

## 수평원관상의 LiBr-수용액에 수증기가 흡수될때의 열 및 물질전달

Coupled Heat and Mass Transfer during the Absorption of Water Vapor into  
LiBr-H<sub>2</sub>O Liquid Solution Flowing down the Outside of the Horizontal Cylinder

이 관 수,\* 서 석 청,\*\* 김 영 인,\*\*\* 박 동 규\*\*\*\*  
K. S. Lee, S. C. Seo, Y. I. Kim, D. K. Park

### ABSTRACT

The problem of heat and mass transfer accompanying the absorption of water vapor into LiBr-H<sub>2</sub>O liquid solution flowing over the outside of the horizontal cylinder was theoretically studied to understand the absorption process occurring in the absorber of the absorption heat pump. Numerical results are presented for various quantities of interest relating to temperature, concentration, heat flux and mass flux. Also, the effects of mass flowrate, initial average velocity, and the radius of the cylinder were investigated.

### 기 호 설 명

<p><math>a</math> : 수평원관의 반지름[m]</p> <p><math>C_p</math> : LiBr-수용액의 정압비열[J/kg·K]</p> <p><math>D</math> : LiBr-수용액의 물질 확산계수[m<sup>2</sup>/s]</p> <p><math>g</math> : 중력가속도[m/s<sup>2</sup>]</p> <p><math>h</math> : 열전달계수[W/m<sup>2</sup>·K] 또는 물질전달계수 [kg/m<sup>2</sup>·s]</p> <p><math>ha</math> : 수증기의 흡수열[J/kg]</p> <p><math>k</math> : LiBr-수용액의 열전도계수[W/m·K]</p> <p>Le : Lewis 수</p> <p><math>m</math> : LiBr-수용액에서 LiBr의 농도</p> <p><math>\dot{m}</math> : 수증기의 질량유속[kg/m<sup>2</sup>·s]</p> <p>Pe : Peclet 수</p> <p>Pr : Prandtl 수</p>	<p><math>\dot{q}</math> : 수증기의 열유속[J/m<sup>2</sup>·s]</p> <p><math>T</math> : LiBr-수용액의 온도[K]</p> <p><math>\Delta T</math> : <math>T_i - T_w</math> [K]</p> <p><math>u</math> : LiBr-수용액의 속도[m/s]</p> <p><math>\bar{u}</math> : LiBr-수용액의 평균속도[m/s]</p> <p><math>u^*</math> : 무차원 속도, <math>u/\bar{u}</math></p> <p><math>y</math> : 흐름에 수직방향의 좌표</p> <p><math>z</math> : 흐름방향의 좌표 &lt;희랍문자&gt;</p> <p><math>\alpha</math> : LiBr-수용액의 열확산계수[m<sup>2</sup>/s]</p> <p><math>\Gamma</math> : LiBr-수용액의 질량유량[kg/m·s]</p> <p><math>\gamma</math> : 무차원 농도, <math>(m - m_o)/(m_e - m_o)</math></p> <p><math>\delta</math> : LiBr-수용액의 두께[m]</p> <p><math>\zeta</math> : 흐름방향의 무차원 좌표, <math>z/Pe \cdot \delta</math></p> <p><math>\eta</math> : 흐름에 수직방향의 무차원 좌표, <math>y/\delta</math></p>
---	--

\* 한양대학교 기계공학과

\*\* 한국기계연구소

\*\*\* 한국과학기술원, 기계공학과

\*\*\*\* 한양대학교 대학원

- $\eta_1$  :  $1-\eta$
- $\theta$  : 무차원 온도,  $(T-T_0)/(T_w-T_0)$
- $\nu$  : 동점성 계수 [ $m^2/s$ ]
- $\xi$  : 상사 변수,  $\eta_1/\sqrt{2\xi}$
- $\xi_1$  : 상사 변수,  $\eta_1/\sqrt{2\xi/Le}$
- $\rho$  : LiBr-수용액의 밀도 [ $kg/m^3$ ]
- $\phi$  : 각도,  $z/a$
- 〈하 첨 자〉
- b : 체적
- e : 평형
- i : 경계면
- m : 물질
- o : 입구
- T : 열
- w : 관벽

## 1. 서 론

18세기말 흡수식 열펌프에 대한 이론이 처음 발표된 이래, 이와 관련된 수 많은 연구가 수행되어 왔지만 흡수식 열펌프에 본격적으로 관심을 갖게 된 것은 지난 20년간이라 할 수 있다. 특히 석유파동 이후 에너지 절약과 관련하여 폐열이나 태양열 등과 같은 저급 에너지를 이용하는 방안이 검토되면서 흡수식 열펌프에 대한 흥미를 새롭게 하고 있다. 흡수식 열펌프를 구성하고 있는 요소중 흡수기는 가장 중요한 비중을 차지하고 있어 다른 어떤 부분보다 개선이 요구되고 있다.

흡수기 내에서 증기가 액체에 흡수되는 과정은 열전달과 물질전달을 동시에 수반한다. 흡수열은 액막내의 온도구배를 유발하고 그 온도는 2상 사이의 증기압-농도평형에 영향을 주어 물질전달을 야기시킨다. 열전달과 물질전달이 동시에 일어나는 이러한 흡수과정은 수학적으로 모형화가 쉽지 않아 초기 연구단계에서는 물질전달만을 고려하였다.

