

◎ 논문

충돌분무의 액적 거동에 미치는 비등방성 난류특성의 영향에 대한 수치해석 연구

고 권 현¹, 유 흥 선²

Numerical Study on the Effect of Anisotropic Turbulence Characteristics on the Droplet Behaviors for Impinging Sprays

G. H. Ko and H. S. Ryou

It is an aim of this study to perform extensive numerical study for analyzing the anisotropic turbulence effects on spatial and temporal behaviors of droplet for impinging sprays. The turbulence model of Durbin is used for comparisons with the $k-\epsilon$ model. The turbulence-induced dispersions of droplets are considered to describe the anisotropy of turbulence effectively and spray/wall interactions are simulated using the model of Lee and Ryou. Present study investigates the overall and the internal structures of impinging diesel sprays such as spray shapes, radius and height of wall sprays, Sauter mean diameter (SMD), local droplet velocity, and local gas velocity and compared the results with experimental data by two adopted turbulence models. When the anisotropy effect of turbulence is included, better predictions for both gas and droplet tangential velocities are obtained, compared to the $k-\epsilon$ model. It is concluded that anisotropic effect of turbulence should be considered for simulating impinging diesel sprays.

Key Words: 충돌분무(Impinging Spray), 비등방성 난류(Anisotropic Turbulence), 스플래시(Splash), 벽제트 보텍스 (Wall-Jet Vortex)

1. 서 론

고압분무의 벽면충돌현상은 직접분사식 내연기관을 비롯하여 분무코팅 및 페인팅, 특수금속 생산 등의 다양한 산업분야에서 빈번하게 접하게 되는 매우 중요한 현상이다[1,2]. 특히 최근의 직접분사식 디젤엔진 분야에서는 엔진의 소형화 및 정량화 추세에 따라 분무의 벽면충돌현상의 불가

피성을 인식하고 충돌분무의 거동에 대한 다양한 연구와 분무 제어를 위한 피스톤 보울 형상 개발에 많은 노력을 기울이고 있다. 이러한 분무충돌 현상은 혼합기의 형성 및 연소과정에 중요한 영향을 미칠 뿐만 아니라 벽면에 부착된 액적들이 미연소 상태에서 배출하게 되면 환경오염을 일으키게 되므로 분사연료의 벽면충돌 현상으로 인한 액적들의 거동을 예측하는 것은 매우 중요하다 [3,4].

Katsura 등[5]과 Fujimoto 등[6]은 디젤분무가 실린더 벽면에 충돌한 후에 벽을 따라 형성되는 벽분무의 형태 및 침투거리에 대한 정량적인 데이터를 가스의 밀도변화와 충돌거리 및 충돌각도 변화에 대해서 제공하였으며, Arcoumanis와

* 2003년 7월 30일 접수

¹ 학생회원, 중앙대학교 대학원 기계공학부

² 정회원, 중앙대학교 기계공학부

Chang[7]은 국부적인 액적속도 및 평균직경 등을 PDA 시스템을 이용하여 측정함으로써 분무 층돌현상의 내부구조에 관한 유용한 정보를 제공하였다. 한편, 1980년대 이후로 Naber와 Reitz[8]와 Bai와 Gosman[9]등을 비롯한 많은 연구자들이 층돌현상의 모사를 위한 다양한 층돌모델의 개발들을 개발해왔으며 국내에서도 Lee와 Ryou[10] 등의 많은 연구자들에 의한 수치해석 연구가 수행되었다. 그런데 지금까지 대부분의 수치해석 연구에서 기상(gas phase)의 난류유동은 등방성 가정에 바탕을 둔 $k-\epsilon$ 모델을 이용하여 계산되어 왔다. 그러나 분사된 연료가 벽에 충돌할 때 실제 엔진내의 유동은 압축행정 시 발생하는 스퀴시 유동(squish flow)으로 인해 매우 복잡한 난류특성을 가지며 잉여변형율(extra strain-rate)에 의한 난류운동에너지의 증가로 강한 난류혼합이 발생된다. 특히 벽면에 충돌된 고온의 기상유동은 벽 근접효과(wall-proximity effect)에 의해 강한 비등방성 난류특성을 보이게 된다. 분무충돌 시 비등방성 난류는 강한 이차유동을 유발시키며, 벽면 영역에서 발생하는 벽제트 보텍스(wall-jet vortex)는 분무액적과 활발한 상호작용을 일으킨다. 고압분무에 의한 미립화 및 벽면충돌로 인한 분열과정을 통해 형성되는 액적들은 10-50 μm 정도의 직경을 가지기 때문에 난류유동의 변화에 매우 민감하게 영향을 받는다. 따라서 벽면충돌과정에서 분무액적과 난류 유동구조의 상호작용에 대해 살펴보고 이론적 데이터를 제공하는 것은 매우 중요하다. 한편 분무액적의 거동특성은 기상밀도와 분사압력 등에 매우 민감하게 변화한다. 기상밀도와 분사 압력의 증가는 분무의 미립화를 촉진시키는 반면 분무의 진행 속도와 이로 인해 유도되는 기상의 속도를 증가시키게 되고 난류 특성에도 직접적인 영향을 미치게 된다.

따라서 본 연구에서는 비등방성 난류특성을 고려하여 디젤분무의 벽면충돌현상에 대한 수치해석을 수행하고 기상밀도 및 분사압력에 따른 기상의 난류 특성과 분무거동의 상호작용에 대해서 분석하였다. 본 연구에서는 벽면 근처의 비등방성 난류특성을 고려하기 위해서 Durbin[11]의 난류 모델을 사용하였으며 Katsura 등[5]과 Arcoumanis와 Chang[7]의 실험결과 및 기존의 $k-\epsilon$ 모델을 이용한 해석결과와 비교하였다.

