

액적이탈을 고려한 관내 응축열전달계수 계산 모델

권 정 태* · 안 예 찬* · 김 무 환**

(1997년 12월 9일 접수)

A Modeling of In-Tube Condensation Heat Transfer Considering Liquid Entrainment

Jeongtae Kwon, Yehchan Ahn and Moohwan Kim

Key Words: Condensation Heat Transfer(응축열전달), Annular Flow(환상유동), Liquid Entrainment(액적이탈), Turbulent Eddy Viscosity(난류 에디 점도), Turbulent Prandtl Number(난류 프란틀 수)

Abstract

Local condensation heat transfer coefficients in tubes were calculated by solving momentum and energy equations for annular film with liquid entrainment. The turbulent eddy distribution across the liquid film has been proposed and the calculated heat transfer coefficients were presented. Also turbulent Prandtl number effects on condensation heat transfer were discussed from three Pr_t models. Finally, the calculated condensation heat transfer coefficients of R22 were compared with some correlations frequently referred to in open literature. This calculation model considering liquid entrainment predicted well the in-tube condensation heat transfer coefficient of R22 than the model not considering liquid entrainment. The effect of entrainment on heat transfer was predominant for high quality and high mass flux when the liquid film was turbulent.

기호설명	
A : 면적 [m^2]	Ka : 카피차 수, $Ka = \left(\frac{\rho_l g l^2}{\sigma}\right)^3$
C : 식(31)의 상수값	l : 특성길이 [m]
C_1 : (11)의 상수값	p : 압력 [N/m^2]
c_p : 정압비열 [$J/kg^\circ C$]	Pe_t : 난류 페클릿 수, $Pe_t = Pr \frac{\epsilon_M}{\nu_l}$
d : 관내 직경 [m]	Pr : 프란틀 수, $Pr = \frac{\nu_l}{\alpha}$
E : 액적이탈율	Pr_t : 난류 프란틀 수, $Pr_t = \frac{\epsilon_M}{\epsilon_H}$
f_l : 마찰계수	$Pr_{t\infty}$: 벽면에서 멀리 떨어진 곳에서의 난류 프란틀 수
G : 질량유속 [kg/m^2s]	\dot{q} : 열유속 [W/m^2]
g : 중력가속도 [m/s^2]	R : 관내 반경 [m]
h : 열전달계수 [$W/m^2 K$]	R^+ : 무차원 관내 반경
h_{ig} : 증발잠열 [J/kg]	
j : 겉보기속도 (superficial velocity) [m/s]	

* 회원, 포항공과대학교 대학원 기계공학과

** 회원, 포항공과대학교 기계공학과

$$Re_f : \text{액막 레이놀즈 수}, Re_f = \frac{G(1-x)d}{\mu_l}$$

T : 온도 [$^{\circ}\text{C}$, K]

T^+ : 무차원 온도

T_{δ^+} : 액막내 무차원 온도

u : 속도 [m/s]

u^+ : 무차원 속도

u_{τ} : 전단 속도 [m/s]

$$We : \text{웨버 수}, We = \frac{\rho_g j_g^2 d}{\sigma} \left(\frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_g} \right)^{1/3}$$

x : 건도

X_{tt} : 마티넬리 변수

y^+ : 무차원 좌표

y^* : 무차원 길이

그리스문자

α : 기공율

α : 열 확산계수 [m^2/s]

Γ : 원주 단위 길이당 응축질량유량 [kg/ms]

δ : 액막 두께 [m]

δ^+ : 무차원 액막 두께

ϵ_H : 난류 에디 열확산계수 [m^2/s]

ϵ_M : 난류 에디 점도 [m^2/s]

ϵ^+ : 무차원 난류 에디 점도, $\epsilon^+ = 1 + \frac{\epsilon_M}{\nu_l}$

μ : 점도 [Ns/m^2]

ν : 동점성계수 [m^2/s]

ρ : 밀도 [kg/m^3]

σ : 표면장력 [N/m]

τ : 전단응력 [N/m^2]

ϕ_i^2 : 2상유동 마찰배수

하첨자

f : 마찰항

g : 중력항

g : 기상

i : 액막계면

l : 액상

m : 운동량교환항 혹은 가속항

sat : 포화상태

w : 벽

1. 서 론

관내 응축열전달계수에 대한 연구는 증류 막응축에 대한 Nusselt의 연구 이래 많은 해석 및 실험이 이루어져왔다.⁽¹⁾ 난류액막에서의 해석적 방법의 틀은 Colburn⁽²⁾, Seban⁽³⁾ 그리고 Rohsenow 등⁽⁴⁾에 의해 확립되었다. Rohsenow 등은 액막내에 Prandtl과 Nikuradse의 일반 속도 분포 (universal velocity distribution)가 적용된다고 가정하였다. 또한 난류 프란틀 수를 1로 가정하였으며, 액막내의 전단응력이 선형적이라고 가정하여 보존식을 풀고 응축열전달계수를 계산하였다. 한편 Dukler⁽⁵⁾는 액막내의 난류에디점도 분포로 벽근방에서는 Deisler 모델을, 액막의 나머지부분은 Karman 모델을 사용하였다. Blangetti와 Schlunder⁽⁶⁾는 수직관내 응축시 기상에 의한 전단응력이 그다지 크지 않은 조건에서, 액막경계면에서 난류에디점도가 감소한다는 Levich⁽⁷⁾의 이론과 이 이론에 기초하여 개발한 Lamourelle와 Sandall⁽⁸⁾의 상관식을 개선하여 난류에디점도 분포를 제안하고 벽면 근방에서는 수정된 van Driest 모델을, 그리고 액막경계면 근방에서는 Levich-type 모델을 이용하여 보존식을 풀고 응축열전달계수를 계산하였으며 실험결과와 잘 일치함을 보였다.