Olbrich 등<sup>1)</sup>은 여러가지 형상의 축대칭 증류막 흐름에서 대류-확산 방정식을 풀어 속도, 액막두께 등을 구하였다. Rotem 등<sup>2)</sup>은 흐름방향의 확산까지 고려한 증류확산 방정식을

경사평판에 대해 해석하였다. 그 결과 흐름방향의 확산은 Peclet 수가 충분히 클 때 무시할 수 있는 것으로 나타났다. Tamir 등<sup>3)</sup>은 경사평판에서 경계면의 열역학적 평형이 이루어지지 않았을 때, 즉 경계저항이 있을 때 확산방정식을 해석하였다. 위에서 살펴본 연구들은 열전달을 고려하지 않고 물질전달만을 고려하였다.

그러나 어떤 과정에서는 열전달의 영향이 중요하여 무시할 수 없는 경우가 많다. 흡수식 열펌프와 같이 흡수열이 큰 증기가 LiBr-수용액에 흡수되는 경우는 열전달을 무시할 수 없는 좋은 예이다.

최근에 이르러 액막에서 열전달과 물질전달이 동시에 수반되는 기구에 대한 연구가 많이 수행되고 있다. Shair<sup>4)</sup>는 물성치가 온도의 지수함수적으로 변하는 액체가 흘러내려갈 때, 액체온도의 흐름방향구배를 무시하고 다만 두께방향으로 온도가 선형적으로 변한다는 가정하에 열전달과 물질전달이 동시에 수반되는 증류액막유동을 해석하였다. Yih 등<sup>5)</sup>은 열전달과 기체의 전단력이 물질전달에 미치는 영향을 조사하였다. Grossman<sup>6)</sup>은 경사평판의 증류액막 흐름에서 열전달과 물질전달이 동시에 일어날 때, 온도의 흐름방향 변화를 고려한 에너지 방정식과 확산 방정식을 풀어 증류액막의 흐름 문제를 해석하였다.

위 연구들은 경사평판위에 흐르는 흡수 문제에 국한되어 있다. 그러나 실제 흡수식 열펌프의 흡수기내에서는 산포기구를 설치하여 수평원통 관군상에 흡수액을 산포한다. 그러므로 흡수기 내에서 물질 및 열전달에 관한 이해를 증진시키기 위해서는 수평원통 외부로 LiBr-수용액이 흐르는 액막문제를 해결하여야 한다. 따라서 본 연구에서는 수평관의 외부표면에 흐르는 증류액막(LiBr-수용액)이 주위의 증기를 흡수할 때 일어나는 물질전달과 열전달 문제를 해석하고자 한다.

## 2. 이론해석

본 해석에서는 Fig.1과 같이 농도가 짙은

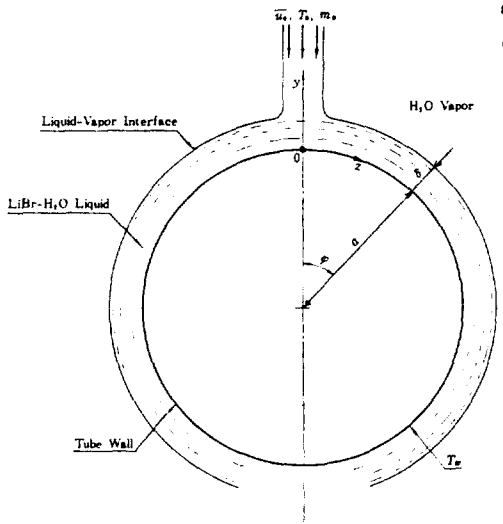


Fig.1 Physical model and coordinate system

LiBr-수용액이 수평원통위를 흘러내리면서 그 주위에 있는 수증기가 액막내로 흡수되는 경우를 생각한다.

이 모형을 수식화하기 위하여 세운 가정은 다음과 같다.

- (1) 모든 물성치는 일정한 값을 갖는다.
- (2) 액막의 두께는 관지름에 비하여 작다.
- (3) 액막내의 흐름은 층류이다.
- (4) 기체의 밀도는 액체의 밀도에 비하여 무시할 수 있다.
- (5) 관벽의 온도와 흡수열은 일정하다.
- (6) 흐름방향의 전도와 확산은 무시한다.
- (7) 액막내의 질량유량은 일정하다.

위의 가정을 기초로 하여 세운 액막내의 지배 방정식은 아래와 같다.

에너지 방정식;

$$u \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\nu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial y} \right) \dots\dots\dots (1)$$

확산 방정식;

$$u \frac{\partial m}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\nu}{Sc} \frac{\partial m}{\partial y} \right) \dots\dots\dots (2)$$

방정식 (1)과 (2)를 무차원화하기 위하여 다음과 같은 무차원 변수를 도입한다.

$$\zeta = \frac{1}{Pe} \frac{z}{\delta}, \quad \eta = \frac{y}{\delta}$$

$$u^* = \frac{u}{u_0}, \quad \theta = \frac{T - T_0}{T_w - T_0}, \quad \gamma = \frac{m - m_0}{m_e - m_0} \dots\dots\dots (3)$$

위에서 도입한 무차원 변수를 이용하면 식 (1)과 (2)는

$$u^* \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} \dots\dots\dots (4)$$

$$u^* \frac{\partial \gamma}{\partial \zeta} = \frac{1}{Le} \frac{\partial^2 \gamma}{\partial \eta^2} \dots\dots\dots (5)$$

