

鉛直二相熱サイフオンの限界熱流束 (最大流下量と不安定理論の関係)

門出政則^{*1}・光武雄一^{*1}・畑谷岳志^{*2}

Critical Heat Flux in Two Phase Thermosyphon (Relationship between maximum falling liquid rate and instability on interface of falling liquid)

Masanori MONDE, Yuhichi MITSUTAKE, and Takesi HATAYA

ABSTRACT

Critical heat flux in a two-phase thermosyphon is usually dealt with from two different ways: one is a maximum falling liquid rate due to the envelope method, the other one due to the instability. The difference between the maximum and instability criteria is first made clear. The CHF in the thermosyphon is shown to be predicted well by the maximum liquid rate due to the maximum criterion better than due to the instability criterion. In addition, comparison implies that CHF phenomenon in the thermosyphon is considered to be caused when the falling liquid reaches the maximum value rather than when the instability of the falling liquid on the interface is brought about.

Key words: Phase Change, Critical Heat Flux, Flooding, Maximum Falling Liquid Rate, Flow Instability, Thermosyphon

1 はじめに

鉛直二相熱サイフオン内の気液の流れは対向二相流になっていることから、液封入量に支配されなくなる通常の二相熱サイフオンの限界熱流束は、対向二相流で生じる流下液膜量の制限現象と関連づけられて解析されている。そして、この制限現象は、一般にフラッディングと呼ばれ、流下している液膜流が上昇気流の影響を受けて、その流下量が制限される現象である。そして、この現象に対して、諸説が報告されているけれども、ここでは、以下の2つの異なる考え方⁽¹⁾に注目する。

[1]管内に安定な気液対向環状流が形成されている条件下で、上昇気流が流下液膜の流量を制限することによってフラッディングが発生する⁽²⁻⁶⁾。

[2]気液対向流の気液界面が不安定になったとき、フラッディングが発生する⁽⁷⁾。最近、[1]の考え方(最大流量解析あるいは包絡線法)に基づく解析から、流下液流量が最大になるときの流量から予測された限界熱流束が、実験結果とかなりよく一致することが明らかにされている⁽⁸⁻¹¹⁾。

一方、[2]の考え方(不安定解析)から予測された限界熱流束値も、実験値をほぼ同程度の精度で予測できることが報告⁽¹²⁾されている。

そこで、本研究では、両解析法の特性と相違点、更に両者の予測点が近くに位置している理由について検討を行う。

主要記号

Bo: ボンド数 ($=D^2[g(\rho_L - \rho_G)]/\sigma$)

Ci: 気液の界面摩擦係数 ($=2\tau_i/[\rho_G(u_G + u_L)^2]$)

Cw: 壁面摩擦係数 ($=2\tau_w/(\rho_L u_L^2)$)

*原稿受付 平成9年3月20日

*1 佐賀大学理工学部(840 佐賀市本庄町1番)

*2 佐賀大学大学院(現在、三菱重工)

D:円管あるいは加熱管直径

g:重力加速度

H_{fg}:蒸発潜熱

j_G:気相の見かけ流速 (= u_G/α)

j_L:液相の見かけ流速 (= u_L/(1-α))

j_G^{*}, j_L^{*}:気相と液相の無次元流速

$$[\rho_i^{1/2} j_i / [g(\rho_L - \rho_G)D]]^{1/2}, \quad i = G, L]$$

k:係数

L:加熱管長さ

q_{co}:限界熱流束

R:円管内径

u_G, u_L:気相と液相の流速

α:ボイド率

δ:液膜厚さ (2δ/D = 1 - √α)

Φ: 無次元限界熱流束 (= (4L/D)(q_{co} / (ρ_GH_{fg})))