난류액막의 응축열전달계수를 계산할 경우 난류에디점도와 더불어 중요하게 모델링되어야 할 것은 난류에디전도도 혹은 이 두가지의 비로 정의되는 난류 프란틀 수이다. 기존 연구자들은 주로 난류 프란틀 수는 1.0 혹은 0.9 등으로 일정하다고 가정하였으나 이러한 난류 프란틀 수에 대한 모델도 많은 개발이 이루어져 왔다.^(9~11)

기상의 속도가 매우 큰 경우는 액막의 표면에 파형이 형성되고 더 나아가 액적이탈현상이 일어난다. 이러한 경우 액적이탈에 의해 난류액막의 두께가 얇아지고 기상, 액적 그리고 액막의 상호 전달현상에 의하여 열전달이 촉진된다.⁽¹²⁾ 냉동 공조기의 열교환기 내에서 상변화하는 냉매의 응축열전달계수 계산 모델에 액적이탈을 고려한 경우는 아직 문헌에 발견되지 않고 있다. 이는 냉동 공조기의 열교환기에서의 냉매 유속이 그리 크지 않기 때문에 액적이탈에 의한 열전달 향상효과를 무시할 수 있을 것으로 추정한 데 기인하는 것으로 사료된다. 본 연구에서는 이러한 냉매의 관내 응축시 액적이탈이

응축열전달에 어느 정도의 영향을 미칠 수 있는지, 또한 어느 조건에서 액적이탈의 효과가 커지는지 알기 위하여 계산을 수행하였다.

본 논문에서는 난류액막내의 난류에디분포로서 Blangetti와 Schlunder 모델을 수정하여 제안하였으며, 대표적인 세가지의 난류 프란틀 수 모델이 응축열전달계수에 미치는 영향을 계산하였다. 또한 액적이탈을 고려한 응축열전달계수를 계산하고 기존의 상관식들과 비교하였다.

2. 액적이탈을 고려하지 않은 수직관내 환상유동의 해석

2.1 가 정

액막과 기상이 수직하강하는 환상유동에서 관내 응축열전달계수 계산을 위해 다음과 같은 가정을 하였다.

첫째, 유동과 열전달은 정상상태이다.

둘째, 운동량 및 에너지식에서 흐름방향의 대류항은 무시한다.

셋째, 관의 원주방향의 액막두께는 일정하다.

넷째, 액막 표면은 실제로 파형구조를 가지나 본 해석에서는 파형의 평균두께를 갖는 매끄러운 경계면(smooth interface)을 갖는다고 본다. 이 네번째 가정은 파형이 액막에 미치는 영향을 본 계산 모델에서는 배제하겠다는 것이며 파형의 영향은 추후 연구에서 고려할 것이다.

2.2 운동량 보존식

Fig. 1에 나타난 미소요소에 힘평형을 적용하면 식 (1)이 된다.

$$\tau = \frac{R-y}{2} \left(\rho_l g - \frac{dp}{dz} \right) - g(\rho_l - \rho_g) \frac{(R-\delta)^2}{2(R-y)} \quad (1)$$

총 전단응력은 다음식과 같이 층류와 난류부분으로 나누어 진다고 보자.

$$\tau = \rho_l (\nu_l + \epsilon_M) \frac{du}{dy} = \rho_l \nu_l \epsilon^+ \frac{du}{dy} \quad (2)$$

여기서 ρ_l 은 액상의 밀도, 그리고 ϵ^+ 은 무차원 난류에디점도로서 $\epsilon^+ = 1 + \frac{\epsilon_M}{\nu_l}$ 로 정의된다. 이때 ϵ_M , ν_l 은 각각 난류에디점도 (turbulent eddy kinematic viscosity), 동점성계수 (molecular kinematic viscosity)를 나타낸다. 식 (2)를 적분하면 액막내의

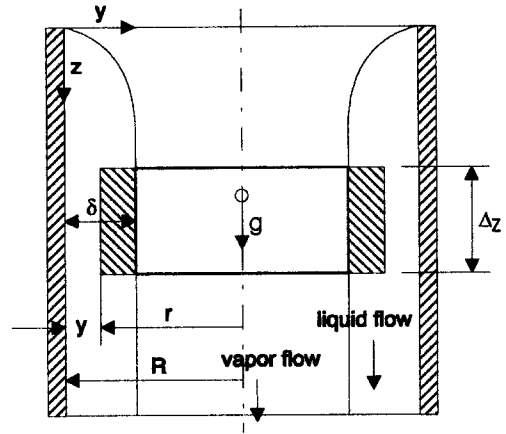


Fig. 1 Physical model for analysis of condensation heat transfer.

속도분포가 구해진다.

$$u = \int_0^y \frac{\tau}{\epsilon^+ \rho_l \nu_l} dy \quad (3)$$

적분수행시 2상유동 압력강하를 구해야 하며 1차원 2상 분리유동 모델 (one-dimensional two-phase separated flow model)에 따르면 총 압력구배는 다음과 같이 나타내어진다.

$$\frac{dp}{dz} = \left(\frac{dp}{dz} \right)_f + \left(\frac{dp}{dz} \right)_m + \left(\frac{dp}{dz} \right)_g \quad (4)$$

마찰에 의한 압력구배항은 다음과 같으며 ;

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_f = - \frac{4\tau_w}{d} \quad (5)$$

여기서 d 는 관내경이다.

또한 기상과 액상간의 운동량교환에 의한 압력구배항은 다음과 같다.

