

# 디젤 엔진 분무의 액적 미립화 모델 및 벽면 충돌 모델에 관한 연구

김 홍 석\* · 성 낙 원\*\*  
(1998년 4월 10일 접수)

## Modeling of Liquid Droplet Atomization and Spray Wall Impingement of Diesel Sprays

Hongsuk Kim and Nakwon Sung

**Key Words:** Spray(분무), Atomization(미립화), Wall Impingement(벽면충돌), Droplet(액적), Diesel Engine(디젤엔진)

### Abstract

In this research computational methods for the droplet atomization and spray wall impingement are studied for the non-evaporating diesel fuel spray. The TAB(Taylor Analogy Breakup) model and Wave model are compared with experiments in order to describe droplet atomization process. The Watkins model and O'Rourke model are compared to simulate the spray wall impingement. As a result, it is found that the application of the Wave model has a good agreement with the experimental data in the case of high pressure injection. With regard to wall impingement phenomena, it is found that the Watkins model is appropriate to the high temperature cylinder wall condition, while the O'Rourke model is appropriate to cold starting problem.

### 1. 서 론

디젤기관은 압축비를 높일 수 있으므로 열효율이 높고, 연료의 경제성도 우수한 반면 연소초기의 혼합연소기간 중 높은 열 발생에 의한 질소산화물의 생성과 확산연소기간에 국부적으로 과농한 혼합기 영역 속에서 발생하는 다량의 입자상 물질은 디젤기관의 배기가스문제를 야기시키고 있다. 이러한 디젤기관의 환경 오염적인 문제점을 해결하기 위하여 기관 내의 연소해석이 필요하게 되었으며, 연소 특성의 초기 조건을 결정하게 되는 연료 분무의 거동에 대한 정확한 이해가 중요하게 되었다. 디젤 엔진의 연소실내 분사된 액체 연료의 분무 과정은 지극히 짧은 시

간에 이루어지며, 연료 액적의 미립화(atomization) 과정과, 액적 상호 간의 충돌에 의한 유착(collision & coalescences), 유동장의 영향 등 여러 가지 현상들이 복합적으로 작용함으로써 분무 특성을 정확히 파악하는데 어려움으로 남아 있다. 또한 근래에 관심이 되고 있는 소형 고속 디젤엔진의 경우 분사노즐과 실린더 벽면사이의 거리가 짧기 때문에 분사된 연료는 벽면에 충돌하게 되고, 충돌분무의 거동은 연료의 공간적 분포, 기화, 미연탄화수소의 생성 등에 지대한 영향을 미친다. 따라서 디젤 엔진 연소실내에서 발생하는 분무의 현상인 액적의 미립화, 액적 상호간의 충돌유착, 기화 및 벽면 충돌현상에 대한 자세한 이해가 필요하게 되었다.

디젤 엔진 연소실 내부에서 발생하는 분무 현상을 고찰하기 위하여 양옥룡<sup>(1)</sup>은 자유분무의 특성 및 분무 형성 과정을 사진 촬영법을 통하여 연구하고 분위기압력이 증가하면 분무각이 증가하고 분무도달거리가 짧아짐을 제시하였다. Fuji-

\* 성균관대학교 대학원 기계공학과

\*\* 회원, 성균관대학교 기계공학과

moto<sup>(2)</sup> 등은 자유분무와 벽면충돌분무에 대한 가시화실험을 통해 분무의 구조를 연구하였다. 즉, 운동량을 그대로 유지하는 노즐근처의 핵구역(core region)과 축 방향 속도성분이 크게 존재하고 반경 방향 속도 성분이 상대적으로 작은 분무 중심 구역(main jet region), 분무와 공기가 혼합되는 현상이 나타나는 혼합 유동 구역(mixing flow region), 분무 선단의 정체 구역(stagnation region)으로 분류하였다. 이 밖에도 분무 현상을 보다 정확히 이해하기 위하여 첨단 광학 기술을 이용한 실험들이 계속되고 있으며 이들은 분무 현상을 이론적으로 해석하기 위한 여러 모델들의 이론적 근거가 되고 있다.<sup>(3)</sup>

최근 고성능 컴퓨터의 등장과 전산유체역학의 발전에 힘입어 분무현상에 관한 모델들을 디젤기판의 성능 해석에 적용하고 있으며, 그 신뢰성이 입증되고 있다. 분사된 액체 제트가 노즐 출구를 벗어나면서 작은 크기의 액적으로 부서지는 현상을 묘사하는 액적의 미립화 모델로는 액적과 주변가스의 상대속도에 의해 액적이 분열되는 공기역학적 미립화 모델(aerodynamic induced atomization)<sup>(4,5)</sup>과 노즐 내부의 액체 유동 특성이 난류일 때 노즐 출구를 벗어난 액체 제트는 난류의 영향을 받아 표면에 교란을 일으키게 되고 이에 의해서 액적의 분열이 발생한다는 Gosman<sup>(6)</sup> 등의 난류유동모델(turbulence induced atomization) 등이 있다. 또한 Soteriou와 Andrew<sup>(7)</sup>는 노즐 내에서 발생한 기포가 노즐 출구로 분출 되었을 때 주변압력의 차이로 인해 붕괴되고 이에 의해 액적이 깨어진다는 공동 미립화 모델(cavitation induced atomization)을 제안하였다. 분무 액체의 미립화 과정을 해석하기 위해 본 연구에서는 공기역학적 미립화 모델 계열인 O'Rourke와 Amsden<sup>(4)</sup>의 TAB (Taylor Analogy Breakup) 모델과 Reitz와 Diwakar<sup>(5)</sup>의 Wave 모델을 연구하였다. TAB 모델은 액적이 변형하는 관계를 스프링-질량으로 이루어진 시스템에 적용하여 미립화 과정을 해석하고 있으며, Wave 모델은 액체 제트에 대한 선형 안정성 해석 결과를 이용하여 미립화 과정을 해석하고 있다. Ibrahim<sup>(8)</sup> 등은 DDB (Droplets Deformation and Breakup) 모델을 제안하여 액적 미립화의 비정상적 측면을 보완하고

있다.

