論 文

CONTRIBUTED PAPERS

宇宙用二相流体ループ蒸発器の熱輸送特性^{*1} Heat Rejecting Capability of a Two-Phase Loop Cold Plate for Space Use

野 村 洋 志^{*2}・小 林 康 徳^{*3}
Hiroshi NOMURA and Yasunori KOBAYASHI

Key Words: Space Engineering, Cold Plate, Heat Transfer, Two-Phase Flow

Abstract

This paper deals with a fundamental approach for a two-phase fluid loop system, with emphasis specifically on the discussion of its most important section, i. e. the evaporator or cold plate. As a basis of the study, a mathematical model was introduced which represents a simplified thermal configuration of the cold plate section. And numerical investigation was conducted to examine its heat rejection capability with respect to several parameters which will affect to the thermo-fluid characters of this section, such as fluid mass flow rate, quality, temperature difference, tube dimensions of the cold plate, and others. Some qualitative features have been obtained, although mathematical formulations employed in the model are derived from those developed for terrestrial use with neglecting the gravity effect in the equations. One major finding in this study is that there exist critical limits of working condition of the cold plate, indicating the practical restrictions between the parameters outside of which no stable heat rejecting performance will be realized.

記 号

A : 管内流体の断面積
 D : 管径
 E : 全エネルギー ($= h_{t0} + (u_0^2 + u_l^2)/2$)
 G : 質量速度
 h_{t0} : 作動流体の潜熱
 h : エンタルピー
 H_{TP} : 二相流熱伝達率
 H_{Lo} : 単相流熱伝達率

L : 蒸発器の管長
 M : 作動流体の運動量 ($= \dot{m}u$)
 $\dot{m}$: 質量流量
 P : 流体の圧力
 δP : 流体内の圧力降下 ($= P_1 - P_2$)
 q : 熱流束
 Q : 排熱量
 r_w : 管の半径
 T : 流体温度
 ΔT : 管壁面と流体との温度差 ($= T_w - T_l$)
 δT : 管出入口間の流体温度降下 ($T_1 - T_2$)
 u_0 : 気相平均流速
 u_l : 液相平均流速
 x : クオリティ
 z : 管長方向の長さ
 ρ : 流体の密度
 α : ボイド率
 λ : 熱伝導率
 μ : 粘性係数
 τ : セン断応力

添え字

g : 蒸気
 l : 液体
 E : 管出口 ($z=L$) または最終状態
 I : 管入口 ($z=0$) または初期
 M : 運動量
 W : 管の壁面

1. は じ め に

現在までに、宇宙用熱制御技術は人工衛星の大型化と軌を一にして、ヒートパイプやサーマルループなど新しい技術を取り込みながら発展してきた。そしていまや、中型人工衛星（ここでは、重量数トン、電力数

^{*1} 昭和 62 年 4 月 17 日原稿受理

^{*2} 筑波大学大学院理工学研究科（現在：北海道開発庁）

^{*3} 筑波大学構造工学系

キロワット規模の衛星を想定)までの熱制御については、設計手法が整備・確立している、といっても過言ではない。過去、わが国で打ち上げられてきた数多くの科学・実用衛星のほとんどが成功裡にその使命を果たしてきた事実もこれを裏づけている。

