

디젤기관에서의 燃燒室內

噴霧流動의 모델 (I)

金 光 洙

<大宇重工業 技術研究所>

1. 서 론

디젤기관에서의 디젤燃焼는 가솔린機關의 그것과는 다른 독특하고도 복잡한 特性和 매우 짧은 時間에 노즐에서부터 燃料의 噴射, 蒸發, 着火 및 연소과정이 모두 끝나게 되는 순간적인 特性 때문에 아직까지 理論的, 實驗的인 명확한 근거를 제시하지 못하고 있는 實情이다.

그러나 한가지 分명한 것은 디젤燃焼는 高壓의 燃燒室內에 高速으로 噴射되는 제트 즉 燃料의 噴射特性에 따라 左右된다는 것이다. 排氣 가스中的의 스모그와 濃度는 燃燒室內에서의 燃焼의 粒子, 크기, 分布, 周圍空氣의 溫度, 壓力 및 流動狀態에 따라 크게 영향을 받게 된다. 事實, 지금까지의 몇몇 보고서에 依하면 噴霧燃焼의 粒子크기가 작을수록 스모그와 SFC 수준이 점차 감소함을 보여주고 있으며 스모그는 거의 直線의 減少하는 것으로 알려져 있다^(1,2,3). 이와 같이 노즐噴射의 噴霧特性和 디젤엔진의 燃焼特性이 相互 밀접한 關係가 있음에도 불구하고 디젤燃焼를 모델링하는 경우 人力데이터로써 實際 使用해야 할 燃焼噴霧에 對한 이해와 정보가 미비한 狀態이며 最新의 많은 外國 研究論文에서 燃燒室內에서의 空氣流動에 對한 理論과 測定이 發表되고 있으나 空氣流動과 스프레이의 流動特性을 同時에 研究한 것은 그 수가 매우 미비한 狀態이다.

앞에서도 언급한 것처럼 디젤燃焼는 燃焼의 噴射特性에 따라 크게 左右되는데 이것을 3가

지의 側面에서 보면, 燃焼噴射裝置에서는 噴霧 形狀과 粒子直徑, 空氣吸入 시스템에서는 旋회류(swirl)와 亂流, 또 燃燒室 形狀에서는 스퀴시(squish)와 燃料의 충돌이 주요한 研究課題이다.

그래서 본 解說에서는 燃料噴射用 노즐의 中心軸과 피스톤 캐비티(cavity)의 中心軸이 同一線上에 있는 燃焼시스템을 假定해서 모델링하였으며 이때 모델링計算을 위해서 Commodore PET 2001 마이크로컴퓨터를 利用하였고, 그 計算結果를 도시화하여 해석하였다.

2. 噴霧先端貫通도와 噴霧角度

디젤기관에서 燃料의 高壓噴射에 依한 噴霧貫通도에 對해서는 지금까지 다양한 實驗方法에 依해서 여러 조건하에서 많은 貫通도의 식이 發表되었다⁽⁵⁾.

그러나 Hiroyasu의 理論이 비교적 간단하기 때문에 주로 많이 이용되고 있다. 노즐噴射에 依한 液體燃焼의 예측을 위해 Levich의 假定⁽⁶⁾을 적용하면,

(1) 液體密度 ρ_a 의 제트는 가스密度 ρ_i 와 $\rho_a \ll \rho_i$ 인 狀態에서 流動한다.

(2) 제트와 가스 사이의 相對速度는 매우 크다.

(3) 제트의 速度가 증가하면 제트는 不安定하게 되어 微少한 粒子로 分열하게 된다.

(4) 微粒化의 길이 L 과 微粒化 時間 t_{break} 사이에는 다음의 關係가 있다.

$$L \approx U_0 t_{break} = \alpha \cdot \sqrt{\rho_i / \rho_a} \cdot d_0$$

(5) 손수제트 길이(Intact length)에서의 제트速度는 初期의 제트速度와 같다.

(6) 噴霧先端의 速度는 \sqrt{T} 에 比例한다.

