

〈論 文〉

# 주변난류유동이 단일액적의 증발에 미치는 영향에 대한 수치적 연구

박 정 규\*

(1995년 2월 8일 접수)

## Numerical Study for Ambient Turbulence Effects on a Single Droplet Vaporization

Jungkyu Park

**Key Words** : Droplet Vaporization(액적증발), Turbulent Flow(난류유동)

### Abstract

This investigation reports on the study of the ambient turbulent effects on the droplet vaporization in the fuel spray combustion. For tractability, this discussion considers a single droplet in an infinite turbulent flow. In this numerical study, the low-Reynolds-number version of  $k-\epsilon$  turbulence model was used to represent the turbulence effects. The set of two-dimensional conservation equations which describe the transport phenomena in turbulent flow using the mean flow quantities including the droplet internal laminar motion, are solved numerically with the finite difference procedure of Patankar(SIMPLER). The evaluation of the computational model is provided by two limiting cases : turbulent flow over the solid sphere and the laminar flow over a liquid drop. The results show that the turbulence effects are noticeable for the vaporization at high turbulence intensity(10-50%) which is encountered in a typical spray. The magnitude of turbulence effects mainly depends on the turbulent intensity. These effects are not sensitive to the Reynolds number in the range of 50 to 200, ambient temperature in the range of 700 to 1000 °K and the volatility.

### 1. 서 론

내연기관의 액체연료의 연소과정을 보면 고온(700 °F), 고압(20 atm)의 난류유동을 갖는 실린더 내로 액체연료가 분사되고 분사된 제트는 각각의 액적으로 분열(break-up)하고 증발해서 가연 혼합물을 형성한다. 최근들어 이 분무 분열(break-up) 과정과 증발과정은 더욱 관심을 받는 과제(topic)

가 되었다.<sup>(1)</sup> 디젤엔진의 성능, 효율 및 배기 배출물은 연소율의 영향을 받는데 또한 연소율은 분사 과정의 영향을 받는다. 현재는 액체제트가 액적으로 쪼개지고 증발하는 일련의 과정에 대해서 질적인 이해만 이루어졌을 뿐이다. 이 과정에 영향을 끼치는 인자들을 보면 액적운동(droplet dynamics), 임계점 근처의 영향(near-critical point effects), 분무분열효과와 난류영향을 고려할 수 있다. 본 연구는 주위 난류영향에 초점을 맞추었고 무한 난류유동속의 단일 액적에 대해서 연구를 실시했다.

액적증발에 대한 자료를 보면 난류유동이 상당히

\*정회원, 건국대학교 기계공학과

큰 영향을 줄 것<sup>(1,2)</sup>이라고 이야기하고 있지만 아직 이 분야에 대한 집중된 노력은 찾을 수 없다. 오직 고체구의 열과 질량전달에 대한 자유유동(free-stream) 난류에 대한 실험결과<sup>(3,4)</sup>만 볼 수 있었다. 그것들 중에 몇몇은 난류강도와 난류스케일(scale)과 같은 난류파라미터에 대한 실험 등이 있는데 난류유동 스케일(scale)의 고체구에 대한 영향은 약한 것으로 발표됐다.<sup>(4)</sup>

난류유동에서의 액적증발 수치모델은 찾지 못했고 단지 층류유동에서 모델<sup>(7~8)</sup>이 다소 있다. 본 연구의 주 목적은 액적으로부터 난류분위기인 가스상으로의 열 및 질량전달을 해석할 수 있는 수치모델을 개발하는 것이다. 구해진 모델은 전체적인 분무분열 현상의 한단계인 액적증발의 해석에 사용된다. 이를 이용하여 난류가 액적 증발에 미치는 크기와 민감도(sensitivity)를 분석한다. 궁극적으로 이 영향을 분무를 위해 개발된 대형컴퓨터 코드<sup>(10)</sup>에 포함시킬 수 있다.

## 2. 이론모델 개발

본 논문에서는 초기온도가  $T_0$ 이고 초기 반경이  $R_0$ 인 액적이 난류유동장내에서 증발하는 현상이 고려되고 있다. 뜨거운 가스상 공기·연료 증기 혼합물이 액적으로부터 멀리 떨어진 곳에서 평균속도  $U_\infty$ , 난류강도  $Tu_\infty$ 로 불어오며 액적으로부터 멀리 떨어진 곳에서의 연료 질량 분율  $m_{A_\infty}$ 는 영으로 한다. Fig. 1은 문제의 간략한 도식이다. 본 연구의 목표는 난류강도에 따라 액적표면에서의 열 및 질

량전달률을 결정하고 액적반경의 시간에 따른 변화를 밝히는 것이다. 이와 같은 문제의 해결을 위해서는 가스상은 준정상상태이나 액적은 비정상상태로 가정되었다.

### 2.1 가스상 해석

증발하는 액적의 주위를 흐르는 유동은 액적의 크기가 변화하기 때문에 기본적으로 비정상 상태이다. 가스상에서의 특성시간(characteristic time)은 액적 경계층에서의 확산시간(diffusion time)이다. 그것은 액적직경  $100 \mu\text{m}$ 와 유체 평균유속  $10 \text{ m/s}$ 에 대해서  $O(10 \mu\text{s})$ 이다. 이 확산시간(diffusion time)이 경험식으로부터 구한 액적의 생존시간인  $O(5 \text{ ms})$ <sup>(6)</sup>에 비해 매우 작기 때문에 준정상상태의 가정이 정당화될 수 있다.

#### 2.1.1 가정

(a) 운동량, 열 및 질량전달과정은 준정상상태로 가정한다.

(b) 가스상은 난류이고, 주변 난류강도는 주어진다.

(c) 유동은 비압축성이고, 부력(bouyancy)의 영향은 무시되며, 온도와 압력에 따른 밀도 변화는 고려된다.

(d) 가스상태는 이상 혼합가스이고, Lewis수는 1로 가정한다.

(e) 복사영향과 질량농도 구배에 의한 에너지 유속(flux)은 무시한다.

