

球上の過冷膜沸騰における蒸気膜の安定性*

本田 博司[†] 眞喜志 治[‡] 山城 光[#]

Stability of Vapor Film in Subcooled Film Boiling on a Sphere*

Hiroshi HONDA[†] Osamu MAKISHI[‡] and Hikaru YAMASHIRO[#]

Abstract

The previously proposed linear stability theory of vapor film in subcooled film boiling on a sphere was generalized to take account of the interaction between the base flow and the perturbed component. A disturbance of standing wave type was assumed to be superimposed on the base flows of the surrounding liquid and the vapor film. For the surrounding liquid, the wave equation was applied to the whole region including the boundary layer and the energy equation was solved analytically by introducing a simplifying assumption. For the vapor film, the basic equations were solved by the integral method. By use of the compatibility conditions at the liquid-vapor interface, the solutions for the surrounding liquid and the vapor film were combined to yield an algebraic relation among the vapor film thickness, the order of disturbance and the complex amplification factor of the disturbance. The numerical solutions of the critical vapor film thickness at which the real part of the complex amplification factor was equal to zero were obtained for the disturbances of the orders of 0, 1 and 2. The numerical results indicated that the vapor film was most unstable for the disturbance of the 0-th order (i.e., uniform disturbance). The calculated value of the critical vapor film thickness for the uniform disturbance compared well with the average vapor film thickness at the minimum-heat-flux point obtained from the immersion cooling experiments of spheres in water at high liquid subcoolings.

Key Words: *Film boiling, Minimum-heat-flux point, Linear stability analysis, Sphere*

記号		ΔT_{sat}	:	伝熱面過熱度	[K]		
C	:	比熱	[kJ/kgK]	ΔT_{sub}	:	液の過冷度	[K]
c	:	音速	[m/s]	t	:	時間	[s]
d	:	直径	[m]	u	:	周方向速度	[m/s]
h_k	:	k 次の球ハンケル関数		v	:	半径方向速度	[m/s]
h_{lg}	:	蒸発潜熱	[kJ/kg]	y	:	球表面から計った外向き座標	[m]
k	:	擾乱の次数		y^*	:	気液界面から計った外向き座標	[m]
P_k	:	k 次の第一種ルジャンドル関数		α	:	熱伝達率	[W/m ² K]
P	:	圧力	[Pa]	δ	:	蒸気膜厚さ	[m]
q	:	熱流束	[W/m ²]	δ_i	:	温度境界層厚さ	[m]
r	:	半径方向座標	[m]	κ	:	温度伝導率	[m ² /s]
s	:	擾乱の複素増幅係数	[1/s]	λ	:	熱伝導率	[W/mK]
T	:	温度	[K]	μ	:	動粘性係数	[m ² /s]
				ρ	:	密度	[kg/m ³]

* 受付日: 2006年3月11日, 第43回日本伝熱シンポジウムより受付, 担当エディター: 河村 洋

[†] 九州大学名誉教授 (〒811-2307 福岡県糟屋郡粕屋町原町 337)

[‡] 沖縄工専 機械システム工学科 (〒905-2192 沖縄県名護市辺野古 905)

[#] 九州大学 先端物質化学研究所 (〒816-8580 福岡県春日市春日公園 6-1)

σ	: 表面張力	[N/m]
σ_r	: ステファン・ボルツマン定数	[W/m ² K ⁴]
ϕ	: 角座標	[rad]
添字		
c	: バルク液	
cr	: 安定限界	
ev	: 蒸発	
i	: 気液界面	
l	: 液	
MHF	: 極小熱流束点	
r	: 放射	
v	: 蒸気, 蒸気膜	
s	: 飽和	
w	: 伝熱面	
0	: ベースフロー	
$'$: 擾乱成分	

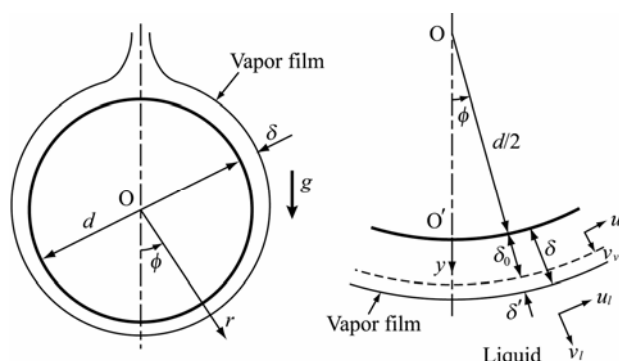


Fig. 1 Physical model and coordinates

1 緒言

膜沸騰蒸気膜の崩壊に伴うクエンチと、それに伴う膜沸騰の極小熱流束 (Minimum Heat Flux) 点の発生機構の解明は蒸気爆発現象や種々の工業プロセスに関連して重要であり、多くの研究がなされている[1]。この問題に関する従来の理論は、伝熱面温度が熱力学的な過熱限界温度まで下降し、固液接触が可能になることによって蒸気膜が崩壊するとする熱力学的不安定説[2-4]と、Taylor 不安定[5]に起因する蒸気膜崩壊が起こるとする流体力学的不安定説[6-10]に大別される。本田ら[11-13]らは高温水平細線の浸漬急速冷却実験を行い、その MHF 点の挙動が上述のいずれの理論によっても説明できないことを見出した。ついで水平円筒上の自由対流過冷膜沸騰[13]と強制対流過冷膜沸騰[14]、および球上の自由対流過冷膜沸騰[15]について、気液界面の擾乱が印加された場合の蒸気膜と周囲液からなる系の安定性解析を行った。そして、蒸気膜の振動モードに応じた限界蒸気膜厚さ δ_{cr} が定まり、蒸気膜厚さ δ が $\delta > \delta_{cr}$ を満足する場合には蒸気膜は安定であり、 $\delta < \delta_{cr}$ の場合には不安定になることを示した。しかし、この解析には膜沸騰の定常流 (ベースフロー) と擾乱との干渉の影響が無視されるなどの問題点があった。

本報では、球上の自由対流過冷膜沸騰についてより一般性のある解析を行い、 δ_{cr} の計算値を Dhir-Purohit[16]、西尾・上村[17]、菊池ら[18]による加熱金属球の水中浸漬冷却実験における MHF 点の平均蒸気膜厚さおよび前報[15]の結果と比較する。

2 理論解析

球上の自由対流過冷膜沸騰について考える。物理モデルと座標系を図 1 に示す。半径座標を r 、角座標を ϕ 、球の表面から計った外向き座標を y とする。蒸気膜厚さ δ および蒸気膜にそう液の境界層厚さは球の直径 d に比べて十分小さいものとする。周囲液の周方向および半径方向速度成分を u_i, v_i 、蒸気膜内のそれらを u_v, v_v とする。周囲液および蒸気膜内のベースフローに鉛直軸に対称な定在波型の気液界面の微小擾乱が印加された場合を考える。ベースフローの諸量を添字 0 、擾乱成分を添字 $'$ をつけて表す。従って $\delta = \delta_0 + \delta', u_i = u_{i0} + u_i'$ 等と表される。なお、物性値については添字 0 を省略する。

2.1 周囲液

周囲液は境界層領域とその外部領域に分けられ、外部領域はほぼ静止液の状態にある。微小圧力擾乱が印加されると、境界層内ではベースフローと微小擾乱との干渉が起こるが、外部領域では干渉がない。仮定により境界層厚さは十分小さいので、ここでは境界層領域を無視し、圧力擾乱の分布は外部領域の解によって与えられるものと仮定する。基礎式は

$$\frac{\partial \rho_l'}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_l r v_i') + \frac{1}{r \sin \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\rho_l u_i' \sin \phi) = 0 \quad (1)$$

$$\rho_l \frac{\partial u_i'}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial P_l'}{\partial \phi} = 0 \quad (2)$$

$$\rho_l \frac{\partial v_i'}{\partial t} + \frac{\partial P_l'}{\partial r} = 0 \quad (3)$$

