공기를 함유한 프레온 증기의 수평관 외부에서의 막응축

Filmwise Condensation of Freon Vapor Including Air on a Horizontal Tube

김 경 훈*, 고 형 종*
K. H. Kim, H. J. Ko

Key words : Filmwise Condensation(막응축), Freon(프레온), Air(공기), Horizontal Tube(수평관)

Abstract

A theoretical model for film condensation of a vapor including a relatively lighter noncondensable gas on a horizontal tube has been formulated on the basis of the conservation laws and other fundamental physical principles. The model is applied to the prediction of the condensation heat transfer characteristics for the Freon vapor in the presence of air on a horizontal tube. Calculated results for the mean heat transfer coefficient, which is shown to depend strongly on the bulk concentration of air, are in good agreement with the available experimental results for a range of operating conditions. The distributions of physical quantities along the surface of tube are also calculated, such as the boundary layer thickness and local heat transfer coefficient. The present model is readily reduced to the Nusselt model as the bulk concentration of air decreases to zero. Therefore, the transition from the condensation of pure vapor to that of vapor-air mixture occurs continuously not abruptly.

기 호 설 명

D : 혼합기체 확산계수[m²/s]
d_0 : 수평관 외경[m]
g : 중력 가속도[m/s²]
h : 열전달 계수[W/m²℃]
h_{fg} : 증기의 잠열[J/kg]
k : 열전도계수[W/m℃]
M : 분자량[kg/kmol]
m : 농도 경계층 질량유량[kg/ms]
m_L : 액막 질량유량[kg/ms]
p : 압력[Pa]
q : 열 플럭스[W/m²℃]
R_u : 일반 기체상수[J/kmol·K]
r : ρ_i / ρ_∞
r_g : $\rho_{gi} / \rho_{g\infty}$
T : 온도[K]
u, v : x 및 y 방향 속도성분[m/s]
u_m : 농도 경계층 특성속도[m/s]
x, y : 수평관 최저점으로부터 수평관 표면에 따라 잰 거리 및 그 수직좌표

그리이스 문자

ΔT : 온도차 $= T_\infty - T_w$
δ : 경계층 두께[m]
θ : 무차원 기액 경계면 온도 $= (T_i - T_w)/(T_\infty - T_w)$
μ : 점성계수[Pa·s]

* 정회원, 금오공과대학교 기계공학과

ρ : 밀도[kg/m^3]
ϕ : 수평관 최저점으로부터 잰 각도[rad]
ω : 공기의 농도$=\rho_g/\rho$

하 첨 자

g : 공기
i : 기액 경계면
L : 액막
m : 평균
Nu : 순수 증기의 경우[Nusselt 모델, $\omega_\infty=0$]
v : 증기
w : 수평관 표면
ϕ : 국소값
∞ : 주류에서의 값

1. 서 론

증기가 응축기 관의 표면에서 응축될 때, 만약에 공기와 같은 불응축 기체가 증기에 함유되어 있다면 비록 그 함유량이 소량이라 하더라도 응축 열전달계수가 현저하게 감소하여 응축기의 열적 성능을 저하시키게 된다. 이러한 열전달 저하의 가장 주된 이유는 불응축 기체를 함유한 증기의 응축이 진행됨에 따라, 불응축 기체가 응축액 계면 근방에 농축되면서 물질확산에 저항하는 요인으로 작용하여 계면의 온도를 떨어뜨리기 때문이다.[1] Colburn과 Drew[2]가 최초로 혼합증기의 막응축에 관해 해석적으로 연구한 이래로, 혼합증기에서 또는 불응축 기체를 함유한 증기에서 생겨나는 막응축에 관하여 많은 연구가 이루어져 왔다.[3-5] 그러나 불응축 기체의 영향을 고려하는 대부분의 연구에서는 수증기와 공기의 조합처럼 증기의 분자량(M_v)이 불응축 기체의 분자량(M_g)보다 작은 경우를 다루어 왔으며, 그 반대의 경우에 대한 연구는 적은 편이다.

프레온 증기에 공기가 함유되어 있는 경우와 같이 M_v가 M_g보다 큰 경우에는, 응축액막 근방에 형성된 기체층이 부력을 받아 응축액막의 흐름과 반대방향으로 상승하기 때문에, 액막과 기체층 모두가 하강하는 경우에 비해 해석이 복잡해지며 일어나는 열전달 현상도 달라지게 된다. 이렇게 M_v가 M_g보다 큰 경우, 수직벽에서의 막응축 열전달에 대해서는 Hijikata 등[6]이 기체 경계층이 응축액 흐름에 역류하는 2중 경계층 모델을 통하여 해석한 바가 있으며, Wei와 Qiao[7]는 기체 경계층에서 농도 구배의 효과를 고려한 모델을 통하여 연구하였다. 이에 반해, 같은 경우에 대해서도 막응축이 수평관 표면에서 일어나는 경우에 관해서는 알려진 연구가 희소하며, 이러한 측면에서 볼 때 공기를 함유한 프레온 증기가 수평관 표면에서 막응축되면서 일어나는 자연대류 열전달에 관한 Wei 등[8]의 최근 연구는 주목할 만하다.

이들은 2중 경계층 모델을 통하여 공기 함유량이 기체 경계층의 두께 분포 및 열전달 성능에 미치는 영향을 해석하였으며 실험 결과와도 비교하였다. 그러나 이들의 모델에서는 기체 경계층이 수평관 표면의 어떤 임계점에서 발생하여 성장하는 것으로 가정함으로 말미암아 국소 열전달계수가 수평관의 중간에서 불연속적으로 커지는 특이점을 포함하는 한편, 공기의 농도가 0인 경우, 즉 순수 증기가 막응축되는 경우에서 시작하여 공기 농도가 점차로 증가할 때의 점진적인 천이과정을 설명할 수 없다는 문제점을 안고 있다.