2. 지배방정식과 분무모델

본 연구에서 다루는 이상유동은 기상(gas phase)의 경우는 오일러리안 방식을, 액상(liquid phase)의 경우는 라그랑지안 방식을 사용하여 해석하였다. 난류 모델은 벽면 근처의 비등방성 난류특성을 효과적으로 예측할 수 있다고 알려진 Durbin[11]의 모델을 사용하였다. 분무의 미립화와 분열과정에 대해서는 Reitz[12]의 Wave 모델, 액적간 충돌에 대해서는 O'Rourke[13]의 모델을 사용하였으며 분무액적과 층돌벽면과의 상호작용의 해석을 위해서는 최근에 개발된 Lee와 Ryou[10]의 모델을 사용하였다.

2.1 지배방정식

기상의 지배방정식을 일반적인 형태로 직교좌표계에 대해 나타내면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\theta\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x}(\theta\rho u_g\phi) \\ & + \frac{\partial}{\partial y}(\theta\rho v_g\phi) + \frac{\partial}{\partial z}(\theta\rho w_g\phi) \\ & = \frac{\partial}{\partial x}(\theta\Gamma_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\theta\Gamma_\phi \frac{\partial\phi}{\partial y}) \\ & + \frac{\partial}{\partial z}(\theta\Gamma_\phi \frac{\partial\phi}{\partial z}) + S_\phi + S_\phi^d \end{aligned} \quad (1)$$

여기서 ρ 는 기상의 밀도, ϕ 는 종속변수로서 속도 성분과 $k-\epsilon$ 모델의 경우 난류에너지와 난류에너지소멸율을 나타낸다. 또한 θ 는 기상의 체적분율이며 Γ_ϕ 와 S_ϕ 는 각각 확산계수와 생성항을 말한다. 두번째 생성항에서 뒷첨자 d 는 액상과의 상호작용에 의한 생성항을 의미한다.

액상의 거동은 액적의 궤적과 운동량방정식에 의해 표현되며 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{dx_d}{dt} &= u_d, \quad \frac{dy_d}{dt} = v_d, \quad \frac{dz_d}{dt} = w_d \\ \frac{du_d}{dt} &= K_d(u_g + u'_g - u_d) + S_{ud} \\ \frac{dv_d}{dt} &= K_d(v_g + v'_g - v_d) + S_{vd} \\ \frac{dw_d}{dt} &= K_d(w_g + w'_g - w_d) + S_{wd} \end{aligned} \quad (2)$$

(3)

여기서 S 는 생성항을 나타내며 운동량 계수 K_d 는 다음과 같이 주어진다.

$$K_d = \frac{3}{4} C_D \frac{\rho}{\rho_d} \frac{1}{D_d} V_{rel} \quad (4)$$

여기서 C_D 는 항력계수를 의미하며 V_{rel} 은 액적과 주변기상과의 상대속도를 나타낸다.

2.2 Durbin 모델

Durbin[11]의 모델에서는 난류에너지 k 와 난류에너지소산을 ε , 레이놀즈 응력의 벽면수직성분 $\overline{w^2}$, 난류강도의 벽면수직방향으로의 재분배율 f_{33} 의 방정식을 사용하며 다음과 같다.

$$\partial_t k + U \cdot \nabla k = \mathcal{S} - \varepsilon + \nabla \cdot \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \partial_t \varepsilon + U \cdot \nabla \varepsilon \\ = \frac{C_{\varepsilon 1} \mathcal{S} - C_{\varepsilon 2} \varepsilon}{T} + \nabla \cdot \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \partial_t \overline{w^2} + U \cdot \nabla \overline{w^2} \\ = k f_{33} - \overline{w^2} \frac{\varepsilon}{k} + \nabla \cdot \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \nabla \overline{w^2} \right] \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} L^2 \nabla^2 f_{33} - f_{33} \\ = (1 - C_1) \frac{[2/3 - \overline{w^2}/k]}{T} - C_2 \frac{\mathcal{S}}{k} \end{aligned} \quad (8)$$

여기서 \mathcal{S} 는 난류에너지생성을 나타낸다. Durbin의 모델에서는 레이놀즈 응력의 벽면수직성분 $\overline{w^2}$ 을 이용하여 난류점성을 정의함으로써 벽근처 난류점성의 완충을 고려하며 다음과 같다.

$$\nu_t = C_\mu \overline{w^2} T \quad (9)$$

여기서 사용되는 난류의 시간척도와 길이척도, 그리고 모델상수는 다음과 같다.

$$T = \max \left[\frac{k}{\varepsilon}, 6 \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \right] \quad (10)$$

$$L = C_L \max \left[\frac{k^3}{\varepsilon^2}, C_\eta^2 \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/2} \right] \quad (11)$$

$$C_{\varepsilon 1}^z = 1.3 + \frac{0.25}{1 + (d + 2l)^8} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} C_\mu = 0.19, C_{\varepsilon 2} = 0.9, C_1 = 1.4 \\ C_2 = 0.3, C_L = 0.3, C_\eta = 70.0 \\ \sigma_k = 1.0, \sigma_\varepsilon = 1.3 \end{aligned} \quad (13)$$

여기서 d 는 근접 벽면과의 거리를 나타낸다.

2.3 분무 충돌 모델

Lee와 Ryou[10]의 모델은 충돌전후의 에너지 보존에 근거하여 액적의 반사(rebounding), 부착(deposition), 그리고 스플래시(splash) 현상을 해석한다. Lee와 Ryou[10]의 모델에서 부착영역과 스플래시 영역사이의 임계기준은 다음과 같다.

$$K = Oh \cdot Re^{1.25} = 57.7 \quad (14)$$

여기에서 K 는 충돌에 대한 무차원 파라미터이다. 한편 벽면에 형성되는 액막에 기여하는 액적의 영향을 나타내기 위해서 충돌 전 액적에 대한 스플래시된 액적의 질량비를 다음과 같이 결정한다.

$$r_m = m_a/m_b = 0.2 + 0.9p \quad (15)$$

여기서 p 는 0과 1사이의 균일한 무작위수(random number)를 나타낸다. 또한 충돌 후 액적 질량은 질량보존식에 의해 결정되며 충돌 후 스플래시되는 액적들의 속도성분을 결정하기 위해 다음과 같은 에너지 보존식을 사용한다.

