

<논문> SAE NO. 933730

4밸브기관의 압축상사점 부근의 난류특성에 관한 수치해석적 연구

A Numerical Study on the Turbulent Flow Characteristics
Near Compression TDC in Four-Valve-Per-Cylinder Engine

김 철 수*, 최 영 돈**
C. S. Kim, Y. D. Choi

ABSTRACT

The three-dimensional numerical analysis for in-cylinder flow of four-valve engine without intake port has been successfully computed. These computations have been performed using technique of the general coordinate transformation based on the finite-volume method and body-fitted non-orthogonal grids using staggered control volume and covariant variable as dependent one. Computations are started at intake valve opening and are carried through top-dead-center of compression. A k-ε model is used to represent turbulent transport of momentum. The principal study is the evolution of interaction between mean flow and turbulence and of the role of swirl and tumble in generating near TDC turbulence. Results for three different inlet flow configuration are presented. From these results, complex flow pattern may be effective for promoting combustion in spark-ignition engines and kinetic energy of mean flow near TDC is well converted into turbulent kinetic energy.

주요기술용어 : 4 Valve Engine(4밸브기관), Finite Volume Method(유한체적법), Turbulent Intensity(난류강도), Kinetic Energy of Mean Flow(평균유동운동에너지), Grid Generation(격자생성)

기 호 설 명	
$A^{(i)}$: 면적벡터($A^{(1)}A^{(2)}A^{(3)}$)
A^m	: $A^{(i)}$ 의 9개 성분
$C_w, C_i, C_2, C_3, C_v, C_\epsilon$: 난류모형상수
det	: determinant
G	: 난류운동에너지 생성항
h	: 비엔탈피
	h_i, h_n, h_ϵ : 매트릭 계수
	g^i : Contravariant 좌표 변환 텐서
	g_i : Covariant 좌표 변환 텐서
	I^i : 유효 총유동률(effective total flux)
	\tilde{I}^i : 유효 총유량
	$J = \sqrt{g}$: Jacobian
	κ : 난류운동에너지
	S, S_{tmo} : 원천항

* 고려대학교 대학원 기계공학과
** 정희원, 고려대학교 기계공학과

- U : 직교좌표계의 U, V, W 속도성분
- U^x, U^y, U^z : 비직교좌표계의 제어체적에서의 수직유동들(Normal flux)
- U^x, U^y, U^z : 비직교좌표계의 Contravariant
- U_x, U_y, U_z : 비직교좌표계의 Covariant
- x^j : 직교좌표계의 x, y, z 축

< 그리스 문자 >

- ξ : 비직교좌표계의 ξ, η, ζ 축
- ϵ : 난류 운동에너지 소산을
- r : 확산계수
- ϕ : 종속변수
- ρ : 밀도
- π : 점도
- v : 와점도

1. 서 론

내연기관의 성능에 가장 중요한 영향을 미치는 요인은 기관의 연소특성이며, 기관의 연소특성을 향상시키기 위해서는 흡기포트에 의해 생성되는 유동형태가 압축 상사점에서의 난류강도 형성에 어떠한 역할을 하는 가를 이해해야 한다. 연소실내의 유동은 형태가 복잡한 난류유동이며 비정상 상태, 압축성의 3차원 유동이기 때문에 주로 실험적 방법에 의한 연구가 수행되어 왔으나 전산기의 급속한 발달과 해석 모형의 발전에 힘입어 수치 해석적 방법에 의한 연구도 활발히 진행되고 있다.^{1,2)} 본 연구에서는 흡기포트가 부착되지 않은 4밸브기관의 연소실내 유동을 유한체적법을 사용하여 해석하였다. 4밸브기관은 흡기포트에 의해 생성되는 유동형태인 스윙 중심의 연구들을 텀블과 경사진 스윙의 영향도 고려하여 이들의 관계성에 관한 연구를 수행할 수 있는 장점이 있다. 세가지의 유동 형태가 압축상사점에서의 난류강도의 크기에 영향을 미치는 데 이러한 해석을 할 수 있는 연소실 유동 해석 프로그램을 개발하였다. 프로그램은 TEACH³⁾ 프로그램을 기본으로 하고 이를 비직교좌표계로 확장하여

종속변수를 Covariant⁴⁾ 속도성분을 사용하는 방법을 채택하여 개발하였다. 또한 흡입과 압축 과정 동안의 유동의 변화 형태를 보기 위해 3차원 결과들을 공간적으로 평균하여 무차원의 결과를 만드는 방법인 진단법(Diagnostics)을 사용하여 3차원 결과들을 무차원 결과들로 전환하였다. 이러한 해석을 통하여 스윙, 텀블 및 경사진 스윙이 압축 과정 동안의 피스톤의 운동으로 부터의 에너지 추출과 흡입 평균유동운동에너지로의 전환에 각기 어떻게 기여를 하는가를 예측하였다.

2. 지배방정식과 계산 알고리즘

2.1 지배 방정식

본 연구에서는 유동해석에 사용되는 기본방정식들을 면적벡터(Area vector) 요소를 사용하여 유도하였다. 직교좌표계에서 유도된 연속방정식, 운동량방정식, 난류운동에너지방정식, 난류운동에너지소멸율방정식, 엔탈피방정식들을 비직교좌표계에 적용하기 위해서는 지배방정식의 전환이 필요하다. 변환하는 방법은 운동량방정식의 종속변수에 따라 대별되며 본 연구에서는 모든 관계식을 계산 격자계에서 다루며 속도 종속변수로는 covariant 속도성분을 사용하였다. 또한 밸브와 피스톤의 움직임은 물리적인 공간에서 움직이는 격자를 상대속도 개념을 사용하여 계산공간에서 고정격자로 만들어 처리하였다. 직교좌표계에서의 연속방정식과 운동량방정식 그리고 난류운동에너지와 난류운동에너지소멸율방정식에 대한 일반적인 보존 형태로 나타내면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x^j} (\rho U^j \phi) &= -\frac{\rho}{\rho x^j} \left(\Gamma \frac{\rho\phi}{\rho x^j} \right) + S \\ \rightarrow \frac{\partial}{\partial t} (\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x^j} (I) &= S \end{aligned} \quad (1)$$

여기서 $I = \rho U^j \phi - \Gamma \frac{\rho\phi}{\rho x^j}$ 이다. 식(1)을 경계고정좌표계로 변환하면

$$\frac{1}{J} \frac{\rho}{\rho \xi^j} (J I^j) = S$$

$$\rightarrow \frac{\rho}{\rho \xi^j} (J I^j) = J S \quad (2)$$

이고 I^j 는

$$I^j = \rho U^j \phi - \Gamma g^j \frac{\rho \phi}{\rho \xi^j} \quad (3)$$

이다. 여기서 contravariant 매트릭 텐서

$$g^{ij} = \frac{\rho \xi^i}{\rho x^m} \frac{\rho \xi^j}{\rho x^m} = \frac{A^{(i)} \cdot A^{(j)}}{J^2} \text{ 이며}$$

