2成分混合媒体を用いたヒートパイプにおける
凝縮特性の数値解析*長崎 孝夫^{*1}, 土方 邦夫^{*1}A Numerical Study on Condensation in a Heat Pipe
Using a Binary Mixture

Takao NAGASAKI and Kunio HIJIKATA

A numerical analysis has been made on a reflux condensation of binary vapor (R113+R11) in a two-phase closed thermosyphon in order to predict its variable conductance behavior and to clarify the detailed mechanism. The flow, and heat-and-mass transfer in the vapor phase and the condensate liquid film were solved simultaneously for the axisymmetric two-dimensional field in a circular pipe. It was shown that, in the case of smaller heat load, non-condensing region is formed in the upper part of the condensing section due to the accumulation of more volatile component of vapor (R11), and the length of the non-condensing region increases with the decrease of heat load. As the result, the temperature difference between the inlet vapor and the condensing wall is kept nearly constant for varying heat load. The calculated temperature difference and system pressure were compared with experimental data, and reasonable agreements were obtained.

Key Words: Heat Pipe, Condensation, Binary Mixture, Variable Conductance, Numerical Analysis

1. 緒言

ヒートパイプに非凝縮ガスを混入するとその動作温度が熱入力によりあまり変化しない定温度特性が生じることが知られており、可変コンダクタンスヒートパイプとして宇宙機器の熱制御などへの応用が考えられている⁽¹⁾。これに対し著者らは作動流体として2成分混合媒体を用いることにより、より良好な定温度特性が得られることを実験的に示した⁽²⁾。図1はその装置を示したもので、重力還流型ヒートパイプの作動流体として主成分であるR113に低沸点成分であるR11を加え、冷却部壁温一定の条件下で加熱部熱入力（電気ヒーターによる）を変化させ、壁面および管内中心軸上の温度分布を測定した。その結果、ある熱入力以下では冷却部上端付近に蒸気温度が壁温まで低下する不凝縮領域が形成されること、さらに熱入力の減少とともにこの不凝縮領域の長さが増加し有効伝熱面積が減少する結果、熱入力の変化に対し加熱部と冷却部の壁温の差がほぼ一定に保たれることを示した。

このような実験結果に対し、著者ら⁽²⁾および

Petersonら⁽³⁾は冷却部における2成分蒸気凝縮のモデル解析を行ない、気相中の低沸点成分濃度の増加により不凝縮領域が形成され、熱入力の変化に対して有効凝縮域長さが変化することを示した。しかしこれらの解析では気相の速度場および凝縮液膜内の濃度場は解かず分布を仮定しており、実測値との定量的な比較のためにはより厳密な解析が必要と考えられる。またこ

図1 本計算が対象とする実験系の概略⁽²⁾

* 原稿受付 平成6年4月11日。

^{*1} 正員, 東京工業大学工学部 (〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1)。

これらの解析では十分長い冷却部における凝縮挙動を系圧力を与えて解析しているため、冷却部長さと熱入力指定された場合の系圧力の決定方法に問題があり、実際の予測手法としては十分でない。

そこで本研究では2成分ヒートパイプの定温度特性を支配する冷却部の凝縮特性について、実際の装置に対応する境界条件のもとでより厳密な数値解析を行ない、その動作特性の詳細な機構を明らかにする。なお作動流体は実験に対応し、主成分をR113（沸点47.6℃）、低沸点成分をR11（沸点23.8℃）とする。

主な記号

- C_p : 定圧比熱
 D : 拡散係数
 g : 重力加速度
 h_{fg} : 蒸発潜熱
 L : 冷却部長さ (0.43m)
 P_s : 系内の平均圧力
 p : 気相運動方程式における圧力
 Q : 熱入力
 R : 管半径 (13mm)
 r : 半径方向座標 (気相の解析で使用)
 T : 温度
 T_w : 壁温 (30.5℃)
 ΔT : 冷却部入口蒸気温度と壁温の差
 t : 時間
 u : x 方向速度
 v : r 方向速度 (気相) または y 方向速度 (液相)
 x : 冷却部入口からの距離 (鉛直上向き)
 y : 壁面からの距離 (液膜の解析で使用)
 δ : 液膜厚さ
 η : 液膜内の断面方向の無次元座標 ($\eta = y / \delta$)
 ν : 動粘性係数
 λ : 熱伝導率
 ρ : 密度
 ρ_m : 管内の蒸気の平均密度
 ω : R113質量分率
 $\omega_{l,o}$: 蒸発部液相のR113質量分率
添字
 b : バルク
 c : 中心軸
 i : 気液界面
 in : 冷却部入口状態
 l : 液相
 sat : 気液平衡状態
 v : 気相 (特に必要な場合以外は省略)