(f) 액적은 화학반응이 없이 증발한다. 온도와

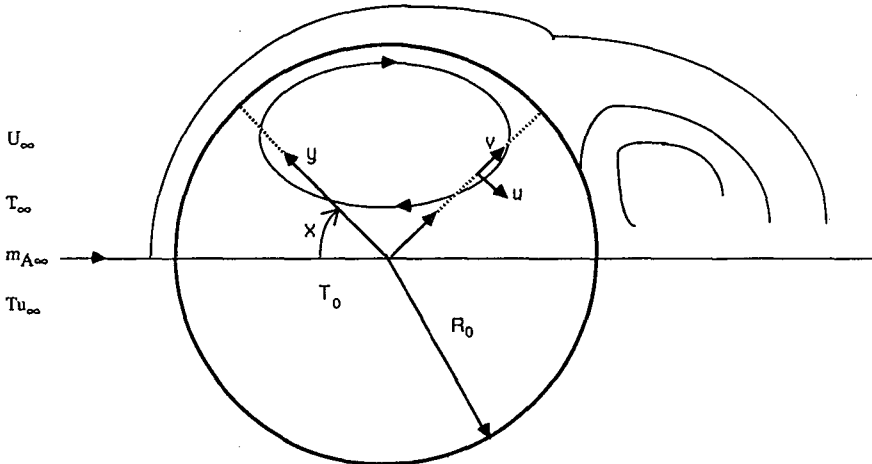


Fig. 1 Description of problem and coordinate system

압력 구배에 의한 질량확산은 무시한다.

$$= \frac{1}{y^2} \left\{ \frac{1}{\beta} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\mu_{eff}}{\sigma_{eff}} \beta \frac{\partial m_A}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mu_{eff}}{\sigma_{eff}} y^2 \frac{\partial m_A}{\partial y} \right) \right\} \quad (5)$$

### 2.1.2 지배방정식

위에 기술한 가정을 전제로 난류의 비압축성 가스상유동에 대한 시간 평균 보존방정식들은 2차원 축대칭 구형좌표계에서 다음과 같이 표시된다. Fig. 1을 참고로 보면  $(u, v)$ 는 각각 극각도(polar angle)와 원점으로부터의 거리를 나타내는 좌표  $(x, y)$ 에서 평균속도의 성분들이다.

연속방정식

$$\frac{1}{y\beta} \frac{\partial}{\partial x} (\rho\beta^2 u) + \frac{1}{y^2} \frac{\partial}{\partial y} (\rho y^2 v) = 0 \quad (1)$$

운동량방정식

$$\begin{aligned} & \frac{1}{y\beta} \frac{\partial}{\partial x} (\rho\beta u^2) + \frac{1}{y^2} \frac{\partial}{\partial y} (\rho y^2 v u) \\ &= \frac{1}{y^2} \left\{ \frac{1}{\beta} \frac{\partial}{\partial x} (\mu_{eff} \beta \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (\mu_{eff} y^2 \frac{\partial u}{\partial y}) \right\} + S_u \end{aligned} \quad (2)$$

그리고

$$\begin{aligned} & \frac{1}{y\beta} \frac{\partial}{\partial x} (\partial\beta uv) + \frac{1}{y^2} \frac{\partial}{\partial y} (\rho y^2 v^2) \\ &= \frac{1}{y^2} \left\{ \frac{1}{\beta} \frac{\partial}{\partial x} (\mu_{eff} \beta \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (\mu_{eff} y^2 \frac{\partial v}{\partial y}) \right\} + S_v \end{aligned} \quad (3)$$

여기서,

$$\begin{aligned} S_u &= -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\mu_{eff}}{y^2} \left( 2 \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{u}{\beta^2} \right) \\ &+ \frac{1}{y} \left( \frac{\partial v}{\partial x} - u \right) \frac{\partial \mu_{eff}}{\partial y} + \frac{1}{y^2} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + 2v \right) \frac{\partial \mu_{eff}}{\partial x} \\ S_v &= -\frac{1}{y} \left( \frac{\partial P}{\partial y} - \frac{2\mu_{eff}}{y^2} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + v + u \cot x \right) \right) \\ &+ \frac{v}{y} \frac{\partial \mu_{eff}}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{u}{y} \right) \frac{\partial \mu_{eff}}{\partial x} \end{aligned}$$

에너지보존방정식

$$\begin{aligned} & \frac{1}{y\beta} \frac{\partial}{\partial x} (\rho\beta u T) + \frac{1}{y^2} \frac{\partial}{\partial y} (\rho y^2 v T) \\ &= \frac{1}{y^2} \left\{ \frac{1}{\beta} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\mu_{eff}}{\sigma_{eff}} \beta \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mu_{eff}}{\sigma_{eff}} y^2 \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right\} \end{aligned} \quad (4)$$

A종의 연속방정식

$$\frac{1}{y\beta} \frac{\partial}{\partial x} (\rho\beta u m_A) + \frac{1}{y^2} \frac{\partial}{\partial y} (\rho y^2 v m_A)$$

여기서,  $\beta$ 는  $\sin x$ 를 나타내고  $P$ 는 pseudo압력이고,  $P=p-(2/3)k$ 로 정의된다. 유효 난류점도와 유효 Prantl/Schmidt 수는 다음과 같이 주어진다.

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_T \quad (6)$$

$$\sigma_{eff} = \mu_{eff} / (\mu/\sigma + \mu_T/\sigma_T) \quad (7)$$

식을 완성하기 위해서는 난류점성  $\mu_T$ 를 난류모델에 의해서 정의해야 된다.

### 2.1.3 난류모델

본 연구에서는 Jones and Launder<sup>(11,12)</sup>에 의해 제안된 Low-Reynolds-number version의 k- $\epsilon$  모델을 선택했으며 이 모델은 Viscous sublayer와 fully-turbulent region에 동시에 적용될 수 있다. 이 모델의 세부사항은 아래에 주어진다. 난류점성은 다음과 같이 정의된다.

$$\mu_T = C_\mu \rho k^2 / \epsilon \quad (8)$$

여기에서  $k$ 와  $\epsilon$ 은 난류운동에너지와 난류운동에너지 소산율이고, 아래 방정식들을 풀면 구해진다.