$J = \sqrt{g} = \sqrt{\text{Det}(g_{ij})}$, covariant 매트릭 텐서

$$g_{ij} = \frac{\rho x^m}{\rho \xi^i} \frac{\rho x^m}{\rho \xi^j} \text{ 이다.}$$

여기서 사용된 변적벡터와 매트릭 계수의 정의는 다음과 같다.

$$A^{(1)} = A^{1i} \vec{i} + A^{1j} \vec{j} + A^{1k} \vec{k} \quad (4)$$

$$A^{(2)} = A^{2i} \vec{i} + A^{2j} \vec{j} + A^{2k} \vec{k} \quad (5)$$

$$A^{(3)} = A^{3i} \vec{i} + A^{3j} \vec{j} + A^{3k} \vec{k} \quad (6)$$

$$h_3 = \sqrt{x_3 + y_3 + z_3} = \sqrt{g_{11}} \quad (7)$$

$$h_1 = \sqrt{x_1 + y_1 + z_1} = \sqrt{g_{22}} \quad (9)$$

$$h_2 = \sqrt{x_2 + y_2 + z_2} = \sqrt{g_{33}} \quad (10)$$

여기서 J 는 Jacobian 매트릭스이며 제어체적의 체적성분을 나타낸다.

$$J = \begin{vmatrix} x_\xi & x_\eta & x_\zeta \\ y_\xi & y_\eta & y_\zeta \\ z_\xi & z_\eta & z_\zeta \end{vmatrix} \quad (10)$$

좌표계의 변환에 따라 변환된 지배방정식들을 tensor 형태로 정리하면 다음과 같다.

연속방정식

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial t} (J \rho) + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^m} \left[A^m \rho \left(U^j - \frac{\partial}{\partial t} X_j \right) \right] = 0 \quad (11)$$

운동량방정식

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial t} (J \rho U^j) + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^m} \left[A^m \rho \left(U^j - \frac{\partial}{\partial t} X_j \right) U^j \right] +$$

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^m} \left[\mu_{eff} J^{-1} A^{(m)} \cdot A^{(n)} \frac{\partial U^j}{\partial \xi^n} \right] = - \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^m} A^m_i$$

$$\left(P + \frac{2}{3} \rho k \right) + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^m} \left[\mu_{eff} J^{-1} A^m A^i \frac{\partial U^j}{\partial \xi^n} \right] - \frac{2}{3} \frac{1}{J}$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi^m} \left[m_{eff} J^{-1} A^m A^i \frac{\partial U^j}{\partial \xi^n} \right] \quad (12)$$

난류운동에너지방정식

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial t} (J \rho k) + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^m} \left[A^m \rho \left(U^j - \frac{\partial}{\partial t} X_j \right) k \right] +$$

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^m} \left[\frac{\mu_{eff}}{\sigma_k} J^{-1} A^{(m)} \cdot A^{(n)} \frac{\partial k}{\partial \xi^n} \right] = \mu_{eff}^2 \left[\frac{\partial}{\partial \xi^m} A^m_i U^j \right]$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi^m} A^m_i U^j + \frac{\partial}{\partial \xi^m} A^m_i U^j \frac{\partial}{\partial \xi^n} A^i_j U^j \left] - \frac{2}{3} \rho k J A^m_i$$

$$\frac{\partial U^j}{\partial \xi^m} J A^m_i \frac{\partial U^j}{\partial \xi^n} \quad (13)$$

난류운동에너지소멸율방정식

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial t} (J \rho \epsilon) + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^m} \left[A^m_i \rho \left(U^j - \frac{\partial}{\partial t} X_j \right) \epsilon \right] +$$

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^m} \left[\frac{\mu_{eff}}{\sigma_\epsilon} J^{-1} A^{(m)} A^{(n)} \frac{\partial \epsilon}{\partial \xi^n} \right] = \left[C_1 G \frac{\epsilon}{k} - C_2 \rho(t) \frac{\epsilon^2}{R} \right]$$

$$+ C_3 \rho \epsilon J A^m_i \frac{\partial U^j}{\partial \xi^n} \quad (14)$$

여기서 생성항(G)는 Table 1에 표기하였다.
엔탈피방정식

$$\begin{aligned} & \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial t} (J\rho h) + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^m} \left[A^m \rho \left(U^j - \frac{\partial}{\partial t} X_j \right) h \right] - \\ & \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^m} \left[\frac{\kappa_c}{C_p} J^{-1} A^{(m)} \cdot A^{(n)} \frac{\partial h}{\partial \xi^n} \right] = \\ & \frac{1}{J} \left[\frac{\partial}{\partial \xi^m} A^m \mu U^x \frac{\partial U^j}{\partial x^x} \right] + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^m} \\ & \left[\mu J^{-1} \left(1 - \frac{1}{Pr} \right) A^{(m)} \cdot A^{(n)} \frac{\partial}{\partial \xi^n} \left(\frac{U_x^2}{2} \right) \right] \quad (15) \end{aligned}$$

이러한 좌표변환된 방정식들을 하나의 형태로 나타내면 다음의 방정식이 얻어진다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (J\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial \xi} (\rho U\phi - \Gamma A^{(1)} \cdot A^{(1)} J^{-1} \frac{\partial \phi}{\partial \xi}) + \\ & \frac{\partial}{\partial \eta} (\rho U^0 - \Gamma A^{(2)} \cdot A^{(2)} J^{-1} \frac{\partial \phi}{\partial \eta}) + \\ & \frac{\partial}{\partial \zeta} (\rho U^x - \Gamma A^{(3)} \cdot A^{(3)} J^{-1} \frac{\partial \phi}{\partial \zeta}) = JS + \\ & \frac{\partial}{\partial \xi} (\Gamma A^{(1)} A^{(2)} J^{-1} \frac{\partial \phi}{\partial \eta}) + \frac{\partial}{\partial \xi} (\Gamma A^{(1)} A^{(3)} J^{-1} \frac{\partial \phi}{\partial \zeta}) \\ & + \frac{\partial}{\partial \eta} (\Gamma A^{(2)} A^{(1)} J^{-1} \frac{\partial \phi}{\partial \xi}) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\Gamma A^{(2)} A^{(3)} J^{-1} \frac{\partial \phi}{\partial \zeta}) \\ & + \frac{\partial}{\partial \zeta} (\Gamma A^{(3)} A^{(1)} J^{-1} \frac{\partial \phi}{\partial \xi}) + \frac{\partial}{\partial \zeta} (\Gamma A^{(3)} A^{(2)} J^{-1} \frac{\partial \phi}{\partial \eta}) \quad (16) \end{aligned}$$

여기서 \hat{U}^x , \hat{U}^0 , \hat{U}^x 는 제어 체적면에 수직한 유속이며 contravariant 속도성분이다. 우변의 S는 압력항, 전단응력항 및 압축항을 포함하는 원천항이며 나머지는 비직교성에 기인하는 성분들이다. Table 1은 경계고정좌표계로 변환된 지배방정식의 원정항을 정리한 것이다.

