

< 논 문 >

ENO기법을 이용한 연소 엔진 흡기계 소음의 방사에 관한 수치적 연구

Numerical Study on the Radiation of Intake Noise from Internal Combustion Engine by Using Essentially Non-Oscillatory Schemes

김 용 석* · 이 덕 주**

Yong Seok Kim and Duck Joo Lee

(1997년 7월 16일 접수 ; 1998년 2월 5일 심사완료)

Key Words : Intake Noise(흡기계 소음), Pressure Surge(압력 서지), Deforming Mesh Algorithm(변형격자 알고리즘), Radiation Field(방사장)

ABSTRACT

Traditionally, intake noise from internal combustion engine has not received much attention compared to exhaust noise. But nowadays, intake noise is a major contributing factor to automotive passenger compartment noise levels. The main objective of this paper is to identify the mechanism of generation, propagation and radiation of the intake noise. With a simplest geometric model, one of the main noise sources for the intake stroke is found to be the pressure surge, which is generated after intake valve closing. The pressure surge, which has the nonlinear acoustic behavior, propagates and radiates with relatively large amplitude. In this paper, unsteady compressible Navier-Stokes equations are employed for the intake stroke of axisymmetric model having a single moving cylinder and a single moving intake valve. To simulate the periodic motion of the piston and the valve, unsteady deforming mesh algorithm is employed and Thompson's non-reflecting boundary condition is applied to the radiation field. In order to resolve the small amplitude waves at the radiation field, essentially non-oscillatory(ENO) schemes with an artificial compression method(ACM) are used.

기 호 설 명

$a_{i+1/2}$: 특성치의 전파속도
 e_t : 총 내부에너지
 F, G : 플럭스 벡터들

F_v, G_v : 점성 플럭스 벡터들
 H : 축대칭 플럭스 벡터
 H_v : 축대칭 점성 플럭스 벡터
 J : 자코비안
 p : 압력
 Q : 보존 변수
 $R_{i+1/2}$: 우특성 행렬

* 한국과학기술원 항공우주공학과 대학원

** 정희원, 한국과학기술원 항공우주공학과

- u, v : x, y 방향의 속도성분
- U, V : 경계면에 수직한 속도성분(x 방향, y 방향)
- W : 특성 변수
- $\alpha_{i+1/2}$: 특성치
- λ : 격자비(= $\Delta t / \Delta x$)
- ρ : 밀도
- Ψ : 엔트로피 보정함수

1. 서 론

최근들어 고효율, 저소음 자동차를 선호하는 소비자들이 늘어가므로 과거에는 그다지 주의를 기울이지 않았던 흡기 소음이 주목할 만한 소음원이 되었다. 특히 흡기계의 소음은 엔진성능과도 많은 연관이 있기 때문에 고효율, 저소음 엔진개발을 위해서는 실제엔진의 동특성을 고려한 압력 및 유동변화로써 정확한 소음원을 규명해 내는 게 필요하다.

Bender, Bramer⁽¹⁾는 흡배기계 소음의 외부 방사에 관하여 전반적으로 기술하였고, Sierens 등⁽²⁾은 흡기계에서 1차원 MOC(method of characteristics) 방법으로 비정상 유동해석을 하고 실험결과와 비교하였다. J.S. Lamancusa 등⁽³⁾은 흡기 소음원을 실험을 통해 예측하였고, 흡기 소음도 비선형 거동을 보인다고 밝혔다. Yosataka Nishio 등⁽⁴⁾은 새로운 흡기 실험장치를 고안하여 공명기(resonator)의 위치 변화에 의한 저소음 흡기계를 설계 초기단계에서부터 적용하려 하였다. 일반적으로 흡배기계의 복잡한 형상 때문에 유동에 의한 원천항(source term)은 대부분 실험을 통해 구하고 음향장만 푸는 것이 대부분이다. 그러나 컴퓨터의 급격한 발달로 유동에 의해 생성된 음향장과 유동장-음향장의 상호작용을 직접 모사하는 전산공력음향학(computational aeroacoustics, CAA)의 탄생으로 유동에 의해 발생하는 음원자체에 대한 연구 및 유동에 의한 음향장과 유동장의 상호작용을 같이 고려할 수 있게 되었다⁽⁵⁾.

본 연구에서는 흡기행정 동안의 엔진 실린더와 밸브를 수치모사 함으로써, 엔진 흡기계의 소음 원인이 되는 큰 압력 서지(pressure surge), 즉 흡기 밸브가 닫힌 후 흘러오던 유동의 운동에너지가 변환된 압축파, 에 대해 해석하고자 한다.

단일 실린더와 단일 밸브를 갖는 흡기계로 단순화시켜 해석하였으며, 지배방정식은 축대칭 비정상 압축성 Navier-Stokes 방정식을 이용하였다. 피스톤과 밸브의 운동을 모사하기 위하여 비정상 변형격자를 적용하였고, 수치해석 방법으로는 시간적분으로

δ^k -Correction해법을 적용한 대각근사인수법(diagonally approximate factorization), 공간차분으로 2차의 ENO(essentially non-oscillatory) 스킴에 경사를 수정해 주는 ACM(artificial compression method)기법을 적용한 유한체적법(FVM, finite volume method)을 이용하였다. 그리고 모든 특성과(characteristic wave)에 ACM을 적용 함으로서 방사장(radiation field)에서의 작은 진폭의 파(small amplitude wave)들을 정확하게 잡아낼 수 있도록 하였다.

방사장에는 Thompson의 비반사 경계조건을 주어 들어오는 특성치(characteristic value)가 시간에 따라 변하지 않게 함으로서 오랜 시간 계산이 필요한 경우에도 계산영역 밖으로부터 들어오는 정보를 차단하여 정확한 결과를 얻을 수 있게 하였다.

