

〈論 文〉

응축을 수반하는 분무수적으로의 열 및 질량전달률 예측

이상균* · 조종철** · 신원기** · 조진호*** · 서정일***

(1991년 5월 24일 접수)

Predictions of Heat and Mass Transfer Rates to a Spray Droplet Experiencing Condensation

Sang-Kyoon Lee, Jong-Chull Jo, Won-Ky Shin, Jin-Ho Cho and Jeong-Il, Seoh

Key Words : Direct Contact Condensation (직접접촉응축), Droplet Model (수적모형), Internal Circulation Effect (내부순환효과), Integral Method (적분법), Bulk Temperature (체적평균온도), Physical Property (물성치)

Abstract

The heat and mass transfer rates to a spray droplet experiencing condensation in the mixture composed of saturated steam and air are calculated by three different droplet models: the complete mixing model, the partial mixing model, and the non-mixing model. An approximate solution for the transient temperature distributions for the case of the partial mixing and non-mixing droplet models is obtained by using the integral method. Results for the three different models are provided for temporal variations of droplet bulk temperature, and compared with experimental data where available. It is shown that the predictions by the partial mixing droplet model show good agreement with the experimental data. For the case of the partial mixing droplet model, the effects of mixture pressure, initial droplet temperature, volumetric concentration of steam in the mixture, initial droplet size, initial injection velocity, and spray angle on the heat and mass transfer to the spray droplet are also discussed and the typical results have been provided.

기 호 설 명

<p>A : 수적의 단면적 $a_i(\tau)$: 행렬$\{a\}$의 요소 B_i : Biot 수 ($=h_i R/k_i$) C_D : 항력계수 C_P : 정압비열 D : τ에 대한 미분 ($=d/d\tau$) D_{12} : 질량확산률 $F(\xi)$: 수적의 무차원 초기온도</p>	<p>g : 중력 가속도 $g_i(\xi)$: 가중함수 H_{fg} : 응축잠열 h_c : 대류열전달 계수 h_i : 행렬$\{h\}$의 요소 h_c : 피상적인 열전달 계수 J_s : 수증기의 질량유속 k : 열전도률 $L_{i,j}$: 행렬$\{L\}$의 요소 m : 질량 N : 수적표면온도 증분의 수 Nu : Nusselt수 ($=2h_c R/k_i$)</p>
---	---

* 정회원, 한국원자력안전기술원, 한양대학교 대학원
 ** 정회원, 한국원자력안전기술원
 *** 정회원, 한양대학교 기계공학과

- n : 부분혼합모형에서의 혼합의 회수
- P : 압력
- P_{gm} : 대수평균압력차
- Pr : Prandtl수 ($=\mu_g/\rho_g \alpha_g$)
- q_t : 총괄열전달률
- q_s : 감열전달 성분
- q_L : 잠열전달 성분
- R : 수직의 반경
- Re : Reynolds수 ($=2\rho_g WR/\mu_g$)
- r : 구좌표계의 반경방향의 거리
- Sc : Schmidt수 ($=\mu_g/\rho_g D_{12}$)
- Sh : Sherwood수 ($=2\beta R/D_{12}$)
- T : 온도
- t : 시간
- U : 수평속도 성분
- V : 수직속도 성분
- W : 수직의 속도 ($= (U^2 + V^2)^{1/2}$)
- x, y : 직교좌표계
- Y : 비행거리
- y_s : 수증기의 체적분률

그리이스 문자

- α : 열확산 계수
- β : 질량전달계수
- ΔT_s : 수적표면온도의 미소증분 ($= (T_\infty - T_0)/N$)
- θ_0 : 무차원 체적평균온도 ($= (T_0 - T_0)/(T_\infty - T_0)$)
- θ : 무차원 온도 $= rT/RT_\infty$
- λ_i : 식(30)의 근
- μ : 점성계수
- r_0 : 구좌표계의 반경방향의 무차원 거리 ($= r/R$)
- ρ : 밀도
- τ : 무차원 시간 ($= at/R^2$)
- ϕ : 분사각도

하첨자

- b : 체적평균
- g : 비응축성 기체 또는 기체상
- i : 경계면
- l : 수적
- o : 초기조건
- s : 포화수증기 또는 수적의 표면
- ∞ : 주위 유체

1. 서론

포화수증기와 분무수적사이의 직접접촉 응축열전달은 원자로의 비상냉각 살수계통과 가압기의 살수계통을 비롯하여 직접접촉식 복수기, 냉각탑, 공조기기, 탈기 및 진공냉각설비등의 기술공정에 폭넓게 응용되고 있다. 수증기와 비응축성 기체의 혼합기 공간에서 노즐로부터 분사되어 낙하하는 아냉각 상태인 수적으로의 응축은 혼합기 공간으로부터 열 및 질량의 제거를 수반하므로 이러한 살수계통의 해석 및 설계를 위하여 수적으로의 응축열전달률을 예측하는 것이 중요한 관심의 대상이 된다. 노즐로부터 분사되는 수적들은 다양한 크기를 가지며, 이러한 실제조건에 대한 해석을 위하여 단일수적에 대한 해석이 기초적으로 이루어져야 한다.

단일수적으로의 응축으로 인한 열 및 질량전달과 수동력학에 관련된 많은 연구결과들이 문헌⁽¹⁾에 수록되어 있다. 문헌⁽²⁻⁴⁾에서는 정지하고 있는 수적으로의 응축열전달을 해석하였으며, Ford와 Lekic⁽⁵⁾은 주의유체가 순수한 수증기인 경우에 대하여 응축으로 인한 수적의 성장률을 실험적으로 조사한 바 있다. Tanaka 등^(6,7)과 Ayyaswamy 등⁽⁸⁻¹⁰⁾은 수증기와 공기로 이루어진 혼합기 공간에서 운동하는 수적으로의 열 및 질량전달률을 해석하였다. 일반적으로 수증기와 비응축성 기체의 혼합기 공간에서 노즐로부터 분사되어 낙하하는 단일수적으로의 열 및 질량전달률을 정확히 예측하기 위하여 수적 내부의 온도분포를 구하는 것이 우선적으로 이루어져야 하며, 이를 위하여 분무수적이 진구형울 유지하며 수적의 진동 및 vortex shedding과 같은 유동불안정이 일어나지 않는다는 가정에 기초를 둔 수적의 해석모형들로는 수적내부가 균일한 온도로 유지되어 lumped system으로 간주하는 완전혼합모형, 수적의 내부순환을 고려하는 부분혼합모형 및 수적의 내부순환을 무시하여 강체로 간주하는 비혼합모형들이 가능하다. 그러나 물리적으로 쉽게 추론할 수 있듯이 수적의 체적평균온도변동에 있어서 완전혼합모형과 비혼합모형인 경우의 결과들은 예측 가능한 상계치와 하계치를 각각 나타낼 것이며, 부분혼합모형인 경우가 실제 결과와 유사할 것이다. 이러한 수적모형들에 대한 열 및 질량전달률의 계산은 문제의 비선형성으로 인하여 주로 수치해석적 방법들로서 이루어져 오고 있다⁽⁶⁻¹⁰⁾. Tanaka

