

분무 해석 시뮬레이션 기술의 최근 동향

Recent Trends in Numerical Simulation of Liquid Sprays

허강열*
K. Y. Huh

Abstract

The recent trends in numerical simulation of various spray phenomena are reviewed in this article. Major subtopics are atomization/breakup, collision/coalescence, wall collision, interfacial transfer, droplet dispersion, two-phase injection and spray combustion. Each submodel has been under continuous refinement and validation against more extensive data base by advanced laser diagnostic techniques. Most uncertainty in current spray simulations come from these physical submodels, not from excessive computational constraints.

주요기술용어(Key Words): spray, numerical simulation, physical submodels

1. 서론

분무 현상은 공학적으로 응용 범위가 넓고 아직 정확한 이해가 이루어지지 않고 있는 복잡한 이상유동 과정으로서 지난 20세기에 걸쳐 많은 이론적, 실험적, 수치적 연구가 수행되었다. 현상 자체의 특성상 반드시 통계적 접근이 이루어져야 하며 노즐 유동이 미치는 영향에 대한 정량적 기술이 어렵다는 점등 아직 만족스러운 해결책이 제시되지 못하고 있으나 Dukowicz의 Lagrangian stochastic 수치해법이 발표된 이후 다양한 실험을 통해 얻어진 각 요소 모델에 대한 정확한 실험식들과 결합하여 비교적 실제 상황에 근접한 수치적 모사가 이루어지게 되었다. 최근 각종 laser diagnostic을 이용한 새로운 실험 기법들이 개발되면서 더욱 정확하고 완벽한 데이터베이스가 얻어지고 이

를 기반으로 관련 해석 기법에 대한 검증 연구가 계속 이루어지고 있다. 화학반응을 수반하는 경우 아직 과도한 계산 시간이 문제가 되는 경우가 있으나 대부분의 경우 계산의 신뢰도를 결정하는 것은 다음에 소개할 주요 요소 모델에 대한 실험적 관계식들이다.

2. 주요 물리적 모델

2.1 분무 미립화 및 액적 분열 모델

미립화 및 액적 분열 과정은 분무 특성에 영향을 미치는 주된 과정들로서 현재 공기역학(aerodynamic) 이론이나 파동 성장(wave growth) 이론에 바탕을 둔 모델들이 주로 사용되고 있다. Taylor analogy에 근거한 O'Rourke의 TAB 모델[1]과 Kelvin-Helmholtz 파동 불안정성에 근거한 Reitz의 파동 모델[2]이 디젤 고압 분무의 미립화 및 액적 분열 과정을 모사하기 위해 개발된 대표적인 모델들이며, 두 모델 모두 비교적 신뢰성 있는 예측결과를 보여

* 정희원, 포항공과대학교 기계공학과

주었다. 하지만 최근에는 디젤 고속 분사 및 가솔린 DI 엔진의 개발에 따라 분무 미립화 및 액적 분열 과정을 단일 모델이나 이론으로 해석하기 힘들게 되었으며, 따라서 기존 단일 모델들의 장점을 결합한 Hybrid 모델들이 개발되고 있다. 대표적인 Hybrid 모델로서는 Kelvin-Helmholtz 파동 모델과 Rayleigh-Taylor 모델을 결합한 KH-RT 모델[3]과 Kelvin-Helmholtz 파동 모델과 TAB 모델을 결합한 KH-TAB 모델[4] 등이 있으며, 가솔린 할로우 콘 분무 해석을 위해 분열 길이(breakup length) 개념을 도입한 수정 TAB 모델[5] 등이 개발되었다. 위 모델들은 노즐 조건에 따른 경험 상수를 필요로 하며 노즐 조건에 따라 30배 이상 차이를 보이는 문제점이 있다[6]. Huh et al.[7]은 노즐 내부의 난류, cavitation dynamics 를 고려한 난류 파동 성장 모델을 개발하였으며 디젤 운전 조건 범위에서 tip penetration, 분무 형상, 액적 크기 분포 등을 비교적 정확히 예측할 수 있음을 보였다.

난류 파동 성장 모델

노즐 내부의 유동과 외부의 분무 미립화 및 액적 분열 현상을 연관짓기 위해 1998년 Huh et al.[7]에 의해 개발되었다. 액적 표면의 초기 굴곡을 만드는 액적 내부의 난류 운동과 Kelvin-Helmholtz 불안정성으로 인한 파동 성장 및 분열 현상으로 미립화 과정을 모사하며 그림 1은 미립화 개념도를 보여준다. 액적 내부의 초기 난류는 노즐 내부 벽에 의한 전단 응력과 cavitation 효과로부터 발생한다. 난류 길이 척도가 주된 미립화 길이 척도이며, 따라서 미립화 길이 척도, L_A ,는 다음 식과 같이 나타낼 수 있다.

$$L_A = C_1 L_l = C_2 L_w$$

여기서 L_l 는 난류 길이 척도이고 L_w 는 L_l 에 의해 결정되는 표면 굴곡의 파장이다. 미립화 시간 척도, τ_A ,는 난류 시간 척도와 파동 성장의 시간 척도의 대수합으로 표현된다.

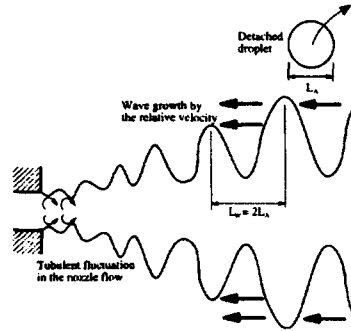


Fig. 1 미립화 과정 개념도

$$\tau_A = C_3 \tau_l + C_4 \tau_w = \tau_{spn} + \tau_{exp}$$

여기서 τ_l 는 자발적인 성장 시간, τ_{spn} 를 결정하는 난류 시간 척도이고 τ_w 는 지수함수적 성장 시간, τ_{exp} 을 결정하는 파동 성장 시간 척도이다. 위 식들은 4개의 임의의 상수를 포함하며, C_1 과 C_2 는 그림 1로부터 개념적으로 각각 2.0, 0.5의 값을 가지도록 하였으며, C_3 과 C_4 는 실험데이터들로부터 분무각을 맞추기 위한 최적의 값으로서 각각 1.2, 0.5로 결정하였다.

이 모델의 미립화 모사 과정은 크게 노즐로부터 분사되는 일차 액적 그룹과 일차 액적 그룹으로부터 생성되는 이차 액적 그룹으로 나뉜다. 일차 액적 그룹은 노즐 직경과 같은 직경을 갖는 액적들로 구성되며, 분열물은 다음 식으로 결정된다.

$$\frac{dD_P}{dt} = k_1 \frac{L_A}{\tau_A} \quad \text{or} \quad k_2 \frac{L_w}{\tau_w}$$

즉, 일차 액적의 분열물은 미립화 길이와 시간 척도의 비에 비례하며 이차 액적의 직경이 일차 액적의 직경 보다 클 경우 파동 성장 분열 모드로 바뀌게 된다.

이차 액적의 분열은 액적 내부의 난류가 충분히 감소한 상태이기 때문에 파동 성장 분열 모드로만 진행된다. 즉,

$$\frac{dD_S}{dt} = k_2 \frac{L_w}{\tau_w}$$

위 두 식들에서 비례상수 k_1 과 k_2 는 분무 penetration과 액적 크기 분포를 실험데이터와 맞추기 위해 각각 0.05, 0.01로 최적 결정되었다. 이차 액적의 크기 분포를 결정하는 확률 밀도 함수, $p(x)$,는 큰 난류 운동 에너지와 짧은 미립화 시간을 갖는 에디들이 더 자주 분열된 액적으로 생성된다는 개념을 바탕으로 난류 에너지 스펙트럼, $\Phi(x)$,에 비례하고, 미립화 시간 척도에 반비례하도록 모델링한다.

$$p(x) = C \frac{\Phi(x)}{\tau_A(x)}$$

여기서 상수 C는 normalization 조건으로부터 결정된다.

$$\int_0^{\infty} p(x) dx = 1.0$$

할로우 콘 분무를 위한 수정 TAB 모델

Han et al.[5]에 의해 1997년 개발되었으며 이전의 liquid sheet 미립화 모델들에서 노즐 출구에서의 부정확한 액적 크기 분포를 입력 값으로 주는 것을 피하기 위해 Reitz[2]에 의해 제안되어 디젤 jet 미립화 모델들에서 사용되고 있는 intact liquid core 개념을 도입하였다. 그림 2는 할로우 콘 분무의 sheet 미립화 과정의 개념도이다. Intact liquid sheet을 모사하기 위해 노즐 출구로부터 sheet의 두께, h ,와 같은 직경을 갖는 blob이 분사되고 sheet 분열 길이, L , 이하에서는 주위 기체에 의한 항력이나 난류 영향은 거의 받지 않는다고 가정한다. 하지만 분사된 blob은 sheet 분열 길이 이하에서도 TAB 모델에 따라 분열 criteria가 만족되면 새로운 일반 액적을 생성하며, blob 자신도 한 번 분열이 되거나 sheet 분열 길이를 넘어서면 주위 기체에 의한 항력이나 난류 영향을 받는 일반 액적으로서 모사된다. Sheet 속도, V ,는 다음과 같이 정의된다.

$$V = K_v \left[\frac{2(\rho_1 - \rho_2)}{\rho_l} \right]^{0.5}$$

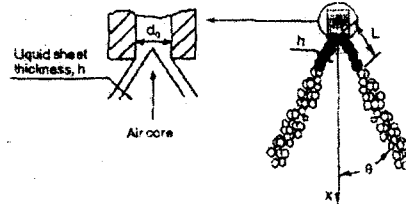


Fig. 2 노즐 출구에서 sheet 분열 과정에 대한 액체 연료 유동 구조 개념도

여기서 p_1 은 노즐 내부의 연료 압력, p_2 는 분위기 압력, ρ_l 은 액적 밀도이고 K_v 는 압력-스웰 인젝터 내의 스웰 모션에 의한 노즐 출구에서의 분사연료의 면적 감소를 고려하기 위한 속도계수이다. Liquid sheet의 두께, h ,는 다음과 같이 예측한다.

$$h = \left[A \frac{12}{\pi} \frac{\mu_l \dot{m}_l}{d_o \rho_l (\rho_1 - \rho_2)} \frac{1+X}{(1-X)^2} \right]^{0.5}$$

여기서 \dot{m}_l 은 liquid 질량 유량, μ_l 은 liquid의 동점성 계수이고 X 는 노즐 orifice 면적에 대한 air core 면적의 비이다. A 는 노즐 형상을 고려하기 위한 조정 상수이다. Sheet 분열 길이, L ,은 inviscid planar sheet에 대한 안정성 해석으로부터 다음 식으로 주어진다.

$$L = B \left[\frac{\rho_l \sigma \ln(\eta/\eta_0) h \cos \theta}{\rho_g^2 U^2} \right]^{0.5}$$

여기서 B 는 상수, ρ_g 는 주위 기체 밀도, σ 는 liquid 표면장력계수, U 는 sheet-gas 상대속도, η 는 sheet이 분열할 때의 wave amplitude이며, 파라미터, $\ln(\eta/\eta_0)$,는 실험으로부터 정해진다.