용액은 수평관 벽에 이르기 전에 충분히 혼합되어서 유입하므로 입구단면에서는 균일한 온도와 균일한 농도를 갖는다. 즉,

$$\zeta = 0 \text{ 에서 } \theta = 0 \dots\dots\dots (6)$$

$$\gamma = 0 \dots\dots\dots (7)$$

수평관의 벽에서는 온도는 일정하게 유지되어 있고 물질이동이 없으므로

$$\eta = 0 \text{ 에서 } \theta = 1 \dots\dots\dots (8)$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial \eta} = 0 \dots\dots\dots (9)$$

LiBr-수용액은 표면에서 수증기와 평형을 유지하면서 흐른다. 이러한 평형상태에서 수증기의 압력이 일정하다고 가정하면 수용액의 온도는 농도의 함수로 나타낼 수 있고, 용액에 흡수된 수증기는 표면에서 흡수열을 방출하는 것으로 생각하면 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$\eta = 1 \text{ 에서 } \theta = f(\gamma) \dots\dots\dots (10)$$

$$\dot{q}_i = ha \dot{n}_i \dots\dots\dots (11)$$

여기에서  $ha$ 는 증기가 LiBr-수용액에 흡수될 때 발생하는 흡수열로, 액막의 경계면에서 H<sub>2</sub>O의 부분엔탈피(partial enthalpy)와 액막과 접촉한 증기의 엔탈피의 차로 정의된다.

식 (11)에서  $\dot{n}_i$ 와  $\dot{q}_i$ 은 액막으로 흡수되는 수증기의 질량유속과 그에 수반되는 열유속으로 다음과 같다.

$$\dot{n}_i = -\frac{\rho D (m_e - m_0)}{\delta} \frac{\partial \gamma}{\partial \eta} \Big|_{\eta=1} \dots\dots\dots (12)$$

$$\dot{q}_i = \frac{k(T_w - T_0)}{\delta} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \Big|_{\eta=1} \dots\dots\dots (13)$$

에너지 방정식과 확산 방정식을 주어진 경계

조건으로 풀기 위하여 먼저 액막내의 속도분포를 알아야 한다. 액막내의 속도분포를 아래와 같이 2차식으로 가정하면

$$u^* = a + b\eta + c\eta^2$$

속도 분포는 아래의 조건을 만족하여야 한다.

$$\eta = 0 \text{에서 } u^* = 0 \dots\dots\dots (14)$$

$$\frac{\partial^2 u^*}{\partial \eta^2} = -\frac{\delta^2 g \sin \varphi}{\nu \bar{u}} \dots\dots\dots (15)$$

$$\eta = 1 \text{에서 } u^* = u_i^* \dots\dots\dots (16)$$

따라서 속도분포는

$$u^* = u_i^* \eta - \frac{\delta^2 g \sin \varphi}{2\nu \bar{u}} (\eta^2 - \eta) \dots\dots\dots (17)$$

위의 식에서  $u_i^*$ 는 미지의 변수이므로

$$\int_0^1 u^* d\eta = 1 \dots\dots\dots (18)$$

을 이용하여 구하면

$$u_i^* = -\frac{\delta^2 g \sin \varphi}{6\nu \bar{u}} + 2 \dots\dots\dots (19)$$

식 (19)를 식 (17)에 대입하여 정리하면

$$u^* = -\frac{\delta^2 g \sin \varphi}{6\nu \bar{u}} (3\eta^2 - 2\eta) + 2\eta \dots\dots\dots (20)$$

윗식에서  $\bar{u}$ 와  $\delta$ 를 구하기 위하여 적분형운동량 방정식

$$\tau_i - \tau_w + \delta \rho g \sin \varphi = \frac{1}{Pe \delta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left[ \rho \bar{u}^2 \delta \int_0^1 u^{*2} d\eta \right] - \frac{\bar{u} u_i^*}{Pe \delta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left[ \rho \bar{u} \delta \int_0^1 u^* d\eta \right] \dots\dots\dots (21)$$

에 속도분포를 대입하고 정리하면

$$\frac{d\delta}{d\zeta} = \left( \frac{Pe \Gamma g \delta^3 \cos \varphi}{18 a \nu} - \frac{Pe \rho g^2 \delta^6 \sin 2\varphi}{270 a \nu^2} \right) / \left( \frac{\rho g^2 \delta^4 \sin^2 \varphi}{54 \nu^2} - \frac{\Gamma g \delta \sin \varphi}{9 \nu} - \frac{4 \Gamma^2}{3 \rho \delta^2} + \frac{Pe \rho g^2 \zeta \delta^6 \sin 2\varphi}{270 a \nu^2} - \frac{Pe \Gamma g \zeta \delta^2 \cos \varphi}{18 a \nu} \right) \dots\dots\dots (22)$$

윗 식에서  $\delta$ 이 결정되면  $\Gamma = \rho \bar{u} \delta =$  일정으로부터  $\bar{u}$ 를 구할 수 있다.

