

密閉形二相熱サイフォンの限界熱流束と不安定現象

近藤, 哲也
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

福田, 研二
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻 | 九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

長谷川, 修
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

日高, 政隆
株式会社日立製作所 | 九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

他

<https://doi.org/10.15017/17671>

出版情報 : 九州大学大学院総合理工学報告. 8 (2), pp.229-235, 1987-01-26. 九州大学大学院総合理工学研究科
バージョン :
権利関係 :

密閉形二相熱サイフォンの限界熱流束と不安定現象

近藤 哲也*・福田 研二*
長谷川 修*・日高 政隆**
福田 豊実***

(1986年9月30日 受理)

**Critical Heat Flux and Instability Phenomena
of a Closed Two-Phase Thermosyphon**

Tetsuya KONDOH, Kenji FUKUDA, Shu HASEGAWA,
Masataka HIDAKA and Toyomi FUKUDA

An experimental study on the critical heat flux and the instability phenomenon of a closed two-phase thermosyphon has been made.

For general application, the condenser and the evaporator inner diameters of the test tube are designed to be different. Freon R-113 is used as a working fluid. Effects of (a) fill ratio of the working fluid in the tube, (b) outer wall temperature of the condenser, (c) heat flux and (d) geometrical configurations of the evaporator are investigated, and the critical heat flux and the maps of instability phenomenon are obtained.

A correlation for estimating the critical heat flux is developed by making use of the Wallis correlation for flooding. By comparing the calculation results from it with the experiments, validity of the correlation is confirmed.

In order to increase the critical heat flux, thermosyphons with three types of an internal downcomer are tested, and the critical heat flux as well as the temperature distributions along the tube are obtained. Internal circulation of the working fluid by the internal downcomer are also recognized.

1. 緒 言

前報¹⁾ではフロン R-113 を作動流体とする沸騰部と凝縮部の直径が異なる密閉形二相熱サイフォンを垂直に配置した場合について、その熱伝達特性及び管内の作動温度等を計算するために導出した簡易モデルの有効性について報告した。

本報では前報¹⁾と同じ熱サイフォン管を用いて限界熱流束及び不安定現象の発生する範囲を実験的に調べた。また、前報¹⁾の簡易モデルと Wallis のフラッディング相関式³⁾を用いて、バーンアウト域の限界熱流束に対する無次元相関式を導出し、実験結果と比較した。

ところで、密閉形二相熱サイフォンの限界熱流束に関する研究はかなり多く行なわれており、作動流体の

充填率が大きい場合、その発生のメカニズムは気液対向二相流におけるフラッディングである²⁾と考えられている。このフラッディングによるバーンアウトを回避し熱伝達性能及び限界熱流束を向上させる方法として同心状に内部下降管を挿入する方法が提案されており、関らの研究^{13)~17)}、深田らの研究^{18,19)}及び忽那らの研究²⁰⁾があるが、これらは全て開放形熱サイフォンの場合である。密閉形二相熱サイフォンについては、Bezrodnyi らの研究²¹⁾、及び太陽熱集熱器への応用を目的とした著者らの研究^{22,23)}がある程度で殆ど研究されていない。

そこで、内部下降管を挿入した場合の限界熱流束の向上に関する基礎的なデータを得る目的で、前報¹⁾で用いた熱サイフォン内に3タイプの内部下降管を挿入して実験を行なった結果もあわせて報告する。

*エネルギー変換工学専攻

**エネルギー変換工学専攻修士課程 (現在日立製作所)

***エネルギー変換工学専攻修士課程

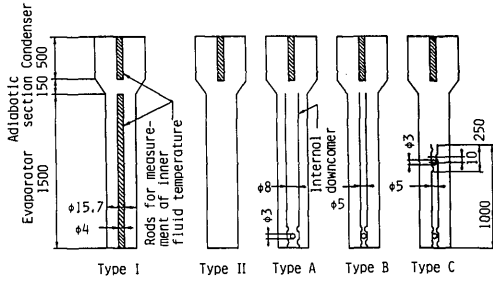


Fig. 1 Types of thermosyphon tested.

Table 1 Experimental parameters.