$$[\sigma g(\rho_L - \rho_G) / \rho_G^2]^{1/4}$$

λ: Helmholtz の不安定波長

ν_G, ν_L:気液の動粘性係数

ρ_G, ρ_L:気液の密度

σ:表面張力

τ_i:気液界面せん断応力

τ_w:壁面せん断応力

2. 気液対向流二相流の運動量式

環状分離対向二相流に対する支配方程式は、一般に次式で与えられる^(1, 10)。

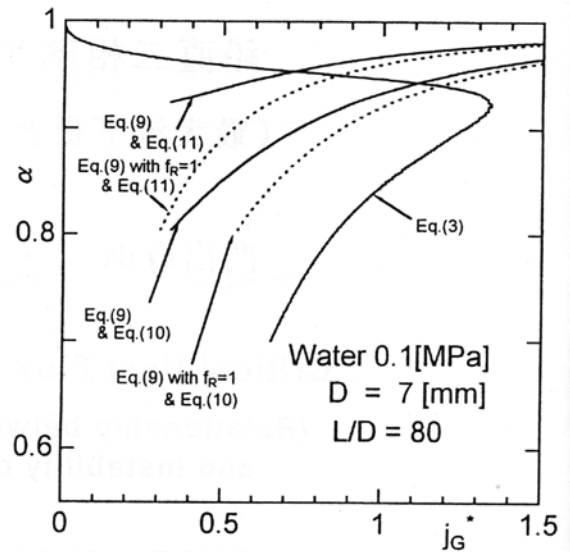
$$\frac{4\tau_w}{D} + \frac{4\tau_i}{D\alpha} = \{ \rho_L - \rho_G \} g(1-\alpha) \quad (1)$$

更に、気液界面及び壁面摩擦係数を用いて、式(1)は式(2)のような無次元形で与えられる。

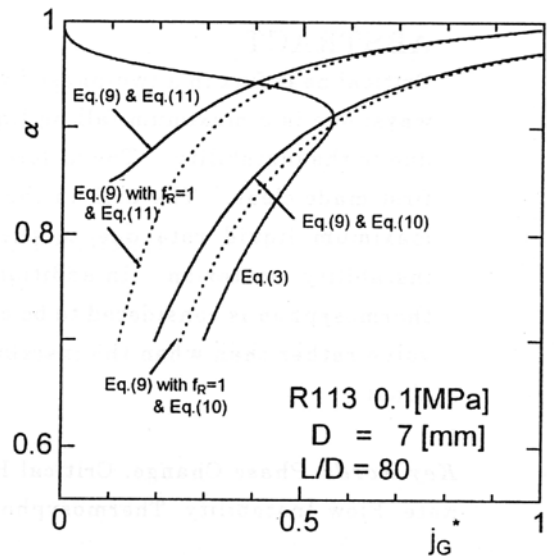
$$\frac{2C_i}{\alpha^{5/2}} j_G^{*2} \left\{ 1 + \frac{\alpha}{(1-\alpha)} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{1/2} \frac{j_L^*}{j_G^*} \right\}^2 + \frac{2C_w}{(1-\alpha)^2} j_L^{*2} = (1-\alpha) \quad (2)$$

式(2)は、環状分離対向二相流の支配方程式として広く使用されている関数形^(1, 6, 9, 10)である。

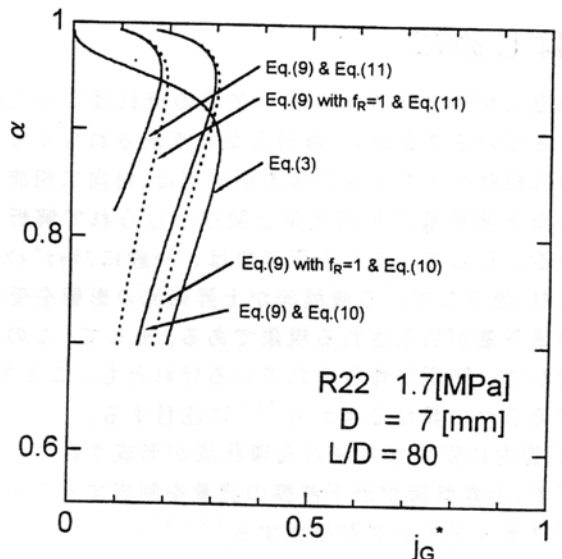
二相熱サイフォンでは、気液二相流れに対する連続の条件 (ρ_Gj_G = ρ_Lj_L あるいは ρ_G^{1/2}j_G^{*} = ρ_L^{1/2}j_L^{*}) から、式(2)は、次式のように与えられる。



(a)Water[k = 2.67 in Eq.(10)]



(b)R113[k = 1.06 in Eq.(10)]



(c)R22[k = 0.82 in Eq.(10)]

Fig.1 Relationship between stable region and momentum equation (a:Water, b:R113, c:R22)

$$F(j_G^*, \alpha) = \frac{2C_i}{\alpha^{5/2}} j_G^*{}^2 \left(1 + \frac{\alpha}{(1-\alpha)} \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^2 \quad (3)$$

$$+ \frac{2C_w}{(1-\alpha)^2} \frac{\rho_G}{\rho_L} j_G^*{}^2 - (1-\alpha) = 0$$

式(3)で示される関係を図1に例示する。なお、計算に必要な C_i と C_w の値は、付録Aの関係式から計算される。

図1の $j_G^* - \alpha$ 曲線は、ある条件に対して式(3)から計算された曲線である。なお、図中の式(3)の曲線以外の曲線(安定領域の境界を示す)は、以降の節にて説明される。