분무의 벽면 충돌에 관한 실험으로는 충돌 벽면 부근을 자세히 관찰하기 위하여 단일 액적을 이용하여 행한 실험과 전체 분무를 대상으로 실험한 경우로 나뉘어지고 있는데 벽면에서의 액막 형성과정을 밝히기에는 부족한 실정이다. 이와 같은 실험들은 분무의 벽면 충돌로 인하여 분무장의 특성은 크게 변화하게 되고, 충돌 후 생성된 액막은 불완전 연소를 유발하는 단점도 있지만 양호한 연료와 가스의 혼합 효과를 얻을 수 있으며 액적의 크기도 상대적으로 작아짐을 보고하고 있다. 벽면 충돌 현상을 해석하기 위한 모델로는 단일 액적 실험을 기초로하여 개별 액적의 충돌 후 거동을 전체 액적들에 확대하여 계산하는 모델이 주종을 이루고 있다. 단일 액적 계열의 모델로서 Amsden<sup>(9)</sup> 등은 액적이 벽면에 충돌했을 경우 벽에 점착되는 모델을 제시하고 있으나 이는 실제 엔진에서 벽면에 충돌 후 나타나는 액막 형성, 뒤튀겨오르는 현상, 액막 분열 현상 등을 묘사할 수 없었다. Naber와 Reitz<sup>(10)</sup>는 점착모델을 개선한 반사모델과 제트 모델을 제시하였다. 반사 모델에서는 벽면에 충돌된 액적이 에너지 손실 없이 충돌 전과 동일한 크기와 속력을 갖고 뒤튀겨오르게 되며, 제트 모델에서는 충돌한 액적이 충돌한 면과 수평한 방향으로 에너지 손실 없이 흐르게 된다. 물에 대한 실험결과를 토대로 묘사 되었으며 충돌 후 수직방향 속도가 상대적으로 작게 나타나는 단점이 있다. Watkins와 Park은<sup>(11)</sup> 단일 액적 실험을 기초하여 충돌분무의 충돌 전 운동에너지는 충돌 후 손실되는 효과를 고려하였으며, 벽면충돌 후 액적의 속도에 따라 분열되는 효과를 고려하였다.<sup>(12)</sup> Senda<sup>(13)</sup> 등은 벽면 온도 조건에 따라 액적의 분열형태가 달라진다는 실험의 결과로부터, 벽면의 온도가 연료의 기화온도보다 낮은 때에 액막이 형성되고, 벽면 온도가 높은 경우 비등 형태에 따라 액적의 분열 현상을 묘사하였다. O'Rourke와 Amsden<sup>(14)</sup>은 포트내 분사식 가솔린엔진의 냉시동 문제를 해석하기 위하여 액막형성모델을 제안하였다. 이들은 액막의 두께가 매우 얇다고 가정하고 운동량방정식과 에너지방정식을 전개하였다.

본 연구에서는 액적 미립화 모델과 벽면 충돌

모델을 조사하여 실제 엔진 조건에 맞는 연료분무 모델을 제시하고, 계산시간 및 정밀도에 관계되는 격자 크기에 대한 영향도 규명하고자 한다.

## 2. 분무모델

분무 현상을 수치적으로 묘사하기 위해서는 분무 액적이 겪는 미립화, 충돌유착, 난류와의 상호작용, 기화 현상 등을 이해해야하며 이 때 액적과 가스 사이에서 질량, 운동량, 에너지의 교환을 고려해 주어야 한다. 분무의 계산은 존재하는 모든 개별 액적에 대해 풀어 정확한 결과를 얻을 수 있지만 계산량이 많아지는 단점이 있다. 본 연구에서는 계산을 단순화하기 위해서, 액적들의 집합을 하나의 parcel로 간주하고 parcel에 존재하는 액적들은 동일한 물리량(크기, 속도, 온도, 질량 등)을 갖는다고 생각하는 discrete method의 개념을 사용하였으며, 실제 계산에 있어서는 모든 액적을 약 3000에서 5000개의 parcel로 묶어서 계산하였다. 또한 액적이 겪는 여러 가지 현상이 분포함수를 따른다고 가정하고 무작위 추출하는 Montecarlo method의 개념을 도입하였다. 본 연구에서는 분무 액적이 겪게되는 현상을 Lagrangian관점으로 묘사하였으므로 초기 액적의 물성값(액적의 위치, 온도, 속도, 반경, 개수, 변형도)이 주어져야 한다. 액적의 최초 위치는 노즐 입구이며, 노즐 안의 액체의 온도와 동일한 온도를 갖고, 최초 액적의 직경은 노즐 반경과 같은 크기의 구형 액적으로 분사된다. 분사 속도는 니들 밸브가 열렸을 때의 압력선도로부터 다음의 식으로 계산하였다.

$$u_{inj} = C_d \cdot (2\Delta P/\rho_d)^{1/2} \quad (1)$$

여기서  $\rho_d$ 은 연료의 밀도이며,  $\Delta P$ 는 분사압력과 주위가스압력의 차이이며,  $C_d$ 는 유량계수이다. 최초 액적의 갯수는 분사질량을 parcel의 숫자로 나누어 parcel 하나가 갖는 질량을 계산한 후 액적 반경으로 나누어서 계산하였다.

노즐을 떠난 액적의 위치, 속도는 난류의 유동장에 의하여 영향을 받게되는데 이는 표준정규분포를 따르는 난류 유동 성분에서 지배받는다고 가정하고, 시간 스텝에 따라 난류 유동

성분인  $u'$ 을 무작위 선택하여 액적의 운동방정식에 고려하는 것으로 묘사하였다. 노즐로부터 분사된 액적은 가스와 액적의 상대 속도에 의해서 미립화 과정을 거치게 되고, 같은 cell 안에 두 개 이상의 parcel이 존재 할 때, 충돌하여 유착 될 수 있는 확률은 Poisson 분포를 따른다고 가정하고 충돌 후 액적의 크기, 온도, 속도를 계산하였다. 주변의 가스로부터 액적의 표면에 열이 전달되는 양은 액적 내부에너지 축적량과 액적이 기화할 때 요구되는 잠열과 평형을 이룬다고 가정하여 연료의 기화되는 양을 구하였다.

액적과 기체사이의 질량, 에너지, 운동량의 교환은 스프레이 지배방정식을 풀어서 구한다. 액적의 확률 밀도함수  $f$ 는 단위 체적당 위치  $x$ , 시간  $t$ 에서 속도범위( $v, v+dv$ ), 반경범위( $r, r+dr$ ), 온도범위( $T_d, T_d+dT_d$ ), 형상 변형 범위( $y, y+dy$ ), 시간에 따른 형상 변형을 범위( $\dot{y}, \dot{y}+d\dot{y}$ ) 안에 존재하는 액적의 갯 수이고, 확률 밀도함수  $f$ 를 전미분형태로 전개하여 스프레이 지배 방정식을 다음과 같이 표현하였다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \nabla_x \cdot (fv) + \nabla_v \cdot (fF) + \\ \frac{\partial}{\partial r}(fR) + \frac{\partial}{\partial T_d}(fT_d) + \frac{\partial}{\partial y}(f\dot{y}) \\ + \frac{\partial}{\partial \dot{y}}(f\dot{y}) = f_{coll} + f_{bu} \end{aligned} \quad (2)$$

여기서,  $f_{coll}$  과  $f_{bu}$  는 각각 충돌유착과 미립화에 의한 액적의 갯 수 변화율을 의미한다. 스프레이 지배 방정식을 푸는 방법으로 본 연구에서는 시간스텝 안에서 액적이 여러 가지 물리적 현상을 단계적으로 겪으면서 액적의 갯 수가 변한다고 가정하고 계산하는 방법을 사용하였다.  $F$  는 시간에 대한 속도의 변화율이며 Newton의 제 2법칙으로부터 유도된다.

$$F = \frac{dv}{dt} = \frac{3}{8} \frac{\rho}{\rho_d} \frac{|u+u'-v|}{r} \cdot (u+u'-v)C_D + g \quad (3)$$

여기서  $r$ 은 액적의 반경,  $C_D$ 는 항력계수,  $g$ 는 중력가속도,  $u$ 는 가스의 속도,  $u'$ 는 가

스의 난류 성분을 의미한다. 액적은 완전 구형이라고 가정하였고 구에 작용하는 항력 계수를 Reynold 수의 함수로 표현하였다.

$$C_D = \frac{24}{Re_d} \left(1 + \frac{1}{6} Re_d^{(2/3)}\right), \quad Re_d < 1000$$

$$C_D = 0.424, \quad Re_d > 1000 \quad (4)$$

R은 기화에 의한 액적 크기의 변화율이며 Frossling correlation<sup>(15)</sup>에 의해서 계산된다.