Type	Outer wall temp. of condenser (°C)	Fill ratio of working fluid
I, II	30, 45, 60	0.05, 0.1, 0.2, 0.3 0.5, 0.7, 0.9
A, B, C	30	0.1, 0.3, 0.5, 0.7 0.9

2. 実験装置及び実験方法

実験に用いた熱サイフオン管の寸法及び実験装置は前報¹⁾と同じであるので省略する。

本報では沸騰部の内部構造が実験パラメータの一つとして追加されているので、実験に用いた熱サイフオン管をその内部構造により Fig. 1 に示す5タイプに分類する。Type I は前報¹⁾と同じであり、Type II は沸騰部の内部流体温度測定用ロッドを取り除いた場合である。また、Type A は外径 8 mm、内径 6 mm、長さ 1,500 mm、Type B は外径 5 mm、内径 4 mm、長さ 1,500 mm、Type C は外径 5 mm、内径 4 mm、長さ 1,000 mm (上部 250 mm の間に内径 3 mm の小孔をピッチ 10 mm で加工) なる SUS304 製の内部下降管をそれぞれ有している。

実験方法も前報¹⁾と同じであるので詳細な説明は省略するが、限界熱流束点は、沸騰部壁温が 140°C を越えた時点とした。Table 1 に実験パラメータを示す。

3. 簡易モデルによる限界熱流束の予測

前報¹⁾では熱サイフオン管を利用した熱交換器のモデルを用いて、熱サイフオンの作動温度、伝達熱量等を計算する方法を示したが²⁾、本報ではこの簡易モデルを用いて限界熱流束に対する関係式を導出する。簡易化のため、前報¹⁾の仮定の他に次の仮定を導入する。

(1) 沸騰部の流れは定常、一次的であり、気液は

飽和状態にある。

(2) 加熱は等熱流束的である。

(3) エネルギー式中での伝導項、圧力勾配と粘性による消散項及び気液界面での熱流束は無視できる。

(4) 物性値は飽和状態のものを用い、一定とする。

前報¹⁾の Fig. 4 に示すように垂直上向きに座標軸 z をとると、上記仮定にもとづく質量及びエネルギー保存則は気相、液相に対し、それぞれ次のようになる。

$$\frac{d}{dz}(\alpha_k \rho_k u_k) = \Gamma_k \quad (1)$$

$$\frac{d}{dz}(C_{hk} \alpha_k \rho_k u_k h_k) = \frac{\xi_h}{A} \alpha_{kw} q_{kw} + \Gamma_k h_{ki} \quad (2)$$

ここに、 $k=g, l$ で、 $\alpha_l + \alpha_g = 1$, $\alpha_{lw} + \alpha_{gw} = 1$ である。また、気液界面での jump 条件は次式で与えられる。

$$\Gamma_l + \Gamma_g = 0 \quad (3)$$

$$\Gamma_l h_{li} + \Gamma_g h_{gi} = 0 \quad (4)$$

仮定 (1) より、 $h_k = h_{ki} = h_{ks}$, $C_{hk} = 1$ ($k=g, l$) となり、更に気相は過熱されないので、 $\alpha_{lw} q_{lw} = q_{ib}$, $\alpha_{gw} q_{gw} = 0$ なる関係がフローパターンによらず成立する。これらの関係を (2) 式に代入すると、次式を得る。

$$\rho_l h_{ls} \frac{d}{dz}(\alpha_l u_l) = \frac{\xi_h}{A} q_{ib} - \Gamma_g h_{gs} \quad (5)$$

$$\rho_g \frac{d}{dz}(\alpha_g u_g) = \Gamma_g \quad (6)$$

(5) 式に液相に対する (1) 式を代入することにより

$$\Gamma_g = \frac{\xi_h q_{ib}}{A h_{fg}} = \frac{4 q_{ib}}{D_{he} h_{fg}} \quad (7)$$

