligned} & -k_1(T_c - T_1)/(\pi\alpha_1 t)^{1/2} \\ & -k_2(T_c - T_2)/(\pi\alpha_2 t)^{1/2} = 0 \end{aligned}$$

となる。ここで、添字 1 と 2 はそれぞれ固体 1 と固体 2 を表す。 T_c は接触面温度である。熱拡散係数の定義式 $\alpha = k/(\rho c)$ を代入すると、接触面温度 T_c は

$$T_c = [T_1 + T_2 \{(k\rho c)_1 / (k\rho c)_2\}^{1/2}] / [1 + \{(k\rho c)_1 / (k\rho c)_2\}^{1/2}]$$

ここで ρ と c はそれぞれ固体の密度と比熱である。二つの固体内の温度は接触した瞬間から時間経過とともに Fig. 3 のような変化を示す。ここでも T_c は時間に依存せず一定であり、それぞれの固体の界面近傍では温度勾配がゆるやかになる方向に温度が変化する。

この式で熱絶縁された加熱物体表面に冷媒が接触した時の液体-蒸気界面の温度を近似的に計算してみる。固体 1 を液体で置き換え、固体 2 を表面を熱絶縁被覆した物体とする。液体-蒸気界面の温度 T_c は

$$T_c = [T_1 + T_l \{(k\rho c)_l / (k\rho c)_s\}^{1/2}] / [1 + \{(k\rho c)_l / (k\rho c)_s\}^{1/2}]$$

で与えられる。ここで l と s はそれぞれ液体と加熱物

Fig.4 Temperature variation at the solid surface in the instance of liquid-solid contact.²⁾

体の絶縁物を表す。ここでも T_c は経過時間に対して一定であり、このことは、熱伝導が存在している限り、 T_c は変わらないことを意味している。しかしこの熱伝導の過程で液体は固体と接触し、それゆえ液体の温度も飽和温度以上に上がり過熱状態となり、ある温度差以上になると液体は沸騰を開始する²⁾。そして液体が蒸発するこの過程で固体表面の温度は急激に降下する (Fig.4 参照)。

以上のような過程で温度が下がった領域を cold spot という。この cold spot では核沸騰が起こるが (Fig.5 参照)、この点が再び膜沸騰に復帰するかどうかは、この点がいかに速く温度降下から回復するかどうかにかかってくる。すなわち cold spot に流入する熱量に依存する。ここで表面層が熱絶縁物である場合は cold spot がまわりから伝導によって熱を得るのにより長い時間がかかることになる。熱絶縁層が薄い場合は、cold spot は熱絶縁層の下に加熱物体から容易に熱エネルギーを得ることができる。逆に熱絶縁層が厚ければ厚いほど熱絶縁層の下からの熱伝導による熱移送は起こりにくくなる。その結果、熱絶縁層が厚ければ厚いほど固体-液体界面での温度降下は大きくなる。

表面温度がある限度を越えて降下すれば、cold spot は膜沸騰に復帰できず、その場所では核沸騰が起こって蒸気膜は分断される。伝熱面全体を覆っていた蒸気膜は部分的に核沸騰領域で分断されて不安定となる。膜沸騰核沸騰が共存したこのような状態を遷移沸騰と呼ぶ。

表面が熱絶縁層で被覆されている場合は上で述べたように温度降下が大きいから物体がすべて金属の場合よりも高い温度で蒸気膜が不安定になる。

こうして遷移沸騰が始まり、やがてそれぞれの発泡点が分離される核沸騰に転移する。遷移沸騰と核沸騰は膜沸騰に比べてより有効であるから、物体は急速に冷媒温度まで冷えるだろう。ここで重要なことは熱絶

Fig.5 Depiction of liquid-solid contact (a) before the contact, (b) conduction period, (c) evaporation period.²⁾