ところで、宇宙開発の発展にともない、現在基本設計が進行中の宇宙基地を始め、将来、実用化が見込まれる種々の大型宇宙船やフリーフライヤなど、計画にのぼる宇宙船の規模も加速度的に大型化、大出力化する傾向にある。このような大型宇宙船では、そこで排出される熱エネルギーを従来の熱制御法のみで処理することは不可能であり、まったく新しい高性能排熱システムの開発が不可欠となってきた。その最も有力な候補として流体ループによる熱制御法が挙げられている。流体ループを熱エネルギー移動の媒体とする地上での技術は建物の空調など広く用いられているし、流体単相のループは宇宙でもすでに、アポロ宇宙船、スペースラボ、スペースシャトルなどで一部用いられている。その意味では、まったく新しいアイデアではない。しかし、ここで議論する作動液体とその蒸気が混在する宇宙用二相流体ループはこれからの技術であり、本格的な開発の緒に付いたばかりである。また、ここでは詳細を省略するが、将来の大型宇宙船では作動媒質の顕熱を利用する単相ではなく潜熱を利用する二相流体ループでなければ、排熱能力、必要動力、システム重量などで排熱システムとして成立しにくいことは従前からの研究で明らかにされている。二相流体ループの有用性が指摘されていながら、その開発が最近まで見送られてきた背景には、一つには、従来そのような大容量の排熱システムの必要性がなかったからであるが、もう一つには、そしてこれが最も困難な問題であるが、宇宙空間での無重量状態下での流体、とくに二相状態での、流動様式と伝熱様式に関する情報が決定的に不足していたことが挙げられる。現在でも、その状況はあまり変わらず、目下、これらの基礎知識を蓄積すべく種々の基礎的、開発的研究が続けられている¹⁻³⁾。最近、スペースシャトルや航空機を利用した実験的研究の成果が一部報告され始めたこともその現れであろう。この無重量、あるいは微小重量条件下での知識を除けば、原子炉プラントやボイラー技術など、地上で蓄積された知識と技術は十分参考になるだろうが、取り扱う温度範囲や熱処理量、また宇宙の機械的環境の制約から、やはりそのまま適用することはできない。この点でも宇宙用二相流体ループ技術は新しい技術開発を必要としている、といえる。したがって、近年宇宙用二相流体ループに関する検討が多数報告されているが⁴⁻⁷⁾、その大部分は有

効な排熱システムの提案とその評価(thermal management and plan)に関するもので、システムの中身の具体的な技術的検討にまで言及しているものが少ないことも止むをえないところである。

ところで、二相流体ループによる排熱システムのうち、宇宙船の搭載機器や装置からの放熱を直接吸収する蒸発器部分(コールドプレート)は排熱システムの性能を左右する基本構成要素であり、その熱的特性を把握することはきわめて重要である⁸⁻¹⁰⁾。したがって、この部分についてはこれまでも多くのモデルが提案され、解析が行われている。しかし、前述のごとく、流体の流動様式や伝熱形態が明白でない以上、ある程度の仮定や前提条件の下での議論になっていることは承知しておく必要がある。一方、蒸発器部分の構造や流体駆動法についての提案¹¹⁾も、多様であるが、基本的には無重量条件下でも効率の良い熱伝達を可能とするための工夫(作動流体の気相と液相との分離、ウィックなどの毛細管圧力の利用など)を施し、作動液体を安定的に供給する方式を目指していることはいずれも同じである。この部分により能動的な機能をもたせ排熱能力の向上を図る提案もなされており、今後ともこの部分の設計はいっそう煮詰められていくだろう。

この報告書は二相流体ループによる宇宙船用排熱システムの特性を研究する目的で、その最も基本となる蒸発器部の解析モデルを作成し、これの熱的特徴を、解析的に調べた結果の一部をまとめている。解析モデルの設定に当たっては幾つかの仮定を置いているが、これらはいずれも現時点で最も妥当と考えられている情報や知識に基づいている。

2. 蒸発部の解析

2.1 解析モデル この解析では強制対流蒸発によって伝熱を支配するような蒸発管を蒸発部として考え、この部分の解析モデルを次のように設定した。

- (1) 形状は長さ L 、管径 D の断面積一定の滑らかな円管とする(第1図参照)。
- (2) 流動様式は無重量条件下で最も実現しやすい

第1図 蒸発管部の解析モデル

と考えられる環状流^{1,2)}とし、気相中には液滴を含まないとする。

- (3) 伝熱様式は強制対流蒸発域による伝熱が支配し、熱伝達率の計算は二相熱伝達相関式を用いて求める。
 - (4) 摩擦損失および蒸発に伴う運動量損失は、圧力損失の相関式を用いて評価する。
 - (5) 作動流体はR 22とし、その熱力学状態量、すなわち温度、密度、エンタルピなどは実在気体の状態方程式を用いて計算する。
- さらに、上のモデルで次のような仮定を置いた。
- (1) 気液両相とも径方向の温度分布は一定とし、また各相の流速は平均流速によって評価する。したがって状態量の変化は一次元として扱う
 - (2) 管長方向に対し気液両相は飽和状態を維持する。したがって、各位置での温度は圧力のみで決定される。
 - (3) 蒸気は飽和温度以下では発生しない。
 - (4) 蒸発管の壁温は一定とする。
 - (5) 蒸発管入口で流体は飽和液体とする。