난류운동에너지

$$\begin{aligned} & \frac{1}{y\beta} \frac{\partial}{\partial x} (\rho\beta u k) + \frac{1}{y^2} \frac{\partial}{\partial y} (\rho y^2 v k) \\ &= \frac{1}{y^2} \left\{ \frac{1}{\beta} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \left( \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \beta \frac{\partial k}{\partial x} \right\} \right. \\ & \quad \left. + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left( \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\epsilon} \right) y^2 \frac{\partial k}{\partial y} \right\} \right\} + S_k \end{aligned} \quad (9)$$

난류운동에너지 소멸

$$\begin{aligned} & \frac{1}{y\beta} \frac{\partial}{\partial x} (\rho\beta u \epsilon) + \frac{1}{y^2} \frac{\partial}{\partial y} (\rho y^2 v \epsilon) \\ &= \frac{1}{y^2} \left\{ \frac{1}{\beta} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \left( \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\epsilon} \right) \beta \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right\} \right. \\ & \quad \left. + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left( \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\epsilon} \right) y^2 \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right\} \right\} + S_\epsilon \end{aligned} \quad (10)$$

여기서,

$$S_k = G - \rho \epsilon - 2\mu \left( \frac{\partial k}{\partial y} \right)^2$$

$$S_\epsilon = C_1 G \frac{\epsilon}{k} - C_2 \frac{\epsilon^2}{k} + 2\mu \mu_T \left( \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)^2$$

여기서,

Table 1 Value of constants in k-o model

$C_\mu$	$C_1$	$C_2$	$\sigma_k$	$\sigma_\epsilon$
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

$$G = 2\mu_T \left\{ \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{1}{y} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{v}{y} \right)^2 + \left( \frac{v}{y} + \frac{u \cot \alpha}{y} \right)^2 \right\} + \mu_T \left\{ y \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{u}{y} \right) + \frac{1}{y} \frac{\partial v}{\partial x} \right\}^2$$

이 모델을 완성하기 위해서 실험상수  $C_\mu$ ,  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $\sigma_k$ ,  $\sigma_\epsilon$ 이 Table 1에서와 같은 값들을 갖는 것으로 가정했다. Low-Reynolds-number version에서 다섯개의 실험상수중 2개가 난류레이놀즈수에 의존하며 이들의 의존형태는 다음과 같이 가정되었다.

$$C_\mu = 0.09[-2.5/(1.0 + R_T/50.)] \quad (11)$$

$$C_2 = 2.0[1.0 - 0.3 \exp(-R_T)] \quad (12)$$

여기서,  $R_T = \rho k^2 / \mu \epsilon$  난류레이놀즈수로 간주될 수 있다.

#### 2.1.4 경계조건

다음과 같은 일련의 경계조건들이 적용되었다. 즉, 액적으로부터 멀리 떨어진 점  $y = y_\infty$ 에서,

$$\begin{aligned} u &= U_\infty \sin \alpha, \quad v = U_\infty \cos \alpha \\ T &= T_\infty, \quad m_A = m_{A\infty} \end{aligned} \quad (13)$$

대칭축  $x=0$ ,  $\Pi$ 에서,

$$u = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial m_A}{\partial x} = \frac{\partial k}{\partial x} = \frac{\partial \epsilon}{\partial x} = 0 \quad (14)$$

$y = y_\infty$ 에서  $k$ 와  $\epsilon$ 의 자유흐름(free-stream) 값은 다음 관계식으로부터 계산된다.

$$k_\infty = \frac{1}{2} U_\infty^2 T U_\infty^2, \quad \epsilon_\infty = \frac{C_\mu k_\infty^{3/2}}{C_\mu^{1/4} l_m} \quad (15)$$

여기서,  $l_m = CR$ 이고 상수  $C$ 는 0.1,  $R$ 은 액적의 반경이 된다. 가스와 액체의 접촉면에서는  $k=0$ ,  $\epsilon=0$ 이다. 다른 변수들에 대해서 접촉면에서의 조건은 액체상 경계조건과 서로 연결되어 있어서 나중에 액체상 해석에서 주어지게 된다.

## 2.2 액체상 해석

초기의 액적운동은 비정상이고 또한 증발하는 액적은 액적반경이 변하므로 액적운동 또한 변하게 된다. 액적의 내부유동이 정상상태에 도달하는 데 걸리는 특성시간(characteristic time)은 점성확산

시간, 즉  $O(R^2/\nu)$ 로 추산될 수 있으며 298 °K에서 반경이 100  $\mu\text{m}$ 인 일반 연료(ethane)액적의 경우에는 1.6 ms이므로, 이시간은 액적 생존시간(5 ms)에 비해 그리 작지 않으므로 그동안 액적내부의 가열은 비정상 상태로 밖에 볼 수 없다. 그러므로, 액체상의 운동과 가열은 비정상(transient) 모델로 묘사된다.

### 2.2.1 가정과 지배방정식

액체상의 해석은 다음의 가정들로 수행된다.

- 가스상유동은 난류이나 액적내부 유동은 층류로 보고 액적의 형상은 구형이다.
- 압력은 주위 압력과 같다.
- 접촉면에서 수직 속도성분은 무시할 수 있을 만큼 작다.
- 액체연료에서의 주위가스의 비연료부분에 대한 용해도는 낮다.

이상과 같은 가정으로 연속방정식, 모멘텀 그리고 에너지 보존방정식들이 유도됐다. 액체상 방정식의 형태는 가스상 방정식에 있는 유효난류 점성과 Prantl/Schmidt수를 층류점성과 Prantl/Schmidt수로 바꾸면 액체상 방정식과 같게 된다. 액체상 해석에서는 비정상항이 포함되었다.