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} m_b V_b^2 + \pi \sigma_a D_b^2 - \int_0^{t'} \int_{V_j} \Phi dV dt \\ = \frac{1}{2} m_a V_a^2 + \pi \sigma_a D_a^2 N_{eject} \end{aligned} \quad (16)$$

여기서 V_j 는 액적이 원형 평판의 형태로 퍼졌을 때의 체적을 나타낸다. 위 식에서 좌변의 첫째, 두번째 항들은 충돌 전 액적들의 운동에너지와 표면에너지를 나타내며 충돌 시 점성에 의해 소산되는 에너지를 나타내는 마지막 항은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\int_0^{t_c} \int_{V_f} \Phi dV_f dt \approx \mu_d (v_{bm}/\delta_f)^2 \pi d_{sp} \delta_f t_c / 4 \quad (17)$$

식 (16)과 (17)을 이용하여 최종적인 에너지 보존식을 총괄 웨버수에 대한 함수로 나타내면 다음과 같다.

$$We_a^T = \frac{C_w We_b^T}{r_m} - \left(\frac{4.5 C_w We_{bn} \gamma_{max}^4}{r_m Re_{bn}} - \frac{12 C_w}{r_m} \right) - 12 \quad (18)$$

여기서 v_{max} 는 층돌 전 액적 질량에 대한 스플래시가 발생할 때의 액막 디스크의 직경비를 나타내며 Lee와 Ryou[10]가 제시한 2.0을 사용하였다. 한편 그들은 벽에 접선방향의 액적 속도가 크라운의 접선속도와 동일하다고 가정하고 Yarin과 Weiss[14]의 크라운 반경식을 이용하여 접선 속도에 관한 식을 다음과 같이 유도하였다.

$$v_f = 0.452 k_f \cdot Re_{bn}^{1/8} \cdot v_{bn} / \sqrt{\Psi} \quad (19)$$

여기서 Ψ 는 액적의 거주시간에 대한 스플래시 발생 시간의 비를 나타내며 k_f 는 마찰계수를 나타낸다. 이 값은 실험고찰에 근거하여 0.81에서 0.91사이의 무작위수를 사용하였다. 따라서 식 (18)과 (19)를 사용하여 층돌 수 액적들의 속도 성분과 스플래시 각을 결정할 수 있다. 보다 구체적인 유도과정은 참고문헌[10]에 자세하게 나타나 있다.

2.4 액적-에디 상호작용 모델

기상의 난류장이 액적에 미치는 영향은 식 (3)의 기상속도 섭동성분 u'_g, v'_g, w'_g 에 의해서 나타낼 수 있으며 본 연구에서는 분무해석에 널리 사용되고 있는 Gosman과 Ioannides[15]의 모델을 수정하여 사용하였다. 그들은 난류장이 기상의 순간속도에 대해 정규 확률분포를 갖는 것으로 가정하였으며 난류운동에너지를 이용한 정규 표준분포의 표준편차 $\sigma = (2k/3)^{1/2}$ 를 통해 난류섭동 속도성분을 다음과 같은 분포함수를 이용하여 계산하였다.

$$u'_g = v'_g = w'_g = \sigma SIGN(Y) erf^{-1}(|X|) \quad (20)$$

여기서 X, Y 는 (-1,1)의 범위에서 추출하는 무작위수이며 $SIGN(Y)$ 는 Y 의 부호를 나타낸다. 난류섭동이 액적에 미치는 영향을 고려하기 위한 작용시간에 대한 계산은 참고문헌[15]에 자세히 설명되고 있다.

한편 본 연구에서는 Durbin[11]의 모델을 이용하여 섭동성분의 벽면수직성분 $\overline{w^2}$ 을 구하게 되므로 Gosman과 Ioannides[15]의 모델을 수정하여 정규 분포의 표준편차를 다음과 같이 계산한다.

$$\sigma_z = (\overline{w^2})^{1/2}, \quad \sigma_x = \sigma_y = (k - 0.5 \overline{w^2})^{1/2} \quad (21)$$

여기서 아래첨자 z 는 벽에 수직한 방향을 의미하며 x, y 는 벽에 평행한 방향을 나타낸다. 이를 이용하여 각 방향의 섭동성분을 다음과 같이 구할 수 있다.

$$u'_g = v'_g = \sigma_x SIGN(Y) erf^{-1}(|X|) \\ w'_g = \sigma_z SIGN(Y) erf^{-1}(|X|) \quad (22)$$

3. 수치해석방법 및 해석조건

유도된 지배방정식은 유한체적법에 기초하여 이산화 되었으며 대류 및 확산항의 경우 하이브리드 수식을, 비정상항들은 오일러의 음함수법을 사용하였다. 액상에 대한 상미분방정식들은 오일러의 음함수법에 의해 처리되었고 비정상유동의 압력장을 해석하기 위해 PISO 알고리즘을 이용하였다.