위의 세 식들은 초기 blob에 대한 정보를 제공하며, blob의 분열 과정이나 이로 인해 생성된 새로운 액적들의 분열과정은 TAB 모델을 이용하여 모사한다. TAB 모델은 진동 및 변형하는 액적과 스프링-질량계 사이의 Taylor 근사에 근거한 모델이다[1]. 질량에 작용하는 외

부 힘, 스프링의 복원력과 감쇠력은 gas 공기 역학적 힘, liquid 표면장력 힘, liquid 점성력에 각각 해당된다. TAB 모델은 여러 파라미터와 상수들이 존재하며 이론이나 실험을 바탕으로 결정되어지고 있다. TAB 모델에서 힘 균형은 다음 식과 같다.

$$\frac{d^2y}{dt^2} + \frac{5\mu_l}{\rho R^2} \frac{dy}{dt} + \frac{8\sigma}{\rho R^3} y - \frac{2}{3} \frac{\rho U^2}{\rho R^2} = 0$$

여기서 t는 시간이고 y는 normalized drop distortion 파라미터이다. 액적 분열은 $y > 1$ 일 때 일어난다고 가정한다. 분열 criteria를 만족하게 되면 분열 전후의 에너지 평형으로 결정되는 직경을 갖는 작은 액적들로 분열되게 된다.

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{7}{3} + \frac{1}{8} \frac{\rho R^3}{\sigma} \left(\frac{dy}{dt} \right)^2$$

여기서 r은 액적 반경이고 아래 첨자 1과 2는 각각 분열 과정의 전, 후를 나타낸다. 원래 TAB 모델에서는 x^2 분포를 사용하여 분열 과정에서 생성된 액적의 크기 분포를 결정하였으나 액적 크기 분포를 크게 예측하는 단점을 보완하기 위해 Rosin-Rammler 분포를 사용한다. Rosin-Rammler 축적 분포(cumulative distribution)는 다음 식으로 일반적으로 표현된다.

$$V = 1 - \exp\left(-\frac{D^q}{\bar{D}}\right)$$

여기서 V는 D보다 작은 직경을 갖는 액적들의 부피 비율이며, \bar{D} 는 Sauter 평균 직경 D_{32} 로 나타내어지는 특성 평균 액적 크기이다. q는 분포 파라미터이다.

$$\bar{D} = D_{32} \Gamma(1 - q^{-1})$$

여기서 Γ 는 감마 함수이고 D_{32} 는 위에서 구한 $2r_2$ 로 주어진다.

KH-RT hybrid 모델

1999년 Beale and Reitz[3]에 의해 디젤 jet 분무와 가솔린 할로우 콘 sheet 분무를 분열 길이 개념을 이용해 각각 intact liquid core와 intact liquid sheet으로 보고 두 경우에 모두 적용할 수 있는 단일 모델을 개발하기 위해 제안되었다. 분열 길이 안에서는 jet이나 sheet의 분열을 Kelvin-Helmholtz 불안정성으로 해석하며 분열 길이 밖에서는 주위 가스와의 accelerative Rayleigh-Taylor 불안정성에 의한 액적 분열로 해석한다. 주어진 분위기 조건 및 노즐 형상에 대해 분무각, 유효 노즐 직경, 분사 속도 등은 Sarre et al.[8]의 discharge coefficient model로 예측한다. sheet 분열 과정의 개념도는 그림 2와 같으며 jet 분열 과정은 그림 3에 묘사되어 있다.

-디젤 분무 모델

Intact liquid jet을 모사하기 위해 유효 노즐 직경과 같은 직경을 갖는 blob을 분사하는 blob 분사 모델을 적용하고, jet의 분열을 예측하기 위해 분사된 blob은 비압축성 jet과 비점성 기체 사이의 상대 속도에 의한 jet 표면의 Kelvin-Helmholtz 불안정성으로 추적된다. Kelvin-Helmholtz 모델에 의해 반경 r의 blob이 다음 식으로 주어지는 반경 r_c 의 새로운 액적을 생성시킨다.

$$r_c = B_0 \Lambda_{KH}$$

여기서 Λ_{KH} 는 최고 성장률, Ω_{KH} 를 갖는 Kelvin-Helmholtz 파동의 파장이다. B_0 는 상수이다. 가장 빨리 성장하는 파동의 진동수와 파장은 다음과 같이 주어진다.

$$\Omega_{KH} = \frac{0.34 + 0.38 We_d^{1.5}}{(1 + 2)(1 + 1.4 T^{0.65})} \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_l r^3}}$$

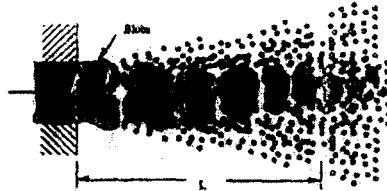


Fig. 3 노즐 출구에서 diesel-type 분무에 대한 액체 연료 유동 구조 개념도

$$\Lambda_{KH} = \frac{9.02r(1+0.45\sqrt{Z})(1+0.4T^{0.7})}{(1+0.865We_x^{1.67})^{0.6}}$$

여기서 gas Weber 수는 $We_x = \rho_g U_r^2 r / \sigma$ 로 정의되며 Ohnesorge 수, Z ,는 $Z = \sqrt{We_l / Re_l}$ 이다. U_r 은 액적과 주위 가스 사이의 상대 속도이고 σ 는 표면 장력, ρ_g 와 ρ_l 는 각각 주위 기체와 연료 액적의 밀도이다. Liquid Weber 수는 $We_l = \rho_l U_r^2 r / \sigma$ 이고 liquid Reynolds 수는 $Re_l = \rho_l U_r r / \mu_l$ 이다. μ_l 는 액적의 점성계수이다. Taylor 수, T ,는 다음 식으로 계산된다.

$$T = Z\sqrt{We_x}$$

따라서, blob의 반경 감소율은 Kelvin-Helmholtz 모델로부터 다음과 같이 계산되어진다.

$$\frac{dr}{dt} = \frac{r - r_c}{\tau_{KH}}$$

여기서 τ_{KH} 는 분열 시간으로서 다음 식으로 정의된다.

$$\tau_{KH} = \frac{3.726B_1 r}{\Omega_{KH} \Lambda_{KH}}$$

상수 B_1 은 임의 상수로서 인젝터 L/D 비, 인젝터 내부 난류, 고압 분사 시 cavitation같은 노즐의 상류 조건들과 연관되어 있으며 조건에 따라 10에서 60까지 다양한 값을 갖는다.

Blob으로부터 Kelvin-Helmholtz 모델로서만 분

열된 이차 액적들의 분열 과정은 Kelvin-Helmholtz 모델과 함께 Rayleigh-Taylor 모델로 해석된다. 따라서 이차 액적들은 intact liquid core 내에서도 Kelvin-Helmholtz 모델과 Rayleigh-Taylor 모델의 경합에 의해 분열 과정이 진행된다. Rayleigh-Taylor 모델은 밀도가 다른 두 유체의 경계면에 수직인 방향으로 가속이 되었을 때 불안정성을 유발시킬 수 있다는 이론에 기초한다[9]. Rayleigh-Taylor 불안정성 이론에 따르면 두 유체 중 밀도가 높은 쪽으로 가속이 될 경우 경계면은 안정하다. 따라서, Rayleigh-Taylor 모델도 하나의 파동 불안정성이며, 가장 빨리 성장하는 파동의 진동수는 다음과 같다.

$$\Omega_{RT} = \sqrt{\frac{2}{3\sqrt{3}\sigma} \frac{[-g(\rho_l - \rho_g)]^{3/2}}{\rho_l + \rho_g}}$$

여기서 g_l 는 액적 운동 방향으로의 가속도이다. 또한 Rayleigh-Taylor 불안정에 의해 가장 빨리 성장하는 파동의 파동 수는 다음과 같다.

$$K_{RT} = \sqrt{\frac{-g(\rho_l - \rho_g)}{3\sigma}}$$

따라서 가장 빨리 성장하는 파동의 파장은 $2\pi C_{RT} / K_{RT}$ 로 예측되며 액적의 직경과 비교해 더 작으면 액적의 표면에 Rayleigh-Taylor 파동이 성장한다고 가정한다. C_{RT} 는 조정 상수로서 0.1로 하였다. Rayleigh-Taylor 파동에 의한 분열 시간은 다음과 같다.

$$\tau_{RT} = \frac{C_r}{\Omega_{RT}}$$

여기서 C_r 는 상수로서 1이다. 하지만, Intact liquid core에 있는 액적들은 그 밖에 있는 액적들에 비해 주위 기체에 의한 가속을 덜 받기 때문에 Rayleigh-Taylor 불안정성에 의한 영향이 적다는 사실을 반영하기 위해 Rayleigh-Taylor 분열 시간 상수, C_r ,를 Intact liquid core내에서는 9로 올려 주었다. Rayleigh-Taylor 파동에 의해 분열되어 생성되는 새로운

액적의 반경은 다음 식으로 계산된다.

$$r_c = \frac{\pi C_{RT}}{K_{RT}}$$

$$L = U_r r_{KH} = \frac{1}{2} B_1 d_0 \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_F}}$$

여기서 d_0 는 노즐 직경이다.

Rayleigh-Taylor 모델에 의해 생성되는 새로운 액적의 크기 분포는 위에서 구한 r_c 를 평균 반경으로 하는 Rosin-Rammler 분포를 사용하여 예측하였다.

-할로우 콘 분무 모델

Han et al.[5]의 수정 TAB에서와 같이 Intact liquid sheet을 모사하기 위해 노즐 출구로부터 sheet의 두께, h ,와 같은 직경을 갖은 blob이 분사되고 sheet 분열 길이, L , 이하에서는 주위 기체에 의한 항력이나 난류 영향은 거의 받지 않는다고 가정한다. 하지만 Han et al.[5]과는 달리 intact liquid sheet에서는 Kelvin-Helmholtz 모델을 적용되며, 분열 길이를 벗어난 액적들은 Kelvin-Helmholtz 모델과 Rayleigh-Taylor 모델의 경합에 의해 분열 과정이 진행된다. Senecal et al.[11]은 단 파장(short wave)은 표면의 성질에 상관없이 같은 파동 성장률을 갖는다고 결론지었으며, 따라서 jet과 sheet의 분열은 모두 Kelvin-Helmholtz 모델에 의해 해석되어 질 수 있다. 상수 B_1 과 C_r 는 실험 결과와 맞추기 위해 디젤 분무 모델에서와는 다른 값을 갖는다. 디젤에서는 상수 B_1 과 C_r 에 대해 각각 40, 1(or 9)의 값을 가지며, 할로우 콘 분무에서는 모두 10의 값으로 조정되었다. 다른 모든 세부 사항은 디젤 분무 모델에서와 같다.

KH-TAB hybrid 모델

TAB 모델은 매우 빨리 미립화 되는 경향이 있어 tip penetration을 작게 예측하는 단점이

있다. 반면 Kelvin-Helmholtz 모델은 분사 초기에 tip penetration을 크게 예측하는 경향이 있다. Beatrice et al.[4]은 이 두 모델의 단점을 보완하기 위해 분사 초기에는 Kelvin-Helmholtz 모델은 사용하고 액적의 직경이 추을 제안하였다. 실제 엔진 실린더 내에서 모델을 검증하였으며 Kelvin-Helmholtz 모델이나 TAB 모델에 비해 향상된 tip penetration을 보여 주었다. 실험데이터의 최적예측을 위해 각 모델에 사용되는 조정 상수는 기존 값과 다른 새로운 값으로 조정되었다.

