

평판에서 층류 막응축의 근사해

Approximate Solutions for Laminar Film Condensation on a Flat Plate

이 승 홍*, 권 장 렬**, 이 익 수***
S. H. Lee, J. Y. Kweon, E. S. Lee

Key Words : Approximate solution (근사해), Momentum integral method (운동량 적분방법), Film condensation (막 응축), Interfacial shear stress (경계면 전단응축)

ABSTRACT

Laminar film condensation of a saturated vapor in forced flow over a flat plate is analyzed by using integral method. Laminar condensate film is so thin that the inertia and thermal convection terms in liquid flow can be neglected. Approximate solutions for water are presented and well agreed with the similarity solutions over the wide range of physical parameter, $Cp_1(T_s - T_w) / Pr.hfg$. For the strong condensation case, it is found that magnitude of the interfacial shear stress at the liquid-vapor interphase boundary is approximately equal to the momentum transferred by condensation, i.e., $\tau_i \approx \dot{m}(U_0 - U_i)$.

1. 서 론

액체-증기 경계면에서 전단응력이 중요한 영향을 미치는 강제대류 막응축에 대해서 Cess¹⁾, Koh²⁾와 Lee³⁾가 수평 평판에서 층류 막응축에 대한 액체와 기체 각각의 운동에 대한 경계층 방정식을 유사해법으로 구하였다. Cess¹⁾는 운동량 방정식에서 관성력항을 무시하고 에너지 방정식에서 대류항을 무시하였다. 압력이 변화하는 수평관 혹은 수직관 내에서 강제대류 층류 막응축에 대해서는 Lee⁴⁾ 등이 액체의 점성이 온도에 따라 변함을 고려하여 경계층 방정식을 근사 적분방법으로 풀기도 하였다.

근사해법은 계산이 간단하면서 결과가 양호한 장점이 있기 때문에 본 연구에서는 속도가 큰(난류)영역의 막응축⁵⁾ 분야는 제외하고, 수평 평판위 강제대류 막응축에 대하여 층류영역에서 증기상과 액체상의 경계층 방정식을 운동량 적분방법과 에너지 적분방법을 사용하여, 근사해를 구하고, 유사해와 서로 비교해보고자 한다.

2. 기본방정식과 계산방법

2.1 유동 모델

그림 1은 유동모델에 대한 좌표계를 나타낸다. 증기의 유동속도 U_0 는 평판과 나란한(x)

* 정회원, 부산대학교 기계설계공학과

** 삼성중공업(주) 기계전자연구소

*** 부산대학교 대학원 기계설계공학과

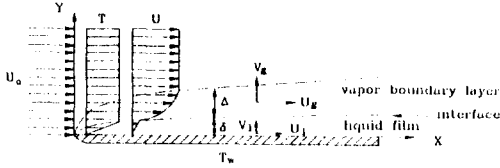


Fig. 1 Physical model and Coordinates

방향으로 흐르고, 속도분포는 그림과 같이 균일하다. T_s 는 포화증기의 온도이며, T_w 는 평판의 온도로서 일정하고 T_s 보다는 낮아, 여기서 막응축이 일어난다고 가정한다. 정상상태 층류유동이며, 파동이 일어나지 않는다. 응축액과 증기 경계층의 두께들은 응축이 일어나는 평판의 길이에 비해 상대적으로 얇기 때문에, 증기 경계층과 마찬가지로 응축액체의 유동에 대해서도 경계층 방정식을 적용할 수 있다. 액체막(condensation film)은 얇고 찬 벽면과 인접하므로 액체의 온도분포는 액체막에 수직인 방향(y)에 따라 크게 변화하고, y -방향의 열전달량이 크기 때문에 두 상에서의 x -방향의 열전달은 무시할 수 있다.

x -방향의 운동량 방정식에서 중력의 영향은 무시할 수 있고, 증기 경계층의 두께 바깥으로는 비압축성 포텐셜 유동이므로 기체의 압력분포는 일정하다. 이와같이 단순화된 유동 모델은 2차원 층류 정상유동이며, 증기의 에너지 방정식을 무시할 수 있으며, 액체 쪽의 운동량 방정식과 에너지 방정식에서 부력과 점성에 의한 에너지 손실을 무시하면, 액체와 기체의 연속 방정식, 운동량 방정식과 에너지 방정식들을 다음과 같이 표시할 수 있을 것이다.