2. 지배방정식

비정상 압축성 Navier-Stokes 방정식을 일반 좌표계에서 강한 보존 형태로 나타내면 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial \tau} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{G}}{\partial \eta} + \alpha \hat{H} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial \hat{F}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{G}_v}{\partial \eta} + \alpha \hat{H}_v \right) \quad (1)$$

여기서

$$\hat{Q} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho e \end{pmatrix}, \hat{F} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} \rho U \\ \rho u U + p \xi_x \\ \rho v U + p \xi_y \\ (\rho e + p)U - p \xi_x \end{pmatrix}, \hat{G} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} \rho V \\ \rho u V + p \eta_x \\ \rho v V + p \eta_y \\ (\rho e + p)V - p \eta_x \end{pmatrix}, \hat{H} = \frac{1}{y} \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho v^2 \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$\hat{H} = \frac{H}{J}, \hat{F}_v = \frac{1}{J} [\xi_x F_v + \xi_y G_v], \hat{G}_v = \frac{1}{J} [\eta_x F_v + \eta_y G_v], \hat{H}_v = \frac{H_v}{J}$$

$\alpha = 0$ 이면 2차원 평면, $\alpha = 1$ 이면 축대칭을 나타낸다. $\hat{F}_v, \hat{G}_v, \hat{H}_v$ 들은 점성 대류항과 관계가 있고, U 와 V 는 x, y 방향에서 각각 경계면에 수직한(contravariant) 속도 성분들이고 다음과 같다.

$$U = \xi_x + \xi_x u + \xi_y v, \quad V = \eta_x + \eta_x u + \eta_y v \quad (3)$$

3. 수치적방법

수치해석 방법으로는 공간차분으로 2차의 ENO

(essentially non-oscillatory)기법에 ACM (artificial compression method)을, 적용한 유한체적법(finite volume method)을 시간적분으로 δ^k -C해법을 적용한 대각근사인수법(diagonally implicit approximate factorization)을 이용하였다.

3.1 공간차분법

Harten의 Flux Difference Splitting계열의 2차의 Upwind-ENO기법을 적용하면, 경계면에서의 수치적 유량항(numerical flux term)은 다음과 같이 표현된다.

$$\tilde{F}_{i+1/2,j} = 1/2 [\hat{F}_{i,j} + \hat{F}_{i+1,j} + R_{i+1/2,j} \Phi_{i+1/2,j}^{ENO2} / J_{i+1/2}] \quad (4)$$

2차의 정확도를 갖는 Upwind ENO스킴이 되기 위한 열벡터 $\Phi_{i+1/2,j}^{ENO2}$ 의 i 번째 구성 요소는 다음과 같이 표현된다.

$$\phi_{i+1/2}^{ENO2} = \sigma(\alpha'_{i+1/2})(\bar{\beta}'_{i+1} + \bar{\beta}'_i) - \Psi(\alpha'_{i+1/2} + \bar{\gamma}'_{i+1/2})\alpha'_{i+1/2} \quad (5)$$

여기서

$$\bar{\beta}'_i = m \left[\alpha'_{i+1/2} - \xi \bar{m}(\Delta_i \alpha'_{i+1/2}, \Delta_i \alpha'_{i+1/2}), \alpha'_{i-1/2} + \xi \bar{m}(\Delta_i \alpha'_{i-1/2}, \Delta_i \alpha'_{i-1/2}) \right] \quad (6)$$

$$\sigma(z) = 1/2[\psi(z) - \lambda z^2] \\ \Psi(z) = \begin{cases} |z|, & \text{if } |z| \geq \varepsilon \\ (z^2 + \varepsilon^2)/2\varepsilon, & \text{if } |z| < \varepsilon \end{cases} \quad (7)$$

그리고

$$\alpha'_{i+1/2} = R_{i+1/2}^{-1}(Q_{i+1,j} - Q_{i,j}) \\ \bar{\gamma}'_{i+1/2} = \sigma(\alpha'_{i+1/2}) \begin{cases} (\bar{\beta}'_{i+1} - \bar{\beta}'_i) / \alpha'_{i+1/2}, & \text{if } \alpha'_{i+1/2} \neq 0 \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (8)$$

여기서 $\xi = 0$ 일때는 2차의 TVD(total variation diminishing)스킴을, $\xi = 1/2$ 일때는 2차의 ENO스킴을 나타낸다⁽⁶⁾. $\alpha'_{i+1/2}$ 는 $\alpha'_{i+1/2} = R_{i+1/2}^{-1}(Q_{i+1,j} - Q_{i,j})$ 의 1번째 요소로 ξ 방향으로의 특성치이며, $\alpha'_{i+1/2}$ 는 특성치의 전파 속도이다. Ψ 는 엔트로피 보정함수이고, ε 은 작은 수로 본 계산에서는 Yee⁽⁷⁾가 추천한 0.125를 사용하였다. m 과 \bar{m} 함수는 다음과 같다.

$$m(y, z) = \begin{cases} s \min(|y|, |z|), & \text{if } \text{sgn } y = \text{sgn } z = s \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (9)$$

$$\bar{m}(y, z) = \begin{cases} y, & \text{if } |y| \leq |z| \\ z, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (10)$$

작은 진폭의 파들과 접촉 불연속면을 잘 포착하기 위하여 ENO스킴에 ACM을 적용하기 위해 식 (6)

에 s'_i 를 추가하여 정리하면 다음과 같다.

$$\bar{\beta}'_i = m(\alpha'_{i-1/2}, \alpha'_{i+1/2}) + 2 \times s_i \quad (11)$$

여기서

$$s_i = m(c \times m(\delta'_{i-1/2}, \delta'_{i+1/2}), m(\tilde{\delta}'_i, \hat{\delta}'_i)) \quad (12)$$

그리고

$$\delta'_{i+1/2} = \alpha'_{i+1/2} + g'_{i+1} - g'_i \\ \tilde{\delta}'_i = \alpha'_{i-1/2} + g'_i \\ \hat{\delta}'_i = \alpha'_{i+1/2} - g'_i \\ g'^+ = \bar{\beta}'_i / 2 \\ g'^- = -\bar{\beta}'_{i+1} / 2 \quad (13)$$

모든 특성치에 ACM기법이 적용될 때는 비선형과와의 충돌시에 과다압축(over-compression)되는 효과를 피하기 위해 2를 생략한다. 그리고 상수 c 는 1.5를 사용하였다⁽⁸⁾. 식 (13)의 + 와 - 표시는 셀 경계에서 파의 전파방향을 나타낸다.

