



Title	有限の下向き水平面から飽和液体への膜沸騰熱伝達（続報，伝熱面端部の境界条件および速度と温度のプロファイルが対流熱伝達に及ぼす影響）
Author(s)	茂地, 徹; 山田, 昭; 金丸, 邦康
Citation	長崎大学工学部研究報告, 22(39), pp.109-114; 1992
Issue Date	1992-07
URL	http://hdl.handle.net/10069/24373
Right	

This document is downloaded at: 2019-04-23T12:56:44Z

有限の下向き水平面から飽和液体への膜沸騰熱伝達

(続報, 伝熱面端部の境界条件および速度と

温度のプロファイルが対流熱伝達に及ぼす影響)

茂地 徹* · 山田 昭*
金丸 邦 康**

Film Boiling Heat Transfer from a Finite-Size Horizontal Plate Facing Downward to a Saturated Liquid

(2nd Report, Effects of Boundary Condition at the Plate Edge and Profile Shapes of Velocity and Temperature on Convection Heat Transfer)

by

Toru SHIGECHI*, Takashi YAMADA* and Kuniyasu KANEMARU**

An analysis has been made of two-dimensional, steady-state, laminar film boiling heat transfer from a finite-size, isothermal, horizontal plate facing downward to a stagnant saturated liquid. The boundary-layer equations for the vapor flow beneath the heated plate are solved, including the effect of the plate edge, using an integral method. The solutions obtained are examined for the cases of (i) the inclination angle of the vapor-liquid interface to be arbitrarily given at the plate edge and (ii) four combinations of profile shapes of velocity and temperature. For the former case, the maximum heat transfer rate can be obtained at the inclination angle of 90° . For the latter case, four approximate solutions for heat transfer rate are proposed in terms of Nusselt number at the inclination angle of 90° .

1. まえがき

有限の下向き水平面下で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、最終的に伝熱面の端部から垂直に上昇流出することが実験^{1), 2)}で観察されている。このような系の対流熱伝達の理論解析においては、伝熱面の形状と寸法および端部が蒸気の流動に重大な影響を及ぼすことが推察されるので、前

報³⁾では、有限下向き水平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の有限性と放射伝熱を考慮して積分境界層の方法(プロファイル法)で解析し、蒸気膜の形状と対流熱伝達特性を明らかにした。さらに解析結果と測定値^{1), 2)}とを比較したところ、両者は熱伝達に関して定性的には一致するものの、定量的には前者は後者よりかなり低い熱伝達係数を与えることが判明した。

平成4年4月30日受理

*機械システム工学科 (Department of Mechanical Systems Engineering)

**共通講座・工業物理学 (Applied Physics Laboratory)

本研究では、前報³⁾の理論解析と測定値^{1), 2)}との大きなへだたりが理論解析のどの部分に由来しているかを調べるための手がかりとするために、前報³⁾の解析では検討されていない、(1)伝熱面端部での蒸気の流出形状(本研究では、これを蒸気膜が伝熱面端部において水平面となす傾斜角に置きかえて考察する)が対流熱伝達に及ぼす影響と、(2)プロフィール法で採用する速度と温度のプロファイルの違いによる対流熱伝達の大きさの変化、の2点に関して理論的に考察する。なお、本研究では、対流熱伝達に関する基本的知見を得るため放射伝熱は考慮しない。

主要記号

c_p	定圧比熱
g	重力加速度
h	対流熱伝達係数
k_1, k_2	定数
L	伝熱面の半幅
ℓ	蒸発潜熱
P	圧力
T	温度
T_s	飽和温度
T_w	伝熱面表面温度
ΔT_s	過熱度 ($= T_w - T_s$)
u_x	代表速度
u, v	x 方向と y 方向の速度成分
x, y	直角座標 (Fig. 1)
$\beta_1 \sim \beta_3$	速度と温度プロファイルにより定まる数値定数
$\gamma_1 \sim \gamma_3$	
δ	
δ_0	伝熱面中心での蒸気膜厚さ
δ_L	伝熱面端部での蒸気膜厚さ
η	無次元座標 ($\equiv y/\delta$)
$\theta(\)$	無次元温度分布関数
λ	熱伝導率
μ	粘性係数
ν	動粘性係数
ω	無次元定数
ϕ	傾斜角
$\phi(\)$	無次元速度分布関数
Gr	グラスホフ数
Nu	ヌセルト数
Pr	プラントル数
Sp^*	修正無次元過熱度