ここに ρ_l は液密度、 t は時間、 P_l' は液圧力の擾乱成分である。断熱変化を仮定すると、 ρ_l' と P_l' の間には

$$P_l' = c_l^2 \rho_l' \quad (4)$$

の関係がある。ここに c_l は液の音速である。式(1)-(4)より u_i', v_i', ρ_l' を消去すると、波動方程式

$$\frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2 P_l'}{\partial t^2} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial P_l'}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \phi} \frac{\partial}{\partial r} \left(\sin \phi \frac{\partial P_l'}{\partial \phi} \right) \quad (5)$$

が導かれる。境界条件は

$$r \rightarrow \infty \quad \text{で} \quad P_l' = 0 \quad (6)$$

$$\phi = 0, \pi \quad \text{で} \quad \partial P_l' / \partial \phi = 0 \quad (7)$$

式(5)-(7)の解は

$$P_l' = A_k h_k(i sr/c_l) P_k(\cos \phi) e^{st}, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (8)$$

ここに h_k は球ハンケル関数, P_k は第一種ルジャンドル関数, $s = s_r + is_i$, s_r は擾乱の時間増幅係数, s_i は擾乱の振動数である。

気液界面において, v_l' と δ' の間には次の関係がある。

$$r = r_i = \frac{d}{2} + \delta \quad \text{で} \quad v_l' = \frac{\partial \delta'}{\partial t} \quad (9)$$

式(8)の P_l' および式(9)の v_l' を式(3)に代入すると δ' に関する微分方程式が導かれる。その解は次式で与えられる。

$$\delta' = \frac{A_k}{\rho_l c_l s} \left[\frac{(k+1)c_l}{sr_i} h_k \left(i \frac{sr_i}{c_l} \right) - i h_{k-1} \left(i \frac{sr_i}{c_l} \right) \right] P_k(\cos \phi) e^{st} \quad (10)$$

ただし

$$h_{-1} \left(i \frac{sr_i}{c_l} \right) = -\frac{ic_l}{sr_i} \exp \left(-\frac{sr_i}{c_l} \right) \quad (11)$$

と定義する。 $|c_l / sr_i| \gg 1$ の場合には, 式(10)は

$$\delta' = \frac{(k+1)A_k}{\rho_l r_i s^2} h_k \left(i \frac{sr_i}{c_l} \right) P_k(\cos \phi) e^{st} \quad (12)$$

と簡単化される。後述の計算結果によれば, $|2c_l / sd|$ は 10^2 のオーダーであり, 第一近似としては式(12)で十分である。

液境界層は気液界面の振動に伴って振動する。そこで座標 y の代わりに気液界面を原点とする外向き座標 y^* を用いると, 周囲液のエネルギー式は擾乱成分に関して次式で表される。

$$\frac{\partial T_l'}{\partial t} + \frac{2u_l'}{d} \frac{\partial T_{l0}}{\partial \phi} + \frac{2u_{l0}}{d} \frac{\partial T_l'}{\partial \phi} + v_l' \frac{\partial T_{l0}}{\partial y^*} + v_{l0} \frac{\partial T_l'}{\partial y^*} = \kappa_l \frac{\partial^2 T_l'}{\partial y^{*2}} \quad (13)$$

ここに T_{l0} はベースフローの液温度, T_l' は液温の擾乱

成分, κ_l は液の温度伝導率である。対流項中の ϕ 成分を無視すると, 式(13)は次式で近似できる。

$$\frac{\partial T_l'}{\partial t} - \frac{q_{ev}'}{\rho_l h_{lg}} \frac{\partial T_{l0}}{\partial y^*} - \frac{q_{ev0}}{\rho_l h_{lg}} \frac{\partial T_l'}{\partial y^*} = \kappa_l \frac{\partial^2 T_l'}{\partial y^{*2}} \quad (14)$$

ここに $q_{ev}' = q_{\delta}' - q_c'$ は蒸発熱流束の擾乱成分, $q_{\delta}' = -\lambda_v (\partial T_v' / \partial y)_{\delta}$, $q_c' = -\lambda_l (\partial T_l' / \partial y^*)_0$, $q_{ev0} = \lambda_v \Delta T_{sat} / \delta_0 + \alpha_r \Delta T_{sat} - \alpha_c \Delta T_{sub}$ はベースフローの蒸発熱流束, λ_l は液の熱伝導率, λ_v は蒸気の熱伝導率, h_{lg} は蒸発潜熱, $\alpha_r = \sigma_r (T_w^4 - T_s^4) / \Delta T_{sat}$ は放射熱伝達率, α_c は周囲液への熱伝達率, σ_r はステファン・ボルツマン定数, $\Delta T_{sat} = T_w - T_s$ は伝熱面過熱度, $\Delta T_{sub} = T_s - T_c$ は液の過冷度, T_w は伝熱面温度, T_s は飽和温度, T_c はバルク液温度である。また T_l' の分布として次式を仮定する。

$$T_{l0} = \Delta T_{sub} \exp \left(-\frac{y^*}{\delta_l} \right) + T_c \quad (15)$$

ここに $\delta_l = \lambda_l / \alpha_c$ は温度境界層厚さである。境界条件は

$$y^* = 0 \quad \text{で} \quad T_l' = T_{\delta}' = (dT_s / dP_s) P_v' \quad (16)$$

$$y^* = \infty \quad \text{で} \quad T_l' = 0 \quad (17)$$

ここに dT_s / dP_s は飽和蒸気圧曲線の勾配である。式(14)の解は

$$T_l' = T_{\delta}' \exp \left[-\frac{1}{2} (a + \sqrt{a^2 + b}) y^* \right] + \frac{q_{ev}' \Delta T_{sub}}{\rho_l h_{lg} \delta_l (\kappa_l / \delta_l^2 - q_{ev0} / \rho_l h_{lg} \delta_l - s)} \exp \left(-\frac{y^*}{\delta_l} \right) \quad (18)$$

ここに $a = q_{ev0} / \kappa_l \rho_l h_{lg}$, $b = s / \kappa_l$ である。 $\sqrt{b} \gg a$, $s \gg (\kappa_l / \delta_l^2 - q_{ev0} / \rho_l h_{lg} \delta_l)$ の場合には, 式(18)は次式で近似できる。

$$T_l' = T_{\delta}' \exp \left\{ -\left[\frac{\lambda_l q_{ev0}}{2\kappa_l \rho_l h_{lg}} + \lambda_l \sqrt{\frac{s}{\kappa_l}} \right] y^* \right\} - \frac{\alpha_c \Delta T_{sub} q_{ev}'}{\rho_l \lambda_l h_{lg} s} \exp \left(-\frac{y^*}{\delta_l} \right) \quad (19)$$

計算結果によれば, \sqrt{b} / a , $s / (\kappa_l / \delta_l^2 - q_{ev0} / \rho_l h_{lg} \delta_l)$ はそれぞれ 10^3 , 10^2 のオーダーであり, 第一近似としては式(19)で十分である。式(19)を q_c' の定義式に代

入すると次の解を得る.

$$\dot{q}_c = \left(\frac{\lambda_l q_{ev0}}{2\kappa_l \rho_l h_{lg}} + \lambda_l \sqrt{\frac{s}{\kappa_l}} \right) T'_\delta - \frac{\alpha_c^2 \Delta T_{sub} \dot{q}_{ev}}{\rho_l h_{lg} \lambda_l s} \quad (20)$$

