

〈논 문〉 SAE NO. 953776

디젤기관 연료분무의 분열 현상에 대한 수치해석적 연구

A Numerical Study on the Break-up of the Fuel Spray in Diesel Engine

양 희 천,* 최 영 기,** 유 홍 선**
H. C. Yang, Y. K. Choi, H. S. Ryou

ABSTRACT

Three dimensional numerical study of non-evaporating and evaporating spray characteristics was performed in a quiescent and motoring condition of direct injection diesel engine. The calculation parameter was breakup model. The breakup models used were Reitz & Diwakar model and TAB model. The modified $k-\epsilon$ turbulence model considering the compressibility effect due to the compression and expansion of piston was used.

The calculation results of the spray tip penetration and tip velocity using the TAB model showed similar trends comparing with the experimental data. Although the evaporation rate was not nearly affected with the breakup model at the higher injection pressure, in the low injection case, the evaporation rate result using the TAB model became higher than that of R & D model. The evaporation rate was increased with the injection pressure due to the vigorous interaction with the gas field.

주요기술용어 : 직접분사 디젤기관(direct injection diesel engine), 분무선단 도달거리(spray tip penetration), 분무선단 속도(spray tip velocity), 분열 모델(breakup model), 증발율(evaporation rate), 유한체적법(FVM), PISO 알고리즘(PISO algorithm)

기 호 설 명

A : TAB모델에서의 무차원 변위(=x/C₀r)
a : 면적(m²)

\bar{A} : 비감쇠 진동의 진폭
C₁, C₂, C₃, C₄, C₁', C₁'' : 난류모델 상수
C_D : 항력계수
C_F, C_b, C_k, C_d : TAB모델 상수
C₀ : 유량계수
D_d : 액적의 직경(m)

* 정회원, 서울대학교 터보동력기계 연구센터
** 정회원, 중앙대학교 기계공학과

- $D_{a,k}$: k parcel내 액적의 직경(m)
- f : 연료중기 질량비
- G_c : 난류운동에너지 생성항
- h : 비 엔탈피(kJ/kg)
- I, J, K : 각 좌표방향 격자 지시자
- K_a : 운동량 전달계수
- k : 난류운동 에너지(m^2/s^2)
- L_c : 특성길이(m)
- m_a : 액적의 질량(kg)
- m_{in} : 흡입공기의 질량(kg)
- $N_k, K_{a,k}$: k parcel내의 액적수
- P : 압력(Pa)
- Re : 레이놀즈수
- r : 액적의 반경(m)
- S_k : 난류 운동에너지 방정식의 생성항
- S_ϵ : 난류 운동에너지 소산율 방정식의 생성항
- S_ψ : 기상 지배방정식의 생성항
- S_{ψ_a} : 액상 지배방정식의 생성항
- $S_{\psi_i}, S_{\psi'_i}$: 기상과 액상의 상호작용에 의한 생성항
- T : 온도(K)
- t_a : 점성 감쇠시간
(viscous damping time)(s)
- u_i : i방향 속도성분(m/s)
- V : 검사체적의 부피(m^3)
- u', v', w' : 직교곡선 좌표계에서 기상의 각 방향
변동 속도성분(m/s)
- We : Weber수
- x : 액적의 진동변위(m)
- φ : 독립변수
- μ : 점성계수(kg/ms)
- μ_t : 난류 점성계수(kg/ms)
- ϵ : 난류 운동에너지 소산율
- $\sigma_k, \sigma_\epsilon$: k, ϵ 방정식의 프란틀수(ν/α)
- γ : 표면장력(kg/s^2), 또는 비열비
- ω : rms 변동 와도
- Γ_ψ : 지배방정식의 확산계수

1. 서 론

직접 분사식 디젤기관의 연소에 중요한 영향인

자인 혼합기의 상태는 연료의 미립화 과정에 크게 영향을 받는다. 디젤기관에서 가압된 액체연료는 아주 작은 노즐을 통해서 압축공기중으로 분사되는데 기관의 작동조건 및 노즐의 조건에 따라 차이가 있기는 하지만 일반적으로 액체연료는 액주상태로 노즐에서 분출되면서 미세액주(ligament)나 액적들로 무화(atomization)되는 것으로 알려지고 있다. 이와같은 미세액주나 액적들은 주위 공기와의 상호작용으로 분열, 충돌 및 합체, 증발되면서 혼합기를 형성하게 된다. 혼합기 형성과정은 이상(two phase) 매개체를 포함하는 매우 복잡한 과정으로 분무의 구조, 분무 도달거리, 액적의 크기분포, 분산율, 증방율 등과 같은 분무특성에 크게 영향을 받기 때문에 분무특성에 대한 연구는 필수적이다. 그러나 분무에 수반되는 일련의 과정들이 매우 복잡한 매카니즘으로 구성되어 있어 오늘날의 진보된 측정 기술에도 불구하고 정확한 측정이 어려워 분무 거동에 대한 이해와 해석에 장애요인이 되고 있다. 특히 실제로 운전되는 직접분사식 디젤기관에서 연료 분사가 이루어지는 압축행정 말기의 연소실 내부는 고온, 고압 상태이고 연료의 분사로부터 연소에 이르는 일련의 과정들이 순간적으로 진행되기 때문에 실험적 연구수행이 극히 어렵다. 이와같은 원인으로 인해 대부분의 분무특성에 대한 실험적 연구는 정적 환경에서 수행되고 있다.

한편 수치해석적 연구는 기상과 액상의 지배방정식에 대한 해를 구함으로써 정적상태 및 구동상태에서의 기상의 특성뿐만 아니라 분무특성에 대한 정성적 자료제공이 가능하다. 그러나 실제 엔진에서의 분무에 수반되는 물리적 현상들의 복잡성에 따른 분무모델링의 어려움과 컴퓨터 용량 및 성능의 제약으로 인하여 분무현상에 대한 수치해석적 연구는 최근에 이르러 본격화 되었다. 특히 통계학적인 해석방법이 분무 현상의 해석에 응용되면서 다양한 연구가 가능하게 되었다. 일반적으로 분무현상은 연속 액적(continuous droplet)모델과 불연속적 액적(discrete droplet) 모델을 이용하여 처리한다. 연속 액적 모델은 Eulerian 방법을 이용하여 액적들을 기상과

상호작용하는 연속체로 처리하는 방법으로써 Harlow와 Amsden¹⁾ 이외의 여러 연구자들에 의해서 이용되었다. 이 모델은 액적들의 크기가 동일한 경우에는 효과적인 방법이지만 실제의 직접분사식 디젤기관에서는 분무가 다양한 크기의 액적들로 구성되기 때문에 액적들을 몇 개의 범위로 크기를 구분하느냐에 따라 계산해야할 독립 변수들의 수가 증가하여서 전산시간 및 컴퓨터 용량에 제한성이 따르며, 또한 폭이 좁고 고속인 분무가 계산 격자에 경사지게 형성되면 수치확산 오차가 크게 발생할 수 있다는 단점이 있다²⁾. 불연속 액적 모델은 분무현상의 처리에 가장 일반적으로 이용되는 방법으로 분무가 통계적 분포를 갖는 유한개의 액적들로 구성된 것으로 가정하는 모델이다. 불연속 액적 모델을 이용한 수치해석적 방법에 있어서의 획기적인 발전은 Dukowicz³⁾가 Monte Carlo Method의 기본개념을 분무 계산에 적용 가능하다고 제시하면서 시작되었다. Monte Carlo Method의 개념에 근거한 stochastic particle method는 노즐출구에서의 액적분포를 비교적 소수의 계산 액적들에 의해서 확률적으로 추출하는 방법이다. 이 모델에서는 분무를 parcel들로 나누는데 이 parcel들은 크기, 속도, 온도 등이 같은 다수의 액적들로 구성된다.

O'Rourke⁴⁾는 Dukowicz의 stochastic particle method의 개념을 바탕으로 두 액적간의 충돌횟수와 충돌의 성질을 지배하는 확률분포를 통계학적으로 추출하는 방법을 이용하여 액적의 충돌 및 합체현상을 처리할 수 있는 방법을 개발하고 응용하였다. 이 방법은 Hiroyasu와 Kadota⁵⁾의 디젤분무 계산에 처음 적용된 이후 많은 연구자들에 의해서 디젤형태의 분무에 수반되는 액적간의 충돌 및 합체현상의 처리를 위한 연구에 이용되었다. 또한 Reitz와 Diwakar^{6), 7)}는 stochastic particle method의 개념을 액적의 분열현상을 처리하기 위한 방법에 적용하였다. 그들의 수치해석적 분열모델은 주위기체와 액적간의 상대 속도에 기인하는 관성력과 액적자체의 표면장력의 비로써 정의되는 Weber수의 범위에 따라 bag 분열과 stripping 분열을 선택적으로 적용할 수 있는 분열 모델을 개발하고 KIVA코드에

적용하여 연구하였다. 그들의 분열기준과 이용된 경험상수들은 단일액적의 분열에 대한 자료에 근거하고 있으며, 각 parcel들은 하나의 액적처럼 거동하고 분열과정에서 주위의 parcel에 의해 영향을 받지 않는다는 가정을 포함하고 있다. 반면에 80년대 후반에 개발된 TAB(Taylor Analogy Breakup)⁸⁾ 모델은 Taylor가 제시한 진동하며 변형되는 액적과 스프링-질량계 사이의 유사성에 근거한 모델이다. 이 모델은 스프링의 복원력과 액적의 표면장력의 유사성, 질량계에 작용하는 외력과 기체의 공기역학적 힘 사이의 유사성 뿐만 아니라 액적의 점성에 기인하는 감쇠력을 고려한 모델로써 Reitz와 Diwakar의 모델에 비해 몇가지 장점을 갖고 있는 것으로 알려지고 있다. 이와같은 장점들로는 액적자체의 점성의 영향을 고려할 수 있고, 액적의 진동 및 변형의 상태를 예측할 수 있으며, 모액적(parents drop)의 경로에 수직한 방향으로의 자애적(product drop)의 속도를 예측하여 분무각을 계산할 수 있으므로 Reitz와 Diwakar의 모델에서와는 달리 분무각을 초기조건으로 처리할 필요가 없다는 점 등이다.

본 연구는 혼합기 형성과정에 가장 중요하게 영향을 미치는 분무특성중의 하나인 분무연료의 분열현상에 대한 수치해석적 연구를 통하여 연료의 효율적인 이용이 가능하고 환경 오염물질의 배출을 저감시킬 수 있는 직접 분사식 디젤기관의 최적설계에 일조할 수 있는 정성적 자료제공을 목적으로 한다. 이와같은 목적을 위해 Reitz와 Diwakar의 분열모델^{6), 7)}과 TAB 모델⁸⁾을 이용한 수치계산 결과를 비교, 검토하여 분열에 영향을 미치는 물리적 요인들의 중요성을 인식하고, 정적상태 및 구동상태에서의 수치계산 결과를 기존의 실험결과와 비교하고자 한다.

2. 이론적 모델

2.1 지배방정식

직접분사식 디젤기관의 연소실 내부유동 해석을 위한 이상유동(two phase flow)의 지배방정

식은 다음과 같은 가정 아래 단순화 할 수 있다.

- 기상의 유동은 압축성이며 밸브 및 피스톤의 주기적 운동에 따른 부피 변화에 기인하는 밀도변화를 고려한다.
- 복사에 의한 에너지 전달현상은 무시한다.
- 액적의 초기상태는 구형으로 가정한다.
- 액적의 증발에는 화학반응이 고려되지 않는다.
- 혼합기의 상태는 이상적인 상태이며 증발된 연료증기의 Lewis 수, Schmidt 수, Prandtl 수는 각각 1로 가정한다.