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_m = -G^2 \frac{d}{dz} \left[\frac{x^2}{\rho_g a} + \frac{(1-x)^2}{\rho_l (1-a)} \right] \quad (6)$$

여기서 G 는 총 질량유속, x 는 건도(mass quality), 그리고 a 는 기공율(void fraction)이다. 관내 환상유동에서 일반적으로 다음과 같은 가정은 타당하다. 즉 ;

$$\rho_g \ll \rho_l, \quad \delta \ll d, \quad \frac{da}{dz} \ll \frac{dx}{dz}$$

그러므로 이 가정을 이용하면 식 (6)은 다음과 같이 된다.

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_m \cong -\frac{2xdG^2}{\rho_g(d-2\delta)} \frac{dx}{dz}. \quad (7)$$

여기서 $\frac{dx}{dz}$ 는 관길이 방향으로의 건도변화를 나타내며, 에너지 평형으로부터 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\frac{dx}{dz} = \frac{4\dot{q}}{dG h_{lg}} = \frac{4h(T_{sat} - T_w)}{dG h_{lg}} \quad (8)$$

벽면전단응력은 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\tau_w = f_t \frac{G^2(1-x)^2}{2\rho_l} \phi_i^2 \quad (9)$$

여기서, $f_t = \frac{16}{Re_f}$, if $Re_f < 1,000$, (10.1)

또는 $f_t = 0.079 Re_f^{-0.25}$, if $Re_f \geq 1,000$. (10.2)

액막유동이 층류에서 난류로 천이되는 레이놀즈 수는 액막의 레이놀즈 수 그리고 경계면 전단응력크기에 따라 대략 200에서 2,000까지 될 수 있다. 여기서는 계산의 편의상 1,000으로 하였으나 실제 논문에서 제시하는 결과들은 액막의 레이놀즈 수가 적어도 3,000이상 되는 난류 영역에서의 값이므로 천이 레이놀즈 수의 영향은 개입되지 않았다. 또한 2상유동 마찰배수(two-phase friction multiplier) ϕ_i^2 , 마티넬리변수(Martinelli parameter) X_{tt} 는 다음과 같다.

$$\phi_i^2 = 1 + \frac{C_1}{X_{tt}} + \frac{1}{X_{tt}^2}, \quad (11)$$

$$X_{tt} = \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g}\right)^{0.1} \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9} \quad (12)$$

여기서 μ_l, μ_g 는 각각 액상과 기상의 점도(dynamic viscosity)이다.

또한 중력에 의한 압력구배항은 다음과 같다.

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_g = [(1-\alpha)\rho_l + \alpha\rho_g]g \quad (13)$$

이상의 식들로부터 총 압력구배량과 벽면전단응력이 계산되면 이들을 식 (3)에 대입하여 액막내의 속도분포를 구할 수 있다. 이때 적절한 난류에디점도(ϵ^+) 모델이 필요하다. 한편 식 (2)와 (3)을 무차원변수로 표시하면 다음과 같다.

$$\frac{du^+}{dy^+} = \frac{\tau/\tau_w}{1 + \epsilon_M/\nu_t} \quad (14)$$

$$u^+ = \int_0^{y^+} \frac{\tau/\tau_w}{\epsilon^+} dy^+ \quad (15)$$

여기서 무차원변수들은 다음과 같이 정의된다.

$$u^+ = u/u_\tau, \quad (16.1)$$

$$y^+ = yu_\tau/\nu_l, \quad (16.2)$$

$$u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho_l}. \quad (16.3)$$

2.3 질량보존식

원주 단위 길이 당 응축 질량유량 Γ 은 다음과 같이 계산된다.

$$\Gamma = \int_0^\delta \rho u dy = \frac{G(1-x)d}{4} \quad (17)$$

또는 이 식을 액막 레이놀즈 수로 표시하면 다음과 같다.

$$Re_f = \frac{G(1-x)d}{\mu_l} = \frac{4\Gamma}{\mu_l} = \frac{4}{\mu_l} \int_0^\delta \rho u dy \quad (18)$$

2.4 에너지 보존식

본 해석방법의 가정하에서 에너지식은 다음과 같이 단순화된다.

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[(\alpha_l + \epsilon_H) \frac{\partial T}{\partial y} \right] = 0 \quad (19)$$

여기서 α_l, ϵ_H 은 각각 액상의 열확산계수(thermal diffusivity)와 난류 에디 열확산계수(turbulent eddy diffusivity for heat)이다. 식 (19)는 y 에 대하여 한번 적분되어 식 (20)이 된다.

$$\dot{q} = -\rho_l C_{p,l} \alpha_l \left(1 + \frac{\epsilon_H}{\alpha_l} \right) \frac{dT}{dy} \quad (20)$$

식 (20)은 다음과 같이 무차원변수로 표시될 수 있다.

$$\frac{\dot{q}}{q_w} = \left(\frac{1}{Pr} + \frac{1}{Pr_t} \frac{\epsilon_H}{\nu_t} \right) \frac{dT^+}{dy^+} \quad (21)$$

여기서 액상의 프란틀 수(molecular Prandtl number) Pr 와 난류 프란틀 수 Pr_t (turbulent Prandtl number)는 다음과 같이 정의된다.

$$Pr = \nu_l/\alpha_l, \quad (22.1)$$

$$Pr_t = \epsilon_M/\epsilon_H \quad (22.2)$$

또한 무차원온도 T^+ 와 열유속 \dot{q} 은 다음과 같다.

$$T^+ = \rho_l C_{p,l} u_\tau / \dot{q} \quad (23)$$

$$\dot{q} = h(T_{sat} - T_w) \quad (24)$$

그러므로 열전달계수 h 는 다음과 같이 표현된다.

