

有限の下向き水平面から飽和液体への膜沸騰熱伝達*

茂地 徹*¹, 川江 信治*¹
金丸 邦康*¹, 山田 昭*¹Film Boiling Heat Transfer from a Finite-Size Horizontal Plate
Facing Downward to a Saturated LiquidTohru SHIGECHI, Nobuji KAWAE,
Kuniyasu KANEMARU, and Takashi YAMADA

An analysis is made for two-dimensional, steady-state film boiling heat transfer from a finite-size, isothermal, horizontal plate facing downward to a stagnant saturated liquid, including the effect of the plate edge and contribution of radiation heat transfer. The laminar boundary-layer equations for the flow of vapor beneath the heated plate are solved using an integral method and the solution is obtained analytically. Numerical results of the solution are examined for saturated water at atmospheric pressure. It is shown that (1) the vapor film has a maximum thickness at the center of the plate and that its thickness decreases towards the edge. The vapor film becomes thicker with an increase of the plate width or of the degree of superheating, (2) the convection heat transfer is strongly affected by the plate width, and (3) the radiation heat transfer and its contribution to the convection heat transfer can not be neglected when the degree of superheating is large.

Key Words: Phase Change, Film Boiling, Downward-Facing Horizontal Surface, Finite-Size Plate, Saturated Liquid, Convection, Radiation

1. ま え が き

有限の下向き水平面からの膜沸騰においては、蒸気は伝熱面の下側に安定な膜として存在し、伝熱面に沿ってその中心から周辺部へと流れ端部から上昇流出することが観察されている⁽¹⁾⁽²⁾。このため、このような系の対流熱伝達の解析においては、伝熱面の形状と寸法および端部の効果が重要な因子となる。また対流熱伝達と放射伝熱とを総括して全伝熱量を正確に評価するためには、対流熱伝達に及ぼす放射伝熱の影響、つまり放射伝熱により蒸発量が増加しそのため対流による熱伝達が減少すること、を考慮する必要がある。Farahtら⁽³⁾は下向き水平円板からの膜沸騰熱伝達を解析し、解析結果をIshigaiら⁽⁴⁾の大気圧水の実験結果と比較しているが両者の一致はよくない。これはFarahtらの解析において伝熱面端部の効果と放射伝熱の寄与が考慮されていないためであると考えられる。

本研究は、蒸気の流動方向に有限な幅を有する下向き水平の等温伝熱面から静止した飽和液体への二次元定常膜沸騰熱伝達を、伝熱面端部の影響と放射伝熱の

寄与を考慮して積分境界層の方法で解析し、大気圧水に対する理論解の計算結果により蒸気膜の形状および対流熱伝達の特性を検討したものである。また本解析結果と測定値⁽¹⁾⁽²⁾とを比較した結果についても報告する。

主要記号

a : 吸収率
 c_p : 定圧比熱
 g : 重力の加速度
 h_c : 対流熱伝達係数
 h_{co} : 対流のみによる熱伝達係数
 h_r : 放射の等価熱伝達係数
 l : 蒸発潜熱
 L : 伝熱面の半幅
 P : 圧力
 Pr : プラントル数
 q : 伝熱面熱流束
 T : 温度
 T_s : 飽和温度
 T_w : 伝熱面表面温度
 ΔT_s : 伝熱面過熱度 = $T_w - T_s$
 u, v : x 方向と y 方向の速度 (図1)

* 昭和63年3月31日 第65期通常総会講演会において講演、原稿受付 昭和62年8月24日。

*¹ 正員、長崎大学工学部 (〒852 長崎市文教町1-14)。

x, y : 伝熱面に沿う方向と直角な方向の座標

$\beta_1 \sim \beta_3$: 数値定数 [式(27)~(29)]

δ : 蒸気膜厚さ

δ_0 : 伝熱面中心の蒸気膜厚さ

δ_L : 伝熱面端部の蒸気膜厚さ

ϵ : 放射率

$\gamma_1 \sim \gamma_3$: 数値定数 [式(30)~(32)]