Table 1. Source term of governing equation

Equation	Source Term
Continuity	0
Momentum	$-\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^m} A^m_i \left(P + \frac{2}{3} \rho k \right) +$ $\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^m} \left[m_{eff} J^{-1} A^m_i A^j_i \frac{\partial U^j}{\partial \xi^n} \right]$ $-\frac{2}{3} \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^m} \left[\mu_{eff} J^{-1} A^m_i A^j_i \frac{\partial U^j}{\partial \xi^n} \right]$ <p style="text-align: right;"> <i>i</i> = U_ξ equation <i>j</i> = U_η equation κ = U_ζ equation </p>
κ	$(G - \rho \epsilon)$
ϵ	$\left[\frac{(C_1 G - C_{2\rho}) \epsilon}{\kappa} + C_{3\rho} \epsilon J A^m_i \frac{\partial U^j}{\partial \xi^m} \right]$
Specific Enthalpy	$\frac{1}{J} \left[\frac{\partial}{\partial \xi^m} A^m \mu U^x \frac{\partial U^j}{\partial x^x} \right] +$ $\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^m} \left[\mu J^{-1} \left(1 - \frac{1}{Pr} \right) A^{(m)} \cdot A^{(n)} \frac{\partial}{\partial \xi^n} \left(\frac{U_x^2}{2} \right) \right]$
Generation	$G = \mu J^{-2} \left[\frac{\partial}{\partial \xi^m} A^m_i U^j \frac{\partial}{\partial \xi^m} A^m_j U^i + \right.$ $\left. \frac{\partial}{\partial \xi^m} A^m_i U^j \frac{\partial}{\partial \xi^n} A^m_j U^i \right] - \frac{2}{3} \rho \kappa J A^m_i$ $\frac{\partial U^j}{\partial \xi^m} - \frac{2}{3} \mu J A^m_i \frac{\partial U^j}{\partial \xi^m} J A^m_n \frac{\partial U^j}{\partial \xi^n}$

2.2 난류모형

연소실대의 3차원 난류유동은 압축성 효과와 난류의 비등방성 등으로 인하여 매우 복잡한 유동 특성을 가지고 있다. 이러한 모든 효과를 처리할 수 있는 난류모형은 없으며 일반적으로 κ - ϵ 모형, 대수용력모형, 레이놀즈응력모형등이 개발

되어 있다. 본 연구에서는 일반적인 유동 현상에 가장 많이 사용되고 있는 κ - ϵ 모형을 사용하였다. 이 모형에서는 와점성계수를 난류운동에너지와 난류운동에너지소멸율의 관계로부터 다음과 같이 구한다.

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{K^2}{\epsilon} \quad (17)$$

여기서 C_μ 는 난류모형 상수이고 난류운동에너지 방정식과 난류운동에너지소멸율방정식의 2차 상관관계를 소거하는 과정에서 발생하는 모형상수값으로는 $C_\mu=0.09$, $C_1=1.44$, $C_2=1.93$, $C_3=-0.373$, $\sigma_k=1.0$ 의 값을 사용하였다.

여기서 C_μ 는 난류모형 상수이고 난류운동에너지 방정식과 난류운동에너지소멸율방정식의 2차 상관관계를 소거하는 과정에서 발생하는 모형상수값으로는 $C_\mu=0.09$, $C_1=1.44$, $C_2=1.93$, $C_3=-0.373$, $\sigma_k=1.0$ 의 값을 사용하였다.

2.3 계산 알고리즘

앞 절에서 유도된 좌표변환된 지배방정식을 이산화시키기 위해서는 제어체적(control volume)에 기초한 유한체적법이 사용되었다. 이 방법은 계산영역을 일정한 제어체적으로 나누고 지배방정식을 제어체적에 대하여 적분하여 이산화시킨다. 격자계의 구성은 엇갈림격자계(staggered grid)를 사용하였고 엇갈림격자계를 사용하면 Fig.1과 같은 제어체적이 필요하다. 종속변수 속도성분이 격자선을 따르는 공변속도성분을 사용하였으므로 이러한 속도성분들은 엇갈리게 놓

고 스칼라량과 직교속도성분들은 같은 격자점에 위치시켰다. 공변속도성분들은 제어체적면상의 가운데 위치하게 되어 제어체적을 통과하는 질량 유량과 압력구배항들이 직접 계산이 된다. 따라서 비엇갈림격자계를 사용할때 발생하는 체크보드 형태의 압력분포를 방지할 수가 있다. 난류 모형로는 κ - ϵ 모형을 사용하였으며 속도와 스칼라 양에 대한 벽면처리법으로는 벽함수(wall function)를 사용하였다. 대류항과 확산항의 차분기법으로는 HYBRID 도식을, 압력과 속도의 연관성해석으로는 SIMPLE 해법을 각각 사용하였다. 이산화방정식들은 행렬 형태로 표시되는데 모멘텀 방정식의 해법으로는 SIP해법(Strongly Implicit Procedure)⁶⁾과 압력수정방정식의 해법으로는 ICCG(In-Complicit Conjugate Gradient)^{6,7)} 방법을 사용하였다.

비정상항의 계산에는 완전암식도식해법(Fully implicit scheme)을 사용하였고 시간증분량은 크랭크각을 최소 1°까지 해석이 가능하게 프로그램을 하였고 계산비용 절감을 위하여 실제 계산에는 5°를 사용하였다.

본 연구에서는 적용된 SIMPLE의 계산순서는 다음과 같다.

- 1) 압력장 P^* 을 가정한다.
- 2) 운동량방정식을 풀어 U_x^* , U_y^* , U_z^* 를 구한다.
- 3) P^* 에 P 를 더하여 P 를 계산한다.
- 4) 밀도를 수정한다.
- 5) 속도 수정식을 이용하여 U_x , U_y , U_z 를 구한다.
- 6) 난류운동에너지(k)와 난류운동에너지소멸율(ϵ) 방정식을 풀어 와점성계수 μ_t 를 구한다.