### 2.2.2 초기조건과 경계조건

초기에는 액적내부에 운동이 없고, 초기 온도  $T_0$ 이고, 초기반경은  $R_0$ 이다. 대칭축을 따라서의 경계조건은 방정식 (14)와 같은 대칭조건에 의해 주어진다. 가스상 경계조건과 연결된 접촉면에서의 조건은 다음과 같다.

$$u_G = u_L = u_s \quad (16)$$

$$v_G = v_L = 0 \quad (17)$$

$$T_G = T_L = T_s \quad (18)$$

$$\mu \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{u}{y} \right) \Big|_G = \mu \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{u}{y} \right) \Big|_L = \tau_s \quad (19)$$

$$m_A \dot{=} = \frac{1}{1 - m_A} \frac{\mu}{\sigma} \frac{\partial m_A}{\partial y} \Big|_G \quad (20)$$

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_G = \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_L - m_A \dot{=} h_{vap} \quad (21)$$

여기서, 아래첨자  $G$ ,  $L$ 과  $S$ 는 각각 가스상, 액체상 및 접촉면을 나타낸다. 덧붙여서, 접촉면은 열역학적 평형상태에 있다고 가정한다. 접촉면에서 증발된 증기의 질량분율은 순수연료의 접촉면에서의 온도의 함수인 평형증기압으로부터 구해진다.

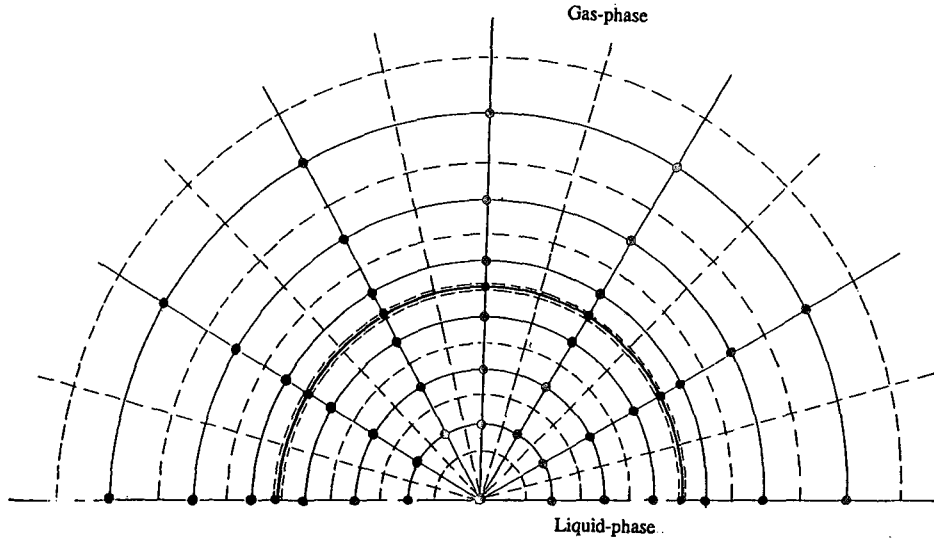


Fig. 2 Control volumes and grid points in the calculation domain for the gas and liquid phase

2.3 수치해법

위에서 설명한 복잡한 경계조건과 초기조건을 만족하는 가스상과 액체상의 편미분 방정식의 해를 구하는데 수치해석방법을 이용해야만 풀 수 있다. 가스상과 액체상에 대한 계산 구역은 Fig. 2에서 보여진 것 같이 제어체적으로 나누어진다. 점선은 제어체적의 경계선을 나타내고 격자는 제어체적의 중심에 위치한다. 속도성분을 나타내기 위해서 staggered 격자(grid) 시스템을 사용한다. 가스상에서는 반경방향으로 지수적 간격크기를, 극(polar) 방향으로는 균일간격을 잡는다. 액적안에서는 반경 방향으로 등간격을 사용한다. 가스쪽의 점측면에서의 격자크기는 정확한 결과를 얻기위해서 중요하다. 높은 레이놀즈수를 예측하기 위해서는 작은 격자간격이 필요하다. 액적으로부터 멀리 떨어진 경계조건은 액적표면에서 액적반경의 20배 떨어진 곳에서인 가장 먼곳의 격자에 주어진다. 액적크기의 변화에 따라 반경방향 격자의 위치가 변한다. 그러나, 상대 위치는 계산하는 동안 독립적이다. 액적 증발과정동안 레이놀즈수가 감소하기 때문에 상대적으로 독립적인 시스템은 안정된 결과치를 준다.

본 연구에서는 Patankar<sup>(15,16)</sup>가 개발한 유한체적 계산방법을 이용했다. 이 방법에서는 유동계산을 위해 SIMPLE 알고리즘을 이용한다. 점측면에서 2개의 보존방정식들이 서로 연결되어 있으며 경계 속도  $U_s$ 와 경계온도  $T_s$ 를 지정함으로써 연결을 끊을 수 있다. 시간중분  $\Delta t$ 가 경과한 후의 첫단계

계산은 초기 추정치나 전단계에서의 해를 이용해서 준정상상태의 가스상 방정식을 푸는 것이다. 이렇게 해서 구한 전단력과 열전달량으로부터 새로운 점측면 속도 및 온도가 계산되고 비정상상태의 액상 방정식이 풀린다. 설정된 수렴조건이 만족될 때까지 이러한 기상 및 액상 방정식의 해법 수행이 되풀이 된다. 수렴을 달성하면 다음 시간단계에서의 새로운 액적 반경이 구해지고 반경이 줄어들므로서 변경된 새로운 격자들의 좌표가 계산된다. 이러한 반복계산(Iteration)은 다음 시간간격(step)에서 되풀이 되며 천이과정에서의 액적 내부 유동과 가열과정은 1차 완전음적(fully-implicit) 시간차분(time differencing)법으로 구한다.

3. 모델의 정당성 확인

아직까지 문헌조사에 나타난 바로는 난류 유동하의 액적에서 일어나는 열 및 질량 전달에 대한 실험적 또는 수치적 연구가 존재하지 않는 것으로 보인다. 그러므로 본 모델의 평가는 다음의 두가지 극한 경우에서만 실시될 수 있겠다.