図2 冷却部気相および液膜の格子分割

2. 解析方法

2・1 解析モデル 図1で示した2成分ヒートパイプの全温度差（加熱部壁温と冷却部壁温の差）は、主に加熱部液相の核沸騰に伴う温度差と冷却部の凝縮に伴う温度差から成る。このうち加熱部の温度差は作動媒体の濃度にはほとんど依存せず、かつ熱流束の変化に対する温度差の変化は小さく、2成分の場合に特有の定温度特性は冷却部の凝縮特性により生じる⁽²⁾。そこで本研究では以下の仮定のもとに冷却部についてのみ解析を行なう。

- (1) 場は図2に示すように軸対称2次元とする（管半径 $R=13\text{mm}$ 、冷却部管長 $L=0.43\text{m}$ ）。
- (2) 気液ともに層流で液膜は平滑とする。
- (3) 液膜厚さは管半径に比べて小さく、気相の解析においては液膜厚さを無視する。また液膜は平面2次元として解析する。
- (4) 冷却部壁温は一定とする ($T_w=30.5^\circ\text{C}$)。
- (5) 冷却部に流入する蒸気の速度、温度、濃度は断面内で一様とする。なお流入蒸気速度は、計算条件として熱入力 (Q) を与えることにより決定される。
- (6) 加熱部（以下では蒸発部と呼ぶ）の液相濃度 $\omega_{l,o}$ を計算条件として与え、冷却部に流入する蒸気の温度および濃度はこの蒸発部液相との相平衡により定める。

2・2 気相の基礎式 気相についての連続の式、運動方程式、エネルギー式および主成分 (R113) の輸送方程式を以下に示す。なお本解析では気相について

のみ非定常の計算を行ない定常解を求める。

$$\frac{1}{\rho_m} \frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \text{div}(\vec{u}) = 0 \quad \dots\dots\dots(1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \text{grad})u = -\frac{1}{\rho_m} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 u - \frac{\rho - \rho_m}{\rho_m} g \quad \dots\dots(2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \text{grad})v = -\frac{1}{\rho_m} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left[\nabla^2 v - \frac{v}{r^2} \right] \quad \dots\dots(3)$$

$$\frac{1}{\rho_m} \frac{\partial (\rho_m \Psi)}{\partial t} + \text{div}(\vec{u} \Psi) = \Gamma \nabla^2 \Psi \quad \dots\dots\dots(4)$$

ただし式(4)は $\Psi = T$, $\Gamma = \lambda / (\rho_m C_p)$ または $\Psi = \omega_v$, $\Gamma = D$ とすることによりエネルギー式または主成分の輸送方程式を表す。また上式中の微分演算子は以下のように定義される。

$$\text{div}(\vec{u}) \equiv \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r v)}{\partial r} ; \quad \vec{u} = (u, v) \quad \dots\dots\dots(5)$$

$$\text{grad} \equiv \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial r} \right) \quad \dots\dots(6) \quad \nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) \quad \dots\dots(7)$$

なお式(1)~(4)中の ρ_m は系内の蒸気の平均密度であり空間的には一様とするが、後述のように定常解に達する過程で時間的に変化する。

また境界条件は以下の通りである。

冷却部入口 ($x=0$) :

$$u = U_{v,in}, \quad v = 0, \quad T = T_{v,in}, \quad \omega = \omega_{v,in} \quad \dots\dots(8)$$

ただし

$$U_{v,in} = Q / (\rho_m h_{fg} \pi R^2) \quad \dots\dots\dots(9)$$

$$T_{v,in} = T_{sat}(P_s, \omega_{l,o}), \quad \omega_{v,in} = \omega_{v,sat}(P_s, \omega_{l,o}) \quad \dots\dots(10)$$

