

## 液体窒素のフラッシング現象に関する実験的研究\*

横山真吾\*<sup>1</sup>, 花岡 裕\*<sup>2</sup>, 戸倉郁夫\*<sup>2</sup>

## An Experimental Study on Flashing Phenomenon of Liquid Nitrogen

Shingo YOKOYAMA, Yutaka HANAOKA and Ikuo TOKURA

The aim of this study is to clarify the fundamental features of the flashing phenomenon of cryogenic liquid nitrogen under rapid depressurization. Liquid nitrogen flashing experiments have been carried out using a cryostat with windows. From these experimental results, it is shown that a pressure recovery process after rapid depressurization occurs when bubbles generated in the low-temperature region grow and rise in liquid nitrogen. Furthermore, local minimum pressure and pressure recovery within the vessel are predicted by saturated pressure corresponding to initial liquid temperature. The local minimum pressure depends strongly on initial temperature rather than on the rate of depressurization.

**Key Words:** Cryogenics, Boiling, Bubble, Flashing, Depressurization, Liquid Nitrogen, Cryostat, Stratification

## 1. 緒 言

高压容器内で気液平衡状態にある液体が急減圧を受けると、一時的に液体が過熱された後に沸騰を開始する。この現象はフラッシングと呼ばれる。今日までこの研究は主に原子炉の冷却水喪失事故(LOCA)に関連して行われてきたが<sup>(1)~(6)</sup>、いずれも高温水を対象に、高い減圧速度(100 MPa/s以上)で行われたものが多く、水以外の流体や低い減圧速度におけるフラッシングの研究は十分とは言えなかった。そこで著者ら<sup>(7)~(10)</sup>はフラッシング現象の基本的なメカニズムを解明するために、フロン系液体を用いた比較的遅い減圧速度(0.1~2 MPa/s)によるフラッシング現象の実験を行い、Alamgir-Lienhard<sup>(11)</sup>が提示した高減圧速度下のフラッシングにおける過熱限界の相関式が、低い減圧速度に対しては適用できないことを確認するとともに、沸騰開始条件について検討を加えた。

ところで近年、各方面での低温流体の使用が増加しており、低温流体容器や配管の安全性確保の観点から、低温流体におけるフラッシング現象の解明が必要にな

ってきている。しかしながらこの現象に関連した研究としては、急減圧下における液体窒素中の気泡の成長、崩壊に関するHewitt-Parker<sup>(12)</sup>の報告があるだけで、低温流体のフラッシング時の圧力変動や沸騰様相については、現在までほとんど研究例がないのが実状である。

低温流体は蒸発潜熱や液体、蒸気の密度比が極端に小さいなど、常温流体と比較して物性値が大きく異なるほかに、容器外壁からの熱侵入により自然対流が壁面に沿って発生し、液上部に内部より高温の液層を形成することが知られている(温度成層現象)<sup>(13)</sup>。したがって、低温流体のフラッシングに関しては、この現象が大きな影響を与えることが予想される。

本研究は圧力、温度計測のほかに沸騰様相の観測が可能なクライオスタット(压力容器)を用いて、温度成層が生じた液体窒素を比較的遅い減圧速度範囲(50~300 kPa/s)でフラッシングさせた場合の挙動を実験的に調べたものである。

## 記 号

$d$ : オリフィス直径

$HL_i$ : 管下端からの初期液位

$p$ : 圧力

\* 原稿受付 平成3年11月11日。

\*<sup>1</sup> 正員、室蘭工業大学大学院 (〒050 室蘭市水元町 27-1)。

\*<sup>2</sup> 正員、室蘭工業大学工学部。

- $p_i$ : 初期圧力  
 $p_{sat}$ : 初期液温に対する飽和圧力  
 $p_n$ : 初期減圧過程における極小圧力  
 $p_r$ : 減圧後の回復圧力  
 $T_{sat}$ : 初期圧力  $p_i$  に対する飽和温度  
 $T_1, T_2, T_3$ : 各点における初期温度  
 $t$ : 時間  
 $t_n$ : 圧力極小時間  
 $t_r$ : 圧力回復時間  
 $\Delta T_3$ : T 3 における初期サブクール度 =  $T_{sat} - T_3$   
 $\Sigma$ : 減圧速度 =  $(p_i - p_n)/t_n$