3.1 고체구 실험데이터와의 비교

Galloway와 Sage<sup>(6)</sup>가 수행한 기체 난류유동속의 고체구의 열 및 질량전달 실험데이터들은 본 모델에서 액상계산을 생략함으로써 비교될 수 있다. Fig. 3은 실험데이터를 점으로 모델 예측치들을 선

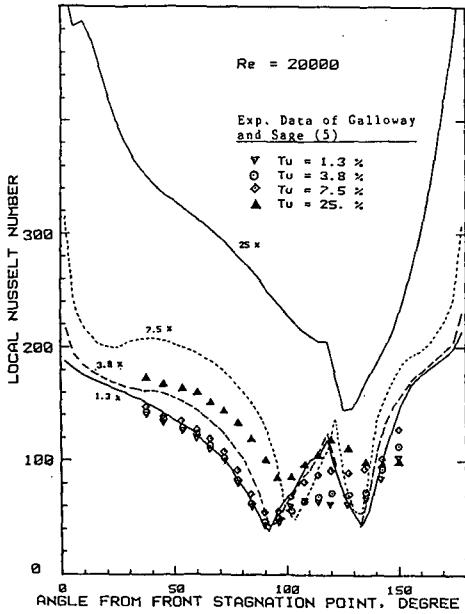


Fig. 3 Effect of intensity of turbulence on the local Nusselt number for a solid sphere in an air-stream at  $Re=20000$

으로 도시하여 비교한 것을 보여주는데 난류도가 낮은 영역(1.3~7.5%)에서는 예측된 Nusselt수의 분포가 실험치들과 비슷하다. 극부 Nusselt수는 전면정체점에서 최대치를 가지고 각도가 증가하면서 감소하여 90~100° 부근에서 최소가 된다. 이후로 다시 증가하여 110~120°에서 최대가 되었다가 감소하여 130°에서 다시 최소가 된다. Table 2은 예측된 박리 및 재결합, 그리고 최종 박리점의 위치를 보여주는 데, 이 지점들은 각각 극부 Nusselt수가 첫번째 최소치, 최대치, 그리고 두번째 최소치를 갖는 지점들과 일치한다. 그러므로 우리는 열전달 현상이 유동박리와 이로 인해 생긴 free-shear-layer의 재결합 및 최종 박리에 의해 지배되는 것을 알 수 있다. 난류도가 높을 경우(25%) 박리점은 하류로 120°까지 이동하고 재결합은 일어나지 않는 것으로 예측되나 실험치들과는 다른 것을 알 수 있다.

실험치들을 분석하면 낮은 난류도의 경우 자유흐름(free-stream)의 난류유동이 액적의 전면에서는 열전달에 거의 영향을 미치지 못하나 후면(박리점으로부터 후면 정체점까지)에서는 영향이 큰 것을 볼 수 있다. 그러나 예측된 결과를 보면 난류도가 1.3%에서 7.5%로 증가할 경우 전면에서의 열전달

Table 2 Predicted location of separation, reattachment and final separation point

Tu	SP	RA	FSP
1.3	87	115	138
3.8	91	116	137
7.5	97	121	136
25.0	120	-	-

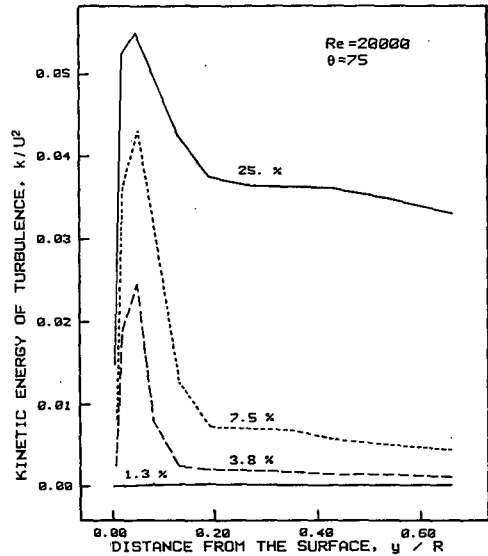


Fig. 4 Distribution of turbulent kinetic energy near the interface at various turbulence intensities

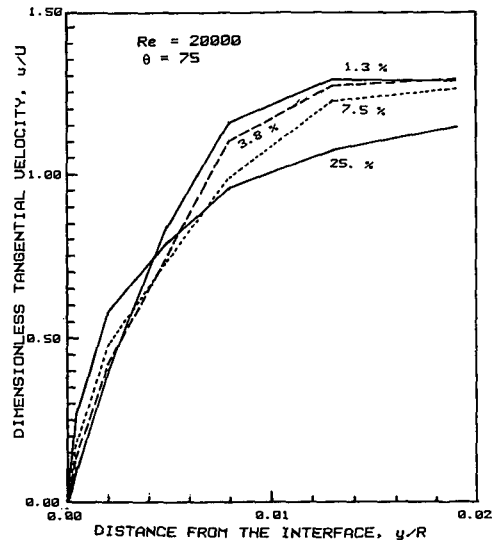


Fig. 5 Distribution of axial velocity near the interface at various turbulence intensities

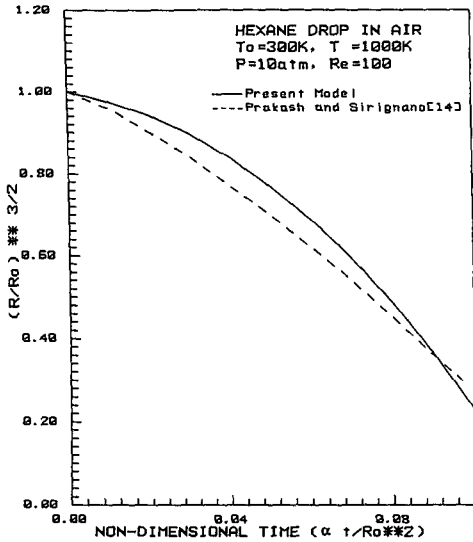


Fig. 6 Droplet size variation with time

울이 눈에 띄게 증가하나 후면에서는 난류도의 증가에 따라 크게 변하지 않는 것으로 나타난다. 특히 난류도가 가장 큰 경우 전면의 국부 Nusselt수는 크게 변하나 후면에서는 최대치가 존재하지 않는 것으로 예측된다.

전면 정체점으로 부터 75°의 위치에서 예측된 축방향 속도성분과 난류운동에너지를 도시한 것이 Figs. 3과 4이며, 난류운동에너지가 최대인 지점은 벽면 근처에서의 난류 운동에너지 생성에 의해 결정된다. 난류 운동에너지의 생성은 벽면근처에서의 속도구배에 의존하며 속도구배는 난류전단응력과 점성에 의한 전단응력과의 평형에 의해 결정된다. Low-Reynolds-number version의 k-ε 모델은 완전한 난류영역 경계층에서의 실험치들을 근거로 만들어졌으므로 난류경계층의 유동은 잘 예측하나 박리 영역의 예측은 정확하지 않다.