위의 假定中 (3)(4)항에 對해서는 Ohnesorge와 Tanasawa의 理論이 있으나 Tanasawa의 理論에 依하면 噴霧의 安定性에 對한 새로운 無次元數(제트數)를 提唱하였다⁽⁷⁾.

$$\text{즉, } J_e = r D_n V^2 / \rho g \cdot \left(\frac{r_a}{r} \right)^{0.55}$$

그의 理論에 依하면 $J_e > 10$ 의 범위에서는 제트는 不安定하게 되어 噴霧를 形成하게 된다. 微粒化 開始時間은 노즐에서 燃料가 噴射된 후 噴霧의 表面이 周圍空氣와 相互流動에 依해 不安定하게 되어 粒子를 形成하기 始作하는 時의 時각을 微粒化 開始時間이라고 하고, 微粒化가 發生하는 點에서 噴霧先端까지의 距離를 微粒化길이라고 하는데 微粒化 開始時間은 燃料의 噴射特性과 噴射條件에 따라 變化하게 된다.

噴霧貫通도와 噴霧角度에 對한 理論을 보면, 제트速度 U_0 는

$$U_0 = c \sqrt{2\Delta p / \rho_l}$$

假定 (5)에서, $t_{break} = L / U_0$ 이므로,

$$t_{break} = \alpha \rho_l d_0 / \sqrt{2c^2 \rho_a \Delta p}$$

그런데 噴霧先端貫通도는 \sqrt{T} 에 比例한다고 했으므로,

$s = \beta \sqrt{T}$ 가 成立한다.

Hiroyasu의 實驗에 依하면,

$$\beta = 2^{1/4} (\alpha \cdot c \cdot d_0)^{1/2} (\Delta p / \rho_a)^{1/4}$$

$$\alpha = 15.8, c = 0.39$$

여기서 貫通도 s 는 時間에 따라 구분되는데 노즐에서부터 천이점까지의 제트영역과 천이점을 넘어선 噴霧영역의 2개로 구분된다.

그러므로, $0 < t < t_{break}$ 인 경우,

$$s = 0.39 \sqrt{2 / \rho_l \cdot \Delta p} \cdot t$$

$t \geq t_{break}$ 인 경우,

$$s = \beta \sqrt{T} = 2^{1/4} (\alpha \cdot d_0)^{1/2} \cdot (\Delta p / \rho_a)^{1/4} \cdot \sqrt{T}$$

$$\therefore s = 2.95 (\Delta p / \rho_a)^{1/4} \cdot \sqrt{d_0 \cdot t}$$

$$\text{단, } t_{break} = 28.65 \frac{\rho_l \cdot d_0}{\sqrt{\rho_a \cdot \Delta p}}$$

이러한 貫通도 計算式은 Wakuri의 噴霧에 對

한 運動量理論을 적용해도 같은 結果를 얻을 수 있다⁽⁸⁾. 많은 문헌 가운데 噴霧貫通도의 基本式은 $t \geq t_{break}$ 인 경우가 大部分이지만 貫通도를 微粒化開始時間으로 구분하여 計算한 것이 특징이다.

噴霧角度에 對한 Wakuri의 차원해석을 利用하면,

$$\theta = f \left(\frac{\rho_l}{\rho_a}, \frac{d_0, u_0, \rho_l}{\mu_a} \right)$$

噴霧角度는 微粒化 開始時間 以後에도 一定하다면,

$$\theta = \delta \left(\frac{\rho_l}{\rho_a} \right)^m \cdot (\sqrt{2\Delta p / \rho_l} \cdot d_0 \cdot \rho_l / \mu_a)^n$$

여기서 δ, m, n 은 常數로써,

$\delta = 0.00413, m = -1/4, n = -1/2$ 로 주어진다.

$$\text{그러므로 } \theta = 0.005 \left(\frac{d_0^2 \cdot \rho_a \cdot \Delta p}{\mu_a^2} \right)^{1/4}$$

가 얻어진다.

3. 벽면 제트理論

지금까지의 計算된 方法으로 燃燒室內를 가로질러 비행하는 噴霧제트는 결국 燃燒室 벽면에 충돌하여 제트가 갖고있던 固有의 速度에너지中 一部는 固定벽면과 충돌하여 壓力에너지로 변환되고 그 나머지의 速度에너지를 갖고 계속해서 연소실의 벽을 따라 흐르게 되는 이른바 벽면제트를 形成하게 되므로 제트가 燃燒室 벽면과 충돌된 이후부터는 벽면제트 이론을 적용해야 한다^(9,10).