λ : 熱伝導率

μ : 粘性係数

ν : 動粘性係数

ρ : 密度

σ : ステファン・ボルツマン定数

添字

L : 飽和液体

V : 蒸気

x : 局所

$-$: 平均

2. 理論解析

図1に示すような幅 $2L$, 温度 T_w 一定の下向き水平伝熱面から一様な飽和温度 T_s の静止液体への二次元常膜沸騰を考える。蒸気は伝熱面の下側に安定な膜として存在しているものとする。この系に対する、対流熱伝達と放射伝達を総括した伝熱面全熱流束 q は次のように計算される。

$$\text{局所値: } q_x = (h_{cx} + h_r) \Delta T_s \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \text{平均値: } \bar{q} &\equiv \frac{1}{L} \int_0^L q_x dx \\ &= (\bar{h}_c + h_r) \Delta T_s \quad (2) \end{aligned}$$

ここに, h_{cx} と \bar{h}_c はそれぞれ局所および平均の対流熱伝達係数で次のように定義される。

$$h_{cx} \equiv - \frac{\lambda_v}{\Delta T_s} \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_0 \quad (3)$$

$$\bar{h}_c \equiv \frac{1}{L} \int_0^L h_{cx} dx \quad (4)$$

h_r は, 蒸気膜が放射に対して透明であり放射率 ϵ の伝熱面表面と吸収率 a の気液界面とが灰色体平行

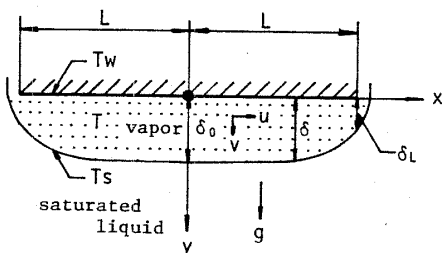


図1 物理モデルと座標系

2平面を構成すると考えた放射の等価熱伝達係数で, 次のように計算される。

$$h_r = \frac{\sigma}{(1/\epsilon + 1/a - 1)} \frac{(T_w^4 - T_s^4)}{\Delta T_s} \quad (5)$$

式(3)で定義される局所対流熱伝達係数 h_{cx} は以下に示す理論解析により決定する。解析に際して次の仮定をおく。

(1) 気液界面はなめらかであり, 蒸気の伝熱面に沿う流れに対して層流境界層を仮定する,

(2) 気液界面における表面張力による圧力差を無視し, 液体の飽和温度は液位による変化を無視し一定とする。

(3) 物性値は一定とする。

以上の仮定により蒸気膜に関する連続の式, 運動方程式およびエネルギー式は次のようになる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (6)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \rho_v \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) &= - \frac{\partial P_v}{\partial x} + \mu_v \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (7) \\ 0 &= \rho_v g - \frac{\partial P_v}{\partial y} \quad (8) \end{aligned} \right.$$

$$\rho_v c_{pv} \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \lambda_v \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (9)$$

境界条件および気液界面での条件を次のように与える。

$$y=0: u=v=0 \quad (10)$$

$$T = T_w \quad (11)$$

$$y=\delta: u=0 \quad (12)$$

$$P_v = P_l \quad (13)$$

$$T = T_s \quad (14)$$

$$- \lambda_v \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{\delta} + h_r \Delta T_s = \rho_l \nu \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} u dy \quad (15)$$

伝熱面の影響を受けない静止した飽和液体に対して

$$\rho_l g - \frac{dP_l}{dy} = 0 \quad (16)$$

が成り立つので, 式(7)の右辺の静圧こう配 ($\partial P_v / \partial x$) は, 式(16), (8)および式(13)により, 次のように与えられる。

$$\frac{\partial P_v}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\delta} (\rho_l - \rho_v) g dy \quad (17)$$