본 연구에서는 공기를 함유한 프레온 증기가 수평관 표면에서 막응축될 때의 자연대류 열전달을 해석할 수 있는 모델을 제시하고, 이를 통하여 관심있는 물리량들이 공기 함유량의 증가에 따라서 국소적으로 또 평균적으로 어떻게 변화하는지를 해석하고자 한다. 이와 더불어 순수 증기의 경우로부터 공기가 포함된 일반적인 경우로의 천이과정이 연속성을 가지고 일어남을 밝히게 될 것이다.

2. 기본 이론과 수치해석

2.1 물리적 모델

불응축기체로서 공기를 함유하고 있는 프레온 증기가 수평관 위에서 막응축 되는 과정에 대한 개략도를 Fig.1에 보인다. 증기의 응축으로 형성된 액체는 중력으로 인해 수평관 표면을 따라 막을 이루며 하강하고, 액막을 둘러 싸고 있는 증기-공기 혼합물 속에서 공기의 농도는 증기만 선택적으로 응축되기 때문에 계면으로 다가갈수록 높아지게 된다. 증기의 분자량 M_v가 공기의 분자량

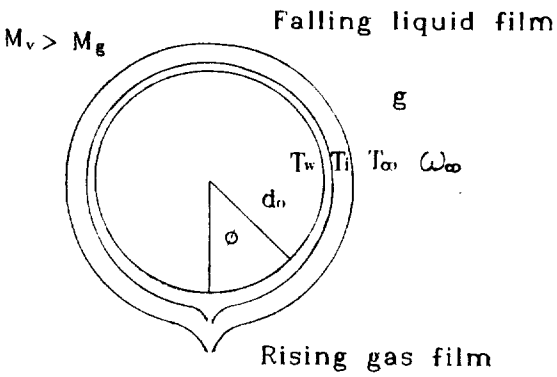

Fig.1 Physical model and coordinates

M_g보다 크기 때문에 증기와 공기의 혼합물은 부력의 작용으로 인하여 제2의 경계층(이하에서는 농도 경계층이라 한다)을 이루며 상승한다. 수평관 주위에는 결과적으로 하강하는 액체층, 즉 액막과 상승하는 기체층, 즉 농도 경계층으로 이루어진 대향류 2중 경계층이 형성되게 된다.

좌표계로서 수평관(직경 d_0) 하단에서부터 표면을 따라 잰 길이 x와 관 표면으로부터의 수직 거리 y를 잡아 주면, Fig.1에서 보는 것처럼 수평관 하단으로부터 잰 각도 ϕ는 $2x/d_0$와 같게 된다.

2.2 기본 가정

본 연구에서는 공기를 함유한 증기의 수평관 위에서의 막응축을 해석하기 위하여 경계층 모델에서 널리 사용되는 다음과 같은 기본 가정을 사용하기로 한다.[4-8]

(1) 표면장력 효과는 무시하며, 액막의 거동은 Nusselt의 가정에 따른다.

(2) 농도 경계층 내의 증기와 공기 혼합물의 흐름은 층류 자연대류 흐름이다.

(3) 농도 경계층 내에서 밀도를 제외한 모든 물성치들은 일정하다.

(4) 증기는 포화되었으며 농도 경계층 내의 전압(total pressure)은 일정하다.

(5) 증기와 공기의 혼합물은 이상기체 상태방정식을 만족한다.

(6) 포화상태에서 증기의 분압과 온도는 Clausius-Clapeyron 방정식을 따른다.

(7) 공기의 함유로 인한 증기의 열전달 감소는 농도 경계층 내 물질확산 저항으로 인한 증기 분압의 저하가 가장 지배적이며, 농도 경계층 내 물질전달은 Fick의 법칙을 따른다.

2.3 지배방정식 및 경계조건

위에서 설명한 기본 가정 하에서 액막(액체층)과 농도 경계층(기체층)에서의 지배방정식과 경계조건을 정리하면 다음과 같다.

2.3.1 액체층 지배방정식

$$\text{연속방정식} : \frac{\partial u_L}{\partial x}+\frac{\partial v_L}{\partial y}=0 \tag{1}$$

$$\text{운동량방정식} : \mu_L\frac{\partial^2 u_L}{\partial y^2}-\rho_l g\ sin\phi=0 \tag{2}$$

$$\text{에너지방정식} : \frac{\partial^2 T_L}{\partial y^2}=0 \tag{3}$$

2.3.2 농도 경계층 지배방정식

$$\text{혼합물 연속방정식} : \frac{\partial \rho u}{\partial x}+\frac{\partial \rho v}{\partial y}=0 \tag{4}$$

$$\text{불응축기체 연속방정식} : \frac{\partial \rho_g u_g}{\partial x}+\frac{\partial \rho_g v_g}{\partial y}=0 \tag{5}$$

$$\text{운동량방정식} : \frac{\partial \rho u^2}{\partial x}+\frac{\partial \rho uv}{\partial y}=\mu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} -g(\rho-\rho_g)sin\phi \tag{6}$$

$$\text{Fick의 법칙} : \rho_g(v_g-v)=-\rho D\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\rho_g}{\rho}\right) \tag{7}$$

2.3.3 액체층 경계조건

$$y=0 : u_L=v_L=0,\ T_L=T_w \tag{8}$$

$$y=\delta_L : \frac{\partial u_L}{\partial y}=0,\ T_L=T_i \tag{9}$$

$$m_L=-\frac{d}{dx}\int_0^{\eta_L}\rho_L u_L dy=-\frac{k_L}{h_{fg}}\frac{\partial T_L}{\partial y} \tag{10}$$