등^(6,7)은 비혼합모형의 수적에 대하여 수적내부의 온도분포를 유한차분법으로 구하고 대류열전달계수에 대한 경험식을 사용하여 해석하였으며, 수적의 직경이 0.1mm이하이고 수적과 혼합기와의 상대속도가 작은 경우에는 수적의 내부순환효과가 무시될 수 있을 정도로 작아서 시간변화에 따른 수적의 무차원 체적평균온도의 변동에 대한 비혼합모형과 완전혼합모형의 계산결과들이 서로 일치하는 것으로 보고하였다. Ayyaswamy등^(8~10)은 수적운동에 대한 Reynolds수가 500이하인 영역에서 관성효과(Weber수, We)와 정수력학적 압력변동(Eötvös수, Eu)에 의한 수적변형이 무시될 수 있는 직경 0.6mm이하의 수적($Eu < 0.4$, $We < 0.3$)에 대해서만 수적 주위의 외부유동과 수적의 내부유동을 이론적으로 모형화하여 복잡하게 해석하였다. 수적의 내부유동을 고려하기 위한 이와 같은 복잡한 계산은 그 적용가능한 범위(Reynolds수가 500이하, 수적 직경이 0.6mm 이하)가 매우 제한적이므로 실제 공학문제에 대한 적용도 제한적으로만 가능하다⁽¹¹⁾. 수적으로의 열전달을 예측하기 위한 수적모형은 일반성과 적용성이 보장되면서도 계산상의 어려움이 없는 것이 바람직하다. Kulic과 Rhodes⁽³⁾는 부분혼합모형과 비혼합모형에 대하여 수적표면의 미소온도증분에 소요되는 시간 동안에 수적내의 온도장은 선형성을 갖는다는 가정하에서 균일 또는 비균일 초기온도분포를 갖는 강체구가 대류열전달 경계조건을 갖는 경우에 대한 과도온도분포의 정확해를 사용함으로써 공기-수증기 혼합기 속에서 자유낙하는 수적으로의 열 및 질량전달률을 계산하였다. 비혼합모형에 대한 수적내 과도온도분포의 해석에 있어서는 수적의 초기온도분포를 7차의 다항식으로 가정하여 다항식에 포함되어 있는 계수들을 결정하기 위한 목적으로 시간변화에 따른 주위 유체 및 수적의 열적, 물리적 조건 및 매개변수의 변동을 고려하기 위하여 분할되는 전단계 시간구간에서 수적의 과도온도분포를 나타내는 무한급수해를 7차의 다항식으로 curve fitting하는 방법을 적용하였다. 따라서 얻어진 결과들은 각시간 구간들의 경계에서 온도분포의 불연속성이 이루어질 뿐만 아니라 계산과정이 복잡하며, 비혼합 및 부분혼합모형의 수적내부 과도온도분포해의 계산은 모두 transcendental equation으로 고유치를 계산하여야 하므로 복잡성은 가중된다.

따라서, 본 연구에서는 포화수증기와 공기의 혼

합기내에서 분무수적으로의 열 및 질량전달률을 계산하기 위하여 수적의 부분혼합모형과 비혼합모형에 대하여 수적내 과도온도분포의 해석해를 적용성이 보장되면서도 계산상의 어려움이 수반되지 않는 형태로 구하기 위하여 수적내부의 열전도해석에 있어서 적분법을 적용하였다. 적분법으로 얻어지는 과도온도분포의 해는 유한차의 다항식으로 표시되어 비혼합모형인 경우 각시간 구간의 경계에서의 온도분포가 연속성을 유지하면서 물성치들의 온도에 대한 종속성이 쉽게 고려되고 계산도 용이한 형태이다. 본 보에서 제시하는 해석결과와 적용성을 조사하기 위하여 완전혼합모형을 포함하는 세가지 수적모형들에 대한 계산결과들로부터 얻어진 시간변화에 따른 수적의 무차원 체적평균온도변동을 유효한 실험결과들과 비교, 검토하였으며, 부분혼합모형에 대하여 혼합기의 압력, 수적의 초기온도, 혼합기 속에 포함되어 있는 수증기의 체적분율, 수적의 초기크기, 수적의 초기속도 및 분사각도가 주위혼합기로부터 수적으로 전달되는 열 및 질량전달에 미치는 영향을 조사하고 도출된 대표적 검토 결과를 제시하였다.

2. 해석

본 연구에서 사용한 수적의 해석모형에 대한 개략도는 Fig. 1과 같다. 그림에서와 같이 수증기와 비응축성인 공기의 혼합기 공간에서 반경 R_0 , 초기온도 T_0 인 수적이 수직방향에 대하여 초기분사

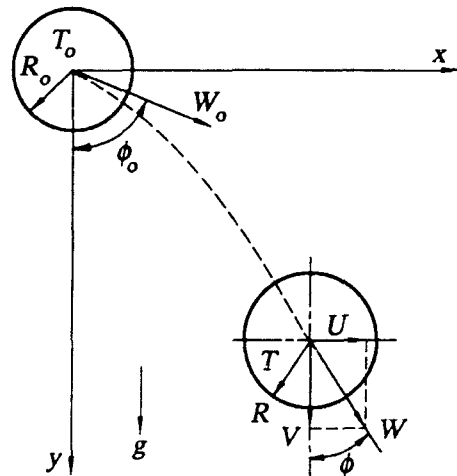


Fig. 1 Schematic diagram of a spray droplet model

각 ϕ_0 , 초기속도 W_0 로 노즐로부터 분사되어 수적 표면에서 수증기의 응축을 수반하면서 운동하는 동안에 수적의 온도상승과 질량증가가 일어난다. 이론적 해석을 가능하게 하기 위하여 수적은 항상 진구형을 유지하고, 유동불안정에 의한 진동이나 혼합기와와의 복사열전달에 의한 효과는 무시될 수 있는 것으로 가정한다.

