

수치모사에 의한 원심식 분자 증류장치에서의 열 및 물질전달에 미치는 Prandtl 수의 영향

박동명 · 송규민 · 홍원희 · 양승만 · 山田幾穂*

한국과학기술원 화학공학과

*名古屋工業大學 工業化學科

(1992년 9월 7일 접수, 1993년 1월 13일 채택)

The Effect of Prandtl Number on Heat and Mass Transfer in Centrifugal Molecular Still by Numerical Simulation

Dong Myung Park, Kyu Min Song, Won Hi Hong, Seung Man Yang and Ikuho Yamada*

Department of Chemical Engineering, KAIST

*Department of Applied Chemistry, Nagoya Institute of Technology

(Received 7 September 1992; accepted 13 January 1993)

요 약

원심식 분자 증류장치에서 회전하는 유체에 대한 열 및 물질전달의 수학적 모델을 개선하였다. 유체가 흐르는 접선 방향의 속도성분이 수직방향에 독립적으로 일정값을 가지고 있음을 알았다. 에너지식과 물질전달식을 근사화하지 않고 유한차분법을 사용하여 유체의 온도 분포와 증발속도를 구하였다. Prandtl 수가 증가함에 따라 가열판으로부터 유체내부로 열전도가 감소하였고 이 때 Prandtl 수가 10 근처에서는 근사해와 거의 일치하였다. 그러나 Prandtl 수가 100보다 클 때는 근사해와 다른 거동을 나타냈다. 가열해 주는 열속이 클수록 Prandtl 수에 따른 값의 차이가 심해졌다. 극한 조건으로 열전달 속도가 유체표면에서 잠열과 같다고 하는 Greenberg의 가정을 이용하여 같은 결과를 얻었다.

Abstract—The rigorous mathematical model of heat and mass transfer on the rotating surface in the centrifugal molecular distillation is developed. Tangential velocity component to the conical surface is independent of z-direction but not negligible. The solutions of fluid temperature profile and mass transfer rates of distillate are obtained using Finite Difference Method. The heat conduction from heating plate to film decreased as Prandtl number increased. These solutions show good agreement with the approximate solution for liquids near $Pr \approx 10$. However these solutions differ from the approximate solutions at $Pr > 100$ as heating rate increases. The solutions in the limited case that the heating rate is equal to the latent heat of vaporization agree with those of Greenberg.

1. 서 론

비교적 열적으로 불안정한 유기물질을 분리하기 위

해서는 기존의 증류방법으로는 어려워 조업 온도를 낮추기 위해 진공하에서 증류를 수행한다. 분자 증류도 이러한 방법 중의 하나이다. 분자 증류란 말이 나오게

된 것은 Brönsted와 Hevesy[1]에 의한 수은의 이성질체 분리에 관한 고전적인 연구로부터이며, Knudsen[2]과 Langmuir[3]의 분자운동론에 대한 연구업적에 의해 본격적인 학문적 고찰이 이루어졌다. 분자 증류장치는 다른 진공 증류장치의 조업 온도보다 더 낮은 50-150°C 정도에서 증류를 하게 되며, 비교적 높은 분자량의 유기물질의 증류에도 사용된다. 그 중에 주로 쓰이는 유동식(flow type)은 크게 두 가지 종류로 나눌 수 있는데 경하막식(falling film type)과 원심 증류식(centrifugal type)이다. 특히 원심 분자증류기는 증발 표면이 완전히 새로 바뀌지고 체류시간이 짧은 장점을 지니고 있으며 수학적 모델링을 하는데도 훨씬 용이하다. 증류속도는 분자의 액체표면에서의 증발속도에 의해서 지배되는데 이는 일반적인 평형 증류와는 달리 분자들이 기상에서 액상으로 돌아오지 않기 때문이다[1]. 증발 온도는 액체 표면의 온도에 매우 민감하기 때문에 분자 증류의 조업 온도를 예측하는 것은 매우 중요하다. 분자 증류에서 움직이는 유체에 대한 열 및 물질전달의 연구가 많은 사람들에 의해서 행해졌다[4-9]. Greenberg[4]의 경우 열전달속도를 액체 표면에서 증발될 때 잠열과 같다고 가정하여 조업시의 온도가 감소한다고 해석하였다. 그러나 실제 조업에서는 일반적으로 원료의 온도가 조업 온도 보다 낮아서 반경이 증가할수록 온도가 증가하였다. 이를 보완하여 Yamada 등[5]은 에너지식을 Prandtl 수가 작다고 가정한 근사적 적분해를 이용하여 액체 표면에서 온도구배와 증발속도를 구하였다. 이 때 유체의 온도 구배를 근사하여 표면온도로 나타냈고 원추형 표면의 접선과 수직방향의 속도 성분이 반지름 방향에 비해 무시될 정도로 작다고 가정했다.