2.3.4 농도 경계층 경계조건

$$y=\delta_L : u=v=0,\ \frac{\partial u}{\partial y}=0,\ T=T_i,$$
$$\rho=\rho_i(T_i),\ \rho v=\rho_i v_i \tag{11}$$

$$y=\delta_L+\delta : u=0,\ \frac{\partial u}{\partial y}=0,\ T=T_\infty,$$
$$\rho=\rho_\infty(T_\infty),\ \frac{\partial(\rho_g/\rho)}{\partial y}=0 \tag{12}$$

2.3.5 x방향 경계조건

$$\phi=0 : m=\int_{\delta_L}^{\delta_L+\delta}\rho u dy=0 \tag{13}$$

$$T_i=T_\infty$$

$$\phi=\pi : m_L=-\int_0^{\delta_L}\rho_L u_l dy=0 \tag{15}$$

여기에서 하첨자 L, v, g는 각각 액체, 증기 및 공기에 관한 양을 의미하며, 하첨자가 없는 양은 증기와 불응축 기체의 혼합물을 의미한다. 위와 같은 지배방정식과 y방향에 대한 경계조건은 Wei 등[8]의 해석 모델과 동일하나 x방향의 경계조건을 본 연구에서는 유량을 기준으로 설정함으로써 인위적인 조작을 배제하였다. x방향 경계조건에서 (13) 식은 농도 경계층이 수평관 최하점에서부터 상승한다는 의미이며, (14) 식은 수평관 최하점인 $\phi=0$에서는 액막의 두께가 무한히 커져 열전달 및 응축이 일어나지 않고 따라서 계면의 온도가 주류의 온도와 같아진다는 의미이고, (15) 식은 액막이 수평관의 최상점에서부터 하강한다는 의미이다.

2.4 적분법(integral method)

본 연구에서는 농도 경계층에서 경계조건 (11), (12)를 만족하도록 밀도와 속도 분포를 다음과 같이 가정함으로써 지배방정식의 해를 적분법을 이용하여 근사적으로 구하고자 한다.

$$\frac{\rho-\rho_\infty}{\rho_i-\rho_\infty}=\left(1-\frac{y-\delta_L}{\delta}\right)^2 \tag{16}$$

$$\frac{\rho_g-\rho_{g\infty}}{\rho_{gi}-\rho_{g\infty}}=\left(1-\frac{y-\delta_L}{\delta}\right)^2 \tag{17}$$

$$\frac{u}{u_m}=\left(\frac{y-\delta_L}{\delta}\right)^2\left(1-\frac{y-\delta_L}{\delta}\right)^2 \tag{18}$$

여기에서 기액 경계면에서의 증기와 공기 혼합물의 밀도 ρ_i 및 공기 밀도 ρ_{gi}는 액막 계면의 온도 T_i에서의 값이며 특성속도 u_m은 x의 함수다. (16)－(18)의 분포를 이용하여 농도 경계층의 지배방정식 (4)－(7)를 y에 관해 δ_L부터 $\delta_L+\delta$까지 적분하여 주면 해당하는 각 변수들은 x에 대한 연립 상미분방정식으로 변환된다.

2.5 구성방정식(constitutive equations)

적분법을 적용한 결과 변환된 지배방정식들은 다음과 같은 구성방정식으로 정리할 수 있다.

$$\delta_L\frac{d}{d\phi}\left(\delta_L^3\ sin\ \phi\right)=-\frac{3}{2}\frac{k_L\mu_L d_0}{\rho_L^2 g h_{fg}}(T_i-T_w) \tag{19}$$

$$\frac{\delta}{\delta_L}=\frac{2\rho_\infty D h_{fg}}{k_L(T_i-T_w)}\ G \tag{20}$$

$$\frac{d}{d\phi}\left[(r_g-r)u_m\delta\right]=105G\frac{d_0 D}{\delta} \tag{21}$$

$$\frac{d}{d\phi}\left(Hu_m^2\delta\right)=\frac{1655}{11}gd_0\ \delta sin\phi \tag{22}$$

여기에서 r, r_g, G 및 H는 기액 경계면의 온도로 결정되는 양들로서 다음과 같이 정의된다.

$$r=\rho_i/\rho_\infty,\ r_g=\rho_{gi}/\rho_{g\infty} \tag{23}$$

$$G=1-r/r_g=1-\omega_\infty/\omega_i,\ H=1-\frac{3}{11}(1-r) \tag{24}$$

δ_L, δ, u_m 및 T_i는 다음과 같이 무차원 변수로 바꾸어 줄 수 있다.

$$R=\frac{\delta_L^4\ sin^{4/3}\phi}{\left[k_L\mu_L d_0(T_\infty-T_w)/\rho_L^2 g h_{fg}\right]} \tag{25}$$

$$Z=\frac{\delta}{(d_0D^2/g)^{1/4}} \tag{26}$$

$$V=\frac{u_m}{(gd_0)^{1/2}} \tag{27}$$

$$\theta=\frac{T_i-T_w}{T_\infty-T_w} \tag{28}$$

식 (25)－(28)의 무차원 변수들을 이용하여 (19)－(22)의 구성방정식을 각도 ϕ에 대한 무차원화된 미분방정식계로 표현하면 다음과 같다.

$$\frac{dR}{d\phi}=-2^{\theta}sin^{1/3}\phi \tag{29}$$

$$4C_z^4R^{1/4}\frac{G}{Z}=2^{\theta}sin^{1/3}\phi \tag{30}$$

$$\frac{d}{d\phi}[(r_g-r)VZ]=105\frac{G}{Z} \tag{31}$$

$$\frac{d}{d\phi}[HV^2Z]=\frac{1655}{11}(-r)Z\sin\phi \tag{32}$$

여기서,

$$C_z=\left(\frac{\mu_L h_{fg}}{k_L(T_\infty-T_w)}\right)^{\frac{3}{4}}\left(\frac{\rho_\infty\mu}{\rho_L\mu_L}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{\rho_\infty D}{\mu}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{33}$$