$$h = \frac{\rho_l C_{p,l} U \tau}{T_{\delta}^+} \quad (25)$$

여기서 액막내의 무차원온도는 식 (26)으로 표현된다.

$$T_{\delta}^+ = \int_0^{\delta^+} \left[\frac{\dot{q}/\dot{q}_w}{1/Pr + (1/Pr_t)(\varepsilon_H/\nu_l)} \right] dy^+ \quad (26)$$

또한 원관 내의 열유속은 y^+ 의 함수로서 다음 식으로 나타낼 수 있다.

$$\frac{\dot{q}}{\dot{q}_w} = \frac{A_w}{A} = \frac{R}{r} = \frac{R}{R-y} = \frac{1}{1-(y^+/R^+)} \quad (27)$$

2.5 액막내의 난류에디점도 (turbulent eddy viscosity) 모델

Blangetti와 Schlunder는 식 (28)에 나타낸 바와 같이 수직원관내의 응축열전달 해석을 위해 액막내의 난류에디분포로서 벽면근방에서는 van Driest-type 모델을 사용하였고 기-액 경계면 근방에서는 Levich-type 모델을 사용하였다.

$$\varepsilon^+ = 0.5 + 0.5 \sqrt{1 + 0.64 y^{+2} [1 - \exp(-y^+/26)]^2} \quad \text{for } 0 < y^+ < y^*, \quad (28.1)$$

$$\varepsilon^+ = 1 + 0.0161 Re_f^{1.345} Ka^{1/3} \left[\frac{\tau_i}{(\rho_l - \rho_g) gl} + \frac{\delta - y}{l} \right] (\delta^+ - y^+) \quad \text{for } y^* < y^+ < \delta^+. \quad (28.2)$$

여기서 y^* 는 van Driest-type 모델과 Levich-type 모델의 난류에디분포가 교차하는 점에서의 y^+ 값이며, Ka 는 카피차 수(Kapitza number)로서 $Ka = \left(\frac{\rho_l g l^2}{\sigma} \right)^{1/3}$ 로 정의된다. 이때 특성길이 $l = \left(\frac{\nu_l^2}{g} \right)^{1/3}$ 이다.

한편 액막두께가 클 경우는 난류액막내에 turbulent core region 이 존재할 수 있으며 이 영역에서 난류에디는 일정하다고 알려져 있다. 그러나 Blangetti와 Schlunder 모델은 액막두께가 클 경우는 난류액막 내의 에디값이 지나치게 크게 되므로 이로 인해 열전달계수를 매우 크게 예측할 것으로 추정된다. 따라서 본 연구에서는 Blangetti와 Schlunder 모델이 액막두께가 큰 경우 (y^+ 값이 수백 수준)에도 적용될 수 있도록 수정된 단순모델을 다음 식과 같이 제안하였다.

$$\varepsilon^+ = 0.5 + 0.5 \sqrt{1 + 0.64 y^{+2} [1 - \exp(-y^+/26)]^2} \quad \text{for } 0 < y^+ < 30 \quad (29.1)$$

$$\varepsilon^+ = \varepsilon^+ |_{y^+=30} \quad \text{for } 30 < y^+ < y^* \quad (29.2)$$

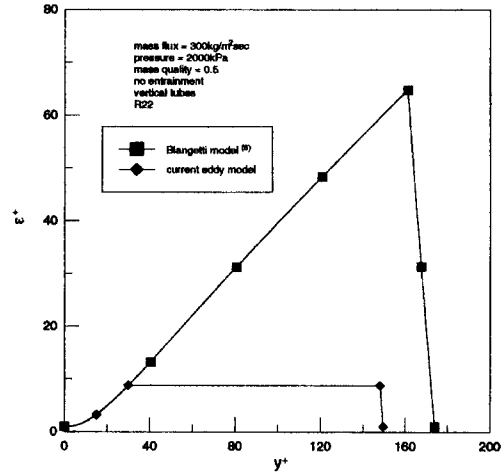


Fig. 2 Typical eddy profiles in this study.

$$\varepsilon^+ = 1 + 0.0161 Re_f^{1.345} Ka^{1/3} \left[\frac{\tau_i}{(\rho_l - \rho_g) gl} + \frac{\delta - y}{l} \right] (\delta^+ - y^+) \quad \text{for } y^* < y^+ < \delta^+ \quad (29.3)$$

Blangetti와 Schlunder 모델과 본 연구에서 제안한 모델의 한 형태를 Fig. 2에 나타내었다.

2.6 난류 프란틀 수 (turbulent Prandtl number) 모델

난류액막의 열전달계수를 계산하기 위해서는 난류 프란틀 수의 모델이 필요하다. 본 연구에서는 세 가지의 모델을 사용하여 난류 프란틀 수가 응축 열전달계수에 미치는 영향을 알아보았다. 첫째로 일정한 프란틀 수(constant turbulent Prandtl number)로서 0.9를 사용하였다. 둘째로, 난류 프란틀 수를 레이놀즈 수와 액상의 프란틀 수의 함수로 표현한 Jischa와 Rieke 모델⁽⁹⁾을 사용하였으며 마지막으로, 벽면으로부터의 거리에 따른 함수로 표시한 Kays와 Crawford 모델⁽¹⁰⁾에 Jischa와 Rieke의 개념을 도입한 확장된 Kays와 Crawford 모델⁽¹¹⁾을 사용하였다.

$$Pr_t = 0.9 + \frac{182.4}{Pr Re^{0.888}} \quad (30)$$

또한 확장된 Kays와 Crawford 모델은 다음과 같다.