2.1 수적의 운동

수적에 대한 항력은 강체에 대한 항력과 동일하다는 가정을 기초로 하여 항력, 중력 및 질량변화를 고려한 수적의 운동방정식은 다음과 같다⁽¹²⁾.

$$\frac{dU}{dt} = -C_D A \rho_g \frac{WU}{2m} - \frac{U}{m} \frac{dm}{dt} \quad (1)$$

$$\frac{dV}{dt} = g \frac{(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l} - C_D A \rho_g \frac{WV}{2m} - \frac{V}{m} \frac{dm}{dt} \quad (2)$$

$$C_D = 24/Re \quad \text{for } Re < 2 \quad (3a)$$

$$C_D = 18.19/Re^{0.599} \quad \text{for } Re < 500 \quad (3b)$$

$$C_D = 0.44 \quad \text{for } 500 < Re < 2 \times 10^5 \quad (3c)$$

식(1)~(3)으로부터 수적의 운동궤적을 구한다.

2.2 수적으로의 열 및 질량전달

본 연구에서는 Colburn등⁽¹³⁾이 최초로 제안한 이후 여러 저자들^(2,3,14)이 사용한 간단한 모형을 이용하여 포화수증기-공기의 혼합기로부터 수적으로의 응축열전달률을 계산하였다. 이 모형에서는 혼합기로부터 수적표면으로 전달되는 총괄열전달률이 주위혼합기와 수적표면 사이의 온도차로 인한 감열전달(sensible heat transfer) 성분과 주위혼합기와 수적-혼합기의 경계면 사이의 수증기 농도차로 인한 잠열전달(latent heat transfer) 성분의 두 성분으로 구성되어 있으므로 다음과 같다.

$$q_t = q_s + q_L \quad (4)$$

여기서

$$q_s = h_c a (T_\infty - T_s) / (1 - e^{-a}) \quad (5)$$

$$q_L = J_s H_{fg} \quad (6)$$

$$a = J_s C_{ps} / h_c \quad (7)$$

식(5)에서 $a/(1 - e^{-a})$ 는 수적으로 열전달에 미치는 질량전달의 효과를 나타내며, 수증기의 응축에 의한 질량유속 J_s 는 다음과 같다.

$$J_s = \rho_s \beta (P_{g\infty} - P_{gi}) / P_{gm} \quad (8)$$

여기서

$$P_{gm} = (P_{gi} - P_{g\infty}) / \ln(P_{gi} / P_{g\infty}) \quad (9)$$

식(4)~(9)에 적용된 가정들과 유도과정은 참고문헌^(2,14)에 자세히 설명되어 있으므로 본 연구에서는 이를 생략하였다. 식(5)와 (7)에 사용된 대류 열전달계수 h_c 와 식(8)에 사용된 질량전달계수 β 는 Hughmark⁽¹⁵⁾가 제안한 다음과 같은 관계식들로부터 계산된다.

$$Sh \text{ or } Nu = 2.0 + 0.6 Re^{1/2} (Sc \text{ or } Pr)^{1/3} \quad \text{for } 1 < Re < 450, Sc \text{ or } Pr < 250 \quad (10a)$$

$$Sh \text{ or } Nu = 2.0 + 0.27 Re^{1/2} (Sc \text{ or } Pr)^{1/3} \quad \text{for } 450 < Re < 10^4, Sc \text{ or } Pr < 250 \quad (10b)$$

이 식들은 유동 Reynolds수의 범위가 $1 < Re < 10^4$ 인 강체에 대한 열 및 질량전달에 관한 많은 실험자료들을 기초로하여 만들어진 관계식들이다.

2.3 완전혼합모형에 의한 수적의 온도응답

완전혼합 수적모형에서는 수적내부의 온도구배가 존재하지 않는다. 따라서 수적에서의 열평형은 다음과 같다.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\rho_l C_{pl} R^3}{3} T \right) = R^2 q_t \quad (11)$$

초기 조건

$$T = T_0 \text{ at } t = 0 \quad (12)$$

식(11)에서 수적의 온도가 미소하게 변화하면 t 와 T 를 제외한 다른 모든 양들은 일정하다고 간주되므로 미소온도변화구간에 대한 수적의 체적평균온도응답에 관한 해는 다음과 같다.

$$T = T_\infty + \frac{J_s H_{fg}}{C_2}$$

$$-(T_\infty - T_0 + \frac{J_s H_{fg}}{C_2}) \exp(-Cl) \quad (13)$$

$$\theta = 0 \quad \text{at } \xi = 0, \tau > 0 \quad (18a)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} + (Bi-1)\theta = 0 \quad \text{at } \xi = 1, \tau > 0 \quad (18b)$$

여기서

$$C_1 = 3/\rho_i C_{p_i} R \quad (14a)$$

$$C_2 = J_s C_{ps} / \{1 - \exp(-J_s C_{ps} / h_c)\} \quad (14b)$$

$$C = C_1 C_2 \quad (14c)$$

이고, $T = T_0 = T_s$ 이다.

2.4 부분혼합모형과 비혼합모형에 의한 수적의 온도응답

비혼합모형에서 수적은 강체구로 가정된다. 한편 부분혼합 모형에서는 수적의 표면온도가 어느 정도 증가한 시점에서 한정된 회수의 순간적인 완전혼합이 일어나는 강체구로 거동한다고 가정함으로써 내부순환을 가지는 수적을 모사한다. 따라서 내부혼합이 일어나는 임의의 두 시점사이의 매 과도구간에 대하여 균일한 초기온도분포가 얻어진다. 비혼합 모형과 부분혼합모형들에 대한 수적의 온도응답들을 구하기 위하여 수적표면에서의 경계조건이 필요하다. 수적표면에서 주어지는 경계조건인 수적으로의 총괄열전달률은 다음과 같이 표시되는 피상적인 열전달계수 h_i 를 정의하는데 사용된다.

$$h_i = q_i / (T_\infty - T_s) \quad (15)$$

따라서 균일 또는 비균일 초기온도, $T = T_0$ 또는 $T(r)$ 인 수적에서 일정한 온도 T_∞ 인 주위혼합기로부터 피상적인 열전달계수 h_i 인 대류열전달 경계조건을 갖는 수적표면을 고려할 수 있다. 수적의 표면온도나 체적평균온도가 매우 미소하게 증가한다면 모든 물성치와 수적의 반경은 일정한 것으로 간주되므로 수적의 표면온도가 미소변화하는 경우에 있어서 본 보에서 고려된 문제의 수학적 표현을 무차원 형태로 표시하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} = \frac{\partial \theta}{\partial \tau} \quad \text{in } 0 < \xi < 1, \tau > 0 \quad (16)$$

초기 및 경계조건

$$\theta = F(\xi) \quad \text{for } \tau = 0, \text{ in } 0 \leq \xi \leq 1 \quad (17)$$

식(16)~(18)에 사용된 무차원 변수들은 다음과 같이 정의된다.