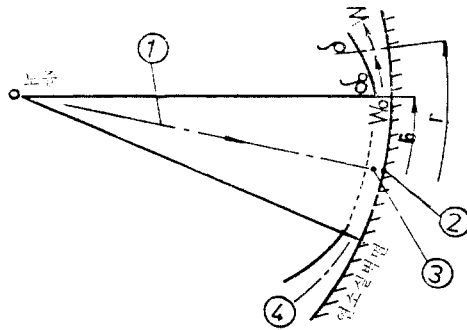


그림 1 벽면제트(wall jet) 形狀

■ 解 說

그림 1에는 khan에 의한 벽면제트모델을 나타내고 있다. 실험에 의해 求해진 벽면제트의 두께와 速度는 다음과 같이 表示될 수 있다.

$$\begin{aligned} \delta &= \delta_0 (r/r_0)^{1.006} \\ w &= w_0 (r/r_0)^{-1.06} \end{aligned}$$

그림 1에서 1은 自由噴射제트(free stream Jet) 영역이며 2는 정대점, 3은 충돌분무(impingement stream)영역, 4는 벽면 제트영역을 나타낸다. 그러나 khan의 式에서는 r_0 에 對한 關係式을 나타내지 못하므로 그림 2의 평도형의 부채꼴 원호와 원호각의 關係를 利用하면,

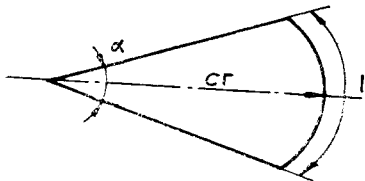


그림 2

면적 $A = 1/2 \cdot r \cdot l = 0.008727ar^2$ 에서 $l/2 = 0.0087\alpha \cdot r$ 이다.

그러므로, 이 結果를 噴霧角度에 적용하면, $r_0 = 0.0087\theta \cdot CR$

또 위의 벽면제트 理論에서 初期 제트 두께 δ_0 에 對한 關係式을 定立하기 위해서 그림 3에서와 같이 一定한 周圍壓力에서 噴射壓力와 충돌판의 角度를 變化시켰을때 發生하는 벽면제트의 두께변동에 對한 藤本 元의 모델을 利用해보면, 순간제트(transient jet)의 경우 충돌직후의 初期 벽면제트 두께는 충돌면의 形狀에 關係없다고 假定하면, 藤本 元의 理論도 燃燒室內에서의

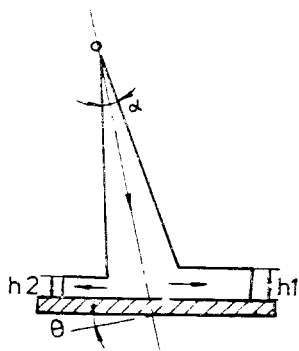


그림 3 평면충돌각에 따른 噴霧모델

噴霧 모델에 應用할 수 있다.

즉 $\theta=0$ 인 경우 $\delta = (h_1 + h_2)/2$ 가 되며 이때의 δ_0 의 값은 다음과 같다.

$$\delta_0 = 7.4(t-t_i)^{0.6} \rho_a^{-0.073}$$

또 初期 벽면제트速度 w_0 는 假定 5에 依하면 순수제트길이에서 제트速度는 初期 제트速度와 같으므로,

$$\pi r_0^2 u_0 = 2\pi r_0 \delta_0 w_0$$

여기에 δ_0 와 r_0 의 값을 代入해서 정리하면,

$$w_0 = r_0 \cdot u_0 / 2\delta_0$$

가 얻어질 수 있다. 그러나 khan은 $\delta_0 = r_0$ 로 假定하여 그의 모델링을 定立하였으므로 여기서도 그의 假定을 그대로 使用한다.

4. SMD(Sauter Mean Diameter)의 變化

液體燃料을 微粒化시키는 目的은 똑같은 燃料量으로써 보다 많은 燃料의 表面積의 유지와 周圍空氣와의 더 많은 質量傳達를 하기 위함이다. 이와같이 적당한 液體燃料의 微粒化는 디젤機關에서 보다 정속하고 보다 나은 燃燒特性을 얻기위해 매우 重要的 變數이다⁽¹²⁾.

燃料粒子分布(droplet size distribution)와 SMD에 대한 보다 자세한 內容은 문헌을 참고하고 여기서는 그 結果式만 열거한다.