$$Pr_t = \frac{1}{\frac{1}{2 Pr_{t\infty}} + C Pe_l \sqrt{\frac{1}{Pr_{t\infty}} - (C Pe_l)^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{C Pe_l \sqrt{Pr_{t\infty}}}\right) \right]}$$

(31) 실험 및 상관식 제시 이후로 Wallis⁽¹⁴⁾, Hewitt와

여기서, $Pe_t = Pr \frac{\varepsilon_M}{\nu_t}$, $Pr_{t\infty}$ 은 벽면에서 멀어진 경우의 점근값으로 다음과 같다.

$$Pr_{t\infty} = 0.85 + \frac{100}{Pr Re^{0.888}} \quad (32)$$

확장된 Kays와 Crawford model은 난류 프란틀 수가 레이놀즈 수, 액상 프란틀 수 그리고 y^+ 의 함수로 표시되어 지금까지의 난류 프란틀 수 모델 중 가장 물리적인 모델로 볼 수 있겠다.

2.7 계산 알고리즘

계산 알고리즘을 간단히 요약하면 다음과 같다. 지정된 건도 x , 질량유량 G , 그리고 시스템 응축 압력 p 에 대하여;

- (1) 액막두께 δ^+ 를 가정한다.
- (2) 난류 에디 분포 $\varepsilon^+(y^+)$ 를 이용하여 식 (15)를 수치적분하여 액막내의 속도분포 $u^+(y^+)$ 를 계산한다.
- (3) 가정한 δ^+ 에 상응하는 벽면 전단응력 τ_w 를 구한다.
- (4) 식 (8)을 이용하여 $\frac{dx}{dz}$ 를 계산하고, $\frac{dp}{dz}$ 그리고 u_r 를 차례로 구한다.
- (5) 질량보존식 식 (18) 이 맞을 때까지 시행착오법으로 δ^+ 를 구한다.
- (6) 구해진 δ^+ 를 식 (26)에 대입하여 T_s^+ 를 구한다. 이때 난류 프란틀 수 모델을 사용한다.
- (7) 식 (25)를 이용하여 국소열전달계수 h 를 구한다.

본 계산알고리즘을 수행하는데 수치적분으로는 Gaussian quadrature방법을 사용하였으며, 에디 분포들간의 교차점을 구하는 방법으로는 Newton-Raphson 방법을 사용하였다.

3. 액적이탈을 고려한 해석

3.1 액적이탈

액적이탈현상은 파형의 존재와 밀접한 관련이 있어서 이의 근본적 해석은 파형에 의한 기-액 경계면의 불안정성등을 고려해야 한다. 이러한 현상의 해석적 어려움으로 인하여 액적이탈은 주로 실험적으로 접근되어 왔다. Paleev 와 Filipovich⁽¹³⁾ 의

실험 및 상관식 제시 이후로 Wallis⁽¹⁴⁾, Hewitt와 Govan⁽¹⁵⁾ Ishii와 Mishima⁽¹⁶⁾ 등이 환상유동에서의 액적이탈에 대한 상관식을 제시하였다. 액적이탈은 기-액 경계면에 생성된 교란파(disturbance wave)에 의해 액막의 일부가 잘려져서 기상으로 유입되고 유입된 액적이 다시 잘게 부워지는 경우, 교란파의 감김(rolling)현상에 의해 형성된 액막의 일부가 기상의 강한 전단력에 의하여 작은 액적으로 기상으로 유입되는 경우, 그리고 액적내에 존재할 수 있는 기포의 파열에 의해 생성될 수 있다.^(17,18) 즉 액적이탈은 기상과 액막의 관성력, 기-액 표면에서의 표면장력 등의 힘 평형에서 이탈기구를 생각할 수 있으며 본 연구에서는 위에 언급한 상관식 중에서 이러한 물리적 변수가 잘 표현된 Ishii와 Mishima의 상관식을 사용하였다.

$$E = \tanh(7.25 \times 10^{-7} We^{1.25} Re_t^{0.25}) \quad (33)$$

여기서 E 는 액적이탈 분율로써 다음과 같이 정의된다.

$$E = \frac{\text{액적유량(liquid droplet flow rate)}}{\text{총 액상의유량(total liquid flow rate)}} \quad (34)$$

또한 유효 Weber수는 $We = \frac{\rho_g^2 g d}{\sigma} \left(\frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_g} \right)^{1/3}$ 로 정의되었다.

3.2 보존식

액적이탈을 고려한 환상유동의 간단한 모델로는 전체유동을 세 가지의 분리유동으로 보는 방법이 있다.⁽¹⁹⁾ 즉, 전체유동을 (1)액막유동, (2)코어(core) 영역을 흐르는 기상유동, (3)코어(core) 영역을 흐르는 이탈된 액적의 유동으로 분리해 보는 것이다. 이러한 경우 액적이탈을 고려함으로써 압력구배에 영향을 미치는 부분은 운동량 교환항으로 볼 수 있다.⁽²⁰⁾ 또한 액적이탈량 만큼 액막의 두께가 얇아지므로 액막의 질량보존식이 수정되어야 한다. 액적이탈을 고려한 경우의 운동량 교환에 의한 압력구배항은 다음과 같이 표현된다.