添字

co	放射伝熱を考慮しない対流のみの場合
L	飽和液体
v	蒸気
x	局所値
—	平均値

2. 理論解析

2.1 基礎式

Fig. 1 に示すように幅 $2L$ 、温度 T_w 一定の下向き水平伝熱面から静止した飽和液体 (温度 T_s) への膜沸騰を考える。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し、本研究では放射伝熱は考慮せず対流熱伝達のみを解析する。対流熱伝達の解析に際して次の仮定を設定する。

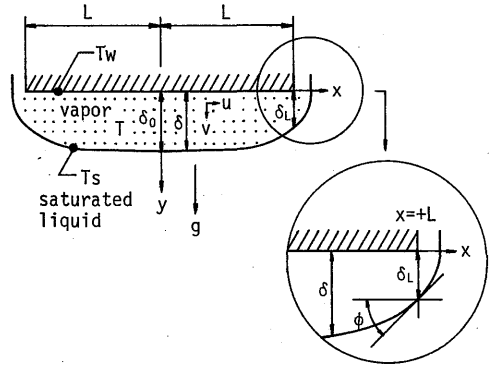


Fig. 1 Physical model and coordinates

- (1) 伝熱面下に形成される蒸気膜の面に沿う流れを二次元定常層流境界層と近似する。
- (2) 気液界面は平滑で表面張力効果を見捨てる、静止液体温度は液位による変化を見捨てる、系の圧力に対応する飽和温度で一定である。
- (3) 物性値は一定である。

以上の仮定により蒸気膜に関して、次の連続の式、運動方程式およびエネルギー式を得る。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

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

$$\left\{ \begin{aligned} 0 &= \rho_v g - \frac{\partial P_v}{\partial y} \end{aligned} \right. \quad (3)$$

$$\rho_v c_p v (u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y}) = \lambda_v \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (4)$$

境界条件および気液界面での条件を次のように与える。

$$y=0 : u=v=0 \quad (5)$$

$$T=Tw \quad (6)$$

$$y=\delta : u=0 \quad (7)$$

$$P_V=P_L \quad (8)$$

$$T=Ts \quad (9)$$

$$-\lambda_V \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{\delta} = \ell \rho_V \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} u dy \quad (10)$$

一方、伝熱面の影響を受けない静止した飽和液体に対して

$$\rho_L g - \frac{dP_L}{dy} = 0 \quad (11)$$

が成り立つので、式(8)および式(3)により、静圧こう配 $(\partial P_V / \partial x)$ は次のように定まる。

$$\frac{\partial P_V}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\delta} (\rho_L - \rho_V) g dy \quad (12)$$

仮定(3)により $(\rho_L - \rho_V)$ は一定であるから、式(12)は次のように書くことができる。

$$\frac{\partial P_V}{\partial x} = (\rho_L - \rho_V) g \frac{d\delta}{dx} \quad (13)$$

式(13)を式(2)に代入すると蒸気膜に関する運動方程式は次式のようになる。

$$\rho_V (u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y}) = -(\rho_L - \rho_V) g \frac{d\delta}{dx} + \mu_V \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (14)$$

次に、プロフィール法で解くため、微分形の運動方程式(14)とエネルギー式(4)を以下のように境界層積分する。式(14)の境界層積分形は連続の式(1)の境界層積分形と境界条件式(5)および式(7)により次のように得られる。

$$\rho_V \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} u^2 dy + (\rho_L - \rho_V) g \delta \frac{d\delta}{dx} - \mu_V \left(\frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{\delta} - \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_0 \right) = 0 \quad (15)$$