気液界面 ($r=R$) :

$$u = -g \delta^2 / (2\nu_l), \quad v = \dot{m} / \rho_m, \quad T = T_i, \quad \omega_v = \omega_{v,i} \quad \dots\dots(11)$$

管上端 ($x=L$) :

$$u = 0, \quad v = 0, \quad \partial T / \partial x = \partial \omega_v / \partial x = 0 \quad \dots\dots(12)$$

管中心 ($r=0$) :

$$v = 0, \quad \partial u / \partial r = \partial T / \partial r = \partial \omega_v / \partial r = 0 \quad \dots\dots(13)$$

なお P_s は系内の平均圧力、 T_i , $\omega_{v,i}$ は気液界面の温度および蒸気濃度、 $\dot{m}$ は凝縮の質量流束であり、式(11)中の速度 u は流下液膜の表面速度である。

2.3 液膜の基礎式 凝縮液膜については薄液膜を仮定し、液膜内速度分布は界面せん断力を無視した次の2次式分布とする。

$$u_l = -\frac{g \delta^2}{2\nu_l} \eta(2-\eta) \quad \dots\dots(14) \quad ; \quad \eta = \frac{y}{\delta} \quad \dots\dots(15)$$

また液膜厚さ δ は次式により計算される。

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{g \delta^3}{3\nu_l} \right) = \frac{\dot{m}}{\rho_l} \quad \dots\dots\dots(16)$$

ただし境界条件は

$$\text{at } x=L: \delta=0$$

さらに液膜断面内の温度分布は断面方向の熱伝導のみを考慮して直線的とするが、濃度分布については次の輸送方程式を解く。ただし流れ方向の拡散項は無視する。

$$\frac{\partial}{\partial x} (\delta u_l \omega_l) + \frac{\partial}{\partial \eta} (V_l \omega_l) = \frac{D_l}{\delta} \frac{\partial^2 \omega_l}{\partial \eta^2} \quad \dots\dots\dots(17)$$

ただし境界条件は

$$\text{at } \eta=0: \frac{\partial \omega_l}{\partial \eta} = 0, \quad \text{at } \eta=1: \omega_l = \omega_{l,i} \quad \dots\dots(18)$$

ここで $\omega_{l,i}$ は気液界面における液相濃度である。また式(17)中の V_l は η 方向の反変速度成分、

$$V_l = v_l - \eta \frac{\partial \delta}{\partial x} u_l \quad \dots\dots\dots(19)$$

であり、 V_l は次の連続の式により計算される。

$$\frac{\partial}{\partial x} (\delta u_l) + \frac{\partial V_l}{\partial \eta} = 0 \quad \dots\dots\dots(20)$$

ただし境界条件は

$$\text{at } \eta=0: V_l = 0$$

2.4 気液界面温度の決定 気液界面における熱流束および主成分の質量流束の連続は次式となる。

$$h_{fg} \dot{m} = \lambda_l \frac{T_i - T_w}{\delta} + \left(\lambda \frac{\partial T_v}{\partial r} \right)_{r=R} \quad \dots\dots\dots(21)$$

$$\omega_{l,i} \dot{m} + \left(\rho_l D_l \frac{\partial \omega_l}{\partial y} \right)_{y=\delta} = \omega_{v,i} \dot{m} - \left(\rho_m D \frac{\partial \omega_v}{\partial r} \right)_{r=R} \quad \dots\dots\dots(22)$$

式(21),(22)における温度・濃度勾配を図3に示すような格子点の値で表し、さらに式(21),(22)から $\dot{m}$ を消去すると次式が得られる。

$$\frac{\omega_{l,i} - \omega_{v,i}}{h_{fg}} \left(\lambda_l \frac{T_i - T_w}{\delta} + \lambda \frac{T_i - T_n}{\Delta r / 2} \right) + \rho_m D \frac{\omega_{v,i} - \omega_{v,n}}{\Delta r / 2} + \rho_l D_l \frac{\omega_{l,i} - \omega_{l,n}}{\Delta y / 2} = 0 \quad \dots\dots\dots(23)$$