이며 R은 무차원 액막 질량유량에, $(r_g-r)VZ$는 농도 경계층의 질량유량에 해당한다. 따라서 x 방향에 대한 경계조건 (13)－(15)는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\phi=0:(r_g-r)VZ=0 \tag{34}$$

$$\theta=1 \tag{35}$$

$$\phi=\pi:R=0 \tag{36}$$

식 (31)을 식 (29), (30) 및 경계조건 (34)를 이용하여 ϕ에 관하여 적분하면 V를 다음과 같이 얻는다.

$$V=\frac{35}{2C_z^2}\frac{r_g\theta(R_0^{3/4}-R^{3/4})sin^{1/3}\phi}{(r_g-r)^2R^{1/4}} \tag{37}$$

여기서 $R_0=R(0)$이다. 식 (37)을 이용하여 (29)－(32)에서 V와 Z를 소거하면 다음과 같이 R와 θ에 대한 방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{dR}{d\phi}=-2\theta sin^{1/3}\phi \tag{38}$$

$$\frac{d\theta}{d\phi}=-(G_1\ sin^{1/3}\phi+\frac{1}{3}cot\phi)/G_2 \tag{39}$$

여기서

$$G_1=\frac{3^{\theta}}{R^{1/4}(R_0^{3/4}-R^{3/4})}+\frac{\theta}{2R}+\frac{12}{35}C_z^4 \times\frac{(1-r)(r_g-r)^4R^{1/2}}{H\theta^2r_g^2(R_0^{3/4}-R^{3/4})}$$

$$G_2=\frac{1}{\theta}+3F_A-F_B-F_C$$

$$F_A=\frac{\Delta t}{t_i}\left(1+\frac{f_i}{t_i(1-f_i)}\right)$$

$$F_B=\frac{\Delta t}{t_i}\left(1+\frac{\beta-\omega_\infty}{t_i[\beta-(\beta-\omega_\infty)f_i]}\right) \tag{40}$$

$$F_C=\frac{3}{11}\frac{t_\infty\Delta t}{Ht_i^2}\left[\beta+(\beta-1)\left(\frac{1}{t_i}-1\right)f_i\right]$$

$$t_\infty=\frac{T_\infty}{T_r},\ t_i=\frac{T_i}{T_r},\ t_w=\frac{T_w}{T_r},\ \Delta t=t_\infty-t_w,\ T_r=\frac{M_v h_{fg}}{R_u}$$

$$\beta=\frac{M_g+(M_v-M_g)\omega_\infty}{M_v},\ f_i=exp\left(\frac{1}{t_\infty}-\frac{1}{t_i}\right)$$

$$r=\frac{t_\infty}{t_i}[\beta+(1-\beta)f_i],\ r_g=\frac{t_\infty}{t_i}\left[\frac{\beta}{\omega_\infty}-\left(\frac{\beta}{\omega_\infty}-1\right)f_i\right]$$

로 정의되며 이들은 이상기체 상태방정식, Dalton의 분압법칙 및 Clausius-Clapeyron 방정식 등을 이용하여 기액 경계면 온도의 함수로 구한 것이다. 그리고 R 및 θ에 대한 경계조건은 다음과 같다.

$$\phi=0:\theta=1\ (R=R_0) \tag{41}$$

$\phi=\pi : R=0$ (42)

2.6 수치해석 방법

구성방정식과 경계조건으로부터 수평관 최저부, 즉 $\phi=0$ 근방에서 R 및 θ의 점근 거동은

$$R\sim R_0-\frac{3}{2}\phi^{4/3},\ \theta\sim 1-\theta_0 R_0^{-\frac{1}{5}}\phi^{\frac{4}{15}} \quad (43)$$

$$\theta_0=\frac{t_\infty^2}{\Delta t}\left[\frac{8}{63}C_2^4\left(\frac{1}{\omega_\infty}-1\right)^4\beta^4\right]^{-\frac{1}{5}}$$

로 표현된다. 따라서 R와 θ를

$$y_1=(R_0-R)^{-\frac{1}{3}}\cdot\phi^{-\frac{1}{3}} \quad (44)$$

$$y_2=(1-\theta)\cdot\phi^{\frac{11}{15}} \quad (45)$$

로 치환하면 $\phi=0$ 근방에서 특이성(singularity)을 제거할 수 있다. 본 연구에서는 $\phi=\pi$에서 $R=0$를 만족하는 R_0를 shooting 방법으로 구하였으며 미분방정식의 수치적분의 Milne의 Predictor-Corrector 방법을 사용하였다.[9]

2.7 물성치 및 물리량 계산

공기를 함유한 증기의 응축에서는 기액 경계면의 온도가 주류 온도와 현저하게 달라지므로 농도 경계층에 관한 물성치는 T_∞를 기준으로, 그리고 액막에 관한 물성치는 T_w를 기준으로 계산하였다. 또한 물질 확산계수 D는 Chapman-Enskong 이론과 Lennard-Jones Potential Enegy Function을 이용하여 계산하였다.[10] 한편으로 본 연구에서 계산한 물리량들은 다음과 같이 정의된다.