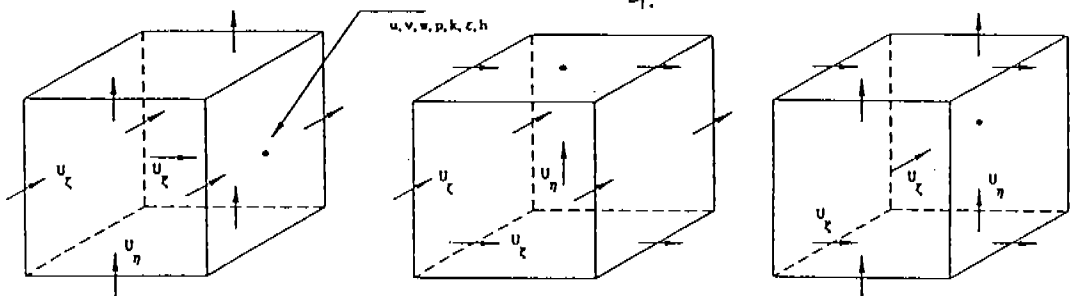


Fig.1 Control volume

- 7) 엔탈피방정식 (h)를 푼다.
 8) 수정된 압력 P를 다시 새로운 예측값 P*로 보고 순서 2)로 돌아가서 수렴해를 얻을 때까지 전체 과정을 반복한다. 수렴의 판정은 계산 과정 압력장을 이용하여 식(18)의 오차가 10^{-2} 보다 작을 때 하였다.

$$\text{Error} = \frac{\text{Max} |P - P_{old}|}{P_{\text{max}} - P_{\text{min}}} \quad (18)$$

여기서 P는 현재의 계산 단계에서의 압력값이고 P_{old} 는 이전 계산 단계의 값이다.

2.4 초기조건과 경계 조건

계산은 흡입밸브가 열림을 기점으로 시작하였고 초기 난류운동에너지는 평균피스톤속도로 표시하였다. 초기조건은 다음과 같다.

$$U=0, V=0, \omega = \frac{zV_{pm}}{S} \quad (19)$$

$$K_0 = 0.2 \times V_{pm}^2, \omega_0 = \frac{K^{1.5}}{0.125 \times \text{Bore}} \quad (20)$$

$$P_0 = \rho_0 RT. \quad (21)$$

여기서 V_{pm} 는 평균피스톤속도, z는 원점에서 피스톤방향으로 거리, K_0 는 초기난류운동에너지, ω_0 는 초기 난류운동에너지소멸율, P_0 는 초기 연소실의 압력, ρ_0 는 초기 유체의 밀도, R은 가스 상수, T_0 는 연소실 초기온도를 나타낸다. 경계조건은 벽면에서 $U_n = U_t = U_c = 0$, K에 대해서는 Non-Slip 조건을 사용하였고, ε 에 대해서는 다음과 같은 조건을 사용하였다.

$$U_t = 0, U_n = 0, U_c = 0, K = 0 \quad (22)$$

$$\varepsilon = \frac{C^{3/4} K^{3/2}}{ky_0} \quad (23)$$

3. 격자생성법

밸브와 피스톤이 포함된 연소실에서 격자생성은 원칙적으로는 3차원 타원형방법을 사용해야 하나 3차원 격자생성의 어려움으로 인하여 2차원 타원형방법을 이용하여 격자생성을하고 3차원으로 확장하는 방법을 사용하였다. 하나의 단면을 5개의 단면으로 나누어 각기의 단면을 2차원 타원방법을 사용하여 격자생성을 하였다. 이들 각기의 단면을 합성하여 하나의 큰 단면을 만들고 나머지 대칭단면들의 값은 대칭성질을 이용하여 구하여 하나의 단면에 대한 격자생성을 완성하였다. 이러한 단면들을 밸브의 하강에 따른 밸브의 투영위치 변화에 따라 8개 단면을 작성하여 사용하였다. 이러한 단면의 격자들을 3차원으로 확장하는데는 다음의 직선의 방정식을 사용하였다. 이 직선의 방정식은 연소실의 직경과 헤드와 연소실이 만나는 각도에 의해 정해진다.

$$Z = \tan(\theta_w)Y + Z_w - \frac{\text{Bore}}{2} \tan(\theta_w) \quad (24)$$

이 식에서 Z_w 와 θ_w 는 연소실 축방향 단면을 따라서 변화하는 값들이다. 또한 밸브와 피스톤의 움직임에 따른 종횡비(aspect ratio)는 각 경우에 대하여 시행오차법을 사용하여 크랭크각 360° 에 대하여 360개를 계산하여 입력 처리하였다. 또한 2차원 단면을 격자생성하는 방법에는 선형보간법

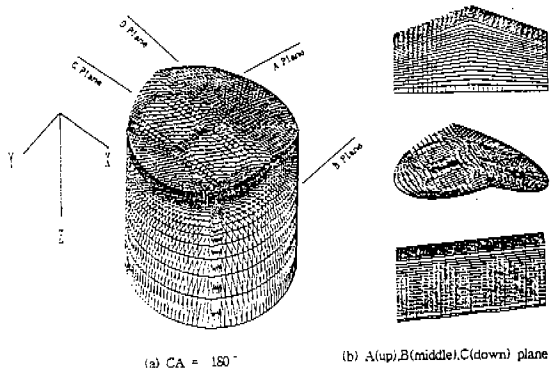


Fig.2 Outline of computational mesh at 180° on intake stroke

(transfinite interpolation method)과 완전타원형 격자생성법(fully elliptic grid generation method)이 있는데 이 두가지 방법을 사용하여 격자생성을 한 후 결과치를 비교 검토하였다. 격자의 비직교성의 비교에는 다음 식이 사용되었다.

$$G_f = \frac{h_x h_y h_z}{J} \quad (25)$$

이 값은 격자의 비직교성을 나타내는 값이며 직교격자계인 경우에는 1의 값을 갖고 비직교 격자계인 경우에는 1이상의 값을 갖는데 이 값이 클수록 비직교성이 심하여 좋지 않은 격자이다. 이 값을 검토한 결과 선형보간법인 경우에는 이 값이 1.5이상인 경우가 1400 여 개의 점이 발생하였고 타원형방법을 사용할 때는 이 점의 갯수가 40여개로 감소하였다.

Figure 2는 크랭크각이 180°일 때의 계산 격자점과 각 단면의 격자생성 결과를 나타낸다. 계산격자수는 X축 32개, Y축 32개, Z축 24개로 전체 계산격자수는 24,576개 이다.

4. 모형기관의 개요

계산에 사용된 모형 기관의 사양은 Table 2와 같다. Table 2의 기관에 대하여 Figure 3과 같은 세가지 형태의 입구 유동형태를 가정하여 해석하였다.