$$R = \frac{dr}{dt} = -\frac{(\rho D)_g}{2\rho_d r} \frac{Y_1^* - Y_1}{1 - Y_1^*} Sh_d \quad (5)$$

여기서  $Sh_d$ 는 Sherwood 수,  $Y_1 = \rho_l/\rho$ ,  $\rho_l$ 은 기화된 연료의 밀도,  $\rho$ 는 가스 밀도,  $Y_1^*$ 은 연료증기의 질량분율, D는 물질확산계수이다. 시간에 대한 온도의 변화율  $T_d$ 는 액적에 대한 에너지 평형식으로부터 구하게된다.

$$\rho_d \frac{4}{3} \pi r^3 c_l T_d - \rho_d A \pi r^2 R L = 4\pi r^2 Q_d \quad (6)$$

좌변 첫째 항은 액적의 내부에너지 축적율이며, 두 번째 항은 기화에 따른 에너지 손실율을 의미하며 우변은 액적에 전달되는 에너지율을 의미한다. 여기서,  $C_l$ 은 액적의 비열, L는 액적의 기화에 필요한 잠열이며,  $Q_d$ 는 단위 면적당 액적의 표면에 전달되는 열전달율을 의미한다.  $\ddot{y}$ 와  $\dot{y}$ 는 시간에 대한 액적의 변형율을 나타내는 척도로서 아래의 TAB모델에서 설명한다.

연료의 기화율은 식(2)으로부터 구해진 확률밀도함수 f를 이용하여 다음과 같이 구해지고,

$$\dot{\rho} = - \int f \rho_d 4\pi r^2 R dv dr dT_d dy dy \quad (7)$$

$$= -N_p \rho_d 4\pi r^2 \frac{dr}{dt}$$

가스상(gas phase)의 연속방정식에 생성항으로 첨가된다.  $N_p$ 는 액적의 갯수를 의미한다.

## 2.1 TAB 모델

TAB 모델은 진동하고 변형되는 액적과 스프링-질량-댐퍼 시스템 사이의 유사성에 기초를 두고 있다. 스프링의 복원력은 액적의 표면장력, 질량에 작용하는 외력은 공기역학적인 힘, 감쇠력은 액체의 점성력에 각각 대응하는 것으로 묘사하고 이때 발생하는 변위  $x$ 는 다음 식으로 주어진다.

$$m\ddot{x} = F - kx - c\dot{x} \quad (8)$$

여기에서  $m$ 은 계의 질량,  $x$ 는 변위,  $F$ 는 외력,  $k$ 는 스프링 상수,  $c$ 는 점성감쇠계수를 의미한다. 질량이 움직이는 변위  $x$ 를 액적이 반경 방향으로 변하는 변위에 대응시키고, 각 힘들의 유사성을 무차원계수  $C_F, C_k, C_c$ 를 사용하여 다음과 같이 적용한다.

$$\text{외력: } \frac{F}{m} = C_F \frac{\rho_g(u+u'-v)^2}{\rho_l r}$$

$$\text{스프링력: } \frac{k}{m} x = C_k \frac{\sigma}{\rho_l r^3} x \quad (9)$$

$$\text{감쇠력: } \frac{c}{m} \dot{x} = C_c \frac{\mu_g}{\rho_l r^2} \dot{x}$$

식(9)를 식(8)에 대입하고 무차원수  $y = x/(C_b r)$ 을 도입하여 정리하면 다음과 같다.

$$\ddot{y} = \frac{C_F}{C_b} \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{(u+u'-v)^2}{r^2} - \frac{C_k \sigma}{\rho_l r^3} y - \frac{C_c \mu_l}{\rho_l r^2} \dot{y} \quad (10)$$

윗 식의 해는 다음과 같이 표현된다.

$$y(t) = \frac{C_F}{C_k C_b} We + e^{(t/t_d)} \left[ (y_0 - \frac{C_F}{C_k C_b} We) \cos \omega t + \frac{1}{\omega} (\dot{y}_0 + \frac{y_0 - \frac{C_F}{C_k C_b} We}{t_d}) \sin \omega t \right] \quad (11)$$

여기에서 무차원 계수  $C_F, C_k, C_c$ 는 충격파

를 이용한 Nicolls<sup>(16)</sup> 실험과 Lamb<sup>(17)</sup>의 기본 주파수 진동에 대한 이론적 결과로부터  $C_F=1/3$ ,  $C_k=8$ ,  $C_c=5$ ,로 주어지고, 분열이 발생하는 조건을  $C_b=0.5$ 로 설정하였다. Weber 수  $We$ 는 상대속도에 의한 관성력과 표면장력  $\sigma$ 의 비로 정의한다.

$$We = \frac{\rho_a(u+u'-v)^2 r}{\sigma} \quad (12)$$

점성에 의한 감쇠주기  $t_d$ 는

$$t_d = \frac{2}{5} \frac{\rho_d r^2}{\mu_l} \quad (13)$$

으로 주어지며,  $\mu_l$ 은 액적의 점성계수이다. 진동하는 액적의 진동수는 다음 식으로 구해진다.

$$\omega = \left( 8 \frac{\sigma}{\rho_d r^3} - \frac{1}{t_d^2} \right)^{1/2} \quad (14)$$

그리고,  $y_0 = y(0) = 0$ 이며,  $\dot{y}_0 = \frac{d}{dt} y(0) = 0$ 의 초기조건을 의미한다.

TAB 모델에서는 식(11)의 결과가  $y > 1$  일 때(즉,  $x > C_b \cdot r$  일 때), 분열이 발생하는 것으로 묘사된다. 분열 후의 액적의 크기를 계산하기 위해서 계산 격자 안에 존재하는 모든 액적들의 체적의 합과 표면적 합의 비로 SMR을 정의하였다.

$$SMR = \frac{\sum_i r_i^3}{\sum_i r_i^2} \quad (15)$$

분열 후 액적의 SMR은 다음과 같이 표시된다. 여기에서 분열전의 상태를 하첨자  $b$ 로 표시하였다.

$$SMR = \frac{r_b}{\frac{7}{3} + \frac{1}{8} \frac{\rho_d \cdot r_b^3}{\sigma} y_b^2} \quad (16)$$

분열 후 액적의 갯수는 분열 전의 액적과 분열 후의 액적 사이의 질량보존을 의미하는 다음의

식으로부터 구해지게 된다. 여기서 분열 후의 상태를 하첨자  $a$ 로 표시하였다.

$$N_a = N_b \left( \frac{r_b}{r_a} \right)^3 \quad (17)$$

변형하는 액적이 갖는 gas와 액적의 상대속도에 수직인 방향의 속도성분은 다음 식으로 주어지며,

$$V_{normal} = C_b r \dot{y} \quad (18)$$

분열 후 액적의 속도는 gas와 액적의 상대속도벡터와 식(18)의 벡터 합으로 구해진다. Fig. 1은 분열의 과정을 보여준다.