본 연구에서 수행한 수채 해석의 계산 조건을 Table 1에 나타내었다. Case 1의 경우 기상의 압력이 1.5 MPa의 고압으로 유지되는 경우로써 분

Table 1 Specification for Calculation Cases

Case No.	1	2	3
Gas pressure, MPa	1.5	1.5	0.1
Injection pressure, MPa	14	70	26(max)
Wall distance, mm	24	24	30
Nozzle diameter, mm	0.3	0.3	0.22
Injection duration, ms	1.2	1.2	1.0
Reference	[5]	-	[7]

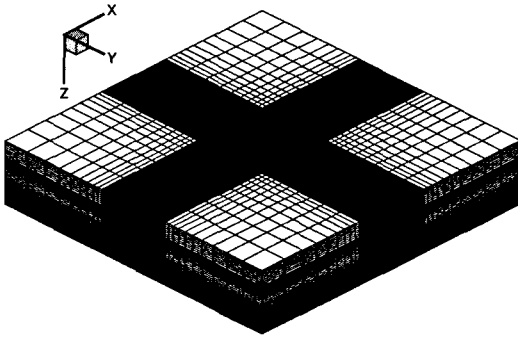


Fig. 1 Calculation domain.

무의 거시적 구조에 대한 Katsura 등[5]의 실험 결과와 비교하였다. 분사 압력은 14 MPa 이며 노즐의 직경은 0.3 mm, 벽면과의 거리는 24 mm 이고 분사시간은 1.2 ms이다. Case 2는 Katsura 등[5]의 조건에서 분사압력을 70 MPa까지 증가시켜 계산한 것이다. Case 3에서는 대기압 하에서의 고압분사에 대한 계산으로써 벽면근처의 기상 및 액적의 속도, 액적의 SMD(Sauter mean diameter) 등 주로 분무의 내부적 구조에 대해 살펴보고 Arcoumanis와 Chang[7]의 실험 결과와 비교한다. 노즐의 직경은 0.22 mm이며 노즐 출구에서 벽면까지의 거리는 30 mm이고 분사 압력은 문헌에 주어진 데이터를 곡선 맞춤하여 이용하였는데 최고 압력은 약 26 MPa이고 전체 분사시간은 1.0 ms이다. 계산에 사용된 해석 격자는 Fig. 1과 같이 x, y, z 방향으로 $70 \times 70 \times 50$ 으로 구성되어 있다. 모든 계산에서 사용된 시간 단계는 $10 \mu\text{s}$ 이며 분사 시간에 걸쳐 3000개의 액적군(parcel)들이 분사된다.

4. 결과 및 고찰

분무 액적의 거동을 살피는 많은 연구에서는 주로 충돌 후 발달하는 벽 분무의 높이나 진행거리 등의 거시적인 구조에 초점을 맞추어 왔다. 그러나 더 자세한 분무 거동을 파악하기 위해서는 내부구조 즉 국부적인 위치에서의 액적 크기나 속도, 기상의 속도 등을 비교하는 것은 필수적이다. 이것은 벽 분무의 내부구조가 실제 디젤 엔진 내에서 충돌에 의해 스플래시되는 액적들의 열전달을 혹은 비정상거동에 직접적으로 영향을 미치게 되기 때문이다. 특히 벽 근처의 기상 유동의 특성 즉 난류구조의 특성은 벽 분무의 거시

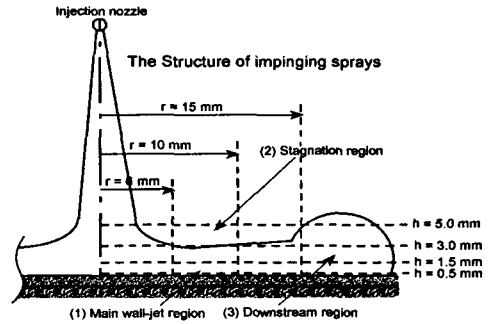


Fig. 2 Measuring locations.

적 형상보다는 내부구조에 직접적으로 영향을 미치게 된다. 따라서, 본 연구에서는 벽분무의 거시적 구조뿐만 아니라 국부적인 액적 속도 및 SMD(Sauter Mean Diameter) 분포를 비롯하여 기상의 속도와 난류 응력성분 등과 같은 다양한 파라미터를 통해 벽분무의 내부구조에 대해 알아보고자 한다.

Fig. 2는 Katsura 등[5]에 의해 제시된 분무의 대표 영역들과 Arcoumanis와 Chang[7]의 실험에서의 측정위치를 나타내고 있다. 그림에서 보는 (1)영역은 주벽제트 영역(main wall-jet region)이고 (2)영역은 정체 영역(stagnation region)을 나타낸다. 또한 (3)영역은 헤드 보텍스가 존재하는 하류 영역(down-stream region)을 나타낸다. Katsura 등[5]의 고찰에 따르면 주벽제트영역은 충돌부분의 내부에 존재하며 액적 접선속도 및 운동량이 큰 영역이다. 정체영역은 충돌에 의해 벽으로부터 밀려 올라가는 액적들과 기상에 의해 벽을 향해 유입되는 액적들이 공존하는 영역으로서 준 정상(quasi-steady) 상태의 경우에는 액적의 접선속도가 거의 영(zero)이 되어 정체되는 영역이다. 마지막으로 하류영역은 벽 제트가 관찰되는 영역이며 준 정상상태로 도달하는 경우, 보텍스에 의한 난류유동과 액적들의 상호작용에 의해 활발한 난류혼합이 일어나는 영역이다.

4.1 벽 분무의 거시구조에 대한 해석

기존의 연구자들은 벽 분무의 거시구조를 파악하기 위해서 벽 분무의 반경과 높이에 대해 사진기법을 사용하여 측정하였으며 이에 대한 물리적 특성을 언급하였다. 여기서 벽 분무의 반경은 충돌지점부터 벽면의 접선방향으로 진행된 거리

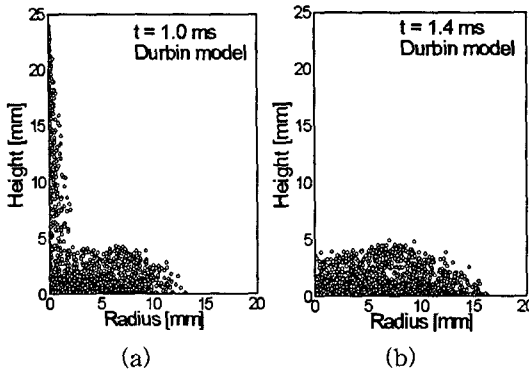


Fig. 3 Predicted spray shape for Case 1.