본 연구에서는 원추형 표면의 접선 방향의 속도 성분을 무시하지 않고 해석하여 이를 통하여 운동방정식을 유도하였으며, 이를 보완하여 수학적 모델링을 하고 유한 차분법을 이용하여 물질 수지식과 이차 편미분방정식인 에너지식을 연립하여 유체 전체에 대한 해를 구하고 Greenberg[4]와 Yamada[5]에 의해서 얻어진 표면온도와 비교하였다. 또한 표면온도와 밀접한 관계가 있는 증발 속도와 박막두께를 구하여 비교하였다. 그리고 각각의 경우에 대해서 유체내부의 온도구배에서 열전도에 대한 Prandtl 수의 영향을 조사하였고 그 때의 유체 온도와 증발 속도 그리고 박막의 두께를 구하였다.

분자 증류를 적용해야 할 분자량이 큰 유기물은 대개 점도가 크며 열전도도가 낮아 높은 Prandtl 수를 갖고 있다. 따라서 본 연구에서는 Prandtl 수가 클 때 표면 온도와 증발 속도 그리고 박막두께에 대한 해를 제시하였으며 또한 dry-out 지점을 수치적으로 구하여 근사 해와 비교하였다.

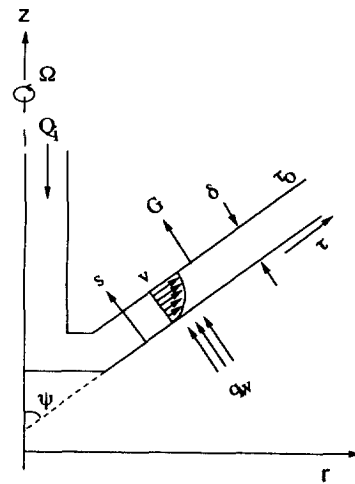


Fig. 1. Schematic diagram of flow system on the surface of centrifugal molecular still

2. 이 론

분자 증류장치에 대한 개략도를 Fig. 1에 나타냈다. 여기서 증발 표면은 각속도 Ω 로 회전한다. 원추형 표면의 축이 원통 좌표계에서 각도 ψ 만큼 비스듬히 놓여 있고 원료는 τ_0 로 들어가게 된다. 회전하는 표면에 일정한 열속 q_w 가 공급된다. 수학적 모델을 세우기 위해 다음과 같은 가정을 하였다.

- (1) 액체의 흐름은 정상상태이다.
- (2) 유체는 층류이다.
- (3) 액체 막 두께는 원추형 표면의 반지름에 비해 아주 작다.
- (4) 중력은 원심력에 비해 무시할 정도로 작다.
- (5) 액체의 물리적 특성들은 일정하다.
- (6) 높은 진공하에서의 증발속도는 다음 식에 의해 주어진다[9].

$$G = P_s \sqrt{M / (2\pi RT_s)} \quad (1)$$

위의 가정을 이용하여 Fig. 1의 경계면 내에서 연속 방정식을 구하면 다음과 같다.

$$\rho \, dQ/d\tau + 2\pi \, \tau \, G(\sin \psi) = 0 \quad (2)$$

$$Q = \int_0^s 2\pi \, \tau \, v(\sin \psi) \, ds \quad (3)$$

운동 방정식은 다음과 같다[11].

$$r\text{-comp} : \rho(-U^2/r + V\partial V/\partial r) = \mu \partial^2 V/\partial z^2 \quad (4)$$

$$\theta\text{-comp} : \rho(V\partial U/\partial r + UV/r) = \mu \partial^2 U/\partial z^2 \quad (5)$$

여기서 초기 및 경계조건은

$$U=r\Omega \quad \text{at } z=0 \quad (6-a)$$

$$\partial U/\partial z=0 \quad \text{at surface} \quad (6-b)$$

$$V=0 \quad \text{at } z=0 \quad (6-c)$$

$$\partial U/\partial z=0 \quad \text{at surface} \quad (6-d)$$

이다.

여기서 식 (4), (5)를 풀기 위해 속도 U, V 가 각각 r 과 z 에 대한 함수인데 다음과 같이 표현된다고 가정하였다.

$$U=r^m f(z) \quad (7-a)$$

$$V=r^n g(z) \quad (7-b)$$

이제 식 (7-a), (7-b)를 (4), (5)에 대입하고 정리하면 다음과 같이 쓸 수 있으며

$$\rho(-f'' + g^2) = \mu g'' \quad (8)$$

$$\rho(gf' + fg) = \mu f'' \quad (9)$$

식 (6)의 경계조건은 다음으로 표현된다.