3.2 시간적분법

(1) 대각근사인수법

대각근사인수법의 근간은 Beam-Warming방법이 된다. Beam-Warming의 ADI 방법은 2차원인 경우 4×4 블록 삼각(block tridiagonal) 행렬의 역행렬 계산을 수행하여 해를 얻게 되는데, 이러한 방법은 단위 시간당 적분계산시간이 오래 걸리며, 많은 기억 장소가 필요하게 된다. Pulliam 등⁽⁹⁾은 내재적 항에 대각 근사인수화 방법을 적용하여 스칼라 삼각(scalar tridiagonal) 행렬의 역행렬 계산을 수행함으로써 보다 빨리 계산하고, 더 적은 기억 장소를 필요로 하는 방법을 개발하였다. 식의 전개과정 및 해를 구하는 과정은 참고문헌 (9)에 잘 기술되어 있다.

(2) δ^k -C 해법

Pulliam의 대각 근사인수화 방법은 δ 형으로 시간에 대해 1차의 정확도를 갖게 되어 정확한 시간적분을 필요로 하는 비정상 문제에는 적합하지 못하다. 이러한 문제를 해결하기 위한 방안의 하나로 Matsuno⁽¹⁰⁾는 시간 간격 $\Delta \tau$ 가 일정한 경우 시간에 대해 임의의 정확도를 가질 수 있는 δ^k -C 시간적분법을 개발하였다. Matsuno의 δ^k -C해법은 MacCormack⁽¹¹⁾이 언급한 아래와 같은 음적해법의 일반적인 형태에서 Numerics 항을 편리하게 선택할 수 있기 뿐 아니라 Physics 항에서도 비정상 유동특성을 고려할 수 있기 때문에 비정상 유동계산에 유용한 형태라 할 수 있다.

$$[\text{Numerics}] \delta Q = [\text{Physics}]$$

δ^k -C 해법은 (a) 반복계산으로 수립된 해의 정확도는 음적부분(implicit)과는 관계없고 양적부분(explicit)의 시간 및 공간차분 정확도로 결정되고, (b) 행렬계산으로 근사인자 분해법(approximate factored scheme)을 사용하여도 분해오차(factorization error)를 크게 줄일 수 있으므로 높은 CFL 수로 계산할 수 있으며, (c) 격자의 운동을 운동에 갖는 비정상 유동해석시 좌표변환 관계식 및 경계조건 처리에 있어서 시간지연을 없앨 수 있고, (d) 음적 부분과 양적부분의 수치해법을 자유롭게 선택할 수 있기 때문에 계산의 정확성과 경제성을 고려하여 서로 다른 방법을 임의로 선택할 수 있는 등의 특징을 갖는다⁽¹²⁾.

3.3 비반사 경계조건

비반사 경계조건으로 Thompson⁽¹³⁾의 방법을 적용하였다. $\xi = \text{const.}$ 인 선이 입출구 경계인 경우 파동은 다음과 같이 1차원으로 간주될 수 있다.

$$\partial_{\xi} \hat{Q} + \partial_{\xi} \hat{F} = 0 \quad (14)$$

윗식을 $\xi = \text{const.}$ 경계에서 특성변수(characteristic variable)을 이용하여 표현하면

$$\partial_{\xi} \hat{W} + \hat{\Lambda} \partial_{\xi} \hat{W} = 0 \quad (15)$$

여기서 \hat{W} 는 특성변수, $\hat{\Lambda}$ 는 특성치이다. 식 (15)는 특성치와 $\hat{\Lambda}$ 의 부호에 따라 경계면에서 들어오는 것과 나가는 것으로 분해될 수 있다.

$$\begin{aligned} \partial_{\xi} \hat{W} \Big|_{out} + \hat{\Lambda} \Big|_{out} \partial_{\xi} \hat{W} &= 0 \\ \partial_{\xi} \hat{W} \Big|_{in} + \hat{\Lambda} \Big|_{in} \partial_{\xi} \hat{W} &= 0 \end{aligned} \quad (16)$$

비반사 경계가 되기 위해서는 $\hat{\Lambda} \Big|_{in}$ 이 0이 되어 들어오는 특성치가 시간에 따라 변화없이 일정하여야 한다. 따라서 식 (16)은 다음과 같이 쓰여진다.

$$\begin{aligned} \partial_{\xi} \hat{W} \Big|_{out} &= -\hat{\Lambda} \Big|_{out} \partial_{\xi} \hat{W} \\ \partial_{\xi} \hat{W} \Big|_{in} &= 0 \end{aligned} \quad (17)$$

윗식에서 $\hat{\Lambda} \Big|_{in} \partial_{\xi} \hat{W}$ 는 단일방향 차분(one sided difference)을 이용해 구한다.

3.4 비정상 변형격자의 형성 및 기하학적 보존법칙

엔진의 피스톤과 밸브의 상대적인 운동이 있으므로 매 계산 시간마다 기하학적 변형을 갖는 새로운 형상의 동적 격자를 형성해 주어야 한다. 본 연구에

서는 경계 격자의 위치와 속도를 크랭크 각에 따른 피스톤과 밸브의 위치 관계식으로부터 구하였으며, 내부 격자의 위치는 결정된 경계 격자로부터 초기 격자 형성 방법과 같은 대수적인 방법으로 구하였다. 내부 격자의 속도는 시간에 대한 후방차분법으로 구하였다. 메트릭(metric)의 관계식으로부터 아래의 등식이 만족됨을 알 수 있다.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\xi}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\eta}{J} \right) = 0 \quad (18)$$

격자 모양에 변화가 있으므로 매 계산 시간 단계별로 자코비안(jacobian)을 구할 때 자유류의 보존을 위해 식 (18)의 기하학적 보존법칙 (geometric conservation law, GCL)을 만족하여야 한다. 식 (18)에 유한체적법을 적용하면,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{J} \right) + \left[\left(\frac{\xi}{J} \right)_{i+1/2,j} - \left(\frac{\xi}{J} \right)_{i-1/2,j} + \left(\frac{\eta}{J} \right)_{i,j+1/2} - \left(\frac{\eta}{J} \right)_{i,j-1/2} \right] &= 0 \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{J} \right) + R_{GCL} &= 0 \end{aligned} \quad (19)$$

Matsuno의 δ^k -C 시간적분법을 윗 식에 적용하면 아래의 식으로 된다.