2.1 最大流量解析 門出ら⁽¹⁰⁾は、式(3)の j_G^* の最大値は、

$$\frac{\partial}{\partial \alpha} F(j_G^*, j_G^*, \alpha) = 0 \quad (4)$$

のとき、与えられること、および式(4)の関係式は、次式と同値であることを報告している。

$$\frac{\partial j_G^*}{\partial \alpha} = 0 \quad \text{あるいは} \quad \frac{\partial j_L^*}{\partial \alpha} = 0 \quad (5)$$

図1に示される $j_G^* - \alpha$ 曲線から、この曲線に最大値が存在し、その点は式(5)と式(3)から決定されることが容易に判る。

2.2 不安定解析 [2]の考え方によると、上昇気流(あるいは流下液流)の流量を増加させたとき流下液膜流が不安定になる。このときの流下液(あるいは上昇気流)の流量が、その領域内で最大値となる。従って、式(4)から決定される最大流量とは、全く異なる考え方から最大流量が決定されることになる。

この考え方で必要な流下液膜流の不安定を決定する式として、Helmholtzの不安定解析から導出された式(6)を採用している。

$$\frac{\lambda}{2\pi(1 + \rho_G / \rho_L)} \leq \frac{\sigma}{\rho_G(u_G + u_L)^2} \quad (6)$$

更に、井村らは、式(6)を円管内の流れに適用するために、曲率の影響を考慮した式(7)を提案している。

$$\frac{\lambda}{(1 + \rho_G / \rho_L)(2\pi / \lambda - 1 / (R\sqrt{\alpha}))} \leq \frac{\sigma}{\rho_G(u_G + u_L)^2} \quad (7)$$

式(7)の $1 / (R\sqrt{\alpha})$ は、不安定の発生に対する曲率の影響を示す項である。

しかし、式(6)あるいは式(7)には式(3)の二つの未知数のほかに、波長 λ という未知数が新たに導入されている。

従って、これらの式が閉じた形になるためには、もう1つ独立な関係式が必要となる。

そこで、波長 λ が液膜厚さ δ ($2\delta / D = 1 - \sqrt{\alpha}$ という関係がある)に比例するという仮定が導入されている。

$$\lambda = 4\pi(1 + \rho_G / \rho_L)k\delta \quad (8)$$

なお、この式(8)に示される波長と液膜厚さの間の物理的な根拠は示されていないけれども、フラッディングの研究に関連した多くの研究において広く採用されている関係式で、比例定数 k の大きさも実測されている。

この式(8)を用いて、波長を消去し、更に無次元化すると、2つの未知数 j_G^* と α に関して次式を得る。

$$kB_0 \frac{(1 - \sqrt{\alpha})}{\alpha^2} \left(1 + \frac{\alpha}{(1-\alpha)} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right) \right)^2 j_G^*{}^2 f_s - 1 \leq 0 \quad (9)$$

ここで

$$f_s = \frac{1}{1 - 2k \frac{1 - \sqrt{\alpha}}{\sqrt{\alpha}} \left(1 + \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)}$$

関数 f_R は、曲率の影響を示すパラメータで、 $f_R = 1$ は曲率の影響を無視した場合($R \rightarrow \infty$ すなわち $\alpha \rightarrow 1$)を示す。 $f_R > 1$ すなわち曲率の影響がある場合、式(9)を満足する j_G^* の値は小さくなるのでより不安定になり易くなる。

式(8)の k の値が与えられると、式(9)から流下液膜が安定に存在する領域が特定される。

2.3 波長 λ と液膜厚さ δ の関係について フラッディングに関する多くの研究において、式(8)に示されるような比例関係^(13, 14, 16, 17, 19)が採用されている。例えば、Richter⁽¹³⁾は、気液界面が安定に存在するための条件として、 $k = 1$ を採用している。また、液膜の気液界面の不安定に関する実験によれば、式(8)の比例係数 k の値は、管径や物性値によって変化するが、空気-水系のフラッディングの実験では、ほぼ $k = 1.3$ ($\lambda / \delta = 10 - 40$)で界面が不安定になることが報告^(14, 16, 18)されている。

井村ら⁽¹⁴⁾が、提案している関係式から、式(8)の k の値を求めると、次式を得る。

$$k = \frac{10.87 [\sigma / (D^2 [g(\rho_L - \rho_G)])]^{0.5} (\mu_G / \mu_L)^{0.12}}{(1 + \rho_G / \rho_L)} \quad (10)$$