위의 가정을 고려하여 Fig.2.1에 나타낸 것과 같은 직교 곡선 좌표계에 대해서 기상(gas phase)에 대한 지배방정식들을 일반적 형태로 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{1}{\Delta V} \frac{\partial}{\partial t} (\theta \rho \Delta V \phi) + \frac{\partial}{\partial \xi} (\theta \rho w_R \phi)$$

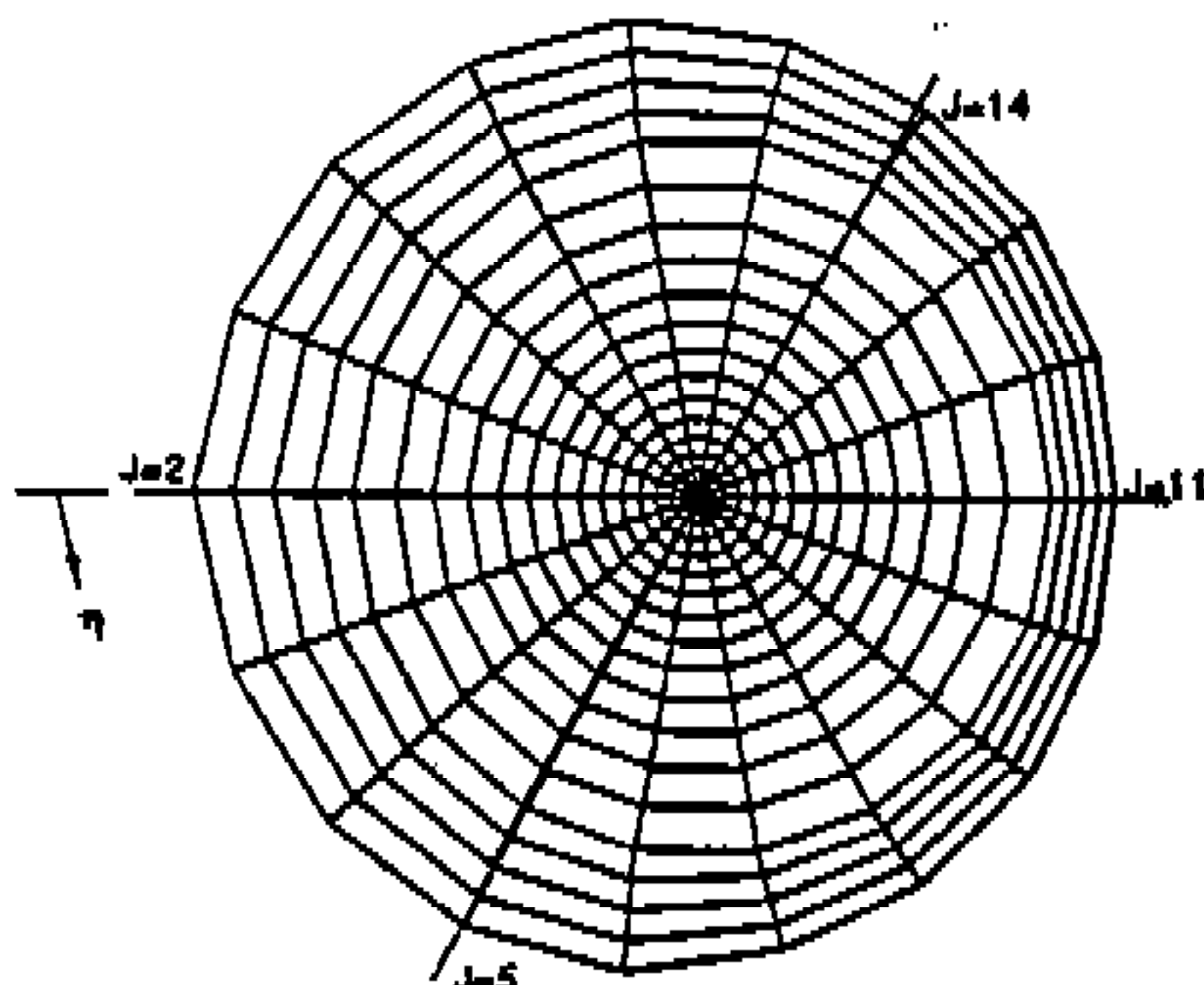
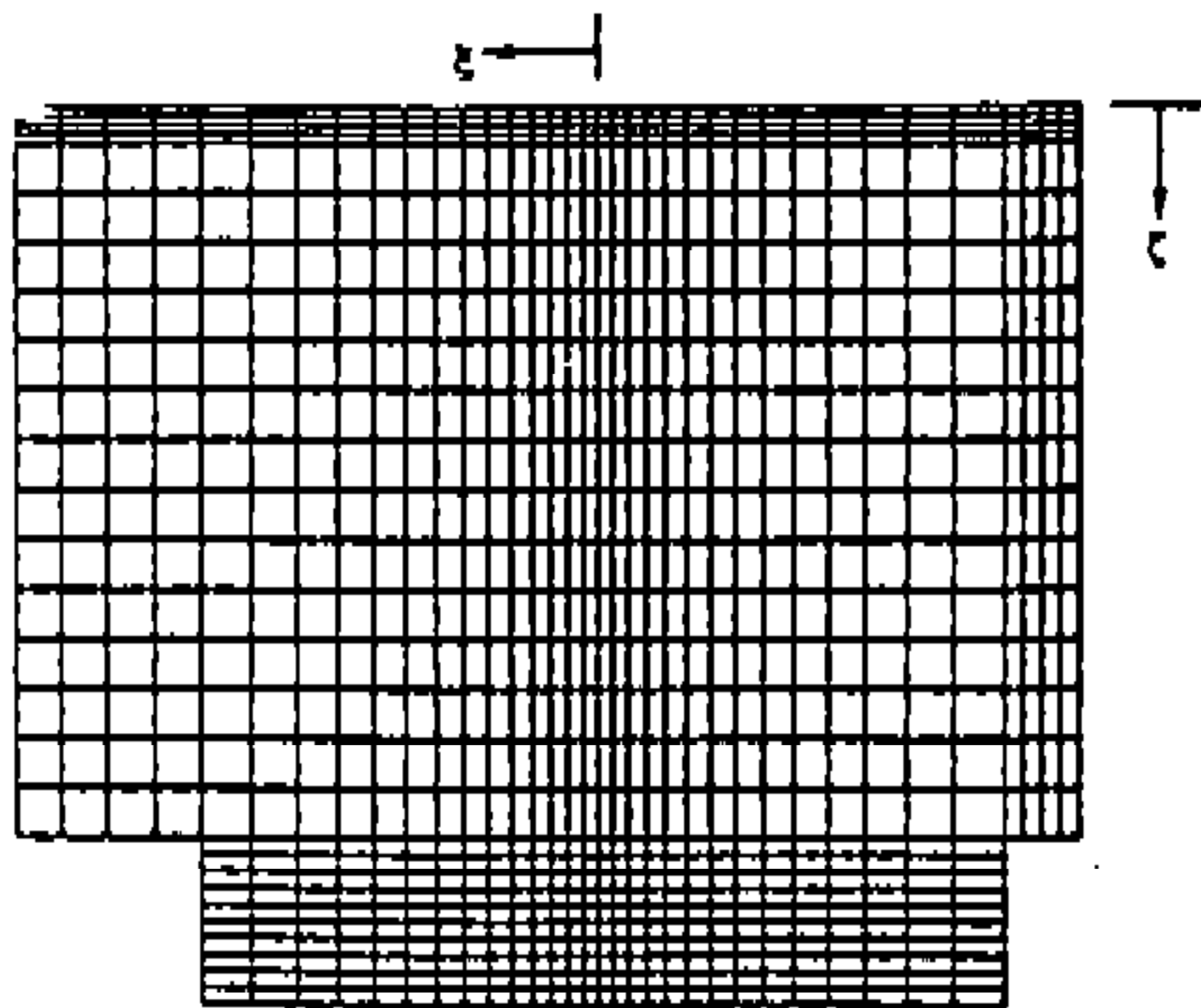


Fig.2.1 Typical coordinate system

$$\begin{aligned} & + \frac{1}{\Delta \eta} \frac{\partial}{\partial \xi} (\theta \rho \Delta \eta u \phi) + \frac{1}{\Delta \xi} \frac{\partial}{\partial \eta} (\theta \rho \Delta \xi v \phi) \\ & = \frac{\partial}{\partial \xi} (\theta \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial \xi}) + \frac{1}{\Delta \eta} \frac{\partial}{\partial \xi} (\theta \Gamma_\phi \Delta \eta \frac{\partial \phi}{\partial \xi}) \\ & + \frac{1}{\Delta \xi} \frac{\partial}{\partial \eta} (\theta \Gamma_\phi \Delta \xi \frac{\partial \phi}{\partial \eta}) + S_\phi + S_\phi' \end{aligned} \quad (1)$$

여기서 $\Delta V = \Delta \xi \Delta \eta \Delta \zeta$ 는 국부적인 체적 변화를 나타내며, u, v, w 는 각각 좌표방향 ξ, η, ζ 에서의 속도성분을 나타낸다. 또한 ρ, θ 는 기상의 밀도와 보이드율을 나타낸다. w_R 은 이동격자에 대한 기상의 축방향 상대속도이다.

액상은 Dukowicz³⁾의 통계학적인 방법을 적용하여 불연속 액적 모델을 이용하여 처리하게 되는데 이 방법에서는 크기, 온도, 속도 등이 같은 액적군을 하나의 parcel로 처리한다. 액적들의 질량, 속도, 온도 등은 각 액적들에 대한 라그랑지안 지배방정식으로 부터 구할 수 있다. 액적의 궤적과 운동량에 대한 지배방정식은 직교 곡선 좌표계의 각 방향 ξ, η, ζ 에서의 액적 위치 ξ_d, η_d, ζ_d 와 속도성분 u_d, v_d, w_d 에 의해서 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{d\xi_d}{dt} = u_d, \quad \frac{d\eta_d}{dt} = v_d, \quad \frac{d\zeta_d}{dt} = w_d \quad (2)$$

$$\frac{du_d}{dt} = K_d(u + u' - u_d) + S_{ud}$$

$$\frac{dv_d}{dt} = K_d(v + v' - v_d) + S_{vd} \quad (3)$$

$$\frac{dw_d}{dt} = K_d(w + w' - w_d) + S_{wd}$$

2.2 분열 모델 (break-up model)

분열에 대한 연구는 액체-제트에 대한 연구로부터 시작되어 이론적, 실험적으로 다양하게 수행되어 왔다. 액체-제트의 분열은 표면장력, 제트내의 난류, 서로 다른상 사이의 상대속도에 기인한 공기역학적 압력변화 등과 같은 불안정한

상태의 물리적 힘들의 상호작용에 기인하는 현상으로 이에 대해서는 분사속도에 따라 5가지의 구간으로 구별되는 제트-분열곡선이 여러 연구를 통해 제시되었다.^{1), 9)}

액적의 분열은 일반적으로 액적에 작용하는 공기역학적으로 불안정한 상태의 힘의 크기가 표면장력과 같이 어떤 불안정한 상태를 안정하게 유지시키려는 힘의 크기보다 커질 때 발생한다. 본 연구는 노즐출구에서 이미 액적으로 미립화된 것으로 가정하고 실린더내에서의 공기역학적인 상호작용에 의해서 더 작은 액적들로 미립화되거나 증발되는 2차적인 breakup에 대한 연구라 할 수 있다. 한편 R & D 모델을 적용하는 경우에는 We수의 조건에 따라 bag breakup과 stripping breakup이 선택적으로 이용되는데 본 연구에서 뿐만 아니라 실제의 분무조건에서는 거의 대부분 stripping breakup이 발생하는 것으로 알려져 있다. 본 연구에서 이용한 Reitz와 Diwaker의 분열모델^{6), 7)}과 TAB 모델⁸⁾은 다음과 같다.

2.2.1 Reitz와 Diwaker의 분열모델(R & D 모델)

R & D 모델에서는 We수에 따라 두가지의 경우로 나누어지는데 다음과 같다.

- i) bag break-up; $We = \rho V_{rel} D_d / 2\gamma > 6.0$ (4)
- ii) stripping break-up; $We / \sqrt{Re} > 0.5$

액적의 상태가 위의 조건 i)이나 ii)를 만족할 때 액적은 불안정한 상태가 된다. 이와같은 불안정한 상태인 액적의 수명은 조건 i), ii)에 대해 각각 다음과 같다.

$$t_1 = \pi \left(\frac{\rho_d D_d^3}{16\gamma} \right)^{0.5} \quad (5)$$

$$t_2 = C \frac{D_d}{2V_{rel}} \left(\frac{\rho_d}{\rho} \right)^{0.5}$$

따라서 액적이 t_1 이나 t_2 보다 긴 시간 동안 불안정한 상태로 존재하게 되면 이 액적은 보다 작

은 액적들로 나누어지게 되므로 한 parcel내의 액적의 수는 증가하게 된다. 이와 같은 불안정한 액적의 크기는 다음식에 의해서 시간에 따라 계속적으로 변하게 된다.

$$\left[\frac{dD_d}{dt} \right]_{unstable} = -(D_d - D_{d,stable})/t \quad (6)$$

2.2.2 TAB모델

TAB모델은 Taylor가 제시한 진동하며 변형되는 액적과 스프링-질량계 사이의 유사성에 근거한 모델로써 감쇠, 강제 조화진자(damped, forced harmonic oscillator)의 진동방정식에 Taylor 유사성(Taylor analogy)의 원리를 적용하고 무차원 변수 $A = x/C_{br}$ 를 이용하면 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\ddot{A} = \frac{C_{F\rho}}{C_b \rho_d} \frac{V_{rel}^2}{r^2} - \frac{C_{k\Gamma}}{\rho_d \Gamma^3} A - \frac{C_d \mu_d}{\rho_d \Gamma^2} \dot{A} \quad (7)$$

상대속도 V_{rel} 이 일정한 경우 식(7)의 해는 다음과 같이 주어진다.

$$A(t) = \frac{We}{12} + e^{-\omega t} \left[\left\{ A(0) - \frac{We}{12} \right\} \cos \omega t + \frac{1}{\omega} \left\{ \dot{A}(0) + \frac{A(0) - \frac{We}{12}}{t_d} \right\} \sin \omega t \right] \quad (8)$$

이 모델에서는 첫번째로 각 액적들에 대해서, We , t_d 그리고 ω^2 을 계산한다. 그리고 $\omega^2 > 0$ 의 경우에 비감쇠진동의 진폭 \bar{A} 를 두번째로 계산한다.

$$\bar{A}^2 = \left(A^n - \frac{We}{12} \right)^2 + \left(\frac{\dot{A}^n}{\omega} \right)^2 \quad (9)$$

분열은 $We/12 + \bar{A} > 1$ 의 경우에만 발생하는데 분산시간 t_{bn} 은 액적의 진동이 첫번째 주기에서 비감쇠 진동이라고 가정하여 다음식의 t^n 보다 큰 최소 제곱근(smallest root)으로 처리한다.

$$\frac{We}{12} + \bar{A} \cos \{ \omega(t-t^n) + \phi \} = 1 \quad (10)$$

여기서

$$\cos \phi = \frac{A^n - \frac{We}{12}}{\bar{A}}, \quad \sin \phi = -\frac{\dot{A}^n}{\bar{A}\omega} \quad (11)$$

액적이 분열되면 질량보존법칙에 의해서 계산 parcel과 관련된 액적수는 다음과 같은 관계에 의해서 계산된다.

$$N_k^{n+1} = N_k^n \left(\frac{r^n}{r^{n+1}} \right)^3 \quad (12)$$

분열에 의해서 생성된 파생액적들은 변형이나 진동이 발생하지 않는것으로 가정하여 $A^{n+1} = A^n$ $\dot{A}^{n+1} = 0$ 으로 처리한다.