が得られるが²⁾、(6) 式は気相に対する (1) 式と等価である。(7) 式を (1) 式に代入し、 $j_k = \alpha_k u_k$ ($k=g, l$) なるみかけの流速を導入することにより次式を得る。

$$\frac{d}{dz}(j_l) = -\frac{\Gamma_g}{\rho_l} \quad (8)$$

$$\frac{d}{dz}(j_g) = \frac{\Gamma_g}{\rho_g} \quad (9)$$

(8), (9) 式を $z=0$ で $j_g = j_l = 0$ なる境界条件で積分すると、 j_g, j_l の最大値は各々次式で与えられる。

$$|j_k|_{\max} = \frac{\Gamma_g l_b}{\rho_k}, \quad (k=g, l) \quad (10)$$

密閉形二相熱サイフオンの限界熱流束が気液対向二相流におけるフラッディングに起因するものとする²⁾と、フラッディング点は Wallis の相関式³⁾

$$(j_g^*)^{1/2} + m(j_l^*)^{1/2} = C_w \quad (11)$$

$$j_k^* = j_k \left[\frac{\rho_k}{D_{hs} g (\rho_l - \rho_g)} \right]^{1/2}, \quad (k=g, l) \quad (12)$$

与えられる。(10)式を(12)式に代入すると、Wallisパラメータは次のように変形できる。

$$j^* = 4 \left(\frac{l_b}{D_{he}} \right) \Omega_{hy}^+ \quad (13)$$

$$j_g^* = 4 \left(\frac{l_b}{D_{he}} \right) \left(\frac{1}{R^+} \right)^{1/2} \Omega_{hy}^+ \quad (14)$$

$$\Omega_{hy}^+ = \frac{q_{ib}}{\rho_l h_{fg}} \left[\frac{\rho_l}{D_{hy} g (\rho_l - \rho_g)} \right]^{1/2} \quad (15)$$

(13), (14) 式を (11) 式に代入し、フラッディング点での加熱部熱流束 q_{ib} を限界熱流束 q_{cr} として次式を得る。

$$\frac{q_{cr}}{\rho_g h_{fg}} \left[\frac{\rho_g^2}{g (\rho_l - \rho_g)} \right]^{1/4} = \left(\frac{C_w}{2} \right)^2 \left(\frac{D_{he}}{l_b} \right) \times \frac{(Bo_{hy})^{1/2}}{[1 + m(R^+)^{1/4}]^2} \quad (16)$$

ここに、左辺は Kutateladze⁴⁾ 及び Zuber⁵⁾ のプール飽和核沸騰におけるバーンアウト熱流束の相関式に用いられているウエーバー数にほかならない。さらに、開放形二相熱サイフンの限界熱流束に適用できると考えられる、次元解析による甲藤の無次元整理式⁶⁾のパラメータとも一致している。

4. 実験結果及び考察

4.1 限界熱流束

Fig. 2 に内部流体温度測定用ロッドがある場合 (Type I) とない場合 (Type II) の q_{cr} の実験結果を示す。前報¹⁾でも述べたように、 q_{cr} にはドライアウトとバーンアウトの二つの形式があり、Fig. 2 にもこの性質がよく表われている。ドライアウトは作動流体の充填率 ψ が小さい領域で発生し、液膜の消滅が原因であるため ψ を増加させれば q_{cr} も上昇する。一方バーンアウトは ψ が比較的大きい領域で発生し、フラッディングが原因であるため気液の相対速度 (つまり加熱量) に依存し、 ψ にはほとんど依存しない。本体系の場合、 $\psi = 0.1 \sim 0.2$ がこの境界となっている。またバーンアウト域では凝縮部平均外壁温度 T_{oc} の上昇と伴に q_{cr} も上昇し、一方ドライアウト域では逆に低下することが分かる。

Type II の場合は Type I に比較して実質的な流路断面積が増加するので、気液の相対速度が減少しバーンアウト域では q_{cr} は上昇するが、ドライアウト域の q_{cr} にはあまり変化はなかった。Type I と Type II のバーンアウト点での管外壁温度分布にはほとんど差異がなく、内部流体温度測定用ロッドは温度分布や