式(10)は、波長と液膜厚さの測定から直接検証された式ではなく、4種類の試験流体のフラッディングデータを

予測するために提案された式で、その式を使用することによって、フラッシングのデータが良好に整理されている。

一方、Anshus⁽¹⁷⁾は、フラッシング問題とは独立に、流下液膜流界面に形成される表面波の不安定解析から、波長と液膜厚さの関係式を提案している。式(11)は、その関係式から導出された k の式である。

$$k = \frac{0.867 \left[\sigma \left(2\rho_L / (\mu_L^4 g) \right) \right]^{4/11} Re_L^{-1/3}}{(1 + \rho_G / \rho_L)} \quad (11)$$

なお、Anshus の解析では、気液界面でのせん断力は無視されている。

ところで、空気-水系のフラッシングに関する実験では、空気流量と流下水の流量とは互いに独立な操作量であることおよび気液界面で相変化を伴わないので、気液の不安定が生じやすい状況にある。一方、二相熱サイフォンでは、蒸気流量と液流量は互いに従属関係(連続の式で規定)にありかつ加熱管の熱流束に支配されているため、管内での液流量は、流下方向に徐々に減少している、一方蒸気流量は、逆に増加している。そして、管路入り口で、両者はともに最大値となる。従って、同じ相対速度を持つフラッシングの実験と比較して大きい相対速度まで、界面は安定に保たれているものと考えられる。このような状況を考えると、同じ液膜厚さでも二相熱サイフォンでの気液界面は、かなり短い波長域まで安定に存在することが可能となる筈である。その結果、空気-水系のフラッシングの実験で測定された k の値よりの小さい値まで安定な界面が存在できる可能性が高い。

Table 1 Range for calculation

	Water	R113	R22
D mm	5, 7, 9, 11		
L/D	5, 10, 30, 50, 100, 300, 500		
Pressure MPa	0.1	0.1 - 0.5	1.1 - 3.1

2.4 安定領域内での最大流量 図1は、式(3)で与えられる $j_{c^*} - \alpha$ 曲線と式(10)あるいは式(11)で与えられる k の値を用いて式(9)から決定される安定領域の境界を示す。安定領域は、境界線の上側(R22 では左側)になる。

図1から、安定領域内での最大流量点は、式(3)と(9)の交点で与えられる。そして、そこでの最大流量は、最大流量解析から決定された最大流量(前者と区別するために極大値と呼ぶ)より常に小さくなっている。また、式(10)で与えられる k の値を用いた最大流量の方が、式(11)よりも常により極大値に近づいている。これは、式(10)が、フラッシングデータから求められた関係式であることに起因すると考えられる。また、交点でのボイド率 α の値が、極大点での α の値よりも大きくなっているのは、フラッシングの実験が、流下流量を設定後、空気流量を増加させたとき、流下液膜の流量が減少したとき、即ち $d\alpha/dj_{c^*} < 0$ の曲線に沿って実験が行われているためと考えられる。一方、式(11)による曲線との交点でのボイド率が、極大点での値よりもかなり大きくなっているが、これは、フラッシングとは無関係に、流下液表面に形成された界面波とその液膜厚さの関係から決定されたためであろう。

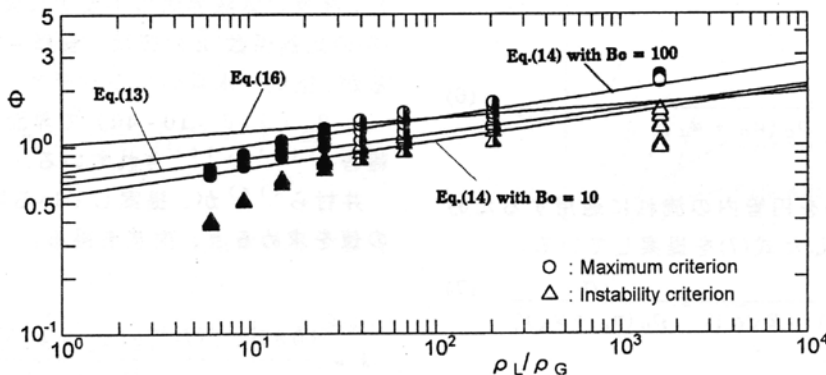


Fig.2 Comparison of analytical predictions and the existing correlations

(○△ Water, ●▲ R113, ●▲ R22)

このような状況を考えると、不安定解析から定まる交点、即ち安定領域内での最大値は、流下液流量が極大点に漸近する過程で誘引される界面の不安定点になっていると推察される。

