

액적 충돌에 동반된 열전달에 관한 수치적 연구

김 성 일* · 손 기 헌†

(2004년 4월 8일 접수, 2004년 7월 19일 심사완료)

Numerical Study of Heat Transfer Associated with Droplet Impact

Sungil Kim and Gihun Son

Key Words: Advancing/Receding Contact Angle(퍼짐/수축 접촉각), Droplet Impact(액적 충돌), Level Set Method(Level Set 방법)

Abstract

Numerical analysis of the heat transfer associated with droplet impact on a hot solid surface is performed by solving the equations governing conservation of mass, momentum and energy in the liquid and gas phases. The deformed droplet shape is tracked by a level set method which is modified to achieve volume conservation and to include the effect of contact angle at the wall. The numerical method is validated through the calculations for the cases reported in the literature. Based on the numerical results, the heat transfer rate is found to depend strongly on the droplet spread radius. Decreased advancing/receding contact angles enlarge the splat radius and in turn enhance the wall heat flux. The effect of impact velocity on the droplet spread is reduced as the droplet size decreases. Also, droplet atomization is observed to significantly enhance the heat transfer rate and the effect is pronounced for a smaller size of droplet. An existing model equation to predict the maximum spread radius is improved for application to a micro droplet.

기호설명

f_b : 체적력
 H : 액상/기상을 구분하는 함수
 h : 격자간격
 \mathbf{n} : 상경계면의 단위 법선벡터, (n_x, n_y)
 p : 압력
 R : 액막의 퍼짐반경
 R_0 : 액적의 초기 반경
 Re : Reynolds 수, $\rho_l V_0 R_0 / \mu_l$
 r, y : 원통 좌표

ΔT : 액적과 벽면의 접촉점에서의 온도차
 \mathbf{u} : 속도 벡터, (u, v)
 V : 액적의 체적
 V_0 : 액적의 충돌 속도
 We : Weber 수, $\rho_l V_0^2 R_0 / \sigma$

그리스문자

θ : 액적과 벽면의 접촉각
 κ : 상경계면의 곡률
 μ : 점성계수
 ρ : 밀도
 σ : 표면장력계수
 ϕ : Level Set 함수

* 서강대학교 대학원 기계공학과

† 책임저자, 회원, 서강대학교 기계공학과

E-mail : gihun@sogang.ac.kr

TEL : (02)705-8641 FAX : (02)712-0799

하첨자

g, l : 기체, 액체

1. 서론

액적-벽면 충돌문제는 디젤엔진과 직접 분사식 가솔린엔진의 액체연료 분사, 잉크젯 프린팅, 부식 방지를 위한 물체표면의 분사코팅 등 다양한 분야에서 응용되고 있다. 또한, 액체를 미립화하여 표면적을 증가시킴으로 열전달을 크게 하는 분사 냉각은 열교환기, 탱크의 외벽면, 철강재, 저장 창고의 지붕, 터빈 날개의 냉각 등에 사용되고 있다. 벽면에 충돌할 때 액적은 매우 짧은 시간에 퍼짐, 되감김(recoil), 되튐(rebound), 분열 등으로 심하게 변형되기 때문에 실험만으로 충분히 해석하기 어렵다. 이러한 액적-벽면 충돌거동에 대한 이해를 넓히기 위해서 실험방법 외에 현상을 지배하는 질량 및 운동량 보존법칙을 수치적으로 직접 해석하려는 연구가 활발하게 진행되고 있다.

액적-벽면 충돌에 관한 수치해석은 MAC(Marker-and-Cell) 기법을 사용한 Harlow와 Shannon⁽¹⁾에 의해서 처음으로 수행되었다. 그들의 수치해석에서는 점성과 표면장력의 영향이 고려되지 않았기 때문에 충돌 초기에 일어나는 액적의 퍼짐에 대한 결과만 얻었다. Trapaga와 Szekely⁽²⁾는 Hirt와 Nichols⁽³⁾에 의하여 제안된 VOF (Volume-of-Fluid) 방법을 사용하여 액적-벽면 충돌문제를 해석하였다. 계산에 점성 및 표면장력의 영향이 고려되었으나 액적이 퍼진 후 되감기는 현상에 대한 결과는 얻을 수 없었다. 뜨거운 고체표면에 충돌하는 액적의 냉각효과는 수정된 VOF 방법을 이용한 Pasandideh-Fard 등⁽⁴⁾에 의해 계산되었다. 액적-벽면 충돌에 대한 실험데이터와 일치하는 계산결과는 점성과 표면장력의 영향뿐만 아니라 퍼짐접촉각(advancing contact angle) 및 수축접촉각(receding contact angle)을 고려한 Fukai 등^(5,6)에 의해 얻어졌다. 그러나, Fukai 등이 사용한 유한요소법은 액적의 되튐, 분열과 같이 액적이 복잡하게 변형하는 경우에 적용하기 어렵다. 이러한 한계를 극복하기 위해 Bussman 등^(7,8)은 Hirt와 Nichols⁽³⁾의 VOF 방법보다 상경계면을 정확하게 결정할 수 있도록 개선된 PLIC (Piecewise Linear Interpolation Calculation) VOF 방법을 사용하여 수평벽면 뿐만 아니라 경사벽면에 충돌하는 액적거동을 해석하였다. Bussman 등의 수치해석에서도 접촉각의 영향이 고려되었으나, Fukai 등^(5,6)과 달리 접