仮定(3)により $(\rho_l - \rho_v)$ は一定であるから, 式(17)は次のように書かれる。

$$\frac{\partial P_v}{\partial x} = (\rho_l - \rho_v) g \frac{d\delta}{dx} \quad (18)$$

上式から, 有限幅の伝熱面に沿う蒸気の流れは蒸気膜厚さの流動方向の変化による静圧こう配によって誘起され, 蒸気が伝熱面中心から周辺部へと流れるためには, 蒸気膜は中心で厚く, 周辺に行くにしたがい薄く

なる，ことがわかる。

式(18)を式(7)に代入すると，運動方程式は次のようになる。

$$\rho_v \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -(\rho_L - \rho_v)g \frac{d\delta}{dx} + \mu_v \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad \dots\dots\dots (19)$$

式(19)の境界層積分形は，式(6)，(10)および式(12)により次のように得られる。

$$\rho_v \frac{d}{dx} \int_0^\delta u^2 dy + (\rho_L - \rho_v)g \delta \frac{d\delta}{dx} - \mu_v \left(\frac{\partial u}{\partial y} \Big|_\delta - \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_0 \right) = 0 \quad \dots\dots\dots (20)$$

エネルギー式(9)に関しても同様に積分し，さらに連続の式(6)の境界層積分形と式(15)を用いると次のように得られる。

$$\rho_v c_{pv} \frac{d}{dx} \int_0^\delta u \left\{ (T - T_s) + \frac{l}{c_{pv}} \right\} dy + \lambda_v \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_0 - h_r \Delta T_s = 0 \quad \dots\dots\dots (21)$$

次に，速度 u と温度 T の分布を次のように仮定する。

$$u = u_x \varphi(\eta) \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$T - T_s = \Delta T_s \theta(\eta) \quad \dots\dots\dots (23)$$

$$\eta \equiv y/\delta \quad \dots\dots\dots (24)$$

式(22)，(23)を式(20)，(21)に代入し， y を η に変換すると，蒸気膜厚さ δ と速度 u_x に関する次の連立微分方程式が得られる。

$$\beta_1 \frac{d(\delta u_x^2)}{dx} + g \left(\frac{\rho_L}{\rho_v} - 1 \right) \delta \frac{d\delta}{dx} + (\gamma_1 - \gamma_2) \nu_v \frac{u_x}{\delta} = 0 \quad \dots\dots\dots (25)$$

$$\left(\beta_3 + \beta_2 \frac{l}{c_{pv} \Delta T_s} \right) \frac{d(\delta u_x)}{dx} + \gamma_3 \frac{\lambda_v}{\rho_v c_{pv} \delta} - \frac{h_r}{\rho_v c_{pv}} = 0 \quad \dots\dots\dots (26)$$

ここに， $\beta_1 \sim \beta_3$ ， $\gamma_1 \sim \gamma_3$ は与えられた速度分布と温度分布により定まる数値定数で次のように定義される。

$$\beta_1 \equiv \int_0^1 \varphi^2 d\eta \quad \dots\dots\dots (27)$$

$$\beta_2 \equiv \int_0^1 \varphi d\eta \quad \dots\dots\dots (28)$$

$$\beta_3 \equiv \int_0^1 \varphi \theta d\eta \quad \dots\dots\dots (29)$$

$$\gamma_1 \equiv \frac{d\varphi}{d\eta} \Big|_0 \quad \dots\dots\dots (30)$$

$$\gamma_2 \equiv \frac{d\varphi}{d\eta} \Big|_1 \quad \dots\dots\dots (31)$$

$$\gamma_3 \equiv \frac{d\theta}{d\eta} \Big|_0 \quad \dots\dots\dots (32)$$

δ と u_x に関する連立微分方程式，式(25)，(26)を $x=0$: $\delta = \delta_0$, $u_x = 0$ $\dots\dots\dots (33)$