3 熱サイフオンの限界熱流束

3.1 限界熱流束の解析値 熱サイフオンの限界熱流束は、管内の流量が[1]あるいは[2]の考え方からそれぞれ決定される最大流量に到達したとき発生すると考えると、限界熱流束は、最大流量 $j_{c,max}$ を用いて次式から容易に求まる。

$$q_{co} = \frac{D}{4L} H_{fg} \sqrt{\rho_G [g(\rho_L - \rho_G) D]} j_{c,max} \quad (12)$$

更に、式(12)から計算された限界熱流束を広く採用されている無次元限界熱流束 Φ に換算しておく、従来の整理式との比較をする上で便利である。図2は、 Φ の値を密度比に対して整理した結果を示す。なお、数値計算は、表1に示される範囲で行われた。

また、図2中には、比較のために、井村ら⁽¹⁸⁾の式および Tien and Chung⁽¹⁵⁾の式が示されている。

井村の式

$$\frac{4L}{D} \frac{q_{co}/(\rho_G H_{fg})}{\sqrt[4]{\sigma g(\rho_L - \rho_G)/\rho_G^2}} = 0.64(\rho_L/\rho_G)^{0.13} \quad (13)$$

Tien and Chung の式

$$\frac{4L}{D} \frac{q_{co}/(\rho_G H_{fg})}{\sqrt[4]{\sigma g(\rho_L - \rho_G)/\rho_G^2}} = \frac{3.2 \tanh(0.5 Bo^{1/4})}{(1 + (\rho_G/\rho_L)^{1/4})^2} \quad (14)$$

最近、門出ら⁽¹⁰⁾は、式(14)の分母・分子は、10%の誤差範囲内で、それぞれ $\rho_G/\rho_L = 6.17 - 1602$ の範囲で、 $0.27(\rho_G/\rho_L)^{1/7}$ とおおよそ $Bo = 1 - 500$ の範囲で、 $0.474 Bo^{1/8}$ と近似されることを指摘している。その結果、式(14)は、式(15)で近似式できる。

$$\frac{4L}{D} \frac{q_{co}/(\rho_G H_{fg})}{\sqrt[4]{\sigma g(\rho_L - \rho_G)/\rho_G^2}} = 0.41(\rho_L/\rho_G)^{1/8} Bo^{1/8} \quad (15)$$

ところで、Smirnov⁽²⁰⁾は、式(13)の係数が0.65、指数が0.1と僅かだけ異なった式を提案している。

3.2 不安定解析に基づく近似式 門出ら⁽¹²⁾は、式(3)において、 $\delta/D = (1 - \sqrt{\alpha})/2 \ll 1$, $u_L \ll u_G$, $C_1 = (k C_w Bo / C_i^2)(\rho_G/\rho_L) \gg 1$ という条件下で得られる限界熱流束は、次式で与えられることを報告してい

る。

$$\frac{4L}{D} \frac{q_{co}/(\rho_G H_{fg})}{\sqrt[4]{\sigma g(\rho_L - \rho_G)/\rho_G^2}} = [4/(k^3 C_w Bo)]^{1/2} (\rho_L/\rho_G)^{1/8} \quad (16)$$

いま、式(16)の導出にあたって設定された C_1 の仮定の妥当性 ($\delta/D \ll 1$, $u_L \ll u_G$ は、十分満足されている) について検討すると、極大点(限界熱流束点)での諸値は、表2に示される値となる。

表2から、 $C_1 \gg 1$ という仮定は、式(10)、(11)とも、ある程度満足されているようである。

なお、図2中に式(10)を用いたときの式(16)の予測値を例示しておく。

Table 2 The values of k , $C_1 = (\rho_G/\rho_L)(k C_w Bo / C_i^2)$, $[4/(C_w k^3 Bo)]^{1/2}$ for $D = 5 - 11$ mm and $L/d = 5 - 500$ at the maximum point

(a) Estimation from Eq.(11)				
	P MPa	k	C_1	$[4/(C_w k^3 Bo)]^{1/2}$
Water	0.1	5.89 - 4.47	40.9 - 10.7	0.69 - 0.68
R113	0.1	2.82 - 1.88	11.5 - 7.99	0.71 - 0.83
	0.3	2.48 - 1.71	8.80 - 8.46	0.72 - 0.83
	0.5	2.21 - 1.56	8.74 - 8.86	0.73 - 0.83
R22	1.1	2.24 - 1.55	9.79 - 9.51	0.88 - 0.92
	1.7	1.89 - 1.34	9.43 - 7.03	0.89 - 0.92
	2.4	1.63 - 1.17	7.91 - 6.79	0.91 - 0.92
	3.1	1.43 - 1.04	7.86 - 5.65	0.92 - 0.93
(b) Estimation from Eq.(10)				
	P MPa	k	C_1	$[4/(C_w k^3 Bo)]^{1/2}$
Water	0.1	1.70 - 3.73	26.6 - 4.02	0.81 - 0.97
R113	0.1	1.36 - 0.62	5.61 - 2.58	0.94 - 1.15
	0.3	1.28 - 0.58	4.58 - 2.97	1.01 - 1.23
	0.5	1.20 - 0.55	4.14 - 3.08	1.04 - 1.26
R22	1.1	1.30 - 0.59	4.52 - 3.26	1.07 - 1.28
	1.7	1.15 - 0.52	4.80 - 3.13	1.11 - 1.32
	2.4	0.97 - 0.44	4.95 - 2.65	1.14 - 1.35
	3.1	0.79 - 0.36	4.85 - 1.96	1.18 - 1.39