2.3 난류모델

Watkins¹⁰⁾는 밸브 및 피스톤의 운동에 따른 밀도변화의 영향을 고려한 수정 k-ε 난류모델을 처음으로 제안하였다. 그러나 Reynolds¹¹⁾는 Watkins의 모델로는 빠른 구형압축시의 난류장의 거동을 정확하게 예측할 수 없다고 지적하고 새로운 난류모델 상수를 도입하여 빠른 구형압축에 따른 밀도 변화의 영향을 고려한 모델을 제안하였다.

본 연구에서 이용된 난류모델은 Reynolds가 제시한 모델과 같은 형태로 다음과 같다.

$$(\rho k)_{,i} + (\rho u_i k)_{,i} = \left(\frac{\mu_{eff}}{\sigma_k} k_{,i} \right)_{,i} + G_i - \rho \epsilon \quad (13)$$

$$\begin{aligned} & (\rho \epsilon)_{,i} + (\rho u_i \epsilon)_{,i} \\ & = \left(\frac{\mu_{eff}}{\sigma_\epsilon} \epsilon_{,i} \right)_{,i} + \frac{\epsilon}{k} (C_1 G_i - C_2 \rho \epsilon) + C_3 \rho \epsilon u_{i,i} \end{aligned} \quad (14)$$

여기서 유효점성계수 μ_{eff} 는 다음과 같이 정의 된다.

$$\mu_{eff} = \mu + \frac{C_\mu \rho k^2}{\epsilon} \quad (15)$$

난류 모델상수들은 Table 2.1에 나타내었다.

3. 수치해석 방법

3.1 격자생성

본 연구에서는 정확성 및 경제성이 양호한 해석적 방법을 이용하여 계산격자를 직교곡선 구조로 생성하였다. 이와같은 방법을 이용하여 생성한 격자계를 Fig.3.1과 Fig.3.2에 나타내었다.

Table 2.1 Coefficients of modified k-ε turbulent model.

σ_k	σ_ϵ	C_μ	C_1	C_2	C_3
1.0	1.22	0.09	1.44	1.92	-0.373

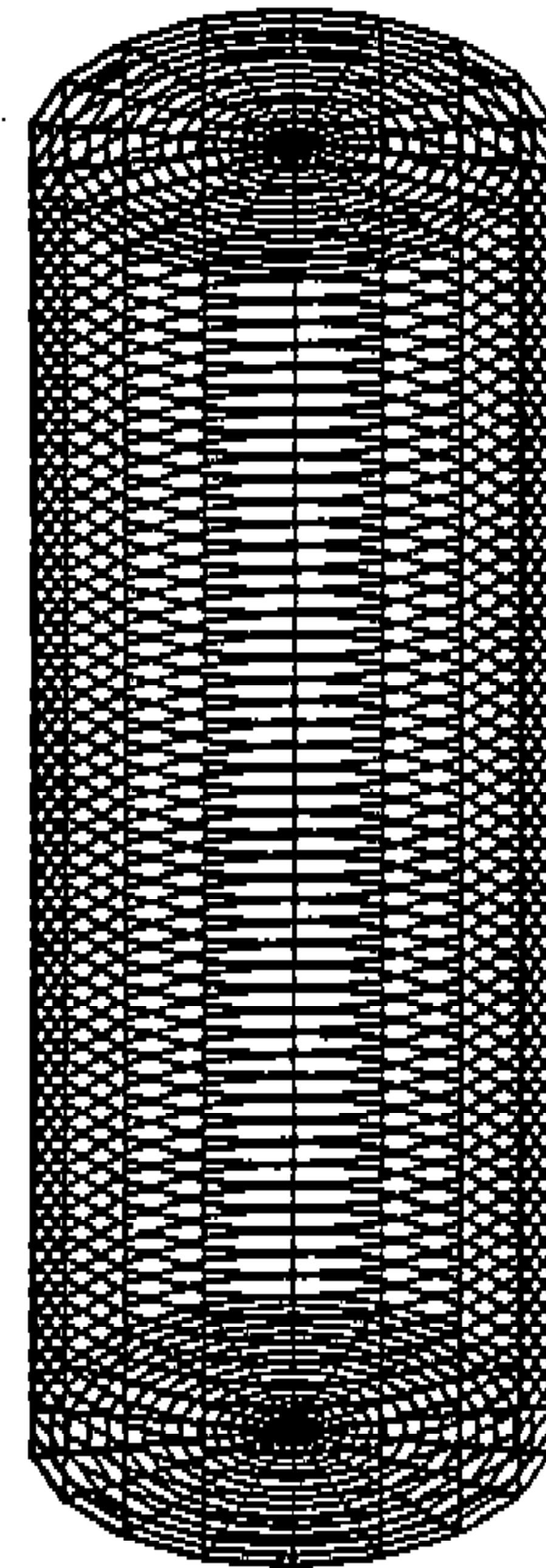


Fig.3.1 Computational grid in a quiescent condition

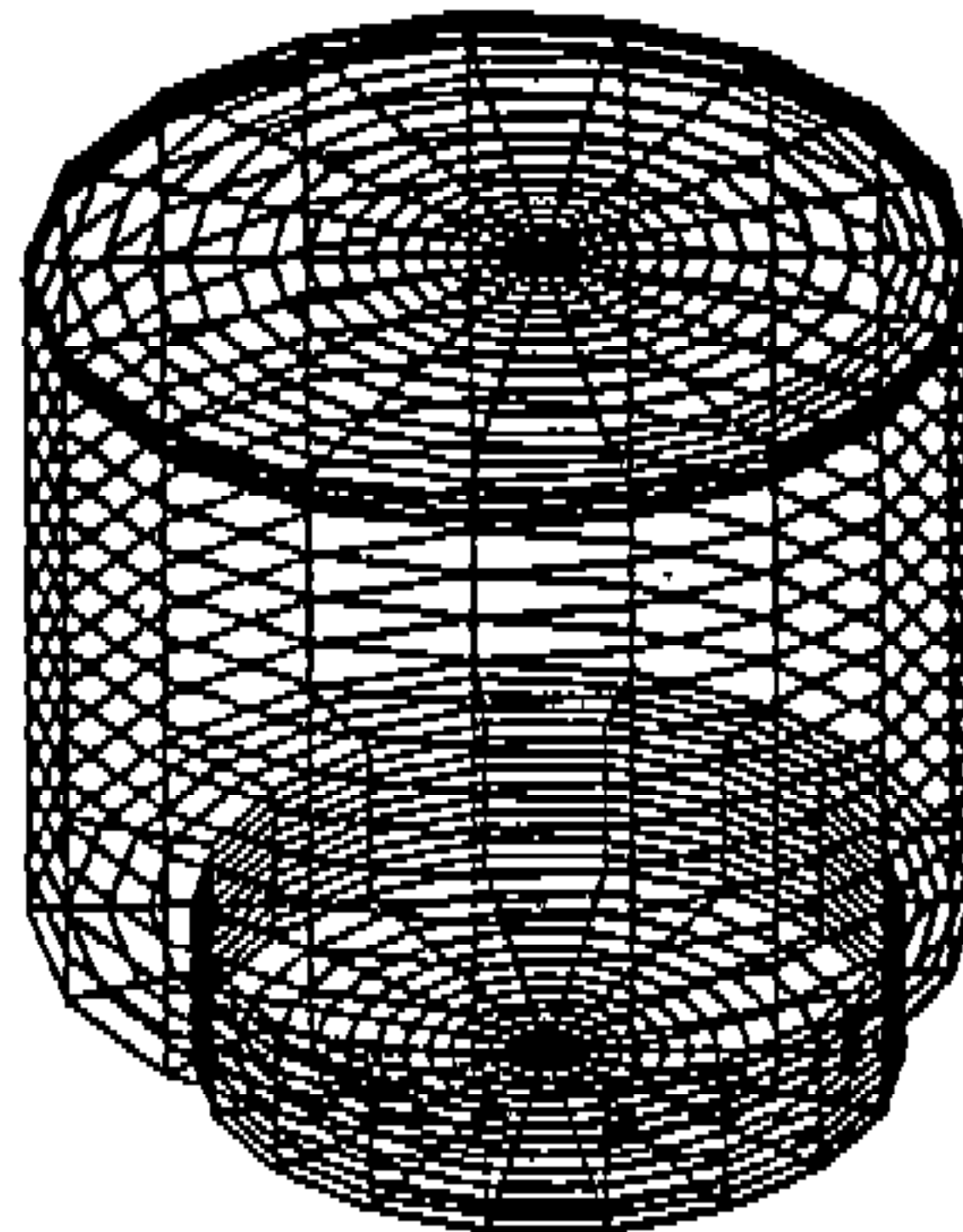
3.2 차분방정식

본 연구에서는 직교격자로 구성된 3차원 제어 체적을 정의하고 각 보존방정식을 이 제어체적내에서 체적적분으로 차분화시키는 유한체적법을 이용하였는데 시간영역에 대한 차분화는 Euler 음함수 방법을 이용하였으며 공간영역에 대해서는 hybrid방법을 이용하였다.

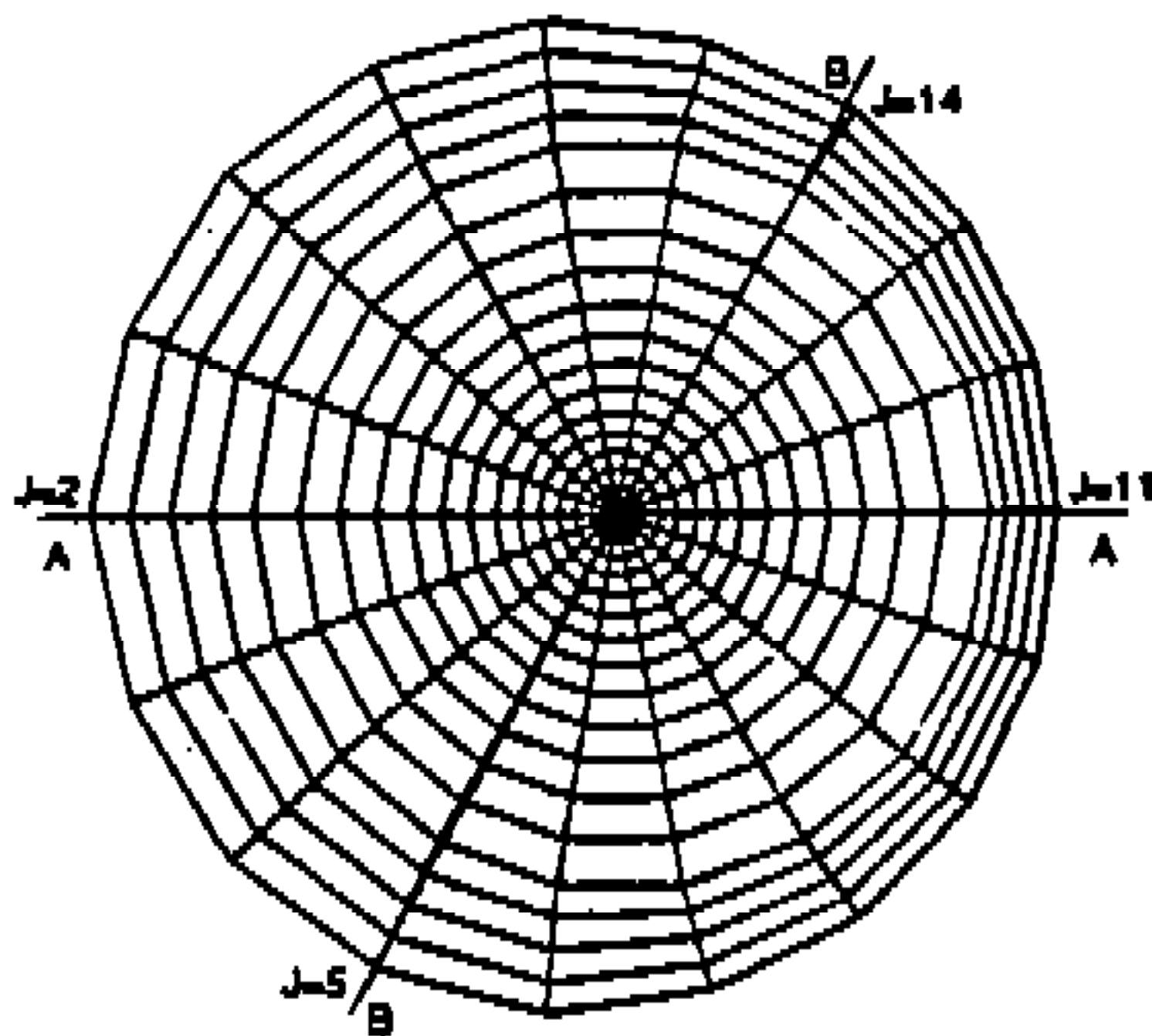
Issa¹²⁾의 방법을 이용하여 기상의 질량, 운동량, 에너지 그리고 연료증기의 질량분포에 대한 보존방정식을 각 계산 격자점에 대해 유한차분의 형태로 나타낼 수 있는데 차분화된 기상의 운동량 방정식으로부터 ξ 방향만을 고려하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$A_p u_p^{n+1} = \sum_c A_c u_c^{n+1} + S - \frac{\pi \rho_d}{6 \delta t} \sum_k \left\{ (D_{d,k}^{n+1})^3 u_{d,k}^{n+1} - (D_{d,k}^n)^3 u_{d,k}^n \right\} \quad (16)$$