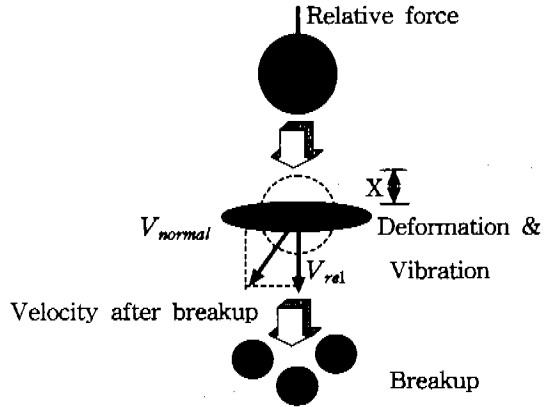


Fig. 1 Droplet breakup process in TAB model.

### 2.2 Wave 모델

Wave 모델은 액적의 미립화 과정을 액체제트에 대한 선형 안정성 해석 결과를 이용하여 모델링하였다. Reitz등은<sup>(6)</sup> 액적이 주변 기체와의 상호 작용에 의해 변형을 일으킬 때 최대 성장률  $\Omega$ 를 갖는 파의 파장을  $\lambda$ 라하고 다음과 같은 관계식을 제시하였다.

$$\frac{\lambda}{a} = 9.02 \frac{(1+0.45Z^{0.5})(1+0.4T^{0.7})}{(1+0.87We_l^{1.87})^{0.6}} \quad (19)$$

$$\Omega \left[ \frac{\rho_l \cdot a^3}{\sigma} \right]^{0.5} = \frac{0.34 + 0.38We_l^{1.5}}{(1+Z)(1+1.4T^{0.6})} \quad (20)$$

여기서  $Z = We_s^{0.5}/Re_s$ ,  $We_s = \rho_a(u+u'-v)^2 a/\sigma$ ,  $T = ZWe_l^{0.5}$ ,  $We_l = \rho_l(u+u'-v)^2 a/\sigma$ 로 주어

진다. 액적의 특성반경  $a$ 는 시간에 따라 다음과 같이 반경  $r$ 과 분열시간 (breakup time)  $\tau$ 의 함수로서 결정된다.

$$\frac{da}{dt} = -(a-r)/\tau \quad (21)$$

여기서  $\tau = \frac{3.2726 B_1 a}{\Lambda Q}$  이고,  $B_1$ 은 액적의 미립화에 영향을 크게 미치는 상수로써 Reitz에 의해 제시된 30을 사용하였다.<sup>(6)</sup> 액적의 분열은 식(19)와 식(20)에서 결정된 최대 파장을 갖는 파(wave)가 액적 표면으로부터 떨어져나간다고 가정하고, 이때 분열되는 액적의 크기는 파의 크기에 따라 다음과 같이 결정된다.

$$r = 0.61\Lambda \quad (0.61 \cdot \Lambda \leq a)$$

또는

$$r = \min\left[\left(\frac{3\pi a^2(u+u'-v)}{2Q}\right)^{0.33}, (3a^2\Lambda/4)^{0.33}\right] \quad (0.61 \cdot \Lambda > a) \quad (22)$$

분열 후 액적의 속도, 액적 개수 계산은 TAB 모델과 동일하다.

### 2.3 O'Rourke-Amsden 벽면충돌모델

벽에 충돌하는 액적은 Weber수와 Reynold수의 함수로 되튀거나 벽면에 붙어 액막을 형성한다고 가정하였다. 액막이 형성될 경우 액막의 두께는 매우 얇기 때문에 액막 안에서 형성되는 속도분포는 층류라고 가정하고 벽면으로부터 액막의 끝까지의 속도분포는 선형적으로 변하는 것으로 계산하였다. 또한 액막의 두께가 매우 얇으므로 액막 내부에 작용하는 압력 구배 항과 중력에 의한 영향을 무시하였다. 이와 같은 가정으로 이루어진 액막에 대한 운동량 방정식을 풀어 액막의 이동속도를 계산하고, 이를 이용하여 액막을 구성하는 액적의 새로운 위치를 계산하였다. 액적의 새로운 온도는 액막 전체가 동일한 온도를 갖는다고 가정하고 벽 온도 및 가스 온도와외 구배를 이용하여 에너지 방정식을 풀어 결정하였다. 액적의 새로운 크기는 벽면 열전달에 의해서 기화되는 양을 고려하여 결정하였다. 액막의 증발 현

상은 액막 윗 부분의 난류 경계층에 영향을 주게 되며, 이때 가스와 액막의 질량, 운동량, 에너지의 교환을 고려하기 위하여 벽함수를 도입하였다.

### 2.4 Watkins 벽면충돌모델

Watkins가 제시한 벽면충돌모델은 Wachters와 Westerling<sup>(18)</sup>의 개별 액적의 실험 결과에 기본을 두고 있다. 이들의 실험은 액막 비등(film boiling) 상태에 해당하는 뜨거운 벽면과 물 액적에 대한 실험이며, 충돌 후 액적의 거동이 충돌 전의 Weber수에 의존함을 보여주고 있다. 이들에 의하면 구형의 액적이 벽에 충돌되어 충돌 직후 크게 변형되는데, 특성길이로 균일해질 때까지 퍼져나가기게 된다. 끝까지 퍼져나간 액적은 Weber수가 작은 경우 하나의 액적으로 뭉쳐서 되튀기게 되고, Weber수가 큰 경우에는 여러 개의 작은 액적으로 부서져서 되튀기거나 흐르게 된다.

Watkins의 벽면충돌모델에서는 Weber수가 80보다 작은 경우, 액적은 되튀긴다고 묘사하고, 충돌 후 되튀기는 액적의 벽에 대한 수직방향속도는 충돌에너지의 손실을 고려하여 계산한다. 이때 충돌손실계수  $K$ 는 충돌 전 후의 Weber수로부터 다음 식으로 표현할 수 있다.

$$\frac{We_a}{We_b} = 1 - K \cos^2 \beta \quad (23)$$

여기서  $\beta$ 는 액적의 속도 벡터가 충돌 면의 수직 방향과 이루는 각을 의미한다.

이로부터 충돌 후의 벽면에 수직한 방향 속도 성분  $V_a^n$ 은 다음과 같이 계산되며 방향은 반대로 되어 되튀는 것으로 묘사하였다.

$$V_a^n = \frac{\sqrt{1 - K \cos^2 \beta}}{V_b^n} \quad (24)$$

충돌 후 벽면에 수평한 방향의 속도는 충돌 전의 속도의 크기와 방향을 그대로 유지한다. 충돌 전의 Weber수가 80보다 큰 경우에는 parcel이 벽면에 충돌 한 후 두 개의 parcel로 깨어지면서 퍼져나가기게 된다. 충돌 후 parcel안에 존재하는 액적의 개수는 다음 식으로 주어지며,

$$N_a = 0.00208 We_b + 7.8336 \quad (25)$$

두 개의 parcel에 같은 수의 액적으로 나누어진다. 충돌 후 벽면에 수직인 속도 성분은 Weber 수가 80미만 일 경우와 동일하게 충돌 손실 계수를 도입하여 식(24)과 같이 계산하며, 수평방향의 속도는 충돌 전의 속도 성분에 액막 속도의 random fraction을 더하거나 뺀 것으로 두 parcel의 속도 성분을 결정하였다. 액막 속도는 액적이 벽면에 충돌한 후 깨어지기 직전 액막을 형성하면서 수평방향으로 퍼져나갈 때의 속도로 Wachters와 Westerling에 의한 실험 결과로부터 도출하였다.

$$V_{film} = 0.835(3.096 - 2\chi) V_0^2 \quad (26)$$

위 식에서  $\chi$ 는 보다 많은 실험과 계산을 통한 일반화가 이루어져야하는 부분으로 본 연구에서는 1.0의 값으로 취하였다.