縁物はある程度薄くなければならないということである。これについては次節以降で考察する。

Kikuchi ら²⁾は上述の熱絶縁物効果を液体-固体接触モデルを用いて解析している。パラメータをふって数値解析した結果、彼らは最低膜沸騰温度 (核沸騰に転移する温度) を、蒸発支配期間と、伝導支配期間 (Fig.4 参照)、蒸発支配期間の熱流束である蒸発熱流束、熱絶縁層と物体との接触係数といった因子のそれぞれについて割り当てた値と実験値が一致するように計算した。接触係数は熱絶縁層と物体との接触抵抗に起因するものである。解析の結果、蒸発熱流束は臨界熱流束よりも約 20% 高かった。ここで臨界熱流束とは核沸騰状態で実現できる最大の熱流束であり、この値をわずかでも越えると膜沸騰状態へ転移する。

どのようにして臨界熱流束よりも 20% も大きい熱流束が実現するのだろうか。遷移熱伝達の条件のもとでは臨界熱伝達よりも大きな熱伝達を実現しうる³⁾。このことは次節で再び触れる。

ここまで表面を被覆した金属球を冷媒中で冷やす場合を題材として、膜沸騰と核沸騰の本質的な違い、どのようにしてその沸騰状態が実現するかを考えてきた。

ここでいろいろな術語が出てきて読者は混乱しているかもしれない。専門用語はともかく大事なことはその中にひそんだ物理である。沸騰に関連するいくつかの術語をとりあえず頭に入れたとして、上記の考察をひとまず中断し、次節では被冷却物体の表面温度に依存して熱伝達率がどう変わるかを沸騰曲線の観点から

Fig. 6 The boiling curve: surface heat flux as a function of the excess surface temperature with respect to the coolant temperature.⁴⁾

Fig. 7 A typical heat transfer surface for measuring its surface temperature.⁴⁾

みってみる。

4. 沸騰曲線

Fig. 6 に表面熱流束 q_w (全熱流束を表面積で割ったもの) を冷媒と表面との温度差 (冷媒の温度は飽和温度とする) の関数として示した⁴⁾。この曲線は沸騰曲線と呼ばれる。ここで加熱面は研磨した銅であり水平上向きに置かれている。冷媒は大気圧の液体ヘリウムである。これらのデータは、十分に時間をとって定常状態を実現した後、銅ブロックの表面温度を測定することにより求めた (Fig. 7 参照)。

Fig. 6 は三つの異なる領域からなる。左から右へ、温度差 0.6 K までは核沸騰領域、0.6 K から 1.8 K までの領域はデータがないが、遷移沸騰領域と呼ばれる。1.8 K 以上が膜沸騰領域である。ここで、遷移領域のデータは核沸騰のデータの最大点と膜沸騰のデータの最小点を結ぶ直線で推定する。この沸騰曲線を熱流束の関数とみた時、これは多価関数となっている。

Fig. 8 Comparison of transient nucleate boiling data with steady-state boiling curve (obtained with a 0.3 mm diameter horizontal wire³⁾ for liquid helium).

遷移領域の中の状態は不安定である。ほんの小さな温度変動で完全な膜沸騰へあるいは核沸騰の領域へ転移する。それゆえ、熱流束を制御する定常実験では遷移領域のデータを求めることはできない。そのようなデータを得るためには熱流束ではなく温度をコントロールする⁵⁾。沸騰曲線は温度の関数としてみた時は一価関数であるからである。定常状態の沸騰についてみてきたが、ここで過渡的な条件のもとで、すなわちごく短時間で熱流束が変化する時の沸騰がどうなるかを考えてみよう。

Fig. 8 は、0.3 mm 径の水平線で液体ヘリウムについて得られた沸騰曲線である³⁾。定常状態のデータは白ぬきの丸、非定常状態のデータは黒丸で示している。過渡状態のデータを求めるためステップ状のパルス電流を試料線に流して直接加熱している。このデータを対数プロットすると、過渡的に得られたデータは定常的に得られた核沸騰のデータの延長線上にくる⁶⁾。この事実は他の流体についても確認されている⁷⁾。

さて、前節でみたように加熱面を熱絶縁層で被覆した時に何が起こるかをみてみよう。データを Fig. 9 に示す。熱絶縁膜はテフロンで、その厚みは、1.3 μm , 50 μm , 95 μm と変化させている。横軸は熱絶縁層の表面温度とヘリウム温度との温度差である。