ここで添字 n は界面に隣接する格子点における値であり、界面温度を決定する際には既知とする。式(23)中の界面濃度 $\omega_{v,i}$, $\omega_{l,i}$ は相平衡より界面温度 T_i に対する飽和濃度として与えられる。

図3 界面近傍の格子点

$$\omega_{v,i} = \omega_{v,sat}(P_s, T_i), \quad \omega_{l,i} = \omega_{l,sat}(P_s, T_i) \quad \dots (24)$$

したがって式(23)中の未知数は界面温度 T_i のみとなり、式(23)の解を数値的に求めることにより界面温度が決定され、式(21)より凝縮量 m が求まる。

2.5 系圧力の決定 冷却部に流入する蒸気の質量流量 (Q/h_{fg}) と凝縮量の不釣り合いがあると系内の蒸気の平均密度 ρ_m が次式のように時間的に変化する。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m \pi R^2 L) = \frac{Q}{h_{fg}} - \int_0^L \dot{m} 2\pi R dx \quad \dots (25)$$

この蒸気密度に対し系圧力を次式で決定する。

$$P_s = R_c \rho_m T_m / M_m \quad \dots (26)$$

ここで R_c は一般気体定数、 T_m は系内蒸気の平均温度、 M_m は系内蒸気の平均質量分率に基づく平均分子量である。式(25)、(26)より例えば熱入力に比べ凝縮量が少ないと蒸気密度が増加し、系圧力が増加する。その結果、蒸気入口温度および気液界面温度が増加し凝縮量が増加する。このようにして非定常計算の過程で熱入力と凝縮量が釣り合うよう系圧力が変化する。

2.6 離散化の方法と計算手順 以上の基礎式を図2で示したスタガードメッシュを用いて離散化する。対流項には1次精度の風上差分、その他の空間微分項は2次精度の中心差分、時間前進にはオイラー陽解法を用いる。なお気相の速度場の解法にはSMAC法を用いる。

時刻 t^n における気相の温度 T^n 、濃度 ω_v^n 、速度補正前の仮の速度 $\vec{u}^{n*}$ 、系圧力 P_s^n を既知として、以下の手順により時間前進を行なう。

- (1) 式(23)、(21)より時刻 t^n における気液界面温度 T_i^n および凝縮質量流束 $\dot{m}^n$ を求める。
- (2) 式(16)より時刻 t^n における液膜厚さ δ^n を求める。
- (3) 式(14)、(20)、(17)より時刻 t^n における液相濃度 ω_l^n を求める。
- (4) 式(25)、(26)より次の時刻 t^{n+1} における平均蒸気密度 ρ_m^{n+1} および系圧力 P_s^{n+1} を求める。
- (5) 気相の連続の式(1)より得られる次式

$$\frac{\rho_m^{n+1} - \rho_m^n}{\rho_m^n \Delta t} + \text{div}(\vec{u}^n) = 0 \quad \dots (29)$$

を満足するよう、仮の速度 $\vec{u}^{n*}$ に速度補正 $\vec{u}'$ を加える。

$$\vec{u}^n = \vec{u}^{n*} + \vec{u}' \quad \dots (30)$$

$$\vec{u}' = -\text{grad } \phi \quad \dots (31)$$

速度補正のポテンシャル ϕ は式(29)～(31)より得られる次のポアソン方程式により求める。

$$\nabla^2 \phi = \frac{\rho_m^{n+1} - \rho_m^n}{\rho_m^n \Delta t} + \text{div}(\vec{u}^{n*}) \quad \dots (32)$$

上式をSOR法により解き速度を補正し、さらに気相圧力分布 p も次式により更新する。

$$p^n = p^{n-1} + \phi \rho_m^n / \Delta t \quad \dots (33)$$

(6) 式(2)～(4)を陽的に解き、次の時刻 t^{n+1} における値 $\vec{u}^{n+1*}$ 、 T^{n+1} 、 ω_v^{n+1} を求める。