燃料粒子의 分布率은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{dV}{V} &= 13.5 \left(\frac{X}{\bar{X}_{32}} \right)^3 \exp \left[-3.0 \left(\frac{X}{\bar{X}_{32}} \right) \right] d \left(\frac{X}{\bar{X}_{32}} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dV}{V} &= 30.3 \left(\frac{X}{\bar{X}_m} \right)^3 \exp \left[-3.67 \left(\frac{X}{\bar{X}_m} \right) \right] d \left(\frac{X}{\bar{X}_m} \right) \end{aligned}$$

이 式은 노즐의 形態나 使用條件에 대해 無關하며 有効噴射壓力, 空氣密度 및 燃料量에 關係되는 SMD의 實驗式은 다음과 같다.

$$\bar{X}_{32} = A(\Delta P)^{-0.135} (\rho_a)^{0.121} (B)^{0.131}$$

여기서 A 는 노즐에 따라 變하며, 홀노즐의 경우 2.33×10^{-3} , 트로틀링 핀틀노즐의 경우,

2.18×10^{-3} , 핀틀노즐의 경우는 2.45×10^{-3} 의 값을 갖는 상수이다.

5. 噴霧제트의 해석

본 모델은 그림 4에서와 같은 계산순서에 의해 BASIC 언어로 짜여진 5개의 서브프로그램을 만들어 계산한 결과를 도시화해서 해석한 것이다.

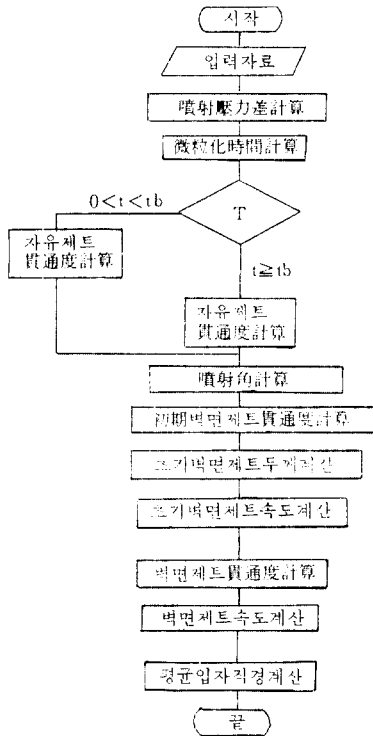


그림 4 계산과정

본 모델링에서는 노즐오리피스 직경이 0.3mm 인 노즐과 피스톤 캐비티(cavity)의 직경이 60 mm 인 燃燒室內에서 噴射壓력과 空氣密度 및 噴射前間 등을 變化시켜 가면서 霧射의 流動을 예측하였다.

燃燒室內에서의 자유제트貫通도는 噴射時間에 따라 그림 5에서 보여주는 것처럼 直線的으로 增加하게 되나 2msec 에서 變曲點이 形成됨을 알 수 있다. 이 점이 앞에서 언급한 轉이점