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{J_{i,j}} \right)_{GCL}^{n+1} &= -\frac{1}{\alpha_1} \left[\alpha_2 \left(\frac{1}{J_{i,j}} \right)^n + \alpha_3 \left(\frac{1}{J_{i,j}} \right)^{n-1} + \alpha_4 \left(\frac{1}{J_{i,j}} \right)^{n-2} + \dots \right] \\ &\quad - \frac{(\Delta t)^n}{\alpha_1} R_{GCL}^{n+1} \end{aligned} \quad (20)$$

여기서 하첨자 GCL은 기하학적 보존법칙을 적용하여 보정하기 위한 계산값을 의미하며, $\left(\frac{1}{J_{i,j}} \right)_{GCL}^{n+1}$ 은 $n+1$ 시간에서 격자의 위치에 의해 엄밀하게 계산한 $\left(\frac{1}{J_{i,j}} \right)^{n+1}$ 를 기하학적 보존법칙을 만족하도록 수정한 값이다. 이렇게 보정된 제어 체적은 격자 속도, 격자간격 및 시간간격이 클수록 실제의 제어체적과의 차이가 커져서 보정값이 커지므로 기하학적 보존법칙의 적용으로 정확성을 크게 향상시킬 수 있다⁽¹²⁾.

4. 계산 결과

4.1 충격파 관

ENO스킵의 검증을 위해 Euler방정식을 이용하여 충격파관 문제를 계산하고 이를 TVD(total variation diminishing)스킵과 비교하였다. Fig. 1은 충격파관의 초기조건을 나타내고 시간간격은 0.001이다. Fig. 2에서 보는 바와 같이 충격파(shock wave)의 포착은 별 차이가 없지만 접촉 불

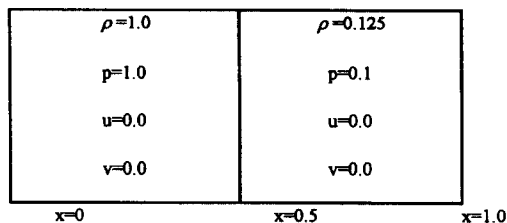


Fig. 1 Initial condition of the shock tube problem

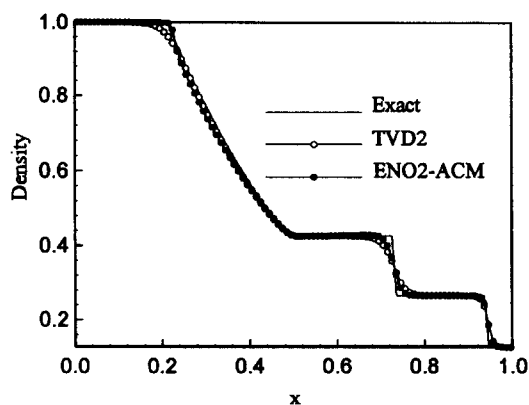


Fig. 2 Comparison of density distributions of the shock tube problem

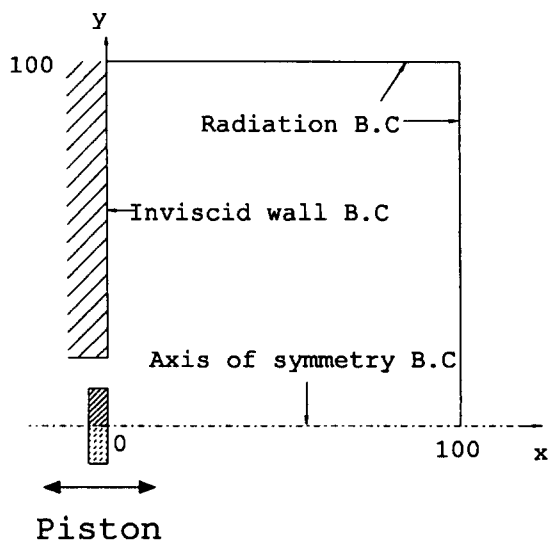


Fig. 3 Schematic diagram for linear acoustic wave radiation problem

연속면(contact discontinuity surface)은 ENO 스킴이 TVD보다 더 향상된 해를 보이고 있다.

4.2 선형음향파 전파(baffle problem)

작은 진폭의 파의 포착과 비반사 경계조건의 검증을 위해 선형성을 갖는 2차원 축대칭 진동하는 피스톤 문제(baffle problem)를 계산하였다. Fig. 3은 문제의 개형을 보여주고 있고, Fig. 4는 같은 시간대의 압력을 같은 간격으로 그린 것이다. Fig. 4(a)의 TVD 2(second order total variation diminishing)결과는 확산이 큼을 알 수 있고, Fig. 4(b)의 ENO 2(second order essentially non-oscillatory)스킴에 ACM을 적용한 경우는 TVD2보다는 방향성(directionality pattern)을 잘

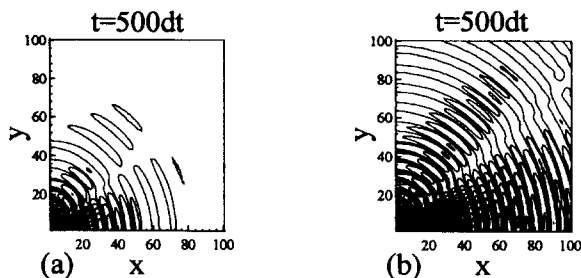


Fig. 4 Solution of axisymmetric linear wave propagation and radiation
(a) TVD 2, (b) ENO 2-ACM

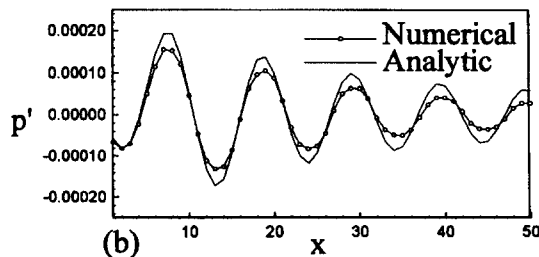
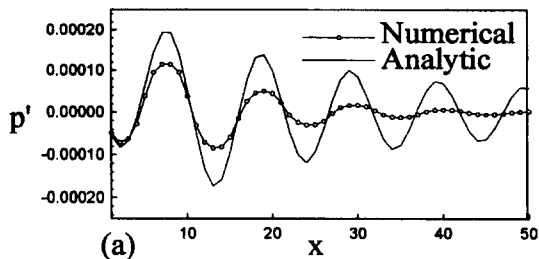