촉각은 액적-기체-벽면의 접점속도의 함수라는 모델을 사용하였다.

일반적으로 VOF 방법은 각 상의 질량보존이 잘된다는 장점을 가진 반면, 공간상의 이차 미분이 포함되는 상경계면의 곡률을 정확하게 계산할 수 없다는 단점을 가지고 있다. 이 문제를 개선하기 위해 Sussman 등⁽⁹⁾은 상경계면으로부터의 거리로 정의된 함수를 사용하는 Level Set(LS) 방법을 제시하였다. 미분이 연속적인 LS 함수는 상경계면의 곡률을 정확하게 계산할 수 있기 때문에 마이크로 스케일 이상유동 해석에 효과적이다. 하지만 LS 방법은 각 상의 체적을 일정하게 유지하지 못하는 문제점이 있다.

본 연구에서는 LS 방법을 바탕으로 질량보존을 위한 알고리즘을 결합함으로 상경계면의 곡률을 정확하게 계산할 뿐만 아니라 각 상의 질량을 잘 보존하는 수치기법을 개발하고, 이를 이용하여 마이크로 액적-벽면 충돌 시 일어나는 액적거동과 고체표면으로부터의 열전달에 대한 특성을 규명하고자 한다.

2. 수치해석방법

2.1 지배방정식

액적-벽면 충돌에서의 액적거동을 축대칭, 비압축성과 층류 조건하에서 수치 해석하였다. 고체의 열전도율은 구리와 같이 큰 것으로 가정하였으며, 계산은 고체표면의 온도가 비등점 이하로 일정하게 유지되는 경우에 한정하였다.

기상-액상영역 모두에 적용될 수 있는 질량보존, 운동량보존, 에너지 및 LS 함수를 지배하는 방정식은 다음과 같다.⁽¹⁰⁾

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla p + \mathbf{f}_b + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \quad (2)$$

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \nabla \cdot \mathbf{k} \nabla T \quad (3)$$

$$\frac{D\phi}{Dt} = 0 \quad (4)$$

여기서,

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \quad (5)$$

$$\mathbf{f}_b = \rho \mathbf{g} - \sigma \kappa \nabla H \quad (6)$$

$$\tau = \mu [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T] \quad (7)$$

식 (3)과 식 (6)에 포함된 H , 상경계면의 곡률(κ)과 물성치는 다음과 같이 계산된다.

$$\begin{aligned} H &= 1 & \text{if } \phi \geq 1.5h \\ &= 0 & \text{if } \phi \leq -1.5h \\ &= \frac{1}{2} + \frac{\phi}{3h} + \frac{\sin(2\pi\phi/3h)}{2\pi} & \text{otherwise} \end{aligned} \quad (8)$$

$$\kappa = \nabla \cdot \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|} \quad (9)$$

$$\rho = \rho_g + (\rho_l - \rho_g)H \quad (10)$$

$$\mu = \mu_g + (\mu_l - \mu_g)H \quad (11)$$

$$k = k_g + (k_l - k_g)H \quad (12)$$

$$\rho c_p = \rho_g c_{pg} + (\rho_l c_{pl} - \rho_g c_{pg})H \quad (13)$$

여기서, h 는 격자간격이며, H 는 기체-액체의 불연속적인 물성치로 인한 수치 불안정성을 피하도록 계단함수를 부드럽게 한 함수이다. 상경계면의 곡률을 계산하는 식 (9)에서는 미분이 연속적이기 때문에 곡률을 정확하게 계산할 수 있는 LS 함수를 이용하였다.