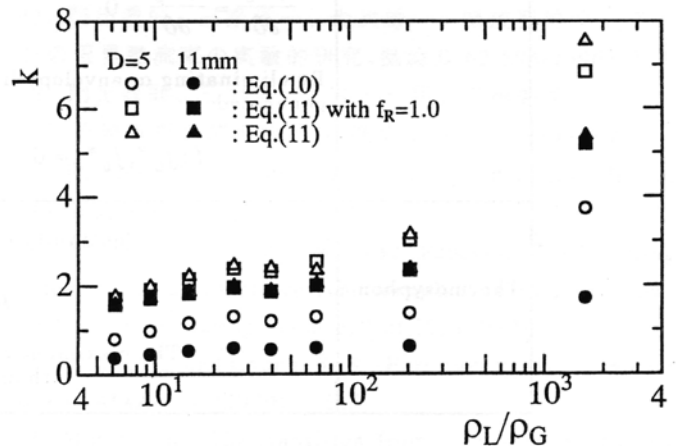


Fig.3 Value of k at the intersection of Eqs.(3) and (9) vs. ρ_L/ρ_G (Water: $\rho_L/\rho_G = 1602$, R113: $\rho_L/\rho_G = 40.0 - 204$, R22: $\rho_L/\rho_G = 6.17 - 25.0$)

3.3 式(3)と式(9)の交点での k の値について 式(10)で与えられる k の値は、管径と物性値のみで決定されているので、式(3)と式(9)の交点とは独立な値である。一方、式(11)では、 k の値は Re_L の関数になっているから交点での値は、曲率の影響を受けて変化する。そこで、本解析の範囲内で式(3)と式(9)の交点での k の値を図3に例示する。

図3から、式(10)の k の値は、式(11)の値よりも全範囲にわたって約 $1/2$ 程度小さくなっている。また、曲率の影響は、R113 および R22 については殆どみられない。特に、 $D = 11 \text{ mm}$ については、水を含む全範囲で曲率の影響はみられなくなる。

ところで、2.4 節で既に述べたように、式(10)の k の値を用いた方が、安定領域が広くなり、その結果として、式(3)、(9)の交点が極大点近くに現れるようになるのは、

式(10)がフッラディングの実験から導出されていることと密接に関連しているのではないだろうか。また、Richter(13)が、気液の安定条件として $k=1$ を採用していることは、図3との比較から興味ある結果である。

3.4 解析結果と従来の整理式との比較 図2に示されるように、最大流量解析から予測された限界熱流束値が、従来の予測式とかなり広い範囲で一致していることおよび従来の実験結果と広い範囲で一致していることが報告^(10, 11)されている。一方、不安定解析から予測される CHF の値は、水 ($\rho_L/\rho_G = 1602$) および $\rho_L/\rho_G > 60$ の範囲では、予測式および最大流量解析の予測値より多少小さくなっているけれども、 $\rho_L/\rho_G < 60$ の範囲では、 ρ_L/ρ_G の減少につれて、大きく偏倚していく傾向が見られる。これは、 k の値が、予測式の適用範囲を超えて使用されているためである