### 3. 수치해석

편미분 방정식 (4)와 (5)를 풀기 위하여 반분할법(semi-discretization method)이 사용되었다. 액막의  $\zeta - \eta$  평면을  $\zeta$ 축에 평행하게 얇은 선으로 분할하고,  $\eta$ 에 대한 2계 도함수를 중앙차분으로 나타내었다. 그러면 각각의 선에 대하여  $\zeta$ 만의 1차 상미분방정식을 얻을 수 있고, 이 연립 상미분 방정식은 경계조건 (6)과 (7)을 이용하여 6계 Runge-Kutta 법으로 풀 수 있다. 농도변화의 범위가 좁을 때의 LiBr-수용액의 경우, 경계조건 (10)은 다음과 같이 1차식으로 근사시킬 수 있다.<sup>6,7)</sup>

$$T_i = A m_i + B \dots\dots\dots (23)$$

그러나  $\zeta = 0, \eta = 1$ 인 점에서는 입구면과 경계면 사이에 온도와 농도가 일치하지 않기 때문에 수치해석을 수행하는데 어려움이 발생한다. 이러한 문제를 해결하기 위하여 특이점 근방에서 해석적 방법으로 해를 구하고, 이 해로부터 특이점에서 약간 떨어진 곳에서의 경계면의 온도와 농도를 얻어 이 점으로부터 수치해석을 수행한다.

특이점 부근에서 해석적인 해를 얻기 위하여 새로운 변수  $\eta_1$ 을 아래와 같이 정의한다.

$$\eta_1 = 1 - \eta \dots\dots\dots (24)$$

특이점 부근( $\varphi = 0, \eta = 1$ )에서 식 (20)은

$$u^* = \frac{\delta^2 g \sin \varphi}{6 \nu \bar{u}} (3\eta^2 - 2\eta) + 2\eta = 2$$

이므로, 식 (4)와 (5)는

$$2 \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta_1^2} \dots\dots\dots (25)$$

$$2 \frac{\partial \gamma}{\partial \zeta} = \frac{1}{Le} \frac{\partial^2 \gamma}{\partial \eta_1^2} \dots\dots\dots (26)$$

그리고 경계면의 조건, 식 (10)과 식 (11)로부터

$\eta_1 = 0$ 에서

$$\frac{\partial \theta}{\partial \eta_1} = \frac{ha(m_e - m_o)}{Le C_p(T_w - T_o)} \frac{\partial \gamma}{\partial \eta_1} \dots\dots\dots (27)$$

$$\theta = \frac{A(m_e - m_o)}{T_w - T_o} \gamma + \frac{A m_o - T_o + B}{T_w - T_o} \dots\dots\dots (28)$$

식 (25)와 (26)을 similarity technique 을 사용하여 풀면 해는 다음과 같다.

$$\theta = \frac{(A m_o - T_o + B) ha}{(A C_p \sqrt{Le} + ha)(T_w - T_o)} \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left[ \frac{(1-\eta)^2}{2\zeta} \right]^{1/2} \right\} \dots\dots\dots (29)$$

$$\gamma = \frac{(A m_o - T_o + B) C_p \sqrt{Le}}{(A C_p \sqrt{Le} + ha)(m_e - m_o)} \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left[ \frac{Le(1-\eta)^2}{2\zeta} \right]^{1/2} \right\} \dots\dots\dots (30)$$

위의 식들은 특이점 부근에서만 적용될 수 있다.

수치해석시 사용한 물성치와 계산조건은 Table 1과 같다.<sup>7,8)</sup>

Table 1 Properties and calculating conditions

$\rho$	1700 [kg/m <sup>3</sup> ]	A	250 [K]
k	0.40 [W/m·K]	B	259.2 [K]
C <sub>p</sub>	1860 [J/kg·K]	a	8.0 × 10 <sup>-3</sup> [m]
$\nu$	1.2 × 10 <sup>-6</sup> [m <sup>2</sup> /s]	$\delta_o$	1.8 × 10 <sup>-4</sup> [m]*
$\alpha$	1.4 × 10 <sup>-7</sup> [m <sup>2</sup> /s]	$\Gamma$	0.153 [kg/m·s]
ha	2.72 × 10 <sup>6</sup> [J/kg]	$\bar{u}_o$	0.5 [m/s]
D	1.4 × 10 <sup>-9</sup> [m <sup>2</sup> /s]	T <sub>o</sub>	414.2 [K]
L <sub>e</sub>	100	T <sub>w</sub>	378.2 [K]
P <sub>r</sub>	8.57	m <sub>o</sub>	0.62
P <sub>e</sub>	642.86	m <sub>e</sub>	0.60

\*  $\delta_o = \frac{\Gamma}{\rho U_o}$ 로부터 계산

4. 결과 및 고찰

Fig.2는  $\zeta$ 에 따른 무차원온도와 농도의 변화를 각각 도시한 것이다.

$\zeta$ 가 증가함에 따라 경계면의 무차원 온도 ( $\theta_s$ )와 체적온도 ( $\theta_b$ )는 계속 증가한다. 이는 경계면에서 흡수된 열보다 관벽으로 전달된 열전달량이 커서  $\zeta$ 가 증가할수록 경계면의 온도 ( $T_s$ )와 체적온도 ( $T_b$ )가 감소하기 때문이다. 경계면의 무차원 농도 ( $\gamma_s$ )는식(28)에서 보듯이 경계면의 무차원 온도와 선형적인 관계를 가지므로 무차원 온도와 같은 형태