Fig. 5 Pressure fluctuation plot along x-axis ($y=0$) (a) TVD 2 (b) ENO 2-ACM

Table 1 Operating characteristics if the model engine

Bore diameter (mm)	75.0
Valve diameter (mm)	33.0
Stem diameter (mm)	6.0
Stem length (mm)	120.0
connecting rod length (mm)	363.5
Stroke (mm)	94.0
Maximum valve life (mm)	10.0
Clearance height (mm)	14.0
Intake valve (deg)	12° BTDC
Intake valve closed (deg)	12° ABDC

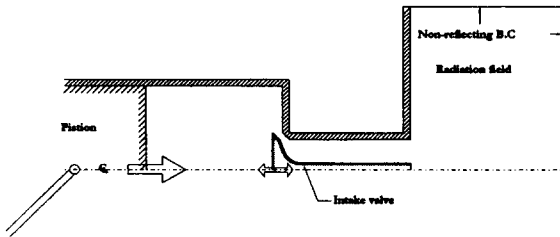


Fig. 6 Schematic diagram of the model engine problem

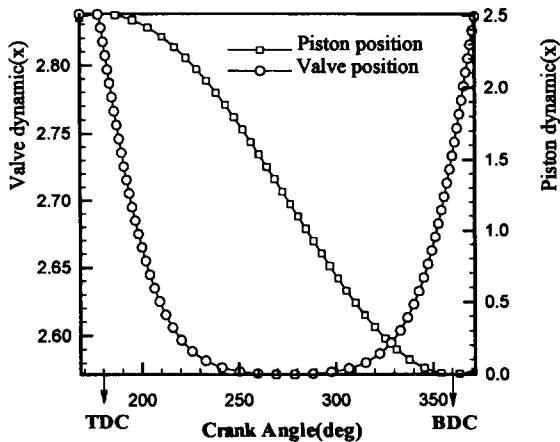


Fig. 7 Dynamics of the piston and the intake valve

보여주고 있다. 또한 Fig. 4(b)의 경계에서 보듯이 반사가 거의 일어나지 않고 잘 빠져나가는 것으로 보아 비반사 경계조건이 타당하게 적용되었음을 확인하였다. Fig. 5는 해석해와 계산결과를 비교한 것

인데, 모든 특성파(characteristic wave)에 ACM을 적용한 ENO 2-ACM스킴이 확산 에러가 적어, TVD 2스킴보다 해석해에 더 근접한 해를 얻을 수 있다. 그러나 2차의 정확도를 갖으므로 해석해와 조금은 차이를 보임을 알 수 있는데 3차 또는 4차의 정확도를 갖는 ENO스킴의 적용이 필요하다.

4.3 연소 엔진 흡기계 소음의 방사해석

흡기행정시 Fig. 6과 같이 단일 실린더와 단일 흡기 밸브를 갖는 문제에 대해 모델링하여 계산하였다. 수치해석에 사용한 실린더, 포트/밸브의 사양은 Table 1과 같다. Fig. 7은 피스톤과 밸브의 시간에 따른 위치를 보여주고 있다. 피스톤의 위치는 다음과 같은 피스톤의 속도를 적분하므로써 얻어진다.

$$S_p / \bar{S}_p = \pi / 2 \sin \theta \left[1 + \frac{\cos \theta}{(R^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}} \right]$$

$$\bar{S}_p = 2LN, R = l/a \tag{21}$$

여기서 N 은 초당 회전수이며 L 은 스트로크(stroke), l 은 커넥팅 로드 길이다. 밸브의 개폐시기는 각각의 엔진 특성에 따라 다르며, 본 연구에서는 12° BTDC(before top dead center)에서 열리고 12° ABDC(after bottom dead center)에서 닫히도록 하였다

수치해석에 사용한 지배방정식은 축대칭 Navier-Stokes 방정식이며, 시간정확도는 3차이다. 초기조건은 실린더 내부압력과 밸브계 압력을 대기압으로 같게 주었는데 실제로는 배기행정 후 실린더 내의 압력이 대기압보다 조금 높거나 거의 같다. 경계조건으로는 벽면에서는 미끄럼 방지 조건(no-slip condition), 대칭축에서는 대칭조건(symmetric condition)을 사용하였으며, 방사장에서는 비반사(nonreflecting) 경계조건을 주었다. 방사장에서 비반사 경계조건을 준 이유는 외부영역으로 부터 계산영역으로 들어오는 파동(wave)의 정확한 정보를 알 수 없기 때문이다.

격자계는 3개의 블록으로 나뉘어져 있으며 격자수는 실린더 내부 블록은 41×41, 실린더내부의 일부분과 밸브계는 271×31, 그리고 방사장은 80×80이다. 본 연구의 격자계에서는 밸브의 완전개폐를 모사할 수 없다. 따라서 흡기의 지배적인 소음원인 흡기밸브가 닫힘으로써 유동의 운동에너지가 압력으로 변환 큰 압축파(이를 압력서지(pressure surge)라고 한다)를 포착할 수 없으므로 최대한 밸브가 닫히게 한 후 Fig. 8에서와 같이 실린더와 밸브사이 벽면조건을 주어 밸브의 완전한 닫힘효과를 주었다. Fig. 9는 비정상 변형격자 알고리즘을