なお格子分割数は x 方向に43 (等間隔)、 r 方向に20 (壁に向かって格子間隔が公比1.05で細くなる不等間隔格子)、 η 方向に10 (等間隔) とした。計算結果 (後述の冷却部温度差 ΔT) が格子分割数に依存しないことは各方向とも格子点数を2倍にした計算により確認した。物性値は気相については蒸気入口温度、液膜については壁温で見積もり、蒸気入口濃度に基づいて混合流体の物性値を与えた。ここで液体の粘性係数については対数値をモル分率で直線内挿し⁽⁴⁾、その他については単純にモル分率あるいは質量分率で直線内挿した。拡散係数については気相は $Sc=0.55$ 、液相は $D_l=2.2 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ と見積もった⁽⁵⁾。また相平衡関係にはラウールの法則を用いたが、van der Waals型のPeng-Robinson式 (異種分子間相互作用パラメータ $\delta_{ij}=0.007$)⁽⁶⁾ による結果と比較したところ、相平衡図の形状は同様であるがラウールの法則の方が気相線、液相線とも相図の中央部付近で最大0.8℃程度高い飽和温度を与えた。

3. 結果

3.1 熱入力による凝縮状態の変化 計算結果の1例として蒸発部液相濃度 $\omega_{l,o}=0.812$ 、熱入力 $Q=20\text{W}$ の場合について、気相における諸量の断面内分布を図4に示す。図4(a)の温度分布に示すように冷却部入口 (以下、入口と記す) からの距離 x が約0.2 m以降で蒸気温度が壁温 (30.5℃) まで低下し、不凝縮領域が形成されている。図4(b)に示す濃度分布も温度分布と同様な挙動を示し、不凝縮領域の濃度は相平衡図上では壁温に対する飽和蒸気濃度となっている。また図4(c)は蒸气流線を示し、入口付近のみで凝縮が生じていることが分かる (この領域を以後、有効凝縮領域と呼ぶ)。図5は熱入力の増加に伴う温度分布の変化を示したもので、熱入力の増加とともに有効凝縮領域の長さが増加し、 $Q=100\text{W}$ 以上では冷却部全域で凝縮が生じることが分かる。

このような熱入力の増加に伴う中心軸上温度分布の変化を示したのが図6(a)であり、熱入力の増加とともに有効凝縮領域が増加し、冷却部全域での凝縮に至る様子が分かる。また不凝縮領域が生じる $Q=100\text{W}$ 以下では熱入力の変化に対する蒸気入口温度の変化が小さく、定温度特性を示すことが分かる。図6(b)は気液界面温度を示したもので、熱入力の増加とともに界

図4 冷却部気相における諸量の2次元分布 ($\omega_{l,o} = 0.812$, $Q = 20\text{W}$) 図5 熱入力による気相温度分布の変化 ($\omega_{l,o} = 0.812$)

面温度は流れ方向に一定とみなせるようになる。また図6(b)中の表には各熱入力の場合の系圧力が示されており、不凝縮領域が生じる熱入力範囲では系圧力の変化も小さいことが分かる。さらに凝縮質量流束 $\dot{m}$ の流れ方向変化が図6(c)に示されており、熱入力が小

図6 諸量の軸方向分布

さい場合には $\dot{m}$ は入口からの距離とともに減少するが、熱入力大きい場合には管上端に近づくにつれ $\dot{m}$ が増加する。これは気相側拡散抵抗と液膜内熱伝導による熱抵抗のうち、熱入力小さい場合には気相側拡散抵

図7 界面における気液濃度およびバルク濃度の軸方向分布

図8 相平衡図上での蒸気入口温度，平均界面温度，壁温の関係 ($\omega_{l,o} = 0.812$)

抗が支配的であり、入口からの距離とともに気相濃度境界層が発達するのに対応して $\dot{m}$ が減少する。一方、熱入力が多い場合には液膜内熱抵抗の寄与が大きくなり、液膜の流れ方向 (x の負方向) に $\dot{m}$ が減少する単成分的な凝縮挙動を示す。

さらに濃度の流れ方向変化を図7に示す。図7中の $\omega_{v,i}$, $\omega_{l,i}$ は気液界面における気液の濃度であり $\omega_{v,b}$, $\omega_{l,b}$ は気相および液相のバルク濃度である。図7より液膜断面内にはほとんど濃度差が生じていないことが分かる。また本凝縮系は閉管内のリフラックス凝縮であることに対応し、有効凝縮域では $\omega_{v,b}$ と $\omega_{l,b}$ が一致している。