(1) 액막 Reynolds 수 : $Re=C_{Re}R^{3/4}$, (46)

$$C_{Re}=\frac{4}{3}\left[\frac{k_l(T_\infty-T_w)d_0}{\mu_l h_{fg}}\right]^{\frac{3}{4}}\left(\frac{g}{\nu_l^2}\right)^{\frac{1}{4}}$$

(2) 국소 열전달 계수 : $h_\phi=\frac{q}{(T_\infty-T_w)}=k_L\frac{\theta}{\delta_L}$ (47)

(3) 평균 열전달 계수 : $h_m=\frac{1}{\pi}\int_0^\pi h_\phi d\phi$ (48)

(4) 응축율 : $m_c=\frac{h_m(T_\infty-T_w)\cdot\pi d_0}{h_{fg}}$ (49)

(5)계면 평균 온도 : $\theta_m=\frac{1}{\pi}\int_0^\pi \theta_d\phi$ (50)

3. 계산결과 및 고찰

계산에서 증기와 불응축기체는 실험결과와 비교하기 위하여 R113과 공기를 대상으로 하였으며 주류 온도 T_∞는 50℃로 하였다. Fig.2−Fig.9는 $\Delta T=T_\infty-T_w=20$℃인 경우에 대하여 수평관 표면을 따른 여러가지 물리량의 국소 분포를 각도 ϕ의 함수로 나타낸 것이다. Fig.2는 액막의 Reynolds 수 Re의 분포를 보여준다. Re는 각도 ϕ에 거의 직선적으로 단조감소하며 $\omega_\infty=0$인 Nusselt의 경우로부터 ω_∞가 증가함에 따라 점진적으로 감소한다. Re는 식 (46)에서 보는 바와 같이 무차원 액막 질량유량에 해당하며 액막은 위에서 아래로 흘러 내리기 때문에 ϕ가 π로부터 감소함에 따라 증가한다. 반면에 ω_∞가 증가하면 응축량이 줄어들어서 Re는 감소하게 된다.

Fig.3은 액막 두께 δ_L의 ϕ에 대한 분포를 보여준다. δ_L은 수평관 최고점에서 유한한 크기를 가지며 ϕ가

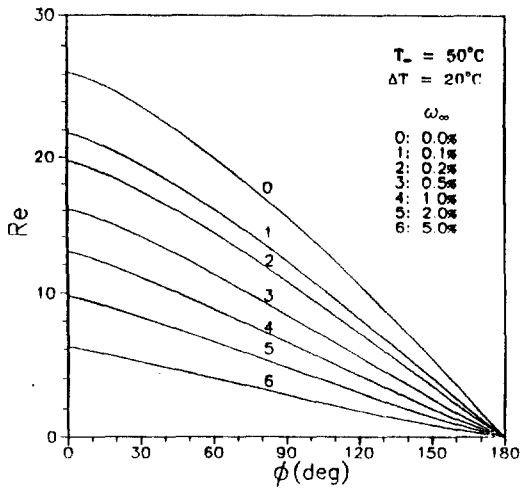

Fig.2 Variations of liquid film Reynolds number

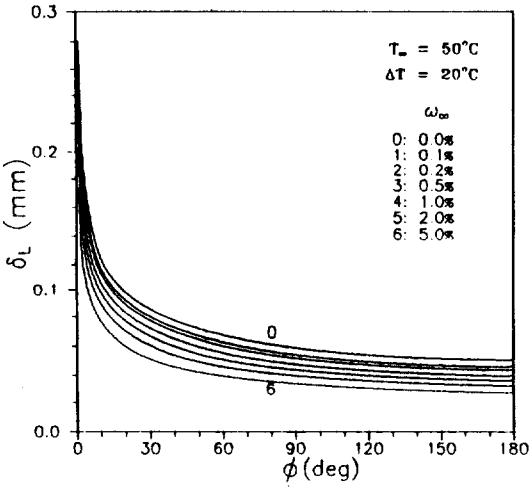

Fig.3 Variations of liquid film thickness

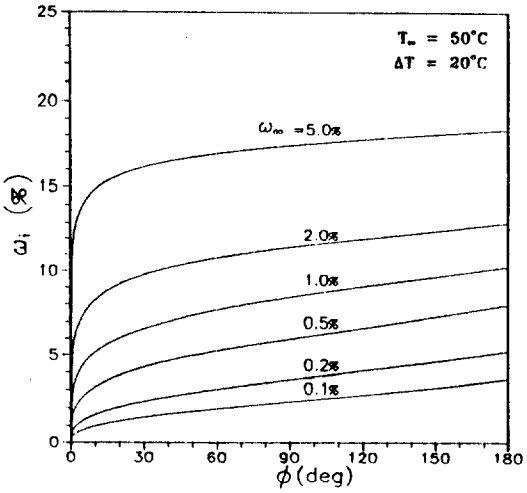

Fig.5 Variations of interafce air concentration

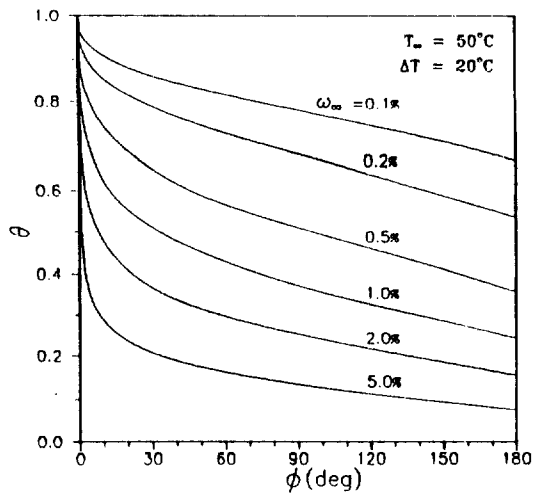

Fig.4 Variations of interface temperature

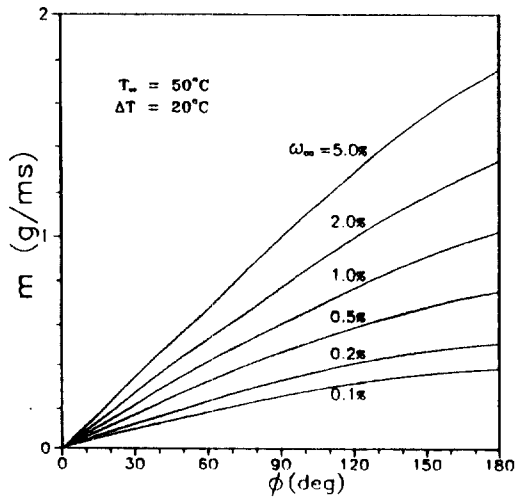

Fig.6 Variations of gas film mass flux

π로부터 감소함에 따라 증가하여 $\phi=0$의 근방에서는 $\phi^{-1/3}$에 비례하여 급격히 커지게 되며, ω_∞가 증가함에 따라서는 감소하게 된다.