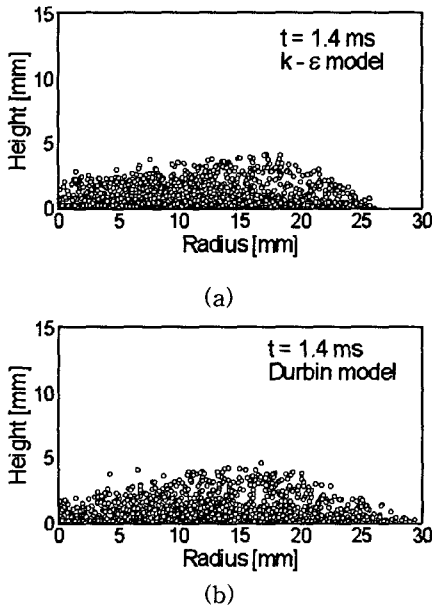
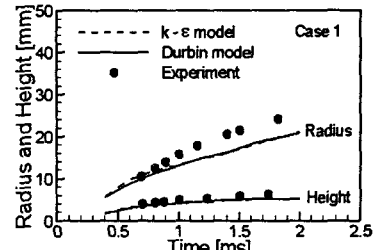


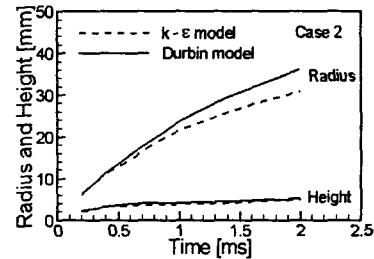
Fig. 4 Comparison of spray shapes predicted by $k-\epsilon$ model and Durbin[11] model for Case 2.

를 말하며 높이는 수직방향으로의 진행거리를 나타낸다. Fig. 3은 Case 1에 대해 분사 후 1.0 ms와 1.4 ms에서의 충돌분무거동을 나타낸 것이다. 시간이 경과함에 따라 벽면 근처 액적의 진행이 벽 분무 위쪽의 진행에 비해 빠른 것을 보여주고 있다. 이것은 벽 분무의 위쪽에서 앞서 언급한 정체영역이 형성됨을 보여 주고 있다. 반면에 벽 근처 영역에서는 헤드 보텍스의 존재로 인해 액적들이 반경방향으로 빠르게 진행하게 된다.

Fig. 4는 Case 2에서 $k-\epsilon$ 모델과 Durbin[11]



(a) case 1



(b) case 2

Fig. 5 Comparisons of predicted radius and height of wall sprays using $k-\epsilon$ model and Durbin[11] model for Case 1 and 2.

모델을 사용한 충돌분무거동에 대한 예측결과를 보여주고 있다. Case 1에 비해 벽분무 반경이 증가한 것을 볼 수 있는데 이것은 분사 압력의 증가로 인한 것이며 분사 압력이 충돌 이후의 분무 거동에도 직접적인 영향을 미치는 것을 보여주고 있다. 한편 난류 모델에 따른 차이를 살펴보면 Durbin[11] 모델을 사용한 경우 벽면 인접 영역에 액적 진행을 상대적으로 크게 예측하는 것을 볼 수 있다. Durbin[11] 모델의 경우 기상 난류장 예측에 있어서 벽면근접효과로 인한 난류의 비등방성을 고려하기 때문에 등방성에 기초한 $k-\epsilon$ 모델에 비해 벽면수직방향의 난류 응력을 상대적으로 작게 예측하게 되고 이로 인해 벽면 평행방향의 난류 응력을 크게 예측하게 된다. 따라서 벽면에 평행한 방향의 섭동속도성분이 증가하게 되고 결과적으로 액적의 속도를 증가시키게 된다. Fig. 5는 Case 1과 2에서의 벽분무 반경과 높이에 대한 난류 모델간의 비교를 나타내고 있다. Case 1의 경우 두 모델 간에 큰 차이를 보이지 않고 있다. 이것은 분사 압력이 작기 때문에 벽에 충돌하는 기상 속도가 Case 2에 비해 상대적으로 작고 이로 인해 벽면에서의 비등방성 난류 특성이 액적의 거동을 변화시킬 만큼 크지 않기 때문이다. 그러나 Case 2의 경우 앞서 살펴

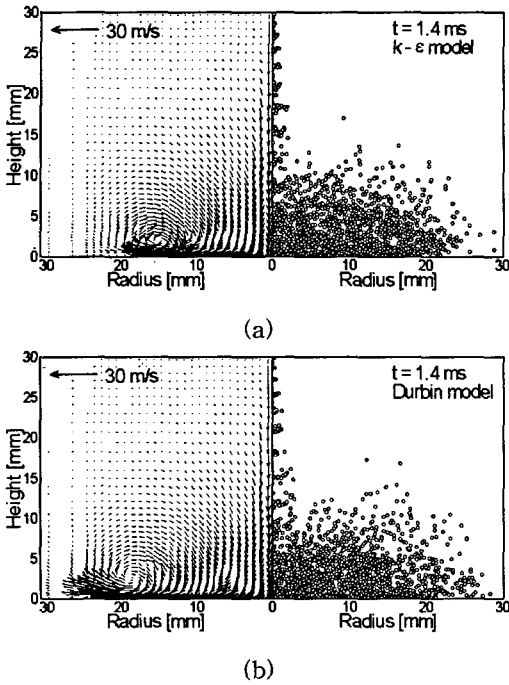


Fig. 6 Comparison of gas velocity field and sprays shapes predicted by $k-\epsilon$ model and Durbin[11] model for Case 3.