## 2. 実験装置および方法

図1に実験装置の系統図を示す。クライオスタットはステンレス製で外筒(全長680 mm, 外径215 mm, 54 mm×374 mmの光学窓一対を有する)と圧力容器である内筒から構成されている。図2に内筒の詳細図を示すが、内筒は、熱侵入を抑えるための筒(内径110 mm, 長さ162 mm)と液体窒素がたまる部分(50 mm×50 mm×430 mmのく形断面)からなっている。さらに、液体窒素だまりの所には沸騰様相の可視化のために、50 mm×360 mmの光学窓(厚さ15 mmの石英ガラス)が一対設けられている。上部フランジには圧力変換器、ブルドン管、放出用電磁弁、JIS規格によるオリフィス(口径3~10 mm)、液体窒素注入弁、加圧弁が取り付けられている。また温度測定用として、液体窒素だまりに銅-コンスタンタン熱電対を垂直方向に3箇所設置した。

実験の方法はまず、断熱のために内外筒間を真空ポンプで $10^{-1}$  Pa程度に排気した後、液体窒素を注入する。所定の初期圧力(初期圧力は150~540 kPaの範囲で設定し、条件に応じて自然蒸発による加圧と窒素ガ

スによる加圧を使用した)まで昇圧させた後、初期温度を電圧計で測定し、ただちに放出用電磁弁を開放し、フラッシングを発生させる。この電磁弁開放信号がトリガとなり、圧力計測が開始される。データはA-Dコンバータを介してパーソナルコンピュータに送られ、記録、処理される。さらに沸騰様相の記録にはモータ駆動35 mmカメラ(5コマ/s)が用いられた。

## 3. 実験結果と考察

**3.1 沸騰様相と圧力波形** 図3にフラッシングの連続写真、図4に図3と同時に測定された初期段階における圧力波形を示す。このときの初期圧力 $p_i=538.0$  kPa(自然昇圧)、初期液位 $HL_i$ は圧力容器管下端から368 mm(液体体積比36.6%)、熱電対の位置はT1が管下端からそれぞれ353 mm, T2が203 mm, T3は72 mmにあり、オリフィス直径 $d=3$  mmである。また初期液温は $T_1=93.4$  K,  $T_2=90.6$  K,  $T_3=89.3$  Kとなり、T3における初期サブクール度は $\Delta T_3=5.6$  Kである[飽和値の換算は文献(14)によった]。ここで、 $\Delta T_3$ は初期圧力に対応する飽和温度と $T_3$ との温度差を表示するが、 $T_{sat}$ が液面上の液温に等しいと仮定するならば、成層により生じる温度こう配の大きさを表す一つの指標として考えることができる。一方、図4中の破線は初期液温に対する飽和圧力を示しており、T1に対応する飽和圧力は $p_{sat}=476.5$  kPa, T2に対しては $p_{sat}=379.9$  kPa, T3については $p_{sat}=340.3$  kPaである(なお、静圧の影響は小さいので無視