の条件のもとに形式的に解けば， δ ， δ_0 および x の間

の関係が次のように得られる。

$$\frac{x}{L} = \sqrt{\left\{ \frac{\beta_2}{2(-\gamma_3)(\gamma_1 - \gamma_2)} \right\} \frac{Ga(K-1)}{S_p^* \left\{ 1 + \frac{2\beta_1(-\gamma_3)}{\beta_2(\gamma_1 - \gamma_2)} S_p^* \right\}} \left(\frac{\delta_0}{L} \right)^5} \times \int_{(\delta_L/\delta_0)}^1 \frac{\xi^{\omega/2} \{ \xi^{3-\omega} - \omega(1 + \omega N \delta_0 \xi)^{1-\omega} I(\xi) \}}{(1 + \omega N \delta_0 \xi)^{(3-\omega)/2} \{ I(\xi) \}^{1/2}} d\xi \quad \dots\dots\dots (34)$$

ここに

$$\omega \equiv \left\{ \frac{2\beta_1(-\gamma_3)}{\beta_2(\gamma_1 - \gamma_2)} \right\} \frac{S_p^*}{\left\{ 1 + \frac{2\beta_1(-\gamma_3)}{\beta_2(\gamma_1 - \gamma_2)} S_p^* \right\}} \quad \dots\dots (35)$$

$$N \equiv (-1/\gamma_3)(h_r/\lambda_v) \quad \dots\dots\dots (36)$$

$$I(\xi) \equiv \int_\xi^1 (1 + N \delta_0 \xi) \left(\frac{\xi}{1 + \omega N \delta_0 \xi} \right)^{2-\omega} d\xi \quad \dots (37)$$

$$Ga \equiv gL^3/\nu_v^2 \text{ (ガリレオ数)} \quad \dots\dots\dots (38)$$

$$K \equiv \rho_L/\rho_v \text{ (密度比)} \quad \dots\dots\dots (39)$$

$$S_p^* \equiv \left(\frac{c_{pv} \Delta T_s}{Pr \nu_l} \right) / \left(1 + \frac{\beta_3 c_{pv} \Delta T_s}{\beta_2 l} \right) \text{ (修正無次元過熱度)} \quad \dots\dots\dots (40)$$

初期条件として式(33)で形式的に与えた，伝熱面中心 ($x=0$)における蒸気膜厚さ δ_0 は，伝熱面端部 ($x=L$) で蒸気膜の厚さまたはその形状を指定することにより決定される。本解析では，端部 ($x=L$) における δ の境界条件を次のように与えた。

$$x=L: \delta = \delta_L \quad \dots\dots\dots (41)$$

$$\frac{d\delta}{dx} \Big|_L = -\infty \quad \dots\dots\dots (42)$$

式(41)，(42)に，式(34)を適用すると，それぞれ次のようになる。

$$1 = \sqrt{\left\{ \frac{\beta_2}{2(-\gamma_3)(\gamma_1 - \gamma_2)} \right\} \frac{Ga(K-1)}{S_p^* \left\{ 1 + \frac{2\beta_1(-\gamma_3)}{\beta_2(\gamma_1 - \gamma_2)} S_p^* \right\}} \left(\frac{\delta_0}{L} \right)^5} \times \int_{(\delta_L/\delta_0)}^1 \frac{\xi^{\omega/2} \{ \xi^{3-\omega} - \omega(1 + \omega N \delta_0 \xi)^{1-\omega} I(\xi) \}}{(1 + \omega N \delta_0 \xi)^{(3-\omega)/2} \{ I(\xi) \}^{1/2}} d\xi \quad \dots\dots\dots (43)$$

$$(\delta_L/\delta_0)^{3-\omega} - \omega(1 + \omega N \delta_L)^{1-\omega} I(\delta_L/\delta_0) = 0 \quad \dots (44)$$

