

純蒸気の強制対流凝縮における凝縮液の粘度の代表値

藤井, 哲
九州大学機能物質科学研究所

李, 鍾鵬
九州大学大学院総合理工学研究科

新里, 寛英
九州大学機能物質科学研究所

<https://doi.org/10.15017/6602>

出版情報 : 九州大学機能物質科学研究所報告. 5 (2), pp.201-207, 1992-03-31. 九州大学機能物質科学研究所

バージョン :

権利関係 :



純蒸気の強制対流凝縮における凝縮液の粘度の代表値

藤井 哲・李 鍾鵬*・新里 寛英

Representative Viscosity of Condensate in the Case of Laminar Forced-Convection Condensation of Pure Vapors

Tetsu FUJII, Jong Boong LEE and Kan'ei SHINZATO

The boundary layer equations for laminar forced-convection condensation of pure vapors are numerically solved for water, ethanol, ethylene glycol and propane under the assumption that only the viscosity in the condensate film depends on temperature. The numerical results reveal that the representative viscosity in the authors' previous equations for the heat transfer coefficient and the condensation mass flux can be evaluated at $T_r = T_w + 1/3 \cdot (T_s - T_w)$, where T_w is the temperature at the wall and T_s is saturation temperature.

1. 緒 言

熱伝達において、定物性値の理論から得られた式を使う場合には、物性値の温度依存性を別途考慮しなければならない。そのため一つの方法が代表物性値の評価温度を用いることである。層流自由対流凝縮については、Nusselt¹⁾の式を使う場合の代表物性値評価温度のとり方がほぼ確定しているが、層流強制対流凝縮のそれについては、まだ確かな根拠が得られていない。

著者らは藤井ら²⁾および藤井-上原³⁾の式を使う場合の代表物性値評価温度を理論的に解明することにした。変物性値の解と定物性値の解を直接的に比較して、この温度を求めることも可能であるが、その場合には異常に高精度の数値計算が要求されるし、また実用的でもない。

すでに藤井³⁾は粘度のみが変化する場合を近似解析して、代表物性値評価温度を求めるとともに、粘度の変化が液膜厚さの変化をとおして凝縮熱伝達係数に影響を与えることを明らかにした。しかし、その際に粘度と温度の関係が簡単な一つの関数で近似されている

ので、本報では境界層方程式を相似変換して、その数値解を求めることによって、この問題を再検討する。

記 号

c_{pL} : 定圧比熱

$F_{FL}(\eta_{FL}), F_{FV}(\eta_{FV})$: 無次元流れ関数, 式(20), (21)

H : 相変化数 $[=c_{pL}(T_s - T_w) / \Delta h_V]$

\dot{M}_{FLs} : 無次元凝縮質量流束, 式(35)

\dot{M}_{FVs} : 無次元凝縮質量流束, 式(39)

\dot{m}_x : 局所凝縮質量流束

Pr_L : プラントル数 $(= \mu_L c_{pL} / \lambda_L)$

R : $\rho\mu$ 比 $[=(\rho_L \mu_L / \rho_V \mu_V)^{1/2}]$

r_T : 代表物性値の無次元評価温度
 $= (T_r - T_w) / (T_s - T_w)$

T : 温度

T_r : 代表物性値評価温度

U, V : x および y 方向の速度成分

x : 平板先端から平板に沿って測った距離, 図1

y : 平板からその法線方向に測った距離, 図1

α_{wx} : 局所熱伝達係数

Δh_V : 凝縮潜熱

δ : 液膜厚さ, 図1

受理日 平成3年12月5日

*九州大学大学院総合理工学研究科

η_{FL}, η_{FV} : 相似変数, 式(18), (19)

$\Theta_{FL}(\eta_{FL})$: 無次元温度, 式(22)

κ : 温度伝導率

λ : 熱伝導率

μ : 粘度

ν : 動粘度

ρ : 密度

$\Psi_L(x, y), \Psi_V(x, y)$: 流れ関数, 式(16), (17)