$$\xi = \frac{r}{R}, \quad \tau = \frac{at}{R^2},$$

$$\theta = \frac{rT}{RT_\infty},$$

$$Bi = \frac{h_i R}{k_i} \quad (19)$$

해석되어져야 할 본 문제는 비균일 또는 균일 초기 온도 분포를 가지는 평판에서의 체차 선형열전도 문제로 변환된다. 본 연구에서는 적분법을 사용하여 식(16)~(18)을 해석하며, 이러한 문제에 대한 해는 수적의 표면온도가 미소변화하는 구간에 대해서만 유용할 것이다. 식(16)의 해는 다음과 같은 형태의 다항식으로 표시된다.

$$\theta(\xi, \tau) = \sum_{i=0}^n a_i(\tau) \xi^i \quad \text{in } 0 < \xi < 1, \tau > 0 \quad (20)$$

$(n+1)$ 개의 미지 상수들인 $a_i(\tau)$, ($i=0, 1, \dots, n$)를 결정하기 위하여 $(n+1)$ 개의 관계식이 필요하며, 식(18)로주어진 두개의 경계조건으로부터 다음과 같은 관계식이 구하여진다.

$$a_0(\tau) = 0 \quad (21a)$$

$$a_n(\tau) = - \frac{\sum_{i=0}^{n-1} (Bi+i-1) a_i(\tau) - Bi}{(Bi+n-1)} \quad (21b)$$

나머지 $(n-1)$ 개의 관계식들은 모멘트법⁽¹³⁾에 의하여 구하여진다. 식(16)에 가중함수(weight function), $g_j(\xi)$, ($j=1, 2, \dots, n-1$)를 양변에 곱하고 $\xi=0$ 에서 $\xi=1$ 까지 적분한 후, 이 결과식에 식(20)을 대입하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & \sum_{i=2}^n a_i(\tau) \int_{\xi=0}^1 i(i-1) g_j(\xi) \xi^{i-2} d\xi \\ & = \sum_{i=0}^n \frac{a_i(\tau)}{d\tau} \int_{\xi=0}^1 g_j(\xi) \xi^i d\xi \end{aligned} \quad (22)$$

식(22)는 나머지 $(n-1)$ 개의 계수들을 구하기 위한

(n-1)개의 선형 독립 1계 상미분방정식들의 조합을 나타낸다. 식(22)를 풀기 위하여 필요한 (n-1)개의 초기조건들은 식(17)의 F(ξ)에 대한 (n-1)개의 모멘트들과 이에 상응하는 식(20)에서 θ(ξ, 0)의 모멘트들이 서로 동일하므로 다음과 같다.

$$\int_{\xi=0}^1 g_j(\xi) F(\xi) d\xi = \sum_{i=0}^n a_i(0) \int_{\xi=0}^1 g_i(\xi) \xi^i d\xi \quad (23)$$

따라서 가중함수들 g_j(ξ), (j=1, 2, ..., n-1)가 결정되면 식(22)에 대한 유일해가 얻어진다. 본 연구에서 사용된 가중함수들은 다음과 같다.

$$g_j(\xi) = \xi^{j-1} \quad j=1, 2, \dots, n-1 \quad (24)$$

식(24)를 식(22)에 대입하여 얻어지는 (n-1)개의 미지함수들인 a_i(τ), (i=1, 2, ..., n-1)가 포함된 (n-1)개의 선형 1계 상미분방정식들의 조합은 다음과 같은 행렬형태로 표시된다.

$$[L]\{a\} = \{h\} \quad (25)$$

여기서 식(25)의 계수 행렬(coefficient matrix) [L]은 선형 미분연산자 행렬(linear differential operator matrix)이며 이들의 요소들은 다음과 같다.

$$L_{i,j} = B_{i,j}D + E_{i,j} \quad \begin{matrix} i=1, 2, \dots, n-1 \\ j=1, 2, \dots, n-1 \end{matrix} \quad (26)$$

여기서

$$B_{i,j} = \frac{1}{i+j} - \frac{(Bi+j-1)}{(n+i)(Bi+n-1)} \quad (27)$$

이고

$$E_{i,j} = \begin{cases} \frac{n(n-1)(Bi-j-1)}{(n+i-2)(Bi+n-1)} & \text{for } j=1 \\ \frac{n(n-1)(Bi+j-1)}{(n+i-2)(Bi+n-1)} - \frac{j(j-1)}{(i+j-2)} \end{cases} \quad (28a)$$

$$\text{for } j=2, 3, \dots, n-1 \quad (28b)$$

이다. 그리고 forcing function matrix {h}의 요소들은 다음과 같다.

$$h_i = \frac{n(n-1)Bi}{(n+i-2)(Bi+n-1)} \quad (29)$$

|L|=0에 대한 표현식에서 D를 λ로 대치하여 얻어진 a_i(τ), (i=1, 2, ..., n-1)에 관한 특성방정식은 다음과 같다.

$$\lambda^{n-1} + A_1\lambda^{n-2} + \dots + A_{n-2}\lambda + A_{n-1} = 0 \quad (30)$$

여기서 식(30)의 계수들인 A_i, (i=1, 2, ..., n-1)는 수적표면의 경계조건으로부터 주어진 Bi수에 의하여 결정되는 상수들이다. 본 연구에서는 식(30)의 근들을 Bairstow법으로 계산하여 식(25)에 대한 일반 제차해들을 구하였으며, 식(25)에 대한 일반 해들은 다음과 같은 형태로 표시된다.

$$a_i(\tau) = \sum_{j=0}^{n-1} C_{i,j} e^{-\lambda_j \tau} + a_{i,p} \quad i=1, 2, \dots, n-1 \quad (31)$$

여기서 λ_j, (j=1, 2, ..., n-1)는 식(30)으로부터 구한 (n-1)개의 근들이며 a_{i,p}, (i=1, 2, ..., n-1)는 식(25)의 특수해를 나타낸다. 식(31)에 나타난 미지상수들 C_{i,j}, (i=1, 2, ..., n-1; j=1, 2, ..., n-1)에 대한 조건들을 구하기 위하여 식(31)을 식(25)에 대입하면 C_{i,j}를 제외한 모든 미지상수들 C_{i,j}, (i=2, 3, ..., n-1; j=1, 2, ..., n-1)는 다음과 같은 C_{1,j}의 항으로 표시될 수있다.

$$C_{i,j} = f_{i,j} C_{1,j} \quad \begin{matrix} i=2, 3, \dots, n-1 \\ j=1, 2, \dots, n-1 \end{matrix} \quad (32)$$

여기서 계수들 f_{i,j}는 기지의 상수들이다. 마지막으로 (n-1)개의 나머지 미지상수들 C_{1,j}는 식(24), (31) 및 (32)를 식(23)에 대입하면 구하여진다.