2.2 기본방정식과 경계조건

액상에서

$$\frac{\partial U_1}{\partial x} + \frac{\partial V_1}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (1. a)$$

$$U_1 \frac{\partial U_1}{\partial x} + V_1 \frac{\partial U_1}{\partial y} = \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial \tau_1}{\partial y} \dots\dots\dots (1. b)$$

$$U_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} + V_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} = \frac{k_1}{\rho_1 C_{p1}} \frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2} \dots\dots\dots (1. c)$$

증기상에서

$$\frac{\partial U_g}{\partial x} + \frac{\partial V_g}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (2. a)$$

$$U_g \frac{\partial U_g}{\partial x} + V_g \frac{\partial U_g}{\partial y} = \frac{1}{\rho_g} \frac{\partial \tau_g}{\partial y} \dots\dots\dots (2. b)$$

경계조건 :

$$y=0 : U_1=0, V_1=0, T_1=T_w \dots\dots\dots (3. a)$$

$$y=\delta+\Delta : U_g=U_o, T_g=T_s \dots\dots\dots (3. b)$$

$$\frac{\partial U_g}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (3. c)$$

$$y=\delta : U_1=U_g=U_i \dots\dots\dots (3. d)$$

$$T_1=T_g=T_s \dots\dots\dots (3. e)$$

$$\mu_1 \frac{\partial U_1}{\partial y} = \mu_g \frac{\partial U_g}{\partial y} = \tau_i \dots\dots\dots (3. f)$$

$$\dot{m}_1 = -\dot{m}_g = \dot{m} \dots\dots\dots (3. g)$$

$$k_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} = \dot{m} h_{fg} \dots\dots\dots (3. h)$$

$$\text{여기서 } \dot{m} = \frac{d}{dx} \int_0^\delta \rho_1 U_1 dy \dots\dots\dots (3. i)$$

액체의 점성계수를 제외한 모든 물성은 두 상에서 각각 일정하다고 가정하고, 포화증기와 포화액체 상태의 물성을 취한다. 액체의 점성계수는 액체막을 대표하는 온도에서 물성치를 택하여 위의 방정식들을 풀고자 한다.

Lee³⁾에 의하면, 응축액체의 무차원변수(수정된 Jakob 수) $E\{=C_{p1}(T_s - T_w)/Pr \cdot h_{fg}\} \leq 0.2$ 인 영역이나, $1 \leq Pr \leq 10$ 이며 물성치의 비 $R\{=\sqrt{(\rho_1 \mu_1 / \rho_g \mu_g)}\}$ 값이 큰 값을 가질 때는 E 의 전 영역에서 대류 효과를 무시할 수 있다.^{1,2,8)} 따라서 (1.c)식의 대류항을 무시하면

$$\frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2} = 0 \dots\dots\dots (4)$$

이를 풀면 온도분포는 선형적으로 주어진다. 즉 $T_1 = T_w + y(T_s - T_w)/\delta$. Cess¹⁾에 의하면, 액체의 관성력항은 무차원변수 E 가 3보다 작을 때는 다른 항에 비해 무시할 수 있다. 따라서 (1. b)식에서 관성력항을 무시하면 다음과 같이 간단히 표현할 수 있다.

$$\frac{\partial \tau_1}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (5)$$

단순화된 운동량 방정식(5)와 액막의 온도분포식(4)에 대해서는 액체의 속도와 온도에 대한 경계조건들을 만족시키는 액체의 속도분포와 온도분포를 구할 수 있음으로 액체에 대해서는 간단한 해법을 찾았다고 볼 수 있다.

2.3 근사 적분 방법

이제 기본 방정식들 중에서 증기의 운동량 방정식(2.b)과 나머지 경계조건들을 만족하는 해답을 구하면 될 것이다. 액체-증기 경계면에서 발달하는 증기 경계층내의 증기의 속도분포는 Schiller⁶⁾가 처음 가정한 것처럼 경계조건들을 만족하는 2차곡선으로 가정한다. 즉

$$U_g = a + by + cy^2 \dots\dots\dots (6)$$

증기의 속도에 관한 이 방정식의 상수 *a, b, c*는 세 경계조건식(3.a, 3.b, 3.c)으로부터 알 수 있다. 증기의 운동량 방정식(2.b)을 적분한 적분방정식과 나머지 만족해야될 경계조건으로 액체-증기 경계면에서 전단응력의 연속조건에 관한 식(3.f)과 에너지 평형조건에 관한 식(3.h)으로 구성되는 3개의 기본방정식이 남게된다(여기서 방정식(3.i)는 에너지 평형에 관한 식(3.h)에 포함됨).