添 字

' : η_{FV} あるいは η_{FL} に関する微分

e : 温度 T_e での値

i : 気液界面での値

L : 液膜での値

r : 代表物性値評価温度 T_r での値

s : 飽和状態での値

V : 気相での値

x : 位置 x での値

w : 伝熱面での値

∞ : 周囲流体での値

2. 基礎式

図1は飽和純蒸気の平板上での層流強制対流膜状凝縮に関する物理モデルおよび座標系を示す(以下、文中および図中の記号は記号表参照)。解析に際して用いた主な仮定は次の二つである。(1)壁温 T_w , 飽和蒸気温度 T_s および主流蒸気流速 $U_{V\infty}$ は一様, すなわち壁面に沿う座標 x に無関係である。(2)凝縮液膜および蒸気境界層は冷却面の先端から発達する。

液膜の粘度のみが温度の関数で, 他の物性値が一定の場合に, 次の基礎式が得られる。

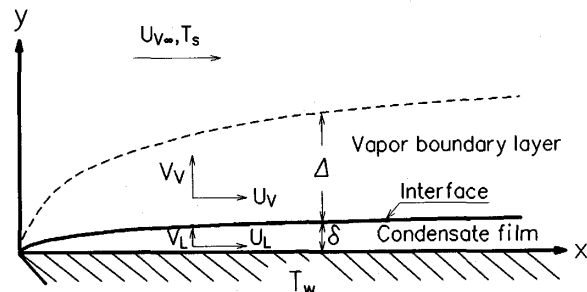


Fig. 1. Physical model and coordinate systems for forced-convection laminar film condensation

液膜について,

$$\frac{\partial U_L}{\partial x} + \frac{\partial V_L}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\rho_L \left(U_L \frac{\partial U_L}{\partial x} + V_L \frac{\partial U_L}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_L \frac{\partial U_L}{\partial y} \right) \quad (2)$$

$$U_L \frac{\partial T_L}{\partial x} + V_L \frac{\partial T_L}{\partial y} = \kappa_L \frac{\partial^2 T_L}{\partial y^2} \quad (3)$$

気相境界層について,

$$\frac{\partial U_V}{\partial x} + \frac{\partial V_V}{\partial y} = 0 \quad (4)$$

$$U_V \frac{\partial U_V}{\partial x} + V_V \frac{\partial U_V}{\partial y} = \nu_V \frac{\partial^2 U_V}{\partial y^2} \quad (5)$$

境界条件は次式で表わされる。

$$y=0 \text{ で} \quad U_L=0 \quad (6)$$

$$V_L=0 \quad (7)$$

$$T_L=T_w \quad (8)$$

$$y \rightarrow \infty \text{ で} \quad U_V=U_{V\infty} \quad (9)$$

気液界面での適合条件は次式で表わされる。

$$y=\delta \text{ で} \quad U_L=U_{Vi}=U_i \quad (10)$$

$$\left(\mu_L \frac{\partial U_L}{\partial y} \right)_i = \left(\mu_V \frac{\partial U_V}{\partial y} \right)_i \quad (11)$$

$$\left[\rho_L \left(U_L \frac{d\delta}{dx} - V_L \right) \right]_i = \left[\rho_V \left(U_V \frac{d\delta}{dx} - V_V \right) \right]_i \quad (12)$$

$$= \dot{m}_x \quad (13)$$

$$T_{Li}=T_s \quad (14)$$

$$\left(\lambda_L \frac{\partial T_L}{\partial y} \right)_i = \Delta h_V \dot{m}_x \quad (15)$$

3. 相似変換および数値解

$$U_L = \frac{\partial \Psi_L}{\partial y}, \quad V_L = -\frac{\partial \Psi_L}{\partial x} \quad (16a, b)$$

$$U_V = \frac{\partial \Psi_V}{\partial y}, \quad V_V = -\frac{\partial \Psi_V}{\partial x} \quad (17a, b)$$

Table 1. Results of numerical solution in the case of forced-convection condensation of saturated vapors of water, ethanol, ethylene glycol, and propane.