以上の挙動を相平衡図上で検討した結果を図8に示す。ここで蒸気入口温度 $T_{v,in}$ と壁温 T_w の差が冷却部の全温度差であり、 $\bar{T}_i$ は凝縮質量流束の重みをつけた平均界面温度である。冷却部に流入した混合蒸気はすべて凝縮し液膜となるため、界面液相平均濃度 $\bar{\omega}_{l,i}$ は蒸気入口濃度 $\omega_{v,in}$ に近い値をとる。すなわち気相側の温度差 ($T_{v,in} - \bar{T}_i$) のおよその大きさは、入口蒸気濃度 $\omega_{v,in}$ における気相線と液相線の温度差で規定される。この温度差を気相側限界温度差と呼ぶことにする。この結果、熱入力が増加し全温度差が気相側

限界温度差に近い値まで減少すると、さらに熱入力を減少しても蒸気入口温度はそれ以上減少できず、入口から流入した蒸気が冷却部途中ですべて凝縮するために不凝縮領域が形成されると考えられる。一方、熱入力が多く冷却部全域で凝縮が生じる場合には、図8(b)(c)のように熱入力の増加とともに系圧力が増加し、蒸気温度および界面温度が増加することにより凝縮量と熱入力量が釣り合う。

なお以上の計算のうち例として $Q=100\text{ W}$ の場合、入口における気相レイノルズ数は約2800、液膜レイノルズ数 ($4\bar{u}_l \delta / \nu_l$) は約240、液膜厚さは約0.09 mmである。したがって本計算のうち熱入力が多い場合の気相に層流解析を適用するのは適当でない。しかしながら流れ方向への蒸気流量の減少、および界面での吸い込みを伴う本流れ系を乱流モデルで解析するには解決すべき点が多い。そこで本研究では層流解析にとどめ、高熱入力域については熱入力の増加による現象変化の定性的傾向を示すものとする。

3・2 気液の輸送物性値の影響 不凝縮領域の形成に及ぼす気液の輸送物性値の影響を調べるため、気相の輸送物性値 (ν, D, λ)、あるいは液相の熱伝導率 (λ_l) を変化させた場合の結果を示す。図9(a)は不凝

(a) 気相の輸送物性値を2倍にした場合

(b) 液の熱伝導率を2倍にした場合

図9 気液の輸送物性値の影響 ($\omega_{l,o} = 0.812$)

縮領域が形成される $Q=50\text{W}$ の場合について気相の輸送物性値を2倍増加させた時の結果であり、蒸気中心軸上温度 (T_c) および界面温度 (T_i) の流れ方向変化が示されている。図9(a)中の破線で示すように気相輸送物性値の増加に伴い、より短い距離で凝縮が完了する。その理由は以下のように説明できる。すなわち気相側温度差のおよその値は図8で述べたように相平衡図で与えられることから、気相拡散係数の増加に対し気相側温度差がほぼ一定のもとで凝縮質量流束 $\dot{m}$ が増加し、その結果有効凝縮域長さが減少する。

一方、液相の熱伝導率を2倍増加させた場合の結果が図9(b)中の破線であり、 $x \leq 0.2\text{m}$ の有効凝縮領域では蒸気温度および界面温度がともに平行移動に近い形で減少している。これは気相側の条件は同一でありかつ気相側拡散抵抗が支配的なため、液相熱伝導率の増加に対し $\dot{m}$ がほぼ同一の状態では液膜内温度差が減少したためと考えられる。

以上のように不凝縮領域が形成される低熱入力範囲では気相側拡散抵抗が支配的であり、かつ気相側温度差のおよその値が相平衡図で定まると考えることにより、気液の輸送物性値の影響が説明できる。

3.3 蒸発部液相濃度の影響 以上に示した蒸発部液相濃度 $\omega_{l,o} = 0.812$ の場合の結果に対し、 $\omega_{l,o} = 0.517$ の場合の結果を図10に示す。図10(a)は中心軸上温度分布を示したもので、この場合にも熱入力小さい時

(a) 中心軸上温度分布

(b) 相平衡図 ($Q = 50\text{W}$)図10 蒸発部液相R113濃度が小さい場合の結果 ($\omega_{l,o} = 0.517$)