a) Initial grid system



b) Grid system for wall condition

Fig. 8 Grid system for the engine problem

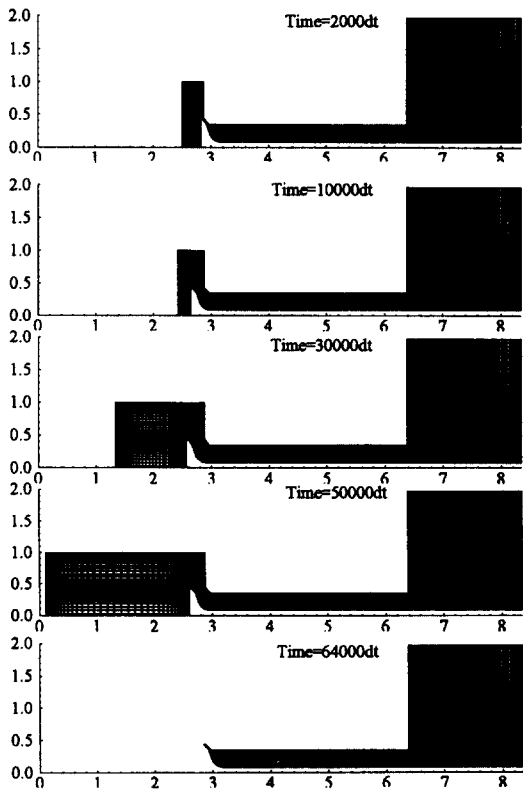


Fig. 9 Moving grid system with deforming mesh algorithm

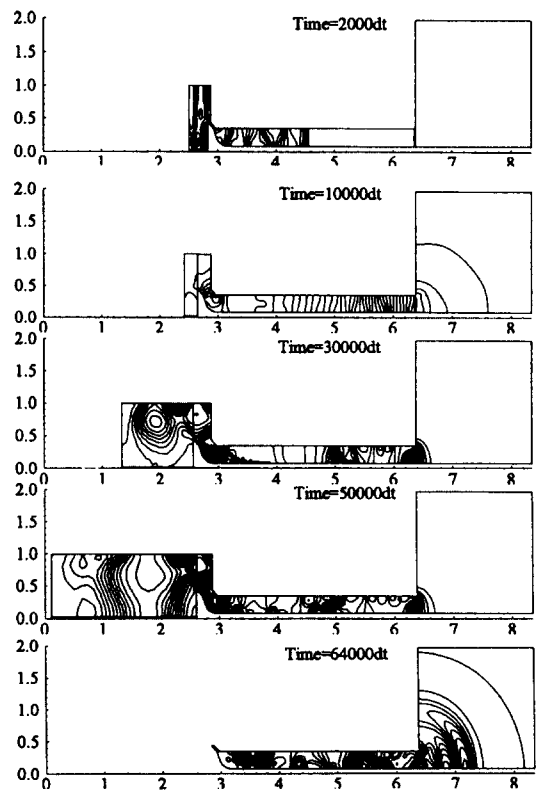


Fig. 10 Pressure contours during the intake stroke

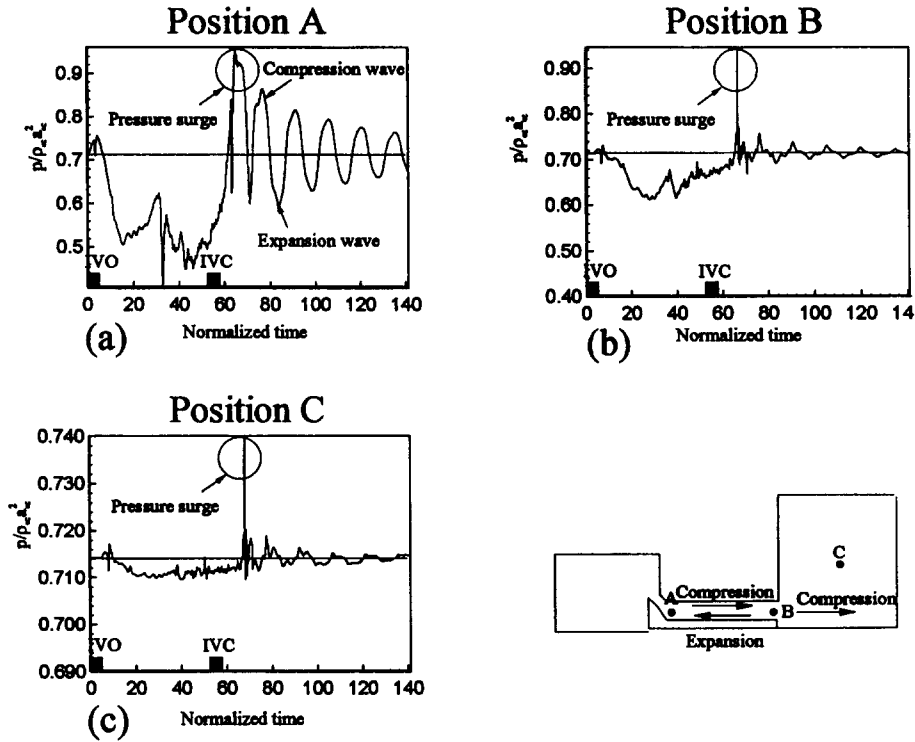


Fig. 11 Time histories of the pressure during intake stroke
 (a) Intake valve (b) Air inlet (c) Radiation fields

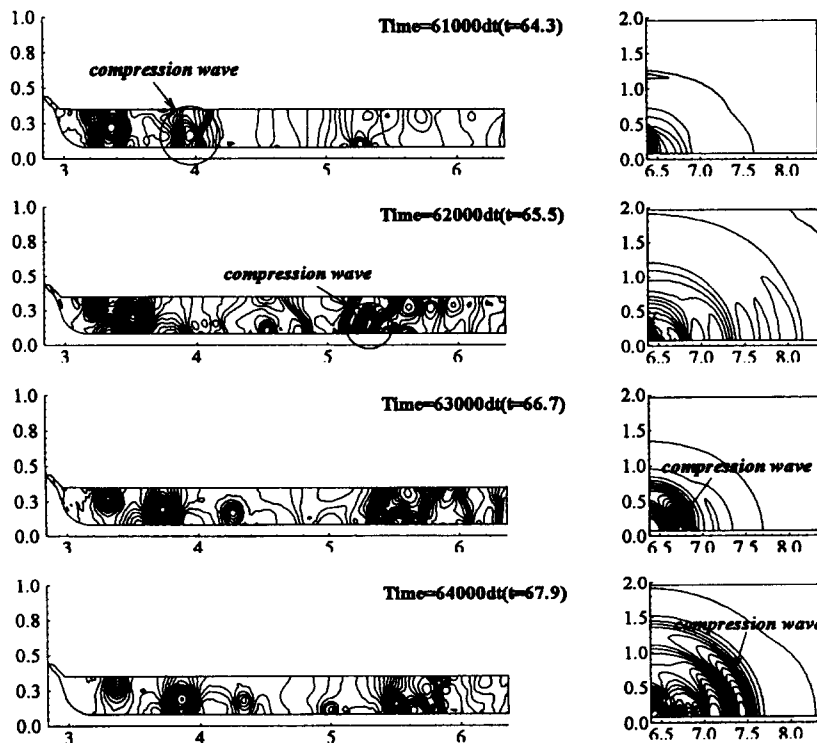


Fig. 12 Process of the generation, propagation and radiation of the compression wave (pressure surge) in detail