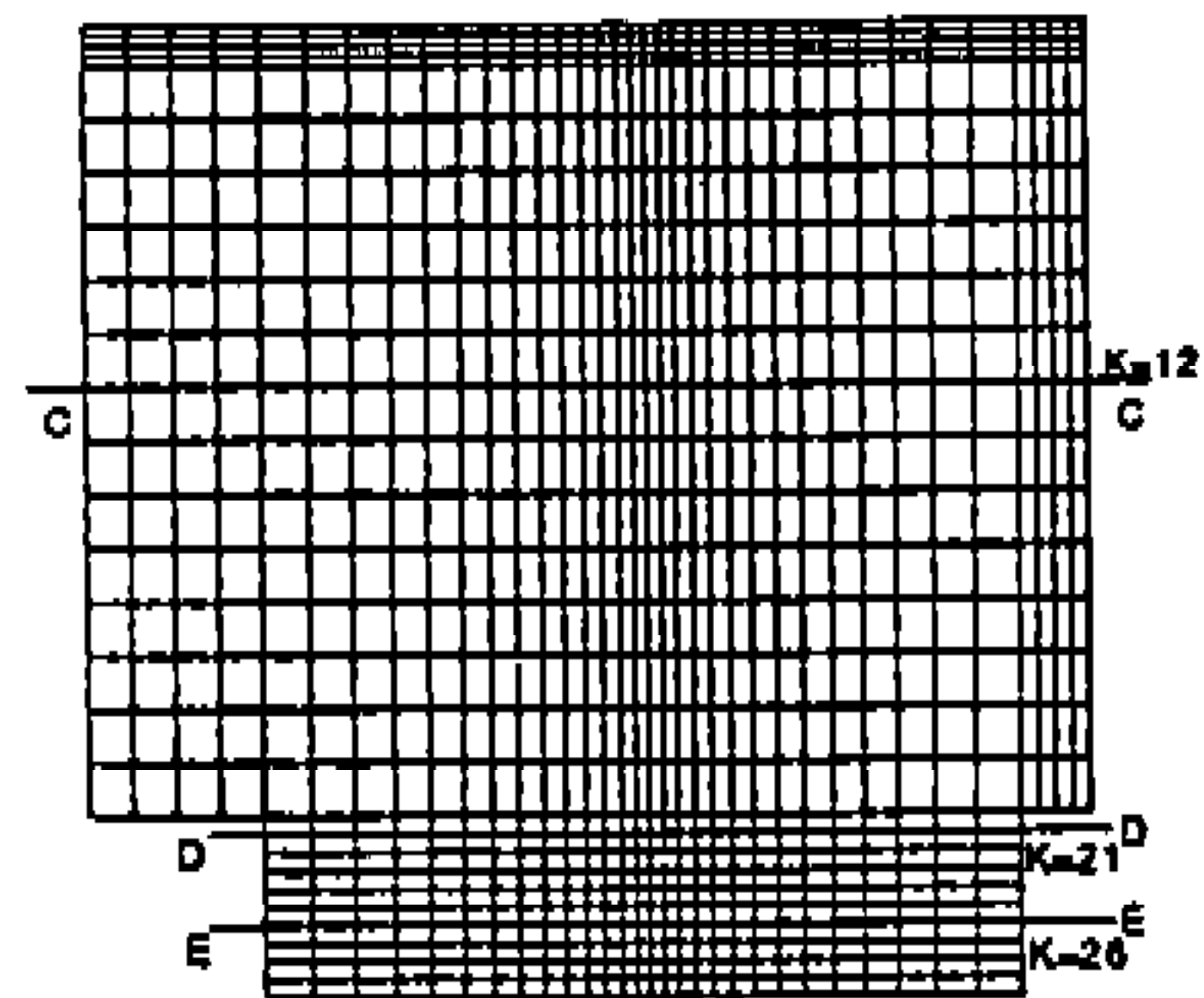
여기서 u_p 는 격자 중심에서의 ξ 방향속도, u_c 는 6개의 인접하는 격자에서의 ξ 방향속도, A_c 들은 대류 및 확산항과 관련된 계수들을 나타내며, 생성항 S 는 압력구배항, 이전시간 단계에서의 관성항 그리고 응력 텐서, 원심력, 코리올리력과 관련된 모든 항들을 포함한다. 또한 식(16)의 우변 마지막항은 기상과 액상의 상호작용에 의한 생성항을 나타낸다. 액적의 궤적과 운동량 방정식에 대한 ξ 방향의 음함수 유한차분방정식을 식



(a) perspective view



(b) radial-circumferencial plane



(c) radial-axial plane

Fig.3.2 Computational grid in a motoring condition

(16)에 대입하면 다음과 같은 형태의 차분방정식으로 나타낼 수 있다.

$$\left\{ A_p + \frac{\pi \rho_d}{6} \sum_k N_k (D_{d,k}^{n+1})^3 \frac{K_d^{n+1}}{1 + \delta t K_d^{n+1}} \right\} u_p^{n+1} = \sum_c A_c u_c^{n+1} + S + \frac{\pi \rho_d}{6 \delta t} \sum_k N_k \left[(D_{d,k}^n)^3 u_{d,k}^n - (D_{d,k}^{n+1})^3 \frac{\{ u_{d,k}^n + \delta t (K_d^{n+1} u_p^{n+1} + S_u^{n+1}) \}}{(1 + \delta t K_d^{n+1})} \right] \quad (17)$$

3.3 해석 알고리즘

음함수법에 의해 차분화된 시간 종속적인 유동 방정식들의 압력-속도 연결문제는 반복계산에 의존하지 않는 시간진행(time marching) 방법인 PISO¹²⁾ 알고리즘에 의해 처리한다. PISO 알고리즘의 기본개념은 매 시간단계에서 1회의 예측과정(predictor step)과 2회의 보정과정(corrector step)을 통해 얻어진 해가 완전히 수렴된 상태는 아니지만 불완전 수렴에 의한 오차가 다음 시간단계로 진행되면서 발산하지 않고 계속 감소하도록 함으로써 안정성을 유지할 수 있다는 것이다. 편미분 형태의 지배방정식은 식(17)과 같은 형태의 대수방정식으로 변환되고 주어진 초기조건과 경계조건에 따라 해를 구하게 된다. 이와같은 대수방정식은 SSIP(Stone's strongly implicit procedure)¹³⁾를 이용하여 풀게 된다.

3.4 초기조건 및 경계조건

내연기관 연소실 내부유동 및 분무현상에 대한 수치해석적 연구를 수행하는 경우에는 밸브 및 피스톤의 순간적인 위치변화가 수반되므로 밸브 헤드 및 피스톤헤드에서는 이동경계조건의 적용이 필요하며 실린더헤드등과 같은 고정벽면에서는 벽법칙¹⁴⁾을 적용해야 하고 또한 노즐출구에서의 처리등 상당히 복잡한 경계조건의 적용을 필요로 한다. 본 연구에서는 밸브를 통한 흡입유량은 노즐에서의 준정상 등엔트로피 유동원리를 적용하여 오리피스 유동방정식으로부터 계산된다. 한편 흡입유동의 온도, 난류 운동에너지, 난류 운동에너지 소산율등에 대한 조건들은 초기조건

으로 주어지며, 또한 대칭면, 극(pole)에서의 경계조건은 다음과 같다.

$$\text{온도 : } T_{in} = T_{given}$$

$$\text{난류 운동에너지 : } k_{in} = 0.01 u_{in}^2$$

$$\text{난류 운동에너지 소산율 : } \epsilon_{in} = \frac{C_\mu^{2/3} k_{in}^{3/2}}{L_c} \quad (18)$$

$$\text{대칭면 : } \frac{\partial \phi}{\partial \eta} = 0$$

$$\text{극 : } \phi_p = \frac{\sum_{m=1}^n \phi_m}{n}$$

본 연구에서 무화과정에 대해서는 분사된 연료가 분사격자로 간주되는 하나의 계산격자를 통과하는 동안에 액적들로 무화되는 것으로 가정한다. 따라서 노즐출구, 즉 분사격자의 하단에서 무화된 액적들의 위치, 속도성분, 크기, 온도등이 결정된다. 본 연구에서 분사속도 U_{in} 은 오리피스 유동방정식으로부터 다음과 같이 주어진다.

$$U_{in} = C_0 \left(\frac{2 \Delta P}{\rho_d} \right)^{1/2} \quad (19)$$

여기서 C_0 , ΔP , ρ_d 는 유량계수, 노즐과 연소실 사이의 압력강하, 액적의 밀도를 타낸다. 유량계수 C_0 는 0.5~0.7사이의 값을 이용했다.

4. 수치해석 결과 및 고찰

4.1 모델기관의 사양 및 계산변수

정적인 상태에서의 분무거동에 관한 연구에 이용되는 모델기관의 사양 및 계산변수들을 Table 4.1에 나타내었다. Fig.3.1에 나타낸 바와 같이 주어진 연소실 사양에 대해 반경, 원주 및 축방향으로 $20 \times 20 \times 60$ 의 격자계를 구성하였다. 정적인 상태에서의 계산에서는 분사노즐의 직경이

0.2, 0.3mm인 각각의 경우에 대해 분사압력을 10, 20, 30MPa, 정적 연소실 내부압력을 2.0MPa로 하여 수치해석하였다. 분사되는 연료는 n-dodecane(C₁₂H₂₆)이다. 연료의 분사조건은 Fig.3.1에 나타낸 것과 같은 축대칭 형상은 연소실 중심축위에 위치한 단공노즐로부터 참고문헌¹⁵⁾의 실험결과를 이용한 초기조건의 분무각내에서 임의방향으로 분사되는 것으로 처리한다. 분사속도는 식(19)를 이용하여 분사노즐과 정적 연소실내의 압력차에 의해서 처리되도록 한다.

Table 4.1 Engine specifications and calculation parameters for the quiescent condition.

Combustion chamber diameter [mm]	: 190
Combustion chamber depth [mm]	: 450
Pressure of combustion chamber [MPa]	: 2.0
Initial temperature of combustion chamber [K]	: 300
Fuel temperature [K]	: 300
Injection pressure [MPa]	: 10,20,30
Injection nozzle diameter [mm]	: 0.2,0.3

Table 4.2 Engine specifications and calculation parameters for the motoring condition.

Engine speed [rpm]	: 1800
Bore [mm]	: 118
Stroke [mm]	: 144
Clearance [mm]	: 10.3
Piston bowl diameter [mm]	: 44.76
Piston bowl depth [mm]	: 28.63
Compression ratio	: 15
Initial temperature of combustion chamber [K]	: 500
Temperature of injection fuel [K]	: 300
Crank angle of injection start [deg]	: ATDC 341
Crank angle of injection end [deg]	: ATDC 359
Injection nozzle diameter [mm]	: 0.3
Injection pressure [MPa]	: 10,50,100
Spray angle [deg]	: 30

운전상태인 연소실내로 고압분무시의 분무거동에 관한 연구에 이용되는 모델기관의 사양 및 계산변수들은 Table 4.2와 같다. 주어진 연소실 사양에 대해 Fig.3.2와 같이 틸새 및 행정영역에 대해서는 반경, 원주 및 축방향으로 20×20×20의 격자계를, 보울영역에 대해서는 16×20×10의 격자계를 구성하였다. 운전상태의 경우에는 노즐직경이 0.3mm이고 분사압력을 10, 50, 100MPa로 상당히 고압의 조건까지 변화시켜면서 수치해석하였다. 정적인 상태와는 달리 운전상태의 경우는 연소실내부 압력이 피스톤의 운동에 따라 변하게 되는데 본 연구의 분무기간 동안 약 1.5~2.0MPa로 변화한다. 또한 운전상태에서는 노즐의 분사공 수를 4개로 하여 계산하였는데 각 분사공의 분사방향은 Fig.4.1과 같다.