膜沸騰状態での熱伝達を熱絶縁層の有る無しで比べると、その差はないようにみえる。すなわち熱絶縁層による膜沸騰熱伝達の変化はない。しかしこの膜沸騰状態で実は重要な変化がある。それは最小熱流束値で

Fig. 9 Surface layer effects on the boiling curve for liquid helium at vertical heat transfer surface orientation.⁴⁾

あり、この最小熱流束をとる温度は、熱絶縁層の厚みが増加するにつれて増えていく。これは、高温からある物体を冷やした時、厚い熱絶縁膜をつけば核沸騰への転移が高い温度で起こることを意味する。熱絶縁膜が厚ければ厚いほどこの効果は大きい。一方核沸騰領域における熱伝達率を同じ温度で比較すると、熱絶縁膜をつけたほうが熱伝達率が低下している。すなわち熱絶縁層に起因する冷却速度の低下があるだろう。熱絶縁層の厚みを増加させればその低下はもっと大きい。急速に冷却するためにはどこかに最適の厚みがありそうである。

ところで沸騰領域における熱伝達率の低下はどうして起こるか？ これには二つの理由が考えられる。一つは熱絶縁層の熱伝導の効果で、もう一つは発泡点 (nucleation site) の数のちがいである。表面の発泡点が多いほど表面からの熱流束も大きい。テフロン表面は金属の研磨面より明らかに滑らかであり、したがって機械研磨した銅の表面より発泡点が少ない。1.3 μm の熱絶縁層をつけた場合については、これが裸の表面よりも熱伝達率が低下する主な理由である。この場合は絶縁層が非常に薄いから熱伝導の効果は大きくはならない。絶縁層の厚みが増してくると熱伝導の効果が際だってくる。

熱絶縁層の最適な厚みに関しては窒素について得られた以下のような実験がある⁹⁾。実験結果を Fig. 10 に示す。ここでは、ある温度までクールダウンするのに要した時間を熱絶縁層 (テフロン) の厚みの関数として示している。この実験では厚さ 2 mm の正方形の銅板をベークライト板に埋め込み、銅板の一方の面だけが液体窒素にさらされるようにしている。銅板の最初

Fig. 10 Cooldown time to a given final temperature as a function of insulation (Teflon) thickness for liquid nitrogen.⁹⁾

の温度は 90 °C (365.15 K) である。20 °C と、-50 °C、-100 °C、-150 °C、-175 °C (98.15 K) のそれぞれの最終温度に達するまでに要した時間をテフロン被覆の厚みをいくつかの値に変化させて測定している。図からわかるように、冷却所要時間は表面が裸の最初の値からテフロン被覆の厚みを増やすにつれ、最初は増加して極大値をとり、その後極小値をとって再び増加する。冷却所要時間の最小値を与える熱絶縁層の厚みは、最終冷却温度が低いほど薄い。このことにより、浸漬冷却によって物を冷やす時、急速に冷やすためにはある厚みの熱絶縁被覆があったほうが良いことが確認できる。

5. 垂直面での熱伝達

実際の冷却を考えた場合冷却面あるいは加熱面は必ずしも水平に置かれているわけではない。垂直方向に立てた長い平らな板が液体の中で浸漬冷却されている場合を題材としてもう少し詳しく膜沸騰熱伝達を考えてみよう。最初の話題と同様、液体、例えば窒素に浸された瞬間に膜沸騰状態が形成される。

さて問題は熱伝達率が加熱表面に沿って同じかどうかである。

膜沸騰熱伝達の場合、熱伝達率は蒸気膜の厚みに反比例する。膜が厚ければ、熱伝達率は小さい。加熱表面が長い場合、沸騰膜は表面に沿って成長するだろうか？ はたして、加熱表面に沿って平均的にその膜の厚みは一定であろうか？