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_m = G^2 \frac{d}{dz} \left[\frac{x^2}{a\rho_g} + \frac{(1-E)^2(1-x)^2 x}{\rho_l(1-a) - \rho_g a E(1-x)} + \frac{E(1-x)x}{a\rho_g} \right] \quad (35)$$

그러므로 총 압력구배량은 다음과 같다.

$$-\frac{dp}{dz} = \Phi_i^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_i + [(1-a)\rho_l + a\rho_g]g + G^2 \frac{d}{dz}$$

$$\left[\frac{x^2}{\rho_l g} + \frac{(1-E)^2(1-x)^2 x}{\rho_l(1-a) - \rho_g a E(1-x)} + \frac{E(1-x)x}{\rho_l g} \right] \quad (36)$$

또한 액적이탈을 고려할 경우 액막의 질량보존식은 식 (37)으로 표현된다.

$$\frac{d}{4} G(1-x)(1-E) = \rho_l \int_0^\delta u dy \quad (37)$$

3.3 계산 알고리즘

이 알고리즘은 액적이탈이 없는 경우에 대해 다음과 같은 부분이 추가된다.

지정된 건도 x , 질량유량 G , 그리고 시스템 응축압력 p 에 대하여 :

(1) 식 (33)을 이용하여 액적이탈 분율을 계산한다.

(2) 액막두께 δ^+ 를 가정하여 해당되는 벽면전단 응력 τ_w , 압력구배량 $\frac{dp}{dz}$ 을 구한다. 그리고 이들과 액막내의 난류에디분포등을 사용하여 질량보존식 식 (37)이 맞을 때까지 시행착오법으로 δ^+ 를 구한다. 이 과정에서 사용하는 압력구배량은 액적이탈을 고려한 식 (36)를 사용한다.

(6) 구해진 δ^+ 를 식 (26)에 대입하여 T_{δ^+} 를 구한다. 이때 난류 프란틀 수 모델을 사용한다.

(7) 식 (25)를 이용하여 국소열전달계수 h 를 구한다.

4. 결과 및 고찰

4.1 액막 두께

Fig. 3에 나타난 바와 같이 액적이탈을 고려할 경우 액막두께가 감소함을 알 수 있다. 액적이탈은 총 질량유속과 건도가 큰 부분에서 그 영향이 컸으며 본 계산조건하에서 무차원 액막두께는 대략 오십에서 삼백정도로 나타났다. 질량유속이 300 kg/m²s인 경우에 비해 500 kg/m²s인 경우 액적이탈에 의한 액막두께의 감소는 매우 크고 특히 고건도영역에서 현저함을 알 수 있다.

4.2 난류 프란틀 수(turbulent Prandtl number)가 응축열전달에 미치는 영향

난류 프란틀 수에 대한 세 가지의 기준모델이 응축열전달에 미치는 영향을 Fig. 4에 나타내었다. 본 계산조건에서는 $Pr_t=0.9$ 인 경우에 비해 확장

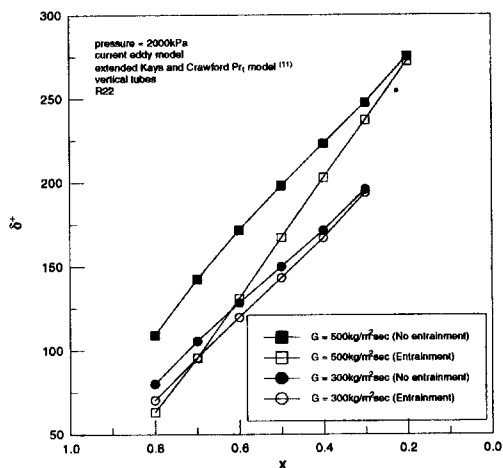


Fig. 3 Nondimensional film thickness variation along mass quality.

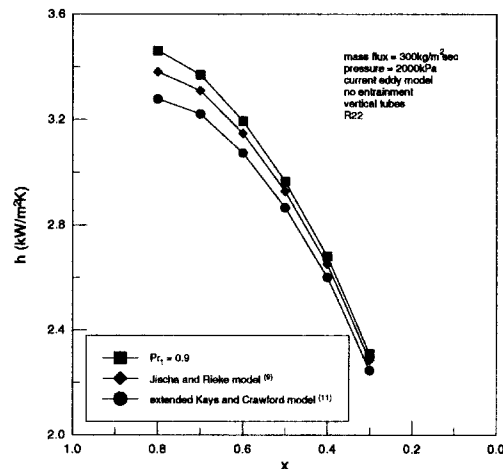


Fig. 4 Effects of turbulent Prandtl number on condensation heat transfer.

된 Kays와 Crawford model이 건도 영역에 따라 열전달계수를 10%정도까지 작게 예측하는 효과를 보여 준다. 이것은 벽면근방으로 갈수록 난류 에디 운동량확산계수(turbulent eddy diffusivity for momentum)보다 난류 에디 열확산계수(turbulent eddy diffusivity for heat)가 더 많이 감소함을 묘사해 줄 수 있는 확장된 Kays와 Crawford model이 저건도영역에 비해 액막두께가 얇은 고건도영역에서 특히 그 적용에 의미가 있음을 보여 준다.

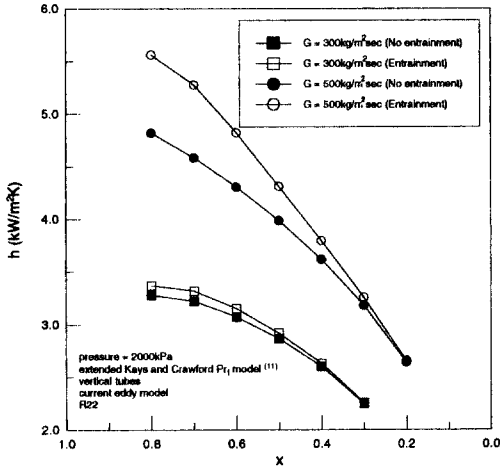


Fig. 5 Effects of liquid entrainment on condensation heat transfer.