본 바와 같이 Durbin[11] 모델을 사용한 계산에서는 벽면근접지역의 액적진행을 상대적으로 크게 예측함에 따라 벽 분무의 반경이 커지는 것을 볼 수 있다.

Fig. 6은 Case 3에서 속도장과 충돌분무거동의 $k-\epsilon$ 모델과 Durbin[11] 모델을 이용한 계산결과와의 비교를 보여주고 있다. Case 1과 2과 달리 Case 3에서는 기상의 압력이 대기압이며 이로 인해 벽 분무의 높이가 상대적으로 높아진 것을 볼 수 있으며 액적이 흩어져서 분포되어 있음을 알 수 있다. 그림에서 볼 수 있듯이 분무에 의해 유도된 기상 유동은 벽과 충돌한 후 벽 보텍스를 형성하며 바깥쪽으로 진행하게 된다. 일반적인 단상의 충돌제트 유동과 달리 벽 보텍스의 형상이 부분적으로 찌그러지는 등 매끄럽지 못한데 이것은 분무 액적과의 상호작용이 존재하기 때문이다. 기상의 속도장을 비교했을 때 Durbin[11] 모델을 사용한 경우 벽면에서의 속도가 $k-\epsilon$ 모델을 사용한 경우에 비해 매우 크게 되며 이로 인해 보다 많은 액적들이 반경방향으로 진행한 것을 확인할 수 있다. 이것은 앞서 언급한 바와

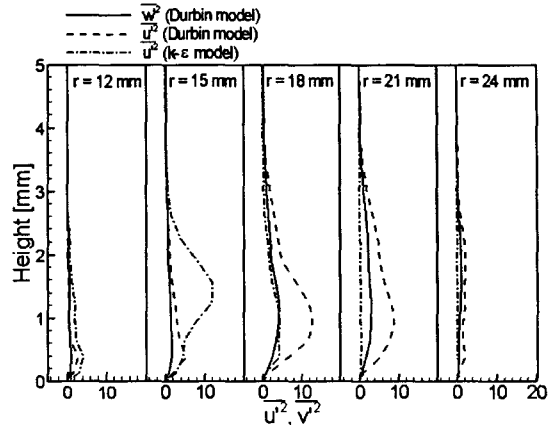
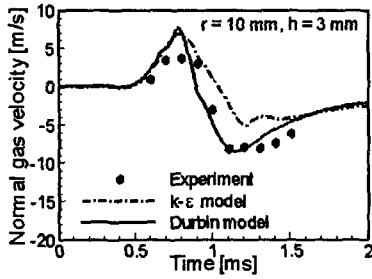


Fig. 7 Reynolds stress profiles for the gas-phase near the wall at 1.4 ms after start of injection for Case 3.

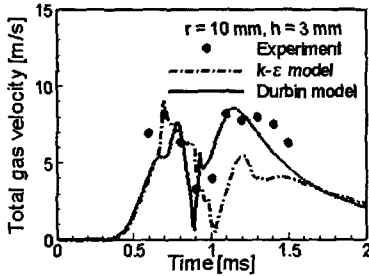
같이 Durbin[11] 모델이 벽면에서의 비등방성 난류특성을 고려하고 있기 때문으로 생각할 수 있다. 다시 말해서 $k-\epsilon$ 모델의 경우 난류운동에너지로부터 등방성 가정을 통해 $\overline{u'^2}, \overline{v'^2}, \overline{w'^2}$ 의 크기를 같다고 보는 반면에 Durbin[11] 모델의 경우 벽에 수직인 난류응력 성분, $\overline{w'^2}$ 을 계산하고 난류응력에너지, k 와의 비교를 통해 벽에 평행한 난류응력성분, $\overline{u'^2}, \overline{v'^2}$ 을 계산하게 되므로 벽 근처의 비등방성 난류특성을 고려하게 된다. Fig. 7에서 볼 수 있듯이 Durbin[11] 모델의 경우 벽면을 따라 진행하는 유동의 난류응력 예측에 있어서 벽에 수직인 성분, $\overline{w'^2}$ 을 벽과 평행한 방향의 성분, $\overline{u'^2}, \overline{v'^2}$ 에 비해 작게 예측하게 된다. 따라서 Durbin 모델에서 예측되는 벽면접선방향의 접동속도 성분, u', v' 이 $k-\epsilon$ 모델의 u', v' 에 비해 커지게 되며 이러한 차이가 액적의 속도 및 평균 유동의 계산에 반영되기 때문에 Fig. 6에서 보는 바와 같이 벽면에 평행한 방향으로의 속도를 Durbin[11] 모델의 경우 더 크게 예측하는 것으로 생각된다.

4.2 벽 분무의 내부구조에 대한 해석

본 절에서는 벽 분무의 내부구조의 특성을 살펴보기 위해 국부적인 지점에서의 기상 속도 및 액적 속도, 액적의 SMD등을 살펴보았다. 앞서 언급한 바와 같이 Arcoumanis와 Chang[7]은 분무충돌에서 벽 근처의 기상 및 액적거동에 대한 많은 데이터를 제공한 바 있으며 따라서 본 절에



(a)



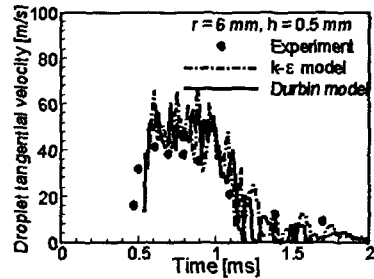
(b)

Fig. 8 Comparison of predicted gas velocities with experimental data at the local point of $r = 10$ mm, $h = 3$ mm.

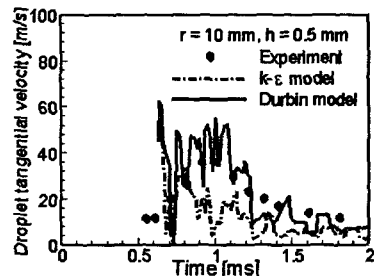
서는 주로 Case 3에 대한 결과를 살펴보았다. Arcoumanis와 Chang[7]의 실험에서의 측정위치는 Fig. 2에 보인 바와 같다.