2.2 基礎方程式 蒸発管の流動状態はクオリティ x 、ボイド率 α 、気相液相の各平均流速 (u_g, u_l)、および作動流体の温度 T の五つの物理量によって記述できる。以下に、現象を支配する基礎方程式、すなわち連続の式、運動量式、エネルギー式を用いてこれらの量の管長に沿う変化を表わす。蒸発管部での熱損失がないとすると、管壁からの熱入量と流体のエンタルピおよび運動エネルギーの関係は次式で与えられる^{12,13)}

$$\begin{aligned} \dot{m}x \left(h_g + \frac{u_g^2}{2} \right) + \dot{m}(1-x) \left(h_l + \frac{u_l^2}{2} \right) + q\pi D dz \\ = \dot{m}(x+dx) \left(h_g + dh_g + \frac{u_g^2}{2} + u_g du_g \right) \\ + \dot{m}(1-x-dx) \left(h_l + dh_l + \frac{u_l^2}{2} + u_l du_l \right) \end{aligned} \quad (1)$$

これを变形し、クオリティ x の管長 z 方向への変化量に書き直すと次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dz} = \frac{1}{E} \left\{ \frac{\pi D}{GA} q - x \left(\frac{dh_{lg}}{dz} + u_g \frac{du_g}{dz} \right. \right. \\ \left. \left. - u_l \frac{du_l}{dz} \right) - \left(\frac{dh_l}{dz} + u_l \frac{du_l}{dz} \right) \right\} \end{aligned} \quad (2)$$

ここで E と q は以下のように与えられる。

$$E = h_{lg} + (u_g^2 - u_l^2)/2 \quad (3)$$

$$q = H_{TP} \Delta T \quad (4)$$

ここでは壁面の温度は場所によらず一定としているから、 ΔT は流体の管長に沿う温度変化を知ることにより求まる。二相熱伝達率 H_{TP} については現在までに実験的に得られた相関式がいくつか提案されている

が、先述のごとく無重量条件下における二相流の流動様式や熱伝達様式に関する成果は乏しい。ここでは強制対流蒸発域に対する Pujol-Stenning 提案の次の相関式を用いた。すなわち、

$$\frac{H_{TP}}{H_{Lo}} = 0.90 \left\{ B_0 \times 10^4 + 4.45 \left(\frac{1}{X_{tt}} \right)^{0.37} \right\} \quad (5)$$

ここで

$$B_0 = q / (G h_{lg}) \quad (6)$$

$$\frac{1}{X_{tt}} = \left(\frac{x}{1-x} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{0.1} \quad (7)$$

である。 H_{Lo} は全量が液体で流れた場合の単相熱伝達率であり、ヌセルト数、 $Nu = H_{Lo} D / \lambda_l$ の形で以下のように与えられる。

$$\begin{aligned} Nu &= 3.66 \quad (Re < 2300) \\ Nu &= 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad (Re > 2300) \end{aligned} \quad (8)$$

なお、 Re, Pr, C_p はそれぞれレイノルズ数、プラントル数、定圧比熱を表し、

$$Re_l = GD / \mu_l, \quad Pr = C_p u_l / \lambda_l$$

である。なお(2)式における気液両相の平均流速 u_g, u_l はそれぞれクオリティとボイド率によって次の関係で結ばれる。

$$\begin{aligned} u_g &= Gx / \rho_g \alpha \\ u_l &= G(1-x) / \rho_l (1-\alpha) \end{aligned} \quad (9)$$