2.2 蒸気膜

擾乱成分に関する連続の式, 運動量式, エネルギー式を蒸気膜厚さにわたって積分するとそれぞれ次のようになる.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho'_v}{\partial t} \delta_0 + \frac{2}{d} \frac{\partial \rho'_v}{\partial \phi} \int_0^{\delta_0} u_{v0} dy + \frac{2}{d} \cot \phi \left(\rho'_v \int_0^{\delta_0} u_{v0} dy \right. \\ & \left. + \rho_{v0} \int_0^{\delta_0} u'_v dy \right) + \frac{2}{d} \left(\rho'_v \int_0^{\delta_0} \frac{\partial u_{v0}}{\partial \phi} dy + \rho_{v0} \int_0^{\delta_0} \frac{\partial u'_v}{\partial \phi} dy \right) \\ & + \rho_{v0} \left(\frac{\partial \delta'}{\partial t} - \frac{\dot{q}_{ev}}{\rho_{v0} h_{lg}} \right) = 0 \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} & \rho_v \left[\int_0^{\delta} \frac{\partial u'_v}{\partial t} dy + \frac{2}{d} \int_0^{\delta} \left(u_{v0} \frac{\partial u'_v}{\partial \phi} + u'_v \frac{\partial u_{v0}}{\partial \phi} \right) dy + \int_0^{\delta} \left(v_{v0} \frac{\partial u'_v}{\partial y} \right. \right. \\ & \left. \left. + v'_v \frac{\partial u_{v0}}{\partial y} \right) dy \right] = (\rho_l - \rho_v) g \sin \phi \delta' - \frac{2}{d} \frac{\partial P'_v}{\partial \phi} \\ & + \mu_v \left\{ \left(\frac{\partial u'_v}{\partial y} \right)_0^\delta - \left(\frac{\partial u_{v0}}{\partial y} \right)_0^{\delta_0} \right\} \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} & \int_0^{\delta} \frac{\partial T'_v}{\partial t} dy + \frac{2}{d} \int_0^{\delta} \left(u_{v0} \frac{\partial T'_v}{\partial \phi} + u'_v \frac{\partial T_{v0}}{\partial \phi} \right) dy + \int_0^{\delta} \left(v_{v0} \frac{\partial T'_v}{\partial y} \right. \\ & \left. + v'_v \frac{\partial T_{v0}}{\partial y} \right) dy = \kappa_v \left\{ \left(\frac{\partial T'_v}{\partial y} \right)_0^\delta - \left(\frac{\partial T_{v0}}{\partial y} \right)_0^{\delta_0} \right\} \end{aligned} \quad (23)$$

ここに

$$\rho'_v = \frac{\rho_v}{P_{v0}} \left(1 - \frac{P_{v0}}{2T_m} \frac{dT'_s}{dP'_s} \right) P'_v \quad (24)$$

$$P'_v = P'_{ii} - \frac{4\sigma}{d^2} \left(\frac{\partial^2 \delta'}{\partial \phi^2} + \cot \phi \frac{\partial \delta'}{\partial \phi} \right) - \frac{8\sigma \delta'}{d^2} \quad (25)$$

$$u_{v0} = -\frac{(\rho_l - \rho_v) g \sin \phi}{2\mu_v} (ey^2 - \delta_0 y), \quad 0.5 < e < 1 \quad (26)$$

$$T_{v0} = T_w - \Delta T_{sat} \frac{y}{\delta_0} \quad (27)$$

P'_v は蒸気圧力の擾乱成分, P'_{ii} は気液界面における液圧力の擾乱成分, $T_m = (T_w + T_s)/2$ である. 本論文では $\delta \ll d$ を仮定しているので

$$P'_{ii} = A_k h_k (isd/2c_l) P_k (\cos \phi) e^{st} \quad (28)$$

と近似できる. さらに式(25)中の表面張力による蒸気膜の内外圧力差を無視すると $P'_v = P'_{ii}$ となる. 後述の計算結果によれば, 表面張力項は P'_{ii} の $10^{-6} - 10^{-5}$ のオーダーであり, この仮定は少なくとも $d > 1\text{mm}$ の範囲では十分成立する. 式(26)の e の値は伝熱条件によって変化するが, ここでは $e = 1$ を仮定する.

擾乱の複素増幅係数 s の絶対値が十分大きい場合には, 式(22), (23)左辺の慣性項, 対流項のうちの空間微分項は時間微分項に対して無視することができ, それぞれ次式のように簡単化される.

$$\begin{aligned} & \rho_v \int_0^{\delta} \frac{\partial u'_v}{\partial t} dy = (\rho_l - \rho_v) g \sin \phi \delta' - \frac{2}{d} \frac{\partial P'_v}{\partial \phi} \\ & + \mu_v \left\{ \left(\frac{\partial u'_v}{\partial y} \right)_0^\delta - \left(\frac{\partial u_{v0}}{\partial y} \right)_0^{\delta_0} \right\} \end{aligned} \quad (29)$$

$$\int_0^{\delta} \frac{\partial T'_v}{\partial t} dy = \kappa_v \left\{ \left(\frac{\partial T'_v}{\partial y} \right)_0^\delta - \left(\frac{\partial T_{v0}}{\partial y} \right)_0^{\delta_0} \right\} \quad (30)$$

計算結果によれば, 慣性項, 対流項中の空間微分項と時間微分項の比は 10^{-2} のオーダーであり, 第一近似としては式(29), (30)で十分である. u_v , T_v の分布について

$$u_v = \left\{ -\frac{(\rho_l - \rho_v) g \sin \phi}{2\mu_v} + f_1(\phi) e^{st} \right\} (y^2 - \delta y) \quad (31)$$

$$T_v = T_w - (\Delta T_{sat} - T'_\delta) \frac{y}{\delta} + f_2(\phi) e^{st} (y^2 - \delta y) \quad (32)$$

を仮定し, 式(29), (30)に代入すると

$$\begin{aligned} f_1 e^{st} &= \left(\frac{1}{\mu_v d} \frac{\partial P'_v}{\partial \phi} + \frac{\rho_v (\rho_l - \rho_v) g \sin \phi}{8\mu_v} \delta \frac{\partial \delta'}{\partial t} \right) \\ &\times \left(1 + \frac{\rho_v s \delta^2}{12\mu_v} \right)^{-1} \end{aligned} \quad (33)$$

$$f_2 e^{st} = \left(\frac{\Delta T_{sat}}{4\kappa_v} \frac{1}{\delta} \frac{\partial \delta'}{\partial t} + \frac{1}{4\kappa_v} \frac{\partial T'_\delta}{\partial t} \right) \left(1 + \frac{s \delta^2}{12\kappa_v} \right)^{-1} \quad (34)$$

を得る. さらに $\rho_v s \delta^2 / 12\mu_v \ll 1$, $s \delta^2 / 12\kappa_v \ll 1$ の場合には, 式(33), (34)はそれぞれ

$$f_1 e^{st} = \frac{1}{\mu_v d} \frac{\partial P'_v}{\partial \phi} + \frac{\rho_v (\rho_l - \rho_v) g \sin \phi}{8\mu_v} \delta \frac{\partial \delta'}{\partial t} \quad (35)$$

$$f_2 e^{st} = \frac{\Delta T_{sat}}{4\kappa_v} \frac{1}{\delta} \frac{\partial \delta'}{\partial t} + \frac{1}{4\kappa_v} \frac{\partial T'_\delta}{\partial t} \quad (36)$$

と簡単化される. 計算結果によれば, $\rho_v s \delta^2 / 12\mu_v$, $s \delta^2 / 12\kappa_v$ は $10^{-3} - 10^{-2}$ のオーダーであり, 第一近似としては式(35), (36)で十分である. 従って

$$u'_v = u_v - u_{v0} = \frac{(\rho_l - \rho_v) g \sin \phi}{2\mu_v} \delta' y + \left\{ \frac{1}{\mu_v d} \frac{\partial P'_v}{\partial \phi} + \frac{\rho_v (\rho_l - \rho_v) g \sin \phi}{8\mu_v^2} \delta_0 \frac{\partial \delta'}{\partial t} \right\} (y^2 - \delta_0 y) \quad (37)$$

$$T'_v = \left(\frac{\Delta T_{sat}}{\delta_0^2} \delta' + \frac{T'_\delta}{\delta_0} \right) y + \left(\frac{\Delta T_{sat}}{4\kappa_v} \frac{1}{\delta_0} \frac{\partial \delta'}{\partial t} + \frac{1}{4\kappa_v} \frac{\partial T'_\delta}{\partial t} \right) \times (y^2 - \delta_0 y) \quad (38)$$

となる. ついで式(19)の T'_l および式(36)の T'_v を q'_{ev} の定義式に代入すると

$$q'_{ev} = - \left\{ \lambda_v \left(\frac{\Delta T_{sat}}{\delta_0^2} \delta' + \frac{T'_\delta}{\delta_0} + \frac{\Delta T_{sat}}{4\kappa_v} \frac{\partial \delta'}{\partial t} + \frac{\delta_0}{4\kappa_v} \frac{\partial T'_\delta}{\partial t} \right) + \left(\frac{\lambda_l q_{ev0}}{2\kappa_l \rho_l h_{lg}} + \lambda_l \sqrt{\frac{s}{\kappa_l}} \right) T'_\delta \right\} \left(1 - \frac{\alpha_c^2 \Delta T_{sub}}{\rho_l \lambda_l h_{lg} s} \right)^{-1} \quad (39)$$