式(43)と式(44)を連立させて解くことにより， δ_0 と δ_L が定まり，式(34)により蒸気膜厚さ δ の x 方向の分布が確定する。

対流熱伝達係数 h_{cx} と \bar{h}_c は，式(3)と式(4)から，それぞれ次のように計算される。

$$h_{cx} = (-\gamma_3) \lambda_v / \delta \quad \dots\dots\dots (45)$$

$$\bar{h}_c = \frac{(-\gamma_3) \lambda_v}{\delta_0}$$

$$\times \sqrt{\left\{ \frac{\beta_2}{2(-\gamma_3)(\gamma_1-\gamma_2)} \right\} \frac{Ga(K-1)}{S_p^* \left\{ 1 + \frac{2\beta_1(-\gamma_3)}{\beta_2(\gamma_1-\gamma_2)} S_p^* \right\}} \left(\frac{\delta_0}{L} \right)^5} \\ \times \int_{(\delta_L/\delta_0)}^1 \frac{\xi^{\omega/2-1} \{ \xi^{3-\omega} - \omega(1+\omega N\delta_0\xi)^{1-\omega} I(\xi) \}}{(1+\omega N\delta_0\xi)^{(3-\omega)/2} \{ I(\xi) \}^{1/2}} d\xi \quad \dots\dots\dots(46)$$

平均ヌッセルト数 $\bar{Nu}_c \equiv \bar{h}_c L / \lambda_v$ は次式のようになる。

$$\bar{Nu}_c \equiv \left[\left\{ \frac{\beta_2(-\gamma_3)^4}{2(\gamma_1-\gamma_2)} \right\} \frac{Ga(K-1)}{S_p^* \left\{ 1 + \frac{2\beta_1(-\gamma_3)}{\beta_2(\gamma_1-\gamma_2)} S_p^* \right\}} \right]^{1/5} \\ \times \frac{\int_{(\delta_L/\delta_0)}^1 \frac{\xi^{\omega/2-1} \{ \xi^{3-\omega} - \omega(1+\omega N\delta_0\xi)^{1-\omega} I(\xi) \}}{(1+\omega N\delta_0\xi)^{(3-\omega)/2} \{ I(\xi) \}^{1/2}} d\xi}{\left[\int_{(\delta_L/\delta_0)}^1 \frac{\xi^{\omega/2} \{ \xi^{3-\omega} - \omega(1+\omega N\delta_0\xi)^{1-\omega} I(\xi) \}}{(1+\omega N\delta_0\xi)^{(3-\omega)/2} \{ I(\xi) \}^{1/2}} d\xi \right]^{3/5}} \quad \dots\dots\dots(47)$$

3. 結果と考察

有限の下向き水平面からの膜沸騰における蒸気膜の厚さと形状および伝熱特性に関して知見を得るため、本解析で得られた理論解に対して、Ishigai ら⁽¹⁾の実験を参考にして次のような条件で計算した。

- 沸騰液体：大気圧の水 ($T_s=100^\circ\text{C}$)
- 気液界面の吸収率 $a=1$
- 伝熱面：幅 $2L=10, 20, 40, 80$ mm
- 過熱度 $\Delta T_s=200\sim 800$ K
- 放射率 $\epsilon=1$

物性値は、飽和温度で代表させる。

計算に際して、式(22)の速度プロファイル $\varphi(\eta)$ と式(23)の温度プロファイル $\theta(\eta)$ の関数形として、境界条件、式(10)、(12)および式(11)、(14)を満足する次の形式を採用した。

$$\varphi(\eta) = \eta - \eta^2 \quad \dots\dots\dots(48)$$

$$\theta(\eta) = (1-\eta)^2 \quad \dots\dots\dots(49)$$

これらのプロファイルに対して定数 $\beta_1\sim\beta_3$ および $\gamma_1\sim\gamma_3$ は次のような数値をとる。

$$\beta_1=1/30, \beta_2=1/6, \beta_3=1/20$$

$$\gamma_1=1, \gamma_2=-1, \gamma_3=-2$$

以上の計算条件に対して、式(43)と式(44)から得られる、伝熱面中心における蒸気膜厚さ δ_0 と端部における蒸気膜厚さ δ_L を、伝熱面幅 $2L$ と過熱度 ΔT_s に対して示したのが図2である。図2から、 δ_0 は過熱度を一定にして幅のみを増加させた場合および幅を一定にして過熱度のみを増加させた場合、いずれの場合にも大きくなるのがわかる。これは、幅が増加すると蒸気の流動に対する抵抗（伝熱面表面と気液界面での粘性抵抗）が増加し、過熱度が増加すると蒸発量が増