수적의 체적평균온도 T_b는

$$T_b = \frac{3}{4\pi R^3} \int_0^R 4\pi T r^2 dr = 3T_\infty \sum_{i=1}^n \frac{a_i(\tau)}{i+2} \quad (33)$$

이고, 수적의 표면온도 T_s는 다음과 같다.

$$T_s = T_\infty \sum_{i=1}^n a_i(\tau) \quad (34)$$

2.5 수적의 크기 변화

위에서 언급한 세가지 서로 다른 수적모형들에 대한 수적의 온도응답들에 대한 해들은 표면온도의 미소 증분에 대한 시간구간 동안에 수적의 반경이 일정하다는 가정에 기초를 두고 해석되었다. 이러한 가정은 수적의 표면에 수증기의 응축이 연속적으로 일어나므로 사실과 상이하나 수적의 온도응답에 대한 수적반경의 미소변화효과는 무시될 수 있다. 수적의 반경변화는 다음과 같이 표시되고

$$\frac{d}{dt}(R^3) = \frac{3J_s R^2}{\rho_i} \quad (35)$$

한 시간 구간동안에 증가된 반경은 다음 시간구간의 계산에서 일정한 반경으로 사용된다.

2.6 계산순서

응축에 의한 수적으로의 열 및 질량전달률을 예측하기 위하여 먼저 수적표면온도의 증분을 가정한다. 수적표면온도의 증분은 계산에 사용되는 물성치들과 수적크기의 변화가 무시될 수 있을 정도로 충분히 작은 값을 가지도록 혼합기 온도 T_m 와 초기수적온도 T_0 의 차를 N 등분하여 결정한다. 평균 증기막 온도(mean vapor film temperature) $(T_m - T_s)/2$ 에서의 혼합기에 관한 물성치들을 사용하여 식(10)으로부터 대류열전달계수 h_c 와 질량전달계수 β 를 구한다. 완전혼합모형인 경우에는 수적의 표면온도의 미소증가에 걸리는 시간이 식(13)으로부터 쉽게 계산된다. 한편 부분혼합 및 비혼합모형인 경우에는 식(20)의 형태로 표시되는 수적의 과도 온도분포를 적분법을 사용하여 계산하며, 이때 수적표면에서의 대류열전달 경계조건을 기술하는 피상적인 열전달계수 h_s 는 식(4)와 식(15)로부터 얻어진다. 수적내부의 온도분포를 결정하고 난후에 식(34)로부터 secant법을 이용하여 수적표면온도의 미소증가에 걸리는 시간을 구한다. 본 연구에서는 계산된 표면온도와 가정된 표면온도의 차가 10^{-4} 미만이 되면 수렴하는 것으로 하였다. 그리고 부분혼합모형에 대하여는 수적의 내부에서 혼합이 일어난다고 가정된 각 시점에서 수적의 체적평균온도가 순간혼합에 의한 균일수적온도와 같다고 둬으로써 유한한 회수의 내부혼합($n \leq N$)이 모사되며, 수적의 체적평균온도는 식(33)으로부터 얻어진다. 식(35)로부터 수적의 증가된 반경이 계산되고 이

값은 후속 계산구간에서의 수적반경으로 사용된다. 끝으로 수적의 운동체적은 식(1)~(3)으로부터 4차 Runge-Kutta법을 사용하여 얻어진다. 이상의 계산에 이용된 수적의 물성치들은 체적평균온도에 대한 값들을 사용하였고, 전체계산은 수적의 체적평균온도가 주위혼합기의 온도와 평형을 이룰 때까지 수행되었다.

3. 결과 및 고찰

본 연구에서 수행된 계산에서는 수적표면온도의 미소 증가구간에 있어서 수적 및 주위유체의 물성치들과 수적의 반경이 일정한 것으로 간주될 수 있을 정도로 ΔT_s 가 충분히 작은 값이 되도록 $N=100$ 으로 결정하였다. 부분혼합모형에 의한 계산에서는 혼합이 일어나는 회수를 정확히 선택하기가 어렵다. Kulic과 Rhodes⁽³⁾는 혼합의 회수를 임의로 $n=35$ 로 선정하여 계산한 결과 비교적 실험결과들과 잘 일치함을 보인 바 있다. 그런데 초기 수적반경이 1.5mm이상인 경우에는 수적의 체적평균온도가 과소평가되는 것으로 밝혀져 초기 수적반경이 커질수록 순환 회수도 증가되어야만 실제현상의 모사를 더 정확하게 할 수 있는 것으로 보인다. 현재까지 보고된 유효한 실험결과가 미미한 상황에서 혼합의 회수에 영향을 미칠 것으로 예상되는 여러가지 인자들을 모두다 고려해서 최적의 혼합회수를 결정하는 것은 불가능하기 때문에 본 연구에서는 수적의 초기크기만이 혼합회수에 영향을 미친다는 가정하에서 Kulic과 Rhodes⁽³⁾의 실험결과를 이용하여 최적 혼합회수를 결정하기 위한 조사를 하였다. 이로부터 $R_0=0.65\text{mm}$ 일때 $n=35$, $R_0=1.25\text{mm}$ 일때 $n=37$, $R_0=1.45\text{mm}$ 일때 $n=38$ 을 사용한 결과들이 실험치들과 잘 일치함을 보였다. 따라서 실제계산에 있어서 혼합이 일어나는 회수는 초기수적의 반경에 거의 비례한다고 둘 수 있어서 초기수적반경이 $R_0=0.05\text{mm}$ 에서 2.5mm인 범위에 대하여 혼합회수의 범위를 $n=33$ 에서 42로 선택하였다.

본 연구에서 제시하는 해석방법의 타당성과 수적에 대한 세가지 서로 다른 계산모형의 적용성을 조사하기 위하여 압력이 1bar이고 일정한 속도를 가지는 공기-수증기 혼합기 공간에서 응축을 겪는 정지한 수적에 대하여 시간변화에 따른 수적의 무차원 체적평균온도의 변동을 세가지 서로 다른 수적

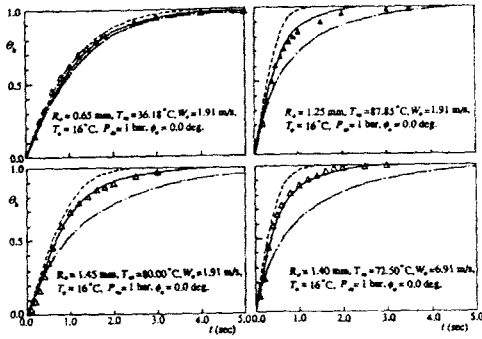


Fig. 2 Comparisons of calculation results by three different models with experimental data (Δ -experimental data by Kulic & Rhodes, ---complete mixing model, - - -partial mixing model, - · - -non-mixing model)

모형들로서 계산하여 유효한 실험치들⁽³⁾과 비교하였다(Fig. 2 참조). 이러한 비교검토는 가능한 광범위하게 이루어져야 하나, 본 연구에 관련된 유효한 실험 결과들이 참고문헌⁽³⁾ 이외는 보고되어 있지 않아서 더 이상의 비교 검토가 현재로는 불가능한 형편이다. Fig. 2에 나타난 바와같이 완전혼합 모형에 의한 수적의 무차원 체적평균온도의 결과들은 실험치보다 과소산정되며 비혼합모형에 의한 결과들은 과소산정됨을 보이고 있다. 그러나 모든 경우에 있어서 부분혼합모형에 의한 수적의 무차원 체적평균온도에 대한 예측결과들은 실험치들과 훌륭하게 일치함을 보여주고 있다.