2.2 층돌 및 병합 모델

현재 분무 계산에 적용되고 있는 statistical particle method [1]에 따라, 액적들 간의 층돌 현상은 결정론적인 방법보다는 통계적인 방법이 사용되어 지고 있다 [2]. 액적들 간의 층돌 횟수나 성질을 결정하는 확률 분포, P 는 통계적으로 샘플링된다. 계산상에서 두 액적간의 층돌은 두 액적이 속한 parcel들이 같은 계산 격자셀에 존재하게 되는 경우에만 성립된다. 각 parcel에 속한 액적들은 샘플체적, 즉 그들이 속해있는 계산 격자셀 안에서 균일하게 분포되어 있다고 가정한다. 편의상 큰 반경을 갖는 액적들은 collector, 작은 반경을 갖는 액적들은 droplet이라 표현한다. Parcel 1의 한 액적과 같은 격자셀 내에 존재하는 다른 parcel에 속한 모든 액적들 간의 층돌 빈도수, ν 는 parcel 1의 한 액적이 다른 parcel의 한 액적과 층돌할 확률, P 를 계산하기 위해 사용된다. Statistical particle method에 따라 한 parcel내의 모든 액적들은 같은 물리적 성질들을 갖고 같은 방식으로 운동하기 때문에 층돌 후 새로운 parcel이 생겨나는 것은 아니며 단지 parcel에 속한 액적들의 수와 성질만 새로 조정되게 된다.

한 Collector와 모든 주위의 droplet들간의 층돌 빈도수, ν 는 다음 식으로 계산된다.

$$\nu = \frac{N_2}{V_{cell}} \frac{\pi}{4} (d_1 + d_2)^2 |u_1 - u_2|$$

아래 첨자 1과 2는 각각 collector와 droplet의 성질을 표시한다. N_2 는 parcel 2에 있는 액적들의 수이고 V_{cell} 은 두 parcel이 속해있는 계산 격자셀의 체적이다. 한 collector와 주의 droplet들 간에 n 번 충돌이 일어날 확률, P_n 는 Poisson 분포를 따른다.

$$P_n = \bar{e}^n \frac{\bar{n}^n}{n!}$$

평균값, 즉 예상 충돌 횟수, \bar{n} 는 $\nu \Delta t$ 로 주어지며, 여기서 Δt 는 계산 시간 스텝이다. 따라서 충돌이 일어나지 않을 확률, P_0 는 \bar{e}^n 이다.

충돌 확률 분포가 결정되면, 0과 1사이의 랜덤 수, R_1 로써 충돌이 일어날 것인지 아닌지를 결정한다. 만약 R_1 이 P_0 보다 작으면 충돌은 일어나지 않고, P_0 보다 크면 collector와 droplet들은 한 번 내지 그이상 같은 형태의 충돌을 경험하게 된다. 충돌이 일어날 경우 또다른 0과 1사이의 랜덤 수, R_2 로써 결정되는 collision impact parameter, b 로써 충돌 형태를 결정한다.

$$b = (d_1 + d_2) \sqrt{R_2}$$

만약 b 가 임계 collision impact parameter, b_{cr} 보다 작을 경우 충돌의 결과는 coalescence가 일어나게 되며, 그 외의 경우에는 grazing collision이 일어나게 된다. b_{cr} 은 액적의 직경, 액적들 간의 상대 속도와 표면장력에 의해 결정되며 다음 식과 같이 계산된다.

$$b_{cr}^2 = (d_1 - d_2)^2 \min[1.0, 2.4(f\gamma, We_d)]$$

여기서 $f(\gamma) = \gamma^3 - 2.4\gamma^2 + 2.7\gamma$, $\gamma = d_2/d_1$, $d_2 > d_1$ 이고 Weber 수는 다음과 같이 정의된다.

$$We_d = \frac{\rho_d |u_{rel} - u_{d1}|^2}{2\sigma} d_1$$

각 collector에 대한 coalescence 횟수, n 은 R_2

로부터 다음 식을 만족하도록 결정된다.

$$\sum_{k=0}^n P_k \leq R_2 < \sum_{k=0}^{n+1} P_k$$

Grazing collision은 N 쌍의 액적들 사이에서 계산되며 N 개의 collector와 droplet들은 각각 질량, 모멘텀, 에너지 보존 하에 그들이 속해있는 parcel의 성질을 바꾸게 된다. 여기서 N 은 두 parcel의 액적수 N_1, N_2 중 작은 값이다.

2.3 벽 충돌 모델

분무의 벽면 충돌 현상은 분사 시스템이 사용되는 거의 모든 기술 분야에서 상당한 중요성을 가지며 특히 여러 가지 형태의 내연 기관에서의 응용에 관한 연구가 많이 수행되었다. 내연 기관에서의 분무와 연소실 벽면 등의 충돌에 관한 연구는 직접 분사식 디젤 기관을 중심으로 80년대 이후 본격적으로 여러 가지 방향에서 진행되어 왔다. Katsura et al.[1]은 디젤 연료를 사용한 수직 충돌 분무 실험을 수행하고 분위기 압력 및 밀도, 충돌 거리, 분사압 등의 변화에 따른 충돌 분무의 거동을 분석하였다. Fujimoto et al.[2]은 수직 및 기울어진 벽면과의 충돌 실험을 수행하였고, Senda et al.[3]은 고온 고압 상태 (700 K, 2.5 MPa)에서의 벽 충돌 분무의 증발 현상을 가시화하였다. 분무-벽 충돌 현상의 메커니즘을 보다 잘 이해하려는 노력으로 Naber et al.[4]은 단일 액적의 뜨거운 벽면 충돌에 관한 실험을 수행하고 breakup에 의하여 생성되는 액적들의 갯수, 크기 및 속도 분포를 조사하였다.

3차원 수치 해석 분야에서는 1988 년에 Naber & Reitz[5]가 기존의 KIVA-II 코드에서 사용된 stick 모델을 개선하여 reflect 모델과 jet 모델을 제시하였다. stick 모델에서는 벽면에 충돌한 분무 입자가 충돌후 그대로 부착되어 증발한다고 가정하여 고속으로 운전 중인 내연 기관 내의 분무-벽 충돌 현상을 잘 재현하지 못했다. 뿐만 아니라 고속 충돌로 인한 분무 입자의 미립화나 벽면 분무막의 형성 등 연료의 증발에 있어서 매우 중요한 요소들을 고려하지 못하였으므로 연료 증기 분포와 같은

실질적으로 유용한 정보를 제공하는 데 있어서 정확성을 보장할 수 없었다. 이러한 문제점을 보완하기 위하여 제안된 reflect 모델에서는 분무 입자가 충돌 후 에너지의 손실 없이 충돌 전과 같은 속도로 되튀긴다고 가정하였으며, jet 모델의 경우는 충돌 분무가 벽면을 따라서 충돌 전과 같은 크기의 속도를 가지고 퍼져 나간다고 가정하였다. 당시 제안된 이 두 모델은 모두 분무와 벽면의 충돌에 의한 에너지 손실을 전혀 고려하지 않음으로써 분무가 실제로 훨씬 더 멀리 퍼져 나가는 경향이 있었고, Naber et al.[6]은 충돌 후 벽면에 수직인 방향으로의 속도 성분을 도입함으로써 jet 모델을 개선하여 사용하였다.

Park & Watkins[7, 8]는 wall wetting이 없이 hot wall을 가정한 디젤분무를 위한 벽충돌 모델을 제안하였다. Bai & Gosman[9]은 단일 액적 실험에 근거하여 벽면의 상태에 따라 dry wall과 wetted wall로 구분하고 각각의 경우에 대하여 서로 다른 분무의 거동을 가정한 모델을 제시하였다. 또한 운동량과 에너지 보존개념을 도입하여 충돌 후 분무의 속도 등을 결정한 점이 다른 모델들과 구분되는 특징이다. Bai & Gosman 모델에서는 벽면에 분무막이 형성되는 경우도 고려하고 있으나 관련된 열전달 현상에 관해서는 언급하지 않았다. Eckhause et al.[10]은 물리적으로 분무-벽 열전달 모델에 기초한 직접 분사식 엔진을 위한 모델을 제안하였다. 실험과 계산치의 비교에서 나타난 차이는 적절한 연료 액막 모델의 중요성을 보여주었다. Senda et al.[11] 또한 벽면에 형성되는 액막을 고려한 충돌 모델을 제안하고 KIVA-II 코드에 적용한 사례를 발표하였다.

한편 최근에 발표된 Joh & Huh[12]의 연구에서 사용된 모델은 개별 액적 충돌 실험에 근거하여 충돌 벽면의 온도에 관계 없이 적용할 수 있도록 분무의 임계 온도와 충돌 벽면의 온도비에 따라 달라지는 분무의 거동을 고려하였다. 이 연구에서 사용된 분무-벽 충돌 모델을 살펴보면 다음과 같다.

충돌 분무의 거동을 결정하는 주요 요인으로는 다음과 같은 변수들이 알려져 있다.

$$\text{Reynolds 수} : Re = \frac{\rho d_0 w_0}{\mu}$$

$$\text{Ohnesorge 수} : Oh = \frac{\mu}{\sqrt{\rho \sigma d_0}}$$

$$\text{표면 거칠기} : S_f = \frac{R_f}{d_0}$$

$$\text{온도비} : \frac{T_{crit}}{T_{wall}}, \frac{T_p}{T_{crit}}$$

$$\text{Weber 수} : We = (Oh \cdot Re)^2 = \frac{\rho d_0 w_0^2}{\sigma}$$

이 연구에서 사용된 분무-벽 충돌 모델은 단일 액적 실험에 기초하여 충돌전 분무의 운동 에너지에 의하여 충돌 후 분무의 거동이 결정된다는 가정으로부터 출발하였다. 운전중인 엔진의 경우 연소실 벽면의 온도는 거의 일정하게 유지되는 반면 연소실 내의 온도와 압력 값은 분사 시기에 따라 크게 달라지므로 분무의 임계 온도 또한 분사 조건에 따라 변화하게 된다. 벽면의 온도와 분무의 임계 온도간의 비에 따라 충돌 분무가 다른 거동을 보이게 된다는 실험 결과를 고려하여, 이 연구에서는 벽면 온도에 따라 cold wall과 hot wall로 구분하고 각각의 경우에 대하여 관련 실험 결과로부터 충돌 후 분무의 거동을 결정하였다.

2.3.1 Cold wall model ($T_{wall} < T_{crit}$)

벽면의 온도가 연료의 임계 온도보다 낮은 경우로, Mundo et al.[13,14]의 단일 액적 실험 결과를 기반으로 하여 충돌전 분무의 에너지에 따라 벽면에 부착되거나 여러개의 작은 입자로 쪼개져서 되튀긴다고 가정하였다. 이때 분무의 벽면 부착 여부를 결정하는 변수 K는 아래와 같이 Ohnesorge 수와 Reynolds 수의 함수로 표현된다.

$$K = \sqrt{We} \cdot \sqrt{Re} = \left(\frac{\rho^3 d_0^3 w_0^5}{\sigma^2 \eta} \right)^{0.25} = Oh \cdot Re^{1.25}$$

또한 dry wall과 wetted wall에 충돌하는 분무의 서로 다른 특성을 고려하기 위하여, 일정량 이상의 액막이 형성되면 wetted wall로 가정하고 되튀기는 분무의 질량, 반경, 입자수, 속도 등을 dry wall에 충돌하는 경우와 다르게 하였다.