加するためである。 δ_L も δ_0 と同様の傾向を示すが、 δ_L の大きさは δ_0 より常に小さい。図2に示す δ_0 と式(34)とから計算される蒸気膜厚さ δ を過熱度 ΔT_s をパラメータにして、伝熱面に沿う座標 x に対して示したのが図3である。図3にみられる蒸気膜の分布形は、すでに式(18)に関連して述べた傾向と一致している。すなわち、蒸気膜は伝熱面中心 ($x=0$) で最も厚く、伝熱面に沿って周辺へと向かうにつれて薄くなり、端部 ($x=L$) で急激に薄くなる。図3では、ほぼ $(\delta/L) < 0.1$ の範囲にあり、蒸気膜厚さ δ は伝熱面の半幅 L に比して小さい。図4は蒸気膜厚さの比 (δ/δ_0) と伝熱面に沿う無次元座標 (x/L) との関係性を調べたもので、端部 ($x/L=1$) において (δ/δ_0) の値が幅 $2L$ と過熱度 ΔT_s に依存して多少変化することを除けば、 δ/δ_0 と x/L の関係は1本の曲線で近似できる。つまり、 δ/δ_0 の x/L に対する分布はほぼ相似形であることがわかる。次に、図3に示す局所対流熱伝達係数 h_{cx} [蒸気膜厚さ δ の逆数に比例、式(45)] から計算した平均対流熱伝達係数 \bar{h}_c を、幅 $2L$ をパラメータとして過熱度 ΔT_s に対して示したものが図5である。図5には、放射伝熱の影響を無視した対流のみによる平均熱伝達係数 \bar{h}_{c0} [式(43)、(44)および式(46)において $h_r=0$ 、つまり $N=0$ とおいて計算される]、式(5)の放射の等価熱伝達係数 h_r および対流熱伝達と放射伝熱を総括した総括熱伝達係数 $\bar{h}_t = \bar{h}_c + h_r$ もあわせて示している。さらに図5には、上向き水平面との比較のため、上向き水平面に対する Berenson⁽⁴⁾の式[文献(4)の式(36)]から計算される対流のみの熱伝達係数 h_{c0B} を示している。平均対流熱伝達係数 \bar{h}_c は過熱度の増加とともに減少し、伝熱面幅が小さいほど高い値となる。 \bar{h}_c と \bar{h}_{c0} とを比較すると、前者は後者より常に小さ