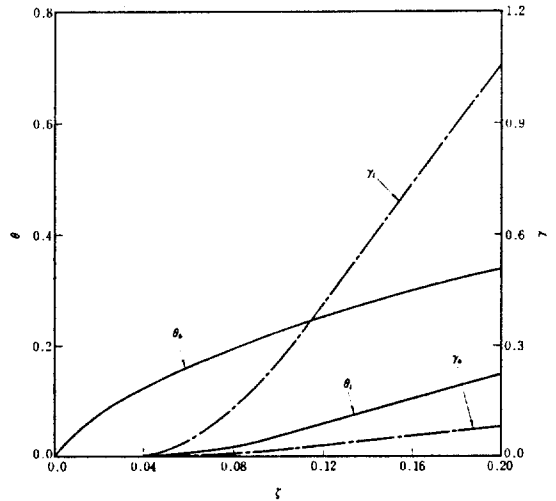


Fig.2 Dimensionless temperature and concentration distributions

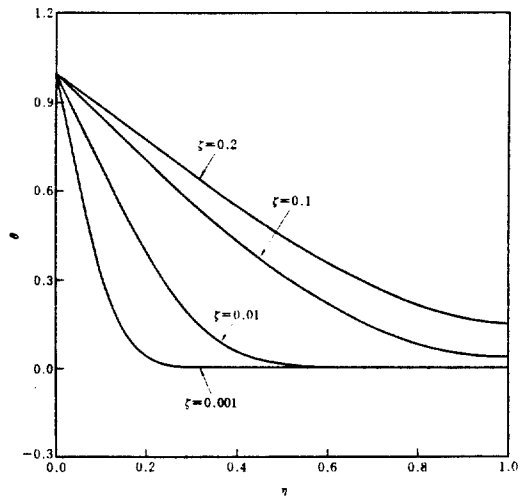


Fig.3 Dimensionless temperature profiles at different value of  $\zeta$

를 취한다. 그리고 무차원 체적농도 ( $\gamma_b$ )는 경계면의 농도의 영향을 받아  $\zeta$ 의 증가방향으로 증가한다. 특히  $\zeta = 0$ 인 근방에서 경계면의 온도와 농도는 흐름방향으로 거의 변화가 없다.

$\zeta$ 의 여러값에 대한  $\eta$ 방향의 무차원 온도와 농도의 분포를 각각 Fig. 3과 Fig. 4에 나타내었다.

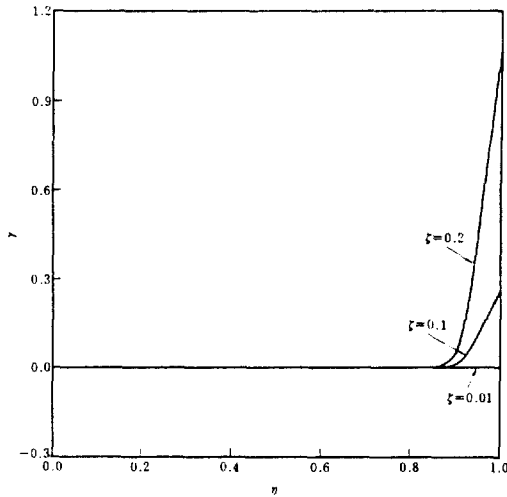


Fig.4 Dimensionless concentration profiles at different value of  $\zeta$

$\zeta$ 의 값이 작을 때 온도는 관벽의 냉각효과가 경계면 부근까지 미치지 못하므로 관벽부근의 온도구배는 매우 가파르고, 그 변화는 관벽부근의 얇은층에 국한된다.  $\zeta$ 의 증가에 따라 관벽에서의 효과가 경계면 쪽으로 확산되고, 그 구배는 점차 무디어진다.  $\zeta$ 의 값이 작을 때 농도구배는 매우 가파르며 그 변화는 경계면 근처의 얇은층에 제한된다.  $\zeta$ 의 증가에 따라 경계면에서의 효과가 벽쪽으로 확산되고 그 구배는 무디어진다. 수증기가 액막으로 확산되어 관벽까지 영향을 미치는 데에는 어느정도의 거리를 필요로 한다. 본 연구에서 사용한 LiBr-수용액의 경우  $Le \approx 100$ 이므로 온도경계층이 농도경계층 보다 빨리 성장함을 알 수 있다.

경계면에서의 질량유속과 열유속은 Fig.5와 같다.

$\zeta$ 가 증가 할수록 질량유속이 증가한다. 이는  $\zeta$ 가 증가 할수록 Fig.2에서 살펴본 바와 같이 경계면의 온도 ( $T_b$ )가 감소하여 수증기의 온도와 경계면의 온도와의 차이가 커지므로 생긴 현상이다. 특히  $\zeta = 0$  부근에서는 경계면의 온도가 흐름방향으로 거의 변화가 없으므로 질량유속의 변화도 없었으나,  $\zeta >$

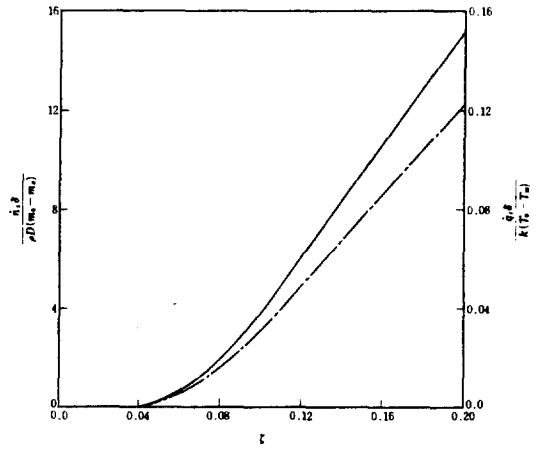


Fig.5 Dimensionless mass and heat flux distributions at the interface (-; mass flux, ---; heat flux)

0.11에서는 경계면의 온도의 선형적인 감소로 질량유속이 거의 선형적으로 증가하였다. 그리고 경계면의 열유속은 식(11)에서 보듯이 경계면의 질량유속과 비례관계에 있으므로 질량유속과 같은 형태를 갖는다.