상경계면($\phi = 0$)은 식 (4)에 의해 결정되어지지만, H 와 κ 를 정확하게 계산하기 위해서는 LS 함수를 거리함수($|\nabla \phi| = 1$)가 되도록 식 (14)를 사용하여 보정하는 것이 바람직하다.⁽⁹⁾

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} = S(1 - |\nabla \phi|) \quad (14)$$

$$\begin{aligned} S &= 0 & \text{if } \phi_o = 0 \\ &= \phi_o / |\phi_o| & \text{if } \phi_o \neq 0 \end{aligned} \quad (15)$$

여기서, ϕ_o 는 식 (4)의 해이며, τ 는 식 (14)의 우변이 상경계면 주위에서 0이 될 때까지 계산하는 반복단계를 의미한다. 식 (15)는 식 (14)를 계산하는 과정에서 상경계면($\phi = 0$)을 변형시키지 않으면서, 상경계면으로부터 멀어지는 방향($S \nabla \phi$)으

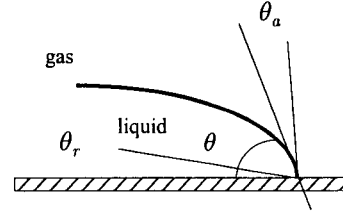


Fig. 1 Definition of contact angle

로 LS 함수가 거리함수가 되도록 계산하기 위해 도입되었다. 일반적으로 상경계면은 격자점에 놓이지 않기 때문에 Sussman 등⁽⁹⁾은 식 (15)를 부드럽게 한 형태인 식 (16)을 제안하였으며, LS 방법을 적용하는 대부분의 선행연구에서 식 (16)을 사용하고 있다.

$$S = \frac{\phi_o}{\sqrt{\phi_o^2 + h^2}} \quad (16)$$

LS 방법의 가장 큰 문제점은 상경계면을 추적하는 동안에 각 상의 체적이 일정하게 보존되지 못한다는 점이다. 이는 Russo와 Smereka⁽¹¹⁾에 의해 지적한 바와 같이 식 (16)과 결합된 식 (14)에서 상경계면($\phi = 0$)이 변형하는 것과 밀접한 관계가 있다. 본 연구에서는 식 (15)를 차분화된 격자점에 적용하는 형태로서 식 (17)를 사용함으로써 체적보존의 문제를 현저히 개선할 수 있었다.

$$\begin{aligned} S &= 0 & \text{if } |\phi_o| \leq \epsilon \\ &= \phi_o / |\phi_o| & \text{if } |\phi_o| \geq \epsilon \end{aligned} \quad (17)$$

2.2 접촉각 조건

접촉각(θ)은 Fig. 1과 같이 정의된다. 실제 표면에서는 접촉각은 퍼짐접촉각(θ_o)과 수축접촉각(θ_r) 사이에서 변한다($\theta_r \leq \theta \leq \theta_o$). Dussan⁽¹²⁾은 실험 데이터로부터 Fig. 2와 같은 접촉각과 접점의 이동 속도(V)에 대한 관계를 제시하였다. 접점의 속도가 양이면 접촉각이 약간 증가하다가 θ_o 인 값에서 일정하게 되며, 접점의 속도가 음이면 접촉각은 약간 감소하다가 θ_r 로 일정한 값을 갖게 된다. 접점의 속도가 영이면 액적은 고체표면에 붙어 움직이지 않지만 접촉각은 $\theta_r < \theta < \theta_o$ 로 변하게

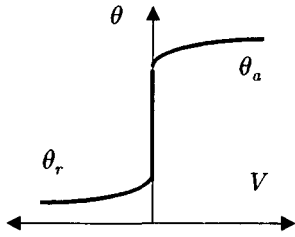


Fig. 2 Variation of contact angle with contact line velocity

된다. 본 연구에서는 Fig. 2를 단순화하여 접촉각이 $\theta_r < \theta < \theta_a$ 이면 액적-기체-벽면의 접점은 정지되어 있으며, 접점이 이동하는 경우에는 접촉각은 $\theta = \theta_a$ 또는 $\theta = \theta_r$ 을 만족하도록 하였다.

2.3 경계조건

· 대칭면:

$$u = \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial \phi}{\partial r} = 0 \tag{18}$$

· 고체의 밑면:

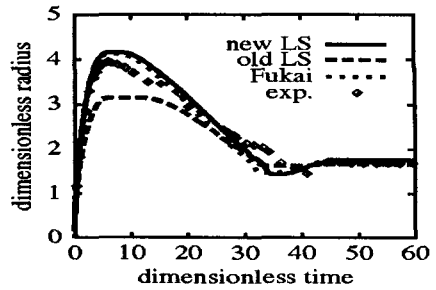
$$u = v = 0, T = T_w, \frac{\partial \phi}{\partial y} = -\cos\theta \tag{19}$$

· 계산영역의 윗면:

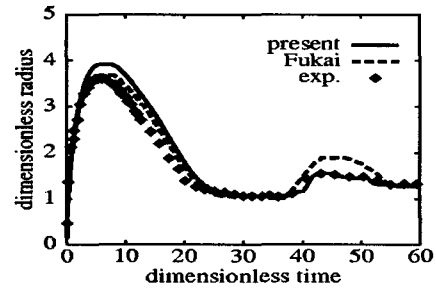
$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \tag{20}$$

3. 계산결과 및 검토

본 연구에서 개발한 수치해석 방법의 타당성을 검증하기 위하여 참고문헌에 나타난 액적반경 1.86mm와 충돌속도 1.49m/s, 1.58m/s의 경우에 대하여 액적의 거동을 계산하였다. 지배방정식은 액적의 초기 반지름 R_0 과 충돌속도 V_0 를 이용하여 무차원화 하였다. Fig. 3은 벽면 충돌 후 무차원 시간($V_0 t/R_0$)에 따른 액막의 무차원 반경 (R/R_0)을 나타낸 결과이다. 초기의 상승곡선은 액막이 θ_a 를 유지하며 고체표면을 따라 퍼지는 과정이고 곡선의 정점은 액적의 운동량이 표면장력과 점성력에 의한 소산에 의해 감소하여 영이 되는 지점이다. 액막의 퍼짐과 축적된 표면장력의 탄성에너지에 의해 액막은 일정한 θ_r 을 유지하며 퇴감하기 시작한다. 액적-벽면 충돌과정에서



(a)



(b)

Fig. 3 Temporal variation of splat radius: (a) $V_0 = 1.49\text{m/s}$, $\theta_a = 70^\circ$, $\theta_r = 37^\circ$ and (b) $V_0 = 1.58\text{m/s}$, $\theta_a = 92^\circ$, $\theta_r = 60^\circ$

액적의 거동은 액적의 운동량, 표면장력과 점성력 상호간의 작용에 의하여 결정된다. Fig. 3에서 본 연구의 계산결과를 유한요소법을 사용한 Fukai 등⁽⁵⁾의 계산결과 및 실험데이터와 비교하였을 때 대체로 잘 일치함을 확인 할 수 있다. 기존의 LS 방법을 사용하여 계산한 결과를 Fig. 3(a)에 포함하였다. Fukai 등의 결과와 비교하면 상당한 차이가 있음을 볼 수 있으며, 이는 LS 함수를 거리함수로 재정의 하는 과정에서 식 (17) 대신에 식 (16)을 사용하는 경우 국부적인 체적보존이 잘 이루어지지 않음을 나타낸다.

3.1 액적 거동과 국소 열전달량

액적-벽면 충돌에서 액적반경이 1mm이고 충돌속도가 1m/s인 경우에 대하여 액적거동, 온도장 및 속도를 계산하여 Fig. 4에 나타내었다. 액적의 물성치는 온도에 따라 일정하다고 가정하였다. 액적-벽면 충돌과정의 초기에는 관성력에 의해 얇은 액막이 벽면에 형성된다. 액적-기체-벽면의 접점이 반경 바깥방향으로 이동하는 동안 접촉각은 θ_a 로 유지되어 선단부분이 불룩하게 된다.

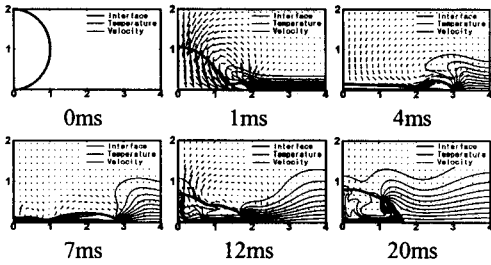


Fig. 4 Velocity and temperature fields associated with droplet impact for $\theta_a = 70^\circ$ and $\theta_r = 37^\circ$

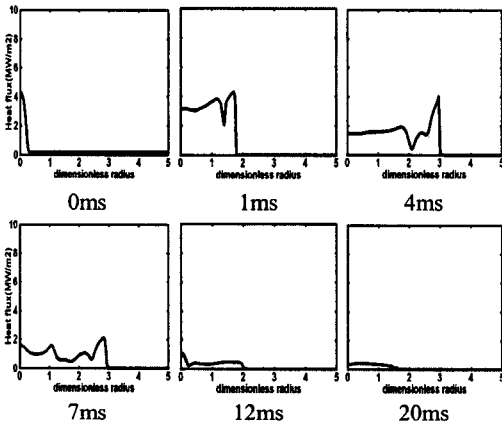


Fig. 5 Wall heat flux distribution for $\theta_a = 70^\circ$ and $\theta_r = 37^\circ$