일반적으로 수치해석적 연구에서는 무화현상에 대한 처리가 어렵기 때문에 대부분의 연구에서 노즐출구 직경과 같은 크기의 액적이 분사되거나 분포함수를 갖는 액적들이 분사되는 것으로 무화현상을 처리했다. 본 연구에서는 초기의 평균 액적직경이 식(20)에 의해서 결정되도록 처리하였다¹⁶⁾. 식(20)에서 U_{inj} 는 식(19)에 의해서 주어지는 값이므로 초기 액적의 크기가 노즐과 실린더 사이의 압력차의 함수로 결정되기 때문에 초기액적의 크기를 임의로 가정하는 경우보다는 타당성이 충분한것으로 생각된다. 여기서 B는 실험상수이다.

$$SMD_{in} = \frac{3}{2} B \frac{4\pi\sigma}{\rho U_{inj}} \quad (20)$$

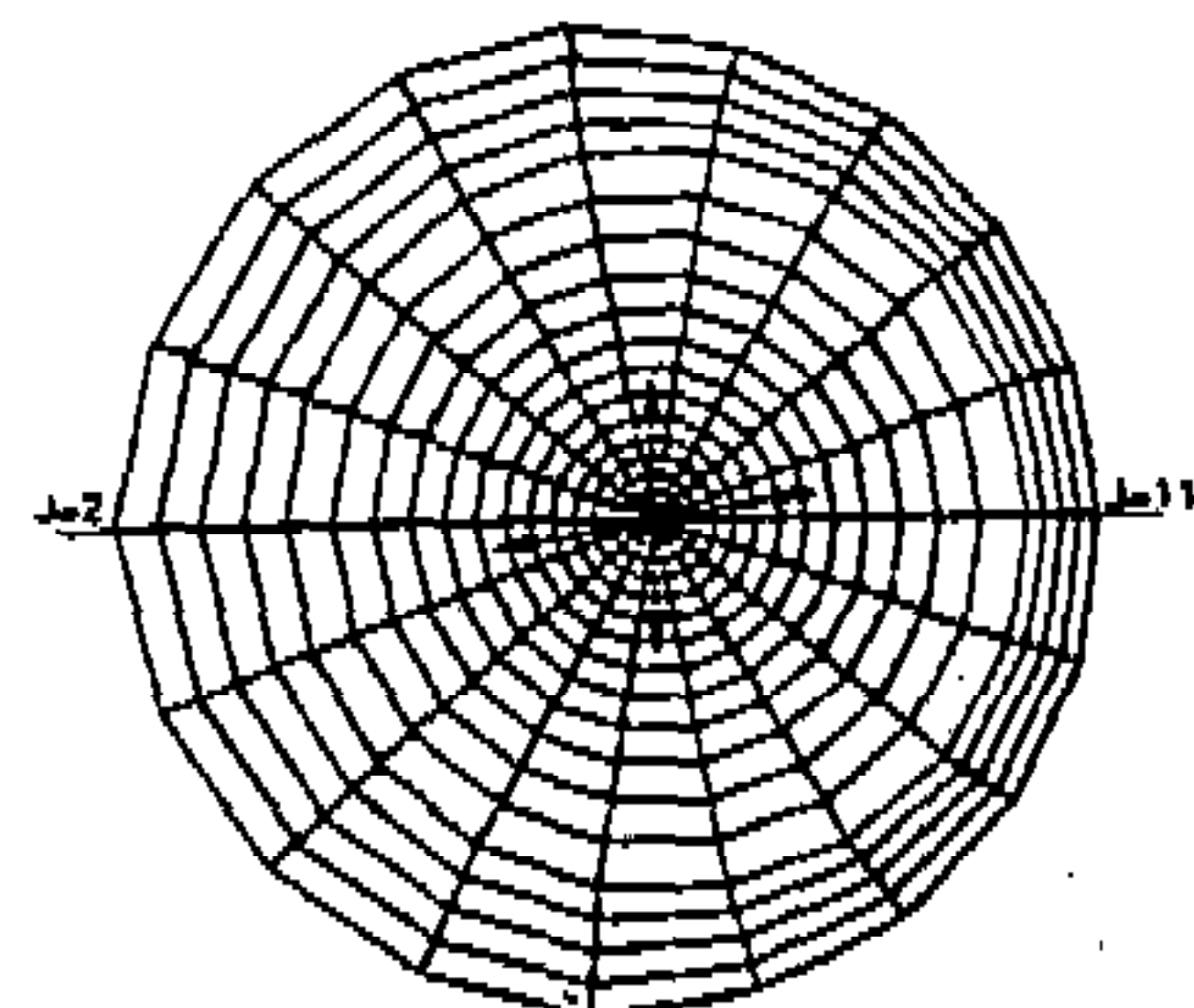


Fig.4.1 Injection direction of 4 holes injector in a motoring condition

4.2 정적인 상태에서의 실험결과와 비교

본 연구에서는 먼저 실험결과와의 비교가 가능한 정적인 상태에서의 분무에 수반되는 제 현상에 대해 수치예측하여 실험결과와 비교하였다. 정적인 상태에서는 분사되는 액체연료의 온도와 연소실 내부온도를 같게 처리했기 때문에 증발현상이 고려되지 않은 비증발분무 특성에 대한 연구이다. 정적인 상태에서의 분무거동은 실제의 디젤기관 연소실내에서의 상태와는 다르지만 분무의 거시적인 특성인 분무선단 도달거리, 분무 각등 뿐만아니라 미시적 특성인 분무액적의 크기, 속도등 분무에 수반되는 여러가지 복잡한 과정들에 대한 물리적 매카니즘의 이해와 실제의 경우에 응용가능하다는 측면에서 수많은 연구가 수행되고 있다.

Fig.4.2는 분사압력이 10MPa, 정적연소실 내부압력이 2MPa, 분사노즐의 직경이 0.3mm일때 TAB 모델을 이용한 경우의 시간증분에 따른 계산결과를 나타낸다. 이 결과에서 알 수 있는 바와같이 크랭크각 0.2도 증분을 이용한 경우 실험결과와 거의 일치하는 경향을 나타내므로 본 연구의 모든 계산은 크랭크각 0.2도(18.5ms) 증분을 이용하였다. 계산 시간은 크랭크각 0.2도 증분당 약 1분정도로 두 모델 모두 비슷하게 소요되었다.

Fig.4.3은 본 수치계산에서 이용한 두가지 분열모델, 즉 R & D 모델과 TAB 모델에 따른 분무선단 도달거리를 나타낸 것이다. 모든 조건에서 R & D 모델을 이용했을 때 보다 TAB 모델을 이용했을때 분무선단 도달거리가 감소하는 것을 알 수 있다. 이러한 현상은 TAB모델에서는 We수의 조건뿐만 아니라 액적 자체의 진동에 의해서도 분열이 발생하기 때문에 상대적으로 R & D모델보다 액적의 미립화가 촉진되어 각 액적들의 운동량이 작아져서 분무선단의 도달거리가 감소하기 때문인 것으로 생각된다. 그러나 TAB model이 R & D모델에 비해 몇가지 장점을 갖고 있지만 어느 모델이 실제의 분열현상에 근접한 것인지는 단정적으로 언급하기가 곤란하다. 또한 본 연구에서와 같이 노즐출구에서 액적들이 분사되는 것으로 경계조건을 처리하는 방법