내연 기관의 연소실 벽면은 smooth surface (surface roughness factor $S_r \approx 0.03$)로 가정하였으며, 벽면 액막이 어느 정도 생성된 후에는 rough surface에서와 같은 충돌 특성을 갖는다고 가정하였다.

2.3.1.1 Stick regime ($K < 57.7$)

충돌 분무가 벽면에 그대로 부착되어 액막을 형성하게 된다. 액막의 형성에 의하여 달라지는 분무 증발에 관련된 열전달 메커니즘의 영향은 고려하지 않았다.

2.3.1.2 Splash regime ($K \geq 57.7$)

충돌 분무의 에너지가 커질수록 많은 수의 입자로 쪼개지면서 되튀기게 되는데, 고압 분사가 이루어지는 디젤 기관에서의 대부분의 벽 충돌 분무가 이 영역에 해당된다. 충돌에 의하여 생성되는 많은 수의 입자의 거동을 수치적으로 모사하기 위하여 충돌 후 같은 질량을 갖는 두 개의 parcel로 나누어서 각각의 거동을 추적하였다. 또한 일정량 이상의 액막이 형성되면 wetted wall로 가정하고 되튀기는 분무의 질량과 속도 성분을 결정하였다.

충돌 후 되튀기는 질량비는 아래와 같이 벽면의 상태에 따라 다른 것으로 가정하였다.

$$\text{dry wall} : \eta = 3.9896 \cdot 10^{-21} K^{9.2133}$$

$$\text{wetted wall} : \eta = 8.0350 \cdot 10^{-11} K^{4.1718}$$

위의 두식에서 $\eta = \frac{m_{\text{splash}}}{m_{\text{impinge}}}$ 로 전체 충돌 질량 중 되튀기는 분무의 양을 나타낸다.

또한 충돌 분무의 벽면에 나란한 방향으로의 충돌전 진행 방향과 그 반대 방향에 대하여 서로 다른 크기의 분무 입자를 사용하여 모사함으로써, 수직 충돌이 아닌 경우에 대하여 정확한 결과를 얻을 수 있도록 하였다.

2.3.2 Hot wall model ($T_{\text{wall}} \geq T_{\text{crit}}$)

뜨거운 벽면에 충돌하는 단일 액적의 충돌 후 에너지 손실은 웨버수에 관계없이 다음과

같은 식으로 표현할 수 있다[7].

$$\frac{V_a^m}{V_b^m} = 1 - x \cos^2 \beta$$

위의 식에서 β 는 액적 속도 벡터와 충돌면의 수직 단위 벡터가 이루는 각이며, x 는 Wachters et al.[15]에 의하여 충돌 전과 충돌 후의 수직 속도 성분들간의 관계에서 실험적으로 얻어진 계수로서, 충돌전 웨버수의 함수로 주어진다.

충돌면에 수직인 방향으로의 속도 성분에 의해 정의되는 웨버수는 다음과 같다.

$$We_b = \frac{\rho V_{\text{imp}}^2 D_{\text{imp}}}{\sigma}$$

위의 식에서 D_{imp} 는 충돌 전의 분무 직경이며 σ 는 표면 장력을 나타낸다. 위에서 정의한 웨버수의 영역에 따라 충돌 분무의 거동은 stable rebound regime과 unstable rebound regime으로 나눌 수 있으며 각각 다음과 같이 모사하였다.

2.3.2.1 Stable rebound regime ($We_b < 80$)

충돌 전 웨버수가 80보다 작은 경우에는 분무가 깨지지 않고 벽면으로부터 되튀기게 되는데, 이 때 분무가 가지고 있던 대부분의 에너지가 충돌 에너지로 손실되므로 되튀기는 속도는 실질적으로 충돌 전의 속도값에 비하여 매우 작다. 충돌 후 속도의 수직 성분은 웨버수에 따라 충돌로 인한 에너지 손실 효과를 고려한 식에 의하여 결정되고, 수평 성분은 충돌전의 속도 크기를 유지한다고 가정하였다.

2.3.2.2 Unstable breakup regime ($We_b \geq 80$)

충돌 전 웨버수가 80보다 큰 경우에는 분무가 여러 개의 작은 입자로 깨지면서 퍼져나가게 되는데, 이를 모사하기 위하여 cold wall model에서와 유사하게 하나의 parcel이 충돌 후 같은 질량과 입자수를 갖는 두 개의 parcel로 쪼개진다고 가정하였다. 새로이 생성되는

parcel 내의 입자수는 실험 결과에 의한 관계식으로부터 도출하였으며 일반적으로 입자의 충돌 에너지가 클 수록 breakup에 의해 생성되는 입자수는 증가하게 된다. 디젤 기관에서 사용되는 고압 분사기에 의한 분무의 속도는 일반적으로 매우 크므로 hot wall에 충돌하는 대부분의 충돌 분무는 unstable breakup regime에 해당하게 되며, 속도 성분은 각각 다음과 같이 결정하였다.

수직 성분 :

$$(V_z^*)_{unstable} = (V_z^*)_{stable} = \alpha (V_z^*)_{stable}$$

수평 성분 :

$$(V_x^*)_{unstable} = V_x^* \pm V_{scattering}^*$$

즉, 수직 방향의 속도 성분은 stable rebound regime에서의 성분을 구한 후 그 값의 임의의 fraction으로 결정하였으며, 수평 방향으로는 충돌전 속도 성분에 필름 속도의 random fraction을 더하거나 빼 것으로 두 parcel의 속도 성분을 결정하였다. 충돌면에 평행한 방향으로의 속도 벡터의 방향은 $[0, 2\pi]$ 의 각도 내에서 임의로 결정하고 나머지 parcel에 대해서는 정반대 방향이 되도록 하였다. 충돌면에 수직인 방향으로의 속도 성분을 결정하는 식에서 α 는 $[0, 1]$ 구간의 난수이며, 위 식의 $V_{scattering}^*$ 은 다음과 같은 필름 속도의 random fraction으로 결정된다. 아래의 식에서 필름 속도는 액적이 벽면에 충돌한 후 breakup 되기 직전 필름을 형성하면서 수평 방향으로 퍼져 나갈 때의 속도로서, Wachters et al.[13]에 의하여 실험적으로 얻어진 데이터로부터 도출하였다.

$$V_{film} = 0.835(3.096 - 2x)V^*$$

위 식에서 x 는 V_x^* 의 함수로 알려져 있으며 x 값의 결정은 보다 많은 실험과 계산을 통해 일반화가 요구되는 부분이다.

이상의 분무-벽 충돌 모델은 단일 액적에 관한 실험에 기초한 것으로서 액적들 간의 상호

작용과 경계층 효과는 무시하였다. KIVA-POSTECH에 입력된 분무-벽 충돌 모델은 퍼스톤을 포함한 임의의 벽면 방향과 모양에 대하여 적용 가능하며, 매 시간 스텝에서 분무 입자가 벽면을 통과하게 되면 위에서 기술한 거동 영역에 따라 분무 입자의 새로운 위치를 결정해 주는 방법으로 수행하였다.

2.4 Interfacial Transfer

분무의 미립화 및 충돌 모델과 함께 액적과 주위 가스간의 상호작용에 대해서도 활발한 연구가 진행되고 있다. 개개의 액적의 거동에 대한 연구주제들로는 액적/가스간의 상대 운동에 의한 강제대류의 효과, 액체의 증발 및 응축에 따른 Stefan 대류효과, 다화학종에 기인하는 효과, 액적내 액체의 내부순환에 의한 효과등이 있다.[1] 더 큰 시간 및 공간척도 상에서는 특정한 부피내에 존재하는 많은 액적들과 같은 부피내의 가스 유동간의 질량, 운동량 및 에너지의 교환에서 기인하는 복잡성이 있다. 서로 다른 척도들간의 강한 상호작용으로 인하여 액적들 주위에서 발생하는 작은 척도의 물리적 현상에 대한 이해 없이는 큰 척도에서의 질량, 운동량 및 에너지의 교환을 기술할 수 없다. 따라서 다차원 수치유체역학적 해석에 의해 액적 주위에 형성되는 가스 경계층 유동 및 액적 내부의 순환유동에 대한 자세한 해석이 이루어지고 있다. 또한 액적의 lift 및 저항 계수와 Nusselt 및 Sherwood 수 그리고 이들의 Reynolds 수, 전달계수, Prandtl 및 Schmidt 수와의 관계, 주위 액적들과의 거리에 따른 효과 등이 활발히 연구되고 있다. 이러한 액적에 대한 다차원 해석결과는 계산상의 효율성 측면에서 subgrid 모델의 형태로 실제적인 분무기기의 해석시에 사용된다.[1,2]

액체가 가스유동 위로 분사될 때 유동조건이 알려지고 액적의 저항 계수가 주어지면 각 액적의 궤적은 쉽게 추적되어 질 수 있다[3]. Stokes[4]는 구형 물체를 지나는 정상유동을 해석하여 다음과 같은 저항 계수를 구하였다.

$$C_D = \frac{24}{Re}$$

하지만 Stokes의 법칙은 유동이 전적으로 점성력에 의해 지배되는 저 Reynolds 수 유동에 유효한 결과이며 관성력의 비중이 커져 구 후류에 형성되는 wake나 에너지를 소비하는 와류들에 의한 저항력이 중요해지는 고 Reynolds 수 유동에서는 유효하지 않다. 또 구 주위에 형성되는 경계층도 Stokes 법칙을 이론적인 수정항을 추가할 필요성을 발생시킨다. 따라서 이러한 효과들을 고려하여 수정된 저항계수들이 실험데이터를 활용한 해석에 기초하여 다양하게 제안되었다. Putnam[5]은 여러 가지 저항계수들의 장단점을 취합하여 액적의 제적 추적 시 적분계산이 용이하고 비교적 정확한 다음과 같은 식을 제안하였다.

$$C_D = \frac{24}{Re} \left(1 + \frac{1}{6} Re^{2/3}\right)$$

이 식은 분무 해석시 주로 나타나는 Reynolds 수 범위 1000 이하인 영역에서 유효하며 액적의 속도와 궤적을 구하기 위한 적분을 쉽게 수행할 수 있는 이점이 있다. 그의 액적에 작용하는 가속력과 증발이 저항 계수에 미치는 영향이 연구된 바 있으며 기존의 식에 수정항의 형태로 덧붙여진다. 현재로는 모든 상황에 적용될 수 있는 저항 계수를 위한 단일 식은 존재하지 않으며 낮은 온도, Reynolds 수 1000이하에서는 Putnam의 식이 추천되며 액적의 증발이 활발한 높은 온도 상황에서는 Eisenklam[6]이 제안한 다음식이 많이 사용된다.

$$C_{D,m} = \frac{C_D}{1 + B_M}$$

이때 $C_{D,m}$ 은 강한 질량 전달이 있는 조건에서의 저항계수이고 B_M 은 질량 전달 계수이다.