$$f(z) = \Omega \quad \text{at } z=0 \quad (10-a)$$

$$-f'(z) = 0 \quad \text{at } z=\delta \quad (10-b)$$

$$g(z) = 0 \quad \text{at } z=0 \quad (10-c)$$

$$g'(z) = 0 \quad \text{at } z=\delta \quad (10-d)$$

그러나 여기서 (8), (9)는 비선형 방정식이므로 위의 경계조건으로는 해를 구할 수 없다. 식 (10-b), (10-d) 대신에 초기경계조건을 가정하고 여러 기울기를 대입하여 이 미분 방정식의 해를 구하면 $f(z)$ 가 가능한 영역에서 상수가 된다. (8), (9)식을 연립하여 유한 차분법(FDM)에 의해서 Mathematica[13]를 이용하여 해를 구하였으며 각속도를 바꿔주면서 속도구배를 구하여 Fig. 2에 나타내었다. 이 조건을 이용하고 경사면을 중심으로 좌표계를 설정하여 식 (8)을 다음과 같이 나타낼 수 있으며

$$\rho \sin^2 \psi \tau \Omega^2 + \mu \partial^2 v / \partial s^2 = 0 \quad (11)$$

바뀌어진 경계조건은 다음과 같다.

$$Q = Q_i \quad \text{at } \tau = \tau_i \quad (12)$$

$$v = 0 \quad \text{at } s = 0 (\text{at wall}) \quad (13-a)$$

$$\partial v / \partial s = 0 \quad \text{at } s = \delta (\text{at free surface}) \quad (13-b)$$

이제 식 (11)과 경계조건 식 (13)을 이용하여 풀면 다

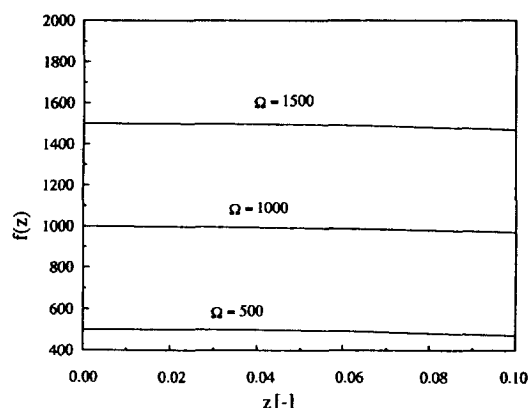


Fig. 2. Tangential component velocity profile as a function of z for parametric angular velocity.

음과 같이 속도 구배를 얻을 수 있다.

$$v = 1/v \sin^2 \psi \Omega^2 \tau (\delta s - s^2/2) \quad (14)$$

식 (14)를 식 (3)에 대입하고, 식 (2)를 풀면

$$Q = 2 \pi \tau^2 \Omega^2 \sin^2 \psi / v \delta^3/3 \quad (15)$$

가 되며, 여기에 식 (12)를 이용하면

$$Q - Q_i = -1/\rho \int_{\tau_i}^{\tau} 2 \pi \tau G \sin \psi d \tau \quad (16)$$

가 된다.

이제 박막두께는 식 (15), (16)을 이용하여 구할 수 있다.

$$\delta = \left(\frac{3 v (Q_i - 1/\rho \int_{\tau_i}^{\tau} 2 \pi \tau G \sin \psi d \tau)}{2 \pi \tau \sin \psi} \right)^{1/3} \quad (17)$$

한편 경계면에서의 에너지 수지식을 표면온도로 근사하지 않고 박막 내의 유체 전체에 대하여 쓰면 다음과 같다.

$$\rho C_p (v \partial T / \partial r) = k (\partial^2 T / \partial r^2 + \partial^2 T / \partial s^2) \quad (18)$$

여기서 경계조건은 하부 경계면에서 일정한 열속으로 가열해 주고, 자유표면에서의 분자들이 증발할 때의 잠열을 나타냈다. 이 조건에 의해 초기조건과 경계조건을 쓰면 다음과 같다.

$$T = T_i (\text{at } \tau = \tau_i, 0 \leq s \leq \delta) \quad (19-a)$$

$$-k \partial T / \partial s = q_w = \text{constant} (\tau_i \leq \tau \leq \tau_0, s = 0) \quad (19-b)$$

$$-k \partial T / \partial s = \lambda G (\text{at } \tau_i \leq \tau \leq \tau_0, s = \delta) \quad (19-c)$$

결과 비교를 위해 문헌[5]에 사용된 변수를 이용하여 위의 식들을 차원해석하면 다음과 같다.