に不凝縮領域が形成されるが、図6(a)の $\omega_{l,o} = 0.812$ の場合に比べ、より低い蒸気入口温度で不凝縮領域が形成される。これは図10(b)の相平衡図から分かるように、蒸発部液相濃度の減少に対応して蒸気入口濃度が減少し、気相線と液相線の温度差が小さいところで動作するためと考えられる。

3.4 実験値との比較 以上の計算結果と実験値⁽²⁾との比較を図11に示す。図11(a)は冷却部温度差 $\Delta T (= T_{v,in} - T_w)$ と熱入力の関係であり、一点鎖線、二点鎖線は R113 および R11 単成分の場合の Nusselt の解を示す。 $\omega_{l,o} = 0.812$ で熱入力小さい場合に実測値と計算結果の差異が大きい (最大 2°C 程度)、単成分系と比べた2成分系の特徴、すなわち気相拡散抵抗による温度差の増加と定温的な動作特性が本計算により、よく予測されている。なお熱入力が増加するにつれ図8で示したように液膜熱抵抗の寄与が大きくなるため、単成分の凝縮特性に漸近する。また系圧力に関しても図11(b)に示すように、実測値と計算結果はほぼ一致しており、 $\omega_{l,o}$ が減少 (すなわち低沸点成分の濃度が増加) すると系圧力が増加する。

本計算で考慮されていない点として、加熱部での核

(a) 冷却部温度差 ($\Delta T = T_{v,in} - T_w$) と熱通過量の関係

(b) 系圧力と熱通過量の関係

図11 実験結果(2)との比較

沸騰に起因する冷却部入口における気流の乱れ、および液膜の界面波の影響⁽⁷⁾のほか、断熱部における熱・物質伝達の影響がある。すなわち冷却部から流下する液膜の過冷却分により断熱部においても気液間で多少の熱・物質移動が生じ、それに伴い冷却部入口において気相断面内に温度・濃度分布が生じている可能性がある。理論予測と実測値のより厳密な比較を行なうにはこれらの影響を考慮した解析が必要であるが、本計算のような簡単化を行なっても冷却部の凝縮特性が定量的にもある程度の精度で予測できることが分かる。

4. 結 言

2成分混合媒体を用いたヒートパイプにおける凝縮特性につき数値解析を行ない、以下の結論を得た。

- (1) 熱入力大きい場合には冷却部全域で凝縮が生じ、熱入力の増加とともに系圧力が増加して界面温度および蒸気入口温度が増加し、液膜熱抵抗支配の単成分の凝縮特性に漸近する。
- (2) 熱入力がある値以下に減少すると不凝縮領域が形成され、熱入力の増加に対し蒸気入口温度および系圧力があまり変化しない定温度特性を示す。この場合には気相の拡散抵抗が凝縮過程を律速し、蒸気入口濃

度に対する気相線と液相線の温度差(気相限界温度差)が主に凝縮特性を支配する。

- (3) 気相の乱れ、液膜の界面波、断熱部の熱・物質輸送を無視した本解析でも実験結果をほぼ説明できるが、より精密な予測を行なうためにはこれらの影響についてさらに検討する必要がある。

文 献

- (1) 大島・松下・村上, ヒートパイプ工学, (1981), 138, 朝倉書店.
- (2) 土方・長谷川・長崎, 2成分混合媒体を用いたヒートパイプの研究, 機論, **55**-513, B(1989), 1469.
- (3) Peterson, P.F., Hijikata, K. and Tien, C.L., Variable Conductance Behavior in Two-Phase Binary Thermosyphons, *J. Thermophysics and Heat Transf.*, **4** (1990), 325.
- (4) Reid, R.C., Prausnitz, J.M. and Sherwood, T.K. (平田 監訳) 気体, 液体の物性推算ハンドブック, (1985), 459, マグロウヒル
- (5) 佐藤, 物性定数推算法, (1954), 135, 308, 丸善.
- (6) Noji, N., Refrigeration Cycle Characteristics of High Boiling Temperature Non-azeotropic Refrigeration Mixture, 日仏省エネルギー技術に関する第4回専門家会議資料, (1987).
- (7) Gross, U., Reflux Condensation Heat Transfer inside a Closed Thermosyphon, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **35** (1992), 279.