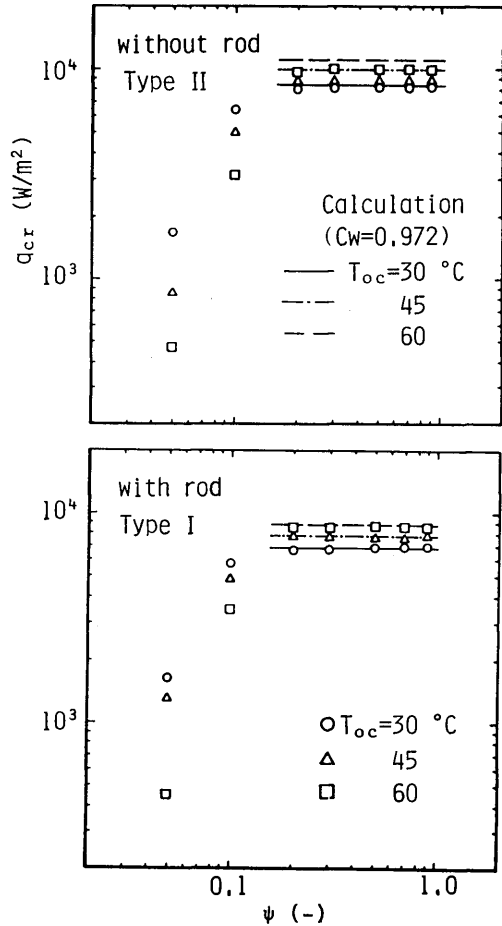


Fig. 2 Critical heat flux.

バーンアウト発生点にはほとんど影響をあたえず、 q_{cr} の大きさにのみ影響する。

ドライアウト域の q_{cr} はバーンアウト域のそれと比較して小さいので、ドライアウト域に相当する ψ をもつ熱サイフンを高熱負荷条件の熱交換器に使用することは避けるべきである。

4.2 不安定現象

密閉形二相熱サイフンの壁温及び圧力の振動を伴う不安定現象について幾つかの報告があるが^{7)~10)}、それらのなかには既に限界熱流束点を越えてドライアウトまたはバーンアウトが発生した後の不安定現象の研究もある^{7,8)}。しかし限界熱流束点 (特にバーンアウト点) を越えた熱負荷は熱サイフン管にとっては危機的状态にあり、実際の使用にあたっては避けられる (気体-気体熱交換器のような場合を除く)。よって本研究では限界熱流束点までの範囲を対象を限定した。

Fig. 3 に Type I の場合について、不安定現象の発生領域を示している。本体系では低熱流束で大充填率の場合及びバーンアウト点において不安定現象が観察された。Fig. 3 より分かるように、低熱流束で大充填率の場合の不安定現象は、 q_{ib} の増加及び ψ の低下に伴い消滅する傾向にある。また T_{oc} の上昇に伴いこの不安定域は小さくなり、 $T_{oc}=60^{\circ}\text{C}$ では全く発生していない。

T_{oc} の上昇に伴う不安定域の消滅の例を Fig. 4(a) ~ (e) に示している。図中の各記号は熱電対の取り付け位置を示しており、前報¹⁾の Fig. 1 と対応している。 T_{oc} の上昇に伴い、圧力振動の振幅は小さく、周期は短くなり、 $T_{oc}=60^{\circ}\text{C}$ では安定化するのが分かる。また q_{ib} の増加に伴い、圧力振動の振幅は小さく、周期は短くなる傾向にあった。Fig. 4(d), (e) にはドライアウト及びバーンアウト時の振動例を示している。ドライアウト時には極めて微小な振動が見られるがほぼ安定

している反面、バーンアウト時には圧力及び沸騰下部の壁温に振動が見られる。

Fig. 5(a), (b) に Type I ($T_{oc}=30^{\circ}\text{C}$, $\psi=0.9$) の起動及び停止時の過渡現象の一例を示す。Fig. 5(a) は無負荷状態から $q_{ib}=2,960\text{ W/m}^2$ なる熱流束をステップ状に加えた場合の壁温及び圧力の変化を示している。加熱開始後は自然対流により熱が伝達されるが、約 3.5 分後に沸騰部の上部と中央部の壁温が急低下し、この部分で沸騰が開始したことが分かる。この約 1.8 分後に沸騰部の下部でも沸騰が開始する。このように沸騰開始に時間遅れが生じるのは、管軸方向に静圧分布があり、飽和温度が下部ほど高くなるためである。本例のように沸騰部が長く、 ψ が大きいほど、沸騰開始の時間遅れは著しくなる。沸騰開始点では大量の蒸気が瞬時に発生するため、凝縮部での蒸気凝縮能力が追従できず、管内の圧力はパルス的に上昇している。