さらに式中の各飽和エンタルピは流体の温度または圧力を与えることによって決定される。

管長に対する圧力変化は気液両相の運動量式から重力の項を省略して、

$$A = A_g + A_l = \text{const.}$$

とすると

$$-\frac{dP}{dz} = \frac{1}{A} \cdot \frac{d}{dz} (M_g + M_l) + \frac{2\pi r_w \tau_w}{A} \quad (10)$$

で与えられる。ここで連続の式として

$$\dot{m}_g + \dot{m}_l = \dot{m} = \text{const.} \quad (11)$$

の関係を用いると、運動量式は次のように与えられる。

$$-\frac{dP}{dz} = G^2 \frac{d}{dz} \left\{ \frac{x^2}{\rho_g \alpha} + \frac{(1-x)^2}{\rho_l (1-\alpha)} \right\} + \frac{2\tau_w}{r_w} \quad (12)$$

(12)式において、右辺第一項は蒸発に伴う運動量の変化による圧力損失 $(dP/dz)_M$ を表し、第二項は摩擦による圧力損失 $(dP/dz)_F$ を表している。後者には未知数として壁面でのせん断応力 τ_w が含まれているが、これは二相熱伝達率と同様、実験的に得られている相関式から摩擦圧力損失を求めることにより、運動量式から消去することができる。ここでは圧力損失のうち、摩擦に起因する損失の相関式として、Chisholm-Laird による次式

$$\frac{(\Delta P_{TP})_F}{\Delta P_{Lo}} = 1 + \frac{21}{X_{tt}} + \frac{1}{X_{tt}^2} \quad (13)$$

一方、運動量に起因する損失の相関式として

$$(\Delta P)_m = \left[(x_E^2 - X_1^2) \left\{ 1 + \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right) - \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.333} - \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.667} \right\} \right. \\ \left. - (x_E - x_1) \left\{ 2 \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right) - \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.333} - \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.667} \right\} \right] \frac{G^2}{\rho_g} \quad (14)$$

をそれぞれ用いた。ここで ΔP_{Lo} は単相の場合の摩擦損失であり次式で与えられ、 X_u は (7) 式で与えられる関係式である。

$$C_1 = \frac{(\phi - 2x) + (1 - 2x)(\phi - \phi^{0.333} - \phi^{0.667}) + \frac{2x}{\alpha} - \left\{ \frac{2(1-x)}{1-\alpha} \right\} \phi}{\left(\frac{x}{\alpha} \right)^2 - \left(\frac{1-x}{1-\alpha} \right)^2 \phi}$$

$$C_2 = \frac{x^2}{\rho_g \alpha \left\{ \left(\frac{x}{\alpha} \right)^2 - \left(\frac{1-x}{1-\alpha} \right)^2 \phi \right\}}$$

平均速度: ρ_l の変化を無視し、(9) 式を管長 z で微分して、

$$\frac{du_g}{dz} = \frac{G}{\rho_g^2 \alpha^2} \left\{ \rho_g \alpha \frac{dx}{dz} - x \left(\alpha \frac{d\rho_g}{dz} + \rho_g \frac{d\alpha}{dz} \right) \right\} \quad (16)$$

$$\frac{du_l}{dz} = \frac{G}{\rho_l^2 (1-\alpha)^2} \left\{ -\rho_l (1-\alpha) \frac{dx}{dz} + q_l (1-x) \frac{d\alpha}{dz} \right\} \quad (17)$$

これらの式に現れる密度とエンタルピーの管長に対する変化は、媒体の作動流体の温度変化 dT/dz に関連させることができるから、これらをまとめて、整理すると蒸発部の方程式は、結局次のような形にまとめられる。