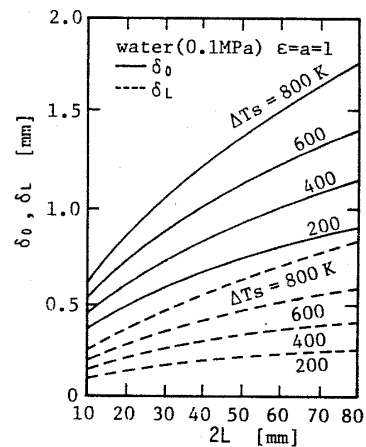


図2 蒸気膜厚さ δ_0 および δ_L と伝熱面幅 $2L$ と過熱度 ΔT_s との関係

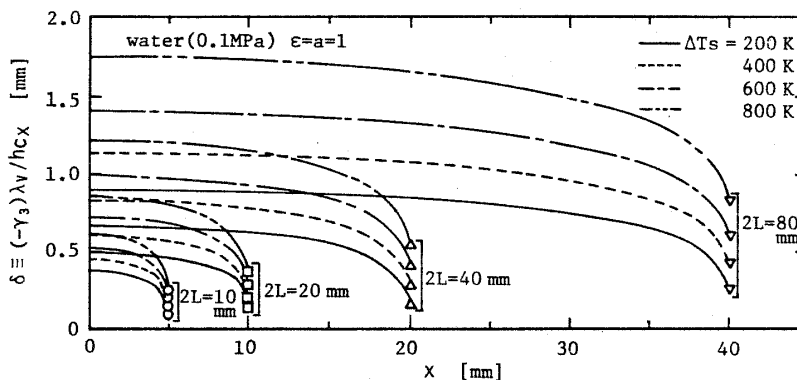


図 3 蒸気膜厚さ δ の伝熱面に沿う分布

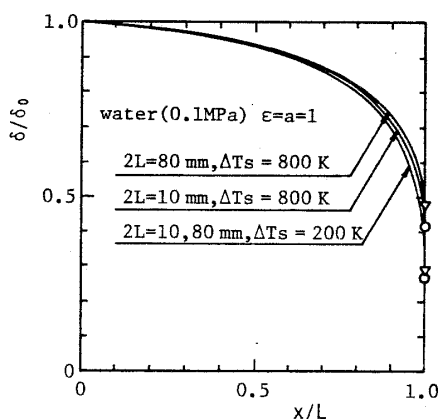


図 4 蒸気膜厚さの比 (δ/δ_0) と無次元座標 (x/L) との関係

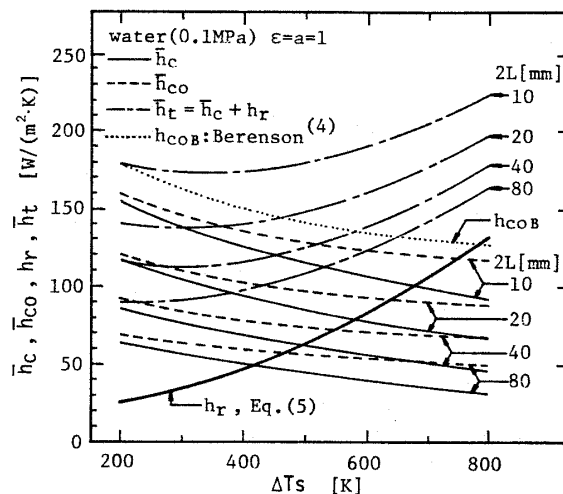


図 5 平均熱伝達係数 \bar{h}_c , \bar{h}_{co} および \bar{h}_t と過熱度 ΔT_s と伝熱面幅 $2L$ との関係

く、両者の差は過熱度が大きくなると拡大される。 \bar{h}_c および \bar{h}_{co} は、本計算範囲では、上向き面に対する Berenson⁽⁴⁾の式の値より常に小さい。なお、過熱度が大きくなると、図5に示されるように、対流による伝熱と放射による伝熱が同程度になるか、または後者が前者をりょうがするようになる。このような場合には、放射による伝熱量の大きさと対流熱伝達に及ぼす放射伝熱の影響を正確に評価することが重要な課題となる。

さて、Ishigai ら⁽¹⁾と Seki ら⁽²⁾は下向き水平の円形伝熱面から飽和液体への膜沸騰の実験を行い、前者は大気圧水と直径 $d=25$ mm と $d=50$ mm の銅伝熱面の組合わせに対して、後者は大気圧のフロン 11 と直径 $d=30$ mm の真ちゅう伝熱面の組合わせに対してそれぞれ熱伝達の結果を得ている。図6は、彼らの実験結果を、横軸に過熱度 ΔT_s 、縦軸に対流熱伝達と放射伝熱を総括した伝熱面平均熱流束 \bar{q} をとってプロットしたものである。また、図6には伝熱面幅 $2L$ として直径 d をとって計算した本解析結果を実線 a, b, c で示す。なお、伝熱面表面の放射率 ϵ と気液界面の