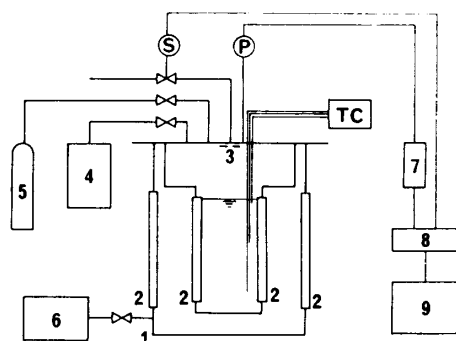


図1 実験装置系統図

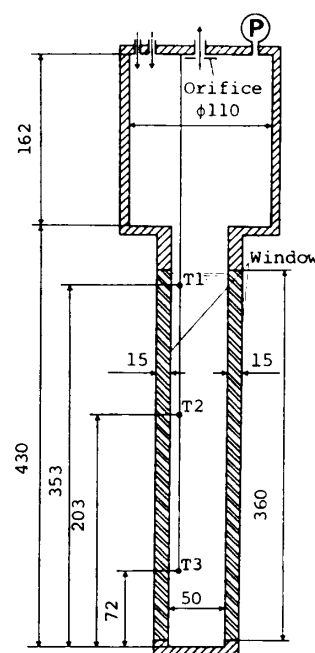


図2 内筒部詳細図

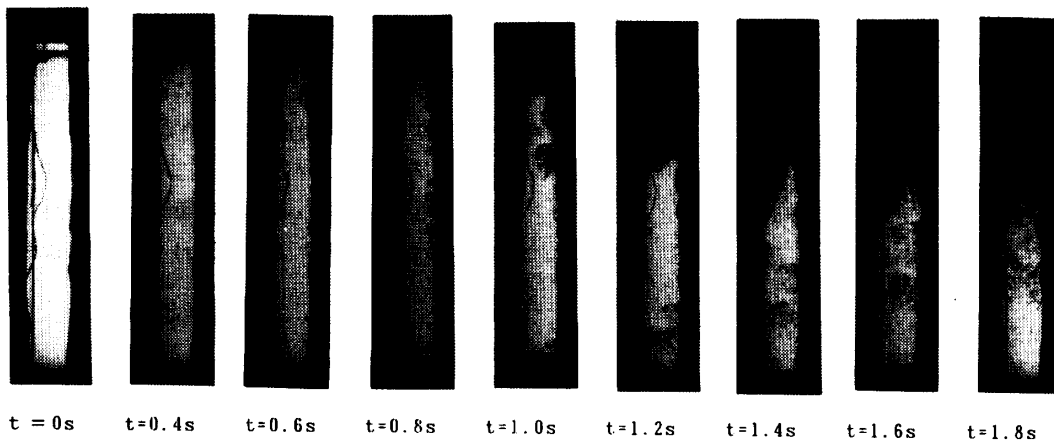


図3 沸騰様相の連続写真(自然加圧)

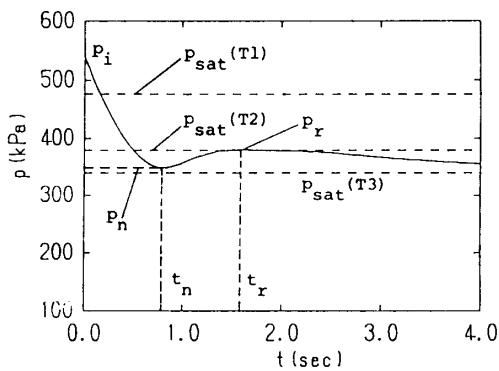


図4 圧力波形(自然加圧)

する)。図3から急減圧後、 $t=0.4$ sで気液界面からの発泡が見られ、時間の経過とともに、壁面および管下端部付近から発生した気泡が成長しながら上昇していく様子がわかる。その後、液全体にわたる急激な沸騰を伴う気液二相流の領域が下部へ進行する。図4と比較すると、 $t=0.4\sim 0.6$ sの写真より、気液界面から上部壁面にかけてすでに発泡しているが、これが系の圧力を大きく回復させるには至らず、むしろ、圧力極小時間  $t_n=0.76$ sをとった後に発生した壁面中部と管下端部付近からの気泡が成長、上昇する段階で、系の圧力が回復している。この理由として、気液界面付近は液温が高いため、初期サブクール度が小さく、液下部と比べてフラッシングは起こりやすいが、気泡体積が小さいために、蒸気発生量も小さく、この段階では圧力回復に至らなかったと思われる。しかしながらその後、液中央部から十分大きな体積の気泡が時間遅れを伴って発生したために、液体を上部に押し上げる作用が働き、その結果として圧力回復が現れたと考えられる。なお図4から、極小圧力  $p_n=349.6$  kPa、回復圧力  $p_r=381.0$  kPa、圧力回復時間  $t_r=1.56$  s、減圧速度  $\Sigma$