Fig.4는 기액 경계면에서의 무차원 온도 $\theta=(T_i-T_w)/(T_\infty-T_w)$의 분포를 ϕ의 함수로 나타낸 것이다. $\omega_\infty=0$인 Nusselt의 경우에는 계면이 $T_i=T_\infty$, 즉 $\theta=1$을 유지하나 ω_∞가 증가함에 따라 계면의 온도는 감소한다. 이는 증기와 불응축 기체의 혼합물이 액막 계면에서 증기만 선별적으로 응축됨에 따라 불응축 기체의 농도가 높아지고, 주류로부터의 물질확산에 따라 증기의 분압이 저하되기 때문이다. 기액 경계면 온도는 액막 및 기체 경계층 두께가 매우 두꺼운 수평관 최저점, 즉 $\phi=0$ 근방에서 기울기가 $\phi^{-4/15}$에 비례하게 급격히 감소하고 그 이후에는 ϕ에 따라 완만히 감소하게 된다.

Fig.5에서는 기액 경계면에서 불응축 기체의 농도분포를 ϕ의 함수로서 보여준다. 기액 경계면에서의 불응축 기체 농도는 농도 경계층 내 흐름이 상승함에 따라 불응축 기체가 농축됨으로 인해 증가하며 경계층 두께가 두꺼운 수평관 최저점 근방에서는 급격히 증가한다.

Fig.6은 농도 경계층의 질량유량 분포를 ϕ에 대한

함수로 보여준다. 증기에 비해 가벼운 불응축 기체는 응축이 진행됨에 따라 농축되어 부력을 받아 상승하게 되고 따라서 수평관 최저점에서 질량유량이 0으로부터 ϕ에 따라 거의 직선적으로 단조증가하며, ω_∞가 클수록 농도 경계층의 질량 유량이 늘어나게 된다.

Fig.7에서는 농도 경계층의 특성속도 u_m의 ϕ에 대한 분포가 보여진다. u_m은 질량유량이 커질수록 또 부력이 커질수록 증가하게 되는데, 질량유량이 0인 수평관 최저점에서 u_m은 0이다. 부력은 $g\sin\phi$에 비례하므로 $\phi=\pi/2$인 수평관의 우단까지는 질량유량도 증가하고 부력도 증가하므로 u_m도 단조증가하고, $\phi=\pi/2$부터 수평관 최상점 $\phi=\pi$까지는 질량유량은 증가하나 부력이 감소하므로 $\phi=\pi$ 근방에서 u_m의 최대값이 존재하게 된다. 한편 ω_∞에 대해서는 이 값이 클수록 부력을 일으키는 밀도차가 커지기 때문에 u_m이 증가하게 된다.

Fig.8에서는 농도 경계층 두께 δ를 ϕ의 함수로 보여주고 있다. 수평관 최저점에서 농도 경계층의 질량유량 및 특성속도는 0이 되나, 계면에서의 물질확산에 관한 Fick 법칙 및 에너지 평형법칙으로 유도된 식 (20)으로부터 결정되는 농도 경계층 두께는 ϕ가 0으로 접근함에 따라서 $\phi^{-1/15}$에 비례하여 커진다. Fig.8의 결과는 Wei 등[8]이 농도 경계층이 수평관 하부의 어떤 특정한 위치 $\phi=\phi_0$에서 갑자기 발생하여 성장한다는 설명과 큰 차이가 있다. 이들의 주장은 $\phi=0$ 이외에서 농도 경계층이 갑자기 발생할 만한 물리적 이유가 없음을 감안할 때 오류라고 판단된다. 그와 같은 결과는 경계조건을 본 연구에서처럼 유량의 측면에서 설정하지 않고 경계층 두께의 측면에서 설정한 결과 $\phi=0$에서 경계조건을 부과하지 못하고 대신에 농도 경계층이 발생하는 중간의 임계점을 가정하게 되었고, 수평관의 최상점, 즉 $\phi=\pi$에서 유량과 액체 경계층 두께 사이의 극한 관계(지배방정식으로부터 언제나 만족하도록 되어 있어 별도의 경계조건이 되지 못함)를 만족한다는 조건에서 임계점을 결정하고자 한 데서 비롯된 것이라고 판단된다. δ는 에너지 평형과 물질확산 법칙에 의하면 곱 $\delta_L\cdot(1-\omega_\infty/\omega_i)/\theta$에 비례하게 되는데 ϕ가 증가함에 따라 δ_L은 단조감소하고 $(1-\omega_\infty/\omega_i)/\theta$는 단조증가하므로 δ의 분포는 이 두양의 상대적인 영향에 따라 극소값을 가질 수 있다. ω_∞가 작은 경우에는 δ가 단조감소하지만, ω_∞가 증가함에 따라 ϕ의 어떤 값을 경계로 감소하다가 증가하게 된다. 이 또한 δ가 0에서부터 증가하다가 최고점을 지나 감소한다는 Wei 등[8]의 주장과 다른 결과를 보이고 있다.

Fig.9에서는 국소 열전달 계수 h_ϕ의 ϕ에 대한 분포가 보여진다. $\omega_\infty=0$인 Nusselt의 경우에서는 h_ϕ가 δ_L이 큰 수평관 최저점, $\phi=0$에서의 0으로부터 ϕ에 따라 단조증가한다.[11] $\phi=0$인 수평관 최저점에서 h_ϕ는 0이며 $\phi=0$ 근방에서 $\phi^{1/3}$에 비례하여 증가한다.