일반적으로 액적 증발 모델들은 크게 구 대칭(spherically symmetrical) 및 축 대칭(axisymmetrical) 모델 두 가지로 분류될 수 있다. 기본적인 구대칭 모델로는 정제된 주위환경에 격리된 액적의 거동을 기술하는 Godsave[7] & Spalding[8]의 d^2 -law가 있다. d^2 -law는 액적 표면 면적과 시간간의 선형적인

관계를 예측한다. Law[9]는 액체상의 가열효과를 고려하기 위하여 d^2 -law를 수정하였다. 가스상은 이전과 같이 구대칭이며 quasi-steady로 가정한 반면 액적의 온도는 공간상으로 일정하나 시간상으로 변한다고 가정하였다. Sirignano[10]는 액적내의 공간상으로 일정한 온도분포는 무한 액체 열전도도를 필요로 함을 보였다. 따라서 이 모델은 infinite-conductivity 모델로 불려진다. 또다른 d^2 -law의 수정 모델로는 Law & Sirignano[11]의 conduction-limit 모델이 있다. 이 모델에서는 액적내의 액체순환이 완전히 무시되었고 액체상내의 불균일 온도분포는 오직 분자레벨의 확산에 의해서만 제어되며 액적 표면 온도는 일정한 것으로 간주되었다. 따라서 conduction-limit 모델은 대류가 없는 환경에 적합한 모델이며 가장 느린 열 전달 한계를 기술한다. Aggarwal et al.[12]에 의해 수행된 비교연구는 액체상의 가열 모델이 액체 온도에 미치는 영향이 중요함을 보여 주었는데 infinite-conductivity와 conduction-limit 모델은 주로 실제 현상의 가능한 범위를 한정짓는 두 가지의 경계 조건으로 간주되고 있다.

대부분의 실제 응용기기에서 액적의 증발은 대류가 일어나는 환경에서 이루어진다. 대류는 액적으로서의 열전달율을 증가시켜 증발율을 높이고 내부순환을 발생시켜 액체상의 열 및 질량 전달율을 높인다. 그러나 증발은 소위 Stefan flow(non-uniform blowing)을 발생시켜 운동량, 화학종 및 열 경계층의 두께를 증가시킴으로써 관련된 전달과정들을 억제하는 효과를 가져온다.

Prakash & Sirignano[13,14]는 대류가 있는 상황에서 비정상 액적의 증발을 기술하는 축대칭 모델을 개발하였다. 이 연구에서 유동장은 외부 비점성 가스 유동, 가스 및 액체 경계층, 내부 와류, 비점성 액체 핵등으로 구분하였다. 가스 및 액체 경계층은 유사정상상태로 가정하였고 액체 핵은 운동량을 위해서는 유사정상상태, 열전달을 위해서는 비정상상태로 가정하였다. 이 모델은 가장 자세한 모델중의 하나이지만 Tong & Sirignano[15]가 보인바와 같이 경계

층 가정이 분무안의 액적들이 전형적으로 접하게 되는 intermediate과 low Reynolds 및 Peclet 수 유동에서 성립하지 않는다.

Tong & Sirignano[15,16]는 가스상의 열 및 물질 전달율을 정체점 영역과 액적의 shoulder 영역에서의 최적의 평균값을 통해 구함으로써 위의 모델을 간단한 형태로 수정하였다. 액체 상에서는 열 경계층이 무시되었고 thermal core 해가 액적의 표면까지 유효한 것으로 가정하였다. 간략화된 이 모델의 정확도는 더욱 자세한 모델과의 결과 비교를 통해 검증되었다. 두 가지 모델 모두에서 비점성 액체 핵은 Hill's vortex를 따른다고 가정하였는데 따라서 두 모델은 때때로 vortex model로 불려진다.

액적의 증발 현상과 관련된 모든 중요한 물리적 과정을 고려한 자세한 수치적 연구가 다양하게 이루어졌다[17-19]. 이러한 자세한 수치해는 관련된 물리적 현상을 조사하는데는 유용하지만 과도한 계산시간으로 인하여 직접적으로 분무 증발 및 연소모델에 포함되기에는 부적합하다. 따라서 중요한 물리적 현상을 포함하면서 적절한 계산시간을 요구하는 모델의 개발이 계속 진행되고 있다[20].

2.5 액적 분산 모델(droplet dispersion model)

분무 액적의 Lagrangian 계산법에 있어서의 주된 어려움은 가스 유동의 순간 속도를 구하는데 있다. 시간 평균된 Eulerian 지배방정식은 평균 가스 속도만을 제공해준다. 따라서 가스상 난류가 액적의 분산에 미치는 영향을 고려하기 위하여 확률적인 모델이 필요하다[1]. 현재 가장 많이 사용되면서 간단한 모델로는 Gosman과 Ioannides[2]의 등방성 분산 모델이 있다. 이 모델은 액적-에디 상호작용의 개념을 통해 순간 가스 속도장이 액적의 분산에 미치는 영향을 고려한다. 액적들이 임의로 추출된 일련의 난류 에디들과 상호작용하는 것으로 가정하고 액적-에디의 상호작용 시간은 에디의 생존시간과 에디통과시간 중 적은 값으로 결정된다. 난류 요동 속도는 $\sqrt{2k/3}$ 의 표준편차를 가지는 Gaussian 확률밀도함수로부터 임의로

추출된다. 이 모델은 속도 요동 성분들의 시간적, 공간적 상관관계를 고려하지 못하며 액적의 분산에 대한 가스 난류의 비등방성 효과를 고려할 수 없다. 이러한 단점을 개선하기 위하여 Zhou와 Leschziner[3]는 연속하는 두 시간 스텝간 속도요동의 시간 및 방향 상관을 고려하는 모델을 제안하였다. 난류의 비등방성을 고려함으로써 등방성 난류 분산 모델보다 나은 결과를 얻었으나 두 모델 모두에서 하류의 축상에 액적의 질량 유속이 비현실적으로 큰 값으로 예측되었다[4,5] Chen과 Pereira[1]는 이를 개선하기 위해 기존의 모델을 수정하여 더 나은 결과를 얻었으나 모델 자체의 물리적 타당성이 부족한 단점이 있다. 시간상관을 고려한 분산 모델을 사용함으로써 MacInnes와 Bracco[6]는 축상의 질량유속이 크지는 문제를 해결하기 위한 가스상의 난류 요동 속도를 결정할 때 drift correction 항을 추가하는 새로운 방법을 제안하였다. 그 외 난류 입자 분산을 정확히 고려하고자 하는 이론적인 연구가 다양하게 수행되었다[7]. 하지만 여러 가지 물리적 현상을 고려한 복잡한 모델들은 아직은 실제적인 분무계산에 사용되기에는 계산시간이 너무 많이 소요되는 단점을 가지고 있다.

2.6 Two-Phase Injection

최근 저공해 엔진 개발의 일환으로 기존의 가솔린 및 디젤 연료 대신한 천연가스, LPG 등의 대체 연료를 이용한 엔진 개발 연구가 활발히 진행되고 있다. LPG 전소 엔진 개발에 있어 포트 내 액상 분사 방식은 체적효율 증가에 따른 출력 증가 및 연소 온도 감소로 인한 thermal NOx 감소 등의 장점을 바탕으로 최근 주로 사용되어 지고 있다. 현재 다차원 분무 수치 해석의 주된 방법인 Discrete droplet model[1]은 노즐 출구의 분무 조건이 입력 값으로 반드시 필요한데, LPG의 경우 일반적인 포트 조건에서 액상으로 열역학적 평형을 이루지 못해 노즐 출구 조건을 결정하기 힘들다. 노즐 출구에서는 아주 작은 길이 척도와 길은 분무로 인해 실험 측정도 불가능하기 때문에 노즐 내부의 liquid-vapor 이상 유동을 가정하여 노즐 출구에서 연료의 quality, 밀도, 속도, 온도, 액적 크기 분포 등을 결정할 수 있는 이

론적인 모델링이 필요하다.

Fauske[2]는 넓은 quality 범위에서 튜브 및 채널 내의 critical air-water 유동에 대한 데이터를 제공하고, nonequilibrium slip model를 제시하였다. He and Ruiz[3]는 고속 미립화를 위한 plain orifice에서 유동과 난류에 미치는 cavitation의 영향을 연구하였다. 그들은 cavitation의 생성 조건 및 discharge coefficient를 계산하였으며, cavitation 유동이 디젤 인젝터의 큰 분무각을 형성시키는 이유를 설명하였다. Schmidt et al.[4]은 liquid와 vapor를 continua로 보고 small-scale, 고속, cavitating 노즐 유동을 수치 모델링하였다. 이 모델은 다양한 노즐 형상에 대해 discharge coefficient 및 출구 속도를 성공적으로 예측하였다.

LPG의 경우, 고압의 연료 탱크로부터 파이프를 통해 노즐에 도착할 때, 파이프 내에 생길 수 있는 저압 영역에서 압축되었던 LPG 연료의 flash evaporation 현상이 발생하게 된다. Flash evaporation에 의해 발생된 bubble들은 노즐을 통과하며 liquid를 disintegration함으로써 노즐 분사 전 미립화 과정을 발생시킨다. 앞서 소개한 모델들은 flash evaporation 현상을 반영하고 있지 못하며, Aamir and Watkins[5]는 노즐 입구에서 flash evaporation이 발생한다고 가정하여 LPG 액상 분무를 수치 해석하였다. Vandroux-Koenig and Berthoud[6]는 노즐 출구에서 flash evaporation이 발생한다고 가정하여 액적들을 Eulerian approach로 해석하였지만 실험 결과와 많이 어긋나는 예측을 보여주었다. 현재 Aamir and Watkins 모델[5]이 LPG 액상 분무 수치 해석 모델 중 가장 신뢰성있는 모델이다. Aamir and Watkins 모델[5]은 노즐 입구에서 flash evaporation에 의해 발생된 vapor의 quality, x_{flash} 를 다음과 같은 간단한 단열 조건을 이용한 열평형으로부터 구한다.

$$x_{flash} = \frac{h_f(T_p) - h_g(T_{wb})}{h_f(T_{wb})}$$

여기서 h 는 엔탈피이며 T_p 는 파이프 온도, T_{wb} 는 분위기 압력에서의 saturation 온도이다. 따라서 노즐 내부는 atomized liquid와 evaporated vapor phase 유동으로 나뉘며 노즐 출구에서의 속도를 예측하기 위해 각 phase에 Bernoulli 방정식을 적용한다. 노즐에서의 임계

압력비, R_c 는 다음과 같이 주어진다.

$$R_c = \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{1/\gamma}$$

R_c 가 노즐 입출구 압력비, p_{amb}/p_p 보다 작으면 sub-critical flow, 크면 super-critical flow가 된다. γ 는 비열비, 아래 첨자 amb 및 P는 분위기 조건과 파이프 조건을 각각 나타낸다. Sub-critical flow일 경우 각 phase의 노즐 출구 속도는 다음 식으로 결정된다.

$$U_{f,s} = \left(\frac{2(p_p - p_{amb})}{\rho_{f,s}} \right)^{0.5}$$

Super-critical flow일 경우는 다음과 같다.

$$U_{s,c} = \left(\frac{\gamma p_p R_c^{1/\gamma}}{\rho_g} \right)^{0.5}$$

$$U_{f,c} = \left(\frac{2(p_p - p_p R_c)}{\rho_f} \right)^{0.5}$$

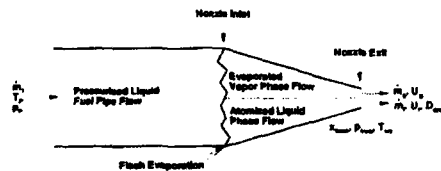


Fig. 4 노즐 내부 유동 및 일차 미립화 과정 개념도

그림 4는 노즐 내부 유동의 개념도를 보여준다. Flashing 형태의 미립화 과정에 대한 이론적인 모델은 없으며, 노즐 출구에서의 액적 크기 분포를 결정하기 위해 Dunbar et al.[7]은 flashing 미립화 과정이 air-blast 미립화 과정과 유사하다는 가정 하에 다음 식으로 주어지는 평균 액적 크기, D 를 가지는 Rosin-Rammler 분포를 사용하였다.

$$D = \frac{8.02}{x_{flash}^{0.56} \left[\frac{(p_p - p_{amb})}{p_{amb}} \right]^{0.46}}$$

Aamir and Watkins[5]는 Rosin-Rammler 분포에서의 대표 크기를 위 평균 액적 크기를 이용

하지 않고 실험 측정치 중 노즐에서 가장 가까운 곳의 액적 크기 분포를 구현할 수 있도록 조정 상수로 고려하였다. 노즐로부터 분사된 액적은 saturation 온도로 계속 유지되며 주변 기체와의 열교환에 의해 증발하게 된다. 액적 분열, 증발 및 충돌 모델 등은 기존의 디젤 분무 모델들을 사용하고 있으며 증발 시간이 실험에 비해 길게 예측되는 등 아직 개선의 여지가 많이 남아있다.