$=247.9$  kPa/sの諸量を得た。

つぎに窒素ガス加圧による実験結果を図5, 6に示す。図5は連続写真、図6は圧力波形である。 $p_i, HL_i, d$ , および熱電対の位置は図4と同様であるが、 $T_1=90.7$  K,  $T_2=85.4$  K,  $T_3=84.5$  Kであり、図4に比し初期液温は低くなっている。しかし、逆に  $\Delta T_3$  は  $10.4$  Kと大きな値となる。これは、液体窒素温度より極端に高い室温状態で注入される窒素ガスが気液界面近傍で凝縮する際に潜熱を放出することから、液上部の液温が下部よりかなり高くなった結果と考えられる。飽和圧力については、T1の位置における飽和圧力： $p_{sat}=383.4$  kPa, T2： $p_{sat}=237.4$  kPa, T3： $p_{sat}=218.1$  kPaであり、それぞれ図4よりも低い値をとる。すなわち、ガス加圧は自然加圧と比較して初期液温は低く、T3での初期サブクール度は大きくなるのが特徴である。言い換えれば前者のほうが温度こう配は大きくなっている。図5では、 $t=0.6\sim 0.8$ sの間で気液界面からの蒸発ならびに発泡が見られる。その後、 $t=1.8$ sで管最下端部から気泡が発生し、容器中央部壁面から発生した気泡とともに成長、上昇していく様子が観測される。図6との対応では極小圧力に到達する時間  $t_n=1.64$  s以前に気液界面とその付近の壁面からの発泡が観察されることから、図3と同様に初期減圧過程において、圧力極小点に到達する前にサブクール度の低い部分から発泡を開始することが明らかとなり、フロン系媒体の場合とは異なった様相を示している。さらに、図5の  $t=1.8\sim 2.6$ sの写真と図6の圧力波形より、系の圧力を回復させているのは自然昇圧の場合と同様、サブクール度の大きい部分からの大気泡の生成、成長、上昇であることが明らかとなった。なお、この実験条件の場合に対しては  $p_n=238.6$  kPa,  $p_r=264.8$  kPa,  $t_r=2.92$  s,  $\Sigma=182.6$  kPa/sの値が得

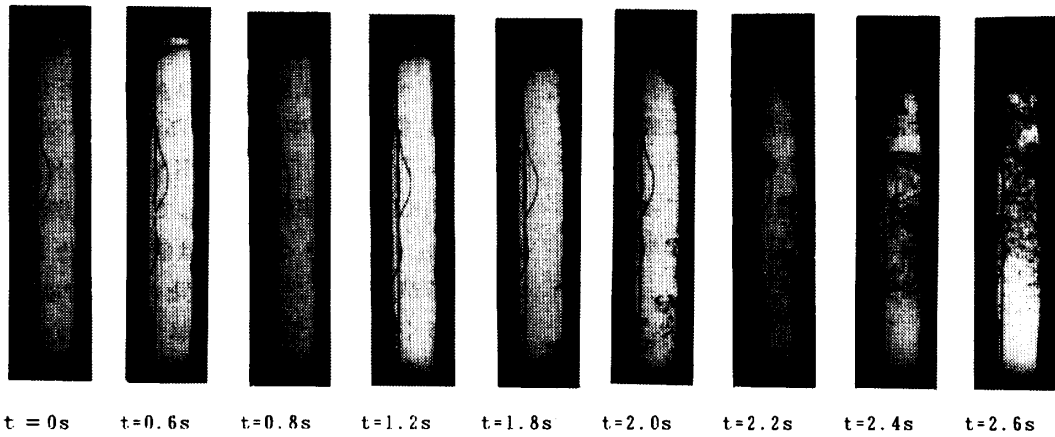


図5 沸騰様相の連続写真(窒素ガス加圧)

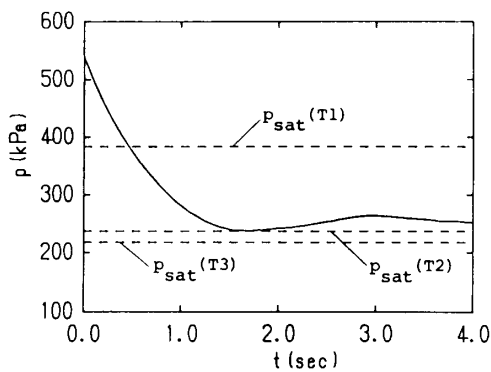
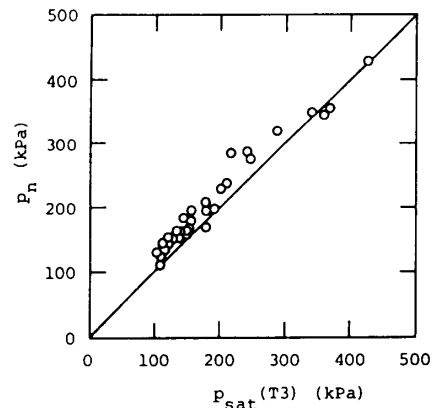