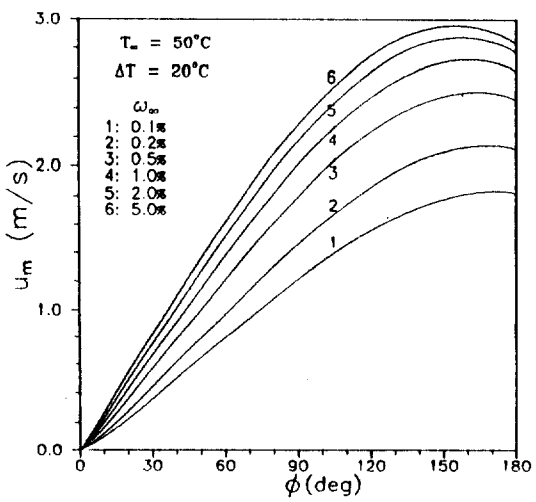

Fig.7 Variations of gas film characteristic velocity

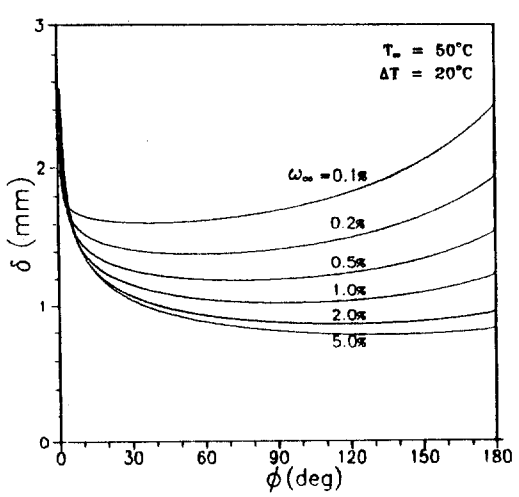

Fig.8 Variations of gas film thickness

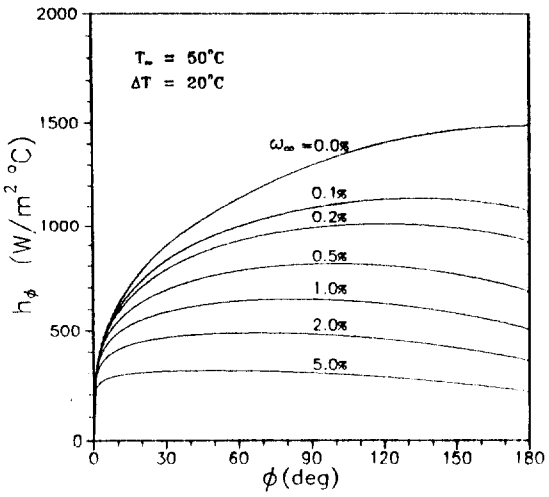

Fig.9 Variations of local heat transfer coefficient

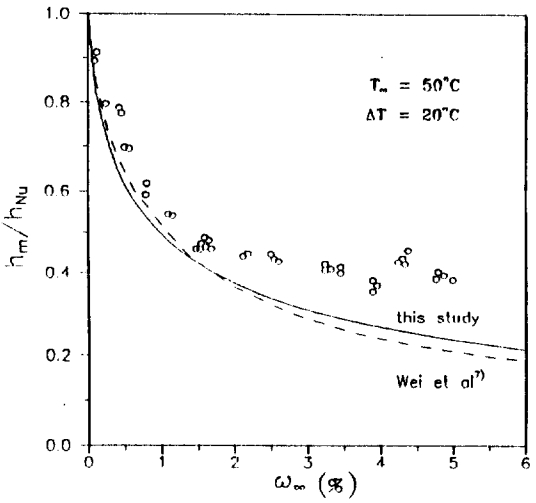

Fig.11 Variations of h_m/h_{Nu} with ω_∞

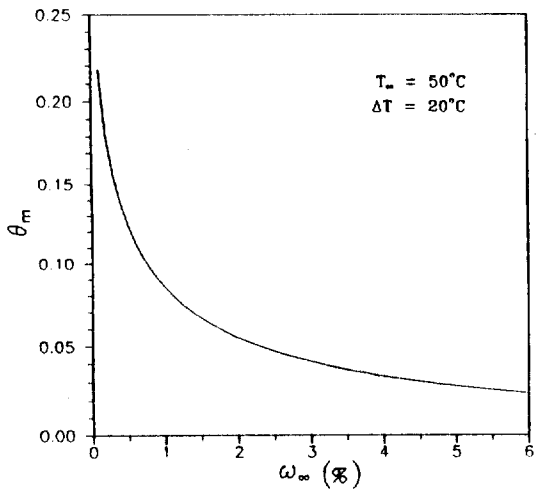

Fig.10 Variations of mean interface temperature

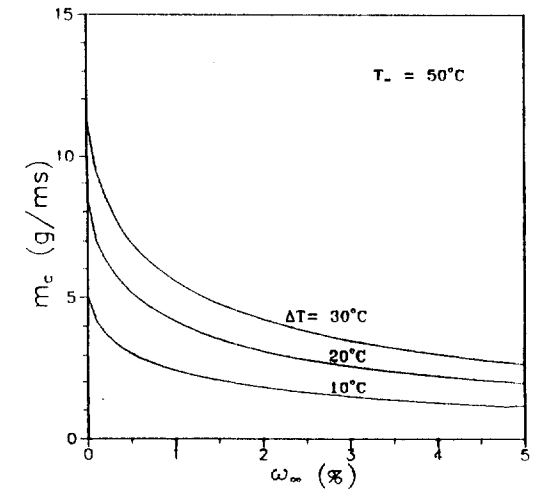

Fig.12 Variations of condensing rate

또 h_ϕ가 θ/δ_L에 비례하고 θ와 δ_L이 ϕ에 대한 단조감소 함수이므로 h_ϕ와 ϕ 관계는 ω_∞에 따라 극대값을 가질 수 있다. ω_∞가 커짐에 따라 Fig.9는 h_ϕ가 ω_∞=0부터 점진적으로 변화하는 것을 보여주며, ω_∞가 커질수록 h_ϕ는 감소하며 각도 ϕ에 따른 값의 분포가 평준화 된다.