$t=3.79\text{ms}$ 에서 액막은 최대반경 3.00에 도달하게 되고 $t=4.90\text{ms}$ 가 될 때 일정한 θ_r 을 유지하며 축적된 표면장력의 탄성에너지에 의해 되감기기 시작한다. 온도장은 액적이 퍼질 때까지 벽면을 따라 수평하게 형성되어 있다가 액적이 되감기기 시작하면서부터 변형되기 시작한다. 액막이 퍼질 때, 액막 내의 유동속도는 액적의 중심을 기준으로 반경방향으로 갈수록 증가한다. 하지만, 선단의 용기가 시작되는 지점에서는 반경방향으로 향하는 유동과 액적의 끝부분에 부딪혀 돌아오는 유동이 만나게 되어 정체영역을 형성하게 된다.

Fig. 5는 시간에 따른 고체표면의 열유속을 나타낸 것이다. 액적-벽면의 초기 온도차를 80°C 로 가정하였을 때, 열유속은 국부적으로 매우 큰 값인 4MW/m^2 에 이르는 것을 볼 수 있다. 열유속

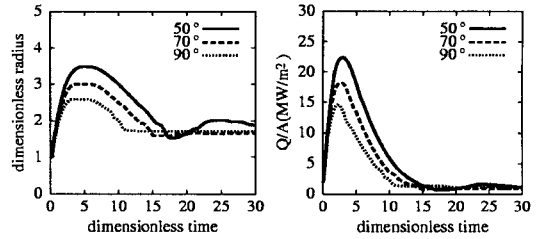


Fig. 6 Effect of advancing angle on splat radius and heat transfer with $\theta_r = 37^\circ$

의 변화는 액막 내의 수직/수평 유동속도와 밀접한 관계가 있다. 고체면으로 향하는 수직유동은 차가운 액체를 벽면 쪽으로 운반해주는 역할을 하여 접촉면에서 ΔT 를 크게 해주고 수평유동은 액막내의 열경계층이 성장하는 것을 막아준다. 선단부분에서 열유속은 다른 곳에 비해 상당히 크다. 이러한 이유는 액적이 벽면을 따라서 퍼질 때, 고체면과 처음으로 만나는 부분이 액적의 선단부분이므로 ΔT 에 의한 열전달이 크기 때문이고 선단부분에서 형성되는 순환유동에 의하여 상대적으로 차가운 액막 위부분의 액체가 고체표면과 접촉하기 때문이다. 고체표면과 기체사이의 대류에 의한 열전달은 액체와 비교해볼 때 매우 작기 때문에 Fig. 5에 열유속이 거의 없는 것으로 나타나있다.

3.2 퍼짐 접촉각의 효과

퍼짐 접촉각(θ_a)이 액막의 반지름 및 평균 열유속에 미치는 영향을 Fig. 6에 나타내었다. 평균 열유속은 전체 열전달량(Q)을 기준면적(πR_s^2)으로 나눈 양으로 정의하였다. θ_a 를 제외한 다른 조건은 Fig. 4의 경우와 같다. θ_a 가 감소하면 액적의 최대반경과 평균 열전달량이 증가하는 것을 볼 수 있다. 액막의 초기 퍼짐은 표면장력보다 액적의 관성력에 의해 지배를 받지만, 액막이 퍼짐에 따라 액적의 운동량이 점성 마찰력에 의해 감소하게 되면 표면장력의 영향이 중요하게 된다는 것을 의미한다. θ_a 의 크기가 작아질수록 표면장력의 반경방향 성분은 액막 퍼짐 방향으로 기울어지므로 퍼짐 접촉각이 작아질수록 액막의 최대 반지름은 증가하게 된다. 즉, θ_a 가 작아질수록 액적과의 접촉 면적이 증가하게 되고 이로 인해 열유속은 커지게 된다. θ_a 가 감소함에 따라 액막의

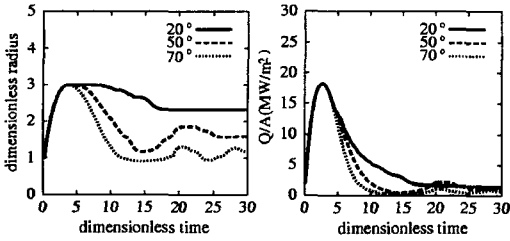


Fig. 7 Effect of receding angle on splat radius and heat transfer with $\theta_a = 70^\circ$