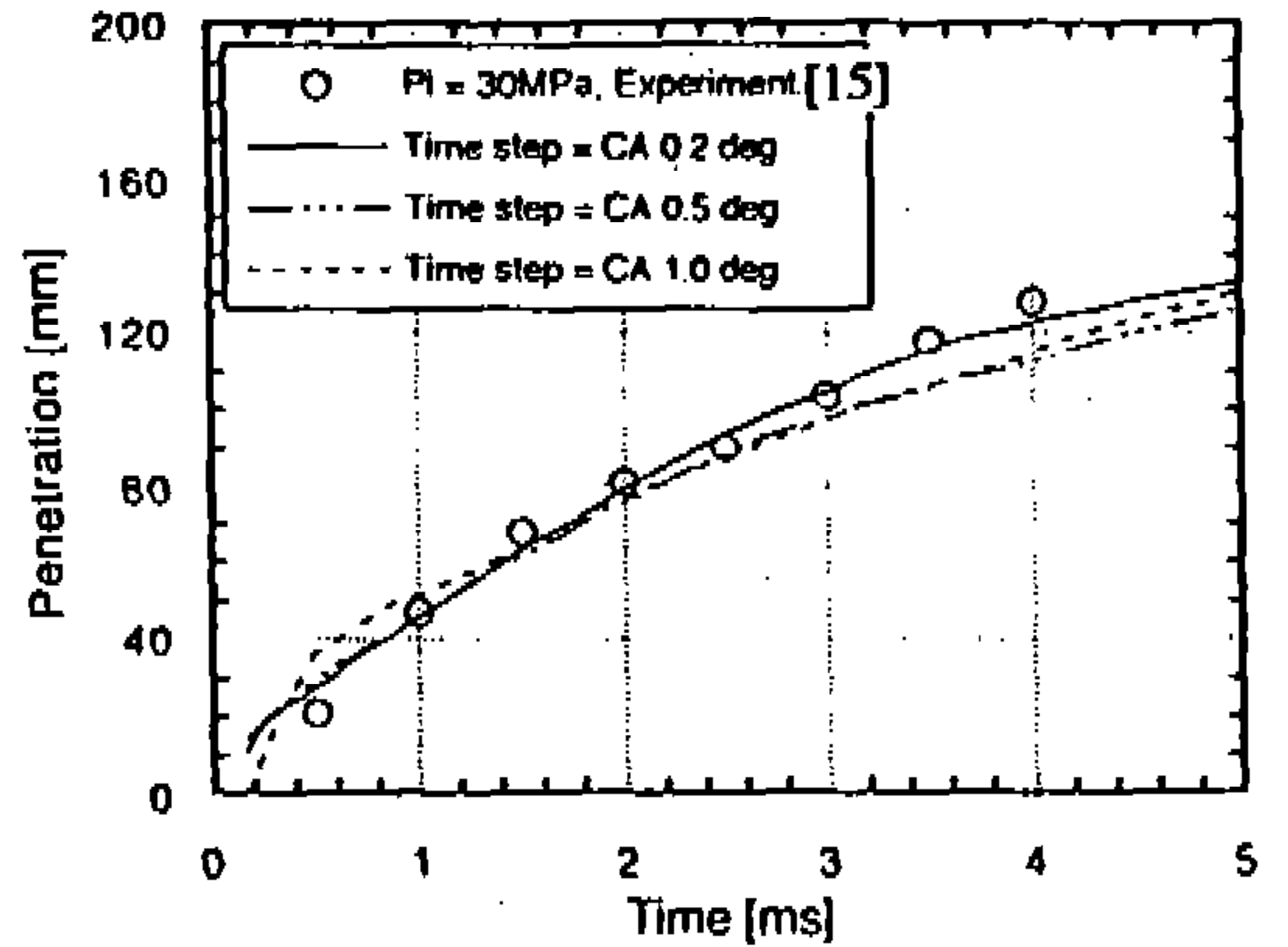


Fig.4.2 Effect of time step on the predicted results

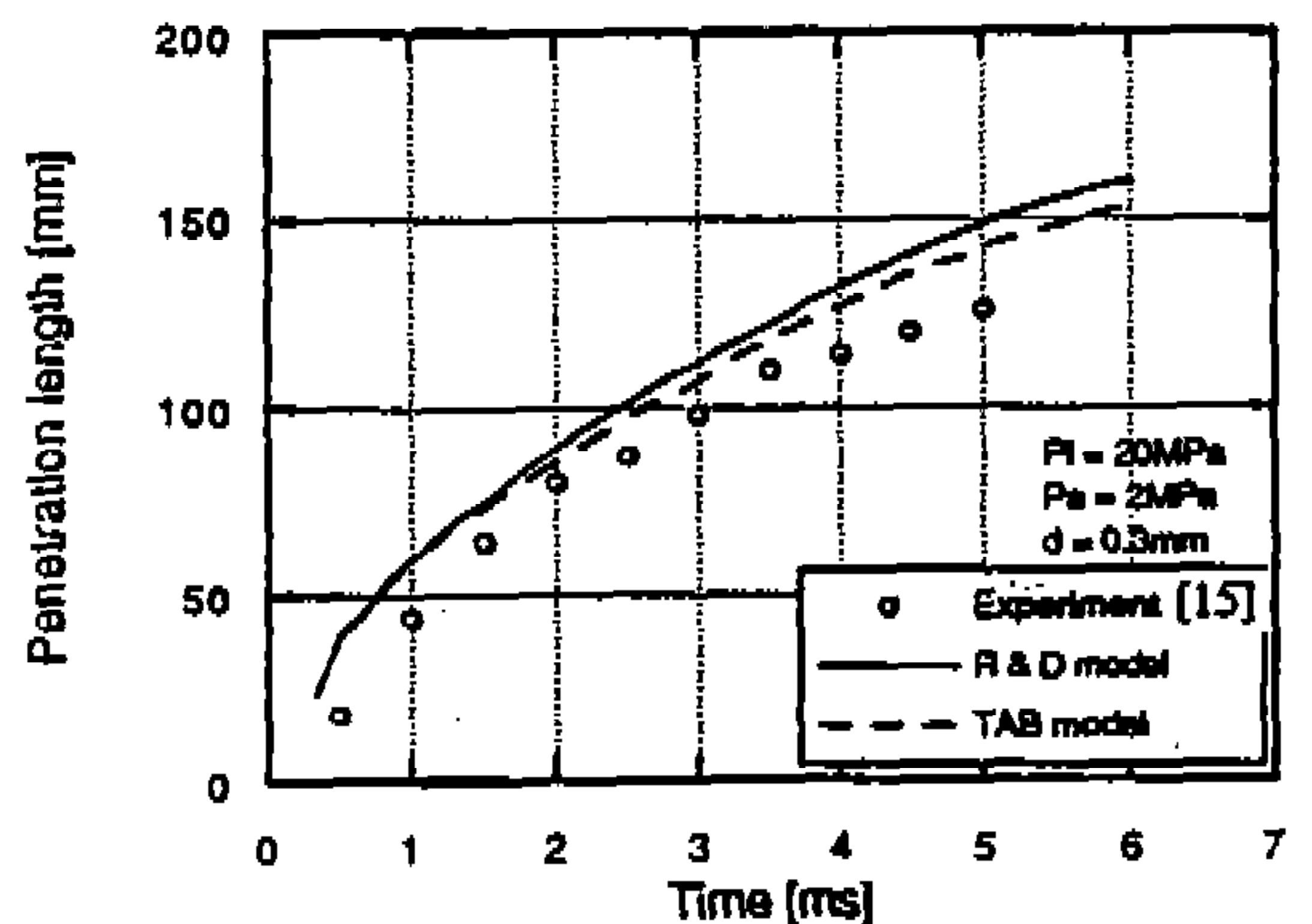
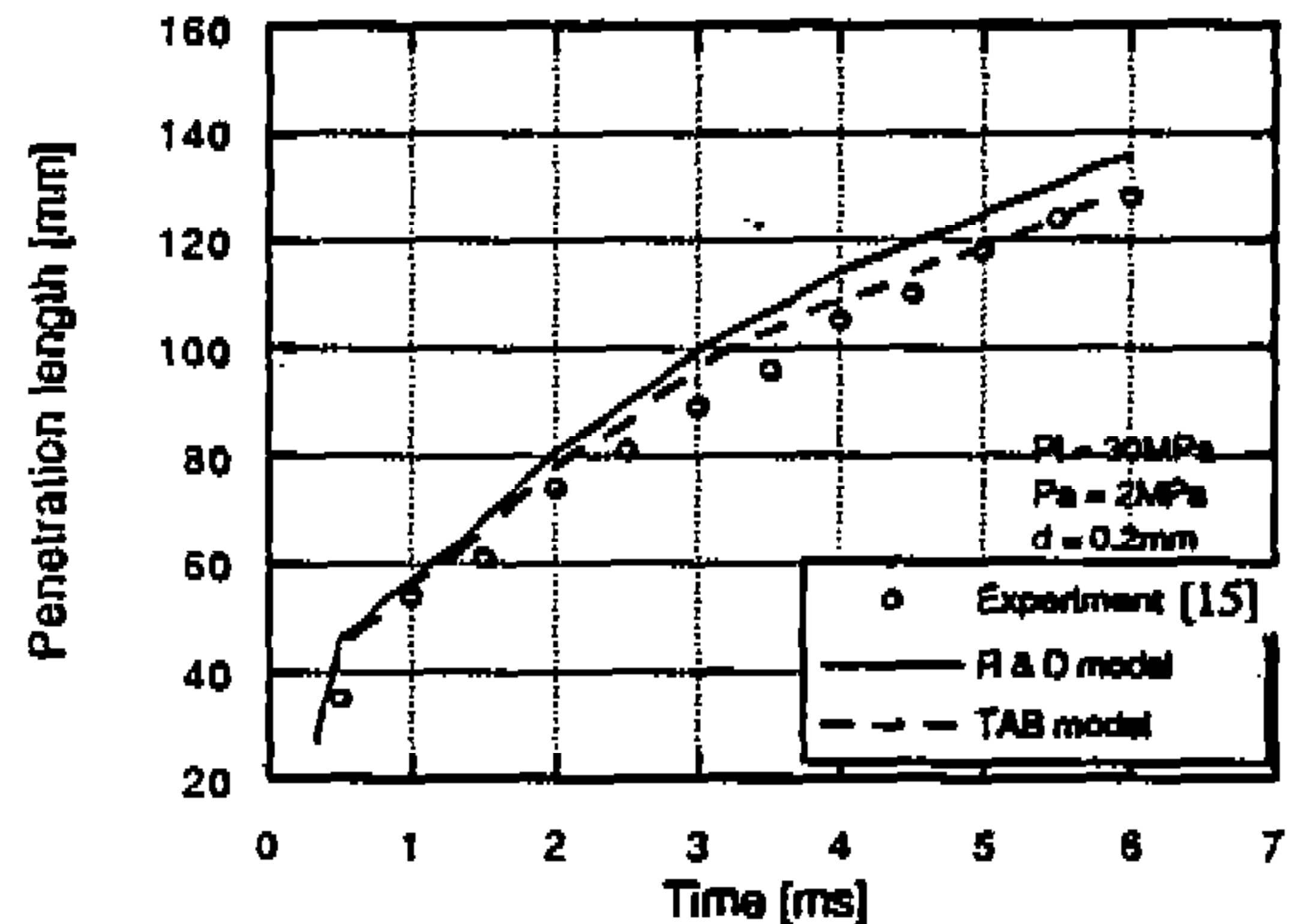


Fig.4.3 Comparison of the predicted and experimental spray tip penetration with the breakup model

은 이전의 연구결과들로 볼때 타당성이 결여된 것으로는 생각되지 않으며 분무초기에는 상대적으로 고밀도의 입경이 큰 액적들이 고속으로 움직이기 때문에 결국 초기생성 액적들의 크기에 따라 분무선단의 도달거리가 영향을 받을 것으로 사료된다.

Fig.4.4는 분사압력이 10MPa, 정적연소실 내부압력이 2MPa, 분사노즐의 지경이 0.3mm일때 분열모델에 따른 분무선단의 속도변화를 나타내고 있다. TAB 모델을 이용하는 경우 분열이 더 활발하게 발생하여 크기가 작은 액적들이 더 많아지기 때문에 R & D 모델을 이용하는 경우보다 분무선단의 속도가 작고 실험결과에 더 근접한 경향을 나타내는 것을 알 수 있다. 분무가 진행되면서 분무선단의 속도는 전체적으로는 감소하면서 증감을 반복하는 경향을 나타내고 있다. 이는 실험결과와 정성적으로 잘 일치하는 경향을 나타낸다. 이러한 현상은 분무선단의 액적들보다는 후속하는 액적들이 공기저항을 적게 받기 때문에 후속 액적들이 분무선단의 액적들을 추월하는 현상이 반복되기 때문인 것으로 알려지고 있다. 한편 분무선단의 액적이 후속하는 액적에 의해서 추월되면 선단의 액적은 추월한 액적으로 다시 정의되기 때문에 비록 선단의 속도는 전체적으로는 감소하면서 증감의 변화를 하지만 도달거리는 계속 증가하는 것이라 사료된다. 그러나

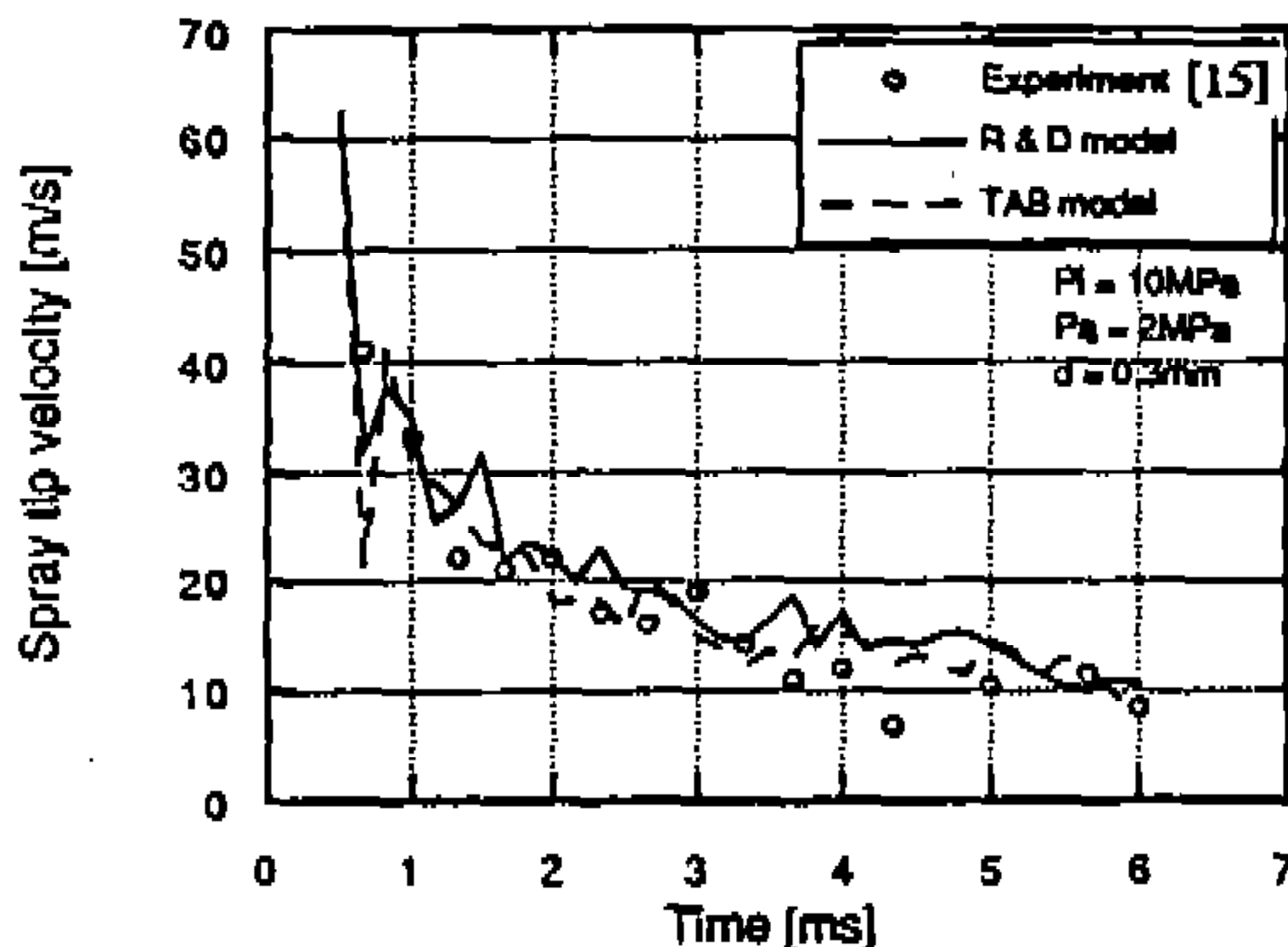


Fig.4.4 Comparison of the predicted and experimental spray tip velocity with the breakup model

수치해석적 연구에서는 노즐형상의 영향이나 노즐내부에서 발생하는 현상들의 영향을 고려할 수가 없고 분사되는 연료의 양 및 유량계수들의 조건을 실험조건과 동일하게 처리할 수 없기 때문에 이와같은 원인에 의한 정량적 오차가 상당히 발생하는 것을 알 수 있다. 특히 본 연구에서는 노즐출구에서의 분사속도를 식(19)에 의해 노즐과 연소실 내부의 압력차의 함수로 처리하는데 실제로는 분사되기 전에 노즐내부에서 발생하는 공동현상 등이 분사속도 및 연료의 미립화에 영향을 미치는 것으로 알려져 있다^{17),18)}. 따라서 식(19)에서 유량계수를 조절하여 위와 같은 영향을 고려할 수 있으나 정량적인 값을 알 수 없기 때문에 일반적인 유량계수범위의 값을 이용하여 분사노즐의 출구속도를 결정하게 되므로 실험치와 오차가 발생하는 것으로 생각된다.

4.3 구동상태에서의 수치해석 결과

본 연구에서는 이용한 분열모델인 R & D모델과 TAB모델이 구동상태의 유동장 및 분무특성에 미치는 영향을 조사하기 위하여 수치계산하였다. 유동장 및 분무특성에 미치는 분사압력, 선회비 등의 영향에 대한 연구는 본 저자의 이전의 연구에서 수행되었다^{19)~22)}.

Fig. 4. 5는 선회비가 4이고 분사압력이 10, 100MPa일때 분무 경과시간에 따른 증발된 연료량/분사된 연료량의 비를 백분율[%]로 나타낸 것이다. 실험식인 (20)식에 의해서 분사액적의 초기 SMD를 결정하면 분사압력이 10MPa인 경우는 약 230 μ m이고, 분사압력이 100MPa인 경우에는 약 17 μ m이다. 분사액적의 초기 SMD가 상대적으로 작은 분사압력이 100MPa인 경우에는 분열모델에 따른 영향이 거의 나타나지 않지만 분사압력이 10MPa인 경우는 분열모델에 따라 증발을 차이가 크게 나는 것을 알 수 있다. 이러한 결과의 원인은 TAB모델의 이론적 배경 설명에서 지적된 것과 같이 크기가 작은 액적들의 진동은 분열에 별로 영향을 미치지 않는다는 사실에 기인한 것으로 생각된다. 즉 크기가 작은 액적들에서는 외력의 작용에 의해 자체진동이 발생되더라도 표면장력에 의한 복원력이 상대적으로