	T_s °C	(p) kPa	η_{FLi}	T_w °C	F''_{FLi} 10 ⁻³	F_{FLi} 10 ⁻³	F'_{FLi} 10 ⁻³	F''_{FLi} 10 ⁻³	$-\Theta'_{FLw}$	$\frac{\alpha_{wx}(x/U_{V\infty})^{1/2}}{\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}\text{s}^{1/2}\times 10^2}$	$\frac{\dot{m}_x(x/U_{V\infty})^{1/2}}{\text{kgm}^{-2}\text{s}^{-1/2}\times 10^{-3}}$
Water	30	(4.240)	2.2	15.94	1.4665	3.9887	3.8330	2.0299	0.4554	3.0925	1.7762
Water	100	(101.33)	2.2	71.97	9.8076	26.785	25.737	13.563	0.4564	5.6826	6.9462
Ethanol	40	(17.90)	2.1	16.06	1.7265	4.3614	4.4371	2.5353	0.4783	0.7645	1.7431
Ethylene glycol	60	(0.2071)	2.25	46.61	0.1927	0.5633	0.5365	0.2881	0.4456	0.5326	0.6680
Propane	30	(1084.2)	1.7	14.13	35.482	54.603	66.197	42.296	0.5941	1.2544	5.8000

で定義される流れ関数 $\Psi_L(x, y)$ および $\Psi_V(x, y)$ を導入し, 相似変数 η_{FL} および η_{FV} , 無次元流れ F_{FL} (η_{FL}) および F_{FV} (η_{FV}), 無次元温度 Θ_{FL} (η_{FL}) をそれぞれ次のように定義する.

$$\eta_{FL} = y \left(\frac{U_{V\infty}}{\nu_{Ls} x} \right)^{1/2} \quad (18)$$

$$\eta_{FV} = (y - \delta) \left(\frac{U_{V\infty}}{\nu_{Vs} x} \right)^{1/2} \quad (19)$$

$$F_{FL}(\eta_{FL}) = \frac{\Psi_L(x, y)}{(\nu_{Ls} U_{V\infty} x)^{1/2}} \quad (20)$$

$$F_{FV}(\eta_{FV}) = \frac{\Psi_V(x, y)}{(\nu_{Vs} U_{V\infty} x)^{1/2}} \quad (21)$$

$$\Theta_{FL}(\eta_{FL}) = \frac{T_s - T_L}{T_s - T_w} \quad (22)$$

これらの式を用いて基礎式(2), (3)および(5)を変換すると, 次の連立常微分方程式が得られる.

$$\left(\frac{\mu_L}{\mu_{Ls}} F''_{FL} \right)' + \frac{1}{2} F_{FL} F''_{FL} = 0 \quad (23)$$

$$\Theta''_{FL} + \frac{Pr_{Ls}}{2} F_{FL} \Theta'_{FL} = 0 \quad (24)$$

$$F'''_{FV} + \frac{1}{2} F_{FV} F''_{FV} = 0 \quad (25)$$

境界条件は

$$\eta_{FL} = 0 \text{ で } F_{FLw} = 0 \quad (26)$$

$$F'_{FLw} = 0 \quad (27)$$

$$\Theta_{FLw} = 1 \quad (28)$$

$$\eta_{FV} = \infty \text{ で } F'_{FV\infty} = 1 \quad (29)$$

気液界面 $\eta_{FL} = \eta_{FLi}$ または $\eta_{FV} = 0$ における適合条件は

$$F_{FVi} = \left(\frac{\rho_L \mu_{Ls}}{\rho_{Vs} \mu_{Vs}} \right)^{1/2} F_{FLi} \quad (30)$$

$$F'_{FVi} = F'_{FLi} \quad (31)$$

$$F''_{FVi} = \left(\frac{\rho_L \mu_{Ls}}{\rho_{Vs} \mu_{Vs}} \right)^{1/2} F''_{FLi} \quad (32)$$

$$\Theta_{FLi} = 0 \quad (33)$$

$$-\Theta'_{FLi} = \left(\frac{\mu_{Ls}}{\lambda_L} \right) \frac{\Delta h_V \dot{M}_{FLs}}{(T_s - T_w)} \quad (34)$$