また、エネルギー式(4)に関しても同様に境界層積分し、さらに式(10)を用いると次式が得られる。

$$\rho_V c_{pV} \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} u \{ (T - Ts) + \ell / c_{pV} \} dy + \lambda_V \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_0 = 0 \quad (16)$$

2.2 プロフィール法による理論解

蒸気膜内の速度 u と温度 T の分布を次のように仮定する。

$$u/u_x = \psi(\eta) \quad (17)$$

$$(T - Ts) / \Delta Ts = \theta(\eta) \quad (18)$$

ここに、 η は無次元座標で次のように定義される。

$$\eta \equiv y / \delta \quad (19)$$

式(17)と式(18)を式(15)と式(16)に代入し、式(19)で y を η に変換すると、蒸気膜厚さ δ と代表速度 u_x に関する次の連立微分方程式が得られる。

$$\beta_1 \frac{d(\delta u_x^2)}{dx} + g \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} - 1 \right) \delta \frac{d\delta}{dx} + (\gamma_1 - \gamma_2) \nu_V \frac{u_x}{\delta} = 0 \quad (20)$$

$$\left(\beta_3 + \beta_2 \frac{\ell}{c_{pV} \Delta Ts} \right) \frac{d(\delta u_x)}{dx} + \gamma_3 \frac{\lambda_V}{\rho_V c_{pV} \delta} = 0 \quad (21)$$

ここに、 $\beta_1 \sim \beta_3$ 、 $\gamma_1 \sim \gamma_3$ は速度と温度の指定される分布形状により定まる数値定数で次のように定義される。

$$\beta_1 \equiv \int_0^1 \phi^2 d\eta \quad (22)$$

$$\beta_2 \equiv \int_0^1 \phi d\eta \quad (23)$$

$$\beta_3 \equiv \int_0^1 \phi \theta d\eta \quad (24)$$

$$\gamma_1 \equiv \frac{d\phi}{d\eta} \Big|_0 \quad (25)$$

$$\gamma_2 \equiv \frac{d\phi}{d\eta} \Big|_1 \quad (26)$$

$$\gamma_3 \equiv \frac{d\theta}{d\eta} \Big|_0 \quad (27)$$

δ と u_x に関する式(20)と式(21)の連立微分方程式を解くためには、 δ または u_x に関して2個の条件を必要とする。まず、伝熱面中心 ($x=0$) において、次の条件を与える。

$$x=0 : \delta = \delta_0, u_x = 0 \quad (28)$$

ここで、 δ_0 は $x=0$ における蒸気膜厚さであるが、後述する伝熱面端部 ($x=L$) での条件から確定する未定の定数である。

式(20)と式(21)を、式(28)の条件で形式的に解けば、 δ 、 δ_0 および x の関係が次のように定まる。

$$\frac{x}{L} = \sqrt{\frac{k_1 Gr}{Sp^* (1 + k_2 Sp^*)}} \left(\frac{\delta_0}{L} \right)^5 \int_0^1 F(\zeta) d\zeta \quad (29)$$

ここに、 k_1 と k_2 は定数、 Gr はグラスホフ数、 Sp^* は修正無次元過熱度で、それぞれ次のように定義される。

$$k_1 \equiv \beta_2 / \{ 2(-\gamma_3)(\gamma_1 - \gamma_2) \} \quad (30)$$

$$k_2 \equiv 2\beta_1(-\gamma_3) / \{ \beta_2(\gamma_1 - \gamma_2) \} \quad (31)$$

$$Gr \equiv \left(\frac{g L^3}{\nu_V^2} \right) \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} - 1 \right) \quad (32)$$

$$Sp^* \equiv \left(\frac{c_{pV} \Delta Ts}{Pr_V \ell} \right) / \left\{ 1 + \left(\frac{\beta_3}{\beta_2} \right) \frac{c_{pV} \Delta Ts}{\ell} \right\} \quad (33)$$