Fig. 5(b) は $q_{ib}=6,943\text{ W/m}^2$ なる熱流束を加え、

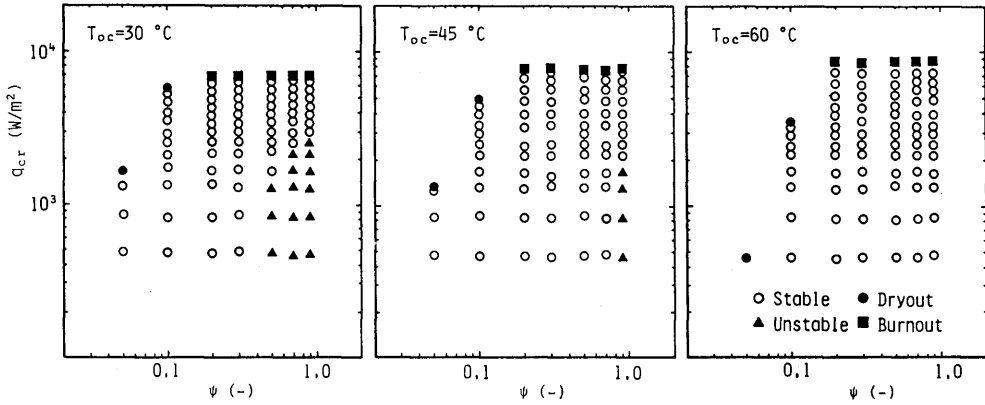


Fig. 3 Maps of instability phenomenon (Type I).

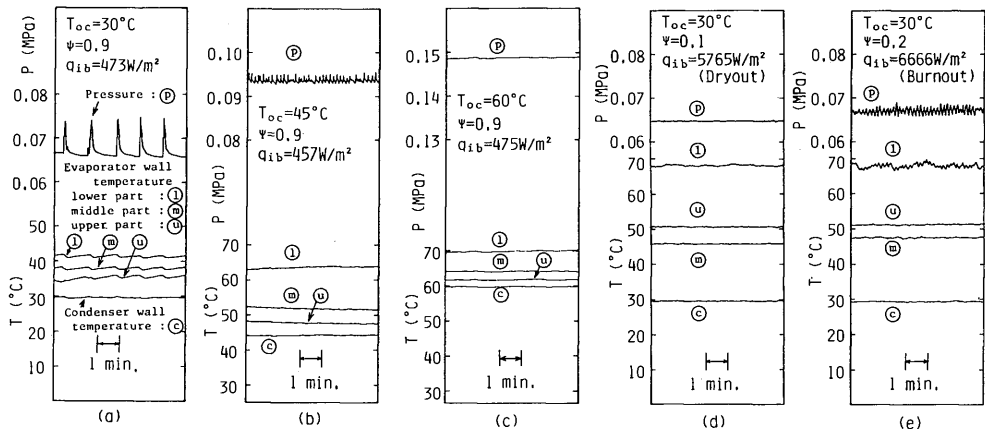


Fig. 4 Examples of typical oscillation (Type I).

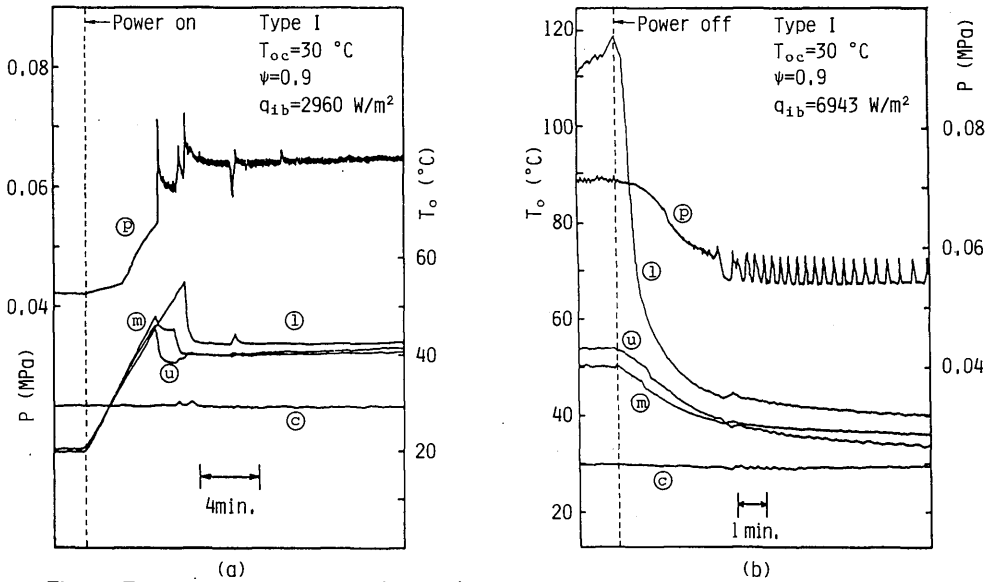


Fig. 5 Transient phenomenon at the starting and the stopping stages of the experiment (Type I).