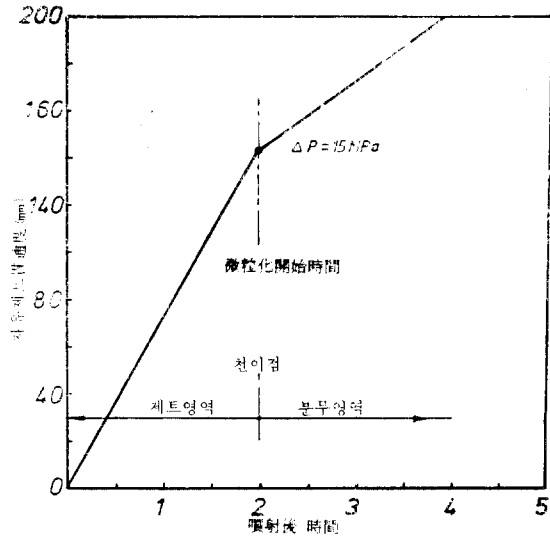


그림 5 噴射時間에 따른 자유제트의貫通度

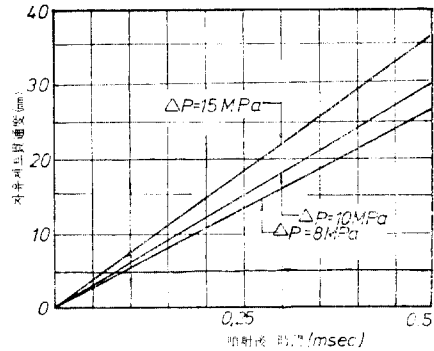


그림 6 噴射時間에 따른 자유제트貫通度

이며 이것을 左右로해서 제트영역과 噴霧영역으로 구분된다. 피스톤 캐비티內에서의 자유제트貫通度を 확대시켜 보면 그림 6과 같이 된다. 有效噴射壓力이 增加할수록貫通度は 거의 一定한 폭으로 增加하고 있다. 또 有效噴射壓力에 따른 微粒化 開始時間의 變化는 그림 7에서 나타내는 것처럼 노즐에서 燃燒室로 燃料을 噴射하는 噴射壓力이 커질수록 연료가 微粒化되는 微粒化 길이는 점차 제트상류측 즉 노즐쪽으로 이동하게 된다. 다시 말해서 노즐에서 噴出하는 즉시 微粒化가 發生함을 나타내고 있는 것이다. 또 微粒化 開始時間과 燃燒室內의 가스 密度와 關係는 周圍空氣와 접촉시에 發生하게 되는 亂

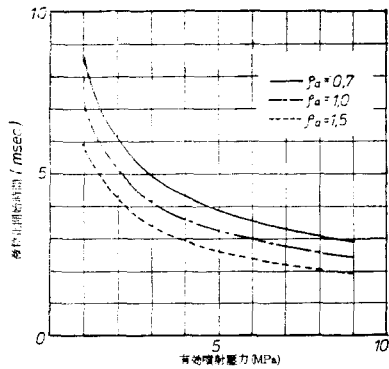


그림 7 주위가스 밀도변화에 따른 微粒化 開始時間

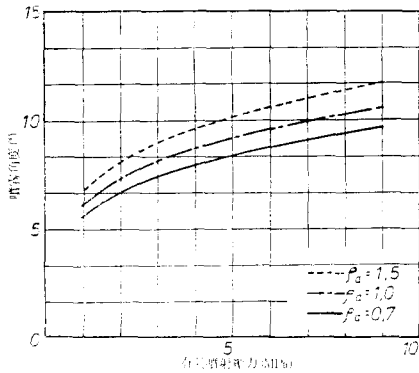


그림 8 주위가스 밀도변화에 따른 噴霧角度的 變化
流特性에 依해 가스밀도가 커질수록 微粒化 開始時間은 점차 빨라지고 微粒化가 빨리 發生하게 되는 것으로 생각된다.

그림 8은 噴霧角도와 有效噴射壓力과의 關係로써 有效噴射壓力이 增加하면 噴霧角도는 점차 增加하는 경향을 보이고 있으나 이 噴霧角도는 周圍 가스密度的 함수이므로 가스밀도가 增加할수록 噴霧의 貫通도는 減少하는 반면 噴霧角도는 점차 增加하게 된다. 그림 9에서는 燃燒室內를 가로질러 비행하던 噴霧제트가 벽면에 충돌한 뒤 벽면에서의 벽면제트 貫通도를 나타내고 있다. 벽면충돌 이후 時間과 有效噴射壓力이 增加할수록 벽면제트 貫通도는 增加하고 있으나 그림 10에서 보는것 처럼 自由제트와 벽면제트의 貫通도를 同時에 比較하면 그림 9에서 처럼 燃料噴射時間과 더불어 貫通도는 어느 경우든지