このことを明確にする興味深い実験がなされている⁹⁾。熱伝達表面は長さ 350 mm、厚さ 5 mm の銅ブロックで形成され、加熱面に沿った熱伝導を防ぐため

$$h = (1/H_{cr}) \int_0^{H_{cr}} (k_v/\delta_v) dx$$

ここで δ_v は下端から x の距離での蒸気膜の厚さであり、 H_{cr} は加熱面下端から最初の蒸気うねりが発生する場所までの距離である。 k_v は蒸気の熱伝導度である。 δ_v も H_{cr} も熱伝達表面の傾きに依存することがわかっているから、ヒータがいかなる傾きをとっても平均膜沸騰熱伝達率は求めることができる。さらに詳しい計算は文献8)を参照のこと。

定性的な議論ではあるが、熱伝達面を傾けた時に平均熱伝達率 h がどのように変化するかをみてみよう。上式より h は H_{cr} に依存する。熱伝達面を下方に傾けると蒸気膜はより安定になる。重力場中では気相が液相の上のほうが安定だからである。それゆえ熱伝達面が下向きになるように傾かせていくと、 H_{cr} は次第に長くなるはずである。 H_{cr} が増加すると h は減少する。すなわち、熱伝達面が下向きになるように傾かせていくと、平均熱伝達率 h は減少する。一方、熱伝達面が次第に上向きになるように傾かせていくと、たとえ 45° 以上傾けても H_{cr} はほとんど一定のままだろう。しかしながら、蒸気膜の厚さ δ_v が増加するから平均熱伝達率はわずかに減少する。結局、熱伝達面が垂直の時、熱伝達率は最大となる。

ここまでは伝熱面の傾きを変えた場合の熱伝達率の変化について議論したが、温度が上昇した時にはどうなるか。温度が増加するにつれ、蒸気膜の厚さ δ_v は増加する。したがって熱伝達率は減少する。このモデルにより、ヘリウムと、窒素、R-113、水といった多くの液体についてこの熱伝達率の変化を推定することが可能である⁹⁾。

6. 超臨界圧ヘリウムの熱伝達

これまで液体窒素あるいは液体ヘリウム中の熱伝達を大気圧のもとで考えてきたが、実際の冷媒は過冷却でもあるいは大気圧以上でも使われる。あるいはこれらを超伝導コイルの中に直接循環させるいわゆる強制冷却のかたちで使われることもある。

実際にこのような冷媒を用いる人は核融合実験炉などの大型マグネットなどの運転に携わるごく一部の人のみに限られるが、普通の研究者でもそれら冷媒の性質を一般常識程度に理解することで極低温の全体地図がみえてくるだろう。ここでは大気圧以上の冷媒の熱伝達を考えてみる。

IV-1-1章でみたように、圧力をあげるとそれ以上

Fig. 14 A comparison of supercritical heat transfer with other modes of heat transfer in the case of helium¹¹⁾: α , β and γ =supercritical helium heat transfer at the flow rates, 10, 30 and 50 g/s/cm² respectively; i=forced convection nucleate boiling at 0.107 MPa and 3-37 g/s/cm² flow rates, ii and iii=force convection film boiling at 0.107 MPa and at the flow rates, 4.5-14 and 27-37 g/s/cm²; a=forced convection nucleate boiling region at 0.196 MPa pressure and 12-42 g/s/cm² flow rates; b, c and d=force convection film boiling at 0.196 MPa pressure and at the flow rates, 12-15, 27-31 and 42-47 g/s/cm² respectively; Solid lines=Nucleate boiling values evaluated from Kutateladze correlation for 0.107 MPa and 0.196 MPa.