### 3.2 다른 층류 수치해석과의 비교

층류유동속에서의 액적증발 해석은 본모델에서 난류해석을 생략함으로써 실시할 수 있다. Prakash와 Sirignano의 모델<sup>(8,9)</sup>과 비교한 것이 Figs. 5와 6에 도시되어 있다. Fig. 5를 보면 현재의 모델은 초기에는 낮게 증발율을 예측하나 후기에는 더 높게 예측한다. 그이유는 Fig. 6이 보여주는 액적표면과 Vortex 중심의 온도분포로 설명될 수 있다. 즉, 본 모델에 의한 표면온도는 초기에 덜 증

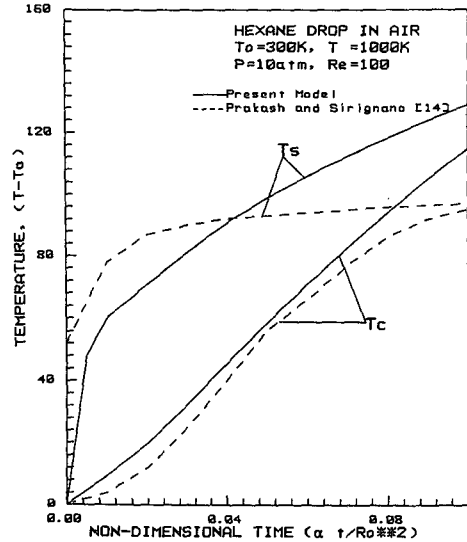


Fig. 7 Surface and vortex center temperature variation with respect to time

가하나 나중에는 더 높은 것으로 나타나는 데 이것은 Prakash와 Sirignano의 모델에서 준정상 상태의 온도경계층을 가정하기 때문이다. 이와는 반대로 본모델에서는 항상 비정상상태에 있는 액적을 다룬다. 또한 정상상태의 표면온도를 본 모델이 더 높게 예측하는 것은 현재의 모델이 Navier-Stokes 방정식을 직접 씌워서 후류 와류(wake) 영역을 다루는 반면 그들의 모델은 경계층 방정식만을 사용하여 Wake효과를 무시하였기 때문으로 사료된다.

## 4. 결과 및 토론

전술한 바와 같이, 현재의 모델은 유동박리가 일어나는 부분을 정확히 예측하지 못한다. 그러나 본 논문에서 다루고 있는 유동장은 레이놀즈수가 O(100) 정도이고 난류도가 50%에 이므로 박리가 일어날 수 있는 영역이 극히 제한되어 있고 설사 박리가 일어난다 해도 재결합(reattachment)의 가능성이 없으므로 현재의 모델로도 신빙성있는 해석이 가능하다. 수치계산은 Hexane 액적에 대해서 3가지의 서로 다른 레이놀드수와 4가지의 난류도를 초기조건으로 해서 수행되었다. 또한 다양한 대기온도와 다른 연료(octane)를 사용한 경우의 계산도 실시되었다. 엔진 실린더의 상태를 모사하기 위해 700-1000°의 온도범위와 10기압의 압력조건이

사용되었으며, 경제적이고 정확한 계산을 위하여 상대적인 격자크기 ( $\Delta y/R$ )가 가스쪽 경계에서는 0.001로 그리고 액체 경계에서는 0.067이 사용되었다.

주변 난류도가 액적증발에 미치는 영향을 파악하기 위하여, 시간에 따른 액적반경과 평균 질량 이동량을 도식해 보았다. Fig. 8은  $(R/R_0)^{3/2}$ 과 무차

원화된 평균 질량증발량의 무차원 시간에 대한 변화량을 온도 700 °K, 레이놀즈수 100의 공기중에 있는 Hexane 액적에 대하여 도식한 것이다. 무차원 평균 질량증발량은 순간 레이놀즈수로 보정되었다. 시간변수는 액적의 온도확산(thermal diffusion) 시간( $R_0^2/\alpha_L$ )을 기준으로 무차원화 하였다. 본 연구의 경우와 같이 레이놀즈수가 액적 반경만

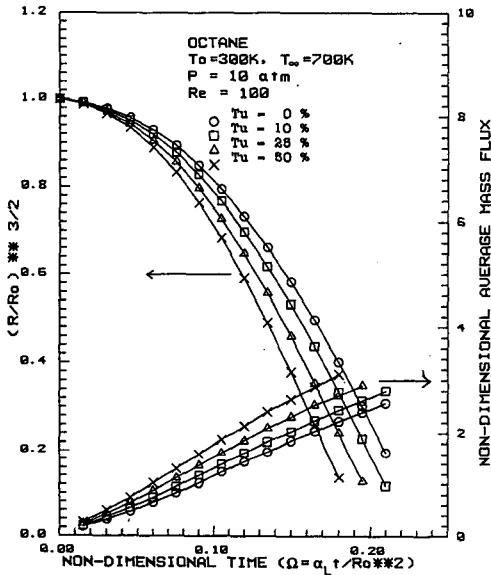


Fig. 8 Radius and average mass flux vs. time at  $Re=100$  for hexane droplet

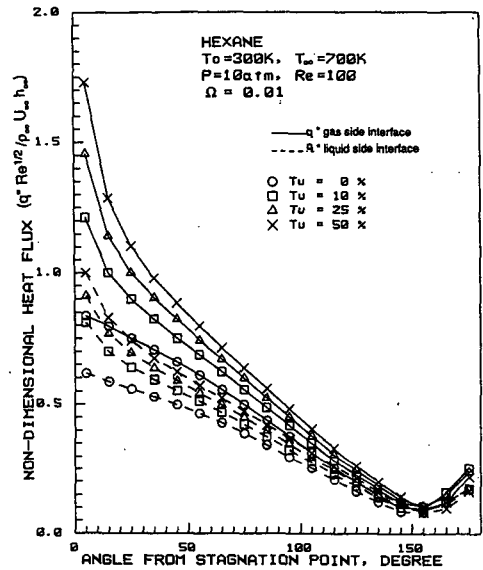


Fig. 10 Heat flux distribution over the liquid surface at dimensionless time=0.01