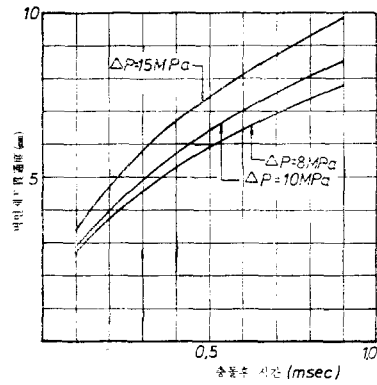


그림 9 벽면충돌후 시간에 따른 벽면제트의 貫通度

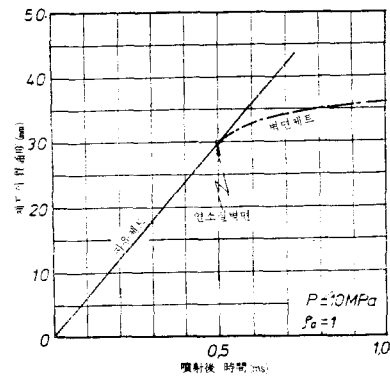


그림 10 燃燒噴射時間에 따른 噴霧貫通度

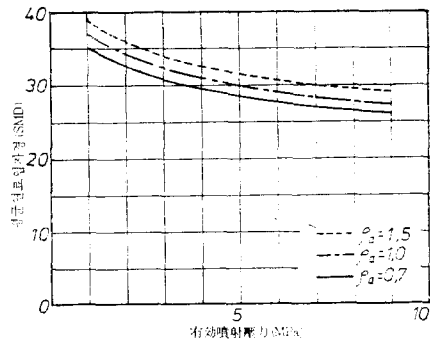


그림 11 주위가스 밀도에 따른 SMD의 변화

增加하지만 噴霧제트가 燃燒室 벽면에 到達한뒤에는 벽면제트의 貫通도가 현저하게 減少하는 모양을 보이고 있는데 이것은 문헌 (10)의 研究內容과 잘 일치하고 있다.

그림 11, 12, 13에서 平均燃料粒子徑은 有效噴

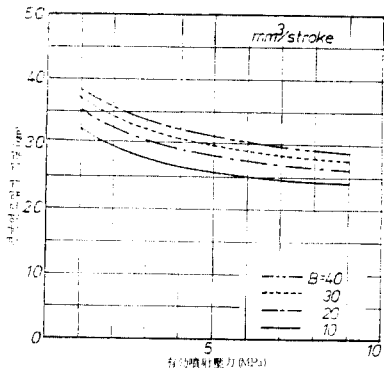


그림 12 燃燒噴霧量에 따른 SMD의 變化

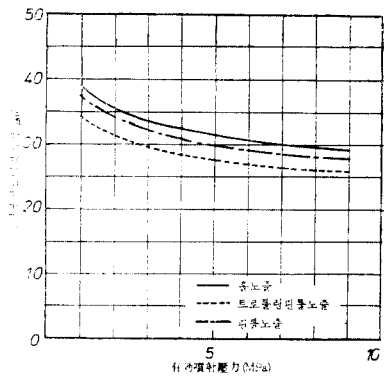


그림 13 노즐형태에 따른 SMD의 變化

射壓력과 더불어 燃料粒子가 微少하게 분쇄되는 경향을 보이고 있고, 그림 11에서는 周圍가스 密度가 增加하면 SMD 또한 增加하게 되는데 이는 가스 密度에 依해 噴霧된 微少한 粒子가 서로 충돌, 흡착하여 發生하게 된다. 또 그림 12에서는 燃料噴射量의 減少와 더불어 SMD 또한 감소하며 노즐형태에 따른 SMD의 變化를 그림 13에서 보여주고 있다.

그림 14는 지금까지의 종합된 데이터를 利用해서 피스톤캐비티 內徑이 60mm인 연소실내에서의 噴霧제트의 流動狀態를 보여주고 있는 그림으로써 3方向으로 有效噴射 壓力의 變化에 따른 自由제트의 噴霧貫通도와 壁면제트의 貫通도 및 時間을 나타내고 있다.

다시 말해서 噴射壓力이 15MPa인 경우, 噴霧角度는 12度, 壁면에 到達하는데 걸리는 時

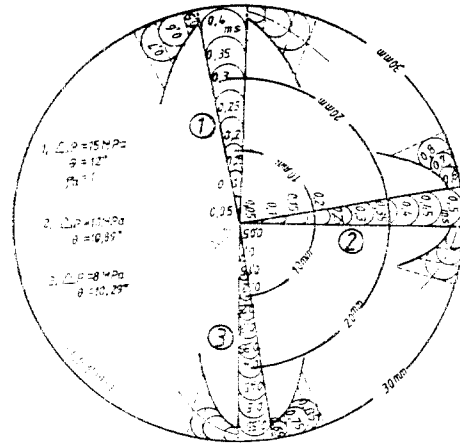


그림 14 압축기관 연소실 내에서의 噴霧形狀

間은 0.4msec 정도이며 噴射壓力이 10MPa로 떨어진 경우에는 10.89度の 噴霧角度를 形成하면서 0.5msec以後에 캐비티벽면에 到達하여 壁면제트를 形成하게 되는데 有效噴射壓力이 높은 경우가 작은 경우에 比해서 壁면제트의 두께도 크고, 貫通도도 크게 나타나고 있다. 특히 그림 14에서 보여주는 캐비티內에서의 모델은 문헌(9)에서의 실제 기관의 燃燒現象을 高速 슈리렌 사진에 依해서 研究한 內容과 잘 일치함을 보여 주고 있다.