を得る. ここで $\alpha_c^2 \Delta T_{sub} / \rho_l \lambda_l h_{lg} |s| \ll 1$ の場合には, 式(39)は

$$q'_{ev} = - \left\{ \lambda_v \left(\frac{\Delta T_{sat}}{\delta_0^2} \delta' + \frac{T'_\delta}{\delta_0} + \frac{\Delta T_{sat}}{4\kappa_v} \frac{\partial \delta'}{\partial t} + \frac{\delta_0}{4\kappa_v} \frac{\partial T'_\delta}{\partial t} \right) + \left(\frac{\lambda_l q_{ev0}}{2\kappa_l \rho_l h_{lg}} + \lambda_l \sqrt{\frac{s}{\kappa_l}} \right) T'_\delta \right\} \quad (40)$$

と簡単化される. 計算結果によれば $\alpha_c^2 \Delta T_{sub} / \rho_l \lambda_l h_{lg} s_i$ は $10^{-5} - 10^{-4}$ のオーダーであり, 式(40)は十分正確である. さらに式(37)の u'_v , 式(40)の q'_{ev} を式(21)に代入すると次式を得る.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho'_v}{\partial t} \delta_0 + \rho_v \frac{\partial \delta'}{\partial t} + \frac{(3-2a)(\rho_v - \rho_l) g \sin \phi}{6\mu_v d} \delta_0^3 \frac{\partial \rho'_v}{\partial \phi} \\ & - \frac{\rho_v}{3\mu_v d^2} \left(\frac{\partial^2 P'_v}{\partial \phi^2} + \cot \phi \frac{\partial P'_v}{\partial \phi} \right) \delta_0^3 + \frac{\rho_v (\rho_l - \rho_v) g \cos \phi}{\mu_v d} \delta_0^2 \delta' \\ & + \frac{(\rho_l - \rho_v) g}{2\mu_v d} \left[\frac{(3-2a) \cos \phi}{3} \delta_0^3 + \sin \phi \frac{\partial \delta}{\partial \phi} \delta_0^2 \right] \rho'_v \\ & + \frac{\rho_v (\rho_l - \rho_v) g \sin \phi}{2\mu_v d} \delta_0^2 \frac{\partial \delta'}{\partial \phi} - \frac{\rho_v}{\mu_v d^2} \frac{\partial \delta_0}{\partial \phi} \frac{\partial P'_v}{\partial \phi} \delta_0^2 \\ & - \frac{\rho_v^2 (\rho_l - \rho_v) g}{24\mu_v^2 d} \left(\cos \phi \delta_0^4 \frac{\partial \delta'}{\partial t} + \sin \phi \delta_0^4 \frac{\partial^2 \delta'}{\partial \phi \partial t} \right. \\ & \left. + 4 \sin \phi \delta_0^3 \frac{d \delta_0}{d \phi} \frac{\partial \delta'}{\partial t} \right) + \frac{\lambda_v}{h_{lg}} \left(\frac{\Delta T_{sat}}{\delta_0^2} \delta' + \frac{T'_\delta}{\delta_0} + \frac{\Delta T_{sat}}{4\kappa_v} \frac{\partial \delta'}{\partial t} \right. \\ & \left. + \frac{\delta_0}{4\kappa_v} \frac{\partial T'_\delta}{\partial t} \right) + \frac{1}{h_{lg}} \left(\frac{\lambda_l q_{ev0}}{2\kappa_l \rho_l h_{lg}} + \lambda_l \sqrt{\frac{s}{\kappa_l}} \right) T'_\delta \quad (41) \end{aligned}$$

式(41)に P'_v , δ' , ρ'_v , T'_δ の解を代入すると δ_0 , s , k に関する代数式が導かれる. その式に $s = is_i$ を代入し, 実数部と虚数部に関する式を連立させて解くと, 各 k に対する δ_0 の安定下限界 δ_{cr} と対応する s_i の値が求まる.

本論文では $\phi = 0$, $k = 0, 1, 2$ の場合について s と δ_0 の関係を求める. 解くべき式は

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{\delta_0}{P_{v0}} \left(1 - \frac{P_{v0}}{2T_m} \frac{dT_s}{dP_s} \right) + \frac{c_{pv} \delta_0}{4h_{lg}} \frac{dT_s}{dP_s} \right\} s^3 + \left\{ \frac{k(k+1)\delta_0^3}{3\mu_v d^2} \right. \\ & + \frac{(\rho_l - \rho_v) g \delta_0^3}{6\mu_v d P_v} \left(1 - \frac{P_{v0}}{2T_m} \frac{dT_s}{dP_s} \right) + \left(\frac{\lambda_v}{\rho_v h_{lg} \delta_0} + \frac{c_{pl} q_{ev0}}{2\rho_v h_{lg}^2} \right. \\ & \left. + \frac{\lambda_l}{\rho_v h_{lg}} \sqrt{\frac{s}{\kappa_l}} \right) \frac{dT_s}{dP_s} \left. \right\} s^2 + (k+1) \left\{ \frac{2}{\rho_l d} + \frac{c_{pv} \Delta T_{sat}}{2h_{lg} \rho_l d} \right. \\ & \left. - \frac{\rho_v (\rho_l - \rho_v) g \delta_0^4}{12\mu_v^2 \rho_l d^2} \right\} s + 2(k+1) \left\{ \frac{\lambda_v \Delta T_{sat}}{\rho_l \rho_v h_{lg} d \delta_0^2} \right. \\ & \left. + \frac{(\rho_l - \rho_v) g \delta_0^2}{\rho_l \mu_v d^2} \right\} = 0 \quad (42) \end{aligned}$$

また、 $\phi = 0$, $k = 0, 1, 2$ と $\phi = \pi/2$, $k = 0$ の場合について δ_{cr} の解を求める. 解くべき式は $\phi = 0$ について

$$\begin{aligned}
 & - \left\{ \frac{\delta_{cr}}{P_{v0}} \left(1 - \frac{P_{v0}}{2T_m} \frac{dT_s}{dP_s} \right) + \frac{c_{pv}\delta_{cr}}{4h_{lg}} \frac{dT_s}{dP_s} \right\} i s_i^3 - \left\{ \frac{k(k+1)\delta_{cr}^3}{3\mu_v d^2} \right. \\
 & + \frac{(\rho_l - \rho_v)g\delta_{cr}^3}{6\mu_v d P_v} \left(1 - \frac{P_{v0}}{2T_m} \frac{dT_s}{dP_s} \right) + \left\{ \frac{\lambda_v}{\rho_v h_{lg} \delta_{cr}} + \frac{c_{pl}q_{ev0}}{2\rho_v h_{lg}^2} \right. \\
 & + \left. \frac{\lambda_l}{\rho_v h_{lg}} \sqrt{\frac{s_i}{2\kappa_l}} (1+i) \right\} \frac{dT_s}{dP_s} \left. \right\} s_i^2 + (k+1) \left\{ \frac{2}{\rho_l d} \right. \\
 & + \left. \frac{c_{pv}\Delta T_{sat}}{2h_{lg}\rho_l d} - \frac{\rho_v(\rho_l - \rho_v)g\delta_{cr}^4}{12\mu_v^2 \rho_l d^2} \right\} i s_i \\
 & + 2(k+1) \left\{ \frac{\lambda_v \Delta T_{sat} B}{\rho_l \rho_v h_{lg} d \delta_{cr}^2} + \frac{(\rho_l - \rho_v)g\delta_{cr}^2}{\rho_l \mu_v d^2} \right\} = 0 \quad (43)
 \end{aligned}$$