수적으로의 열 및 질량전달률에 영향을 미치는 여러가지 인자들의 효과를 시간변화에 따른 수적의 무차원 체적평균온도, 비행거리 및 열전달률의 변동으로써 검토하였다. 이러한 검토를 위하여 이후부터 제시되는 모든 계산결과들은 부분혼합모형에 대한 것들이며, 본 연구에서 고려된 인자들의 범위는 주위혼합기의 압력, $P_{\infty}=100\sim 300\text{kPa}$; 초기수적온도, $T_0=0\sim 80^{\circ}\text{C}$; 주위혼합기 속에 포함되어 있는 수증기의 체적분률, $y_{\text{sat}}=0.1\sim 0.98$; 수적의 반경, $R_0=0.05\sim 2.5\text{mm}$; 초기수적속도, $W_0=0\sim 10\text{m/s}$; 분사각도, $\phi_0=0\sim 90^{\circ}$ 이다.

Fig. 3은 $y_{\text{sat}}=0.65$, $T_0=35^{\circ}\text{C}$, $R_0=0.3\text{mm}$, $W_0=2\text{m/s}$, $\phi_0=45^{\circ}$ 일때 주위혼합기의 압력변화에 따른 영향을 나타낸 것이다. 혼합기의 압력증가에 따라서 수적이 주위혼합기와 열적평형에 도달하는 시간이 지연되는 반면에 수적에 작용하는 항력이 증

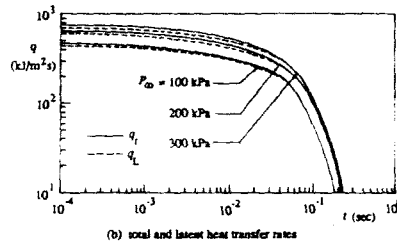
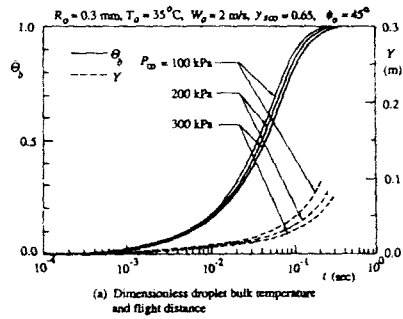


Fig. 3 The effect of ambient pressure on the heat transfer to spray droplet

가하여 열적평형에 도달하는 동안의 수적의 비행거리는 감소됨이 Fig. 3(a)에 나타나 있다. 또한 Fig. 3(b)로부터 알 수 있듯이 압력이 증가할수록 수적으로 열전달률은 증가하고 최종열적평형에 도달하였을 경우에 수적반경의 증가율은 100kPa일 때 2.9%, 200kPa일 때 4.0%, 300kPa일 때 4.3%로 나타났다.

Fig. 4는 $P_{\infty}=100\text{kPa}$, $y_{\text{sat}}=0.65$, $R_0=0.3\text{mm}$, $W_0=2\text{m/s}$, $\phi_0=45^{\circ}$ 일때 초기수적온도의 변화에 따른 영향을 나타낸 것이다. $P_{\infty}=100\text{kPa}$, $y_{\text{sat}}=0.65$ 일때 주위혼합기의 온도 $T_{\infty}=88.02^{\circ}\text{C}$ 이므로 Fig. 4(a)에서 수적의 초기온도가 높을수록 열적평형을 이루기 위한 수적의 온도상승분이 감소하여 열적평형에 도달하는 시간이 짧아짐을 알 수 있고, 수적의 운동은 거의 동일한 형태이나 열적평형을 이루는 시간의 단축으로 인하여 열적평형에 도달할 때까지의 수적의 비행거리도 감소함을 알 수 있다. Fig. 4(b)에서 수적의 초기온도가 낮을수록 수적으로 응답열전달이 활발하게 일어나 수적반경의 증가율이 $T_0=0^{\circ}\text{C}$ 일때 4.9%, 20°C 일때 3.8%, 40°C 일때 2.8%, 60°C 일때 1.6%, 80°C 일때 0.5%를 나타내었다. 이는 수적표면에서 수증기의 체적분률이 감소하여 주위혼합기와 수적표면간의 수증기 체적분률의 차이가 증가하기 때문이다. 이상에서 수적

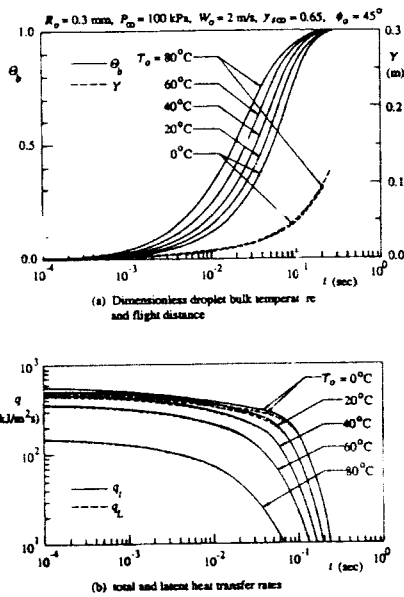


Fig. 4 The effect of initial droplet temperature on the heat transfer to spray droplet

의 초기온도 상승은 열적평형에 도달하는 시간은 단축시키나 총괄열전달률을 감소시키므로 수적이 열적평형을 이루는 시간은 큰 차이를 나타내지 않음을 알 수 있다.

Fig. 5는 $P_\infty = 100\text{kPa}$, $T_0 = 35^\circ\text{C}$, $R_0 = 0.3\text{mm}$, $W_0 = 2\text{m/s}$, $\phi_0 = 45^\circ$ 일때 응축성기체인 수증기의 체적분률의 변화에 따른 영향을 나타낸 것이다. Fig. 5(a)에서 수증기의 체적분률이 감소할수록 수적표면의 응축열전달저항이 증가하여 수적의 온도상승률이 감소하며 수적이 열적평형을 이루기 위한 비행시간은 증가한다. 그러나 수증기의 체적분률이 증가할수록 수적에 대한 항력이 감소하여 동일한 시간에서의 비행거리는 증가함을 알 수 있다. Fig. 5(b)에서 수증기 체적분률의 변화는 수적의 응축열전달률에 큰 영향을 미침을 알 수 있으며, 열적평형에 도달한 시점에서 수적반경의 증가율은 $y_{s\infty} = 0.98$ 일 때 3.4%, 0.75일 때 3.1%, 0.5일 때 2.6%, 0.25일 때 1.5%, 0.1일 때 0.5%로 나타났다.