ここに

$$\dot{M}_{FLs} = \frac{\dot{m}_x x}{\mu_{Ls}} \left(\frac{U_{V\infty} x}{\nu_{Ls}} \right)^{-1/2} \quad (35)$$

低圧の常圧の水, エタノール, エチレングリコールおよびプロパンの飽和蒸気について, 式(23)~(25)を境界条件および気液界面の適合条件の下に数値的に解いた. 式(23)および(25)を解く際にはルンゲ・クッタ・バーナー法を, 式(24)の数値積分にはシンプソン法を用いた. その際, 物性値には文献2), 4)および5)のものを採用した. そして, μ_L には T の関数, $\lambda_L, c_{pL}, \rho_L$ には温度 $(T_w + T_s)/2$ における値, $\mu_V, \rho_V, \Delta h_V$ には T_s における値を与えた. 数値計算の結果を表1に示す.

熱伝達係数 α_{wx} と凝縮質量流束 \dot{m}_x は境界値 Θ'_{FLw} と F_{FLi} を用いて次式で算出することができる.

$$\alpha_{wx} \left(\frac{x}{U_{V\infty}} \right)^{1/2} = \frac{\lambda_L}{\sqrt{\mu_{Ls}/\rho_L}} (-\Theta'_{FLw}) \quad (36)$$

$$\dot{m}_x \left(\frac{x}{U_{V\infty}} \right)^{1/2} = \sqrt{\mu_{Ls} \rho_L} \frac{F_{FLi}}{2} \quad (37)$$

4. 代表物性値

定物性値の場合の局所熱伝達係数 α_{wx} および凝縮質量流束 \dot{m}_x は次のようにして求めることができる²⁾.
次式

$$0.433 \left(1.367 - \frac{0.432}{\sqrt{2\dot{M}_{FV}}} + \frac{1}{2\dot{M}_{FV}} \right)^{1/2} \times (1 + 0.320H^{0.87})^{-1} = \frac{Pr_L}{RH} \dot{M}_{FV} \quad (38)$$

ここに

$$\dot{M}_{FV} = \frac{\dot{m}_x x}{\mu_V} \left(\frac{U_{V\infty} x}{\nu_V} \right)^{-1/2} \quad (39)$$

に代表物性値に対する無次元数 Pr_L , R , H を与えて, \dot{M}_{FV} を解き, それを次式に代入する.

$$\left(\alpha_{wx} \right)_e \left(\frac{x}{U_{V\infty}} \right)^{1/2} = 0.433 \left(1.367 - \frac{0.432}{\sqrt{2\dot{M}_{FV}}} + \frac{1}{2\dot{M}_{FV}} \right)^{1/2} \frac{\lambda_L}{\sqrt{\nu_{Le}}} \quad (40a)$$

あるいはその結果を,

$$q_{wx} = \dot{m}_x \Delta h_V \quad (41)$$

を仮定して [式 (38) 中の対流項の影響を示す $(1 + 0.320H^{0.87})^{-1}$ を省略], まとめた次式

$$\left(\alpha_{wx} \right)_e \left(\frac{x}{U_{V\infty}} \right)^{1/2} = 0.45 \left[1.2 + \frac{Pr_{Le}}{(R)H} \right]^{1/3} \frac{\lambda_L}{\sqrt{\nu_{Le}}} \quad (40b)$$

から直接に求める, 凝縮質量流束は式 (38) の解を次式

$$\left(\dot{m}_x \right)_e \left(\frac{x}{U_{V\infty}} \right)^{1/2} = (\rho_V \mu_V)^{1/2} \dot{M}_{FV} \quad (42)$$

に代入することによって, あるいは式 (40b) の $(\alpha_{wx})_e$ を用いて, 近似的に式 (41) から求める.