バーンアウト状態にある場合から、ステップ状に無負荷にした場合である。無負荷にすると同時にバーンアウト状態にあった沸騰部下部の壁温は急低下し、それに伴い管内の圧力も低下するが、約3.6分後に振動が発生するようになる。この圧力振動は時間と共に振幅は小さく、周期は長くなり、最終的には消滅する。これは、加熱停止後、管内の圧力の低下と共に飽和温度も低下するため、沸騰部の熱容量により局部的に過熱流体が生じ、これが沸騰することにより、沸騰部が突沸を周期的に繰り返すためであると考えられる。

4.3 簡易モデルによる計算結果との比較

3章で導出した相関式の有効性を調べるために、計算結果と実験結果を比較した。(16)式に含まれる定数 C_w は Type I の実験結果より $C_w=0.972$ と決定し、また $m=1$ とした。更に、物性値はその温度依存性を考慮した。計算方法は次のとおりである。まず前報¹¹⁾に示した方法により内部流体温度 T_f を求め、 T_f が収束した後、(16)式の右辺と左辺を別々に計算し、(左辺) \geq (右辺) となった時点で限界熱流束点に達したものととして計算を終了した。

Fig. 2 に q_{cr} の計算結果を示す。Type I の実験結果を用いて C_w の値を決定したため、この場合は計算と実験とは良く一致している。Type II のロッドがない場合は $T_{oc}=30^{\circ}\text{C}$ の場合は良く一致しているが、45、65 $^{\circ}\text{C}$ の場合は幾分大きめの値を予測している。Shires-Pickering¹¹⁾ は内管が加熱される環状流路の蒸

気-水系のフラッディングの実験において、本研究の値に近い $C_w=1.20$ なる値を報告している。なお、本研究の場合の q_{cr} は Imura et al. の相関式¹²⁾ より約1.6倍ほど高い結果となったが、管形状の影響であると考えられる。ちなみに、Imura et al. の相関式¹²⁾ との比較では $C_w=0.768$ 程度の値を得る。

4.4 内部下降管を挿入した場合

Fig. 1 に示す3タイプの内部下降管を挿入した場合の q_{cr} の実験結果を Fig. 6 に示す。これより Type A, B, C の順に q_{cr} は大きくなる事が分かる。図中の破線は Type I、実線は Type II の場合の q_{cr} の実験デー

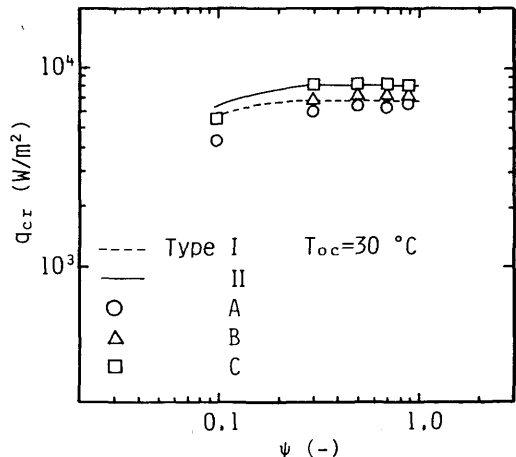


Fig. 6 Critical heat flux when the internal downcomer is inserted.