이들 각각의 속도 분포를 수식으로 표현하면 다음과 같다.

$$v = \left[1 + \frac{N_o - 1}{N_o \phi} (\theta - \beta) \right] V_{max} \quad \beta - \pi \leq \theta \leq \beta$$

$$v = \left[1 - \frac{N_o - 1}{N_o \phi} (\theta - \beta) \right] V_{max} \quad \beta \leq \theta \leq \beta + \pi \quad (26)$$

여기서

$$N_o = \frac{V_{max}}{V_{min}}$$

Table 2. Four-valve-per-cylinder engine parameters

Item	Value
Bore	75.5mm
Stroke	83.5mm
Compression ratio	10 : 1
Engine speed	1200rpm
Head type	Wedge, 140° included angle
Piston	Flat face Simple harmonic motion
Intake valve	24mm diameter Open intake TDC Close 220° after intake TDC Maximum lift : 8.6mm

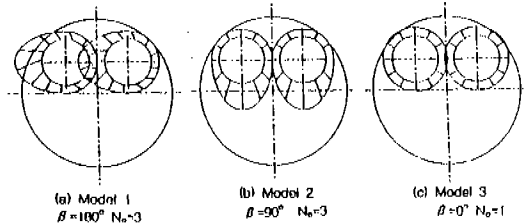


Fig.3 Velocity distribution around the intake valve in a dual-intake valve engine

β = 이동된 X축과 최대속도가이루는 각(시계 방향을 양의 값으로 함)

5. 결과 및 고찰

5.1 흡입과정 동안의 속도분포

Model 1, 2, 3에 대하여 Table 2의 조건에 따라 흡입과 압축과정 동안의 유동특성을 해석하였다. Fig.4는 흡입하사점에서 단면 A에 대한 속도 분포를 나타낸 그림이다. 단면 A는 유동의 형태중 텀블의 구조를 볼 수 있는 단면이다. 일반적으로 흡기포트를 통하여 유입되는 유동은 포트의 형상에 따라 서로 강도가 다른 텀블 및 스웰이 형성되고 연소실 벽면을 따라 하강하는 유동과

2개의 밸브에 의해 유동이 충돌하여 하강하는 유동이 발생한다. 이러한 유동에 의해 형성되는 와류를 텀블이라 하며 이러한 텀블은 흡입초기에는 형성되지 않지만 흡입 하사점에서는 회전 센터점을 피스톤에 가까운 위치를 하고 크게 회전하는 형태를 볼 수가 있다. 이러한 것으로 볼 때 연소실내의 와류는 단순히 연소실의 형상에 의해 발생한다기 보다는 시간 증분에 의해 와류의 형태가 이루어짐을 예측 할수가 있다. 3가지의 모형별로 유동의 형태를 관찰해 보면 A단면의 경우에 있어서 Model 1의 경우는 하나의 큰 수직 형태의 와류가 생성이 되었고 밸브주변과 헤드 부근에서는 입구속도의 불균일성으로 인하여 큰 와류 속도와 충돌하여 어지러운 형태를 보이고 있다. 이에 반하여 Model 2와 3의 경우는 비교적 균일한 입구속도분포 때문에 하나의 큰 와류와 비교적 적은 와류가 동시에 생성이 되었고 회전 중심도 벽면방향으로 이동하고 있다. 또한 밸브와 헤드 주변의 유동도 Model 1 보다는 비교적 안정됨을 볼 수가 있다. Fig.5는 단면 B에서의 속

Reference Vector : $\rightarrow 10$ m/sec

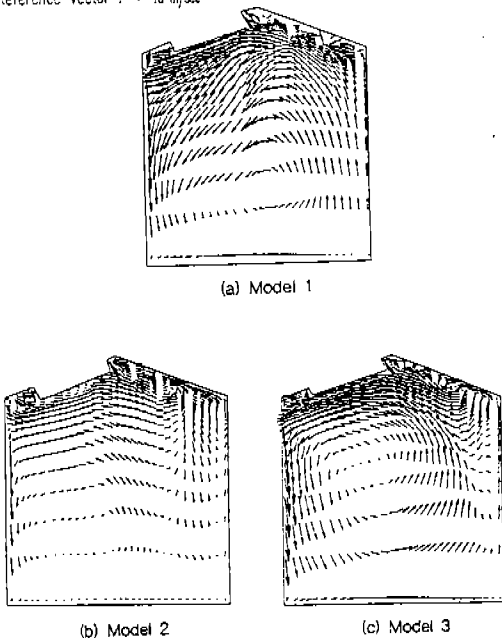


Fig.4 Calculated velocity vector on A plane during intake TDC for Model 1,2,3

Reference Vector : $\rightarrow 10$ m/sec

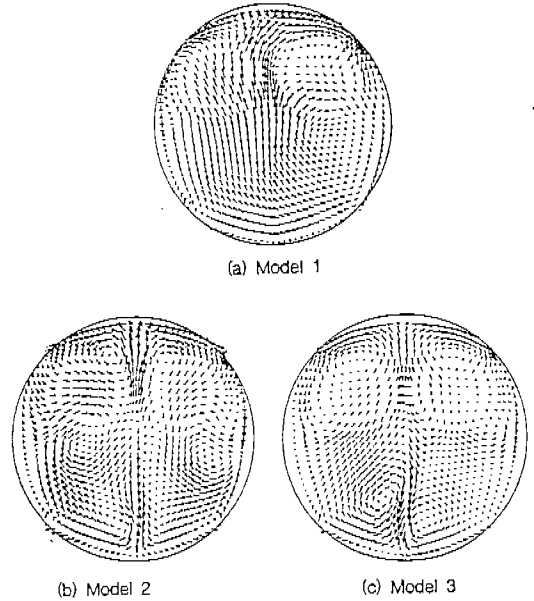


Fig.5 Calculated velocity vector on B plane during intake TDC for Model 1,2,3

Reference Vector : $\rightarrow 10$ m/sec

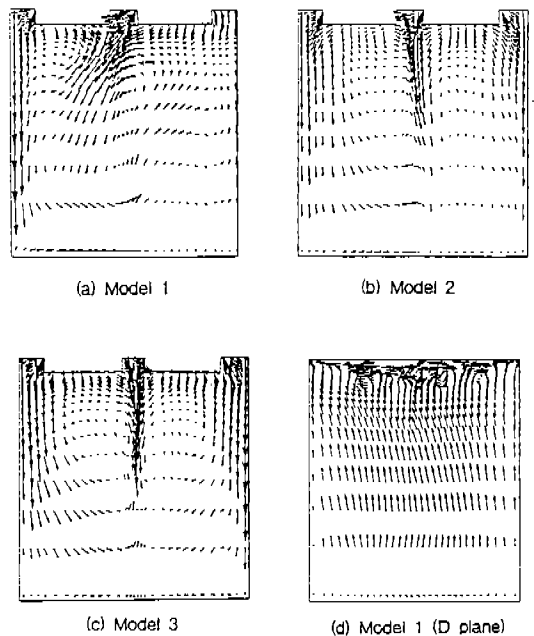
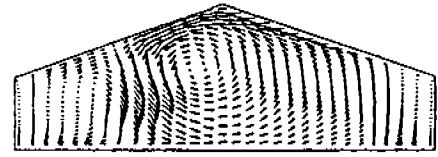