### 3. 결과 및 고찰

#### 3.1 계산조건

본 연구에서 분무 모델을 검증하기 위하여, 노즐의 분사 압력이 저압인 경우와 고압인 경우를 고려하였다. 저압인 경우는 Hiroyasu와 Kadota<sup>(19)</sup>의 실험 결과와 비교하였으며, 고압인 경우는 Tomohisa와 Fujimoto<sup>(20)</sup>의 실험 결과와 비교하였다. Table 1은 그 실험 조건을 나타낸다. 연료는 저압 분사(case1)의 경우 밀도가 840 kg/m<sup>3</sup>인 디젤 연료를 사용하였으며, 축 중앙에 위치한 직경이 300  $\mu$ m인 단공 solid cone 노즐을 통해서 분사된다. 노즐 고압 분사의 경우(Case2) 연료는 밀도가 756 kg/m<sup>3</sup>인 tridecane (n-C13H28)을 사용하였으며, 축 중앙에 위치한 직경이 200  $\mu$ m인 mini-sac volume 노즐을 통해서 분사된다. 저압 및 고압의 두 경우 모두 연료 분사량은 분사 기간 동안 sine곡선 형태로 분사된다고 가정하였다. 연소실은 일정 압력, 온도 298 K인 질소로 가득 차 있어서 분무 중 액적의 증발 현상은 발생하지 않는다.

분사속도는 분사 노즐에서 축 방향의 분사 속도를 의미하며 식(1)로부터 계산하였다. 유량계수  $C_d$ 는 저압 분사(Case1)의 경우  $C_d=0.70$ 을 사용하였고, 고압 분사의 경우(Case2)  $C_d=0.66$ 을 사용하였다. 분무의 분사각은 분사 노즐의 형상과 연료와 가스의 밀도 비에 따라 변하는 것으로 보

고되고 있으며 본 연구에서는 Reitz<sup>(5)</sup>가 제시한 실험식을 사용하였다.

$$\theta = \tan^{-1} \left[ \left( \frac{\rho_a}{\rho_d} A \right)^{0.5} \right] \quad (27)$$

여기서, A는 분사 노즐 형상에 관계되는 상수로써 분사 속도와 연료의 물리적인 특성과는 상대적으로 관계가 적다. 본 연구에서 고압, 저압의 모든 경우 A는 0.7을 사용하였다.

Table 1 Calculation conditions.

	Case 1	Case 2
Injection pressure (MPa)	9.9	99
Ambient pressure (MPa)	1.1	1.5
Injection velocity (m/sec)	102.0	337.76
Injection duration (msec)	5.0	1.54
Fuel amount (g)	0.0325	0.012
Ambient density (kg/m <sup>3</sup> )	12.6	18
Spray angle (°)	10	14.7
Fuel	DF2 (C12H26)	n-Trideca ne(C8H28)

#### 3.2 계산 격자 및 격자 조밀도가 분무 해석에 미치는 영향

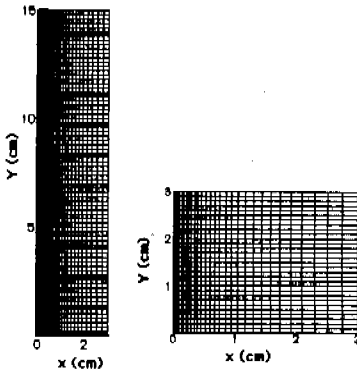
격자 조밀도가 분무 계산의 정확도에 미치는 영향을 검증하기 위하여 3×15 cm의 평면에 격자의 갯수를 가로 30개, 세로 75개로 일정하게 유지하면서 분사 노즐이 위치하는 격자의 크기를 지수함수를 이용하여 변화시켰다. 여기서, 노즐이 위치하는 반경 방향 격자의 크기  $\Delta x$  와 노즐직경의 크기  $d_{nozzle}$ 의 비를 무차원수( $a = \Delta x/d_{nozzle}$ )로 정의하였다. Fig. 2 (a)는 자유분무 계산에 적용되는 중앙 조밀의 축대칭 격자를 보여주고 있다. 액적 미립화모델은 Wave모델을 사용하였으며 자유분무, 저압분사(Case1)의 조건을 적용하였다.

Fig. 3은 최소 격자 크기에 대한 가스의 속도 분포를 보여준다. 그림에서 보여주는 속도는 분무가 완전히 발달한 분사 개시 후 4.0 msec에서의 속도분포로써 노즐로부터의 거리에 따른 축방향 속도 성분을 나타낸다. 최소 격자의 크기가 작아질수록 분사 노즐 근처에서의 속도는 크게 나타나고 있다. 이는 분사제트의 운동량이 최소 격자의 크기가 감소할수록 주위가스에 빨리 전달

됨을 의미한다. 또한 그림에서 노즐로부터 축 방향으로 약 1cm 후방에서 가스 속도는 모든 최소 격자 크기에 대한 난류격자 크기의 경우 수렴하는 것을 알 수 있다.

Fig. 4는 최소 운동 에너지의 분포를 비교하였다. 노즐 근방의 난류 운동에너지는 최소 격자의 크기에 따라 변하고 있으며 축 방향으로 2 cm 떨어진 거리에서는  $\alpha=1.0$ 인 경우가  $\alpha=0.3$ 인 경우에 수렴하는 경향을 보이고 있고 축 방향으로 4 cm 떨어진 거리에서는 모든 경우가 수렴하고 있다. 액적의 거동에 고려되는 난류 성분  $u'$ 은 평균이 0이고, 표준편차가  $\sqrt{2k_u/3}$ 인 표준정규 분포로부터 무작위 추출된다. 여기서  $k_u$ 는 액적이 존재하는 격자에서의 난류 운동에너지를 의미한다. 그림에서와 같이 최소 격자의 크기가 작아짐에 따라 노즐 출구의 난류 운동에너지의 값이 커지므로 이 때의 표준정규분포는 큰 속도의 난류 성분을 많이 갖게되고 이는 액적의 분무도달 거리를 증가시키는 데 영향을 미치게 된다.

Fig. 5는 분무 도달거리를 실험 결과와 비교하고 있다.



(a) Free spray (b) Wall impingement spray  
 Fig. 2 Axisymmetric computational domain.

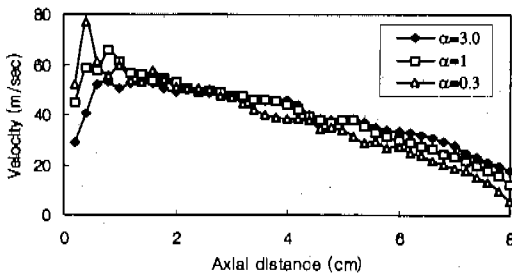


Fig. 3 The effect of minimum grid size on a axial velocity.

최소 격자 크기가 작아질수록 예측되는 분무도달 거리는 증가하며 실험 결과에 접근하고 있다. 분무도달거리의 예측은 식(3)으로부터 주변 가스의 속도 및 난류 유동 성분에 의해 영향을 받는다. 노즐이 존재하는 격자의 크기가 작아질수록 가스 속도장의 계산 및 난류의 계산이 정확해지기 때문에 분무 도달거리의 예측이 정확해진다는 것을 의미한다.