また、 $F(\zeta)$ は次式で定義される関数で

$$F(\zeta) = \frac{\omega}{\sqrt{3-\omega}} \frac{\zeta^{\omega/2} (\zeta^3 - \omega - \frac{\omega}{3})}{\sqrt{1-\zeta^{3-\omega}}} \quad (34)$$

であり、 ω は定数で

$$\omega \equiv k_2 Sp^* / (1 + k_2 Sp^*) \quad (35)$$

である。

さて、式(28)で与えた伝熱面中心 ($x=0$) における蒸気膜厚さ δ_0 は、伝熱面端部 ($x=L$) で蒸気膜の形状を指定することにより決定される。本研究では、 $x=L$ において、蒸気膜厚さとその傾斜を次のように与える。

$$x=L: \delta = \delta_L \quad (36)$$

$$\left. \frac{d\delta}{dx} \right|_{+L} = -\tan\phi \quad (37)$$

ここに、 ϕ は $x=L$ において蒸気膜の気液界面が水平面となす傾斜角 [Fig.1 参照] であり、 $0 \leq \phi \leq 90^\circ$ とする。式(36)を式(29)に適用すると

$$\frac{\delta_0}{L} = \left[\frac{Sp^*(1+k_2 Sp^*)}{k_1 Gr} \right]^{1/5} / \left[\int_0^1 \left(\frac{\delta_L}{\delta_0} \right) F(\zeta) d\zeta \right]^{2/5} \quad (38)$$

また、式(29)から

$$\frac{d\delta}{dx} = -\sqrt{\frac{Sp^*(1+k_2 Sp^*)}{k_1 Gr}} \left(\frac{L}{\delta_0} \right)^3 / F(\delta/\delta_0) \quad (39)$$

となるから、式(38)と式(39)を式(37)に代入すると

$$\tan\phi = \left[\frac{Sp^*(1+k_2 Sp^*)}{k_1 Gr} \right]^{1/5} \times \frac{\left[\int_0^1 \left(\frac{\delta_L}{\delta_0} \right) F(\zeta) d\zeta \right]^{3/5}}{F(\delta_L/\delta_0)} \quad (40)$$

が得られる。したがって、傾斜角 ϕ が指定されれば、式(40)より (δ_L/δ_0) が定まり、式(38)の (δ_0/L) を介して、式(29)から (x/L) と (δ/L) の関係、つまり蒸気膜厚さの分布形が定まることになる。

蒸気膜厚さ δ の分布が確定すると対流熱伝達は次のように計算される。

局所熱伝達係数:

$$h_{cox} \equiv -\frac{\lambda_V}{\Delta T_s} \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_0 = (-\gamma_3) \frac{\lambda_V}{\delta} \quad (41)$$

平均熱伝達係数:

$$\bar{h}_{co} \equiv \frac{1}{L} \int_0^L h_{cox} dx = (-\gamma_3) \frac{\lambda_V}{L} \int_0^L \frac{1}{\delta} dx \quad (42)$$

平均ヌセルト数:

$$\begin{aligned} \bar{Nu}_{co} &\equiv \frac{\bar{h}_{co} \cdot L}{\lambda_V} \\ &= (-\gamma_3) \left[\frac{k_1 Gr}{Sp^*(1+k_2 Sp^*)} \right]^{1/5} \\ &\quad \frac{\int_0^1 \left(\frac{\delta_L}{\delta_0} \right) \{ F(\zeta)/\zeta \} d\zeta}{\left[\int_0^1 \left(\frac{\delta_L}{\delta_0} \right) F(\zeta) d\zeta \right]^{3/5}} \end{aligned} \quad (43)$$