적분방정식

증기의 운동량 적분방정식 :

$$\int_{\delta}^{\delta+d} U_g \frac{\partial U_g}{\partial x} dy + \int_{\delta}^{\delta+d} V_g \frac{\partial U_g}{\partial y} dy = \int_{\delta}^{\delta+d} \frac{1}{\rho_g} \frac{\partial \tau_g}{\partial y} dy \dots\dots\dots (7)$$

액체-증기 경계면에서의 전단응력 :

$$\mu_g \left. \frac{\partial U_g}{\partial y} \right|_{y=\delta} - \mu_l \left. \frac{\partial U_l}{\partial y} \right|_{y=\delta} = 0 \dots\dots (8)$$

에너지 평형 :

$$k_l \frac{\partial T_1}{\partial y} = \dot{m} h_{fg} \dots\dots\dots (9)$$

위의 세 연립방정식(7, 8, 9)은 3개의 미지수 즉 액체-기체 경계면의 속도 *U_g*, 액체막의 두께 *δ*, 그리고 증기 경계층의 두께 *Δ*에 대한, 연립 1차 상미분방정식에 해당되며, 이들 3식에 포함된 *U_g*, *δ*와 *Δ*는 일반적으로 모두 *x*만의 함수이다. 위의 연립방정식은 계수들의 행렬식 [C]와 [D]로 요약해서 표시하면 다음과 같이 표현할 수 있을 것이다.

$$[C] \begin{bmatrix} dU_g/dx \\ d\delta/dx \\ d\Delta/dx \end{bmatrix} = [D] \dots\dots\dots (10)$$

초기조건의 평가

위의 연립방정식을 풀기위하여 증기의 유동 속도 *U_g*와 특성길이 *L*을 사용하여 3개의 변수 *U_g(x)*, *δ(x)*와 *Δ(x)*를 무차원화 시키고, Cramer의 법칙을 이용하여 풀어보면, *Z (= X/L) = 0*에서 계수들의 행렬식이 0이 되므로 특이 문제가 된다. 초기값 문제로서 수치계산을 할려면 *Z = 0* 근방의 해를 찾으려면 가능할 것이다. *Z > 0*인 영역에서 매우 작은 *Z* 값에 대한 초기값을 구하기 위해서 *U_g*와 *δ*를 급수 전개하면 다음과 같이 표시할 수 있다.⁴⁾

$$U_i = A_0 U_0 + A_1 Z + \dots\dots\dots (11.a)$$

$$(\delta/L)^2 = B_0 Z + B_1 Z^2 \dots\dots\dots (11.b)$$

Z 값이 매우 작은 경우에 *Z*의 높은 차수의 항은 무시하고 첫 항만 취하면 *U_g = A₀ U₀*, *(δ/L)² = B₀ Z*이 되고 식(7), (8)과 (9)에 대입하면 무차원계수 *A₀*와 *B₀*가 풀어지고 초기값이 결정된다. 그러므로 이 층류 막응축 문제는 근사 적분방법에 의하여 연립 상미분방정식의 초기치 문제로 풀 수 있게 된다.

2.4 유사 해법

앞에서 제안된 5개의 기본 방정식들 {액체의 연속방정식(1.a), 액체의 운동량 방정식(1.b), 액체의 에너지 방정식(1.c), 기체의 연속 방정식(2.a), 기체의 운동량 방정식(2.b)}을 유사해법으로 풀기 위해서 액체쪽의 방정식(1.b)와 (1.c) 대신에 관성력항이 없는 운동량 방정식 (5)와 대류항을 무시한 에너지 방정식