ここで、

$$A \frac{dX}{dz} = B_1 + B_2 \quad (18)$$

$$A = \begin{bmatrix} E & 0 & xu_g & (1-x)u_l \\ \frac{\eta}{\xi} & -1 & 0 & 0 \\ \rho_g \alpha & -x\rho_g & -\frac{\alpha^2 \rho_g^2}{G} & 0 \\ (1-\alpha)\rho_l & -(1-x)\rho_l & 0 & \frac{\rho_l^2 (1-\alpha)^2}{G} \end{bmatrix}$$

$$X = \begin{bmatrix} x \\ \alpha \\ u_g \\ u_l \end{bmatrix} \quad B_1 = \begin{bmatrix} \Omega \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$B_2 = \begin{bmatrix} -x \frac{dh_{lg}}{dz} - \frac{dh_l}{dz} \\ \frac{x^2}{\rho_g \alpha \xi} \frac{d\rho_g}{dz} \\ x \alpha \frac{d\rho_g}{dz} \\ 0 \end{bmatrix}$$

これらの関係式からクオリティ、ボイド率、気相液相の平均流速の蒸発部の管長に沿う変化を整理すると以下のようにまとめられる。

クオリティの変化: (2) 式のとおりである。

ボイド率の変化: $\rho_g/\rho_l = \phi$ とおくと、

$$\frac{d\alpha}{dz} = C_1 + C_2 \frac{d\rho_g}{dz} \quad (15)$$

ただし、

ただし、

$$\Omega = 4q/GD$$

$$\eta = 2 \left(\frac{x}{\alpha} \right) - 2 \left(\frac{1-x}{1-\alpha} \right) \phi - 2x + 2(1-x)\phi \\ - (1-2x)(\phi^{0.333} + \phi^{0.667})$$

$$\xi = \left(\frac{x}{\alpha} \right)^2 - \left(\frac{1-x}{1-\alpha} \right)^2 \phi$$

とおいた。結局 (18) を解くことによって蒸発部の状態を記述することができる。

2.3 計算手順と境界条件 (18) 式を計算する場合、温度変化に対応する項はすべて右辺第 2 項に含まれ、この項は圧力損失の相関式 (13)、(14) から得られる圧力変化に対応付けられるから (18) 式は次の形で表すことができる。

$$X = f(x_i, \alpha_i, u_{gi}, u_{li}) \\ + g(x_i, x_{i+1}, \alpha_i, u_{gi}, u_{li}) \quad (19)$$

したがってこの方程式の第 0 近似解として

$$X^{(0)} = f = A^{-1} B_1 \quad (20)$$

を Runge-Kutta 法によって求め、さらに温度変化を含む方程式 (19) を台形公式を用いて繰り返し計算を行い、解を得ることができる。

作動流体の蒸発部入口で飽和単相液体を仮定しているから、流体入口温度 T_1 と流量 $\dot{m}$ を任意に与えて、 $x_1 = \alpha_1 = 0$ として解くことになる。ところが、方程式 (18) は $x=0$ または $\alpha=0$ で特異点をもつため、実際の計算では初期条件として $x_1 = 1 \times 10^{-6}$ と置き、入口でのボイド率は、エネルギー最小の原理¹⁴⁾ により得られる関係式

$$\alpha = \frac{x}{x + (1-x)(\rho_g/\rho_l)^{2/3}} \quad (21)$$

を用いて計算した。

一般に、熱伝達を伴う管内流が安定的に流れるためには、発生熱量、流体の温度、質量流量などの間にある制御条件がなければならない。そして、その条件以外では蒸発部において作動流体が安定した伝熱および

熱輸送を行うことができなくなる状態が生じる。この状態を臨界状態と呼ぶことにする。この解析モデルを用いて計算を進めると、これは次の二つの条件で起こることが確かめられた。すなわち、発生熱量が蒸発管に供給される流体の流量を上まわり、管内が乾き上がり（ドライアウトと呼ぶ）状態になる場合で、蒸発管の出口でクオリティが、

$$\alpha L_{z=L} \rightarrow 0 \quad (22)$$

となるときである。

もう一つの条件は、蒸発部への供給流量が限界に達して（臨界流量と呼ぶ）、管の両端での圧力差が増大していく場合で、

$$\left. \frac{dP}{dz} \right|_{z=L} \rightarrow \infty \quad (23)$$

が成り立つときである。前者の現象は、ヒートパイプにおけるドライアウトに、後者は音速の限界に相当すると考えたと理解しやすいだろう

実際の計算式には、

$$D, L, T_w, m, x_E, \Delta T_i, \delta T, \delta P, Q$$

のような多数の物理量が含まれている。しかし、これらをすべて変数として取り扱うことは計算実行上不可能である。したがって、これらのうち、いくつかを既知とし、他の量をパラメータとして変化させて別の量の間の関係を見る、という方法をいくつかの物理量の組合せで行い、種々の角度から計算結果を評価していくことになる。