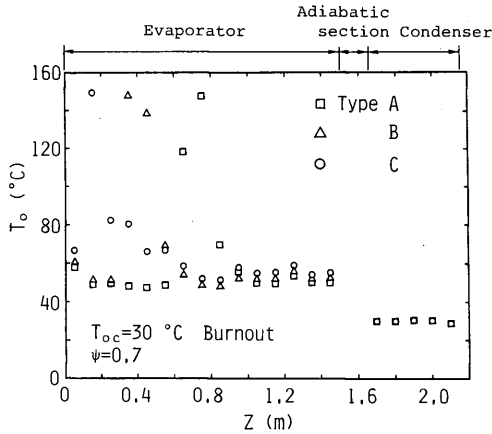


Fig. 7 Outer wall temperature distributions at burnout points for the thermosyphon with the internal downcomer inserted.

タ (Fig. 2) を結んだ線であり、比較のために示してある。また、Fig. 7 にはバーンアウト時の管外壁温度の管軸方向の変化を示す ($T_{oc}=30^{\circ}\text{C}$, $\psi=0.7$)。これよりバーンアウト点は Type C, B, A の順に沸騰部のより上部に移動することが分かる。

Fig. 6, 7 より各々のタイプの管内の流動状態が以下のように推定できる。Type A の場合、 q_{cr} は Type I の場合より低くなっているが、これは外径 8 mm の内部下降管を挿入したため実質的な流路断面積が減少し、その結果蒸気流速が上昇し、より低い加熱量でフラッシングが発生し限界熱流束点に達したものと考えられる。一方バーンアウト点が沸騰部の上部に移動することは、内部下降管より沸騰部下端へ液相が供給されていることを示すものであり、内部下降管の内径が最も大きい Type A の場合がキャリーオーバーされている液相を取り込む確率が最も大きいため、循環量も最も多く、バーンアウト点が沸騰部の最も上部に移動したものと考えられる。Type B の場合は、 q_{cr} は Type I の場合より僅かに大きくなっている。内部下降管の外径がロッド外径より大きいためフラッシング発生に対しては不利であるにもかかわらず q_{cr} が向上するのは、内部下降管から沸騰部下端へ液相の供給が行なわれているためである。Type C の場合、 q_{cr} は 3 タイプのうちで最も高く、Type II の場合と同程度である。しかし、バーンアウト発生点は Type I, II の場合と同じ位置であり、Type B の場合よりも沸騰部の下方となっている。これは Type B よりも更に内部下降管に取り込まれる液相の量が少なくなっていることを示しており、内部下降管の側面に小孔を設けること

は余り効果がないように思われる。

このように、内部下降管の挿入による q_{cr} の向上は、内部下降管挿入による流路断面積の減少によるマイナス効果と内部下降管へ取り込まれる液相による沸騰部下端への循環量の増大によるプラス効果という相反する効果のバランスで決定される。また、フラッシング発生点とフラッシングによる液相のキャリーオーバー後の流動状態により内部下降管の開口の最適位置 (即ち最適長さ) が存在すると考えられ、更に q_{cr} の向上をはかるためには、可視化による管内の作動流体の挙動を明らかにする必要がある。

内部下降管を挿入した場合の不安定現象を Type I のそれと比較すると、バーンアウト点での挙動に差異がある。Type I のバーンアウト点で発生する不安定現象 (Fig. 5(e) 参照) では圧力振動を伴うが、Type A ~ C ではこの圧力振動がかなり小さくなる。また、壁温は沸騰部の中央部から徐々に上昇し、ドライアウト的な挙動となり、壁温が 140°C に達するまでの時間は、Type I, II に比較して約 1.6 倍程度長くなった。

5. 結 言

フロン R-113 を作動流体とする、沸騰部と凝縮部の直径が異なる密閉形二相熱サイフンを垂直に配置して、限界熱流束と不安定現象の発生を調べた。また、簡易モデルにより限界熱流束の相関式を導出した。更に、バーンアウト域の限界熱流束の向上を目的として、3 タイプの内部下降管を挿入した実験を行なった。その結果、

- (1) 限界熱流束は作動流体の充填率に依存する領域 (ドライアウト域) と依存しない領域 (バーンアウト域) に分かれ、バーンアウト域では凝縮部外壁温度の上昇に伴い限界熱流束は高くなる。
- (2) 低熱流束で大充填率の場合とバーンアウト時に不安定現象が発生する。また、前者の不安定は熱流束の増加及び凝縮部外壁温度の上昇に伴い安定化する。
- (3) 簡易モデルによるバーンアウト域の限界熱流束に対する相関式は実験結果と良く一致する。
- (4) 内部下降管を挿入することにより、作動流体の内部循環が実現できることが明らかとなった。限界熱流束の向上のためには、フラッシング発生後の流動状態を可視化により確認し、内部下降管の最適形状を決定する必要がある。