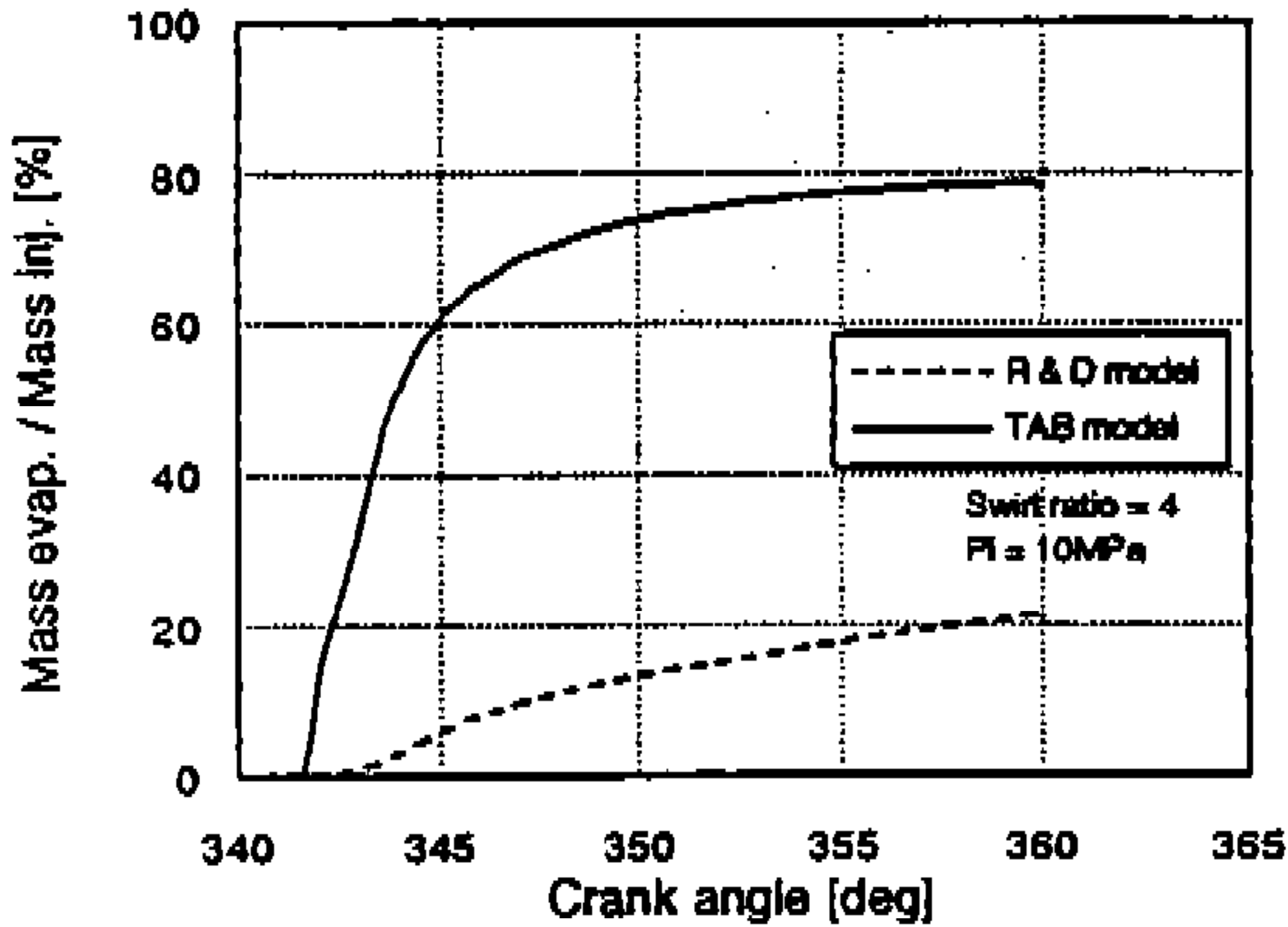


Fig.4.5 Variation of the predicted evaporation rate with the breakup model

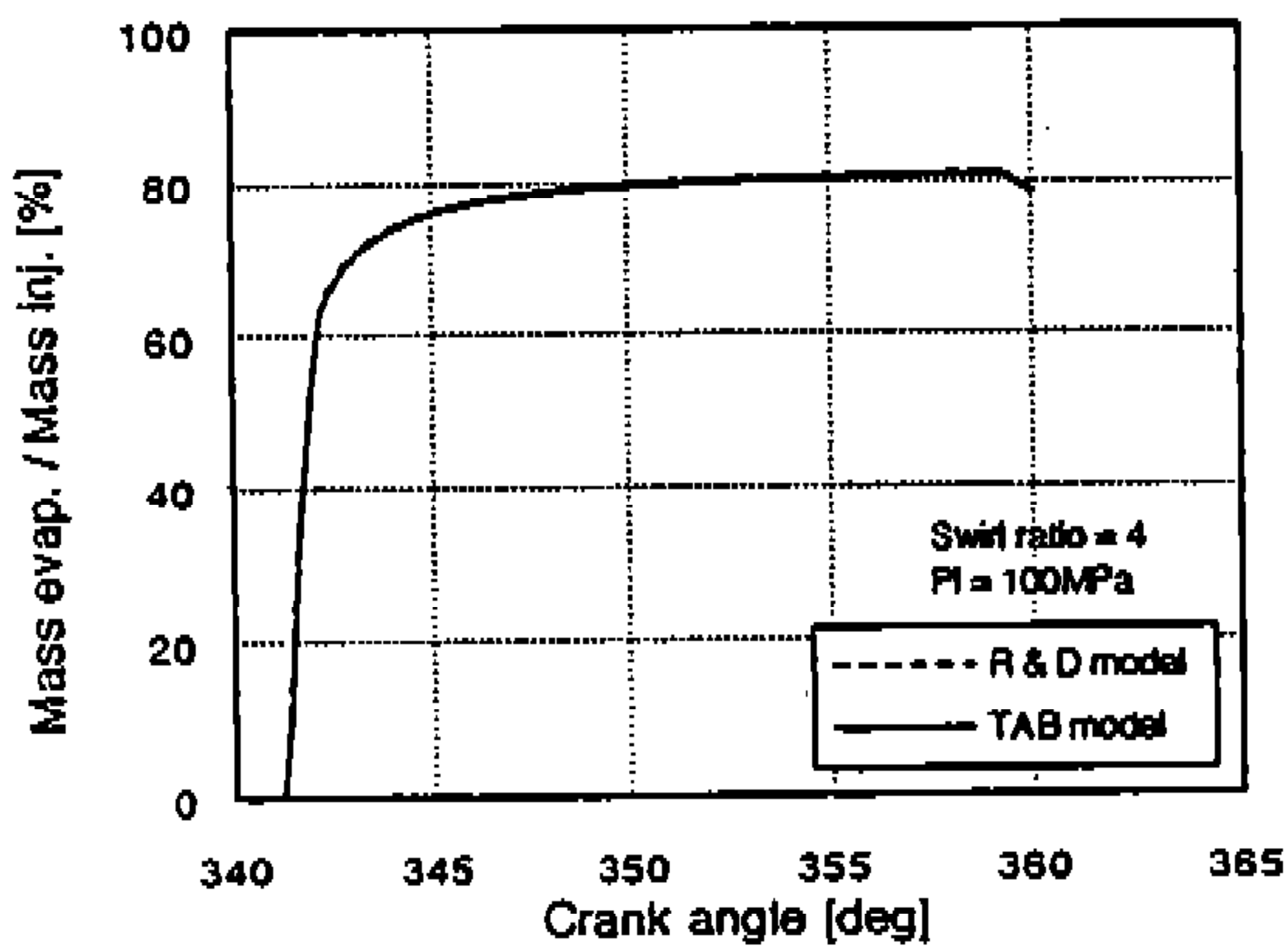


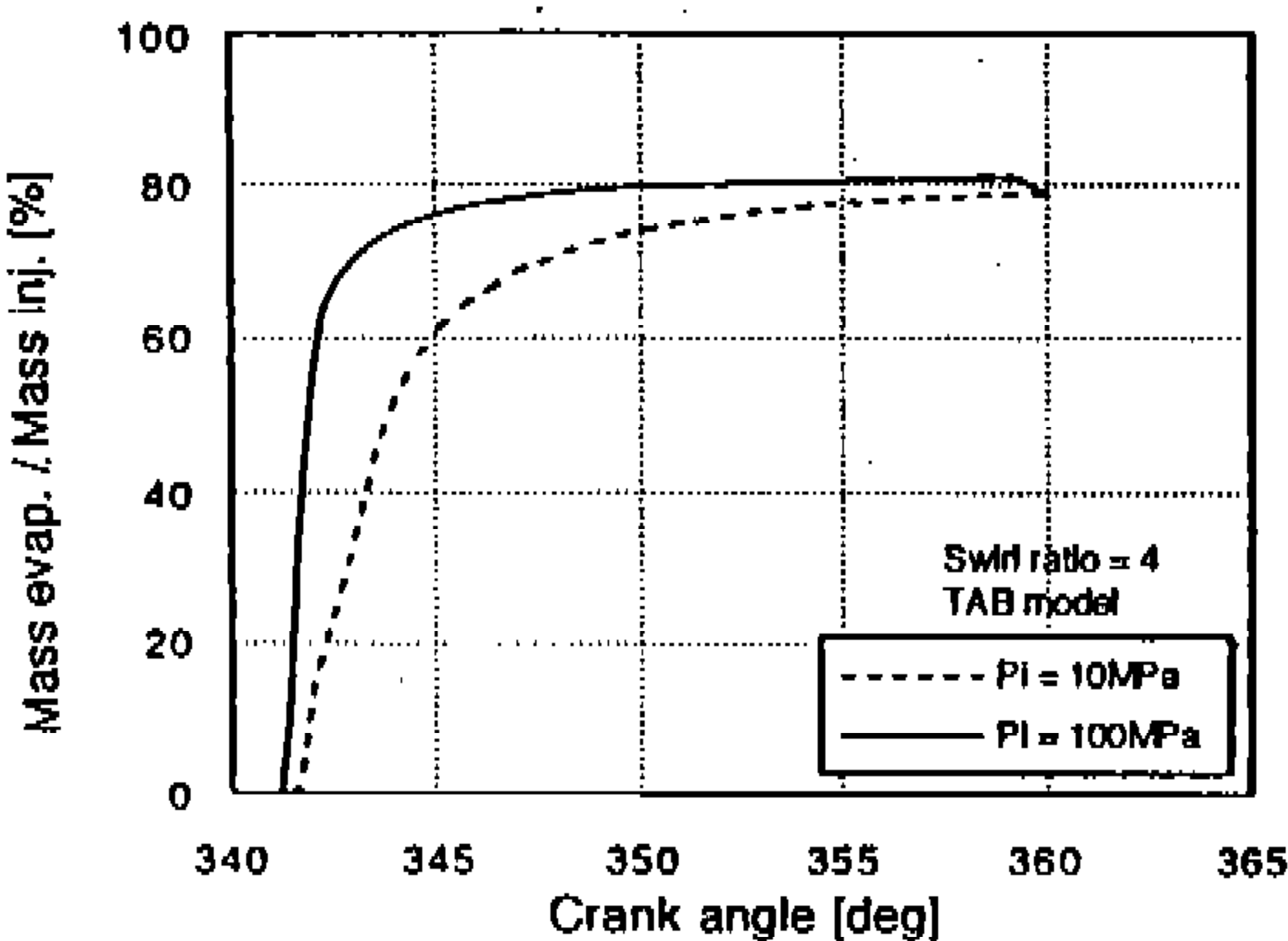
Fig.4.6 Variation of the predicted evaporation rate with the injection pressure

로 크기 때문에 액적 자체의 진동에 의한 분열은 거의 발생되지 않고 We수의 조건에 따라서만 분열이 발생되기 때문에 분사압력이 100MPa인 경우는 두 모델간의 증발율 차이가 거의 없는 것으로 생각된다.

Fig.4.6은 선회비가 4이고 TAB 모델을 이용했을 때 분사압력에 따른 증발율 변화를 나타낸다. 전체적으로는 분무초기의 증발율이 상당히 높게 나타나는 것을 알 수 있으며 두 경우의 증발율 차이도 초기에 크게 나타나는 것을 알 수 있다. 이러한 현상은 분사압력이 낮은 경우에는 분사액적들의 크기는 상대적으로 커지며 액적들과 주위기체간의 상대속도가 낮고 액적들이 분사노즐의 출구부근에 집중되어 액적들의 표면장력이 커져서 분열이 활발하지 못하기 때문인 것으로 생각된다.

Fig.4.7은 분사압력이 10MPa, 선회비 4이고 피스톤이 상사점에 도달했을 때 축방향의 C-C, D-D평면과 E-E평면에서의 증발된 연료증기 (fuel vapor) 분포를 나타낸다. Fig.4.5의 결과에서 나타난바와 같이 R & D모델을 이용한 경우에는 증발된 연료증기의 분포도가 낮게 나타나는 것을 알 수 있다.