3. 理論解の検討

3.1 伝熱面端部における蒸気膜の気液界面の傾斜角が蒸気膜厚さと対流熱伝達に及ぼす影響

本節の数値計算に際して、速度プロファイル $\psi(\eta)$ と温度プロファイル $\theta(\eta)$ の関数形は、前報³⁾で採用したものと同じ関数、つまり

$$\psi(\eta) = \eta - \eta^2 \quad (44)$$

$$\theta(\eta) = (1 - \eta)^2 \quad (45)$$

を採用する。なお、このプロファイルの組み合わせは、後述3.2節の CASE A に相当し、修正無次元過熱度 Sp^* は次式で計算される。

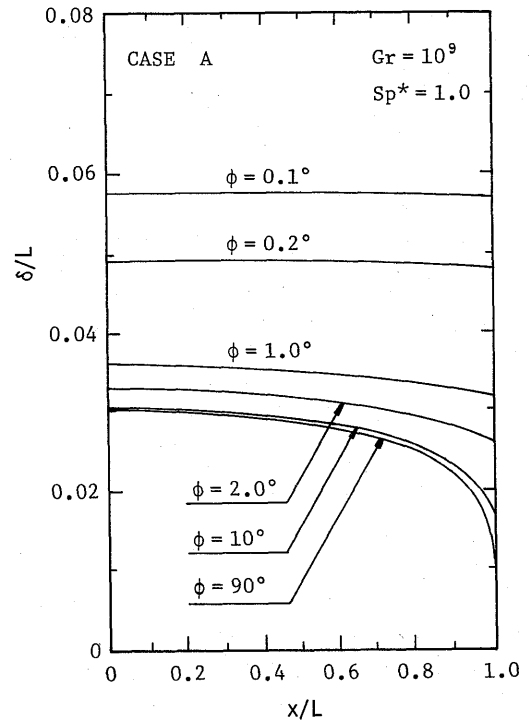


Fig. 2 Relationship between δ/L and x/L for various inclination angles ϕ (CASE A)

$$Sp^* = \frac{c_{pv}\Delta Ts}{Pr_v l} / (1 + 0.3 \frac{c_{pv}\Delta Ts}{l}) \quad (46)$$

Fig. 2は δ/L と x/L の関係を傾斜角 ϕ をパラメータにして、 $Gr=10^9$ 、 $Sp^*=1.0$ の場合に示したものである。 δ/L の大きさは ϕ が 90° の場合に最小となるが、 ϕ が 90° から 10° 程度まで減少しても、 δ/L の大きさは $x/L=1$ (伝熱面端部) 付近を除いてほとんど変化しない。しかし、 ϕ が 0° に近づくにつれて、 δ/L は急激に大きくなり、蒸気膜の分布は平坦になってくる。 $\phi=0^\circ$ の場合には、蒸気膜の分布は完全に水平になり、蒸気膜の厚さは無限大となる。

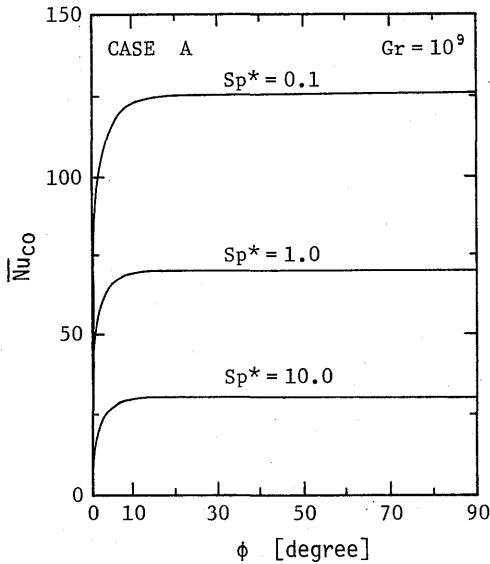


Fig. 3 Effect of inclination angle ϕ on average Nusselt number \overline{Nu}_{co}

Fig. 3は平均ヌセルト数 \overline{Nu}_{co} と傾斜角 ϕ の関係を、 $Gr=10^9$ 、 $Sp^*=0.1, 1.0, 10.0$ の場合に示したものである。Fig. 2の δ/L の分布から予測されるように、 ϕ が 90° の場合に \overline{Nu}_{co} は最大値をとり、 ϕ を 10° まで小さ