Fig. 6은 $P_\infty = 100\text{kPa}$, $T_0 = 35^\circ\text{C}$, $y_{s\infty} = 0.65$, $W_0 = 2\text{m/s}$, $\phi_0 = 45^\circ$ 일때 초기 수적크기의 변화에 따른 영향을 나타낸 것이다. Fig. 6(a)에서 초기크기가 클수록 수적의 가열도는 낮아져서 열적평형에 도달하는 시간이 길어짐을 알 수 있다. 이는 수적

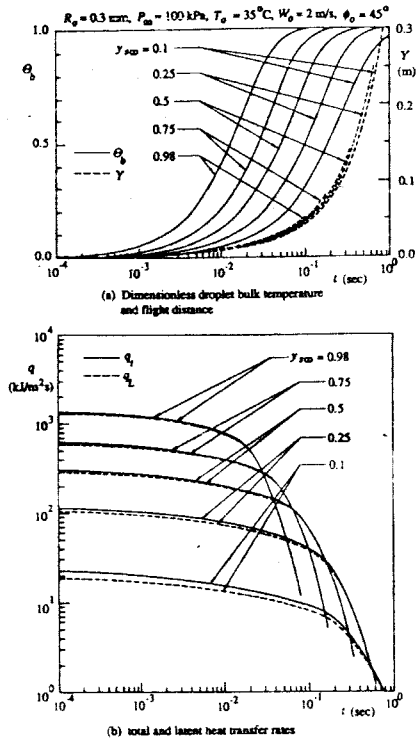


Fig. 5 The effect of noncondensable gas on the heat transfer to spray droplet

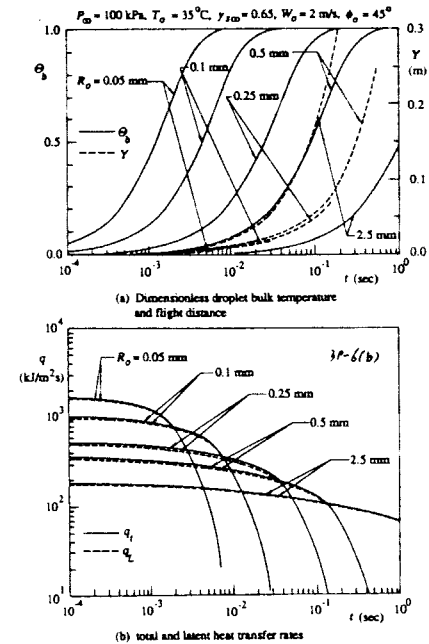


Fig. 6 The effect of initial droplet size on the heat transfer to spray droplet

의 체적에 대한 열전달 유효면적인 표면적의 비가 수적의 크기에 반비례하기 때문이다. 수적의 초기 크기가 클수록 수적의 항력과 중력이 평형을 이루는 수적의 종속도(terminal velocity)도 커서 열적 평형에 도달할 때까지의 비행거리는 길어진다. Fig. 6(b)에서 초기크기가 클수록 수적내부의 열전도저항이 증가하여 수적 표면온도의 상승이 가속된다. 따라서 수적으로의 총괄열전달률은 초기 수적 크기에 반비례함을 알 수 있으며, 열적평형에 도달한 수적의 성장률은 초기크기에 관계없이 2.9%로 일정하였다. 이는 수적의 초기크기가 클수록 총괄 열전달률은 작으나, 열적평형에 도달하는데 필요한 비행시간의 증가로 인하여 열적평형에 도달하는 시점까지 수적으로 전달되는 총열량은 수적의 초기 크기와는 거의 무관하게 일정한 것으로 생각된다.

Fig. 7은 $P_{\infty}=100\text{kPa}$, $T_0=35^\circ\text{C}$, $y_{\infty}=0.65$, $R_0=0.3\text{mm}$, $\phi_0=45^\circ$ 일때 초기 수적속도의 변화에 따른 영향을 나타낸 것이다. Fig. 7(a)에서 수적의 초기속도가 클수록 과도시간 중에 수적의 가열도와 비행거리는 증가하나 수적이 주위혼합기와 열적평형에 도달하는 시간에는 큰 영향을 미치지 않는다. 이는 초기속도가 작은 수적은 혼합기공간을 비행하는 동안에 가속이 되며, 이와는 반대로 초기속도가 큰 수적은 감속되어 거의 동일한 종속도에 이르기 때문이다. Fig. 7(b)에서 초기속도가 종속도보다 큰 경우에는 응축열전달이 활발하게 일어나므로 수적의 성장률은 높지만 이로 인하여 수적에 작용하는 항력의 증가를 초래하여 수적은 감속이 되어 시간이 지남에 따라 응축열전달률은 서서히 감소한다. 그러나 초기속도가 종속도보다 작은 $W_0=0.05\text{m/s}$ 인 경우에는 수적이 가속되므로 시간이 경과함에 따라 응축열전달은 서서히 증가하다가 열적평형에 도달하는 시점에 이르러서는 급격히 감소함을 알 수 있으며, 열적평형에 도달한 수적의 반경증가율은 초기속도에 관계없이 2.9%로 일정하였으나 과도시간 중인 $t=0.03\text{sec}$ 일때 수적의 반경성장률은 $W_0=10\text{m/s}$ 일때 1.7%, 5m/s 일때 1.5%, 1m/s 일때 1.2%, 0.05m/s 일때 1.0%로 초기속도의 크기에 비례하여 증가하였다. 이와 같은 현상은 진술된 바 있는 수적의 초기크기가 열적평형에 도달할 때까지의 수적의 반경증가율에 미치는 효과가 거의 없다는 사실과 동일한 물리적 의미를 갖는다.