(4)를 사용하고, 액체와 증기의 연속방정식(1. a)와 (2. a) 및 증기의 운동량 방정식(2. b)와 경계조건들에 대하여 Blasius 형의 유사변환을 사용하면 연속방정식들은 자동적으로 만족됨으로 편미분 방정식의 형태로 표현된 기본방정식들과 경계조건들이 다음과 같은 상미분방정식들로 변환될 수 있다.^{1,2)}

$$f'''(\eta_1) = 0, f(0) = f'(0) = 0 \dots\dots (12. a)$$

$$\theta''(\eta_1) = 0, \theta(0) = 1, \theta_i = 0 \dots\dots (12. b)$$

$$F'''(\eta_g) + 1/2 \cdot FF'' = 0, F'(\infty) = 1 (12. c)$$

기체-증기 경계면에서 경계조건 :

$$F(\eta_1) = Rf(\eta_i), F'(\eta_i) = f'(\eta_i),$$

$$F''(\eta_i) = Rf''(\eta_i),$$

$$R = \sqrt{(\rho_1 \mu_1 / \rho_g \mu_g)} \dots\dots\dots (12. d)$$

경계면에서 에너지 평형 :

$$\frac{C_{p1}(T_s - T_w)}{Pr \cdot h_{fg}} = - \frac{f(\eta_i)}{2\theta'(\eta_i)} \dots\dots\dots (12. e)$$

여기서 f, F 와 θ 는 액체와 증기에 대한 무차원 유동함수와 무차원 온도함수이고, 기호 Prime(')은 유사변수(η)에 대한 미분을 의미한다. i 는 액체-증기의 경계면을 뜻한다.

$$\eta_1 = \frac{y}{x} \sqrt{\frac{U_o x}{\nu_1}}, \eta_g = \frac{\zeta}{x} \sqrt{\frac{U_o x}{\nu_g}}$$

$$\zeta = y - \delta(x) \dots\dots\dots (12. f)$$

계산방법은 (12. b)식에서 $\theta'(\eta_i) = -(1/\eta_i)$ 이고 (12. a)식에서 $f(\eta_i) = A\eta_i^2, f'(\eta_i) = 2A\eta_i, f''(\eta_i) = 2A$ 가 된다. 여기서 A 는 임의의 상수이다. 먼저 A 를 가정하면 (12. e)식에서 η_i 와 함께 $f(\eta_i), f'(\eta_i), f''(\eta_i)$ 가 구해지고, 경계조건에서 $F(0), F'(0)$ 를 알 수 있으며 $F'(\infty) = 1$ 조건과 함께 (12. c)식을 풀어 F'' 와 Rf'' 를 비교하여 오차가 만족스러울 정도로 아주 작을 때 그 값들을 해로 취한다.⁶⁾

3. 계산결과 및 고찰

액체막의 물성치에 대한 기준온도⁴⁾ T_{film}

$= T_w + (1/3) \cdot (T_s - T_w)$ 에서 물성치들을 사용하고, 1기압 상태의 물에 대하여 평판에서 증류 막응축의 근사해와 유사해를 계산하였다. 응축면의 여러가지 벽면온도(T_w)에 따라서 표 1과 같은 계산결과들을 얻을 수 있게 된다. 표 1에서 살펴보면, 액체-증기 경계면의 속도(U_i/U_o), 액체막의 두께(δ/L), 응축율(\dot{m}), 국소 열전달계수(h_x) 및 액체-증기의 경계면에서 전단응력(τ_i)값에 대한, 근사해와 유사해들은 접근방법은 서로 다르지만 수치계산 결과값들은 서로 잘 일치하고 있다. 여러가지 수정된 Jakob 수(E)에 대하여 물에 대한 계산결과들을 모아 무차원으로 국소 응축율, 전단응력과 열전달 계수들을 정리하면 다음 그림들과 같다.