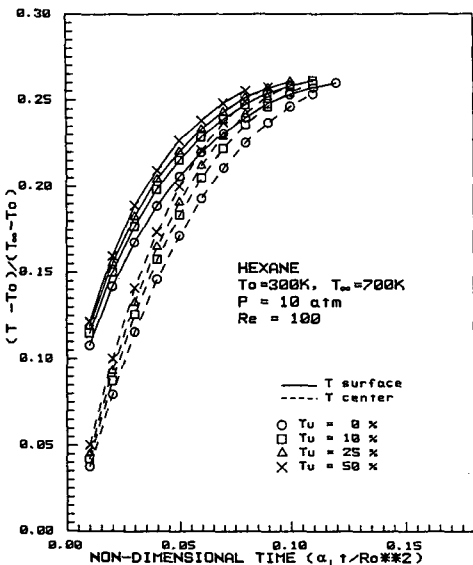


Fig. 9 Surface and vortex center temperature vs. time at  $Re=100$  for hexane droplet

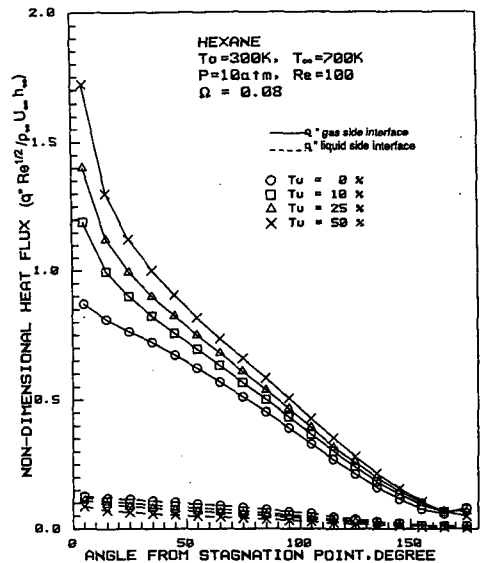


Fig. 11 Heat flux distribution over the liquid surface at dimensionless time=0.08

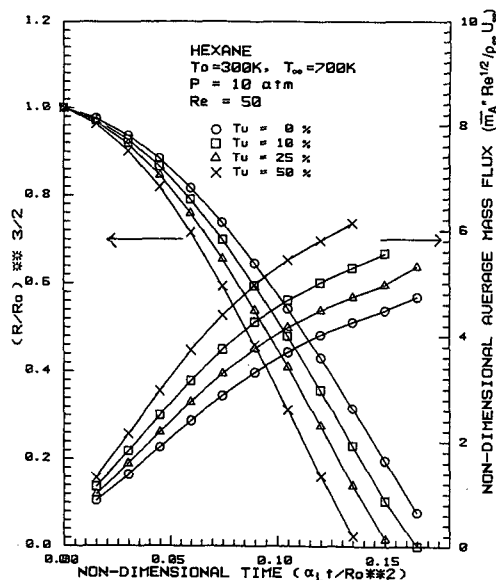


**Table 3** Non-dimensional lifetime of Hexane droplet at different Reynolds number and turbulence intensity

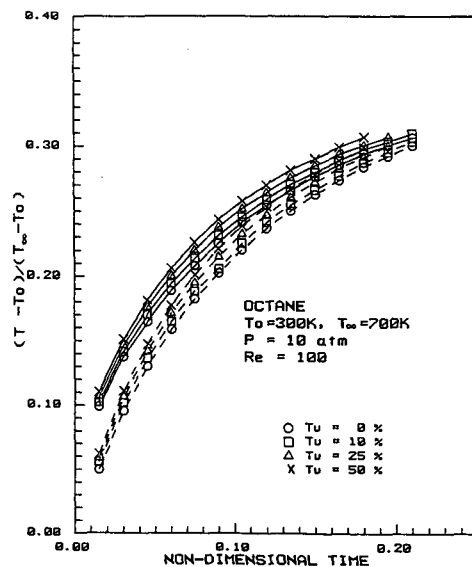
Tu	$t_{life}$		
	Re=50	Re=100	Re=200
0.0	0.175	0.125	0.073
0.1	0.164	0.115	0.068
0.25	0.152	0.106	0.060
0.50	0.136	0.095	0.055

의 함수이면 평균 질량증발량은 미분치인  $(d(R/R_o)^{3/2})/d\Omega$ 에 비례하게 된다. 또한 도표로부터 액적의 증발량은 난류도가 증가함에 따라 같이 증가하는 것을 알 수 있다. Fig. 9은 90° 위치에서의 표면온도와 Vortex 중심의 온도변화를 무차원 시간에 대해 도시한 것인데 난류도가 증가하면 표면온도도 올라가게 된다. Figs. 10과 11은 무차원 열전달의 액적표면 분포를 보여주며 질량전달량은 액상과 기상의 열전달량의 차이에 비례함을 알 수 있다. 또한 전면의 정체점 주변에서는 난류도의 집중으로 인한 열 및 질량전달량의 증가를 볼 수 있으며 난류운동에너지의 대류(convection)가 활발함을 알 수 있다. 액적이 존재하는 동안 재순환 유동영역은 매우 작으며 초기( $\Omega=0.01$ )에는 뒷면 정체점에서 25°의 위치에 후에는( $\Omega=0.08$ ) 10°의 위치에 박리점이 존재한다.