Fig.10은 ω_∞에 따른 기액 경계면의 평균온도 변화를 보여준다. 평균온도는 ω_∞=0 근방에서 급격히 감소하여 결국 이는 열전달 감소로 이어지는데, ω_∞=1%일 때 계면 평균 온도차 T_m-T_s는 전체 온도차 $T_\infty-T_w$의 10% 미만이 된다.

Fig.11은 평균 열전달계수 h_m과 ω_∞=0인 Nusselt 경우에 대한 결과인 h_{Nu}의 비 $K=h_m/h_{Nu}$의 ω_∞에 따른 변화를 나타낸다. 비 K는 반복된 수치계산 결과 ΔT에는 거의 무관하였으며, ω_∞에 대해서는 ω_∞가 작을 때 급격히 감소한 후 서서히 단조감소한다. 이는 자연대류 막응축에서 불응축 기체가 소량이라도 함유되어 있으면 열전달이 현저하게 감소한다는 사실을 뜻한다. 계산 결과는 Wei 등[8]의 실험결과와 대체로 잘 일치하고 있으며, Wei 등[7]의 계산결과보다는 실험치에 더 근접해 있다.

Fig.12는 평균 응축율의 변화를 나타내고 있다.

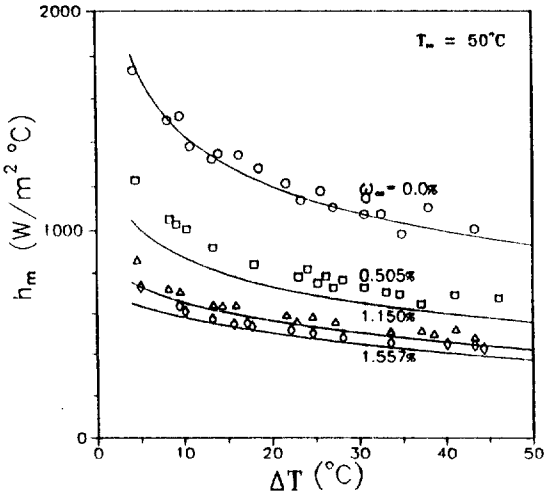

Fig.13 Variations of mean heat transfer coefficient

응축율은 ω_∞가 커짐에 따라 감소하며 ΔT가 커짐에 따라서는 반대로 증가한다.

Fig.13에서는 평균 열전달계수 h_m의 변화가 보여지며, 주류에서의 공기의 농도 ω_∞가 증가함에 따라 순수 증기에 대한 Nusselt의 결과에 비해 감소하는 경향을 잘 보여주고 있다. 계산 결과는 Wei 등[8]의 실험 결과와 잘 일치하고 있다.

4. 결 론

1) 증기가 불응축 기체보다 무거운 경우 수평관 외부에서 일어나는 막응축 대류 열전달에 대해, 하강하는 액막 경계층과 상승하는 농도 경계층으로 이루어진 2층 경계층 모델을 제시하였으며 평균 열절달계수에 대한 계산 결과는 실험 결과와 잘 일치하였다.

2) 수평관 최상점에서 액막 유량과 수평관 최저점에서의 온도 및 농도 경계층 유량에 대한 경계조건으로부터 여러가지 물리량에 대한 국소 분포 및 평균값을 계산하였으며, 수평관 중간에 농도 경계층이 발생하는 임계점은 존재하지 않는다는 점을 밝혔다.

3) 여러가지 물리량의 국소 분포와 평균값이 ω_∞가 증가함에 따라 ω_∞=0인 Nusselt의 경우로부터 점진적으로 천이되어 가는 과정을 밝혔다.

4) ω_∞가 증가함에 따라 계면의 온도 및 국소 열전달계수가 저하되는 한편으로 그 분포가 평준화되어 가는 과정을 밝혔다.

참 고 문 헌

1. Collier, J.G., 1981, "Convective boiling and condensation," 2nd Ed., McGraw-Hill, pp.322－328.
2. Colburn, A.P. and Drew, T.B., 1937, "The condensation of mixed vapors," Trans. AIChE, Vol.33, pp.197－208.
3. Sparrow, E.M. and Lin, S.H., 1964, "Condensation heat transfer in the presence of a noncondensable gas," J. Heat Transfer, Vol.86, pp.430－436.
4. Rose, J.W., 1969, "Condensation of a vapor in the presence of a noncondensing gas," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.12, pp.233－237.
5. 藤井 哲, 新里寬英, 李鍾鵬, 1992, "空氣－水蒸氣混合氣の船直面上の自由對流凝縮," 日本機械學會 論文集(B編), 58卷 549號, pp.1617－1623.
6. 土方邦夫, 森 康夫, 宇都官一生, 1980, "不凝縮機體を含む凝縮熱傳達の非相似解," 日本機械學會 論文集(B編), 46卷 408號, pp.1514－1522.
7. Wei, B.T. and Qiao, Y.U., 1987, Proc. 17th Int. Refrigeration Conference, Vol.B, pp.115－121.
8. Wei, B.T., Y. Liu and Wei, J., 1990, "Laminar natural convection film condensation on a horizontal tube from Freon vapor-air mixture system," Proc. of 9th Heat Transfer Conference, Vol.2, pp.223－227.
9. Carnahan, B. et al, 1969, "Applied numerical methods," John Wiley & Sons, pp.384－390.
10. Geankoplis, C.J., 1972," Mass transport phenomena," Holt, Rinehart and Winston, pp.20－34.
11. Mills, A.F., 1992, "Heat transfer," IRWIN, pp.612－618.