Fig.6 Calculated velocity vector on C plane during intake TDC fir Model 1,2,3

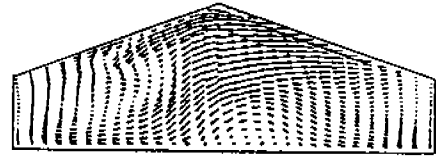
도분포를 나타낸 그림이다. 이 그림은 벽면을 따라 회전을 하는 스윙형태의 유동을 보여 주고 있다. 이러한 스윙에 대한 분포에서는 스윙이 회전하는 중심점의 위치가 중요한 해석인자로 되고 있다. Model 1의 경우는 하나의 중심을 가지고 크게 회전하는 형상을 보이는 반면 Model 2와 Model 3은 여러개의 비교적 적은 와류가 형성이 되었다. Fig.6은 C 단면에 대한 속도분포를 나타낸 그림이다. C 단면 역시 텀블형태의 유동을 나타내는데 밸브가 지나는 단면의 경우에는 반드시 2개의 와류가 형성이 되었고 밸브가 없는 단면에서는 Fig.6(d)에서와 같이 연소실 헤드 방향으로 상승하는 유동의 형태를 보여 주었다. C 단면의 경우 Model 1이 비대칭성의 입구 유동 형태를 보임에 따라 회전하는 형태도 비대칭성인 반면에 Model 2와 Model 3의 경우는 유동의 형태도 대칭성을 띠고 회전하는 형태도 적게되고 있다.

5.2 압축행정 동안의 속도 분포

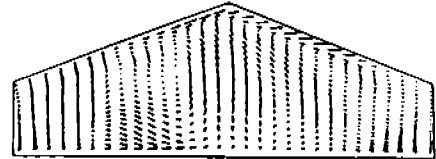
흡입과정동안 형성된 스윙과 텀블의 구조는 압축행정을 거쳐 압축상사점까지 와류의 구조가 어떻게 유지되는가의 여부가 매우 중요하다. 이러한 와류의 형태는 압축상사점에서의 난류강도와 길이척도로 그 결과를 나타내게 된다. 흡입과정에서 형성된 와류는 압축초기과정에 도달하면 그 형태가 명백하게 되고 압축과정 동안에는 피스톤의 상승에 의한 열에너지의 작용과 평균 유동의 유동에너지가 본격적으로 난류운동에너지로의 전환이 일어나게 된다. 전환이 빨리 이루어져 평균유동의 운동에너지가 거의 소멸이 되면 월수록 난류운동에너지는 커져 난류강도의 값이 크게 된다. 압축 말기에 도달하면 피스톤의 상승도 압축 상사점 까지 도달하게 되어 텀블의 구조는 피스톤의 상승에 따라 비틀림을 크게 받아 거의 부서지는 형태로 된다. 또한 텀블의 모멘텀과 난류에너지는 피스톤이 상승함에 따라 감소의 경향을 가진다. 그러나 실질적으로 점화는 압축 상사점전에서 이루어지기 때문에 텀블의 비틀림이 진행될 때 점화가 이루어진다. 이러한 관점에서 볼때 점화 전각의 선정은 연소에 매우



(a) Model 1



(b) Model 2



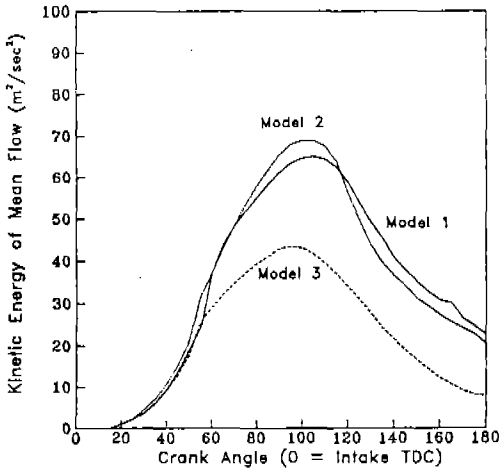
(c) Model 3

Fig.7 Calculated velocity vector on A plane during compression 350° for Model 1,2,3

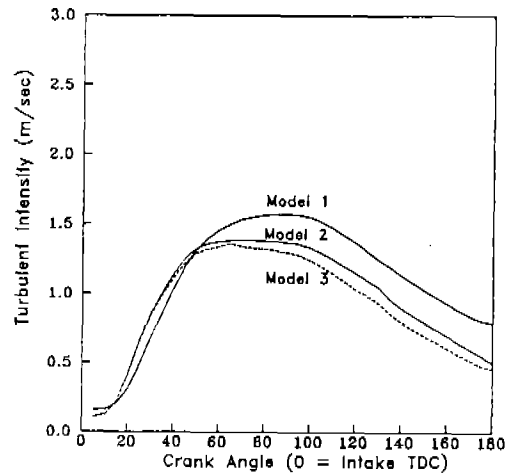
중요하게 영향을 미치는 것으로 생각이 된다. 이에 반하여 스윙은 텀블 유동보다는 압축말기까지 와류의 형태가 부서지는 경향이 피스톤의 운동에 직접 영향을 받지 않기 때문에 텀블보다 적게되고 길이척도 또한 텀블 보다는 안정한 상태로 압축 상사점까지 도달하게 된다. Fig.7은 크랭크각 350°에서의 속도 분포를 나타낸 그림이다. Model 1의 경우에는 흡입하사점에서의 유동형태인 하나의 큰 텀블이 압축과정을 거치는 동안 살아남았고 Model 2와 3은 비교적 적은 2개의 텀블이 형성되어 있다.

5.3 흡입과 압축과정 동안의 운동에너지의 거동

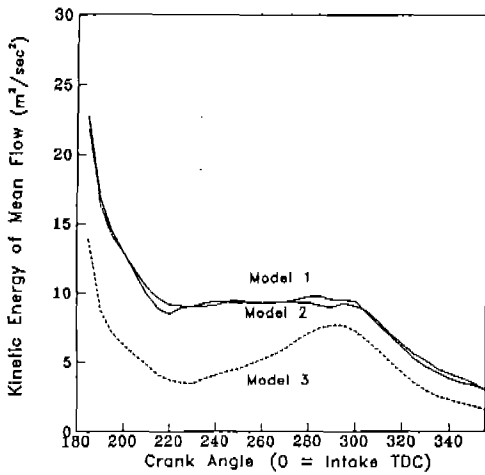
Fig.8은 평균유동운동에너지의 거동을 흡입과 압축 행정 동안에 대하여 나타낸 그림이고 Fig.9는 난류강도의 거동을 나타낸 그림이다. 흡기포트를 통하여 연소실내로 들어 오는 유동은 평균유동