이상의 결과는 다음과 같이 요약될 수 있다. 분사 노즐 출구와 주위 가스 사이에는 상당히 큰 물성치의 구배가 존재한다. 이러한 문제는 노즐이 존재하는 격자에서 가장 크게 발생하고 노즐로부터 멀어지면서 수렴하는 특성을 갖는다. 노즐 출구에서 분무 제트가 주위 가스 유동장에 미치는 영향을 정확히 묘사하기 위해서는 노즐 출구의 격자 크기를 무한히 작게 고려해야 하지만 격자의 크기가 작을 경우 지배방정식을 수렴시키기 위한 계산 시간이 더욱더 필요하게 된다. 따라서 계산의 경제성을 도모하고 가스상의 물성치들의 빠른 수렴도를 얻기 위하여 이 후의 분무 해석에서는 최소 격자의 크기를 노즐 직경의 크기로 설정한 중앙 조밀 격자를 사용하였다.

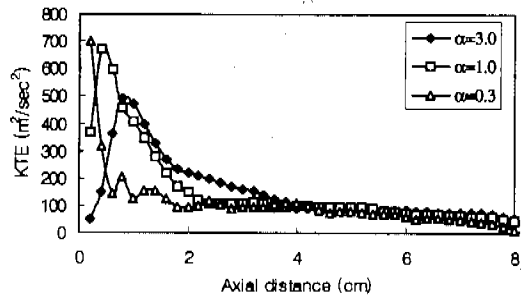


Fig. 4 The effect of minimum grid size on a local turbulent kinetic energy.

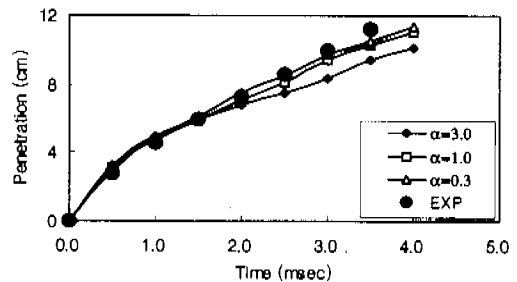


Fig. 5 The effect of minimum grid size on a spray penetration.



3.1. 자유 분무

Fig. 6은 저압 분사(Case1)의 분무가 완전히 발달된 2.5 msec에서의 분무 형상을 TAB모델과 Wave모델을 비교하고 있다. 두 모델의 분무 형상 예측은 대체로 비슷하다. 그림에서 Wave 모델의 경우 많은 액적들이 보이는데 TAB 모델에서의 미립화는 하나의 parcel 내에서 큰 액적들이 동일한 작은 액적들이 많이 존재하는 것으로 묘사되는 반면 Wave모델의 경우는 액적이 분열되었을 때 하나의 parcel이 생성되기 때문이다. Fig. 7은 각 경우의 분무가 종료되는 시간에서 반경 방향에 대하여 평균한 SMR 분포를 실험 결과와 비교하고 있다. Case1과 Case2의 경우 모두 TAB모델은 액적의 크기를 Wave 모델보다 작게 예측하고 있다. 저압분사인 경우 실험 결과는 TAB 모델 보다 더 작은 값을 보이지만 고압 분사인 Case2의 경우 실험 결과치와 비교했을 때 Wave 모델의 결과치와 잘 일치하고 있다.

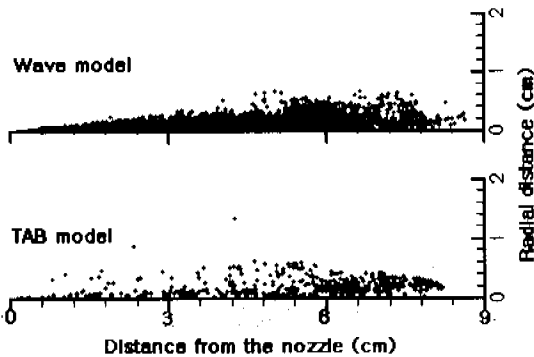


Fig. 6 Spray profiles (Case 1, at 2.5msec).

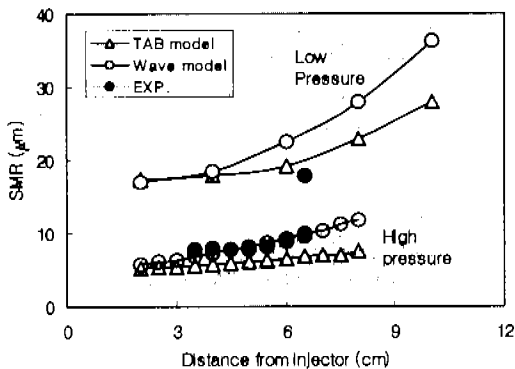


Fig. 7 SMR variation with distance from injector.

이와 같은 결과는 TAB모델의 큰 액적이 어느 한 순간에 동일한 크기의 작은 액적들로 전부 분열되는 반면, Wave모델은 최대 성장율을 갖는 하나의 파가 액적으로부터 떨어져나가는 과정을 묘사했기 때문으로 판단된다. 또한, 그림에서 축방향으로 멀어질수록 액적의 크기가 증가하는 이유는 액적 상호간의 충돌과 유착 현상이 발생하기 때문이다.

각 미립화 모델의 분무장에 존재하는 전체 액적의 크기 분포에 대한 영향을 알아보기 위하여 Fig. 8은 Case2, 분사 개시 후 1.2 msec에서의 액적 크기 분포를 보여준다. TAB모델의 경우는 분사 즉시 액적들이 전부 미립화되어 50μm 이하의 작은 액적들만이 존재하는 반면, Wave모델은 최대 파장을 갖는 하나의 파가 액적으로부터 떨어져나가는 과정을 묘사했기 때문에 50μm 이상의 크기가 큰 액적들도 존재하고 있다.

Fig. 9는 TAB모델과 Wave모델의 분무도달거리를 실험 결과와 비교하였다. 분사 압력이 저압인 경우 분사 초반에는 Wave모델이 실험치에 접근하고 있으며, 분사 후반에서는 TAB모델의 예측 값이 실험 결과와 일치하는 경향을 보이고 있다. 그러나 고압 조건의 경우 TAB모델의 예측 값은 실험 결과치보다 초반에는 작은 값을 예측하고 후반에는 크게 예측하고 있으며 Wave모델은 실험결과와 잘 일치함을 알 수 있다. 이와 같은 결과가 나타나는 이유는 분무도달거리가 식(3)에 의해 결정되는데 두 모델에 의해 적용되는 식에 쓰인 모든 변수는 같지만 반경의 값이 다르게 적용되기 때문이다. 즉, TAB모델은 분무 초반부터 미립화되어 모든 액적들의 크기가 작아지고 액적이 작을수록 항력을 적게 받기 때문에 분무도달거리가 Wave 모델보다 크게 나타나게 된다.

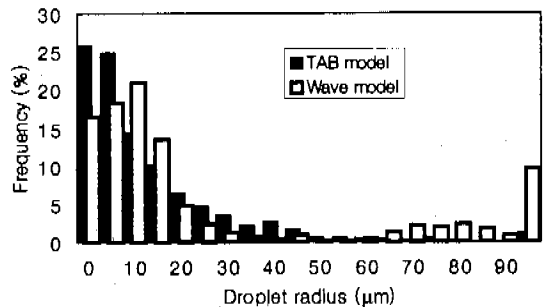


Fig. 8 The droplet size distribution in a whole spray field (Case2, 1.2msec).