Fig. 8은 $r = 10$ mm, $h = 3$ mm 지점에서의 기상의 수직속도와 총괄속도에 대한 해석결과를 실험결과와 비교한 것이다. 수직속도의 방향은 벽제트 보텍스의 위치에 대한 정보로 생각할 수 있다. 앞선 Fig. 6에서 볼 수 있듯이 Durbin[11] 모델의 경우 보텍스의 진행이 $k-\epsilon$ 모델에 비해 빠르기 때문에 수직속도의 성분이 바뀌는 시간이 Durbin[11] 모델의 경우 상대적으로 빠른 것을 볼 수 있으며 이러한 경향은 실험값과 잘 일치하고 있다. 또한 벽제트 보텍스가 지난 이후의 수직속도 및 총괄속도의 예측에 있어서도 Durbin[11] 모델을 사용한 결과가 실험값에 보다 근접하는 것을 볼 수 있다. Durbin[11] 모델의 경우 벽면근처에서의 비등방성 난류특성을 고려하고 있기 때문에 수직속도의 예측에 있어서 좋은 결과를 보여주고 있으며 이로 인해 총괄 속도의 예측에 있어서도 실험에 근접한 결과를 보여 주고 있다.

Fig. 9는 주벽제트 영역에서의 액적의 법선속



(a)



(b)

Fig. 9 Comparison of predicted droplet tangential velocity with experimental data at the main wall-jet region.

도에 대한 계산결과를 실험결과와 함께 나타내고 있다. 그림에서 계산결과들이 시간에 따라 진동하는 형태를 가지는 것은 액적들의 평균값을 계산하는 방법에 기인된 것이다. 즉 본 연구에서는 고정위치에서 한 번의 길이가 1 mm 인 정육면체의 검사체적을 설정하여 그 안에 존재하는 액적들을 포집하고 주어진 시간 간격 내에서 대수 평균함으로써 액적들의 속도 및 평균 직경들을 계산하였다. 벽제트 보텍스가 측정지점을 지나서 시점에서 액적의 속도는 40 m/s 이상으로 증가하게 되며 그 이후에 속도가 빠르게 감소하는 것을 볼 수 있다. Durbin[11] 모델을 이용한 계산 결과들이 이러한 속도의 변화 형태를 잘 반영하고 있는 것에 반해 $k-\epsilon$ 모델의 경우 $r = 10$ mm 지점에서 크게 하향 예측하고 있는 것을 볼 수 있다. 한편 $r = 6$ mm의 결과에서 난류 모델에 따른 차이는 크게 나타나지 않고 있는데 이것은 측정지점이 충돌 축에 가깝기 때문에 벽 제트가 충분히 발달되지 않아 난류특성의 차이가 크게 반영되지 않기 때문으로 생각된다. 그러나 벽 제트가 진행됨에 따라 모델간의 차이가 크게 벌어지고 있는 것을 알 수 있다.

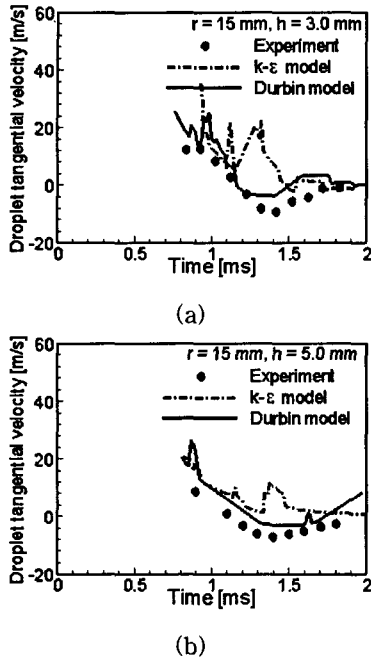


Fig. 10 Comparison of predicted droplet tangential velocity with experimental data at the downstream region.

Fig. 10은 하류 영역에서 $h = 3 \text{ mm}$ 와 5 mm 인 지점의 접선속도에 대한 결과를 보여주고 있다. 그림에서 알 수 있듯이 시간이 지남에 따라 액적의 접선속도의 방향이 바뀌는 것을 볼 수 있으며 이것은 벽제트 보텍스의 존재로 인한 것이다. Durbin[11] 모델을 이용한 해석결과는 접선속도의 이러한 변화를 잘 반영하고 있는 것에 반해 $k-\epsilon$ 모델의 경우 접선 속도를 다소 상향 예측함으로써 액적 속도의 방향을 정확하게 예측하지 못하는 것을 알 수 있다. 1.5 ms 이후로 액적의 접선속도가 영(zero)를 향하는 것은 벽제트 보텍스가 측정지점을 통과함에 따라 현재 위치가 정체영역으로 바뀌고 있는 것을 보여준다.

Fig. 11은 각 지점에서의 SMD(Sauter Mean Diameter)의 계산결과를 실험결과와 비교한 그림이다. 전체적으로 해석 결과들이 실험결과를 잘 예측하는 것을 볼 수 있다. 또한 액적의 접선속도 계산의 경우 난류모델에 따른 변화가 큰데 반해서 액적 크기의 예측에 있어서는 두 모델간에 큰 차이가 나타나지 않고 있다. 따라서 액적 크기의 결정에 있어서는 난류장의 영향이 그리 크지 않은 것을 알 수 있다. 다만 Fig. 7(d)에서 볼

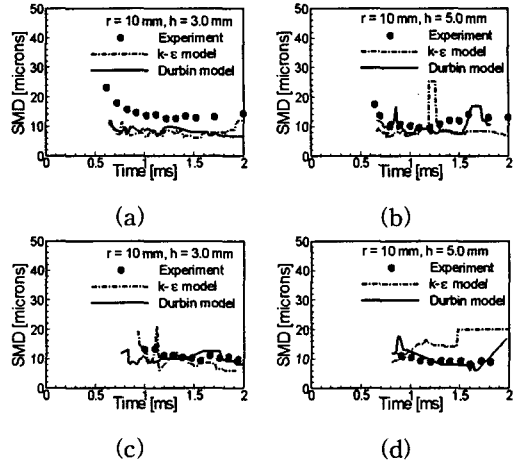


Fig. 11 Comparisons of predicted SMD with experimental data at the different local points.