主な記号

- A : 流路の断面積 [m²]
 B_{0ny} : ボンド数 [-]
 $B_{0ny} = D_{ny}[g(\rho_l - \rho_g)/\sigma]^{1/2}$
 C_h : エンタルピ束の分布パラメータ [-]
 D_{he} : 等価直径 [m]
 $D_{he} = d_{ib}[1 - (d_{or}/d_{ib})^2]$
 D_{hy} : 水力直径 [m]
 $D_{hy} = d_{ib}[1 - (d_{or}/d_{ib})]$
 R^+ : 気液の密度比 [-]
 $R^+ = \rho_g/\rho_l$
 d : 直径 [m]
 g : 重力の加速度 [m/s²]
 h : エンタルピ [J/kg]
 h_{fg} : 潜熱 [J/kg]
 l : 長さ [m]
 q : 熱流束 [W/m²]
 u : 流速 [m/s]
 z : 管軸方向の座標 [m]
- (ギリシャ文字)
- Γ : 気相又は液相の生成率 [kg/m³s]
 α : ボイド率 [-]
 ξ_h : 加熱周長 [m]
 ρ : 密度 [kg/m³]
 σ : 表面張力 [N/m]
 ψ : 作動流体の充填率 [-]
- (添字)
- b : 沸騰部
 c : 凝縮部
 cr : 限界熱流束点
 g : 気相
 i : 熱サイフォン管内壁面又は気液界面
 l : 液相
 o : 熱サイフォン管外壁面
 r : ロッド
 s : 飽和状態
 w : 壁面

参考文献

- 1) 近藤哲也ら他3名, 九州大学総合理工学研究科報告, 8-1 (1986), p. 57.
- 2) H. Imura and H. Kusuda, Mem. Fac. Engng, Kumamoto Univ. 24 (1979).
- 3) G. B. Wallis, One-dimensional Two-phase Flow (McGraw-Hill, 1969), p. 339.
- 4) 甲藤好郎, 伝熱概論 (養賢堂, 1985), p. 312.
- 5) 西川・藤田, 伝熱学 (理工学社, 1983), p. 235.
- 6) 甲藤好郎, 日本機械学会論文集(第2部), 44-387(昭53-11), p. 3908.
- 7) T. Fukano et al., ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference Proceedings (Hawaii), Vol. 1 (1983), p. 95.
- 8) 深野・角口, 第22回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1985-5), D201, p. 500.
- 9) K. Negishi, 5th International Heat Pipe Conference, Pre-Prints IV (1984-5), p. 2.
- 10) C. Casarosa et al., Int. J. Heat Mass Transfer, 26-6 (1983), p. 933.
- 11) G. L. Shires and A. R. Pickering, Symposium on Two-phase Flow (Exeter), Vol. 2 (1965), B501.
- 12) H. Imura et al., Int. J. Heat Mass Transfer, 26-8 (1983), p. 1181.
- 13) N. Seki et al., Proceedings of Brazilian Energy Congress, Rio de Janeiro, A-5 (1978), p. 43.
- 14) 関 信弘ら他4名, 第15回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1978-5, 6), D206, p. 421.
- 15) 関 信弘ら他3名, 第17回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1980-5), B211, p. 283.
- 16) N. Seki et al., Transactions of the ASME (Journal of Heat Transfer), Vol. 103 (1981), p. 472.
- 17) 福迫尚一郎ら他2名, 第23回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1986-5), C321, p. 439.
- 18) 深田智久ら他2名, 第17回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1980-5), A310, p. 139.
- 19) 深田智久ら他2名, 第18回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1981-6), A210, p. 100.
- 20) 忽那泰章ら他2名, 第20回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1983-6), D215, p. 535.
- 21) M. K. Bezrodny et al., 5th International Heat Pipe Conference, Pre-Prints II (1984-5), p. 48.
- 22) K. Fukuda et al., 5th International Heat Pipe Conference, Pre-Prints I (1984-5), p. 107.
- 23) 近藤哲也ら他3名, 日本機械学会講演論文集 No. 848-3 (1984-11), p. 147.