T_w から T_s の範囲の温度 T_e における液膜の粘度を

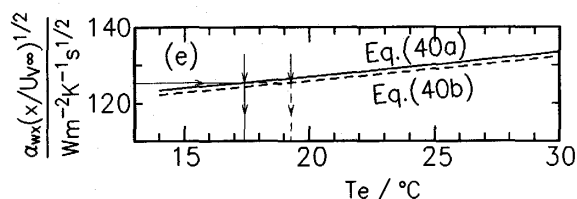
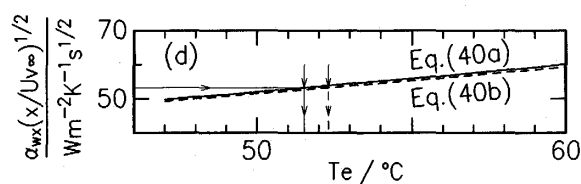
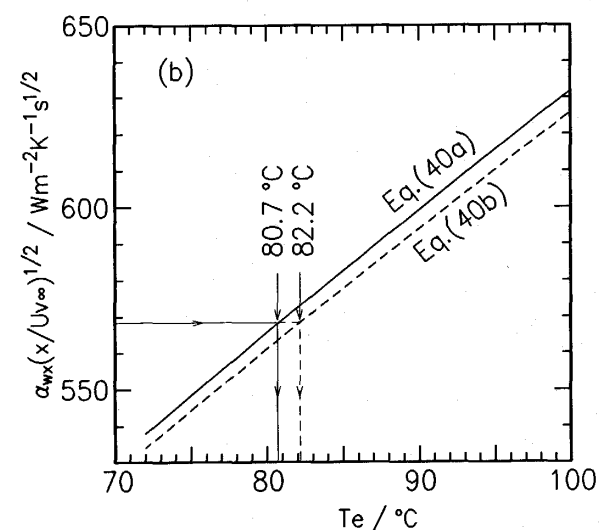
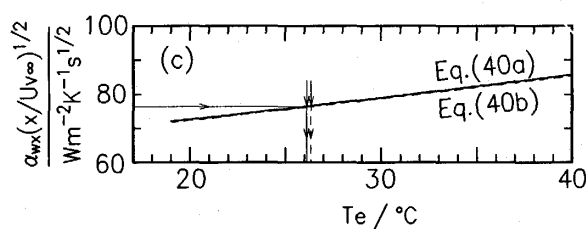
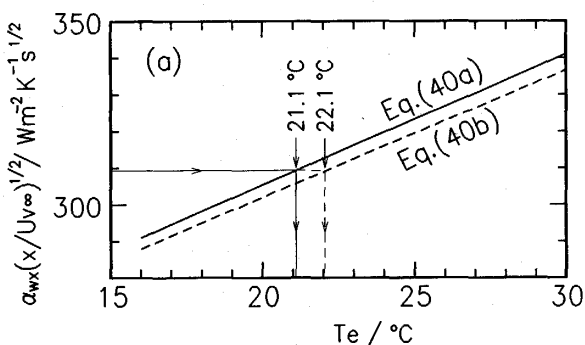


Fig. 2 (a)~(e). Comparisons of the values of $\alpha_{wx}(x/U_{V\infty})^{1/2}$ from Eq. (36) (numerical solution) with those of $(\alpha_{wx})_e(x/U_{V\infty})^{1/2}$ from Eqs. (40a) and (40b) (algebraic solution), in which the relevant physical properties are evaluated at T_e in the case of forced-convection condensation of saturated vapors of water, ethanol, ethylene glycol, and propane.