吸収率 a の値は実験では報告されていないので、ここでは大気圧水と銅伝熱面の組合わせに対して $\epsilon=a=1$ 、大気圧のフロン 11 と真ちゅう伝熱面の組合わせに対して $\epsilon=0.2, a=1$ として計算してある。図6において、本解析結果と測定結果とでは伝熱面の形状の違いはあるものの、かりに両者の比較を試みると、伝熱面平均熱流束 \bar{q} の過熱度および伝熱面寸法(幅または直径)に対する傾向に関しては両者はほぼ一致していることがわかる。本解析では蒸気膜に層流境界層を仮定し、さらに伝熱面は有限であることを考えると、解析結果に伝熱面の形状(有限幅の平板か円形伝熱面か)の効果が顕著にあらわれることが予測される。本解析の計算結果は Ishigai ら⁽¹⁾の測定値の約 $1/3 \sim 1/2$ となっているが、Farahat ら⁽³⁾の理論解(測定値の約 $1/5 \sim 1/4$ 程度)よりいっそう測定値に近づいている。

4. む す び

蒸気の流動方向に有限の幅を有する下向き水平の等

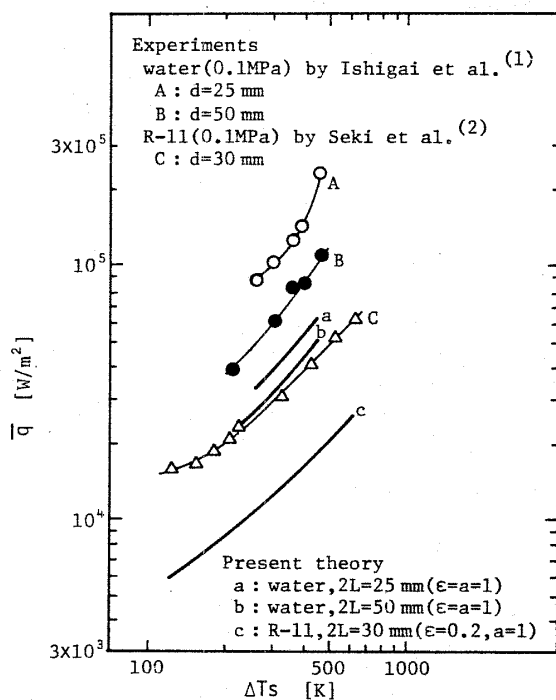


図 6 本解析結果と測定値との比較

温伝熱面から静止した飽和液体への二次元定常膜沸騰熱伝達を積分境界層の方法で解析し、蒸気膜厚さおよび対流熱伝達係数に対して理論解を得た。大気圧水に

対する理論解の計算結果から、以下のことが明らかとなった。

(1) 蒸気膜は伝熱面中心で最も厚く、周辺に行くにつれて薄くなる。その厚さは、伝熱面の幅あるいは過熱度の増加とともに大きくなる。

(2) 平均対流熱伝達係数は伝熱面幅の影響を強く受け、伝熱面幅が小さいほど大きくなる。

(3) 過熱度が大きい場合には、対流熱伝達と放射伝熱と同程度になるか、または後者が前者をりょうがするようになり、放射伝熱の大きさと対流熱伝達に及ぼす放射伝熱の影響を正確に評価することが重要な課題となる。

最後に、本研究の数値計算に際して、本学卒業生下田正浩氏〔現、西部ガス(株)〕の協力を受けたことを記して謝意を表す。

文 献

- (1) Ishigai, S., ほか 3 名, *International Development in Heat Transfer, ASME, Paper 26* (1961), 224.
- (2) Seki, N., ほか 2 名, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **100** (1978), 624.
- (3) Farahat, M. M. and Madbouly, E. E., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **20** (1977), 269.
- (4) Berenson, P. J., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **83** (1961), 351.