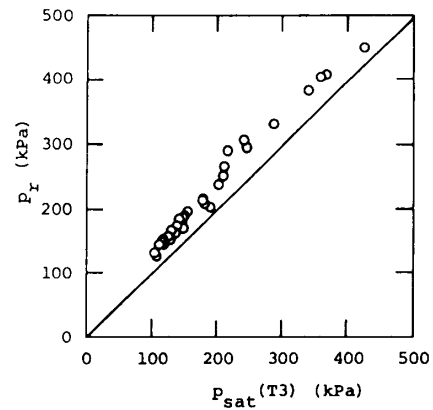
図6 圧力波形(窒素ガス加圧)

図7  $p_n$  と  $p_{sat}(T_3)$  の関係

られた。

**3・2 極小圧力と回復圧力** 図4と図6から、初期圧力、初期液位、オリフィス径が同一にもかかわらず、加圧方法の違いから初期液温に差異が生じたために、それぞれの極小圧力  $p_n$  や回復圧力  $p_r$  に差が現れたと思われる。したがって、容器内の沸騰減圧過程における  $p_n$  や  $p_r$  の値は初期圧力よりも、むしろ成層による初期液温の差異や初期サブクール度(温度こう配)に大きく依存しているものと予想される。

図7に極小圧力  $p_n$  と初期液温  $T_3$  に対する飽和圧力  $p_{sat}(T_3)$  の関係を示す。図7中の○印は実験値(77.5 K  $\leq T_3 \leq 92.0$  K)，実線は軸に対して45°の傾きをもち、実験値が実線上にあれば  $p_{sat}(T_3)$  と  $p_n$  が等しいことを示している。両者を比較すると全体的に良好な一致が見られる。すなわち、初期減圧過程における極小圧力値は、 $T_3$  に対応する飽和圧力に等しいと考えてもよい。これは温度成層のないフロン系のフラッシングには観測されなかった現象<sup>(7)(8)</sup>である。この結果の理由としては、図3, 5からわかるように、液体窒素のフラッシングの場合、沸騰が液上部から順次進行す

図8  $p_r$  と  $p_{sat}(T_3)$  の関係

ることから、初期液温の低い管底部付近では気液相平衡状態に近い沸騰が実現しているので、底部の液温に対応する飽和圧力より降下できないためと考えられる。

つぎに回復圧力  $p_r$  と  $p_{sat}(T_3)$  の関係を図8に示す。実験値は全体にわたって実線よりも上回っていること

がわかる。そこで、初期液温が  $T_3$  よりも高い  $T_2$  に対する飽和圧力  $p_{sat}(T_2)$  と回復圧力  $p_r$  の関係について図9に示す。ここで実験値の初期液温範囲は  $78.4\text{ K} \leq T_2 \leq 92.2\text{ K}$  である。比較すると両者との間に良い一致が見られる。興味深い結果ではあるが、この一致が図7のメカニズムと同様であるかどうか現状では明らかでなく、今後、詳細に検討する必要があると考えられる。

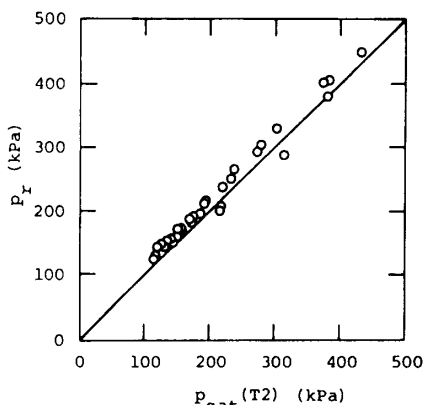


図9  $p_r$  と  $p_{sat}(T_2)$  の関係

さらに初期サブクール度と極小圧力、回復圧力との関係について検討する。図10, 11は  $T_3$  における初期サブクール度  $\Delta T_3$  と極小圧力  $p_n$ 、回復圧力  $p_r$  の関係である。図10, 11中、○印は  $75\text{ K} \leq T_3 < 80\text{ K}$ 、●印は  $80\text{ K} \leq T_3 < 85\text{ K}$ 、□印は  $85\text{ K} \leq T_3 < 90\text{ K}$ 、△印は  $90\text{ K} \leq T_3 < 95\text{ K}$  の実験値を表している。初期液温の高いほど  $p_n, p_r$  が大きくなるのは前述したとおりの傾向であるが、初期サブクール度との関係では、ばらつきが大きく、明りょうな相関性は見られない。換言すれば初期液温  $T_3$  が同じであれば、加圧方法の違いによって初期サブクール度（温度こう配）の大小を設定しても、 $p_n, p_r$  に対する影響はほとんどないと言える。