실제로 우리에게 가장 관심있는 양은 액막에서 수평관벽으로 전달되는 열전달량이다. 관벽으로 들어오는 국소 열유속은 Fourier의 열전도 법칙으로 부터 다음과 같이 계산할 수 있다.

$$\dot{q}_w = k \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{k(T_w - T_o)}{\delta} \left. \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} \dots\dots\dots (31)$$

Fig. 6은 관벽으로 들어오는 열유속을  $\zeta$ 의 함수로 도시한 것이다.

$\zeta$ 가 증가할수록 열유속은 감소한다. 이는  $\zeta$ 가 증가할수록 용액의 체적온도 ( $T_b$ )가 감소하여, 용액의 체적온도와 관벽의 온도 ( $T_w$ )와의 차의 감소로 기인한 것이다.

경계면에서 액막으로의 물질전달계수는 Sherwood 수로 나타낼 수 있다.

$$Sh = \frac{h_m \delta}{\rho D} = \frac{\dot{n}_i \delta}{\rho D(m_e - m_o)} (\gamma_i - \gamma_b) \dots\dots\dots (32)$$

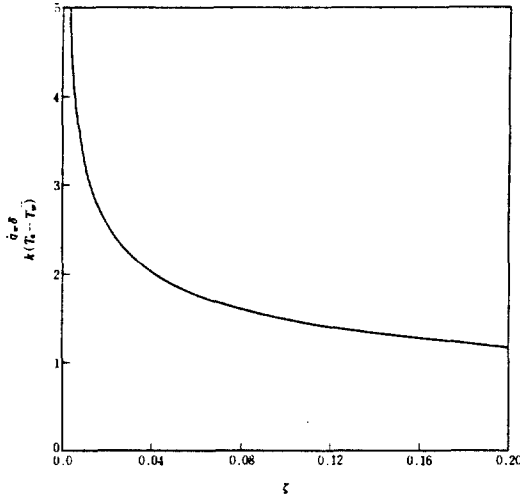


Fig.6 Dimensionless heat flux distribution at the wall

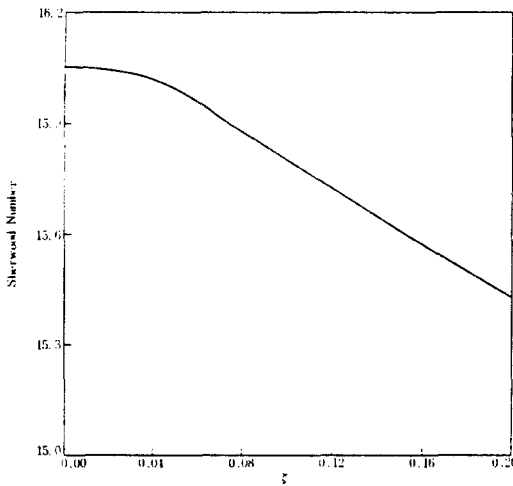


Fig.7 Local Sherwood number distribution

Sherwood 수를  $\zeta$ 의 함수로 나타내면 Fig. 7과 같다.

Sherwood 수는  $\zeta$ 가 증가할수록 점점 감소한다. 이러한 것은 유동방향으로 질량유속의 증가보다 체적농도( $m_b$ )와 경계면의 농도( $m_i$ )의 차의 증가가 더 크다는 사실을 의미한다.

경계면에서 액막으로의 열전달계수를 Nusselt 수로 나타내면

$$N_u = \frac{h_T \delta}{k} = \frac{\dot{q}_i \delta}{k(T_w - T_o)(\theta_i - \theta_b)} \dots\dots\dots (33)$$

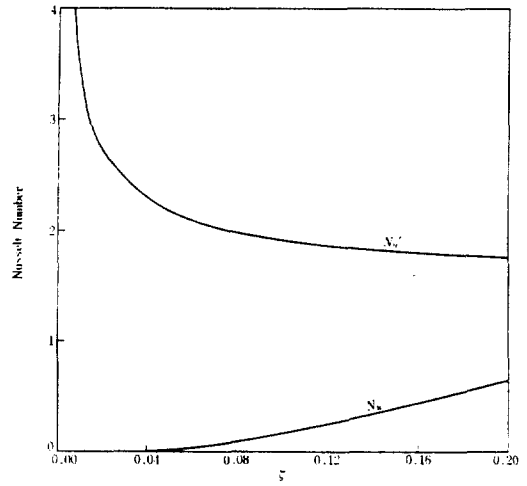


Fig.8 Local Nusselt number distributions

그리고 액막에서 관벽으로의 열전달계수는 다음과 같이 계산할 수 있다.

$$N_u' = \frac{h_T' \delta}{k} = \frac{\dot{q}_w \delta}{k(T_w - T_o)(\theta_b - \theta_w)} \dots\dots\dots (34)$$

$N_u$ 와  $N_u'$ 를  $\zeta$ 의 함수로 도시한 것은 Fig. 8과 같다.

$\zeta$ 가 증가할수록 체적온도( $T_b$ )와 경계면의 온도( $T_i$ )와의 차이가 증가하나, 이보다 열유속의 증가가 훨씬 크기 때문에  $N_u$ 는 증가한다. 그러나  $\zeta$ 가 증가할수록 관벽으로의 열유속은 급격히 감소하지만 체적온도( $T_b$ )와 벽온도( $T_w$ )와의 차이가 점점 작아져  $N_u'$ 는 서서히 감소한다.