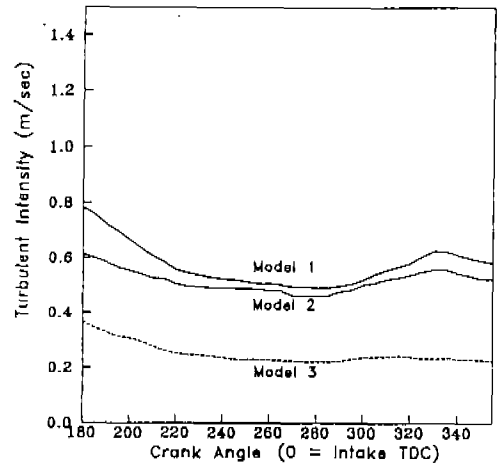
(a) intake stroke



(a) intake stroke



(b) compression stroke



(b) compression stroke

Fig.8 Spatially averaged kinetic energy of mean flow with respect to crank angle

Fig.9 Spatially averaged turbulent intensity with respect to crank angle

운동에너지의 형태로 보존이 되며 이러한 운동 에너지는 난류운동에너지로의 전환과 난류운동 에너지의 생성과 소멸의 반복적인 과정과 같이 흡입과정동안 진행이 된다. 압축과정에 도달하면 평균유동운동에너지의 유입은 정지가 되고 압축이 진행되는 동안 소멸의 과정만을 겪게된다. 이과정에서 난류운동에너지의 생성과 소멸을 반복하게 되는데 결국 압축 상사점에서의 난류강도분포도 이러한 과정을 거치는 동안 형성이 된다. 흡입과정동안 평균유동운동에너지와 난류강

도의 분포는 흡입되는 유속과 비슷한 분포를 나타내고 흡입하사점에서의 난류강도값은 Model 1, 2, 3가 별로 차이가 없지만 평균유동운동에너지 값은 약간 큰 차이를 보이고 있다. 압축과정 동안에는 난류강도값은 완만하게 감소하고 이 감소의 크기는 Model 1의 경우가 가장 크게 나타났다. Model 1과 2의 경우는 특이하게도 압축 말기에서 작은 정점을 갖는 형태가 나타났다. 이러한 정점은 Model 1이 가장 크게 나타났고 Model 3은 아무런 정점도 나타나지 않았다. 이

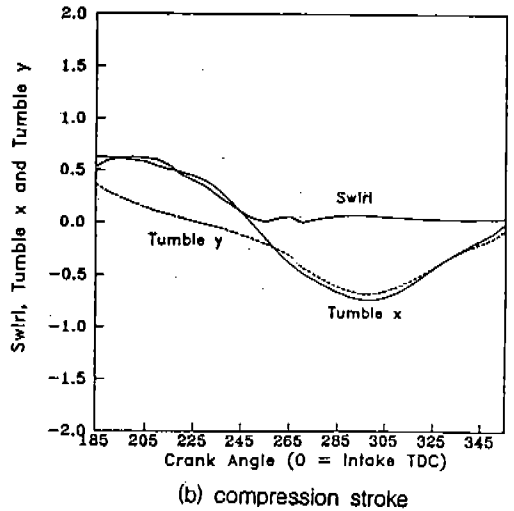
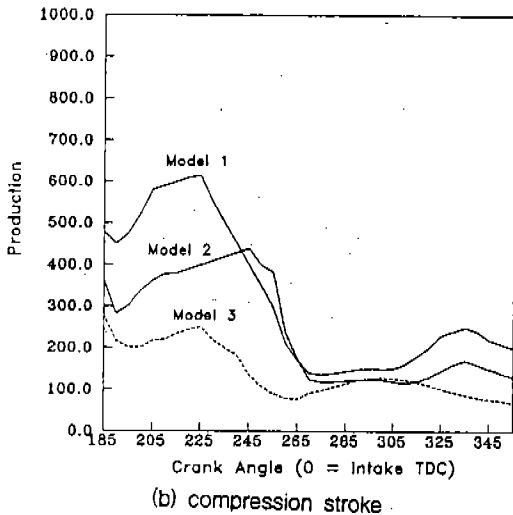
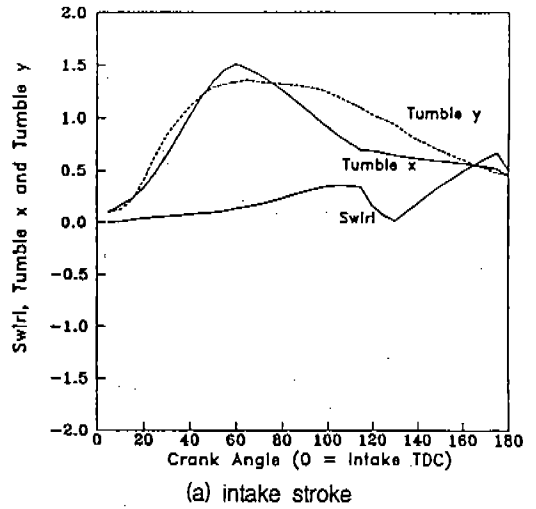
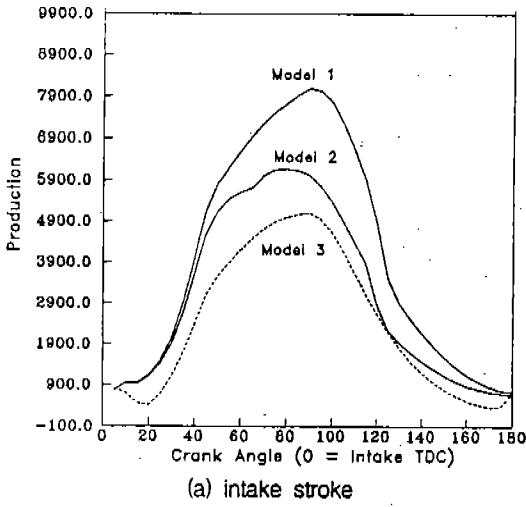


Fig.10 Spatially averaged production value with respect to crank angle

Fig.11 Spatially averaged swirl and tumble ratio distribution with respect to crank angle

러한 결과는 Fig.10에서의 생성항을 나타낸 그림을 보면 이유를 알수가 있는데 이 그림 역시 그러한 경향을 보이고 있음을 알 수가 있다. 압축과정동안 평균유동의 거동은 압축초기에는 급속한 감소가 일어나고 그 후는 완만한 감소를 보이고 있다. 특히하게도 Model 3의 경우에는 압축중간 부근에서 작은 정점이 발생하였는데 이 정점의 발생이 중극적으로 난류강도의 값을 낮추는데 기여를 한 것으로 판단된다. 이러한 결과로부터 평균유동운동에너지와 난류운동에너지의 관계는 상호 보완적인 관계를 유지해야 되며

또한 평균유동운동에너지의 빠른 감소는 난류운동에너지의 증가에 기여를 할 것으로 판단된다.