$\phi = \pi/2, k = 0$ について

$$\begin{aligned}
 & - \left\{ \frac{\delta_{cr}}{P_{v0}} \left(1 - \frac{P_{v0}}{2T_m} \frac{dT_s}{dP_s} \right) + \frac{c_{pv}\delta_{cr}}{4h_{lg}} \frac{dT_s}{dP_s} \right\} i s_i^3 - \left[\frac{(\rho_l - \rho_v)g\delta_{cr}^2}{2\mu_v d P_{v0}} \right. \\
 & \times \left(1 - \frac{P_{v0}}{2T_m} \frac{dT_s}{dP_s} \right) \frac{d\delta_0}{d\phi} + \left\{ \frac{\lambda_v}{\rho_v h_{lg} \delta_{cr}} + \frac{c_{pl}q_{ev0}}{2\rho_v h_{lg}^2} \right. \\
 & + \left. \frac{\lambda_l}{\rho_v h_{lg}} \sqrt{\frac{s_i}{2\kappa_l}} (1+i) \right\} \frac{dT_s}{dP_s} \left. \right] s_i^2 + \left\{ \frac{2}{\rho_l d} + \frac{c_{pl}\Delta T_{sub}}{2\rho_l h_{lg} d} \right. \\
 & - \left. \frac{(k+1)\rho_v(\rho_l - \rho_v)g}{3\mu_v \rho_l d^2} \delta_{cr}^3 \frac{d\delta_0}{d\phi} \right\} i s_i \\
 & + \frac{2(\rho_l - \rho_v)g\delta_{cr}^2}{\rho_l \mu_v d^2} + \frac{2\lambda_v \Delta T_{sat}}{\rho_l \rho_v h_{lg} d \delta_{cr}^2} = 0 \quad (44)
 \end{aligned}$$

ここに $T_m = (T_w + T_s)/2$ である. 式(42)-(44)中の q_{ev0} を定義式より求めるには α_c の値が必要であるが, 使用できる α_c の表示式は存在しない. そこで, ここでは q_{ev0} の面積平均値 \bar{q}_{ev0} と球を離脱する蒸気流量との関係から求まる次式(式の導出については付録参照)を代わりに使用する.

$$\bar{q}_{ev0} = (\alpha_{vs} + 0.88\alpha_r) \left(\frac{\alpha_{vs}\delta_0}{\lambda_v} \right)^3 \Delta T_{sat} \quad (45)$$

ここに α_{vs} は飽和沸騰の場合の対流熱伝達率であり, 菊池ら[18]の式(放射伝熱を無視し, 蒸気膜内に直線温度分布と放物線速度分布を, また液境界層内に放物線速度分布と放物線速度分布を仮定した近似解析解)に $\Delta T_{sub} = 0$ を代入した値を用いる. $0.88\alpha_r$ は放射伝熱の補正項であり, 西尾ら[17]の実験式になっている. なお, 式(45)を式(43), (44)に適用する際には $\delta_0 = \delta_{cr}$ とおく. ついで q_{ev0} の定義式にこの \bar{q}_{ev0} を代入すると

$$\alpha_c = \left\{ \frac{\lambda_v}{\delta_0} + \alpha_r - (\alpha_{vs} + 0.88\alpha_r) \left(\frac{\alpha_{vs}\delta_0}{\lambda_v} \right)^3 \right\} \frac{\Delta T_{sat}}{\Delta T_{sub}} \quad (46)$$

が得られる. また, 式(44)中の $d\delta_0/d\phi$ には気液界面で $u_l = 0$ を仮定した積分法によるベースフローの数値解を用いた.

3 計算値と実験値の比較

実際の計算は Dhir-Purohit[16], 西尾・上村[17], 菊池ら[18]による加熱金属球の水中浸漬冷却実験と同一条件について行った. なお, 計算に際して蒸気および液の物性値はそれぞれの膜温度で評価した. 引用したデータの概略を表1にまとめて示す. 金属球の支持方法として, Dhir-Purohit[16]は直径 3mm の鉛直棒の上に支持する方式をとり, 球の下部 5 mm の位置にカラーを取り付けている. このカラーは支持棒上の蒸気膜崩壊が球に到達するのを防ぐことを目的としている. 一方, 西尾・上村[17], 菊池ら[18]は細い支持棒の下に球を吊り下げる方式を取っている. 菊池ら[18]はシリコーン系耐熱塗料を薄く塗布した球に関する実験も行っている. 塗布厚さは 5-27 μm である. 使用された金属球の表面は, 加熱温度が高い場合にはいくぶん酸化していると考えられる. 沸騰様相の観察結果によると, 実験条件によって蒸気膜が全表面上で瞬時に崩壊する場合と, 支持棒と球との継ぎ目付近で固液接触を開始し, 伝播的に蒸気膜が崩壊する場合とがある. ここで採用したデータは瞬時崩壊の場合のものである.

図2は引用した全実験データについて, MHF 点の伝熱面過熱度 $\Delta T_{sat, MHF}$ と液の過冷度 ΔT_{sub} の関係を示す. 図中には Lienhard [19]の式による熱力学的限界過熱度と, Dhir-Purohit [16]の実験式も併せ示している. Dhir-Purohit [16]のデータは ΔT_{sub} の増大につれて $\Delta T_{sat, MHF}$ も増大している. 西尾・上村 [17]のデータも同様の傾向を示すが, ΔT_{sub} の影響は Dhir-Purohit [16]のデータに比べてかなり小さい. 菊池ら [19]のデータのうち, 清浄面に関するものは ΔT_{sub} の

Table 1 Experimental conditions

Author	Material	Surface condition	Immersion depth	d , mm	ΔT_{sub} , K
Dhir-Purohit	Stainless steel Copper Silver	Clean	Not specified	19	10-50
Nishio-Uemura	Silver	Clean	$1.8d$	10	1-73
Kikuchi et al.	Silver	Clean Paint coated	$\approx 1.2d$	30	20-83

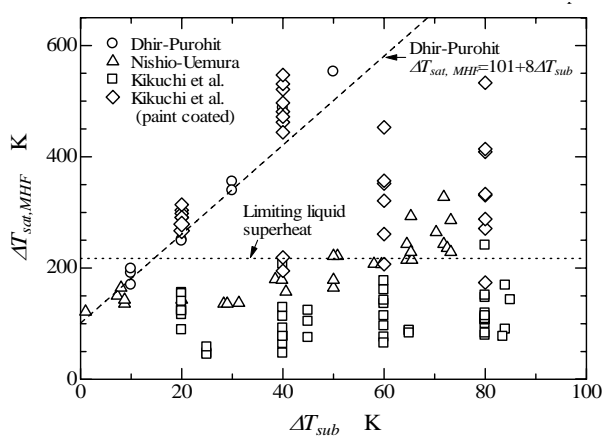


Fig. 2 Relation between ΔT_{sub} and $\Delta T_{sat, MHF}$

影響がほとんどなく、一点を除いて過熱限界温度よりも低い。一方、耐熱塗料を塗布した面は相対的に $\Delta T_{sat, MHF}$ が大きく、大部分のデータは過熱限界温度よりも高い。図 2 より、 $\Delta T_{sat, MHF}$ は実験条件によって大幅に変化し、 ΔT_{sub} の関数としてまとめることは出来ないことがわかる。

図 3 は沸騰液体が水で $d = 10$ mm, $\Delta T_{sat} = 200$ K, $\Delta T_{sub} = 70$ K, $\phi = 0$ の条件について、式(42)から求まる s_r , s_i の δ_0 による変化を $k = 0, 1, 2$ の場合について示す。なお、式(42)は ΔT_{sub} を陽に含まないが、液の物性値は ΔT_{sub} に依存するので、この解は非常に弱い ΔT_{sub} の関数である。 $k = 0, 1, 2$ に対する s_r の曲線は一度だけ水平軸 $s_r = 0$ と交差する。従ってこの点の δ_0 が δ_{cr} である。 $\delta_0 < \delta_{cr}$ では $s_r > 0$, $\delta_{cr} < \delta_0$ では $s_r < 0$ であるから、 $\delta_0 < \delta_{cr}$ では蒸気膜は不安定であり、 $\delta_{cr} < \delta_0$ では安定である。 δ_{cr} の値は k が小さいほど大きい。従って蒸気膜の安定性は $k = 0$ の擾乱、すなわち一様擾乱に対する δ_{cr} によって決定される。