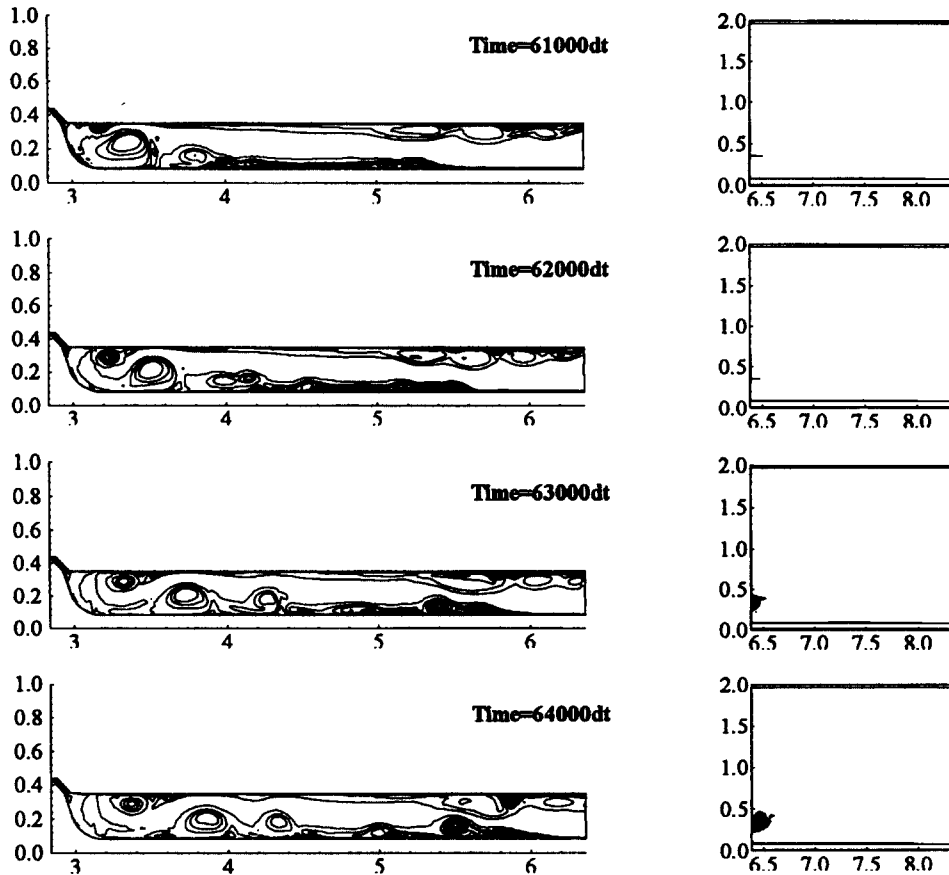


Fig. 13 Vorticity contours after intake valve closing

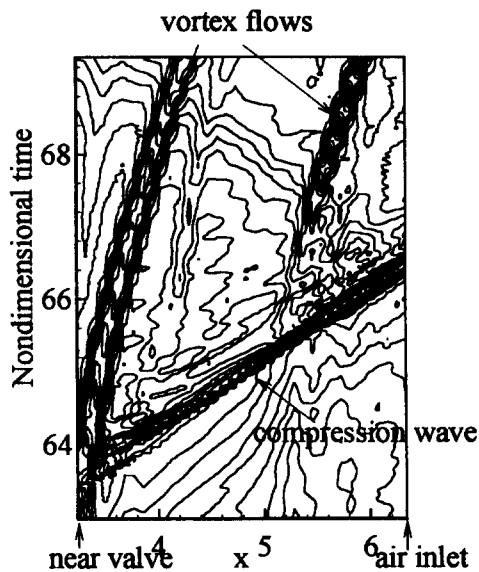


Fig. 14 Propagation of the compression wave and vortex flows : Pressure contours at x-t domain

이용하여 시간에 따라 격자계가 변하는 형상을 보여 주고 있다.

Fig. 10은 흡기밸브가 열리고 닫힐 때까지의 압력 컨투어(contour)를 전체적으로 나타낸 것으로 피스톤의 하강으로 유동이 유입되고 그로 인해 팽창파(expansion wave)가 전파되다가 밸브가 닫힘으로써 강한 압축파가 방사장으로 전파되는 것을 볼 수 있다.

Fig. 11은 밸브근방, 흡입구 그리고 방사장에서 의 시간에 따른 압력변화를 보여 주고 있다. 처음 흡기밸브가 열릴 때 피스톤은 상승하고 있고 배기밸브는 여전히 열려있어 실린더 안의 압축된 유체가 흡기포트로 빠져나가면서 압축파를 발생시키고, 피스톤이 하강함에 따라 실린더 안으로 유동이 유입되면서 압력은 계속 떨어져 팽창파가 전파해 나감을 볼 수 있다. 밸브가 최대리프트에 가까워지면 밸브의 속도는 줄어들고 피스톤은 계속 하강하고 있으므로 압축파가 생성이 된다. 밸브가 최대리프트에 정지해 있을 때 압력은 최소로 떨어지고 밸브가 상승

하면서 압력은 회복하나 피스톤이 BDC(bottom dead center)까지 하강할 때는 팽창이 계속된다. 밸브와 피스톤 모두 상승 함에 따라 흘러 들어오는 유체를 압축하고 밸브가 닫히면서 매우 큰 압력서지가 발생한다. 흘러오던 유동의 운동에너지가 밸브가 닫힘으로써 압력으로 변환된 것이다. 이 압력서지는 덕트 끝에서 일부는 팽창파로 덕트안으로 반사되고 나머지 부분은 방사장으로 방사된다. 덕트안으로 반사된 파는 다시 밸브 벽에서 압축파로 반사되고 이런 과정을 되풀이 하면서 진폭이 서서히 감쇠함을 볼 수 있다. Fig. 12는 밸브가 닫힌 후 생긴 강한 압축파의 전파를 자세하게 나타내었다. 처음에는 와류와의 상호작용으로 압축파의 범위가 넓게 퍼져 있으나 덕트를 따라 전파해 나가면서 가파라(steep) 지고 방사장으로 빠져나가는 것을 아주 명확하게 확인할 수 있다.