6. 결 론

지금까지의 계산된 직접 분사식 디젤기관에서의 噴霧流動 現象은 실린더內에서의 空氣流動과 공기밀도의 溫度에 對한 變化를 고려하지 않은 경우이다.

디젤연소의 모델링을 위한 몇가지 단계, 즉 (1) 燃燒室內에서 空氣流動을 無視한 경우의 噴霧流動 特性

(2) 空氣流動(swirl, squish, turbulence)을 고려한 경우에서의 噴霧流動 特性

(3) 燃燒室內에서의 噴霧제트와 周圍氣體사이의 熱 및 質量의 이동현상

(4) 연소실 壁면과 燃燒가스 사이의 熱力學的 關係

의 4 가지 단계中 제 1 단계에 해당하는 모델로써 보다 완벽한 가정과 정확한 入力데이터를 利用하면 좋은 예측결과를 나타낼 수 있는 자료가 될 수 있겠으며 空氣流動을 고려한 경우의 噴霧流動 또한 프로그램이 거의 完成단계에 있으므로 가까운 시일내에 利用할 수 있으리라 믿는다.

記 號 設 明

- A, m, n, α, c : 실험상수
- B : 燃料噴射量($m^3/stroke$)
- CR : 피스톤 캐비티의 반경(m)
- d_0 : 노즐의 오리피스直徑(m)
- L : 微粒化 길이(m)
- ΔP : 噴射壓력과 周圍壓力的 差(pascal)
- r : 제트中心軸에서 벽면제트先端까지의 거리(m)
- r_0 : 제트中心軸에서 初期 벽면제트까지의 距離(m)
- t : 燃燒噴射時間(sec)
- t_{break} : 微粒化 開始時間(sec)
- $t-t_i$: 충돌 이후의 경과시간(msec)
- u_0 : 初期 제트速度(m/sec)
- w : 캐비티 벽면에서의 제트速度(m/sec)
- w_0 : 캐비티 벽면에서의 初期 제트速度(m/sec)
- X : 噴霧粒子的 直徑(m)
- X_{32} : SMD 直徑(m)
- ρ_a, ρ_f : 空氣와 燃料의 密度(kg/m^3)
- θ : 噴霧角度(deg.)
- μ_a : 空氣의 粘度(pascal·sec)
- δ : 캐비티 벽면에서의 제트두께(m)
- δ_0 : 캐비티 벽면에서의 初期 제트두께(m)

참 고 문 헌

- (1) 김광수, Diesel Engine Performance 향상 에 대한 Atomization Engineering 의 응용, 대우중공업, E4DR-04003, 1984.
- (2) 김광수, 壓縮着火機關의 燃燒室特性和 실린더 內的 狀態變化, 대한기계학회지, 제 23 권, 제 6 호, 1983.
- (3) 김광수, 디젤기관의 최적연소를 위한 무화 특성, 대우중공업 기술세미나, 1983.
- (4) R.D. Reitz and F.B. Bracco, On the Dependence of Spray Angle and Other Spray parameters on Nozzle Design and Operating conditions, SAE 790494.
- (5) N. Hay and P.L. Johnes, Comparisons of the Various Correlations for Spray Penetration, SAE 720776.
- (6) James N. Mattavi and Charles A. Amann, Combustion Modelling in Reciprocating Engines, Plenum Press.
- (7) 內燃機關 技術者·にめの液體微粒化(1), 內燃機關, 第 15 卷第 7 號, 1976.
- (8) 直接噴射式 機關における燃燒 (上)(下), 內燃機關, Vol. 9, 10, No. 104, 105, 1970. 11. 12.
- (9) T. Shiozaki, et. al Observation of Combustion Process in D.I. Diesel Engine via High Speed Direct and Schlieren Photography, Diesel Combustion and Emissions, SA EProc. p. 86.
- (10) 直接噴射式 ティーゼル 엔진 における 燃燒觀測, 內燃機關, 第 15 卷第 179 號, 1976.
- (11) 第 15 回 國際燃燒機關會義 파리大會 (2), 內燃機關, Vol. 23, No. 286, 1984.
- (12) Fuel Droplet Size Distribution in Diesel Combustion Chamber, H. Hiroyasu, SAE-740715.
- (13) 壓縮着火機關における 混合氣生成と燃燒概說(下), 內燃機關, Vol. 9, No. 97, 1970. 6.