2.7 분무 연소

연소현상에 대한 자세한 수치해석 기법의 개발은 연소공학분야에 있어서 새로운 추세로 떠오르고 있다. 이러한 기법들은 열역학적, 전달 현상학적 물성치의 가변성과 다양한 개개의 반응시스템을 포함하는 자세한 화학반응기체를 고려하고 있다. 이제까지 진행되어온 연구들은 주로 가스상의 예혼합 및 확산화염에 적용되어 왔으나[1-4] 액체연료의 수치모사에 점차 적용이 확대되고 있다.[5]

분무연소 자체의 기초적인 면에 있어서는 정적인 주위 가스내에서 이루어지는 액적 연소 문제[6-8]와 대향류 제트와 벽충돌 제트 상황에서 이루어지는 축대칭 분무 정체 화염 (spray stagnation flames) [9-11]이 있다. 미소 중력하의 정적인 주위 가스내에서의 액적의 연소는 강제대류 및 자연대류에 의한 복잡성이 배제된 고전적인 화염구조를 발생시킨다. 따라서 이에 관한 수치적, 실험적 연구결과는 열역학적, 전달현상학적 및 화학반응 모델들의 평가를 가능하게 하며 향후 다양한 모델의 개발을 위한 중요한 연구대상으로 자리매김하고 있다.

분무 정체 화염에서 사용되는 분무 대향류 버너는 일반적으로 축이 일치하는 두 개의 수직방향으로 마주보는 유관으로부터 나오는 제트를 가진다. 아래에 위치한 유관으로부터의 유동은 미립화기에 의해 생성된 분무와 산화제나 가스상태의 연료로 구성되는 수송가스로 구성된다. 충돌분무 유동이 연구대상이 될 경우에는 아래 유관은 그대로 유지하고 위 유관을 벽으로 대체하게 된다. 연료 분무, 수송가스 및 산화가스를 적절히 조정함으로써 예혼합 및 확산

산화염을 대향류 버너에 만들 수 있다. 이러한 화염들에서는 형상의 축 대칭성으로 인하여 축방향 속도성분과 모든 상태 변수들이 축방향 좌표에만 의존하며 반경방향 속도성분은 반경방향 좌표에 선형적으로 변하며 압력은 두 좌표에 특별한 식을 통해 의존함을 가정할 수 있다. 이러한 가정은 지배방정식을 상미분 방정식으로 바꾸어줌으로서 이론적, 수치적 연구를 단순화시켜 대단위 계산에 의해 기인되는 여러 가지 어려움없이 상세한 모델의 적용에 주의를 집중할 수 있는 장점이 있다. 또한 비교적 간단한 형상 및 유동구조로 인하여 실험이 용이하므로 분무 및 화염의 구조를 높은 정확도로 예측할 수 있다. 이러한 이점들로 인해 분무 대향류 화염에 대한 수치적 연구가 활발하게 이루어졌다. 하지만 액적들간의 충돌 및 병합과 같은 상호작용이 무시할 만한 층류 유동 상황에서 정체단면이 미립화기에서 멀리 떨어져 있어 액적 수 밀도가 낮은 경우에 대한 연구가 주를 이루었다. 따라서 다양한 실제적인 연료에 대해 전체 화학 반응기체나 체계적인 방법으로 축약된 화학 반응기체를 사용하고 난류를 고려한 난류 대향류 분무 연소 연구로의 확장이 요구된다.

실제적인 분무 기기에 대해서도 많은 수치적 연구가 수행되었다.[12-39] 초기의 분무 연소에 관한 수치적 연구들은 비교적 간단한 모델들과 적은 수의 격자가 사용되었으며[12-16] Sirignano[17,18]와 Faeth[19,20]의 논문에 잘 정리되어 있다.

Raju와 Sirignano[21]는 hybrid Eulerian-Lagrangian 방법을 사용하여 centorbody 연소기의 연소 및 유동을 해석하였다. 비정상 2차원 가스유동을 위해서는 Eulerian 지배방정식을 사용하였고 액적들을 위해서는 Lagrangian 좌표상의 지배방정식을 사용하였다. 증발모델은 액적이 열 및 액적내 액체의 내부 순환유동을 포함한 비정상 효과를 고려하였다. 난류유동을 위해서는 k-e 모델[22]을 사용하였으며 연소를 위해서는 envelope 화염이 존재하지 않고 개개의 액적들이 연료가스 형태의 생성항으로 작용한다는 가정에 기초한 난류확산화염과

유사한 처리를 하는 모델을 사용하였다. 반응율의 계산은 Spalding의 eddy breakup 모델 [23]로부터 구해지는 반응율과 Westbrook과 Dryer[24]의 단위 스텝 반응 기체에 기초한 Arrhenius 반응율[25-28] 중 최소값을 사용하였다. 효율적인 해석 방법을 구축하는 것이 그들의 주된 연구목표였으며 연소기내의 유동장의 정성적인 측면을 예측하는데는 성공적이었다. 하지만 난류, 연소, 증발을 위해 사용된 모델의 부정확성과 이상화된 분사 과정으로 인해 정량적인 차이가 예측되었다. 같은 해석 방법이 다화학종의 분무연소 계산에 적용되었다 [29]. 혼합을 증가에 의해 향상된 에너지 변환율을 얻었으나 연료조성의 차이에 의한 효과는 무시할 만 하였다. 하지만 연소기의 후류끝단에서는 연료조성에 의한 효과가 중요한 것으로 나타났다.

Raju[30]는 Monte Carlo 확률밀도함수법과 수치유체역학을 결합한 방법을 난류 분무 연소의 해석에 적용하였으며 대규모의 연소로 계산을 수행하기 위해 병렬계산방법을 사용하였다. 가스 유동의 평균속도 및 난류장은 표준 k-e 난류 모델을 사용하였으며 화학종 밀도와 엔탈피의 joint 확률밀도함수는 모델링된 천이 방정식으로부터 구하였고 액체상을 위해서는 Lagrangian 기술법에 기초한 dilute 분무 모델을 사용하였다. 확률밀도함수 천이 방정식을 위해서는 Monte Carlo 방법을 사용하였고 분무 모델을 위해서는 이전의 연구방법[21,29]을 그대로 적용하였다. 또한 Raju[31]는 동일한 해석방법을 비정렬 격자계 및 병렬 계산으로 확장하였다. 비정렬 격자계를 도입함으로써 복잡한 형상을 비교적 쉽게 처리할 수 있었다. 확률밀도함수법 및 전산유체역학 해석에서는 우수한 병렬화 성능을 얻었으나 분무해석에 있어서는 큰 성능 향상을 얻지 못하였다.

Aggarwal과 Chitre[32]는 정적 공기에 분사된 메탄을 연료에 생성된 난류 분무 연소의 자세한 구조를 조사하였다. 가스상을 위해서는 Favre 평균된 지배방정식 및 k-e-g 모델을 사용하였다. 부분 평형 모델(partial equilibrium model)로부터 계산된 열역학적 스칼라 변수들

과 함께 clipped Gaussian 확률밀도함수를 conserved scalar approach를 통해 적용하였다. 난류 분무 화염의 구조가 가스상태의 확산화염과는 정성 및 정량적으로 크게 차이가 있음을 보여주었으며 분무 화염이 액체상에 일어나는 비정상 과정들에 큰 의존성을 보임을 보고하였다.

Hollmann과 Gutheil[33]은 비연소 및 연소 상황의 분무를 기술하기 위하여 표준 분무 및 난류 모델을 사용하여 난류 메탄을 분무 확산화염을 연구하였다. 계산결과는 분무와 공기 제트의 상호작용이 강하지 않은 상황에서의 난류 메탄을 분무 연소의 다양한 특성을 잘 보여 주었으며 McDonell과 Samuelson[34-36] 및 Solomon et al.[37,38]의 스월이 없는 경우의 air-assisted 메탄을 분무 실험데이터와 비교되었다. 또한 분무 연소의 수치해석에 있어서 분무 특성과 관련되는 자세한 입력 조건의 사용이 중요함을 보여 주었다.

Kim과 Huh[39]는 환형 공기 제트와 상호작용하는 정상 할로우 콘 메탄을 분무 연소를 수치적으로 해석하였다. 가스상 유동을 위해서는 Eulerian 지배방정식을 해석하였고 분무를 위해서는 stochastic Lagrangian 방법을 사용하였다. 분사된 액적 그룹들의 초기조건은 측정된 [40] 액체 부피 유속 및 Sauter Mean Diameter(SMD)에 기초한 분포 함수로부터 확률적으로 추출되었다. 가스유동을 위한 질량, 운동량, 에너지, 난류운동 에너지 및 그 소산율에 대한 방정식외에 혼합분율(mixture fraction)의 평균 및 분산에 대한 방정식을 추가하였다. 혼합분율의 Favre 평균 및 분산, $\bar{\xi}$ 및 $\overline{\xi'^2}$,은 다음의 천이 방정식을 만족한다.