Table 3 Comparison of maximum and instability criteria for countercurrent flow

	Governing equation(force balance) for falling liquid film along tube $F(j_L^*, j_G^*, \alpha) = 0$	
Flooding Condition	<p>Maximum criterion</p> <p>The derivative with respect to α gives</p> $\frac{\partial F((\rho_G/\rho_L)^{1/2} j_G^*, j_G^*, \alpha)}{\partial \alpha} = 0$ <p>is identical to</p> $\frac{\partial j_G^*}{\partial \alpha} = \frac{\partial j_L^*}{\partial \alpha} = 0$ <p>or</p> $\frac{\partial j_G^*}{\partial \delta} = \frac{\partial j_L^*}{\partial \delta} = 0$ <p>By eliminating α, envelope line is generated:</p> $f(j_G^*, j_L^*) = 0$	<p>Instability criterion</p> <p>Helmholtz instability gives</p> $\frac{\lambda}{(1 + \rho_G/\rho_L)(2\pi/\lambda - 1/(R\sqrt{\alpha}))} \leq \frac{\sigma}{\rho_G(u_G + u_L)^2}$ <p>Unknown parameter, λ is added, then one relation between λ and film thickness is used to reduced it. A new value, k is introduced.</p> $\lambda = 4\pi(1 + \rho_G/\rho_L)k\delta$ <p>By eliminating α, envelope line is generated:</p> $g(j_G^*, j_L^*, k) \leq 0$ <p>The k value can be determined by experiment.</p>
Thermosyphon	<p>Continuity equation for the thermosyphon</p> $\rho_L^{1/2} j_L^* = \rho_G^{1/2} j_G^*$ <p>The maximum value of j_G^* can be calculated, and then the CHF is obtained.</p>	

う。また、式(16)が、 ρ_L/ρ_G の小さい範囲で式(13)、(14)より高くなっているのは、 $C_1 \gg 1$ 、 $\delta/D \ll 1$ 、 $u_L \ll u_G$ という仮定が徐々に満足され難くなっていくためと考えられる。

3.5 最大流量解析と不安定解析の相違点について

最大流量解析と不安定解析の相違点をまとめると表3のようになる。表3に示されるように、両者の中で大きく異なっている点は、不安定解析では気液界面が不安定になるときの波長が新たな物理量として現れているので、この量を決定するための仮定が導入されている。そして、その仮定から導かれた量は、実験的に測定された量(式(10)、(11)の k の値)から決定されている。最大流量は気液界面が安定な領域内で決定されている。一方、最大流量解析では、そのような仮定は全く必要なく支配方程式の固有の特性から最大流量が決定されている。

4 最大流量解析と不安定解析の関連性

式(3)には、図1に示されるように、あるボイド率で流量が最大になるという特性がある。従って、熱サイフオンへの熱流束がその限界近くまで増加されていくとき、管内の流れは分離対向二相流になる。その流動状況下では、ボイド率は、流下液膜内の流れに作用している界面せん断力と壁面せん断力とが重力と釣り合いを保ちながら、流下流量が局所最適値となるボイド率が自律的に選定される。そして、局所最適地が、流量の極大値に到達し、更に流量が増加されると、式(3)にはもはや最適となる解(流量)は存在しなくなる。この結果、極大値を超えた流れは存在できず、流下液膜の気液界面に形成されている表面波(常に存在している)は、急激に成長させられ、不安定波になるものと考えられる。従って、不安定波(不安定領域)は、論理的には流下液膜の流量が最大値に到達後に現れる現象である筈であるが、実際には図1に示されるように流下液膜流量が極大値に到達する前に不安定波が現れている。ここで、式(11)の k の値は、界面せん断力が無視されている条件下で、安定に流下している気液界面の表面波の成長を予測したもので、その成長が界面の不安定波となっているかは、更に検討が必要である。一方、式(10)の場合、安定領域は、式(3)の極大点にかなり漸近している。これは、フラッディング発生点により近い状況下の k の値が与えられているためと思われる。

5 結論

二相熱サイフオンの限界熱流束に対する2つの異なる解析方法に対して、比較検討が行われ、以下の結果を得た。

(1)最大流量解析の方が、不安定解析より限界熱流束をより精度良く予測している。

(2)限界熱流束の発生は、気液界面の不安定によって引き起こされると考えるよりも流下流量が最大になったときに引き起こされると考えた方が妥当であろう。

(3)気液界面の不安定は、流下流量が最大になる過程に随伴される現象と考えた方が自然である。

文 献 :