5.4 흡입과 압축과정동안의 스웰비와 텀블비의 거동

단위벡터 b 의 방향으로의 임의의 점 x, y, z 에서의 유체의 미소체적 $V(t)$ 에 대한 각 운동량 모멘텀 H 와 관성모멘텀 M 의 정의는 다음과 같다.

$$H = \int v_0 \rho r \times \vec{U} b d\tau \quad (27)$$

$$M = \int_{V_0} \rho (\vec{r} \times \vec{b})^2 d\tau \quad (28)$$

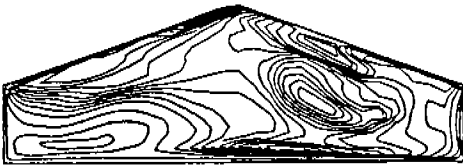
여기서 r 은 임의의 점 x, y, z 에서의 위치벡터이고 $d\tau$ 는 시간에 대한 적분을 나타내고 U 는 유체의 속도를 나타낸다. 스윙과 텀블비는

$$SR_x = 60H_z / (2\pi M_x \omega_{cs}) \quad (29)$$

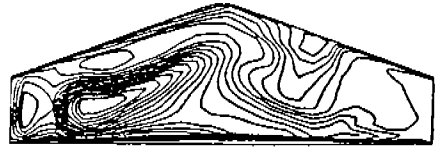
$$TR_x = 60H_z / (2\pi M_x \omega_{cs}) \quad (30)$$

$$TR_y = 60H_z / (2\pi M_y \omega_{cs}) \quad (31)$$

이 된다. 여기서 SR_x 는 z 축을 중심으로 회전하는 스윙비, TR_x 는 x 축을 중심으로 회전하는 텀블비, TR_y 는 y 축을 중심으로 회전하는 텀블비, ω_{cs} 는 크랭크축의 회전속도를 각각 나타낸다. Fig.11은 Model 1의 경우의 흡입과정과 압축과정에서의 스윙비와 텀블비를 나타낸 그림이다. 흡입과정 동안은 Model 1의 경우가 스윙과 텀블비의 변화가 다른 Model보다 크게 나타났고 스윙비의



(a) Model 1



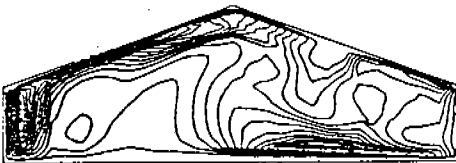
(a) Model 1



(b) Model 2



(b) Model 2



(c) Model 3



(c) Model 3

Fig.12 Turbulent kinetic energy contour on A plane during compression 350° for Model 1,2,3
 (Model 1 : max=2.1026m/sec, min=0.0027715m/sec,
 Model 2 : max=1.979m/sec, min=0.0017056m/sec,
 Model 3 : max=1.515m/sec, min=0.0014339m/sec)

Fig.13 Length scale contour on A plane during compression 350° for Model 1,2,3
 (Model 1 : max=0.0012678m, min=0.0001723m,
 Model 2 : max=0.0011199m, min=0.00017028m,
 Model 3 : max=0.0010015m, min=0.00017183m)

분포는 크랭크 각도 120°에서 140° 부근에서 값이 양에서 음으로 변하는 현상(spin-up)이 발생하였고 텀블비는 포물선의 형태로 증가하다가 감소하였다. 압축과정에서는 스월비의 역전 현상은 없지만 텀블비는 크랭크각 250° 부근에서 spin up 현상이 발생하였다. 이러한 현상은 피스톤이 상승함에 따라 유체의 관성 모멘텀은 감소하는 반면에 유체의 각 운동량모멘텀은 일정하게 유지되려는 성질에 따라 발생한 것으로 판단된다. 따라서 이러한 현상이 스월보다는 텀블비의 spin-up 현상이 더 크게 나타났다. 이로부터 피스톤의 운동으로 부터 난류에너지를 추출하는 능력은 스월보다는 텀블이 효과적인 것으로 판단된다. 이는 또한 압축과정동안 스월보다는 텀블이 피스톤의 영향을 많이 받아 와류의 변형이 많이 이루어지므로 단순감소의 경향을 가지는 스월보다는 압축 상사점에서의 난류강도 생성에 더 큰 기여를 할 것으로 생각된다.

5.5 압축말기에서의 난류운동에너지 분포와 길이 척도 분포

압축말기에서의 난류강도분포와 길이척도 분포는 연소과정과 연결되어 기관의 성능을 결정하는 가장 중요한 인자가 되고 있다. Fig.12는 크랭크 각도 350°에서의 난류에너지분포를 나타내고 Fig.13은 길이척도의 분포를 나타내었다. 난류에너지와 길이척도 분포는 벽면을 따라 일정한 분포를 보이고 연소실내부방향으로 증가하였다. 난류에너지의 최대치의 분포는 Model 1, 2, 3의 순으로 높게 나타났다. 길이척도의 최대치는 Model 1, 2, 3의 순서로 적게 나타나는 순서로 와류가 비틀림을 많이 받은 것으로 생각된다.

6. 결 론

엇갈림격자계, 공변속도성분을 종속변수로 사용하여 유한체적법을 이용하여 4밸브기관의 흡입과 압축과정을 해석하는 프로그램을 개발하였다. 입구유동의 형태에 따라 변화하는 평균유동운동에너지, 난류운동에너지, 스월비, 텀블비등의

해석을 통하여 다음의 결론을 얻었다.

- 1) 유동의 와류형태는 흡입 초기에는 형성이 되지 않다가 말기에 도달하여 큰 와류들이 형성되며 이렇게 형성된 와류들은 압축 말기까지 그 형태를 유지하였다.
- 2) 압축 말기에서의 난류강도는 입구 유동의 형태에 의해 결정되며 이 유동의 비대칭성이 강할수록 스월비와 텀블비의 거동의 변화가 크고 난류 강도의 값도 크게 나타났다.
- 3) 압축과정동안 평균유동의 운동에너지 값의 상승은 난류운동에너지의 값의 하강의 원인이 된다.

참 고 문 헌

1. T.Wakisaka, Y.Shimamoto, Y.Isshik, Sumi, K.Tamura and R.M.Modien, "Analysis of the Effects of In-Cylinder Flows during Intake Stroke on the Flow Characteristics near Compression TDC in Four-Stroke Cycle Engines", International Symposium COMODIA, p487-492, 1990
2. D. C. Haworth, S.E. Tahry and m.S.Huebler, "Multi-dimensional Port-and Cylinder Flow Calculation for Two-and Four-Valve-Per Cylinder Engines: Influence of Intake Configuration on Flow Structure", SAE Technical Paper Series, 900257
3. Gosman, "Simulation of Experiments of Back and Roscke for Turbulent Flow through Pipe Step", Trans. ASME, Journal of Applied. Mechanics, Vol 94, pp677, 1972
4. Karki "A Calculation Procedure for Viscous Flows at All Speed in Complex Geometries", Ph. Thesis, The University of Minnesota, 1986
5. C.A.J. Fletcher, 1987, "Computational Techniques for Fluid Dynamics", Springer-Verlag
6. P.K.Khosla and S.G.Rubin, 1981, "A Conjugate Gradient Iterative Method", Computer and Fluid 9, pp109-121
7. Roger Peyret and Thomas D. Taylor, 1990, "Computational Methods for Fluids Flow", Springer-Verlag