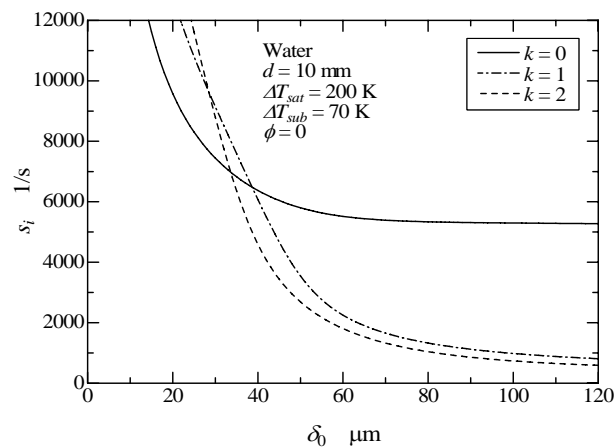
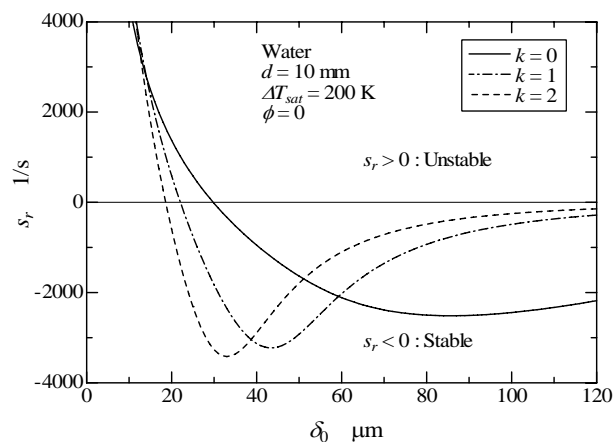


Fig. 3 Variation of s_r and s_i with δ_0

この値を δ_{cr0} と表すことにする。では $s_r < 0$ であるから、 $\delta_0 < \delta_{cr}$ では蒸気膜は不安定であり、 $\delta_{cr} < \delta_0$ では安定である。 δ_{cr} の値は k が小さいほど大きい。従って蒸気膜の安定性は $k = 0$ の擾乱、すなわち一様擾乱に対する δ_{cr} によって決定される。この値を δ_{cr0} と表すことにする。

図 4 は西尾・上村[17]の実験条件について本解析と前報[15]の解析による δ_{cr} と ΔT_{sat} の関係を比較したものである。前報[15]では表面張力による気液の

圧力差を考慮しているが、計算結果によればこの圧力差は無視できる。従って表面張力項を無視すると、式(41)に相当する前報[15]の式は

$$\frac{\partial \rho'_v}{\partial t} \delta_0 + \rho'_v \frac{\partial \delta'}{\partial t} - \frac{\rho'_v}{3\mu_v d^2} \left(\frac{\partial^2 P'_v}{\partial \phi^2} + \cot \phi \frac{\partial P'_v}{\partial \phi} \right) \delta_0^3 + \frac{\lambda_v}{h_{lg}} \left(\frac{\Delta T_{sat}}{\delta_0^2} \delta' + \frac{T'_\delta}{\delta_0} \right) + \frac{\lambda_l}{h_{lg}} \sqrt{\frac{s}{k_l}} T'_\delta = 0 \quad (47)$$

となる。図中には $\phi = 0, k = 0, 1, 2$ と $\phi = \pi/2, k = 0$ に対する本解析の解と、 $k = 0, 1, 2$ に対する前報[15]の解を示している。両者を比較すると、 δ_{cr} の勾配は前報[15]のほうが大きく、両曲線は $\Delta T_{sat} = 100$ K のあたりで交差する。 δ_{cr} の値は $\Delta T_{sat} > 100$ K では本解析のほうが小さく、両者の差は ΔT_{sat} の増大につれて増大する。しかし、その差は $\Delta T_{sat} = 350$ K でも 4% 以下であり、ベースフローの影響は小さい。

図5は図4中の $k = 0$ に対する解 δ_{cr0} の一部を拡大して示す。 $\phi = 0$ では ΔT_{sub} の影響は無視できるほどである。 $\phi = \pi/2$ rad では ΔT_{sub} の増大につれて δ_{cr} も増大するが、 $\phi = 0$ の解との差は $\pm 0.24\%$ 以下である。

図6, 7, 8, 9 それぞれ西尾・上村[17], Dhir-Purohit[16], 菊池ら[18]の清浄面および菊池ら[18]の耐熱塗料塗布面の実験データから求めた δ_{MHF} の値と δ_{cr0} の計算値を ΔT_{sat} の関数としてプロットして比較したものである。なお、 ΔT_{sat} が大きい場合には膜沸騰におよぼす放射伝熱の影響が無視できないので、 δ_{MHF} の計算に際して考慮している。また、図中には菊池ら[18]の膜沸騰熱伝達率 α_v の式から求めた平均蒸気膜厚さ δ の ΔT_{sat} による変化を ΔT_{sub} をパラメータとして示している。なお、菊池ら[18]の解析では放射伝熱が無視されているので、放射伝熱を考慮した δ の値を

$$\delta = \frac{\lambda_v}{\alpha_v} \left(1 + 0.12 \frac{\alpha_r}{\alpha_v} \right) \quad (48)$$

によって推測した。この式は放射伝熱を考慮した膜沸騰熱伝達率と蒸気膜厚さの関係式

$$\alpha_v + 0.88\alpha_r = \frac{\lambda_v}{\delta} + \alpha_r \quad (49)$$

より導かれる。計算結果によれば、式(48)右辺の第2項は実質的に無視できる。

図6の西尾・上村[17]の実験データとの比較についてみると、 δ_{MHF} は ΔT_{sub} の増大につれて減少し、 $\Delta T_{sub} = 70-73$ K に対する δ_{MHF} は δ_{cr0} とよく一致し

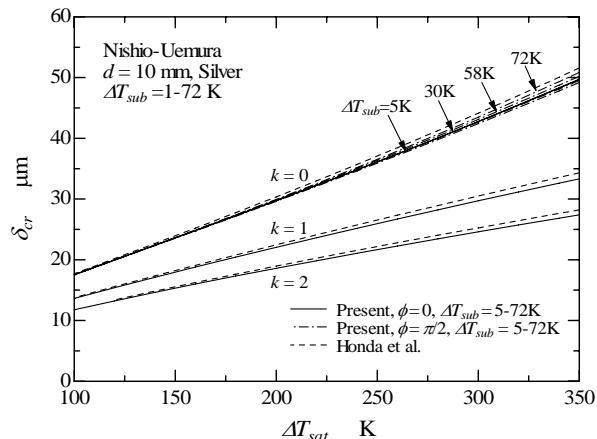


Fig. 4 Variation of δ_{cr} for with ΔT_{sat}

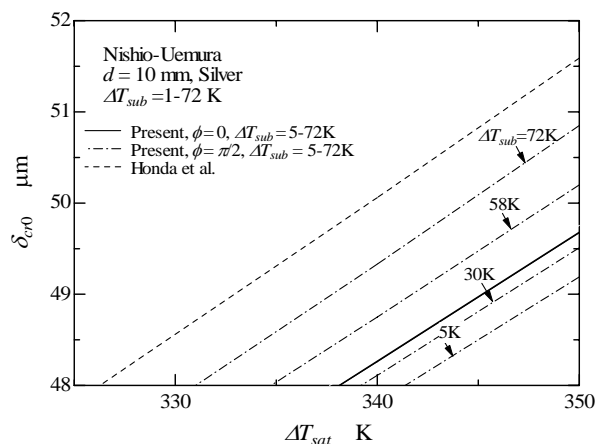


Fig. 5 Variation of δ_{cr0} with ΔT_{sat}

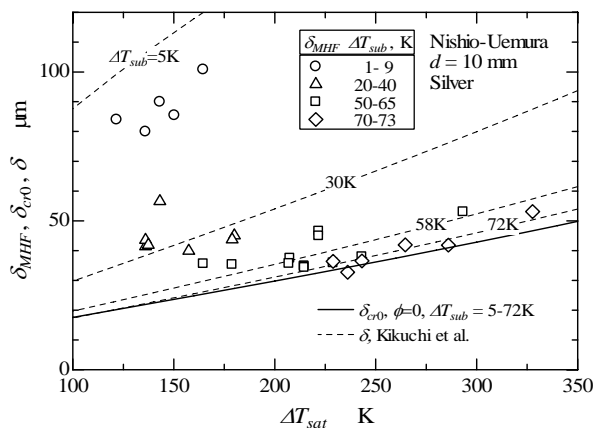


Fig. 6 Variation of δ_{MHF} , δ_{cr} and δ with ΔT_{sat} ; Comparison with Nishio-Uemura [17]