4.3 액적이탈 (liquid entrainment)이 응축열전달에 미치는 영향

Fig. 5는 액적이탈이 응축열전달에 미치는 영향을 보여 준다. 질량유속이 300 kg/m²s인 경우에는 고건도 영역에서도 열전달계수 증가 폭이 10% 미만이나 질량유속이 500 kg/m²s인 경우에는 고건도 영역에서 열전달계수가 20%이상 증가될 수 있음을 알 수 있다. 이 계산결과로부터 질량유속이 클수록 또한 고건도영역일수록 응축열전달에 대한 액적이탈 효과가 중요해짐을 알 수 있다. 일반적으로 고건도 영역은 액막두께가 작아 액막이 완전 난류 (fully turbulent)가 아닐 수 있으며 이러한 경우는 고건도 즉 기상의 속도가 크더라도 액적이탈은 별로 크지 않다. 그러나 본 계산 범위에서 액막 레이놀즈 수는 3,000 이상으로 액막을 완전 난류 상태로 볼 수 있으며 이러한 경우 액적이탈은 기상의 레이놀즈 수에만 의존할 것이다. 따라서 액막이 난류인 경우 고건도일수록 기상의 레이놀즈 수가 크므로 액적이탈의 효과가 큰 것으로 사료된다.

4.4 수직관내 국소 응축열전달계수

Fig. 6은 Blangetti와 Schlunder 모델과 본 논문에서 제안한 모델이 수직관내 국소 응축 열전달계수 값을 매우 다르게 예측함을 보여 준다. 고건도 영역에서는 액막두께가 얇으므로 두 난류 에디 모델의 차이가 크지 않으나 응축이 진행되어 액막두께가 증가되는 건도영역으로 갈수록 두 난류 에디 모델에 의한 열전달계수 예측 값이 매우 차이가 남

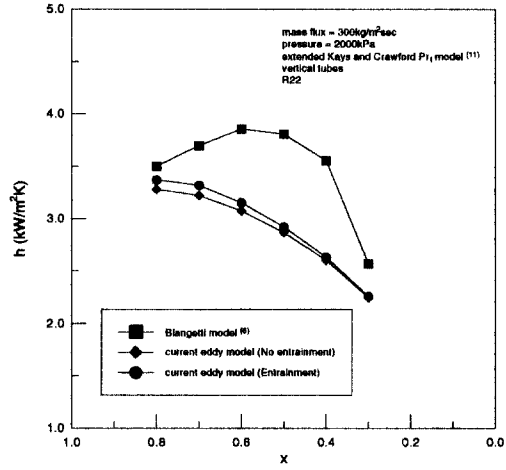


Fig. 6 Comparison of condensation heat transfer coefficients of R22 in vertical tubes.

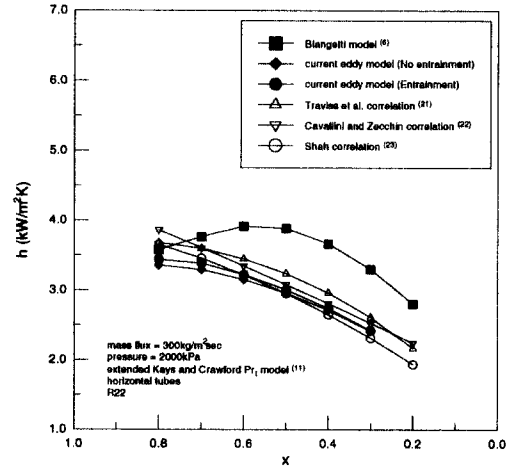


Fig. 7 Comparison of condensation heat transfer coefficients of R22 in horizontal tubes.

을 알 수 있다. Blangetti와 Schlunder 모델은 액막두께가 큰 영역에서는 액막의 중심부분의 난류 에디 점도를 지나치게 크게 계산하게 되며 이로 인해 열전달계수 값이 크게 계산되는 것으로 사료된다. 하지만 본 모델을 사용한 경우 관내 응축 열전달계수는 건도가 증가함에 따라 증가하는 일반적인 경향을 잘 나타냄을 알 수 있다.

4.5 수평관내 국소 응축열전달계수

본 계산모델의 예측능력을 보기 위해 수평관에서의 응축열전달계수 상관식 중에서 대표적인 세가지 상관식^(21~23)과 본 해석결과를 비교하였다. 수평관

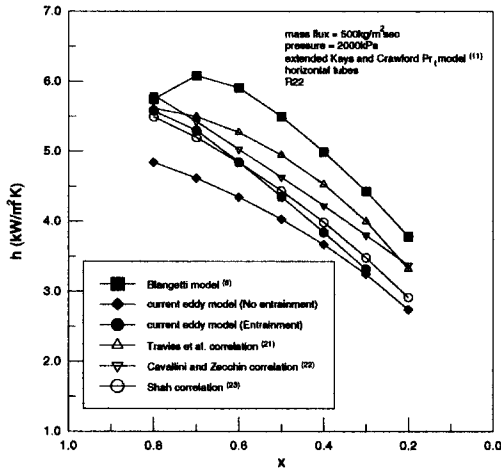


Fig. 8 Comparison of condensation heat transfer coefficients of R22 in horizontal tubes.

해석시에는 압력구배량과 운동량보존식에서 중력항을 무시하여 계산하였다. 먼저 Fig. 7에 질량유속 $300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 인 경우를 비교하였다. 이 경우 액적이탈을 고려한 경우의 예측값이 상관식의 값에 접근해 감을 알 수 있다. 그러나 액적이탈에 의한 효과는 그다지 크지 않았다. 상관식들과의 비교를 통해 볼 때 본 모델이 Blangetti와 Schlunder 모델에 비해 응축열전달계수를 더 잘 예측함을 알 수 있다. 한편 Fig. 8에는 질량유속 $500 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 인 경우의 결과이다. 이 경우는 액적이탈에 의한 영향이 매우 커지며 특히 고건도영역에서 현저함을 알 수 있다. 또한 액적이탈을 고려한 경우 응축열전달계수 계산값이 기존상관식의 결과와 매우 잘 일치함을 보여준다.