본 연구에서는 분사각도의 변화가 수적으로의 열전달에 미치는 영향도 조사하였으며, 이 결과 수적

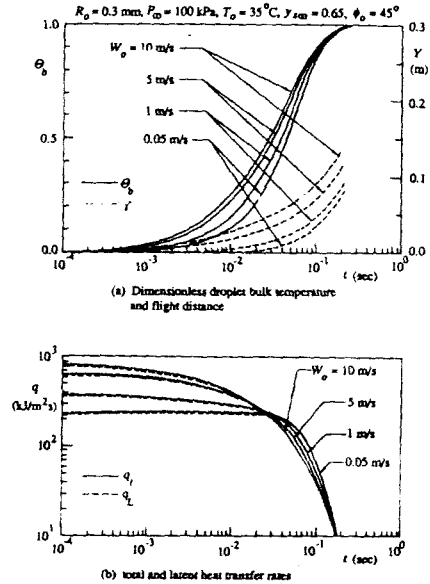


Fig. 7 The effect of initial droplet velocity on the heat transfer to spray droplet

의 체적평균온도와 총괄열전달률에 아무런 영향을 미치지 않음을 확인하였기 때문에 계산결과의 도시는 생략하였다. 그러나 분사각도의 변화는 수적이 열적평형에 도달할 때까지 비행한 수평거리와 수직 거리에는 큰 영향을 주므로 이 또한 직접접촉식 열교환기의 설계시 고려되어야 할 인자이다.

4. 결론

포화수증기와 비응축성인 공기와의 혼합기내에서 분무수적으로의 열 및 질량전달을 모사하기 위한 수적모형들 중에서 부분혼합모형과 비혼합모형에 대하여 수적내의 과도온도분포의 해석해를 적분법을 사용하여 구함으로써 물성치들의 온도에 대한 종속성이 쉽게 고려되고 열 및 질량전달률을 간단히 예측할 수 있는 방법이 제시되었다. 본 연구에서 제시된 방법에 의한 부분혼합모형에 대한 열 및 질량전달률의 예측결과는 실험치와 훌륭하게 일치하였으며, 비혼합모형에 대한 예측결과는 과소평가되었다.

부분혼합모형에 대하여 수적주위의 혼합기의 압력이 $100\sim 300\text{kPa}$ 인 범위에서 혼합기의 압력, 수적의 초기온도, 혼합기속에 포함되어 있는 수증기의 체적분률, 수적의 초기크기, 수적의 초기속도

및 분사각도가 시간변동에 따른 수적의 무차원 체적평균온도, 열 및 질량전달률, 비행거리에 미치는 영향이 조사, 검토되었다. 본 계산결과들에 대한 검토결과를 요약하면 다음과 같다.

- (1) 주위혼합기의 압력이 증가할수록 수적이 열적 평형에 도달하는데 걸리는 시간은 지연되나 총괄열 전달률은 증가하며, 항력의 증가로 인하여 비행거리는 감소한다.
- (2) 수적의 초기온도가 클수록 수적은 빨리 가열되고 총괄열전달률은 감소하며, 비행시간의 단축으로 비행거리는 줄어든다.
- (3) 혼합기 속에 포함되어 있는 수증기의 체적분률의 변화는 수적의 응축열전달에 큰 영향을 미치며 체적분률이 증가할수록 가열도 및 반경증가율이 높아진다.
- (4) 수적의 초기크기가 클수록 열적평형에 도달하는 시간과 비행거리를 크게 증가시키나 수적의 성장률에는 영향을 미치지 않는다.
- (5) 수적의 초기속도가 클수록 과도시간 중에 수적의 가열도와 비행거리는 증가하나, 수적이 열적 평형에 도달하는 시간은 거의 일정하다.
- (6) 분사각도의 변화는 수적의 체적평균온도와 총괄열전달률에 아무런 영향을 미치지 않으나, 수적이 열적평형에 도달할 때까지 비행한 수평거리와 수직거리의 변화에 큰 영향을 준다.

참 고 문 헌

- (1) Cifit, R., Grace, J.R. and Weber, M.E., 1978, "Bubbles, Drops, and Particles," Academic Press., New York.
- (2) Kulic, E., Rhodes, E. and Sullivan, G., 1975, "Heat Transfer Rates Predictions in Condensation on Droplets From Air-Steam Mixtures," Can. J. Chemical Engineering, Vol.53, pp.252~258.
- (3) Kulic, E. and Rhodes, E., 1977, "Direct Contact Condensation from Air-Steam Mixtures on a Single Droplet," Can.J. Chemical Engineering, Vol.55, pp. 131~137.
- (4) Jacob.H.R. and Cook, D.S., 1978, "Direct Contact Condensation on a Non-circulating Drop," Proceeding of the 6th International Heat Transfer Confer-

- ence, Vol. 3, pp.389~393.
- (5) Ford,J.D. and Lekic,A., 1973, "Rate of Growth of Drops during Condensation," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.16, pp.61~64.
- (6) Tanaka, M., 1980, "Heat Transfer of a Spray Droplet in a Nuclear Reactor Containment," Nuclear Technology, Vol.47, pp.268~281.
- (7) Tanaka,M., Watanabe, H., Hashimoto,K., Motoki, Y.,Naritomi,M., Nishio, G. and Kitani,S., 1981, "Performance of Containment Sprays for Light Water Reactors and Evaluation of the Heat Transfer," Nuclear Technology, Vol.54, pp.54~67.
- (8) Chung, J.N. and Ayyaswamy, P.S., 1977, "The Effect of Internal Circulation on the Heat Transfer of a Nuclear Reactor Containment Spray Droplet," Nuclear Technology, Vol.35, pp.603~610.
- (9) Sundrarajan, T. and Ayyaswamy, P.S., 1985, "Numerical Evaluation of Heat and Mass Transfer to a Moving Liquid Drop Experiencing Condensation," Numerical Heat Transfer, Vol.8, pp.689~706.
- (10) Huang,L.J. and Ayyaswamy, P.S., 1987, "Heat and Mass Transfer Associated with a Spray Drop Experiencing Codensation : A Fully Transient Analysis," Int. J.Heat Mass Transfer, Vol.30, No.5, pp.881~891.
- (11) Jacobs.H.R., 1988, "Direct-Contact Heat Transfer for Process Technology," ASME Journal of Heat Transfer, Vol.110, pp.1259~1270.
- (12) Linn. J.D.M., Maskell, S.J. and Patrick, M.A., 1988, "A Note on Heat and Mass Transfer to a Spray Droplet," Nuclear Technology, Vol. 81, pp.122~125.
- (13) Colbum, A.P. and Hougen, O.A., 1934, "Design of Cooler Condensers for Mixture of Vapours with Non Condensing Gases," Ind. Eng. Chem., Vol.26, pp.1178~1182.
- (14) Bergles, A.E., Collier, J.C., Delhaye, J.M., Hewitt, G.F. and Mayinger F., 1981," Two-Phase Flow and Heat Transfer in the Power and Process Industries," Hemisphere Publishing Co., New York.
- (15) Hughmark, G.A., 1967, "Mass and Heat Transfer from Rigid Sphere," AIChE Journal, Vol.13, No.6, pp. 1219~1221.
- (16) Özisik, N., 1980, "Heat Conduction," John Wiely Sons Inc., New York.