먼저 변수들을 차원해석하기 위해 다음의 무차원 변수들을 사용하였다.

$$\begin{aligned}\xi &= s/\delta, \quad \tau^* = \tau/\tau_i, \quad \delta^* = \delta/\delta_i \\ T^* &= T/T_i, \quad v^* = v/[\Omega^2(\sin^2 \psi) \tau_i \delta_i^2] v \\ G^* &= G/[P_i \sqrt{M/(2\pi RT_i)}]\end{aligned}\quad (20)$$

그리고 무차원 매개변수는 다음과 같다.

$$\begin{aligned}G_i^+ &= \frac{P_i}{\rho(\Omega v)^{1/2} \sin^2 \psi} \sqrt{\frac{M}{2\pi RT_i}} \\ Q_i^+ &= Q_i/[2\pi(\tau_i \sin \psi)^2(\Omega v)^{1/2}] \\ Pr &= C_p \mu/k, \quad q_w^+ = q_w/(\rho C_p T_i(\Omega v)^{1/2} \sin^2 \psi) \\ \delta_i^+ &= \delta_i(\Omega/v)^{1/2} = (3Q_i^+/\sin \psi)^{1/3}, \quad \lambda^+ = \lambda/(C_p T_i)\end{aligned}$$

이 때 유출액의 무차원 유량을 나타내던 다음과 같다.

$$D^* = \sin \psi G_i^+ \int_1^{\tau^*} \tau^* G^* d\tau^* \quad (21)$$

무차원 변수들을 이용해서 식 (14), (17)을 다시 쓰면

$$v^* = \tau^* \delta^{*2} (\xi - \xi^2/2) \quad (22)$$

여기서 식 (3), (12)를 이용해서 다시 쓰면

$$\delta^* = \{[(Q_i^+ - D^*)/Q_i^+]\}^{1/3} \tau^{*-2/3} \quad (23)$$

이다.

식 (18)을 무차원화하여 정리하면 다음과 같다.

$$(\sin^2 \psi) \delta_i^{+4} Pr \delta^{*2} v^* \partial T^*/\partial \tau^* = \partial T^*/\partial \xi^2 \quad (24)$$

경계조건 (19-a), (19-b), (19-c)를 무차원화하면 다음과 같다.

$$\delta^* = 1 \text{ (at } \tau^* = 1) \quad (25)$$

$$T^* = 1 \text{ (at } \tau^* = 1, 0 \leq \xi \leq 1) \quad (26-a)$$

$$\begin{aligned}\partial T^*/\partial \xi &= -\sin^2 \psi q_w^+ \delta_i^+ Pr \delta^* \\ &\text{(at } 1 \leq \tau^* \leq \tau_0/\tau_i, \xi = 0)\end{aligned}\quad (26-b)$$

$$\begin{aligned}\partial T^*/\partial \xi &= -\sin^2 \psi \lambda^+ G_i^+ \delta_i^+ Pr G^* \delta^* \\ &\text{(at } 1 \leq \tau^* \leq \tau_0/\tau_i, \xi = 1)\end{aligned}\quad (26-c)$$

이다.

또한 식 (2)를 무차원 형식으로 고치면

$$Q_i^+ d(\tau^* \delta^{*3})/d\tau^* = -dD^*/d\tau^* = -G_i^+ G^* \tau^* \sin \psi \quad (27)$$

이 되고, 이론적인 증발속도 G^* 를 다음과 같이 근사적으로 구할 수 있다[2, 4].

$$G^* = \text{Exp}[a(T_i^* - 1)] \quad (28)$$

식 (23)에서 박막두께가 0이 되는 유체의 dry out 지점 τ_d^* 는 식 (27)대신에 $D^* = Q_i^+$ 인 조건을 이용하여 식 (23), (24), (28)과 연립해서 수치적으로 구한다. 여기서 Yamada 등[5]은 근사식을 이용하여 다음의 식을 유도하였다.

$$\tau_d^* = \sqrt{\frac{2Q_i^+}{\sin \psi q_w^+ a}} \left[\text{Ln} \left(\frac{q_w^+}{\lambda^+ G_i^+} - \frac{q_w^+ / (\lambda^+ G_i^+) - 1}{\text{Exp}(a\lambda^+)} \right) + a\lambda^+ \right] + 1 \quad (29)$$

3. 결과 및 토의

운동방정식을 연립하여 유한 차분법에 의해서 해를 구하였으며 각속도를 바꿔주면서 속도구배를 구하였다. 계산 결과에 의하면 원추형 표면의 접선방향에 대한 속도구배가 수직방향 좌표에 대해서 독립적임을 알 수 있었다. Fig. 2는 접선 방향의 속도구배를 z 에 대해서 나타냈다.

식 (23), (24), (27), (28)을 연립하고 유한 차분법을 이용하여 수치적인 해를 구하였다. Implicit 방법[10]을 사용하여 알고리즘을 설계했고 Grid 수를 200, 최대 반복 회수를 20000번으로 하고 한계 오차를 10^{-6} 으로 했다. Grid 수가 100, 150, 200인 경우에 대해서 수치해를 구하여 안정함을 확인했다.