수평원관의 지름, 그리고 질량유량 및 속도의 영향을 조사하기 위하여  $a, \Gamma, \bar{u}_0$ 를 변화시키면서 시뮬레이션을 수행하였다.

Fig. 9는 여러지름에 대한 경계면의 질량유속을 도시한 것이다. 관의 지름이 변화하여도 각 위치에서의 질량유속의 변화가 거의 없으나, 관의 지름이 클수록 총 흡수량은 증대되었다.

질량유량의 어려값에 대한 경계면의 질량유속은 Fig. 10과 같다.

$\Gamma$ 가 증가할수록  $\Delta T (= T_i - T_w)$ 는 작아

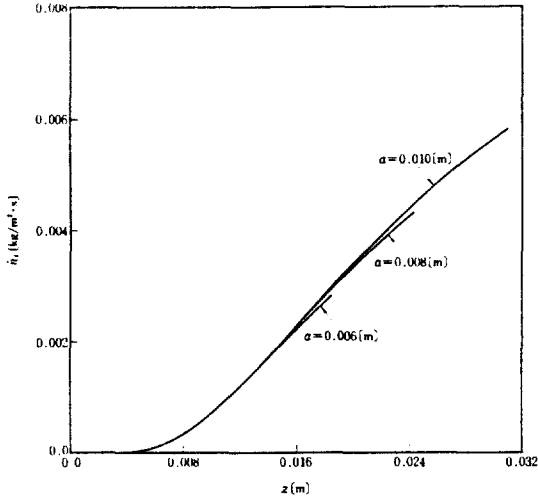


Fig.9 Mass flux distributions at the interface for the different radii of the cylinder

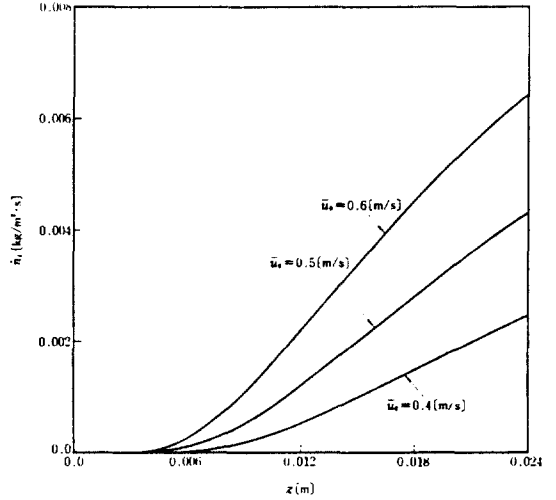


Fig.11 Mass flux distributions at the interface for different values of initial average velocity

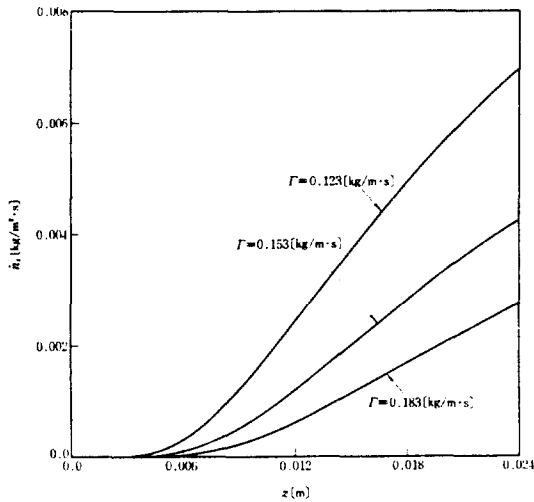


Fig.10 Mass flux distributions at the interface for the different values of mass flow-rate

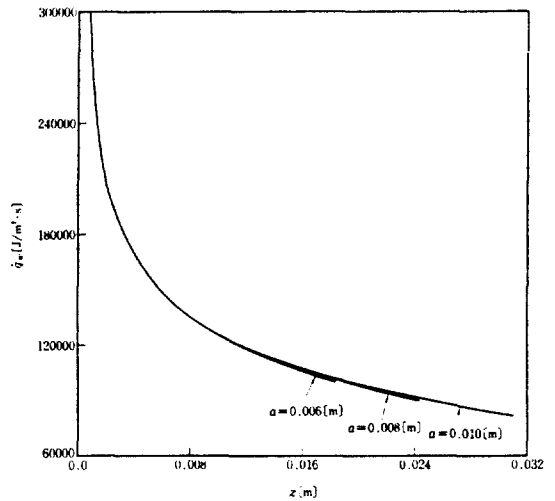


Fig.12 Heat flux distributions at the wall for the different radii of the cylinder

졌고, 액막의 두께가 증가하여 관성력의 영향이 커져 질량유속은 감소한다.  $\Delta T$ 의 증가는 질량유속을 증가시키는 역할을 하고, 관성력의 증가는 질량유속을 감소시키는 역할을 한다.

Fig.11은 여러 초기 평균속도에 대한 경계면의 질량유속을 도시한 것이다.

$\bar{u}_0$ 가 증가할수록 액막의 두께가 감소하여

관성력의 영향이 작아졌고,  $\Delta T$ 가 커졌기 때문에 질량유속은 증가하였다.