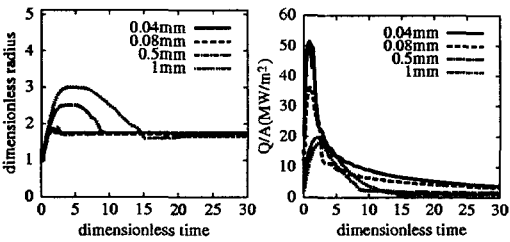


Fig. 8 Effect of radius size on splat radius and heat transfer with $V_0 = 1\text{ m/s}$

최대 반경이 증가하는 경향은 일정한 체적을 유지하면서 접촉각을 감소시키면 기하학적으로 액막의 반경은 증가한다는 사실과 일치한다. 또한, 액막의 최대 반경이 증가하여 표면장력의 탄성에너지가 커지는 경우에 액막의 퇴감 및 재확장 과정이 더 빠르게 진행된다.

3.3 수축 접촉각의 효과

수축접촉각(θ_r)의 변화가 액막의 반지름 및 열전달량에 미치는 영향은 Fig. 7과 같다. θ_r 이 작아지면 액적의 반경은 최대반경 이후 느리게 감소하며 열전달량도 차이가 있는 것을 볼 수 있다. θ_r 과 θ_a 의 차이가 증가하면 접촉각이 θ_a 에서 θ_r 로 변하는 시간 즉 액적-기체-벽면의 접점이 정지해 있는 시간이 늘어나고 θ_r 이 줄어들면 액적의 퇴감속도는 표면장력의 반경방향 성분($\cos\theta_r$)의 영향을 받기 때문에 퇴감속도가 작아진다. 그러므로 θ_r 이 작을수록 열전달이 일어나는 시간은 길어지고 열전달량은 증가하게 된다.

3.4 액적 크기의 효과

액적의 반경을 변화시키는 경우 액막의 퍼짐 및 평균 열유속($Q/\pi R_0^2$)의 특성을 Fig. 8에 나타내

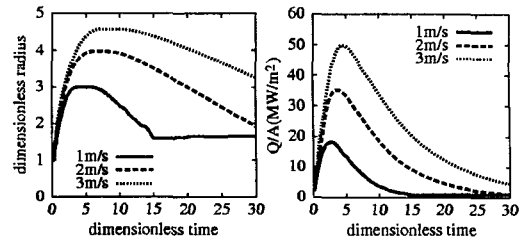


Fig. 9 Effect of impact velocity on splat radius and heat transfer with $R_0 = 1\text{ mm}$

었다. 액적이 미립화되어 반경이 작아지면 액막의 퍼짐 정도인 R_{max}/R_0 는 감소하지만 평균 열유속은 증가함을 볼 수 있다. 액적반경이 1mm에서 0.04mm로 작아지면 평균 열유속의 최대값은 18.2 MW/m^2 에서 51.2 MW/m^2 로 2.8배 증가한다. 전체 체적을 동일하게 하면서 액적을 미립화하였다는 조건에서는, 각 액적의 체적은 반경의 세제곱에 비례하고 동일체적에 대한 액적의 개수는 이의 역수임이므로 최대 열전달량은 0.04mm인 경우가 1mm인 경우보다 70배정도 크게 된다. 그러므로 액적을 미립화하면 교체와 접촉할 수 있는 표면적 즉 열전달 면적이 커지게 됨으로 열전달량이 현저히 증가할 수 있음을 확인할 수 있다. 액적의 반경이 0.5mm와 1mm인 경우, 동일한 체적 조건에서 최대 열전달량은 2.15배정도의 차이를 보인다. 하지만, 액적이 크기가 매우 작은 경우인 0.04mm와 0.08mm의 경우에는 열전달량의 차이는 2.8배로 증가한다. 이러한 증가는 Fig. 8에서 보는 것처럼 액적의 초기반경이 작아지는 경우에는 R_{max}/R_0 가 더 이상 작아지지 않고 일정한 값으로 수렴하게 되므로 미립화에 따른 액막-접촉면적의 상승비가 반경의 역수에 비례하여 증가하기 때문이다.