ている。また、 δ も ΔT_{sub} の増大につれて減少し、同時に δ_{MHF} との一致がよくなっている。 $\Delta T_{sat, MHF}$ の値は各 ΔT_{sub} ごとに一定の範囲に分布しており、その値は ΔT_{sub} の増大につれて増大する傾向がある。 δ の曲

線の勾配は δ_{cr0} の曲線の勾配より大きく、両曲線は一点で交差する。従って、理論的にはこの交点より ΔT_{sat} の大きい領域では蒸気膜は安定であり、この交点において蒸気膜が不安定となって崩壊する。しかし実際には、 ΔT_{sub} が小さい場合には発生蒸気の一部は蒸気泡を形成して球から離脱し、その際に発生する気液界面擾乱によって早めの蒸気膜崩壊が起これと考えられる。 ΔT_{sub} が増大すると蒸気泡の離脱はなくなり、擾乱の振幅も減少する。そして、 $\Delta T_{sub} = 70-73\text{ K}$ では本理論で想定した状況に近い微小擾乱になり、その結果 δ_{MHF} と δ_{cr0} がほぼ一致したものと考えられる。なお、 $\Delta T_{sat,MHF}$ の値に幅があるのは、気液界面擾乱の強さにばらつきがあるためと考えられる。また、蒸気膜崩壊後の固液接触部では瞬間的に非常に高い蒸気発生があり、その際の反発力によって液が持ち上げられて蒸気膜が再び形成される可能性がある。従って、実際の MHF 点は球表面の濡れ性にも関係すると考えられる。

図 7 の Dhir-Purohit[16]のデータも基本的には西尾・上村[17]のデータと同様の傾向を示している。しかし実験範囲が $\Delta T_{sub} \leq 50\text{ K}$ に限られているので、全データについて $\delta_{MHF} > \delta_{cr0}$ となっている。彼らはステンレススチール、銅および銀製の球に関する実験を行っているが、銀球に関する δ_{MHF} の値は他の球に比べて低い。この原因は不明である。

図 8 は菊池ら[18]の清浄面に関する実験データとの比較を示す。この場合にも δ_{MHF} は ΔT_{sub} の増大につれて減少し、 $\Delta T_{sub} = 80-85\text{ K}$ では δ_{MHF} が δ_{cr0} よりも小さくなっている。その原因は明確でないが、彼らの試験球の上端部は一体加工された直径約 8 mm、高さ 10 mm の鉛直円筒部に接続しており、試験球は鉛直円筒部の中間まで浸漬されるので、伝熱面形状の違いが伝熱特性に影響している可能性がある。また δ も ΔT_{sub} の増大につれて減少し、 $\Delta T_{sub} = 82\text{ K}$ では $\delta < \delta_{cr0}$ となっている。菊池ら[18]の式は近似解析解であるが、その詳細が不明であるので、この問題についてここで議論することは出来ない。

図 9 は菊池ら[18]の耐熱塗料塗布面に関する実験データとの比較を示す。この場合、 δ_{MHF} に対応する $\Delta T_{sat,MHF}$ の値は清浄面に比べて大幅に高くなっている。実験データの傾向は清浄面の場合と同様であるが、 $\Delta T_{sub} = 80\text{ K}$ に対する δ_{MHF} と δ_{cr0} の差は ΔT_{sat} の増大につれて減少し、高過熱度では両者が良好に一致している。

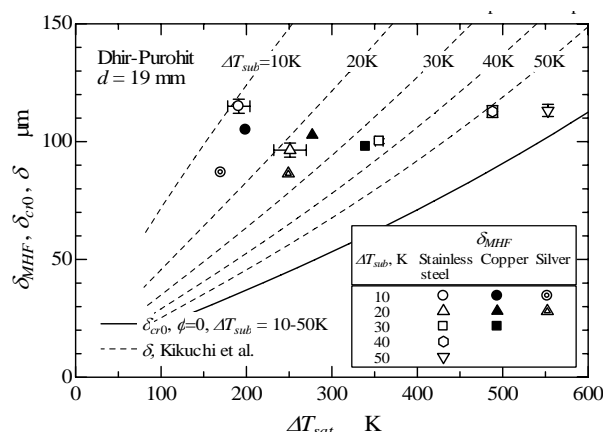


Fig. 7 Variation of δ_{MHF} , δ_{cr} and δ with ΔT_{sat} ; Comparison with Dhir-Purohit [16]

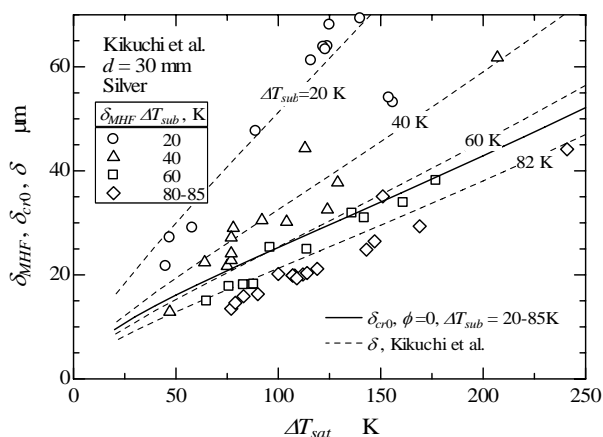


Fig. 8 Variation of δ_{MHF} , δ_{cr} and δ with ΔT_{sat} ; Comparison with Kikuchi et al. [18] for clean sphere

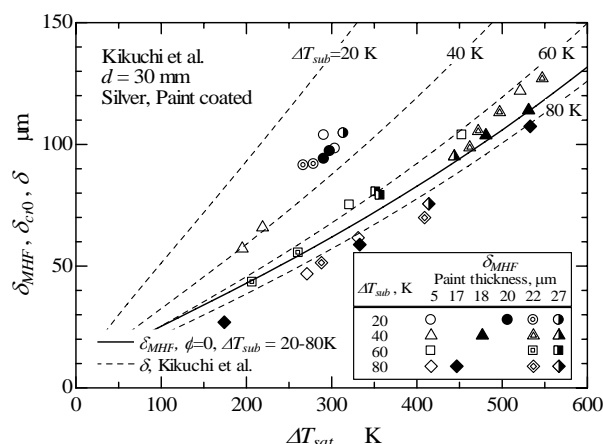


Fig. 9 Variation of δ_{MHF} , δ_{cr} and δ with ΔT_{sat} ; Comparison with Kikuchi et al. [18] for paint-coated sphere

図8と9の清浄面と耐熱塗料塗布面の $\Delta T_{sat,MHF}$ の範囲を $\Delta T_{sub} = 80-85$ K の場合について比較すると、清浄面は 77-241 K、耐熱塗料塗布面は 174-533 K である。従って、 $\Delta T_{sat} = 533$ K では清浄面についても気液界面の不安定に起因する局所的な固液接触がすでに始まっていると考えられるが、熱流束の上昇を伴う大規模な固液接触には至っていない。固液接触直後の伝熱面過熱度 $\Delta \tilde{T}_{sat,MHF}$ は非定常熱伝導の解より

$$\Delta \tilde{T}_{sat,MHF} = \frac{(\lambda_w \rho_w C_w)^{1/2} \Delta T_{sat,MHF}}{(\lambda_w \rho_w C_w)^{1/2} + (\lambda_l \rho_l C_l)^{1/2}} \quad (50)$$