이상과 같은 결과를 종합하여 볼 때 고압분위기를 갖는 디젤 연소실에 연료가 고압 분사 되는 경우를 고려하는 경우 TAB모델을 사용하면 액적의 크기를 전체적으로 작게 예측하여 연료가 기화되는 양이 과도해지고 액적의 분무도달거리 예측이 부정확해지므로 Wave모델을 적용하는 것이 적합하리라 판단된다.

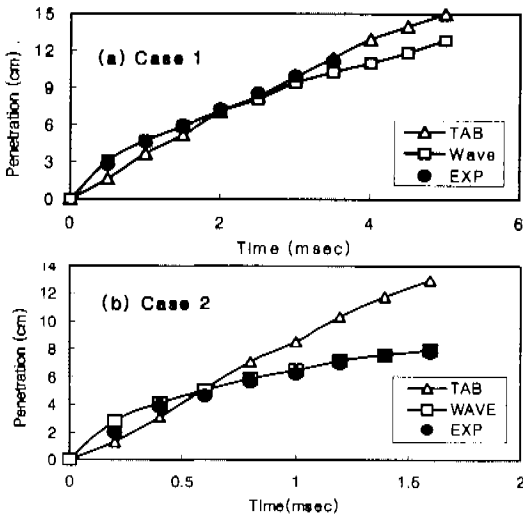


Fig. 9 The effect of atomization model on spray tip penetration.

3.4 벽면 충돌 분무

벽면 충돌 모델을 비교하는 분무 조건은 고압 분사 조건(Case2)이며 이 때 액적 미립화 모델로는 TAB모델을 사용하였다. 평판의 온도는 293 K로 주위 가스의 온도와 같고, 기화 현상은 발생하지 않는다. 계산에 사용된 격자는 Fig. 2(b)와 같다. Fig. 10은 노즐로부터 3 cm 하단에 벽면이 위치할 때 분무 개시 후 1.2 msec에서의 Watkins모델과 O'Rourke모델의 분무 형상을 실험 결과(20)와 비교하였다. 두 모델 모두 분무 퍼짐 길이의 예측은 실험 결과에 비해 짧게 나타나고 있으나 전체적인 분무 형상 면에서는 Watkins모델이 O'Rourke모델보다 양호한 예측을 하고 있다. Fig. 11은 노즐로부터 1.5 cm의 하단에 벽면이 위치할 때 분무 개시 후 1.2 msec에서의 분무 형상을 비교한 그림이다. 노즐로부터 벽면까지의 거리가 가까울수록 벽면에 충돌하는 액적의 속도가 크기 때문에 벽면이 3 cm에 위치할 경우보다 멀리 퍼져나가고 있다.

Fig. 12는 분무퍼짐길이(Spray radius)를 노즐로부터의 벽면의 위치에 따라 비교한 그림이다. 앞에서 언급한 바와 같이 벽면이 가까이 위치할수록 분무퍼짐길이는 증가하고 있으며, Watkins 모델 및 O'Rourke모델은 형성된 액막의 속도를 작게 계산하므로 분무퍼짐길이가 실험 결과보다 짧게 예측되고 있다. Fig. 13은 분무장에 존재하는 전체 액적들의 크기분포를 백분율로 나타내었다. Fig. 13(a)는 노즐로부터 충돌 벽면까지의 거리가 3.0 cm인 경우이다. Watkins모델의 경우 액적의 크기가 전 영역에 걸쳐 고르게 분포하지만, O'Rourke모델에서 충돌 후의 액적의 크기는 충돌 전의 액적 크기를 그대로 유지하게 되어 0~5 μm 사이에 60% 가량 존재하게 된다. Fig. 13(b)는 노즐로부터 벽면까지의 거리가 1.5 cm 떨어져 있을 경우이다. O'Rourke모델은 Fig. 13(a)와 동일한 결과를 보여주고 있으며 Watkins모델은 벽면 충돌에 의한 액적의 분열효과가 충돌 벽면 위치가 3.0 cm 인 경우보다 크게 나타나 0~5 μm에 존재하는 액적이 75%에 달하고 있다. 즉, 충돌 속도가 큰 액적일수록 작은 액적으로의 분열이 많이 일어남을 알 수 있다.

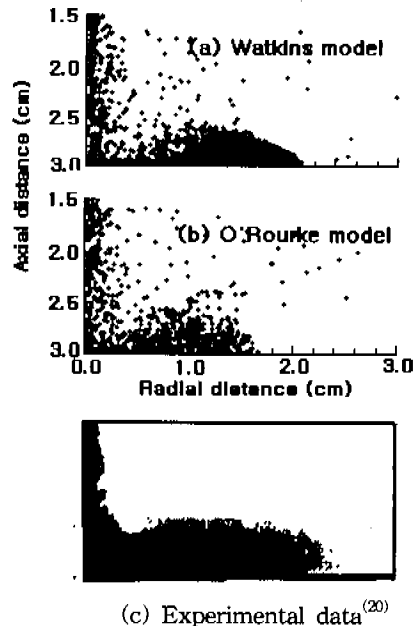


Fig. 10 The comparison of spray profile in a wall impingement spray (distance from the wall, 3 cm).

이상의 결과로부터 다음과 같이 요약 할 수 있다. Watkins모델은 벽면 충돌 후 분열의 효과와 액적들의 충돌에 의한 유착의 효과를 고려한 반면 O'Rourke모델은 벽면 충돌 후 액적의 분열 효과와 액적 상호간의 충돌 유착 현상을 고려하지 않고, 형성된 액막에 존재하는 모든 액적의 크기는 증발에 의해서만 변화하는 것으로 고려하였다.

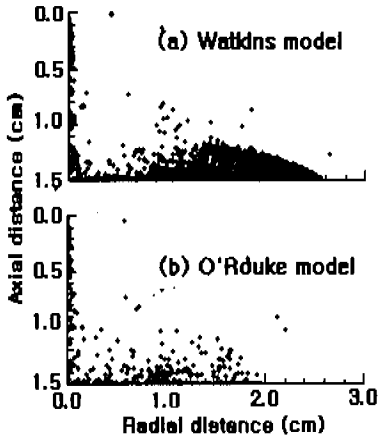
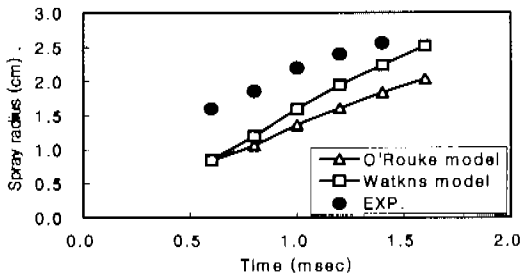
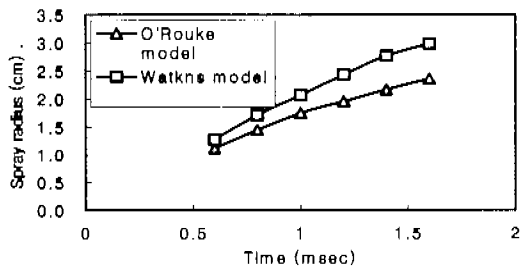


Fig. 11 The comparison of spray profile in a wall impingement spray (distance to wall, 1.5 cm).