μ_{Le} として、式(40a)、(40b)より算出した $(\alpha_{wx})_e$ 、 $(x/U_{T\infty})^{1/2}$ および式(42)より算出した $(\dot{m}_x)_e(x/U_{T\infty})^{1/2}$ と T_e の関係をそれぞれを図2(a)~(e)と図3(a)~(e)に示す。図(a)は低圧の水、(b)は常圧の水、(c)はエタノール、(d)はエチレングリコールおよび(e)はプロパンの場合である。図2の実線および破線はそれぞれ式(40a)および(40b)による値に対応している。水平の矢印の線は式(36)の数値解を示し、実線あるいは破線との交点の T_e の値がそれぞれ式(40a)および(40b)を使う際の代表物性値評価温度 T_r となる。例えば、図2(a)の低圧水蒸気の強制対流凝縮において、 $T_s=30^\circ\text{C}$ 、 $T_w=15.94^\circ\text{C}$ の数値解より求まる式(36)の値は309.3であるので、代表物性値評価温度として式(40a)を用いれば $T_r=21.1^\circ\text{C}$ 、式(40b)を用いれば $T_r=22.1^\circ\text{C}$ が得られる。すなわち、それぞれ $r_T=(T_r-T_w)/(T_s-T_w)=0.37$ および 0.04 。 $T_e=T_w$ および $T_e=T_\infty$ における式(40a)、(40b)の $(\alpha_{wx})_e$ の数値解 α_{wx} に対する差異はそれぞれ -6% ~ -7% および $+11\%$ ~ $+9\%$ であるが、近似解³⁾の $r_T=1/3$

に対応する T_e における $(\alpha_{wx})_e$ と α_{wx} との差は -1% ~ -2% にすぎない。式(40a)による T_r および r_T の値と式(40b)のそれらとの差異はそれぞれの式の近似の精度によるものである(RH/Pr_L によっても異なる)。

図3(a)において、実線は式(39)の値である。図2(a)の場合と同様にして式(37)の値 $\dot{m}_x(x/U_{T\infty})^{1/2}=1.7762\times 10^{-3}$ に対して $T_r=20.4^\circ\text{C}$ 、 $r_T=0.32$ が得られる。これらの値は近似解³⁾のそれとほとんど一致している。

表2は水、エタノール、エチレングリコールおよびプロパンの場合の数値解の $\alpha_{wx}(x/U_{T\infty})^{1/2}$ 、 $\dot{m}_x(x/U_{T\infty})^{1/2}$ および上記のようにして算出した r_T 、 $(\alpha_{wx})_e(x/U_{T\infty})^{1/2}$ 、 $(\dot{m}_x)_e(x/U_{T\infty})^{1/2}$ を示す。また水とエチレングリコールの場合には式(38)の対流項の影響の項は無視できる。 r_T の値は若干不規則であるが、実用的にはいずれの物質についても $r_T=1/3$ を用いてよい。すなわち、この場合の $(\alpha_{wx})_e$ および $(\dot{m}_x)_e$ の α_{wx} および \dot{m}_x に対する誤差は最大 2% である。