で与えられる。ここに C は比熱である。この式に $\Delta T_{sat,MHF}$ の測定値を代入すると、銀球について $\Delta \tilde{T}_{sat,MHF} = 73.2-229.2$ K となる。また、耐熱塗料の物性値をシリコン樹脂の値で近似すると、耐熱塗料塗布球について $\Delta \tilde{T}_{sat,MHF} = 50.4-158.6$ K となる。したがって $\Delta \tilde{T}_{sat,MHF}$ の範囲は後者のほうが小さいである。そして、 $\Delta \tilde{T}_{sat,MHF}$ の最大値は水の限界過熱度 217.3 K に近い。この結果は、 $\Delta \tilde{T}_{sat,MHF}$ が液体の限界過熱度以下になることが瞬時的固液接触開始の条件であるとする西尾・上村[17]の説を支持するものようである。一方、Dhir-Purohit[16]のデータについては、 $\Delta \tilde{T}_{sat,MHF}$ の最大値は銀球で 256.8 K、銅球で 337.2 K、ステンレススチール球で 450.9 K であり、限界過熱度を超えている。しかし、彼らのデータの $\Delta T_{sat,MHF}$ 対 ΔT_{sub} の関係は、西尾・上村[17]が蒸気膜の伝播的崩壊を観察した実験条件である球の浸漬深さが $3.0d$ の場合と類似しているため、必ずしも瞬時的崩壊ではなかった可能性がある。この点については今後の研究に待たねばならない。

4 結 論

球まわりの自由対流過冷膜沸騰について、伝熱と流動の複合した蒸気膜の安定性解析を行い、安定な蒸気膜厚さの下限界が存在することを示した。ついで、この理論による限界蒸気膜厚さ δ_{cr0} の計算値を Dhir-Purohit[16]、西尾・上村[17]、菊池ら[18]による加熱球の水中浸漬冷却実験データから求めた、瞬時的蒸気膜崩壊が起こる場合の MHF 点の平均蒸気膜厚さ δ_{MHF} と比較した。また、ベースフローの影響を無視した前報[15]の安定性解析の結果とも比較した。前報[15]と本解析の δ_{cr} の値を比較すると、 $\Delta T_{sat} > 100$ K では本解析のほうが小さい。しかし両者の差

は小さく、ベースフローの影響は実質的に無視できる程度である。また、 δ_{cr0} に及ぼす ΔT_{sub} や ϕ の影響も小さい。 δ_{MHF} の値は ΔT_{sub} の増大につれて減少し、 $\Delta T_{sub} > 60$ K では δ_{cr0} とほぼ良好な一致を示した。また、西尾・上村[17]、菊池ら[18]のデータによれば、 $\Delta \tilde{T}_{sat,MHF}$ の値は限界過熱度を大幅には上まわらなかった。以上の結果より、本論文に述べた蒸気膜の不安定性による固液接触開始は高過冷度膜沸騰の MHF 点条件の重要な要素であり、 $\Delta \tilde{T}_{sat,MHF}$ が限界過熱度以下になることが全面的な固液接触開始の条件であると考えられる。

付 録 \bar{q}_{ev0} の表示式の導出

蒸発熱流束の面積平均値 \bar{q}_{ev0} と球を離脱する蒸気流量 M_v の間には

$$h_{lg} M_v = \pi d^2 \bar{q}_{ev0} \quad (A1)$$

の関係がある。 M_v は $\phi = \pi/2$ における周方向蒸気速度 u_{v0} を用いて

$$M_v = a \pi d \rho_v \int_0^{\delta_0} u_{v0} dy = \frac{a \pi d \rho_v (\rho_l - \rho_v) g \delta_0^3}{12 \mu_v} \quad (A2)$$

と表すことが出来る。ここに a は比例定数である。飽和沸騰では全伝熱量が蒸発に使われるので、

$$\bar{q}_{ev0} = (\alpha_{vs} + 0.88 \alpha_r) \Delta T_{sat} \quad (A3)$$

となる。式(A2)、(A3)を式(A1)に代入すると

$$a = \frac{12 \mu_v d (\alpha_{vs} + 0.88 \alpha_r) \Delta T_{sat} \left(\frac{\alpha_{vs}}{\lambda_v} \right)^3}{h_{lg} \rho_v (\rho_l - \rho_v) g} \Delta T_{sat} \quad (A4)$$

が得られる。この a を式(A2)に代入し、次いで得られた M_v を式(A1)に代入すると、 \bar{q}_{ev0} の一般的な表示式として

$$\bar{q}_{ev0} = (\alpha_{vs} + 0.88 \alpha_r) \left(\frac{\alpha_{vs} \delta_0}{\lambda_v} \right)^3 \Delta T_{sat} \quad (A5)$$

が得られる。

参考文献

- [1] 日本機械学会編, 沸騰熱伝達と冷却, (1989), 日本工業出版.
- [2] Spiegler, P., Hopenfeld, J., Silberberg, M., Bumpus Jr., C.F. and Norman, A., "Onset of stable film boiling and the foam limit", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **6-11** (1963), 987-989.
- [3] Segev, A. and Bankoff, S.G., "The role of

- adsorption in determining the minimum film boiling temperature”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **23-5** (1980), 637-642.
- [4] Nishio, S., “Prediction technique for minimum-heat-flux(MHF)-point condition of saturated film boiling”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **30-10** (1987), 2045-2057.
- [5] Bellman, J.H. and Pennington, R.H., “Effects of surface tension and viscosity on Taylor instability”, *Quart. J. Appl. Math.*, **22** (1955), 1605-1610.
- [6] Zuber, N., “Hydrodynamic aspects of boiling heat transfer”, Atomic Energy Commission Report No. AECU-4439, *Physics and Mathematics* (1959).
- [7] Lienhard, J.H. and Wong, P.T.Y., “The dominant unstable wavelength and minimum heat flux during film boiling on a horizontal cylinder”, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **86-1** (1964), 220-226.
- [8] Lienhard, J.H. and Dhir, V.K., “On the prediction of the minimum pool boiling heat flux”, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **102-3** (1980), 457-460.
- [9] Gunnerson, F.S. and Cronenberg, A.W., “On the minimum film boiling conditions for spherical geometries”, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **102-2** (1980), 335-341.
- [10] Ramillison, J.M. and Lienhard, J.H., “Transition boiling heat transfer and the film transition regime”, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **109-3** (1987), 746-752.
- [11] 本田博司, 高松洋, 山城光, 小林慎太郎, “細線の水中浸漬急速冷却過程の伝熱特性”, *機論*, **58-550**, B (1992), 1904-1911.
- [12] 本田博司, 高松洋, 山城光, “高温細線の浸漬急速冷却過程における極小熱流速点と固液接触”, *機論*, **61-592**, B (1995), 4440-4447.
- [13] 本田博司, 山城光, 高松洋, 田中一雄, “水平細線の浸漬急速冷却過程における極小熱流速点におよぼす蒸気挙動の影響”, *機論*, **65-636**, B (1999), 2806-2813.
- [14] 本田博司, 高松洋, 山城光, “水平円筒まわりの強制対流過冷膜沸騰における蒸気膜の安定性(周期的熱伝導を考慮した解析)”, *機論*, **64-628**, B (1998), 4166-4171.
- [15] 本田博司, 山城光, 高松洋, “球まわりの過冷膜沸騰における蒸気膜の安定性”, *Therm. Sci. Eng.*, **7-5**(1999), 1-10.
- [16] Dhir, V.K. and Purohit, G.P., “Subcooled film-boiling heat transfer from sphere”, *Nucl. Eng. Des.*, **47-1** (1978), 49-66.
- [17] 西尾茂文, 上村光宏, “サブクール沸騰における膜沸騰熱伝達と極小熱流速点条件に関する研究(第1報, 白金球-大気圧水のプール沸騰系)”, *機論(B)*, **52-476**, B (1986), 1811-1816.
- [18] 菊池義弘, 永瀬睦, 岐美格, “サブクール膜沸騰下限界に関する研究”, *機論*, **54-506**, B (1988), 2830-2837.
- [19] Lienhard, J.H., “Corresponding state correlation for spinodal and homogeneous nucleation temperature”, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **104** (1982), 379-381.