Fig. 3에서 유체 내부의 온도 분포를 반경을 매개변수로 하여 수직방향의 성분 ξ 에 대하여 나타냈다. 반경에 따라 Prandtl 수가 10인 경우(a)는 온도 구배가 거의 일

정하였고 Prandtl 수가 증가하여 1000인 경우(b) 출구에서 멀어질수록 온도구배가 차이가 났다. 그리고 Fig. 4에서는 온도 분포를 Prandtl 수에 따라 나타냈는데 이 경우에 Prandtl 수가 증가할수록 가열판으로부터 유체 내부로의 열전달이 느려짐을 알 수 있었다. 이 때 가열판 근처의 유체온도가 급격히 증가하여 열전달면 근처와 유체표면의 온도차가 커졌다.

Fig. 5는 가열속도를 변화시키면서 반경에 대해서 표면 온도의 변화를 나타낸 것이다. $Pr=10$ 일 때 유한 차분법에 의하여 해를 구하여 실선으로 표시하였다. 그리고 점선은 근사해[5]이다. 이 값은 식 (24)를 근사해서 상미분 방정식으로 바꾸고 식 (27), (28)과 연립하여 Runge Kutta방법에 의해 구한 것이다. 또한 열전달 속도가 유체표면에서의 잠열과 같다고 가정한 Greenberg[4]의 가정에 의한 근사해를 Fig. 5에 나타냈는데 거의 일치하였다. 여기서 가열속도가 증가할수록 유체의 표면온도가 증가하였고 Fig. 6에서는 일정한 가열속도에서 반

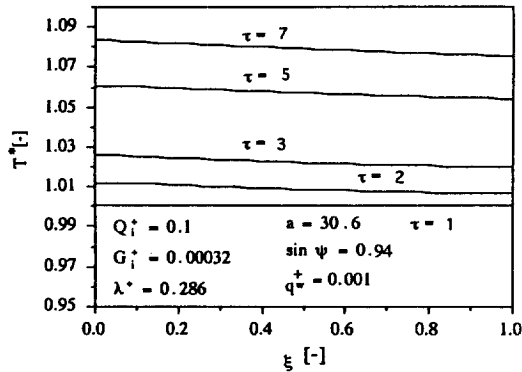


Fig. 3a. Fluid temperature profile as a function of ξ for parametric radius ($Pr=10$).

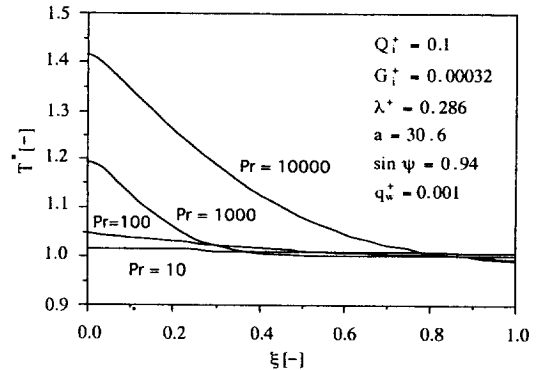


Fig. 4a. Influence of Prandtl number on fluid temperature at constant radius ($\tau=2$).

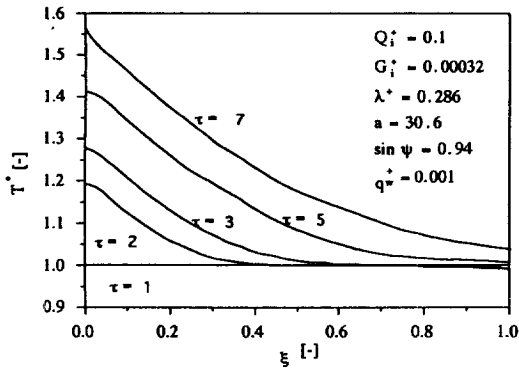


Fig. 3b. Fluid temperature profile as a function of ξ for parametric radius ($Pr=1000$).

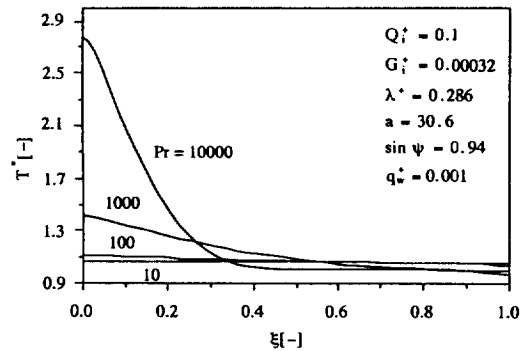


Fig. 4b. Influence of Prandtl number on fluid temperature at constant radius ($\tau=5$).

경에 따른 물질전달 속도의 변화를 나타내었다. 가열속도가 커질수록 더 많은 양을 얻었다.

두 가지의 경우에서 표면 온도와 증발 속도값을 근사해와 비교해본 결과 거의 일치함을 보였다.