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\bar{\xi})}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}\bar{u}\bar{\xi}) = \nabla \cdot \left[\frac{\mu_1}{Sc_{\xi}} \nabla \bar{\xi} \right] + \rho^s$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\overline{\xi'^2})}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}\bar{u}\overline{\xi'^2}) =$$

$$\nabla \cdot \left[\frac{\mu_1}{Sc_{\xi^2}} \nabla \overline{\xi'^2} \right] + \frac{2\mu_1}{Sc_{\xi^2}} (\nabla \bar{\xi})^2 - \bar{\rho}\bar{\xi}$$

여기서 ρ^s 는 액적으로부터 가스로의 질량전달

이며 Schmidt 수, Sc_{ξ} 와 $Sc_{\xi^{-2}}$ 에는 상수 값 0.7 [41]을 사용하였다. 스칼라 소산율 (scalar dissipation rate)은 속도와 혼합분율의 혼합 시간 척도들의 증가성[42]으로부터 다음과 같이 모델링하였으며

$$\dot{\lambda} = c_x \frac{\xi}{k} \xi^{-2}$$

상수 $c_x=2.0$ 을 사용하였다. 혼합분율의 평균과 분산을 결정한 뒤에는 평균 온도, 밀도, 화학종들의 질량분율을 혼합분율에 대한 국소 확률밀도함수로부터 다음과 같이 결정하였다.

$$\begin{aligned} T(\mathbf{x}) &= \int_0^1 T^{SLFM}(\xi^*) P(\xi^*; \mathbf{x}) d\xi^* \\ \frac{1}{\rho(\mathbf{x})} &= \int_0^1 \frac{1}{\rho^{SLFM}(\xi^*)} P(\xi^*; \mathbf{x}) d\xi^* \\ \bar{Y}_i(\mathbf{x}) &= \int_0^1 Y_i^{SLFM}(\xi^*) P(\xi^*; \mathbf{x}) d\xi^* \\ P(\xi^*; \mathbf{x}) &= \frac{\bar{\rho}(\mathbf{x})}{\rho^{SLFM}(\xi^*)} P(\xi^*) \end{aligned}$$

$T^{SLFM}(\xi^*)$, $\rho^{SLFM}(\xi^*)$ 그리고 $Y_i^{SLFM}(\xi^*)$ 는 $1 s^{-1}$ 의 변형율(strain rate)을 사용한 정상 층류 화염 모델(stationary laminar flamelet model)[2]과 매탄올에 대한 자세한 반응 기제(reaction mechanism) [43]를 사용하여 구하였다. 당량비(equivalence ratio)가 1보다 높은 매탄올의 혼합물에 있어서 화학평형 가정은 잘못된 결과를 주는데 매탄올에 산소원자가 포함되어 있어서 그 자체로서 열역학적 평형상태로 존재하지 않기 때문이다. Favre 확률밀도함수, $P(\xi^*; \mathbf{x})$ 는 베타함수형태[44]로 표현하였다. 매탄올 화염은 비발광성(nonluminous)이므로 복사 열전달의 효과는 무시할 수 있다고 가정하였다.

세가지의 서로 다른 공기 유량에 대하여 평균 가스 온도, OH 농도, SMD 및 액체 부피 유속은 실험치와 일치하는 결과를 주었다. 환형 공기 제트는 액적들을 축방향으로 몰아줌으로써 소형의 연소실에 적합한 폭이 좁고 길이가 짧은 연소영역을 제공하였다. 공기 제트가 없는 경우에 생긴 실험치와의 불일치는 액적과

난류에디의 상호작용을 기술하는 등방성 난류 분산 모델에 기인하는 것으로 판단되며 그 외에 가스상의 난류 모델, 분사기에서의 분사조건 그리고 액적과 가스간의 질량, 운동량, 에너지의 상호작용을 기술하는 상관식들의 불확실성등도 그 원인으로 생각된다.

참고 문헌

(분무 미립화 및 액적 분열 모델)

1. P.J. O'Rourke and A.A. Amsden, "The TAB Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup", SAE Paper 872089, 1987
2. R.D. Reitz, Modeling Atomization Processes in High-Pressure Vaporizing Sprays, Atomization and Sprays Technol., Vol 3, pp. 309-337, 1987
3. J.C. Beale and R.D. Reitz, "Modeling Spray Atomization with the Kelvin-Helmholtz/Rayleigh-Taylor Hybrid Model", Atomization and Sprays, Vol 9, pp. 623-650, 1999
4. C. Beatrice, P. Belardini, C. Bertoli, M.C. Cameretti and N.C. Cirillo, "Fuel Jet Models for Multidimensional Diesel Combustion Calculation: An Update", SAE Paper 950086, 1995
5. Z. Han, S. Parrish, P.V. Farrell and R.D. Reitz, "Modeling Atomization Processes of Pressure-Swirl Hollow-Cone Fuel Sprays", Atomization and Sprays, Vol 7, pp. 663-684, 1997
6. M.A. Patterson and R.D. Reitz, "Modeling the Effects of Fuel Spray Characteristics on Diesel Engine Combustion and Emission", SAE Paper 980131, 1998
7. K.Y. Huh, E. Lee and J.-Y. Koo, "Diesel Spray Atomization Model Considering Nozzle Exit Turbulence Conditions", Atomization and Sprays, Vol 8, pp. 453-469, 1998
8. C. Sarre, S. Kong and R.D. Reitz, "Modeling the Effects of Injector Nozzle Geometry on Diesel Sprays", Submitted to

- Atomization and Sprays for publication, 1999
9. Taylor, G.I., "The Instability of Liquid Surfaces When Accelerated in a Direction Perpendicular to Their Planes," The Scientific Papers of G. I. Taylor, ed. G. K. Batchelor, Vol. III, University Press, Cambridge, 1963
 10. J.C. Beale, "Modeling Fuel Injection Using the Kelvin-Helmholtz/Rayleigh-Taylor Hybrid Atomization Model in KIVA-3v", M.S. thesis, University of Wisconsin, Madison, WI, 1999
 11. P.K. Senecal, D.P. Schmidt, I. Nouar, C.J. Rutland and R.D. Reitz, "Modeling High Speed Viscous Liquid Sheet Atomization", Submitted to Atomization and Sprays for publication, 1999
- (충돌 및 병합 모델)
1. Dukowicz, J.K., "A Particle-Fluid Numerical Model for Liquid Sprays," J. Comp. Physics, Vol 35, pp. 229-253, 1980
 2. O'Rourke, P.J., "Statistical Properties and Numerical Implementation of a Model for Droplet Dispersion in a Turbulent Gas," Los Alamos National Laboratory report LA-UR-87-2376, 1989
- (벽 충돌 모델)
1. N. Katsura, M. Saito, J. Senda, and H. Fujimoto, "Characteristics of a Diesel Spray Impinging on a Flat Wall", SAE 890264, 1989
 2. H. Fujimoto, J. Senda, M. Nagae, A. Hashimoto, M. Saito, and N. Katsura, "Characteristics of a Diesel Spray Impinging on a Flat Wall", COMODIA Vol 90, 1990
 3. J. Senda, Y. Fukami, Y. Tanabe, and H. Fujimoto, "Visualization of Evaporative Diesel Spray Impinging upon Wall Surface by Exciplex Fluorescence Method", SAE 920578, 1992
 4. J. D. Naber and P. V. Farrell, "Hydrodynamics of Droplet Impingement on a Heated Surface", SAE 930919, 1993
 5. J. D. Naber and R. D. Reitz, "Modeling Engine Spray/wall Impngement", SAE 880107, 1988
 6. Naber, J. D. et al., "Fuel Impingement in a Direct Injection Diesel Engine", SAE 881316, 1988
 7. Watkins, A. P., and Park, K., "Assessment and Application of a New Spray Wall Impaction Model", IMechE C499/004/96, 1996
 8. Kweonha Park, "Development of a Non-Orthogonal Grid Computer Code for the Optimization of Direct-Injection Diesel Engine Combustion Chamber Shapes", PhD thesis, University of Manchester, 1994
 9. C. Bai and A. D. Gosman, "Development of Methodology for Spray Impingement Simulation", SAE 950283, 1995
 10. Joel E. Eckhause and R. D. Reitz, "Modeling Heat Transfer to Impinging Fuel Sprays in Direct-Injection Engines", Atomization and Sprays, Vol 5, pp. 213-242, 1995
 11. J. Senda, T. Kanda, M. Al-Roub, P. V. Farrell, T. Fukami and H. Fujimoto, "Modeling Spray Impingement Considering Fuel Film Formation on the Wall", SAE 970047, 1997
 12. Joh Miok and Kang Y. Huh, "A Numerical Model for Atomization of an Impinging Spray on the Wall", Journal of ILASS-KOREA, Vol 2, No 1, pp. 36-45, 1997
 13. C. Mundo, M. Sommerfeld, and C. Tropea, "Experimental Studies of the Deposition and Splashing of Small Liquid Droplets Impinging on a Flat Surface", ICLASS-95, pp. 134-141, 1995
 14. Chr. Mundo, M. Sommerfeld and C. Tropea. "Droplet-Wall Collisions: Experimental Studies of Deformation and Breakup Process", Int. J. Multiphase Flow, Vol 21, No 2, pp. 151-173, 1995
 15. Wachters, L. H., and Westerling, N. A. J., "The Heat Transfer from a Hot Wall to Impinging Water Drops in the Spheroidal

State", Chem. Engng. Sci., Vol 21, pp. 1047-1056, 1966

(Interfacial Transfer)

1. W. A. Sirignano, Fluid Dynamics and Transport of Droplets and Sprays, Cambridge University Press, 1999
2. W. A. Sirignano, "Fluid Dynamics of Sprays - 1992 Freeman Scholar Lecture", Journal of Fluids Engineering, Vol 115, pp. 345-378, 1993
3. A. H. Lefebvre, Atomization and Sprays, Hemisphere Publishing Corporation, 1989
4. G. G. Stokes, Scientific Papers, University Press, Cambridge, 1901
5. A. Putnam, "Integratable Form of Droplet Drag Coefficient", J. Am. Rocket Soc., Vol 31, pp. 1467-1468, 1961
6. P. Eisenklam, S. A. Arunachlaman and J. A. Weston, "Evaporation Rates and Drag Resistance of Burning Drops", 11th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 715-728, 1967
7. G. A. E. Godsave, "Studies of the Combustion of Drops in a Fuel Spray: The Burning of Single Drops of Fuel", Fourth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 818-830, 1953
8. D. B. Spalding, "The Combustion of Liquid Fuels", Fourth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 847-864, 1953
9. C. K. Law, "Unsteady Droplet Vaporization with Droplet Heating", Combustion and Flame, Vol 26, pp. 17-22, 1976
10. W. A. Sirignano, "Theory of Multi-Component Fuel Droplet Vaporization", Arch. Thermodynam. Combust., Vol 9, pp. 231-247, 1978
11. C. K. Law and W. A. Sirignano, "Unsteady Droplet Combustion with Droplet Heating-II, Conduction Limit", Combust. Flame, Vol 28, pp. 175-186, 1977
12. S. K. Aggarwal, A. Y. Tong and W. A. Sirignano, "A Comparison of Vaporization Models in Spray Calculations", AIAA J., Vol 22, pp. 1448-1457, 1984
13. S. Prakash and W. A. Sirignano, "Liquid Fuel Droplet Heating with Internal Circulation", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol 21, pp. 885-895, 1978
14. S. Prakash and W. A. Sirignano, "Theory of Convective Droplet Vaporization with Unsteady Heat Transfer in the Circulating Liquid Phase", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol 23, pp. 253-268, 1980
15. A. Y. Tong and W. A. Sirignano, "Analytical Solution for Diffusion and Circulation in a Vaporizing Droplet", 19th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 1007-1020, 1982
16. A. Y. Tong and W. A. Sirignano, "Analysis of Vaporizing Droplet with Slip, Internal Circulation and Unsteady Liquid Phase Heat Transfer", JSME-ASME Thermal Engineering Joint Conference, Honolulu, Hawaii, March 1982
17. R. J. Haywood, R. Nafziger and M. Renksizbulut, "A Detailed Examination of Gas and Liquid Phase Transient Processes in Convective Droplet Evaporation", J. Heat Transfer, Vol 111, pp. 495-502, 1989
18. M. Bussmann and M. Renksizbulut, "Studies on Droplet Evaporation", Report No 3 Mechanical Engineering Dept., University of Waterloo, 1990
19. H. A. Dwyer, "Calculation of Droplet Dynamics in High Temperature Environments", Prog. Energy Combust. Sci., Vol 15, pp. 131-158, 1989
20. M. Renksizbulut, M. Bussmann and X. Li, "A Droplet Vaporization Model for Spray Calculations", Part. Part. Syst. Charact., Vol 9, pp. 59-65, 1992

(역적분산모델)