Hexane 액적의 생존시간이 각기 다른 여러 레이놀즈수와 난류도에 따라 Table 3에 주어졌다. 난류도가 0에서 50%로 증가하면 액적의 생존시간은 레이놀즈수 50에서 22%, 100에서 25%, 그리고 레이놀즈수 200에서 25%씩 감소한다. 이정도 낮은 레이놀즈수 영역에서는 주변의 난류에 의한 영향은 레이놀즈수에 크게 의존하지 않는다. 레이놀즈수가 100이고 주변온도가 1000°K로 올라가면 난류도가 0에서 50%로 증가함에 따라 액적 생존시간이 20% 감소한다. 난류의 영향은 주변온도에 민감하지 않다. Octane액적의 경우 4가지 다른 난류도에서 액적반경의 무차원 시간에 대한 변화를 Figs. 12와 13이 보여준다. 액적증발에 대한 난류도의 영향은 훨씬 휘발성이 큰 Hexane의 경우에 비해 크게 다르지 않으며 난류도가 증가함에 따른 액적 생



**Fig. 12** Radius and average mass flux vs. time at Re=100 for octane droplet



**Fig. 13** Surface and vortex center temperature vs. time at Re=100 for octane droplet

존시간의 감소는 17%로 같은 경우의 Hexane에 비해 약간 작음을 알 수 있다. 따라서 난류도의 증가에 따른 표면온도의 증가가 Octane의 증발을 Hexane의 경우처럼 활발하게 하지 않음을 보여준다.

## 5. 요약 및 결론

본연구에서는 무한 난류유동속의 단일 액적 증발을 예측하기 위한 수치해석 모델이 개발되었다. 이 모델은 운동량, 에너지 및 기상과 액상 성분의 2차원 보존방정식들로부터 구해졌으며 난류모델로 사용된 low-Reynolds-number version의  $k-\epsilon$  모델은 경계층에서는 잘 적용되나 재순환영역을 정확하게 예측하지 못하는 단점이 있다. 총류시 액적증발의 본모델에 의한 예측은 다른 수치해석의 결과들과 비교적 잘 일치하고 있다.

특히 난류도의 변화에 따라 증발률을 예측하는 것이 중요한데, 본연구의 결과에 따르면, 해석이 실시된 주변 난류도 10-50%와 레이놀즈수 50-100 사이의 영역에서는 난류도가 액적증발에 영향을 미치는 것으로 보인다. 가장 난류의 영향을 많이 받는 곳은 전면 정체점 주변이며 이는 이곳에서 난류 운동에너지의 대류(convection)가 가장 활발하기 때문인 것으로 사료된다. 반면에 50-200 영역에서 레이놀즈수의 변화나 700-1000 °K 영역에서 온도변화 및 연료의 휘발성(volatility) 등은 난류 유동에 큰 영향을 주지 않으므로 이 영역에서는 난류도만이 중요한 것으로 보인다.

결론적으로 통상 분무조건인 고난류도(10-50%) 영역에서 난류유동은 액적증발을 향상시킨다. 순간 증발율은 레이놀즈수와 난류도의 함수로 표시될 수 있으며 디젤엔진에서의 분무연소를 해석하기 위해 개발된 기존의 전산해석 프로그램<sup>(10)</sup>들에 적용될 수 있겠다.

## 참고문헌

- (1) Parrell, P. V and Peters, B. D., 1986, *Droplet vaporization in Supercritical Environment*, ACTA Astronautica.
- (2) Faeth, G. M., 1983, "Evaporation and Combustion of Sprays," *Prog. Energy Combust. Sci.*, 9, pp. 1~76.
- (3) Clift, R., Grace, J. R. and Weber, M. E., 1978, *Bubbles, Drops and Particles*, Academic Press.
- (4) Raithby, G. D. and Eckert, E. R. G., 1968, "The Effect of Turbulence Parameters and Support Position on the Heat Transfer from Spheres,"

- Int. J. Heat Mass Transfer* 11, pp. 1233~1252.
- (5) Galloway, T. R. and Sage, B. H., 1972, "Local Macroscopic Thermal Transport from a Sphere in a Turbulent Air Stream," *AICHE J.* 18, pp. 287~293.
- (6) Torii, K., Isobe, M., Miura, N. and Horikoshi, T., "Free-stream Turbulence Effects on Heat and Mass Transfer from Spheres," *Bulletin of the JSME*, 24, No. 187, pp. 131~146 (1981).
- (7) Leclair, B. P., Hamielec, A. E., Pruppacher, H. R. and Hall, W. D., 1972, "A Theoretical and Experimental Study of the Internal Circulation in Water Drops Falling at Terminal Velocity in Air," *J. Atmos. Sci.*, 29, pp. 728~740.
- (8) Prakash, S. and Sirignano, W. A., 1978, "Liquid Fuel Droplet Heating with Internal Circulation," *Int. J. Heat Mass Transfer* 21, pp. 885~895.
- (9) Prakash, S. and Sirignano, W. A., 1980, "Theory of Convective Droplet Vaporization with Unsteady Heat Transfer in the Circulating Liquid Phase," *Int. J. Heat Mass Transfer* 23, pp. 253~268.
- (10) Amsden, A. A., Ramsharo, J. D., O'Rourke, P. J. and Sukowicz, J. K., 1986, *KIVA : A Computer Program for Fluid Flows with Chemical Reactions and Fuel Sprays*, LA-10245-MS, Los Alamos National Laboratory.
- (11) Jones, W. P. and Launder, B. E., 1972, "The Prediction of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence," *Int. J. Heat Mass Transfer* 15, pp. 301~314.
- (12) Jones, W. P. and Launder, B. E., 1973, "The Calculation of Low-Reynolds Phenomena with a Two-Equation Model of Turbulence," *Int. J. Heat Mass Transfer* 16, pp. 1119~1130.
- (13) Patankar, S. V. and Spalding, D. B., 1970, *Heat and Mass Transfer in Boundary Layers*, 2nd Intertext Books, London.
- (14) Benodecker, R. W., Goddard A. J. H., Gosman, A. D., and Issa, R. I., "Numerical Predictions of Turbulent Flow over Surface-Mounted Ribs," *AIAA Journal*, 23, pp. 357~365 (1985).
- (15) Patankar, S. V., 1980, *Numerical Heat Trans-*

- fer and Fluid Flow*, Hemisphere, Washington, D. C. (1980).
- (16) Patankar, S. V., 1981, "A Calculation Procedure for Two-Dimensional Elliptic Situations," *Numerical Heat Transfer*, 4, pp. 409~425.
- (17) Hayward, G. L. and Pei, D. C. T., 1978, "Local Heat Transfer from a Single Sphere to a Turbulent Air Stream," *Int. J. Heat Mass Transfer*, 21, pp. 35~41.