Fig. 7에서는 Prandtl 수가 10인 경우에 대해 공급열과 증발할 때 잠열이 같을 때인 $q_w^+ = \lambda^+ G_i^+ G^*$ 를 중심으로 표면온도 T_s^* 의 증감을 나타냈다. 공급열이 유체의 잠열보다 클 때, 즉 $q_w^+ > \lambda^+ G_i^+ G^*$ 인 경우에는 무차원 반경 τ^* 가 증가함에 따라 표면온도 T_s^* 가 증가하여 극한값 T_∞ 에 수렴하였다. 그리고 공급열이 유체의 잠열보다 작을 때, 즉 $q_w^+ < \lambda^+ G_i^+ G^*$ 일 때는 τ^* 가 증가함에 따라 표면온도가 감소했다. 그리고 식 (21)에서 알 수 있듯이 증발속도가 τ^{*2} 에 비례하는데 이는 $T^* = T_\infty$ 일 때 증발속도가 일정한 까닭이다[3].

일정한 가열 속도에서 Prandtl 수가 표면온도구배에 미치는 영향을 Fig. 8에 나타냈다. Prandtl 수가 10 근처에서는 근사해도, 수치해와 거의 일치함을 보이지만

Prandtl 수가 커질수록 현격한 차이가 났다. 이것은 Prandtl 수가 커질수록 열전달이 느려져 가열판에서 제공한 열이 유체를 통해 충분히 전달되지 못해서 반경이 증가하여도 표면온도의 증가는 아주 느려짐을 알 수 있었다.

Fig. 9에서는 Prandtl 수가 증발속도에 미치는 영향을 나타냈다. 마찬가지로 Prandtl 수가 10 근처에서는 근사해로 기술할 수 있지만 Prandtl 수가 증가할수록 표면온도의 함수인 증발속도값의 차이가 커져 어려워진다. 이것은 열전달 속도가 느려짐으로 표면온도가 감소하고 이에 따라 증발속도의 감소를 나타내게 된다.

Fig. 10은 조업 중에 형성되는 박막두께를 반경에 대해서 나타낸 것이다. 가열속도가 증가함에 따라 박막두께가 더 빨리 감소하였다. 이 값 역시 $Pr=10$ 일 때에는 근사해와 거의 일치했다. 그러나 열속을 일정하게 하고 Prandtl 수를 증가시키면 Fig. 11에 나타난 것과 같이 Prandtl 수가 증가함에 따라 반지름의 증가에 따른 박막두께가 더 느리게 감소하였다.

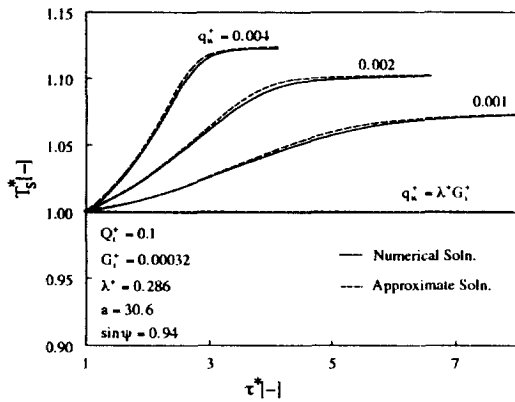


Fig. 5. Surface temperature profile as a function of radius for parametric heating rate.

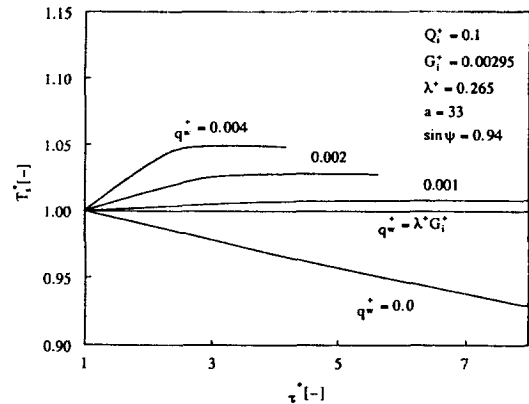


Fig. 7. Effect of heating rate on surface temperature with latent heat in the center at $Pr=10$.

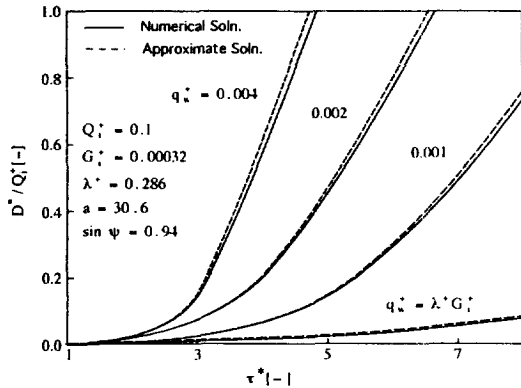


Fig. 6. Mass transfer rate of distillate as a function of radius at $Pr=10$ for parametric heating rate.