Fig.4.8은 분사압력이 50MPa, 선회비 4일 때 ATDC 350°와 TDC에서의 분열모델에 따른 분무액적의 분산분포를 나타낸다. R & D모델을 이용했을 때는 남아 있는 액적수도 많고 액적들이 연소실벽 부근까지 근접하여 분포되는 것을 알 수 있다. TAB 모델에서는 분열 조건에 We수의 영향뿐만 아니라 액적 자체의 진동의 영향까지 포함되기 때문에 We수의 영향만이 포함되는 R & D 모델에 비해서 분열이 활발해지고 이에 따라서 상대적으로 크기가 작아진 액적들의 증발이 촉진되기 때문에 남은 액적수가 적은 것으로 생각된다. 특히 외력의 영향을 가장 크게 받게되는 분무선단부 액적들의 진동이 강해져서 분열이 활발하게 발생되고 증발율이 높아지기 때문에 TAB 모델에서는 분무선단부의 확산거리가 짧게 나타나는 것으로 생각된다. 그러나 분무에서의 액적의 분열 및 분산은 난류와 가장 밀접한 상관관계를 갖고 있기 때문에 이와 관련된 물리



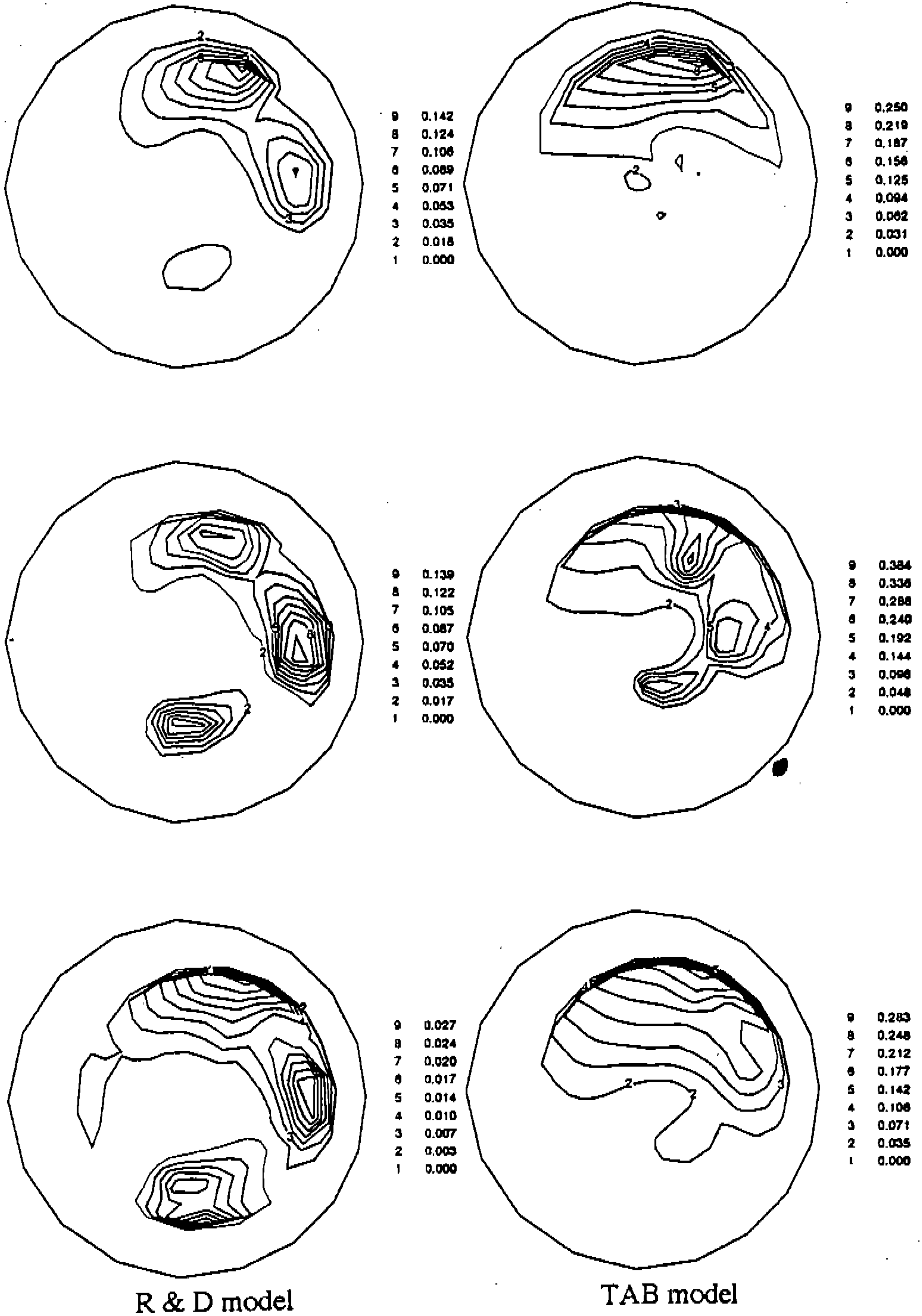


Fig.4.7 Contour of the fuel vapor mass fraction with the breakup model, injection pressure 10MPa, C-C, D-D and E-E planes

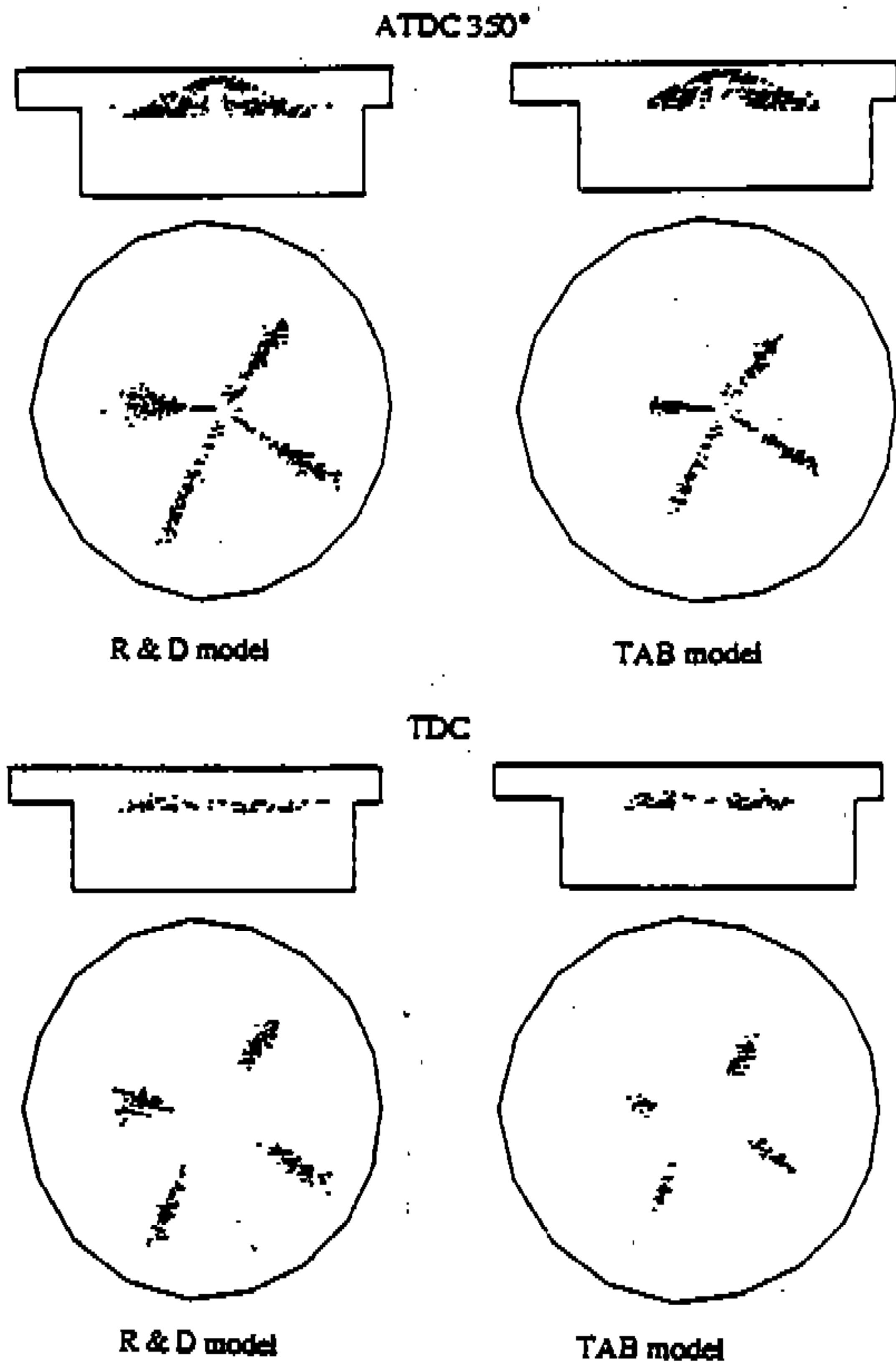


Fig.4.8 Distribution of spray droplets with the breakup model, injection pressure 50MPa, $SMD_{in} = 140\mu m$

적 현상들에 대한 규명 및 진보된 모델의 도입없이 액적의 거동에 대한 정확한 예측은 불가능한 것으로 알려지고 있다²³⁾.

5. 결 론

분열현상이 분무특성에 미치는 영향에 대한 수치해석적 연구를 수행한 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

- 1) R & D 모델을 이용했을 때 보다 TAB 모델을 이용했을 때 분무선단 도달거리가 짧아지는 결과를 얻었다. 이러한 결과는 분열의 조건에 액적 자체의 진동의 영향을 포함시킨 TAB 모델을 이용했을 때 We수의 조건에 의해서만 분열이 발생하는 것으로

가정하는 R & D 모델을 이용했을 때 보다 분열이 활발하게 진행되어 운동량이 작은 액적들의 비율이 증가하기 때문인 것으로 생각된다.

- 2) 분무선단의 속도는 분무가 진행되면서 전체적으로는 감소하면서 증감을 반복하는 실험결과와 정성적으로 일치하는 경향을 나타낸다. 또한 TAB 모델을 이용했을 때는 크기가 작은 액적들이 많아지기 때문에 R & D 모델을 이용했을 때 보다 전체적으로 분무선단의 속도가 작고 증감의 폭도 감소하는 것을 알 수 있다.
- 3) 100MPa의 고압분사로 인해 액적의 초기 SMD가 상대적으로 작아지는 경우에는 증발에 미치는 분열모델의 영향은 거의 나타나지 않는 것을 알 수 있다. 반면에 10MPa의 낮은 분사압력으로 인해 분사액적의 초기 SMD가 상대적으로 커지는 경우에는 두 모델간의 증발을 차이가 상당히 크게 나타나는 것을 알 수 있다.

후 기

본 연구는 1993년도 교육부 학술연구 조성비 (ME93-F-10) 지원에 의하여 수행되었으며 이에 관계자 여러분께 감사드립니다.

참 고 문 헌

1. Harlow, F. H. and Amsden, A. A., "Numerical Calculation of Multiphase Fluid Flow", J. Comp. Phys., Vol. 17, pp. 19~52, 1975.
2. Beshay, K. R., "Computer Modeling of Diesel Spray Dispersion and Evaporation", Ph. D. Thesis, Imperial College, London, 1985.
3. Dukowicz, J. K., "A Particle-Fluid Numerical Model for Liquid Sprays", J. Comp. Phys., Vol. 35, No. 2, pp. 229~253, 1980.

4. O'Rourke, P. J., "Collective Drop Effects on Vaporizing Liquid Sprays", Ph. D Thesis of Princeton Univ., 1981.
5. Hiroyasu, H. and Kodota, T., "Fuel Droplet Size Distribution in Diesel Combustion Chamber", SAE 740715, 1974.
6. Reitz, R. D. and Diwakar, R., "Effects of Drop Breakup on Fuel Sprays", SAE 860469, 1986.
7. Reitz, R. D. and Diwakar, R., "Structure of High-Pressure Fuel Sprays", SAE 870598, 1987.
8. O'Rourke, P. J. and Amsden, A. A., "The TAB Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup", SAE 873089, 1987.
9. Arai, M., Tabata, M., Hiroyasu, H. and Shimizu, M., "Disintegrating Process and Spray Characterization of Fuel Injected by a Diesel Nozzle", SAE 840275, 1984.
10. Watkins, A. P., "Flow and Heat Transfer in Piston/Cylinder Assemblies", Ph. D. Thesis, University of London, 1977.
11. Reynolds, W. C., "Modeling of Fluid Motions in Engines", An Introductory Overview, in Combustion Modeling in Reciprocating Engines, ed. J. N. Mattavi and C. A. Amann, pp. 41~68, Plenum Press, New York, 1980.
12. Issa, R. I., "Solution of the Implicitly Discretised Fluid Flow Equations by Operator Splitting", J. Comp. Phys., Vol.62, pp. 40~65, 1985.
13. Stone, H. L., "Iterative Solution of Implicit Approximations of Multidimensional Partial Differential Equation", SIAM J. Numerical Analysis, Vol. 5, No. 3, pp. 530~559, 1968.
14. Launder, B. E. and Spalding, D. B., Lectures on Mathematical Models of Turbulence, Academic Press, New York, 1972.
15. 지요한, "디젤 부분의 거동 및 분무 입경 분포에 관한 연구", 서울대학교 대학원, 박사 학위논문, 1993.
16. Reitz, R. D. and Bracco, F. V., "Mechanism of Atomization of a Liquid Jet", Physics of Fluid, Vol.25, No. 10, pp. 1730~1742, 1982.
17. Koo, J. Y. and Martin, J. K., "Droplet Sizes and Velocites in a Transient Diesel Fuel Spray", SAE 900397, 1990.
18. Koo, J. Y. and Chung, H. C., "Near-Nozzle Behavior of Diesel Fuel Spray", Proc. of the Korea Conf. on Liquid Atomization and Spray Systems '93. pp. 42~47, 1993.
19. 양희천, 정연태, 최영기, 유홍선, "직접 분사식 엔진의 압력변화에 따른 유동장 및 분무 특성에 대한 수치해석적 연구", 대한기계학회 춘계학술대회 논문집(II), pp. 25~29, 1993.
20. 양희천, 최영기, 유홍선, "직접 분사식 엔진의 분무특성에 미치는 스웰의 영향 및 입경 분포에 대한 수치해석적 연구", 한국 자동차 공학회 춘계학술대회 논문집, pp. 419~425, 1993.
21. 양희천, 정연태, 최영기, 유홍선, "직접 분사식 엔진의 분사압력변화에 따른 유동장 및 분무특성에 대한 수치해석적 연구", 대한 기계학회 논문집, Vol. 17, No. 9, pp. 2339~2358, 1993.
22. Yang, H. C., Choi, Y. K. and Ryou, H. S., "Three Dimensional Numerical Simulation for the Phenomena of High-Pressure Fuel Sprays", Proc. of the First Pan-Pacific Conf. on Comp. Eng.-PCCE '93. pp. 149~154, 1993.
23. Crowe, C. T., Chung, J. N. and Troutt, T. R., "Particle Dispersion in Turbulent Shear Flows", Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 14, pp. 171~194, 1988.