3. 計算結果と検討

第2図に蒸発部の管長に沿う圧力降下 (δP) および温度降下 (δT) を質量流量をパラメータとして示す。気相液相は飽和状態を維持していると仮定しているから、圧力の降下とともに温度も下がっていくことになる。いま蒸発部管の長さを5m ($L=5$) に設定して考えると、流量が2.56 kg/s のとき出口までに媒体の温度は約1.4°C 降下することがわかる。流量を増加させていくと圧力降下および温度降下は増大し、この図においては流量が約5.12 kg/s を越えたと出口に至る前に $\delta T, \delta P$ 、ともに発散していくことが示されている。先述の(23)式で示される臨界流量とはこの条件を指している。

第3図は管長に沿う熱流束を示したものである。各流量に対して管の入口付近は核沸騰域、それ以降は強制対流蒸発域によって記述されているため、 $L=1.0$ 近傍で曲線のつながりが一部不連続になっている。また、それぞれの相関式が示すとおり、流量の増加、管長に沿っての壁温と作動流体との温度差の上昇およびクオリティの増大の各効果による熱流束の上昇が表さ

第2図 蒸発管に沿う圧力と温度低下

第3図 蒸発管に沿う熱流束の変化 ($\Delta T_i=5^\circ\text{C}$, $D=0.03$ m の時)

第4図 蒸発管に沿うクオリティの変化

れている。

第4図にこの管長に添うクオリティの変化を示す。最初、流量の増加とともに出口クオリティは減少していくが、ある流量以上になると逆に増加し始めることを表している。すなわち、流量の減少と増加の両方向で出口クオリティが増加する傾向があることを示している。流量が小さい領域でのクオリティ増加は作動流

体の蒸発により液相が出口で失われるドライアウトに起因する結果であり、流量の大きい領域でのそれは臨界流量近くで起こる圧力および温度降下の増大によるものである。

蒸発管長に沿っての各種状態量の変化から、蒸発部は流量の変化に対する臨界条件によって作動範囲が制限を受けることが示された。このように臨界流量による限界は流量による影響が強い。一方、ドライアウト限界はクオリティまたはボイド率の値によって支配されるものであるから、熱流束の違いで限界点が大きく異なる。第3図および(4)式から、蒸発部から流体に伝達される熱流束の大きさは流体の質量流量と管入口での温度降下 ΔT_i に大きく左右されることが予想される。第5図は、管径 D 、管長 L をパラメータとして、蒸発管の熱輸送性能限界を示す臨界曲線を表している。この曲線の内部(下側)は、蒸発部が安定した排熱を行うことができる範囲であり、その外側では蒸発管出口以前でドライアウトまたは臨界流量に達し、蒸発部が正常に機能しないことを示す境界を表し

ている。図中、流量の小さい領域から↓印までの右上がりの曲線部がドライアウトにより制約される限界を示し、それ以降が臨界流量による限界を表している。これは第6図に示す臨界曲線内でのクオリティと温度降下の様子を見るとより明白になるだろう。臨界曲線上では圧力降下 δP 、排熱量 Q とともに最大値をとるがこの関係は第7図のように表わされる。

蒸発部の作動範囲内における流量、入口温度差、出口クオリティを三つのパラメータとして排熱量を示したものを第8図に示す(図(b)は(a)の3次元表示)。この図から、蒸発部での作動流体の流量と管入口での温度差、または流量と出口クオリティが与えられれば、蒸発器の排熱量を知ることができる。

4. 結 論

これまでの結果を整理すると、以下のようにまとめることができる。

- (1) 二相流体ループシステムの主要構成要素である蒸発器に関して、無重量条件を想定した流れと

第5図 蒸発管の正常作動範囲と管寸法の関係

第6図 蒸発管の正常作動範囲内でのパラメータの変化

(a) 最大圧力損失(降下)