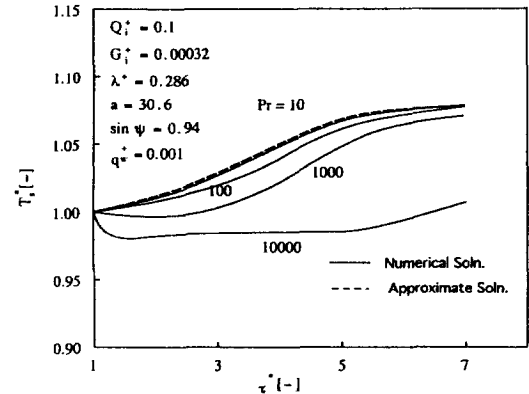


Fig. 8. Influence of Prandtl number on surface temperature profile at constant heating rate.

Centrifugal molecular still을 가동하는 동안에 회전하는 증발표면위의 액체가 완전히 말라버리는 상태(dry-out)는 적절한 조업 조건이 아니다. 그러므로 액체가 가열판을 떠나기 전까지는 dry-out 지점에 도달하지 않는 상태로 조업되어야 한다.

액체의 dry-out 지점 τ_d^* 는 식 (27) 대신에 $D^* = Q_i^+$ 인 조건을 이용하여 식 (23), (24), (28)과 연립해서 수치적으로 구했다. Fig. 12에서 Yamada[5] 등이 구한 근사식 (27)과 수치해를 비교하였다. Prandtl 수가 10일 때는 거의 일치하지만 Prandtl 수가 100 이상일 때는 근사해와는 많은 차이를 보였다. 여기서 액체의 dry-out 지점은 가열속도 q_w^+ 가 증가할수록 입구쪽으로 접근함을 확인하였다.

4. 결 론

지금까지의 원심 증류식(centrifugal type)의 분자 증류장치에서의 모델에 대해서 몇 가지 가정을 줄이고 자세하게 기술하고 보완하여 이를 해석하였다. 이를 통해 수학적 모델을 세우고 열 및 물질전달에 중요한 변수인 유체 온도와 표면에서의 증발 속도에 대한 해를 수치적으로 구하였다. 계산 결과에 의하면 원추형 표면의 접선 방향의 속도성분은 수직방향 z 에 독립적이지만 무시할 수 없음을 알 수 있었다.

유체의 표면온도와 증발속도를 근사해와 비교해서 Prandtl 수가 10 근처에서는 근사해와 거의 일치하였으나 Prandtl 수가 100 이상일 때는 온도구배가 현저하게 차이가 났고 동시에 증발 속도도 아주 다른 구배를 보였다. 위에서 구한 해는 열전달 속도가 유체표면에서의 잠열과 같다고 가정한 극한 조건으로 Greenberg의 해와 일치했다. 또한 박막두께를 수치적으로 구하였으며 근사해와

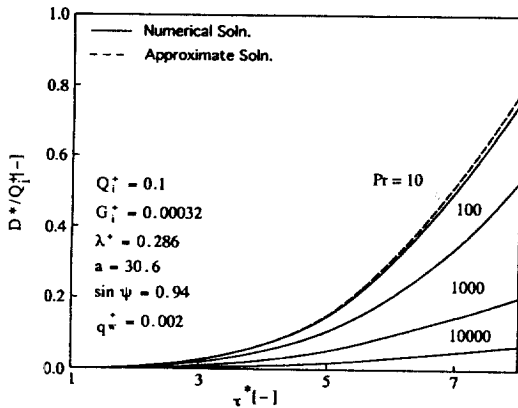


Fig. 9. Influence of Prandtl number on mass transfer rate of distillate at constant heating rate.

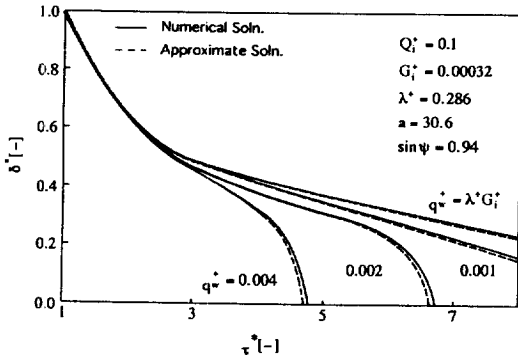


Fig. 10. Film thickness as a function of radius at $Pr=10$ for parametric heating rate.

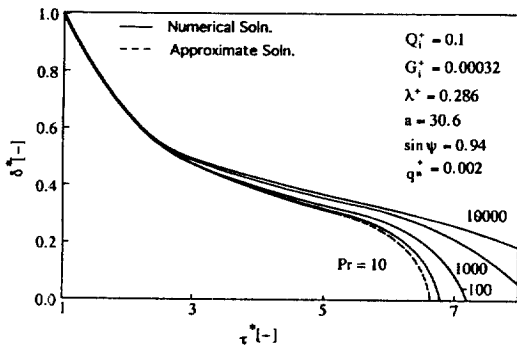


Fig. 11. Influence of Prandtl number on film thickness as a function of radius at constant heating rate.