1. X. Q. Chen and J. C. F. Pereira, "Computation of Turbulent Evaporating Sprays with Well-Specified Measurements: A Sensitivity Study on Droplet Properties", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol 39, No 3,

- pp. 441-454, 1996
2. A. D. Gosman and E. Ioannides, "Aspects of Computer Simulation of Liquid-Fueled Combustors", AIAA Paper 81-0323, 1981
 3. Q. Zhou and M. A. Leschziner, "A Time-Related Stochastic Model for Particle Dispersion in Anisotropic Turbulence", Proceedings of the 8th Turbulent Shear Flows Symposium, Munich, September, 1991
 4. X. Q. Chen and J. C. F. Pereira, "Prediction of Evaporating Spray in Anisotropically Turbulent Gas Flow", Numer. Heat Transfer, Vol 27, pp. 143-162, 1995
 5. A. Adeniji-Fashola and C. P. Chen, "Modeling of Confined Turbulent Fluid-Particle Flows using Eulerian and Lagrangian Schemes", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol 33, pp. 691-701, 1990
 6. J. M. MacInnes and F. V. Braco, "Stochastic Particle Dispersion Modeling and the Tracer-Particle Limit", Phys. Fluids A, Vol 4, pp. 2809-2824, 1992
 7. J. S. Shirolkar, C. F. M. Coimbra and M. Q. McQuay, "Fundamental Aspects of Modeling Turbulent Particle Dispersion in Dilute Flows", Prog. Energy Combust. Sci., Vol 22, pp. 363-399, 1996
- (Two-Phase Injection)
1. Faeth, G.M., "Evaporation and Combustion of Sprays", Prog. Energy Combust. Sci. Vol 9, pp. 1-76, 1983
 2. Fauske, K.H., "Two-Phase and Two- and One Component Critical Flow", Symposium on Two Phase Flow G101-114, 1965
 3. He, L. and Ruiz, F., "Effect of Cavitation on Flow and Turbulence in Plain Orifices for High-Speed Atomisation" Atomization and Sprays Vol 5, pp. 569-584, 1995
 4. Schmidt, D.P., Rutland, C.J., Corradini, M.L., "A Fully Compressible, Two-Dimensional Model of Small, High-Speed, Cavitating Nozzles", Atomization and Sprays Vol 9, pp. 255-276, 1999
 5. Aamir, M.A. and Watkins, A.P., "Numerical Analysis of Depressurisation of Highly Pressurised Liquid Propane", Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol 21, pp. 420-431, 2000
 6. Vandroux-Koenig, S. and Berthoud, G., "Modelling of a TwoPhase Momentum Jet Close to the Breach, in the Containment Vessel of a Liquefied Gas", J. Loss Prev. Process Ind. Vol 10, pp. 17-29, 1997
 7. Dunbar, C.A., Watkins, A.P. and Miller, J.F., "Theoretical Investigation of the Spray from a Pressurized Metered-Dose Inhaler", Atomization and Sprays, Vol 7, pp. 417-436, 1997
- (분무연소)
1. A. Y. Klimenko and R. W. Bilger, "Conditional Moment Closure for Turbulent Combustion", Prog. Energy Combust. Sci., Vol 25, pp. 595-687, 1999
 2. S. H. Kim, K. Y. Huh and L. Tao, "Application of the Elliptic Conditional Moment Closure Model to a Two-Dimensional Nonpremixed Methanol Bluff-Body Flame", Combust. Flame, Vol 120, pp. 75-90, 2000
 3. N. Peters, "Laminar Diffusion Flamelet Models in Non-Premixed Turbulent Combustion", Prog. Energy Combust. Sci., Vol 10, pp. 319-339, 1984
 4. S. B. Pope, "PDF Methods for Turbulent Reactive Flows", Prog. Energy Combust. Sci., Vol 11, p. 119, 1986
 5. G. M. Faeth, "Spray Combustion Phenomena", Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 1593-1612, 1996
 6. T. J. Held and F. L. Dryer, "An Experimental and Computational Study of Methanol Oxidation in the Intermediate- and High-Temperature Regimes", Twenty-Fifth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 901-908, 1994
 7. A. J. Marchese and F. L. Dryer, "The Effect of Liquid Mass Transport on the

- Combustion and Extinction of Bicomponent Droplets of Methanol and Water", *Combust. Flame*, Vol 105, p. 104, 1996
8. A. J. Marchese and F. L. Dryer, R. Colantonio and V. Nayagam, "Microgravity Combustion of Methanol and Methanol/Water Droplets: Drop Tower Experiments and Model Predictions", *Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 1209-1217, 1996
 9. S. C. Li, "Spray Stagnation Flames", *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol 23, pp. 303-347, 1997
 10. H. K. Chelliah, M. Bui-Pham, K. Seshardi and C. K. Law, "Numerical Description of the Structure of Counterflow Heptane-Air Flames Using Detailed and Reduced Chemistry with Comparison to Experiments", *Twenty-Fourth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 851-857, 1992
 11. J. H. Kent and F. A. Williams, "Extinction of Laminar Diffusion Flames for Liquid Fuels", *Fifteenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 315-325, 1974
 12. J. Swithenbank, A. Turan and P. G. Felton, *Three Dimensional Two Phase Mathematical Modeling of Gas Turbine Combustors*, In *Gas Turbine Design Problems*, Hemisphere, 1980, pp. 249-314
 13. F. Boyson and J. Swithenbank, "Spray Evaporation in Recirculating Flow", *Seventeenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 443-453, 1978
 14. C. T. Crowe, "A Computational Model for the Gas Droplet Flow Field in the Vicinity of an Atomizer", *Technical Report*, Western States Section/Combustion Institute WSS/CI preprint 74-23, 1974
 15. Y. El Banhawy and J. H. Whitelaw, "Calculation of the Flow Properties of a Confined Kerosene Spray Flame", *AIAA Journal*, Vol 18, pp. 1503-1510, 1980
 16. C. T. Crowe, M. P. Sharma and D. E. Stock, "The Particle Source In Cell (PSI) Model for Gas Droplet Flows", *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol 99, pp. 325-332, 1977
 17. W. A. Sirignano, "Fuel Droplet Vaporization and Spray Combustion", *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol 9, pp. 291-322, 1983
 18. W. A. Sirignano, "The Formulation of Spray Combustion Models: Resolution Compared to Droplet Spacing", *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol 108, No 3, pp. 633-639, 1986
 19. G. M. Faeth, "Current Status of Droplet and Liquid Combustion", *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol 3, pp. 191-224, 1977
 20. G. M. Faeth, "Spray Combustion Models - a Review", In *AIAA preprint 79-0293*, 17th Aerospace Sciences Meeting, New Orleans, LA, 1979
 21. M. S. Raju and W. A. Sirignano, "Spray Computations in a Centerbody Combustor", *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol 1, pp. 710-718, 1989
 22. B. E. Launder and D. B. Spalding, "Mathematical Models of Turbulence", Academic Press, London, United Kingdom, 1997
 23. D. B. Spalding, "Mathematical Models of Turbulent Flames: A Review", *Combust. Sci. Tech.*, Vol 13, pp. 3-25, 1976
 24. C. K. Westbrook and F. L. Dryer, "Chemical Kinetic Modeling of Hydrocarbon Combustion", *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol 10, pp. 1-57, 1984
 25. F. A. Williams, *Combustion Theory*, Benjamin-Cummings, Menlo Park, 1985
 26. K. K. Kuo, *Principles of Combustion*, John Wiley and Sons, New York, New York, 1986
 27. R. A. Strehlow, *Combustion Fundamentals*, McGraw-Hill, 1984
 28. I. Glassman, *Combustion*, Academic Press, 1996
 29. M. S. Raju and W. A. Sirignano,

- "Multicomponent Spray Computations in a Modified Centerbody Combustor", *Journal of Propulsion and Power*, Vol 6, pp. 97-105, 1990
30. M. S. Raju, "Application of Scalar Monte Carlo Probability Density Function Method for Turbulent Spray Flames", *Numerical Heat Transfer, Part A*, Vol 30, pp. 753-777, 1996
31. M. S. Raju, "Scalar Monte Carlo PDF Computations of Spray Flames on Unstructured Grids with Parallel Computing", *Numerical Heat Transfer, Part B*, Vol 35, pp. 185-209, 1999
32. S. K. Aggarwal and S. Chitre, "On the Structure of Unconfined Turbulent Spray Flames", *Combust. Sci. Tech.*, Vol 81, pp. 97-113, 1992
33. C. Hollmann and E. Gutheil, "Modeling of Turbulent Spray Diffusion Flames Including Detailed Chemistry", *Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 1731-1738, 1996
34. V. G. McDonell, M. Adachi and G. S. Samuelsen, "Structure of Reacting and Non-reacting, Non-swirling, Air Assisted Sprays, Part 1: Gas Phase Properties", *Atomization and Sprays*, Vol 3, No 4, pp. 389-410, 1993
35. V. G. McDonell, M. Adachi and G. S. Samuelsen, "Structure of Reacting and Non-Reacting, Non-Swirling, Air Assisted Sprays, Part 2: Drop Behavior", *Atomization and Sprays*, Vol 3, No 4, pp. 411-436, 1993
36. V. G. McDonell and G. S. Samuelsen, "Detailed Data Set: PDI and IRES Measurements in Methanol Sprays under Reacting and Non-Reacting Conditions, Case(A-C)", *UCI Combustion Laboratory Report*, UCI-ARTR-90-17(A-C), 1990
37. A. S. P. Solomon, J. S. Shuen, Q. F. Zhang and G. M. Faeth, "Structure of Nonevaporating Sprays, Part I: Initial Conditions and Mean Properties", *AIAA Journal*, Vol 23, No 10, pp. 1548-1555, 1985
38. A. S. P. Solomon, J. S. Shuen, Q. F. Zhang and G. M. Faeth, "Structure of Nonevaporating Sprays, Part II: Drop and Turbulence Properties", *AIAA Journal*, Vol 23, No 11, pp. 1724-1730, 1985
39. W. T. Kim, K. Y. Huh and J. A. Friedman, "Numerical Simulation of a Steady Hollow-Cone Methanol Spray Flame within an Annular Air Jet", 2000, submitted to *Combustion Science and Technology*
40. J. A. Friedman and M. Renksizbulut, "Investigating a Methanol Spray Flame Interacting with an Annular Air Jet using Phase-Doppler Interferometry and Planar Laser-Induced Fluorescence", *Combust. Flame*, Vol 117, No 4, pp. 661-684, 1999
41. H. Pitsch, H. Barths and N. Peters, "Three-Dimensional Modeling of NO_x and Soot Formation in DI-Diesel Engines using Detailed Chemistry Based on the Interactive Flamelet Approach", *SAE Paper 962057*, 1996
42. W. P. Jones and J. H. Whitelaw, "Calculation Methods for Reacting Turbulent Flows: A review", *Combust. Flame*, Vol 48, pp. 1-26, 1982
43. N. Peters, "Flame Calculations with Reduced Mechanisms", in *Reduced Chemical Mechanisms for Applications in Combustion Systems* (N. Peters and B. Rogg. ed.), Springer-Verlag, Heidelberg, p. 3, 1993
44. P. A. Libby and F. A. Williams, "Fundamental Aspects and a Review", in *Turbulent Reacting Flows* (P. A. Libby and F. A. Williams ed.), Academic Press, London, pp. 2-61, 1994