순수물질이 평판위에서 증류 막응축이 일어나는 경우에 유사해(similarity solution)의 특징은 물질의 특성인 프란틀수 Pr와 액체와 기체의 물성치의 비 $R = \sqrt{(\rho_1 \mu_1 / \rho_g \mu_g)}$ 및 수정된 Jakob 수 $E = [C_{p1}(T_s - T_w) / Pr \cdot h_{fg}]$ 값이 모두 같으면 동일한 해를 가진다.²⁾ 그러므로 순수 응축물질에 대해서는 새로운 E 값에 새

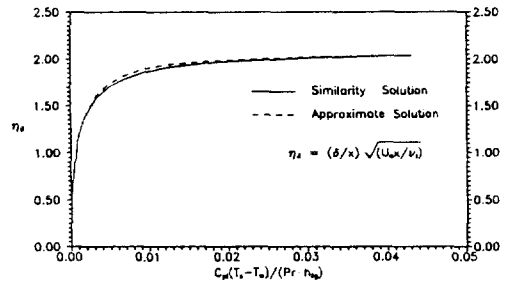


Fig. 2 Physical parameter E and liquid film thickness

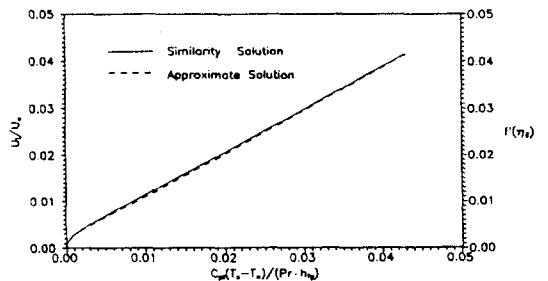


Fig. 3 Physical parameter E and interfacial velocity

로운 해가 한 개씩 있게 된다. 표 1에 있는 응축 액체막의 두께(δ/L)에 대한 근사해(a 항)와 유사해(b 항)를 유사변수 $\eta_i = (\delta/x) \cdot \sqrt{(U_o x/\nu_1)}$ 로 표시하면, E 값에 따른 계산결과들은 그림 2와 같고 근사해와 유사해는 잘 일치한다(표 1 참조).

그림 3은 가로축을 수정된 Jakob 수 $C_{pi}(T_s - T_w)/Pr \cdot h_{fg}$ 로 하여 액체-증기의 경계면의 속도(U_i/U_o)에 대한 계산결과를 보여준다. 근사해법으로 구한 U_i/U_o 와 유사해법에 의한 U_i/U_o (무차원 함수의 해 $f'(\eta_i)$ 로 얻어짐)는 동일한 Pr, R, E 값에 대하여 근사해법과 유사해법 모두 오직 한 값의 해를 가진다. 수정된 Jakob 수 E 값이 매우 작을 경우에 경계면의 속도는 E 값의 증가에 따라서 급속히 증가하지만 E 값이 큰 영역에서는 E 값이 증가함

에 따라 거의 선형적으로 경계면의 속도가 증가하며 근사해와 유사해들은 광범위한 범위의 E 값의 영역에 걸쳐 거의 일치한다.

그림 4는 근사해법에 의한 무차원 응축률 $(\dot{m} \sqrt{Re_x})/(\rho_1 U_o)$ 을 유사해법에 의한 계산 결과 $[f(\eta_i)/2]$ 와 함께 표시하고 있다. 근사해와 유사해는 서로 잘 일치한다. 수정된 Jakob 수 E의 증가에 따라서 E 값이 극히 0에 가까운 경우를 제외하고 거의 선형적으로 무차원 응축률이 증가함을 보여주고 있다.

그림 5는 근사해법으로 구한 무차원 전단응력 $[(\tau_i \sqrt{Re_x})/(\rho_1 U_o^2)]$ 이 유사해법으로 구한 무차원 전단응력 값 $[f''(\eta_i)]$ 과 거의 전 영역의 E 값의 범위에서 잘 일치한다.

그림 6은 넓은 범위의 E 값에 대해서 근사해법으로 표시한 무차원 국소 열전달계수 Nu_x

Table 1 Solutions of the Horizontal Laminar Film Condensation for Water
 $U_o = 1 \text{ m/s}, T_g = T_s = 100^\circ\text{C}, T_w = 20^\circ\text{C}, l = 1 \text{ m}, P = 1 \text{ atm}$
 $(Pr = 3.582, E = 0.04176, R = 279.1, T_{film} = 46.7^\circ\text{C}, \eta_\delta = 2.034, Re_o = 50250)$