지름의 변화에 대한 관벽의 열유속은 Fig.12와 같다.

관의 지름이 변화하여도 각 위치에서의 열유속의 변화가 거의 없으나 관의 지름이 클수록 수평원관의 내부를 흐르는 물로의 총 열전달은 증가한다.



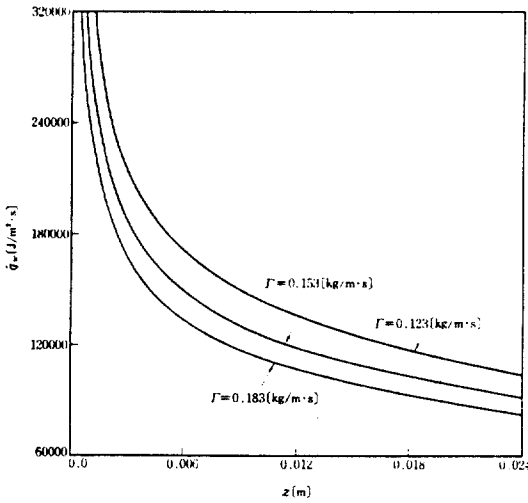


Fig.13 Heat flux distributions at the wall for the different values of mass flow rate

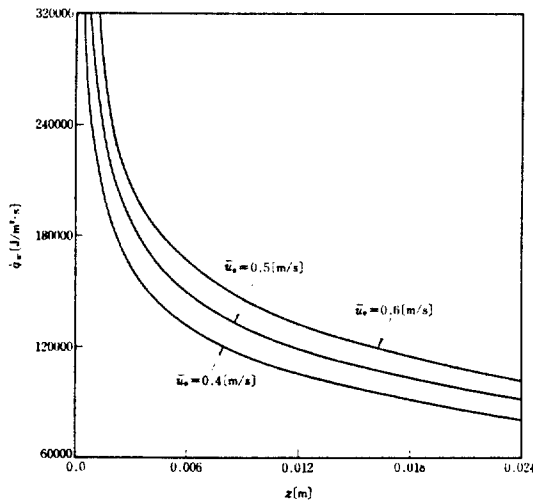


Fig.14 Heat flux distributions at the wall for different values of initial average velocity

Fig.13은 여러 질량유량에 대하여 관벽에서의 열유속을 도시한 것이다.

$\Gamma$ 가 증가 할수록 관벽으로의 열유속은 감소되는데, 이는 경계면의 열유속의 감소로 기인한 것 같다.

여러 초기 평균속도에 대한 관벽에서의 열유속을 Fig.14에 나타내었다.

$\bar{u}_0$ 가 증가할 수록 경계면의 열유속 증가

로 관벽으로의 열유속은 증가한다.

### 5. 결 론

LiBr-H<sub>2</sub>O를 이용하는 흡수식 열펌프의 흡수기 내에서 일어나는 흡수과정을 이해하기 위하여 수평원관 위를 흘러내리는 층류액막 (Li Br - 수용액)으로 수증기가 흡수될 때 물질 및 열전달문제를 해석하였다. 본 연구를 통하여 얻은 결론은 다음과 같다.

- (1) 액막내에서 온도경계층이 농도경계층보다 빨리 성장해 수증기가 확산되어 관벽까지 미치는 데에는 상당한 거리를 요한다.
- (2) 경계면에서의 질량 및 열유속은 입구근방을 제외하고는 선형적으로 증가하였고, 관벽의 열유속은 입구근방에서는 급격히 감소하여 하류방향으로 감에 따라 일정한 값으로 접근하였다.
- (3) 경계면에서의 질량유속과 열유속, 그리고 관벽에서의 열유속은 수평원관의 지름이 클수록, 질량유량이 작을수록, 초기 평균속도가 클수록 증가한다.

### 후 기

본 연구는 한국과학기술원의 지원하에 공조냉동공학회의 용역사업의 일부로서 수행되어졌으며, 관계기관 및 관계자 제위께 감사의 뜻을 표한다. 특히 국민대학교의 김 석현 교수님의 많은 조언과 도움에 감사드리는 바이다.

### 참 고 문 헌

1. W.E. Olbrich and J.D. Wild, "Diffusion from the free surface into a liquid film in laminar flow over defined shapes," Chem. Engng Sic., Vol.24, pp.25-32, 1969.
2. Z. Rotem and J.E. Neilson, "Exact solution for diffusion to flow down an incline," Canad. J. Chem. Engng., Vol.47, pp.341-346, 1969.

3. A. Tamir and Y. Taitel, "Diffusion to flow down an incline with surface resistance," Chem. Engng. Sci., Vol.26, pp.799-808, 1971.
4. F.H. Shair, "Dispersion in laminar flowing liquid films involving heat transfer and interfacial shear," A.I.Ch.E.J., Vol.20, pp.402-404, 1974.
5. S.M. Yih and R.C. Seagrave, "Mass transfer in laminar falling liquid films with accompanying heat transfer and interfacial shear," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.23, pp.749-758, 1980.
6. G. Grossman, "Simultaneous heat and mass transfer in film absorption under laminar flow," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.26, pp.357-371, 1983.
7. K. Urakawa, I. Morioka and M. Kiyota, "Absorbtion of water vapor into lithium bromide-water solution film falling along a vertical plate," Trans. JSME. Series B, Vol.52, pp.1766-1771, 1985.
8. 고온용 흡수식 열펌프 개발, 과학기술처, N110-2480-2, 1986.