(b) 最大熱輸送量

第7図 蒸発管の臨界曲線上のパラメータ変化

(a) 平面 (二次元) 表示

(b) 三次元表示

第8図 蒸発管の熱輸送量と主要パラメータ関係

して環状流モデルを仮定し、流動状態の評価に相関式を用いることにより流れの定性的な振舞いを記述することができた。

- (2) 蒸発器の機能と性能はその入口での質量流量と管壁・作動流体間の温度差をパラメータとして評価するとき、ドライアウトと臨界流量により制限されるある一定の作動範囲内で実現することがわかった。この境界を臨界曲線と名づける。この作動範囲内での出口オリティ、圧力降下、温度降下、排熱量を調べることで、蒸発部の性能を予測し、最適な設計条件の指針を得ることができる。

- (3) 一定流量に対する蒸発器の最大熱輸送量は臨界曲線上で達成される。この最大値は蒸発器の管径に大きく依存するが、管長にはほとんど依存しないこと、また一定の入口温度差に対しては、出口オリティを小さく保つことによってより大きい排熱量を得ることができることが予想される。

この種の解析では、用いるモデルによって結果が大きく異なることが予想されるし、二相流で発生すると予想される流れの不安定性の議論も考慮されていない。しかし、ここに示された解析モデルによる結果は臨界状態の予測を含めて、少なくとも定性的には二相流体ループの蒸発器の特性をよく伝えている、と考えられる。今後、地上での実証実験を行うとともにこの蒸発器のモデルを基にして宇宙船用二相流体ループシステムの性能評価を行う予定である。

参考文献

- 1) Williams, J. L., Keshock, E. G. and Wiggins, C. L.: Development of Direct Condensing Radiator for Use in a Spacecraft Vapor Compression Refrigeration System, J. Eng. for Industry, T. ASME (1973), pp. 1053-1064.
- 2) Peterson, G. P.: Thermal Control Systems for Spacecraft Instrumentation, J. Spacecraft, 24(1987), pp. 7-13.
- 3) Muntz, E. P. and Dixon, M.: Applications to Space Operations of Free-Flying, Controlled Streams of Liquids, J. Spacecraft, 23(1986), pp. 411-419.

- 4) Sadunas, J. A. and Lehtinen, A. : Thermal Management System Options for High Power Space Platforms, AIAA Paper 85-1047 (1985).
- 5) Schember, H. R. : Network Optimization of Line Diameters for Two-Phase Thermal Management Systems, AIAA Paper 86-1247(1986).
- 6) Cullimore, B. A. and Epper, R. C. : Thermostatic Control of Two-Phase Spacecraft Thermal Management Systems, AIAA Paper 86-1246(1986).
- 7) Rankin, J. G. : Space Station Thermal Management System Development Status and Plans, SAE Rept. 851350(1985).
- 8) Cullimore, B. A. and Giellis, R. T. : Development of a High-Performance Evaporative Cold Plate, SAE Rept. 851355(1985).
- 9) Edelstein, F., Brown, R. and Koubek, K. : Design and Test of a Two-phase Monogroove Cold Plate, AIAA Paper 85-0918(1985).
- 10) Grote, M. G. : Design and Test of a Pumped Two-phase Mounting Plate, AIAA Paper 85-0919(1985).
- 11) Hwangbo, H. and McEver, W. S. : High Thermal Capacity Hot Plate/Cold Plate, Final Report to NASA Under Contract NAS 9-17029(1984).
- 12) 植田辰洋 : 気液二相流, 養賢堂, 1981, pp.114-173.
- 13) Ginoux, J. J. Two-Phase Flows and Heat Transfer, Hemisphere Pub. Corp., Washington, 1978, pp. 20-87.
- 14) Zivi, S. M. : Estimation of Steady-state Steam Void-Fraction by Means of the Principle of Minimum Entropy Production, J. Heat Transfer, T. ASME(1964), pp. 247-252.