くしても \overline{Nu}_{co} の大きさにはほとんど変化がない。しかしながら、 ϕ が 0° に近づくにつれて \overline{Nu}_{co} の大きさは急激に減少し、 $\phi=0^\circ$ において $\overline{Nu}_{co}=0$ となる。

以上のことから、蒸気膜厚さと対流熱伝達に及ぼす伝熱面端部での気液界面の傾斜角 ϕ の影響は、 ϕ が 0° に極めて近い場合(約 $\phi \leq 1^\circ$)に顕著にみられ、 ϕ が大きい場合($\phi=10 \sim 90^\circ$)にはほとんど認められないことがわかる。すなわち、傾斜角が 90° に相当する最小液膜厚さの解[前報³⁾の理論解がこれに相当する]は、伝熱面端部において蒸気膜の気液界面の傾斜が水平に近い場合($\phi \leq 1^\circ$)を除けば、傾斜角 ϕ の広い範囲($10^\circ \leq \phi \leq 90^\circ$)で実際に適用可能な有用な解であることが明らかとなる。

3.2 蒸気膜内の速度と温度のプロフィールが対流熱伝達に及ぼす影響

前報³⁾および前節3.1では、速度プロフィールと温度プロフィールの代表例の一組の組み合わせについて検討した。しかしながら、これらのプロフィールは、垂直面のプール膜沸騰でしばしば採用されてきたものであり、これらのプロフィールが水平下向き面の場合にも妥当なものであるかどうかの保証は、現時点では得られていない。したがって、速度プロフィールと温度プロフィールに関して、物理的に可能なプロフィールの組み合わせに基づいてその対流熱伝達への影響を検討しておく必要があると考えられる。

速度プロフィール $\psi(\eta)$ として、次の二種類を考える。

- (1) $\psi(\eta) = \eta - \eta^2$
- (2) $\psi(\eta) = 2\eta - \eta^2$

(1)のプロフィールは、気液界面で蒸気は相対的にすべらず静止している、つまり、 $\eta=1$ で $\psi=0$ 、の条件に、一方、(2)のプロフィールは、気液界面で蒸気が液体に

Table 1 Combinations of velocity profiles and temperature profiles, and resulting numerical values for the constants: $\beta_1 \sim \beta_3$, $\gamma_1 \sim \gamma_3$ and k_1 , k_2 .

CASE	$\psi(\eta)$	$\theta(\eta)$	β_1	β_2	β_3	γ_1	γ_2	γ_3	k_1	k_2
A	$\eta - \eta^2$	$(1 - \eta)^2$	$\frac{1}{30}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{20}$	1	-1	-2	$\frac{1}{48}$	0.4
B	$\eta - \eta^2$	$1 - \eta$	$\frac{1}{30}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{12}$	1	-1	-1	$\frac{1}{24}$	1.2
C	$2\eta - \eta^2$	$(1 - \eta)^2$	$\frac{8}{15}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{15}$	2	0	-2	$\frac{1}{12}$	1.6
D	$2\eta - \eta^2$	$1 - \eta$	$\frac{8}{15}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{4}$	2	0	-1	$\frac{1}{6}$	0.8

対して完全にすべっている状況、つまり、 $\eta = 1$ で $d\phi/d\eta = 0$ に対応している。

温度プロファイル $\theta(\eta)$ としては、次の二種類を考える。

$$(3) \theta(\eta) = (1 - \eta)^2$$

$$(4) \theta(\eta) = 1 - \eta$$

(4)のプロファイルは、蒸気膜内の伝熱が熱伝導のみによる場合を示し、(3)のプロファイルは、蒸気膜内の伝熱が対流であることを考慮したものである。

以上の速度と温度の二種類のプロファイルをTable 1のように組み合わせて、4種類の組み合わせ、CASE A, B, C, Dについて検討する。また、定数 $\beta_1 \sim \beta_3$, $\gamma_1 \sim \gamma_3$ および k_1 , k_2 の数値をTable 1に示す。なお、傾斜角は $\phi = 90^\circ$ とする。