一方、初期圧力  $p_i$  と  $p_n$  の関係を示したのが図12である。図12中の記号は図10, 11と同様である。やはり初期液温が高いほど、極小圧力が大きくなる傾向を示すが、初期圧力との相関については、ばらつきが大きく、相関は弱いことを示している。なお、圧力回復についても同様の傾向を示すことが確認されている。

ところで、Alamgir-Lienhard<sup>(11)</sup> は、急減圧に伴う

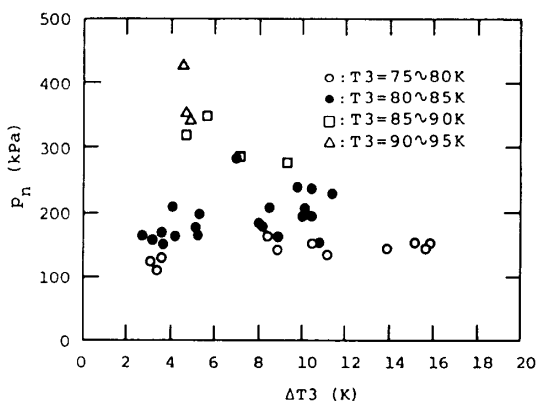


図10  $p_n$  と  $\Delta T_3$  の関係

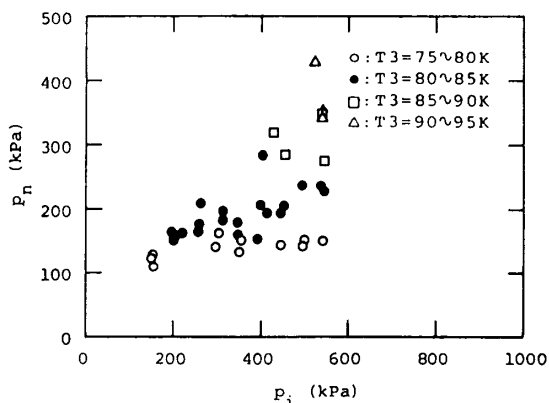


図12  $p_n$  と  $p_i$  の関係

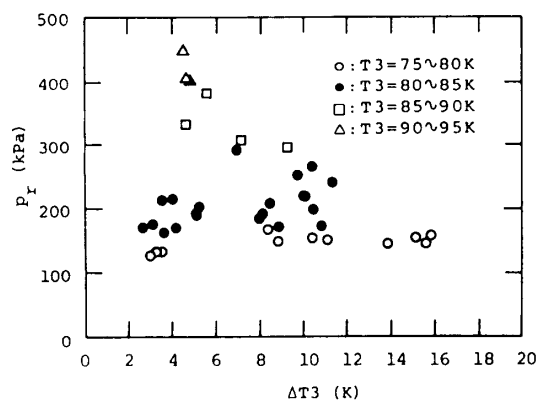


図11  $p_r$  と  $\Delta T_3$  の関係

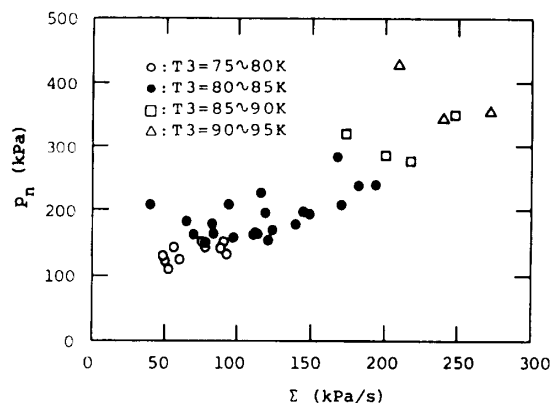


図13  $p_n$  と  $\Sigma$  の関係

沸騰開始時の極小圧力点までの圧力アンダシュート ( $p_{\text{sat}} - p_n$ ) が減圧速度と初期液温に強く依存するとし、熱水に関する相関式を提案し、約 400 MPa/s 以上では減圧速度に強く依存するものの、低い減圧速度の場合には相関性が見られないことを指摘した。本実験についても、 $p_n$  の減圧速度の依存性について検討してみた。図 13 は極小圧力  $p_n$  と減圧速度  $\Sigma$  の関係を示したものである。多少のばらつきはあるものの、 $\Sigma$  の増大にしたがって、わずかながら  $p_n$  が増大する傾向が見られる。したがって本実験においても極小圧力  $p_n$  は極めて低い減圧速度であるにもかかわらず、初期液温と減圧速度に依存すると考えられる。しかしながら、液体窒素のような低温流体の場合には、 $p_n$  値は沸騰開始条件そのものを表示するよりは、むしろ大量の気泡発生量に起因する極小圧力と考えられ、それは 3・1 節で検討した沸騰様相からも裏付けられる。

#### 4. 結 言

温度成層が生じている液体窒素のフラッシング現象に関して沸騰様相の可視化ならびに圧力、温度測定を行った。その結果、以下の結論が得られた。

(1) 急減圧後、温度成層のため、比較的高温状態にある気液界面付近から発泡する。その後、容器中部から底部にかけて低温領域から漸次、気泡が大量に発生、成長、上昇することにより液面全体を押し上げ、系の圧力を回復させている。

(2) 極小圧力  $p_n$  および回復圧力  $p_r$  は、低温領域にある初期液温  $T_3$  および  $T_2$  に対応する飽和圧力値からそれぞれ予測できる。

(3) 極小圧力  $p_n$  は初期液温と減圧速度の両者に依存する。この結果は高温水などの場合と同様である