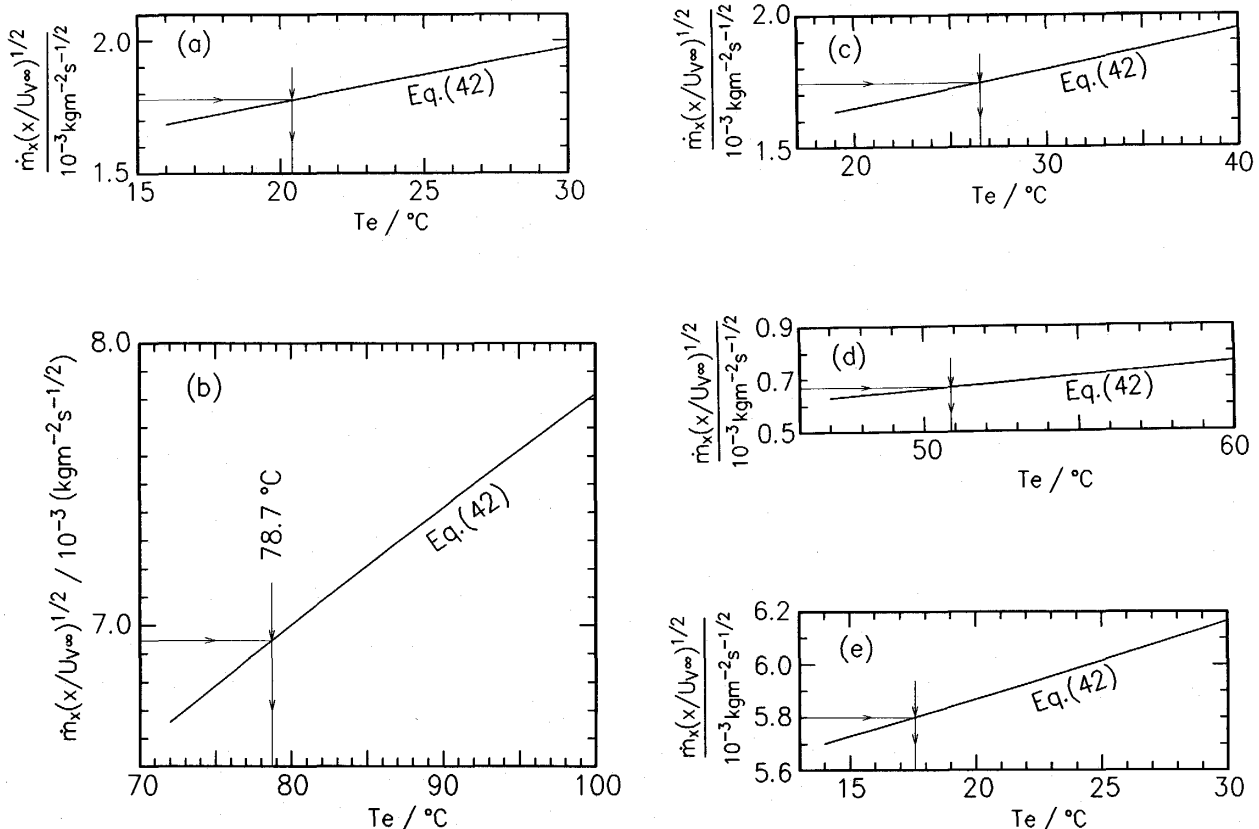


Fig. 3 (a)~(e). Comparisons of the values of $\dot{m}_x(x/U_{T\infty})^{1/2}$ from Eq. (37) (numerical solution) with those of $(\dot{m}_x)_e(x/U_{T\infty})^{1/2}$ from Eq. (42) (algebraic solution), in which the relevant physical properties are evaluated at T_e , in the case of forced-convection condensation of saturated vapors of water, ethanol, ethylene glycol, and propane.

純蒸気の強制対流凝縮における凝縮液の粘度の代表値

Table 2. Examples of the numerical results of α_{wx} , \dot{m}_x , and r_T , where only the variation of viscosity is taken into account. The values of $(\alpha_{wx})_e$ and $(\dot{m}_x)_e$ for T_e corresponding to $r_T=0, 1/3$, and 1 are also presented for reference.

		1. water*	2. water*	3. ethanol	4. ethylene-glycol*	5. propane		
$T_s/^\circ\text{C}$		30	100	40	60	30		
$T_w/^\circ\text{C}$		15.94	71.97	19.06	46.61	14.13		
$\alpha_{wx}(x/U_{V\infty})^{1/2}/\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}\text{s}^{1/2}$		309.3	568.3	76.5	53.3	125.4		
r_T		Eq. (40a)	0.37	0.31	0.34	0.37	0.21	
		Eq. (40b)	0.44	0.36	0.35	0.43	0.32	
$\frac{(\alpha_{wx})_e(x/U_{V\infty})^{1/2}}{\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}\text{s}^{1/2}}$		T_e corr. to $r_T=1/3$						
		Eq. (40a)	308	570	76.4	52.9	126.9	
		Eq. (40b)	304	565	76.3	52.3	125.5	
		$T_e=T_w$ ($r_T=0$)						
		Eq. (40a)	290	537	71.5	49.3	123.0	
		Eq. (40b)	288	534	71.9	48.9	122.3	
$T_e=T_s$ ($r_T=1$)		Eq. (40a)	342	634	86.7	60.3	135.3	
		Eq. (40b)	337	626	85.5	59.3	132.2	
$\dot{m}_x(x/U_{V\infty})^{1/2}/\text{kgm}^{-2}\text{s}^{-1/2}$		1.7762×10^{-3}	6.9461×10^{-3}	1.7431×10^{-3}	6.6808×10^{-4}	5.8000×10^{-3}		
r_T		0.32	0.24	0.36	0.32	0.22		
$\frac{(\dot{m}_x)_e(x/U_{V\infty})^{1/2}}{\text{kgm}^{-2}\text{s}^{-1/2}}$		T_e corr. to $r_T=1/3$	1.7800×10^{-3}	7.0558×10^{-3}	1.7359×10^{-3}	6.7011×10^{-4}	5.8521×10^{-3}	
		$T_e=T_w$ ($r_T=0$)	1.6826×10^{-3}	6.6569×10^{-3}	1.6356×10^{-3}	6.2577×10^{-4}	5.7048×10^{-3}	
		$T_e=T_s$ ($r_T=1$)	1.9736×10^{-3}	7.8204×10^{-3}	1.9472×10^{-3}	7.6166×10^{-4}	6.1650×10^{-3}	