3.5 액적 충돌 속도의 효과

Fig. 9는 액적반경이 1mm인 경우에 대한 액적 충돌속도의 변화가 액적의 반지름 및 열전달량에 미치는 영향을 보여준다. 액적의 충돌속도는 1m/s에서부터 3m/s까지 변하고 속도의 증가에 따라 액막의 최대반경은 약 20%정도의 증가를 보인다. 액적-벽면 충돌속도가 커짐에 따라 교체면으로부터 액막으로 열전달이 잘 일어날 수 있는 접촉면적은 증가하게 된다. 액적반경이 20 μm 인 경우의 결과는 Fig. 10과 같다. 초기 액적반경이

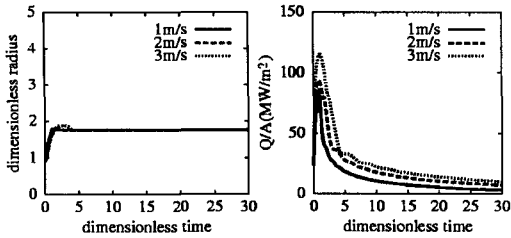


Fig. 10 Effect of impact velocity on splat radius and heat transfer with $R_0 = 20\mu m$

1mm인 경우와 비교하면, 액막의 반경은 속도의 변화에 영향을 받기는 하지만 그 차이가 크지 않으며, 열유속의 변화율 또한 작아지는 것을 볼 수 있다. 이는 액적반경이 작아지면 관성력은 R_0^2 에 비례하여 작아지지만, 표면장력과 점성력은 R_0 에 비례하여 작아지기 때문이다. 즉, 액적의 크기가 작아질수록 관성력보다 표면장력과 점성력에 의한 영향력이 더 커지므로 속도의 변화에 따른 퍼짐반경의 차이가 작아진다. 이와 같은 액막퍼짐의 경향은 열전달량에 영향을 주게 되며, 속도의 증가에 따라 Fig. 9는 일정한 증가율을 보인 반면 Fig. 10은 증가폭이 작아진 것을 볼 수 있다.

3.6 최대 액막 반지름

위의 결과를 종합하면 액적-벽면 충돌 과정에서 벽면으로부터의 열전달량은 액적이 벽면과 접촉하는 면적에 의해 결정됨을 알 수 있다. 그러므로 액막의 최대 반경에 대한 예측은 실제 공학적인 응용에서 상당히 중요하다. Chandra 등⁽¹³⁾은 액적-벽면 충돌전의 운동에너지와 표면장력에너지가 충돌후의 액막의 표면장력에너지와 점성에 의한 소산에너지로 변환된다는 에너지보존 원리를 나타내는 단순화된 모델로부터 액막의 최대 반경을 예측하는 다음과 같은 식을 제안하였다.

$$\frac{R_{max}}{R_o} = \sqrt{\frac{We + 12}{3(1 - \cos\theta_a) + 4We/\sqrt{Re}}} \quad (21)$$

Table 1은 본 연구에서 수치 계산한 결과를 식 (21)의 예측 값과 비교한 것이다. 액적의 크기가 큰 경우에는 두 결과가 대체로 잘 일치하고 있으

Table 1 Comparison of numerical values of R_{max}/R_o with predictions from Eq. (21) and Eq. (22)

D_0	V_0	We	Re	Numerical	Eq. (21)	Eq. (22)
2	1	27.42	1996	3.00	2.98	2.90
1	1	13.71	998	2.51	2.63	2.44
0.5	1	6.85	499	2.15	2.43	2.13
0.25	1	3.43	249.5	1.97	2.33	1.95
0.16	1	2.20	159.7	1.90	2.31	1.88
0.125	1	1.71	124.8	1.87	2.30	1.85
0.08	1	1.10	79.8	1.84	2.31	1.81
0.04	1	0.55	40.0	1.80	2.33	1.77
0.04	2	1.10	79.8	1.83	2.31	1.81
0.04	3	1.65	119.8	1.89	2.30	1.84

나, 액적이 작아짐에 따라 식 (21)은 수치해석 결과보다 크게 예측함을 볼 수 있다. 이는 식 (21)의 유도과정에서 마이크로 스케일에서 중요해지는 효과 특히 표면장력을 제대로 고려하지 않았기 때문으로 사료된다. 식 (21)에서 가장 불확실한 부분은 정체점 유동(stagnation point flow)의 가정과 단순화된 경계층 이론으로부터 유도된 점성에 의한 소산에너지를 나타내는 항인 We/\sqrt{Re} 이다. 본 연구에서는 We/\sqrt{Re} 을 표면장력에 비례하는 변수인 $1/We$ 으로 보정하는 형태를 상정하고 수치계산 결과를 바탕으로 다음과 같은 식을 도출하였으며, 그 예측결과를 Table 1에 나타내었다.

$$\frac{R_{max}}{R_o} = \sqrt{\frac{We + 12}{3(1 - \cos\theta_a) + 4\frac{We}{\sqrt{Re}}\left(1 + \frac{3}{We}\right)}} \quad (22)$$