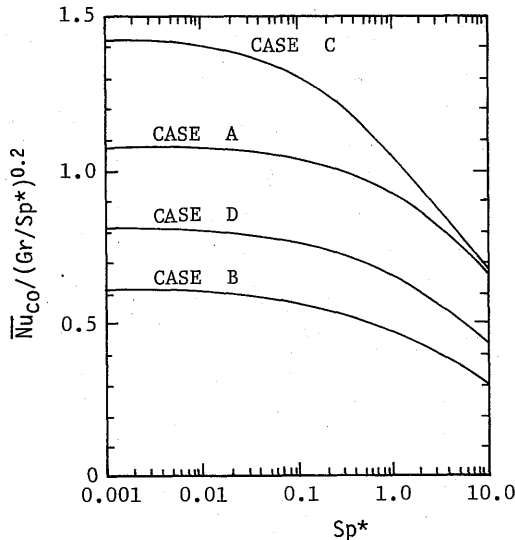


Fig. 4 Relationship between $\overline{Nu}_{co} / (Gr / Sp^*)^{1/5}$ and Sp^* for four combinations of velocity and temperature profiles

Fig. 4はTable 1に示す四種類のプロファイルの組み合わせに関して、平均ヌセルト数 \overline{Nu}_{co} と Sp^* との関係を示す。縦軸に $\overline{Nu}_{co} / (Gr / Sp^*)^{1/5}$ をとって示したものである。前報³⁾で採用したプロファイルは、CASE Aに相当する。Fig. 4に示すように、速度と温度プロファイルの組み合わせに依存して、 \overline{Nu}_{co} の大きさは、CASE Aを基準に考えると、 $\pm 40\%$ 程度、変化することがわかる。

Fig. 4は、すべて数値計算結果にもとづいて描かれたものであり実用上不便であるので、次のような簡便な近似式を、 $0 < Sp^* \leq 10$ の範囲で、 $\pm 0.2\%$ の精度

で作製した。

$$\frac{\overline{Nu}_{co}}{(Gr / Sp^*)^{1/5}} = c \{1 + a(Sp^*)^{0.83}\}^{-1/4} \quad (47)$$

$$(0 < Sp^* \leq 10)$$

式(47)の定数 c と a の数値および Sp^* の計算式(3)の定数 (β_3 / β_2) の値をTable 2に示す。

Table 2 Numerical values of c and a in Eq. (47) and (β_3 / β_2) in Eq. (33)

CASE	c	a	(β_3 / β_2)
A	1.083	0.797	0.3
B	0.6223	1.98	0.5
C	1.430	2.51	0.2
D	0.8211	1.42	0.375

4. むすび

静止飽和液体中におかれた有限の下向き水平面からの膜沸騰対流熱伝達をプロファイル法で解析し、伝熱面端部での蒸気膜の気液界面の傾斜角が蒸気膜厚さ分布と対流熱伝達に及ぼす影響を検討して、傾斜角が 90° の場合に最小蒸気膜厚さと最大熱伝達係数が得られることを明らかにした。また、傾斜角が 90° の場合に、速度と温度のプロファイル形状の違いが対流熱伝達に及ぼす影響を明らかにし、速度と温度のプロファイルの四種類の組み合わせに対して、対流熱伝達の簡便な近似式を高い精度で作製した。

本研究で得られた理論的検討の成果は、筆者らが現在実施している実験結果やこれまでに得られた測定値^{1), 2)}を整理していく上で大変有用なものであることが期待される。

最後に、本研究の数値計算に際して、本学卒業生の本田雅秀氏〔現、日本電装(株)〕の援助を受けたことを記して謝意を表す。

参考文献

- 1) S. Ishigai, et. al; International Development in Heat Transfer, ASME, Paper 26 (1961), 224.
- 2) N. Seki, et. al; Trans. ASME, J. Heat Transter, 100 (1978), 624.
- 3) 茂地 ほか 3 名; 日本機械学会論文集, 54, 503, (1988), 1808.