*In the case of solving \dot{M}_{FV} from Eq. (38), the correction due to convection term in Eq. (38) is not necessary.

Sparrow ら⁶⁾は自由対流凝縮の場合からの類推より、水蒸気の場合に $r_T=1/3$ を用いることを推奨している。Denny と Mills⁷⁾は強制-自由共存対流凝縮について、物性値の変化を考慮した液膜の数値解析を行い、四塩化炭素、エタノール、n-プロピルアルコール、n-ブチルアルコール、t-ブチルアルコール、エチレングリコール、グリセロール、水、アンモニア、プロパンについて、それぞれ $r_T=0.07, 0.12, 0.15, 0.25, 0.29, 0.29, 0.32, 0.33, 0.61, 1.00$ を得た。 r_T がこのように大幅に異なることは r_T の物理的意味より理解し難い。それは主に次の原因によると思われる。すなわち彼らは気液界面せん断応力に Shekrladze と Gomelauri⁸⁾の形式を与えているので、数値解が不正確である。また同じ理由により比較の基準となる式も正しくない。

5. 結 論

平板上での層流強制対流膜状凝縮に関して、粘度のみが温度の関数で、他の物性値が一定の場合の数値解を水、エタノール、エチレングリコールおよびプロパ

ンについて求めた。そして、定物性値の凝縮熱伝達に関する式(40a)あるいは式(40b)、および凝縮質量流束に関する式(42)を用いる際の代表物性値の評価温度を $T_e=T_w+\frac{1}{3}(T_s-T_w)$ とすれば、これらの式の値と数値解との誤差は2%以内であることを明らかにした。

本数値解には、当時大学院生の渡部正治君（現在、三菱重工業(株)）が開発したプログラムを修正して用い、九州大学大型計算機センターの FACOM N780-20 によって行った。ここに記して謝意を表す。

文 献

- 1) Nusselt, W., Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes, *Zeit. VDI*, **60**, 27 (1916), 541-546, & *ibid*, 28, 569-575.
- 2) Fujii, T., "Theory of Laminar Film Condensation," Springer-Verlag, New York (1991).
- 3) 藤井 哲, 純蒸気の強制対流凝縮熱伝達の式における物性値の評価温度について, 日本機械学会論文集, **58**-547, B(1992), 820-823.

- 4) Stylianou, S. A., "Physical Properties of Ethylene Glycol", Ph. D. Thesis, London University.
- 5) 技術資料：流体の熱物性値集，日本機械学会 (1983).
- 6) Sparrow, E. M., Minkowycz, W. J. and Saddy, M., Forced Convection Condensation in the Presence of Noncondensables and Interfacial Resistance, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **10** (1967), 1829-1845.
- 7) Denny, V. E. and Mills, A. F., Nonsimilar Solutions for Laminar Film Condensation on a Vertical Surface, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **12** (1969), 965-979.
- 8) Shekriladze, I. G. and Gomelaury, V. I., Theoretical Study of Laminar Film Condensation of a Flowing Vapor, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **9** (1966), 581-591.