4. 결 론

본 연구에서는 LS 방법을 바탕으로 체적보존과 접촉각 조건을 고려하는 알고리즘을 추가한 수치기법을 개발하고, 이를 이용하여 액적-벽면 충돌시 발생하는 액적거동과 열전달 특성을 해석하였다. 액막의 반경에 대한 계산결과는 참고문헌의 실험데이터와 유한요소법을 사용한 계산결과와 잘 일치하였다. 접촉각이 액적거동과 열전달량에

마치는 영향에 대한 해석을 수행한 결과로부터, 퍼짐접촉각이 감소할수록 표면장력의 반경방향 성분이 액적 퍼짐 방향으로 기울어지므로 액막의 최대 반지름은 증가하고, 이와 함께 열전달량 또한 증가하는 것을 확인할 수 있었다. 수축접촉각이 증가할수록 액막이 퇴감되는 속도가 커져 열전달량이 감소하는 것을 관찰할 수 있었다. 액적의 충돌속도가 증가하면 퍼짐면적을 크게 함으로써 열전달량을 증가시키지만, 초기 액적반경이 작아지면 속도에 따른 열전달량의 증가폭은 감소하였다. 액적이 미립화되어 반경이 작아지면 액막의 퍼짐 정도는 감소하지만 동일체적 조건에서 산출한 열전달량은 현저히 증가하였다. 미립화에 따른 열전달 상승효과는 액적-고체 접촉면적의 기하학적인 증가율보다 현저히 높았으며 액적의 크기가 작을수록 상승효과가 두드러짐을 발견할 수 있었다.

후 기

본 연구는 한국과학재단의 특정기초연구사업의 지원(R01-2003-000-10142-0)에 의해 수행되었습니다.

참고문헌

- (1) Harlow, F. H. and Shannon, J. P., 1967, "The Splash of a Liquid Droplet," *J. Appl. Phys.*, Vol. 38, pp. 3855~3866.
- (2) Trapaga, G. and Szekely, J., 1991, "Mathematical Modeling of the Isothermal Impinging of Liquid Droplets in Spray Processes," *Metall. Trans. B*, Vol. 22, pp. 901~914.
- (3) Hirt, C. W. and Nichols, B. D., 1981, "Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries," *J. Comput. Phys.*, Vol. 39, pp. 201~225.
- (4) Pasandideh-Fard, M., Aziz, S.D., Chandra, S. and Mostaghimi, J., 2001, "Cooling Effectiveness of a Water Drop Impinging on a Hot Surface," *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 22, pp. 201~210.
- (5) Fukai, J., Shiiba, Y., Yamamoto, T., Miyatake, O., Poulikakos, D., Megaridis, C. M. and Zhao, Z., 1995, "Wetting Effects on the Spreading of a Liquid Droplet Colliding with a Flat Surface," *Phys. Fluids.*, Vol. 7, pp. 236~247.
- (6) Fukai, J., Shiiba, Y. and Miyatake, O., 1997, "Theoretical Study of Droplet Impingement on a Solid Surface Below the Leidenfrost Temperature," *Int. J. Heat Mass Transfer.*, Vol. 40, pp. 2490~2492.
- (7) Bussman, M., Mostaghimi, J. and Chandra, S., 1999, "On a Three-Dimensional Volume Tracking Model of Droplet Impact," *Physics of Fluids*, Vol. 11, pp. 1406~1417.
- (8) Bussman, M., Chandra, S. and Mostaghimi, J., 2000, "Modeling the Splash of a Droplet Impacting a Solid Surface," *Physics of Fluids*, Vol. 12, pp. 3121~3132.
- (9) Sussman, M., Smereka, P. and Osher, S., 1994, "A Level Set Approach for Computing Solution to Incompressible Two-Phase Flow," *J. Comput. Phys.*, Vol. 114, pp. 146~159.
- (10) Son, G. 2001, "Numerical Simulation of Bubble Motion During Nucleate Boiling," *KSME Int. J.*, Vol. 25, No. 3, pp. 389~396.
- (11) Russo, G. and Smereka, P., 2000, "A Remark on Computing Distance Functions," *J. Comput. Phys.*, Vol. 163, pp. 51~67.
- (12) Dussan, V. E. B., 1979, "On the Spreading of Liquids on Solid Surface: Static and Dynamic Contact Lines," *Annu. Rev. Fluid Mech.* Vol. 11, pp. 371~400.
- (13) Chandra, S. and Avedisian, C. T., 1991, "On the Collision of a Droplet with a Solid Surface," *Proceeding of the Royal Society of London A*, Vol. 432, pp. 13~41.
- (14) Pasandideh-Fard, M., Qiao, Y. M., Chandra, S. and Mostaghimi, J. 1996, "Capillary Effects During Droplet Impact on a Solid Surface," *Physics of Fluids*, Vol. 8, pp. 650~659.