(a) Approximate solution for constant viscosity						
(b) Similarity solution for constant viscosity						
X/L	U_i/U_o	δ/L	\dot{m} ($\text{kg/m}^2 \cdot \text{s}$)	h_x ($\text{kw/m}^2 \cdot ^\circ\text{C}$)	τ_i (N/m^2)	$\frac{\tau_i}{\dot{m}(U_o - U_i)}$
.01	a) .0402	.000158	.1526	4.3061	.1471	1.004
	b) .0404	.000158	.1529	4.3133	.1478	1.007
.05	.0402	.000354	.0683	1.9258	.0658	1.004
	.0404	.000354	.0684	1.9290	.0661	1.007
.10	.0402	.000501	.0483	.3617	.0465	1.004
	.0404	.000500	.0483	.3640	.0468	1.007
.20	.0402	.000708	.0341	.9629	.0329	1.004
	.0404	.000707	.0342	.9645	.0331	1.007
.30	.0402	.000867	.0279	.7862	.0269	1.004
	.0404	.000866	.0279	.7875	.0270	1.007
.40	.0402	.001002	.0241	.6809	.0233	1.004
	.0404	.001000	.0242	.6820	.0234	1.007
.60	.0402	.001227	.0197	.5559	.0190	1.004
	.0404	.001225	.0197	.5568	.0191	1.007
.80	.0402	.001417	.0171	.4814	.0164	1.004
	.0404	.001414	.0171	.4822	.0165	1.007
1.00	.0402	.001584	.0153	.4306	.0147	1.004
	.0404	.001581	.0153	.4313	.0148	1.007

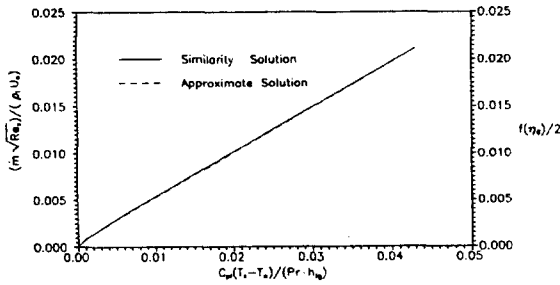


Fig. 4 Physical parameter E and dimensionless condensation flow rate

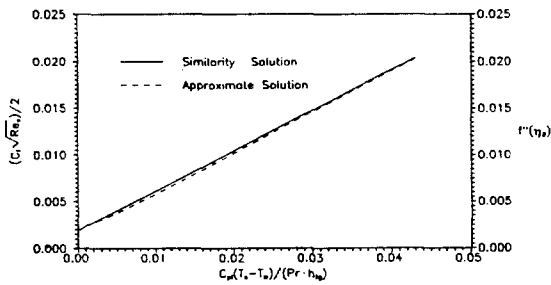


Fig. 5 Physical parameter E and local skin friction

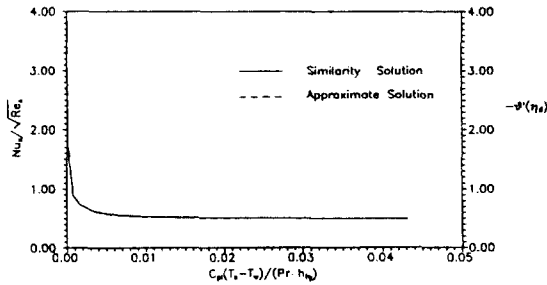


Fig. 6 Physical parameter E and local heat transfer coefficient

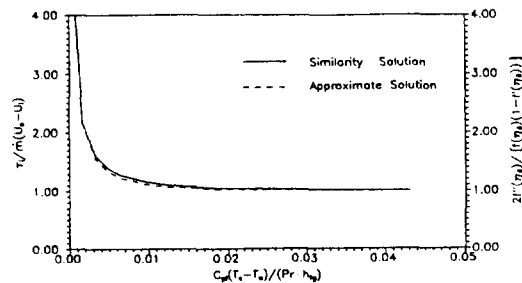


Fig. 7 Physical Parameter E versus ratio of the interfacial shear stress and momentum change due to phase conversion

$\sqrt{Re_x}$ 는 유사해법의 계산결과 $[\theta'(0)]$ 와 잘 일치하고 있으며, E 가 0 근방인 점을 제외하면 E 가 증가함에 따라 대략 0.5 선에서 조금씩 감소하는 경향을 보여주고 있다.