수 있듯이 부분적으로 약간의 차이를 보이게 되는데 이것은 액적 분열 계산에서의 차이보다는 달라진 액적 및 기상 속도에 의한 액적 위치의 차이에서 오는 것으로 사료된다.

5. 결론

본 연구에서는 충돌분무의 액적 거동에 미치는 비등방성 난류특성의 영향에 대한 수치해석을 수행하였다. 난류 모델로는 벽면에서의 비등방성을 고려하기 위해 Durbin[11]이 제시한 난류모델을 사용하였으며 기상의 압력조건이 대기압인 경우와 15기압인 경우에 대해서 각각 Arcoumanis와 Chang[7], 그리고 Kastura 등[5]의 실험결과 및 등방성 가정에 근거한 $k-\epsilon$ 모델의 결과와 비교하였다. 본 연구를 통해 얻은 결론은 다음과 같다.

1)분무의 거시구조에 있어서 기상의 압력이 15기압인 Case 1과 2에서는 벽 분무의 높이가 5mm 정도로써 벽면에 부착되는 경향을 보였으며 대기압 상태인 Case 3의 경우 높이가 10mm 이상이며 액적들이 흩어지는 경향을 보였다. 한편 Durbin[11] 모델을 사용한 경우 벽면 근접효과로 인해 벽면수직방향의 난류강도가 감소되는 결과를 보였으며 이로 인해 벽면에서의 기상 속도를 상대적으로 크게 예측하였다. 결과적으로 Durbin[11] 모델을 사용하는 경우 분무의 반경을 $k-\epsilon$ 모델에 비해 크게 예측하였다.

2) 국부적인 지점에서의 기상의 속도 예측 결과를 통해 비등방성을 고려한 Durbin[11] 모델의 경우 실험값에 근접한 결과를 얻을 수 있음을 알 수 있었다. 또한 액적 속도 예측에 있어서 $r = 10$ mm 이상에서 Durbin[11]의 모델이 실험값에 근접하는 것을 보았는데 이것은 벽제트가 진행함에 따라 비등방성 난류특성의 영향이 커지기 때문으로 생각된다. 특히 Durbin[11] 모델의 경우 $r = 15$ mm에서 벽제트 보텍스가 지난 후의 액적 속도의 방향이 바뀌는 경향을 잘 보여 주었다.

본 연구를 통해 분무의 벽충돌 현상에서 벽분무의 거동에 미치는 난류특성의 영향이 중요하다는 것을 알 수 있었다.

후 기

이 논문은 2002년도 중앙대학교 학술연구비 지원에 의해 연구되었습니다. 이에 관계자 여러분께 감사드립니다.

참고문헌

- [1] Liu, H., Science and Engineering of Droplets, Noyes publications, New Jersey (1999).
- [2] 이상용, 액체의 미립화, 민음사 (1996).
- [3] Gonzalez, M.A., Borma, G.L. and Reitz, R.D., "A Study of Diesel Cold Starting Using Both Cycle Analysis and Multidimensional Calculations," *SAE Paper* 910180, (1991).
- [4] Heywod, J.B., Internal Combustion Engine Fundamentals, McGraw-Hill (1988).
- [5] Katsura, N., Saito, M., Senda, J. and Fujimoto, H., "Characteristics of a Diesel Spray Impinging on a Flat Wall," *SAE Paper* 890264, (1989).
- [6] Fujimoto, H., Senda, J., Nagae, M., Hashimoto, A., Saito, M., and Katsura, N., "Characteristics of a diesel Spray Impinging on a Flat Wall," *Proc. of COMODIA 90*, (1990), pp.193-198.
- [7] Arcoumanis, C. and Chang, J.-C., "Flow and Heat Transfer Characteristics of Impinging Transient Diesel Sprays," *SAE Paper* 940678, (1994).
- [8] Naber, J.D. and Reitz, R.D., "Modeling Engine Spray/Wall Impingement," *SAE Paper* 880107, (1988).
- [9] Bai, C and Gosman, A.D., "Development of Methodology for Spray Impingement Simulation," *SAE Paper* 950283, (1995).
- [10] Lee, S.H. and Ryou, H.S., "Development of a New Spray/Wall Interaction Model," *Int. J. of Multiphase Flow*, Vol. 26, (2000), pp. 1209-1234.
- [11] Durbin, P.A., "Separated Flow Computations with the $k-\epsilon-v^2$ Model," *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 4, (1995), pp.659-664.
- [12] Reitz, R.D, "Modeling Atomization Processes in High-Pressure Vaporizing Sprays," *Atomization and Spray Technology*, Vol. 3, (1987). pp. 309-337.
- [13] O'Rourke, P.J., "Collective Drop Effects on Vaporizing Liquid Sprays," Ph.D. Thesis, Princeton University, (1981).
- [14] Yarin A.L. and Weiss, D.A., "Impact of Drops on Solid Surfaces : Self-Similar Capillary Waves, and Splashing as a New Type of Kinematic Discontinuity," *J. Fluid Mech.*, vol. 283, (1995), pp. 141-173.
- [15] Gosman, A.D. and Ioannides, E., "Aspects of Computer Simulation of Liquid-Fuelled Combustors," *AIAA Paper* 81-0323, (1981).