5. 결 론

본 연구에서는 응축액막내의 난류 에디 분포를 제안하였으며, 액적이탈을 고려한 경우의 관내 국소 응축열전달계수 등을 계산하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

첫째, Blangetti와 Schlunder 모델을 개선하여 제안한 본 연구의 난류에디점도 모델은 수직관 및 수평관에서 건도에 따른 응축열전달계수의 변화 경향 및 값을 액막이 완전난류인 범위에서 Blangetti와 Schlunder 모델에 비해 더 정확히 예측하였다.

둘째, 난류 프란틀 수의 세 가지 기존모델 중 확장된 Kays와 Crawford 모델이 응축열전달계수를

가장 작게 예측하였다. 즉 이 모델은 벽면근방에서 난류 에디 열전도도가 감소하는 것을 잘 설명함을 알 수 있다.

셋째, 관내 응축열전달계수는 액적이탈을 고려한 경우의 계산결과가 기존상관식에 더 접근해 감을 알 수 있었다. 액적이탈에 의한 열전달향상 효과는 총 질량유속 및 건도에 크게 의존하였으며 액막이 난류인 경우 질량유속과 건도가 클수록 그 효과는 큰 폭으로 상승하였다. 이로부터 총 질량유속과 건도가 큰 경우의 관내 응축열전달 해석 시에는 액적이탈을 반드시 고려해야 함을 알 수 있었다.

참고문헌

- (1) Collier, J. G., 1972, *Convective Boiling and Condensation*, Chap. 10, McGraw-Hill, New York.
- (2) Colburn, A. P., 1933-1934, "Note on the Calculation of Condensation Where a Portion of the Condensate Layer is in Turbulent Motion," *Trans. Institute of Chemical Engineers*, Vol. 30, pp. 187~193.
- (3) Seban, R. A., 1954, "Remarks on Film Condensation with Turbulent Flow," *Trans. ASME*, Vol. 76, pp. 299~303.
- (4) Rohsenow, W. M., Webber, J. H. and Ling, A. T., 1956, "Effect of Vapor Velocity on Laminar and Turbulent Film Condensation," *Trans. ASME Ser. C J. Heat Transfer*, Vol. 78, pp. 1637~1643.
- (5) Dukler, A. E., 1960, "Fluid Mechanics and Heat Transfer in Vertical Falling Film Systems," *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.* Vol. 56, pp. 1~10.
- (6) Blangetti, F. and Schlunder, E. U., 1978, "Local heat Transfer Coefficients on Condensation in a Vertical Tubes," *Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf.* Vol. 2, pp. 437~442.
- (7) Levich, V. G., 1962, *Physicochemical Hydrodynamics*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey.
- (8) Lamourelle, A. P. and Sandall, O. C., 1972, "Gas Absorption into Turbulent liquid," *Chem. Eng. Sci.* Vol. 27, pp. 1035~1043.

- (9) Jischa, M. and Rieke, H. G., 1979, "About the Prediction of Turbulent Prandtl and Schmidt Numbers," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 22, pp. 1547~1555.
- (10) Kays, W. M. and Crawford, M. E., 1980, *Convective Heat and Mass Transfer*, 2nd Ed., McGraw-Hill.
- (11) Weigand, B., Ferguson, J. R. and Crawford, M. E., 1997, "An Extended Kays and Crawford Turbulent Prandtl Number Model," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 40, No. 17, pp. 4191~4196.
- (12) Whalley, P. B., 1987, *Boiling, Condensation and Gas-Liquid Flow*, Chap. 9, Clarendon Press, Oxford.
- (13) Paleev, I. and Filipovich, B. S., 1966, "Phenomena of Liquid Transfer in Two-Phase Annular Flow," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 9, pp. 1089~1093.
- (14) Wallis, G. W., 1969, *One-Dimensional Two-Phase Flow*, McGraw-Hill, New York.
- (15) Hewitt, G. F. and Govan, A. H., 1990, "Phenomenological Modelling of Non-Equilibrium Flows with Phase Change," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 33, pp. 229~242.
- (16) Ishii, M. and Mishima, K., 1989, "Droplet Entrainment Correlations in Annular Two-Phase Flow", *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 32, pp. 77~79.
- (17) 植田辰洋 지, 광경근 역, 기액2상류, 제8장.
- (18) 이상용, 김병주, 김무환, 2상유동열전달, pp. 151~158.
- (19) Hewitt, G. F. and Hall-Taylor, N. S., 1970, *Annular Two-Phase Flow*, Pergamon Press, Oxford.
- (20) Carey, V. P., 1992, *Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena*, Chap. 10, Hemisphere Publishing Corporation.
- (21) Traviss, D. P., Rohsenow, W. M. and Baron, A. B., 1973, "Forced Convection Condensation in Tubes : A Heat Transfer Correlation for Condenser Design," *ASHRAE Trans.*, Vol. 79, Part I, pp. 157~165.
- (22) Cavallini, A. and Zecchin, R., 1974, "A Dimensionless Correlation for Heat Transfer in Forced Convection Condensation," *Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf.*, Sept. 3-7, pp. 309~313.
- (23) Shah, M. M., 1979, "A General Correlation for Heat Transfer during Film Condensation inside Pipes," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 22, pp. 547~556.