증기의 운동량 방정식(7)을 경계면의 전단응력(τ_i)에 관해서 정리하면 다음과 같이 표시할 수 있다.^{3,4,7)}

$$\tau_i = \dot{m}(U_o - U_i) + U_o^2 \frac{d}{dx} \int_{\delta}^{\delta+\delta^A} \rho_g \frac{U_g}{U_o} \left(1 - \frac{U_g}{U_o}\right) dy \dots \dots (13)$$

표 1 과 그림 7에서 보듯이 액체-증기 경계면에서의 전단응력과 증기가 응축(상변화) 하면서 응축액체로 전달되는 운동량과의 비, 즉 $\tau_i/\{\dot{m}(U_o - U_i)\}$ 값의 크기는 벽면의 온도(T_w)가 감소함(포화증기의 온도 T_s 보다 많이 차가어져 온도차이 $\Delta T = T_s - T_w$ 의 증가 혹은 무차원으로 표시한 E 값의 증가)에 따라 응축률 \dot{m} 값이 커지게 되고, 이 경우에는 거의 1에 가깝다. 즉 $\tau_i \approx \dot{m}(U_o - U_i)$ 이다. 방정식(13)에서 응축률이 큰 경우에 전단응력은 우변 첫항에 주로 영향을 받게 된다. 응축률이 "0"인 경우에는 전단응력은 상변화에 의한 영향은 감소하여 Blasius Solution 과 같이 응축현상이 발생하지 않는 단일벽면에서 증기의 운동량 변화량(돌체항)에 의하여 주로 결정됨을 뜻한다.

4. 결 론

수평 평판위 강제대류에서 증류 막응축에 관한 문제를 근사 적분방법을 적용하여, 액체유동과 증기의 유동에 관한 기본 방정식들과 경계조건들을 동시에 만족시키는 근사해를 수치계산으로 풀어 증기-액체 경계면에서 일어나는 현상들을 유사해법에 의한 유사해와 비교 관찰하였다. 응축 액상의 운동량 방정식에서 관성력 항을 무시하고, 응축액체에 대한 에너지 방정식에서는 대류항을 무시한 근사해를 계산하여 유사해와 비교한 결과는 근사해와 유사해가 거의 일치함을 보여준다. 근사해법은 간단하고, 양호한 계산결과를 주는 장점이 있

다. 경계면에서 전단응력(τ_i)의 크기는, 응축율이 높은 경우에는 증기가 응축하면서 응축액체로 전달되는 운동량의 변화량 $m(U_o - U_i)$ 과 거의 동일한 크기이다.

후 기

본 연구를 지원해 준 한국과학재단과 첨단유체공학 연구센터에 감사드립니다.

참 고 문 헌

1. Cess, R.D., 1960, "Laminar Film Condensation on a Flat in the Absence of a Body Force," *Z. Angew. Math. Phys.* 11, pp. 426-433.
2. Koh, J.C.Y., 1962, "Film Condensation in a Forced Convection Boundary Layer Flow," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 5, pp. 941-954.
3. Lee, S.H. and Yuen, M.C., 1987, "Effects of Condensation on the Interfacial Shear Stress in Laminar Film Condensation on a Flat Plate," *KSME Journal*, Vol. 1, No. 1, pp. 36-39.
4. Lee, S.H. and Yuen, M.C., 1987, "Forced Convection Laminar Film Condensation at a Channel Entrance," *KSME Journal*, Vol. 1, No. 2, pp. 101-107.
5. Schiller, L., 1922, "Investigation on Laminar and Turbulent Flow," *Forschungsarbeiten V.D.I.*, 248.
6. Kweon, J.Y., 1985, "Approximate Solution for Laminar Film Condensation in Forced Convection over a Horizontal Flat Plate," M.S. Thesis, Pusan National University.
7. Lee, S.H., 1983, "Effect of Condensation on Interfacial Shear Stress," Ph.D. Dissertation, Northwestern University.
8. Rohsenow, W.M., 1956, "Heat Transfer and Temperature Distribution in Laminar Film Condensation," *Trans. ASME*, 78, No. 8, pp. 1645-1648.
9. Bae, S., Maulbetsch, J.S. and Rohsenow, W.M., 1969, "Refrigerant Forced-Convection Condensation Inside Horizontal Tube," Rep. No. 79760-64, Heat Transfer Lab., M.I.T.