1. Bankoff, S. G. and Lee, S. C., A critical review of the flooding literature, *Multiphase Science and Technology*, 2, pp.95-180, Hemisphere, (1986).
2. Wallis, G. B., *One Dimensional Two-Phase Flow*, McGraw-Hill, New York, (1969).
3. Tien, C. L., A simple analytical model for counter-current flow limiting phenomena with vapor condensation, *Letters in Heat and Mass Transfer*, 4 (1977), pp231-238.
4. Bharathan, D., Wallis, G. B., and Richter, H. J., Air-water countercurrent annular flow, EPRI, Rep., NP-1165, (1979).
5. Taitel, Y., Barnea, D, and Dukler, A. E., A film model for prediction of flooding and flow reversal for gas-liquid flow, *Int. J. Multiphase Flow*, 8,(1982), 1-22.
6. Bharathan, D. and Wallis, G. B., Air-water countercurrent annular flow, *Int. J. Multiphase Flow*, 9, (1983), 349-366.
7. 井村英昭、楠田久男、船津秀一、向流気液環状二相流におけるフラッディングの研究、機論、42-362(1976), 3247.
8. Katto, Y., Limit conditions of steady-state countercurrent annular flow and onset of flooding, *Int. J. Multiphase Flow*, 20, (1994), 45.
9. 数土幸夫、垂直流路における対向二相流落下水制限下の限界熱流束に関する解析的研究、機論B、60-580(1994), 4222.
10. 門出政則、光武雄一、栗原成計、二相熱サイフオンの限界熱流束の解析的研究(最大流下流量と限界熱流束の関連について)、機論B、61-591(1995), 4101.
11. 門出政則、三原信一、光武雄一、開放型熱サイフオンの限界熱流束の実験的研究、機論B、62-594(1996), 729.
12. 門出政則、三原信一、井上利明、二相熱サイフオンの限界熱流束の解析的研究、機論、59-560(1993), 1258.
13. Richter, H. J., Flooding in Tubes and annuli, *Int. J. Multiphase Flow*, 7 (1981), 647.
14. Imura, H., Kusuda, H., and Funatsu, S., Flooding velocity in a countercurrent annular two-phase flow, *chemical Engineering Science*, Vol.32, (1977), 79.
15. Tien, C. L. and Chung, K. S., Entrainment limits in heat pipes, *AIAA J.*, 17(1979), 643.
16. Moissis, R., The transition from slug to homogeneous two-phase flows, *Trans. ASME, Ser. C*, 85-4(1963), 366.
17. Anshus, B. E., On the asymptotic solution to the falling

film stability problem, Ind. Eng. Chem. Fund., 11, (1972), 502.

18. Imura, H., Sasaguchi, K., Kozai, H., and Numata, S., Critical heat flux in a closed two-phase thermosyphon, Int. J. Heat Mass Transfer, 26 (1983), 1181.

19. Tippets, F. E., Analysis of the critical heat-flux condition in high-pressure boiling water flows, Trans. ASME, Ser. C, 86-1, (1964), 23.

20. Smirov, Ye. L, Critical heat flux in flooding in vertical channels, Heat Transfer-Soviet Research, 16-3, (1984), 19.

付録 A: 式(3)の壁面及び界面せん断応力係数は、前報⁽¹⁰⁾と同様に以下の関係式で与えられる。

$$C_w = \frac{16.0}{Re_L} \quad (Re_L \leq 160) \quad (17-a)$$

$$= \exp\{5.4862 - 2.1028 \ln(Re_L) + 0.11855(\ln(Re_L))^2 + 0.0013035 \times (\ln(Re_L))^3\} \quad (160 < Re_L \leq 10^4) \quad (17-b)$$

$$= 0.079 Re_L^{-1/4} \quad (10^4 < Re_L) \quad (17-c)$$

$$C_i = \frac{16.0}{Re_G} \frac{A}{\exp(A) - 1} \quad (Re_G \leq 2900) \quad (18-a)$$

$$= \frac{Re_G - 2900}{11000 - 2900} (0.8 C_{i,t} - C_{i,l}) + C_{i,l} \quad (2900 < Re_G \leq 11000) \quad (18-b)$$

$$= \frac{Re_G - 11000}{20000 - 11000} (C_{i,t} - 0.8 C_{i,l}) + 0.8 C_{i,l} \quad (11000 < Re_G \leq 20000) \quad (18-c)$$

$$= 0.005 + m(2\delta/D)^n \quad (20000 < Re_G) \quad (18-d)$$

ここで

$$Re_L = \frac{4\Gamma}{\rho_L \nu_L} = \frac{Dj_L}{\nu_L}$$

$$Re_G = \frac{(u_G + u_L)D}{\nu_G} = \frac{Dj_G}{\nu_G \alpha} \left(1 + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \frac{\rho_G}{\rho_L}\right)$$

$$A = \frac{\alpha D/L}{32.0(1 + \alpha/(1 - \alpha)(\rho_G/\rho_L))} Re_G$$

$$C_{i,l} = C_i \quad (Re_G = 2900)$$

$$C_{i,t} = C_i \quad (Re_G = 20000)$$

$$m = 0.2574(Bo^*/2)^n \quad 10^{9.07/Bo^*}$$

$$n = 1.63 + 4.74/Bo^*$$

$$Bo^* = \sqrt{(\rho_L - \rho_G)gD^2/\sigma}$$

$$2\delta/D = 1 - \sqrt{\alpha}$$