ではガスとして存在しえない圧力に到達する。この圧力は臨界圧力と呼ばれ、ヘリウムの場合は 0.2275 MPa (2.25 気圧)、窒素の場合は 3.398 MPa (33.5 気圧) である。臨界圧力以上では、蒸気相への蒸発はないから、気泡が一箇所に集まらないなどの冷却上のメリットはあるが、一方、超臨界圧領域での熱伝達是对流熱伝達しか存在しない。対流モードでは、熱伝達率が他の沸騰モードなどに比べて非常に小さい。これらの熱伝達モードを比較してみよう¹¹⁾。Fig. 14 はヘリウムについての比較である。

図で示される亜臨界圧（すなわち臨界圧力以下）のデータは、 $L/D=48$ のパイプ中の熱伝達についてのものである。ここで L はパイプの長さ、 D は直径である。これらのデータは強制対流熱伝達に関するもので

あることに注意してほしい。図中斜線ハッチングでデータ領域を示す。

プール沸騰のデータは Kutateladze の相関式から求めたもので¹¹⁾で 0.107 MPa (1.1 気圧) と 0.196 MPa (2 気圧) の二つの圧力について実線で示している。超臨界圧のデータは、質量流量 10, 30, 59 g/s/cm², 圧力 0.294 MPa (3 気圧) の条件のもとで次の式で計算したものであり、破線 α , β , γ で示されている。

$$Nu = 0.0259 Re^{0.8} Pr^{0.4} (T_w/T_b)^{-0.716}$$

ここでは、 Nu =Nusselt 数、 Re =Reynolds 数、 Pr =Prandtl 数である。 T_w はパイプの内側の壁の温度、 T_b は冷媒のバルク温度である。

この図より亜臨界圧の熱伝達について次のことが結論できる。

熱流束が 0.01 から 0.3 W/cm² の範囲では、亜臨界圧の熱伝達が、同じ質量流量に関して、超臨界圧の熱伝達よりも優っている。さらに、熱流束が 0.01 から 1 W/cm² の範囲では、超臨界圧に近い圧力での亜臨界圧熱伝達が、超臨界圧ヘリウムよりも優っている。

一方、熱流束が 1 W/cm² 以上では、0.098 MPa (1 気圧) における亜臨界圧熱伝達は超臨界圧熱伝達に比べて優れているわけではない。0.098 MPa (1 気圧) の亜臨界圧の熱伝達データは、わずかな熱流束の変化で温度が急激に上がることを示しているからである。事実この場合、熱伝達曲線の傾きから判断する限りでは、超臨界圧ヘリウムがここであげられた他の熱伝達モードに比べて優っている。

7. ま と め

「裸の金属球と被覆した金属球はどちらが速く冷えるか？」

「垂直面での熱伝達」

の二つのテーマを中心に冷却過程における熱伝達を今までの教科書とは少し違った観点から考えてみた。著者の意図したところは、沸騰曲線を式として一人歩きさせないことである。重力による影響で伝熱面の傾きが変わると沸騰曲線もちがったものになる。発熱の瞬間にはまた別の効果もある。

この講座はあくまでも“広ーい”熱伝達の世界への入門である。文中の参考文献を頼りにさらにその世界の広さを知って欲しい。

参 考 文 献

- 1) For instance, H. Carslaw and J. Jaeger: *Conduction of Heat in Solids*, Oxford University Press, Second edition (1959)
- 2) Y. Kikuchi, T. Hori and I. Michiyoshi: *Int. J. Heat Mass Trans.* **28** (1985) 1105
- 3) A. Sakurai, M. Shiotsu, K. Hata and Y. Takeuchi: *Cryogenics* **29** (1989) 597
- 4) G.R. Chandratilleke, S. Nishio and H. Ohkubo: *Cryogenics* **29** (1989) 588
- 5) 一色尚次, 玉木怨乎: 熱および熱力学講演会前刷, 日本機化学会 (1960) 103
- 6) P. J. Giarratano and N. V. Frederick: *Adv. Cryog. Eng.* **25** (1979) 455
- 7) A. Sakurai and M. Shiotsu: *Trans. ASME* **99** (1977) 544
- 8) S. Nishio: *Proc. ASME-JSME Thermal Eng. Joint Conf.* **1** (1983) 103
- 9) 西尾茂文, G. R. Chandratilleke, 小津 努: 日本機械学会論文集B編 **56** (1990) 262
- 10) T. D. Bui and V. K. Dhir: *Trans. ASME (series C)* **107** (1985) 764
- 11) P. J. Giarratano, R. C. Hess, M. C. Jones: *Adv. Cryog. Eng.* **19** (1974) 404