비교하여 같은 결과를 보였다. Dry-out 지점을 결정하기 위하여 $D^+ = Q_i^+$ 인 조건을 이용하여 수치적으로 구하였으며 이 결과들로 $Pr > 100$ 인 경우에 좀더 정확한 해를

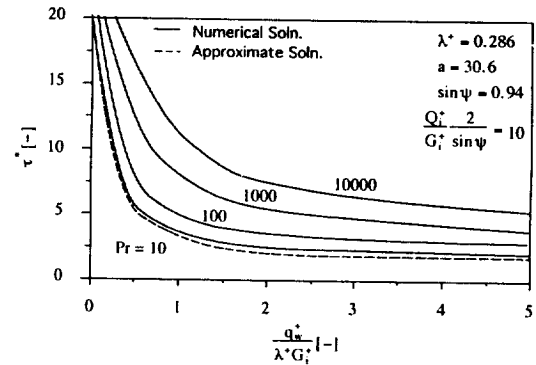


Fig. 12. Influence of Prandtl number on dry-out position of liquid.

제공하였다.

이 방법을 통해서 실제 공정에서 장치를 설계하고 제조할 때 그 장치의 조건에 맞는 수치들을 보다 정확하게 예측할 수 있으며, 사용하는 장치에 대해서 최적 조업 조건을 구할 수 있다.

감 사

본 연구는 한국과학재단의 일본방문 연구 지원으로 이루어진 것으로 KOSEF와 JSPS에 감사드립니다.

사용기호

- a : coefficient defined in eq. (28)
- C_p : heat capacity [$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$]
- G : theoretical rate of evaporation [$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$]
- k : thermal conductivity [$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$]
- M : molar mass [kg mol^{-1}]
- P : pressure [Pa]
- q_w : heating rate [$\text{J m}^{-2} \text{s}^{-1}$]
- Q : volumetric flow rate [$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$]
- r : radial distance of cylindrical coordinate [m]
- R : gas constant [$\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$]
- s : coordinate perpendicular to conical surface [m]
- T : temperature [K]
- U : θ -component velocity in the cylindrical coordinate [m s^{-1}]
- v : radial velocity [m s^{-1}]
- V : r -component velocity in the cylindrical coordinate [m s^{-1}]

그리스 문자

- δ : film thickness [m]

- λ : latent heat of vaporization [Jkg^{-1}]
 μ : viscosity [Pas]
 ν : kinematic viscosity [m^2s^{-1}]
 ξ : dimensionless coordinate perpendicular to conical surface
 ρ : density [kgm^{-3}]
 τ : radial distance from apex of conical surface [m]
 ψ : half the angle of apex of cone radius
 Ω : angular velocity [s^{-1}]

하첨자

- i : inlet position
 s : evaporating liquid surface

상첨자

- * : dimensionless variable
 + : dimensionless parameter

참고문헌

- Burrow, G.: "Molecular Distillation", Oxford University Press, Amen House, London(1960).
- Knudsen, M.: *Ann. Physik.*, **47**, 697(1915).
- Langmuir, I.: *Phys. Rev.*, **2**, 329(1913).
- Greenberg, D. B.: *AIChE J.*, **18**, 269(1972).
- Inuzuka, M., Saito, I., Yamada, I., Hiraoka, S. and Ishikawa, H.: *J. Chem. Eng. Japan*, **19**, 14(1986).
- Inuzuka, M., Satio, I., Moriya, T., Yamada, I., Hiraoka, S. and Ishikawa, H.: *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, **10**, 383(1984).
- Inuzuka, M., Saito, I., Moriya, T., Yamada, I., Hiraoka, S., Ishikawa, H. and Mori, H.: *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, **11**, 456(1985).
- Inuzuka, M., Ishikawa, H., Sugimaya, R., Yamada, I., Hiraoka, S., Mori, S. and Nishiko, K.: *J. Chem. Eng. Japan*, **20**, 415(1987).
- Hinze, J. O. and Milborn, H.: *J. Appl. Mech.*, **17**, 145(1950).
- Mitchell, A. R. and Griffiths, D. F.: "The Finite Difference Method in Partial Differential Equations", John Wiley & Sons, New York, NY(1980).
- Denn, M. M.: "Process Fluid Mechanics", Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ(1980).
- Larsen, P. S. and Arpaci, V. S.: "Convection Heat Transfer", Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ(1984).
- Stephen, W.: "Mathematica", Addison-Wesley Co., Redwood, CA(1991).