が<sup>(9)(11)</sup>、液体窒素の場合、特に初期液温に強く支配されることが明らかとなった。また、 $p_n$  値そのものは沸騰開始条件を示す極小圧力点ではなく、むしろ大量の気泡発生開始点を表示する。

本研究では主に容器内の蒸気圧を測定したが、今後は容器内を伝播する圧力波の測定とともに、フラッシング現象に関する理論的な考察を行っていきたい。

最後に実験遂行に当たりご助力をいただいた本学小川徳哉技官、および同学生 高橋秀典君、渡辺敏晃君に感謝する。また、千葉大学工学部 前野一夫助教授には適切なご助言をいただいたことを付記し、謝意を表したい。

#### 文 献

- (1) Edwards, A. R. and O'Brien, T. P., *J. Br. Nucl. Energy Soc.*, **9**(1970), 125.
- (2) Lienhard, J. H., ほか 2 名, *Trans. ASME J. Heat Transf.*, **100**-3(1978), 473.
- (3) Takeda, Y. and Toda, S., *J. Nucl. Sci. Tech.*, **16**-7(1979), 484.
- (4) Alamgir, Md., ほか 2 名, *Trans. ASME J. Heat Transf.*, **102**-3(1980), 433.
- (5) Barták, J., *Int. J. Multiphase Flow*, **16**-5(1990), 789.
- (6) 加治・ほか 2 名, 機講論, No. 900-17(1990-11), 65.
- (7) 前野・ほか 2 名, 機論, **53**-485, B(1987), 193.
- (8) Hanaoka, Y., ほか 3 名, *JSME Int. J.*, **33**-2(1990), 276.
- (9) 藤井・ほか 4 名, 機講論, No. 900-17(1990-11), 67.
- (10) 横山・ほか 4 名, 第 28 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, III(1991-5), 739.
- (11) Alamgir, Md. and Lienhard, J. H., *Trans. ASME. J. Heat Transf.*, **103**-1(1981), 52.
- (12) Hewitt, H. C. and Parker, J. D., *Trans. ASME, Ser. C*, **90**-1(1968), 22.
- (13) Fan, S. C., ほか 2 名, *Adv. Cr. Eng.*, **14**(1969), 249.
- (14) 日本機械学会編, 流体の熱物性値集, (1983), 115, 日本機械学会.