(a) Distance to wall 3.0 cm



(b) Distance to wall 1.5 cm

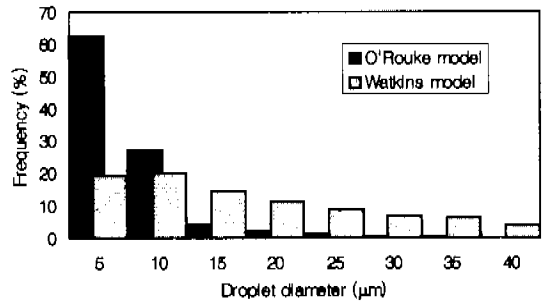
Fig. 12 Comparison of spray radius with time.

이는 벽면 충돌 후 액적의 충돌 속도 및 벽면 온도 조건에 따라 여러 형태로 분열, 유착된다는 실험의 결과와 상충되는 것으로서 보완이 요구된다. 또한 Watkins모델은 벽면 온도가 낮을 경우 존재하는 액막의 형성에 관한 고려가 없이 단일 액적들의 집합으로 분무의 거동을 예측하고 있다. 이는 냉시동 문제에서 벽면 열전달에 의해 액막으로부터 기화되는 연료의 양을 예측하지 못하는 등의 영향이 있을 것으로 판단된다.

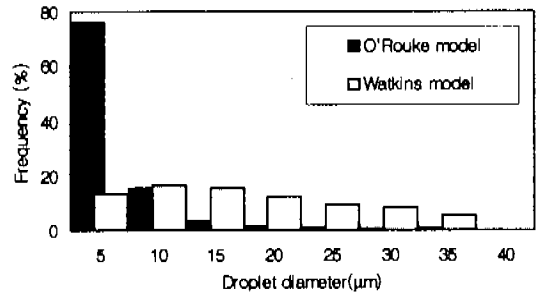
4. 결론

연료가 엔진 연소실에 분무되어 생성되는 액적의 크기 및 분포에 대한 해석적 기법을 개발하기 위하여 최근까지 개발된 액적 미립화 모델 중 TAB모델과 Wave모델을 저압 분사와 고압분사의 경우에서 비교하였고, 벽면충돌모델로 Watkins 모델과 O'Rourke모델을 비교하였다. 이상의 고찰로부터 다음의 결론을 얻을 수 있다.

1) 분무의 해석은 노즐 근처에 존재하는 큰 압력 구배로 인해 격자의 조밀도에 의한 영향을 크게 받는다.



(a) Distance to wall 3.0 cm



(b) Distance to wall 1.5 cm

Fig. 13 Droplet diameter distribution in the whole spray field.

따라서 속도, 난류 운동에너지 등이 수렴할 수 있도록 노즐 근처 격자 크기를 노즐 직경의 크기 이하로 설정하는 것이 필요하다.

2) TAB모델에서 계산된 액적의 크기는 Wave 모델보다 작게 예측되고 있으며, 이 차이는 분사 압력이 높을수록 크게 나타났다. 이와 같은 결과로부터 디젤 연소실에 적용되는 고압 분사 경우에는 Wave모델이 적합할 것으로 판단된다.

3) Watkins벽면충돌모델은 충돌 형상 예측 면

서는 우수하였으나 액막 형성에 대한 고려가 없으며, O'Rourke모델은 액막 형성을 고려하는 장점이 있으나 충돌 후 분무 거동에 대한 예측이 부정확한 단점이 있다. 따라서 엔진의 냉시동시의 해석에는 O'Rourke모델을 적용하고, 고온 연소실 조건에서는 Watkins모델을 적용하는 것이 타당할 것으로 판단된다.

### 참고문헌

- (1) 양옥룡, 1992, "예열된 디젤연료의 분무특성에 미치는 영향," 한국과학기술재단, Kosef 901-0904-031-2.
- (2) H. Fujimoto, G. Hyun, M. Nogami, 1997, "Characteristics of free and impinging gas jet by means of image processing," *SAE paper* No. 970045.
- (3) 김주연, 추정호, 이상용, 1998, "입경 측정을 위한 영상 처리기법의 개선," 대한기계학회 논문집 제22권 제8호, pp.1152~1163.
- (4) P. J. O'Rourke and A. A. Amsden, 1987, "The TAB method for numerical calculation of spray droplet breakup," *SAE paper* No. 872089.
- (5) R. D. Reitz and R. Diwakar, 1987, "Structure of High-Pressure Fuel Sprays," *SAE Paper* No. 870598.
- (6) K. Y. Huh, and A. D. Gosman, 1991, "A Phenomenological Model of Diesel Spray Atomization," *Proceeding of The International Conference on Multiphase Flows*, Japan,
- (7) C. C. E. Soteriou, and R. J. Andrews, 1995, "Direct Injection Diesel Sprays and the Effect of Cavitation and Hydraulic flip on Atomization," *SAE paper* No.950080.
- (8) E. A. Ibrahim, H. Q. Yang, and A. J. Przekwas, 1993, "Modeling of Spray Droplets Deformation and Breakup," *AIAA J. Propulsion*, vol. 9, no.4, pp.651-654.
- (9) A. A. Amsden, et al, 1985, "KIVA: A Computer Program for Two- and three-dimensional Fluid Flows with Chemical Reactions and Fuel Sprays," *Los Alamos National Laboratory report* LA-10245-MS (February).
- (10) J. D. Naber and R. D. Reitz, 1988, "Modeling Engine Spray/Wall Impingement," *SAE paper* No. 880107.
- (11) K. Park and A. P. Watkins, 1996, "Assessment and application of a new spray wall impaction model," *IMEchE* C499/044/96.
- (12) 양희천, 유홍선, 정동화, 1998, 벽에 충돌하는 디젤분무의 특성에 대한 수치적 연구," 대한기계학회논문집 제22권 제5호, pp.661~671.
- (13) J. Senda, T.Kanda, M. Al-Roube, P. V. Farrel and H. Fujimoto, 1997, "Modeling Spray Impingement Considering Fuel Film Formation on the Wall," *SAE paper* No.970047.
- (14) P. J. O'Rourke, A. A. Amsden, 1996, "A Particle Numerical Model for Wall Film Dynamics in Port-injected Engines," *SAE paper* No. 961961.
- (15) G. M. Faeth, 1971, *prog. energy combust sci.* 3, 191
- (16) J. A. Nicolls, 1972, "Stream and Droplet Breakup by Shock Waves," *NASA-SP-194*, P126-128.
- (17) H. Lamb, 1932, *Hydrodynamics*, Dover Publications(New York).
- (18) F. Wachters, K. Araki, S. Mori, and A. Moriyama, 1966, "The Heat Transfer from a Hot Wall to Impinging Water Drops in the Spheroidal State," *Chem. Eng. Sci.*, 21(1966), pp. 737-743
- (19) H. Hiroyasu and T. Kadota, 1974, "Fuel Droplet Size Distribution in Diesel Combustion Chamber," *SAE paper* No.

740715.  
(20) D. Tomohisa, S. Takagishi, J. Senda, H.  
Fujimoto, 1997, "Effect of Ambient Gas

Properties for Characteristics of Non-  
Reacting Diesel Fuel Spray," *SAE paper* No.  
970352