Fig. 13은 밸브가 닫힌 후 와도(vorticity)의 생성 및 강한 압축파와의 상호 작용을 보여주는데 압력 서지가 지나간 후 와도가 더 발달함을 볼 수 있다. Fig. 14는 밸브가 닫힌 후 압력서지가 어떻게 전파되는가를 보기 위해 밸브에서 흡입구까지의 압력을 $x-t$ 영역에서 나타낸 것이다. 강한 압축파가 음속(speed of sound)으로 전파되고 와류는 유동의 속도로 흘러나감을 볼 수 있다. 두 개의 기울기(거리/시간)를 비교해 보면 음속의 기울기를 갖는 압축파가 더 가파름을 확실하게 볼 수 있다.

Fig 15.는 덕트내의 여러 위치에서 시간에 대한 압력을 그린 것으로 (a)위치에서는 압력서지가 아직 발달이 되지 않아서 피크는 나타나지 않고 있다. (b), (c)위치에서는 피크가 지난간 후 와류가 흘러나감으로 압력 강하가 생긴 후 다시 회복하고 있고, (d)는 와류의 영향이 없으므로 피크만 보인다. (e)

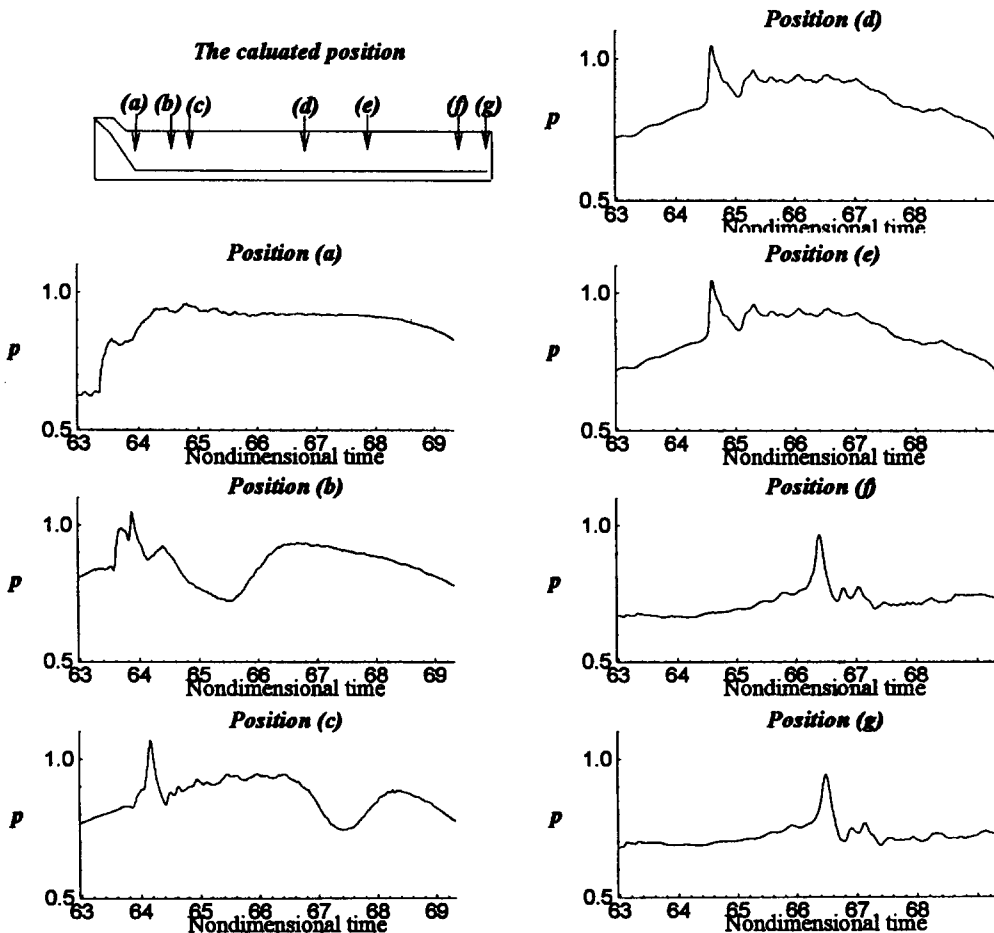


Fig. 15 Detailed presentation of the histories in the duct

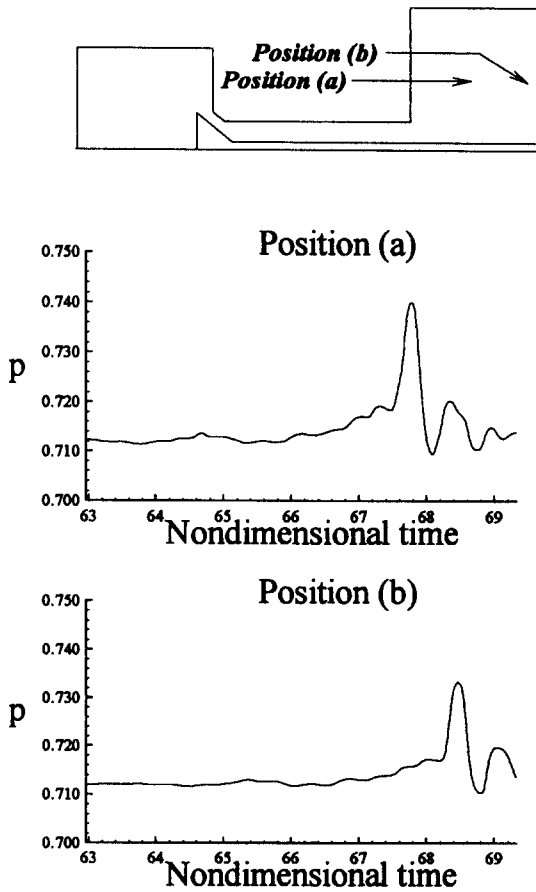


Fig. 16 Detailed presentation of the pressure histories at the radiation field

는 압력 서지와 작은 와류가 부딪힌 후 와류가 발달하여 피크와 압력 강하가 함께 나타나는 것으로 추측된다. (f), (g)는 와류의 상호작용으로 작은 두 개의 피크가 압력서지를 뒤따르는데 Fig. 16에서 보듯이 덕트 끝에서의 파형이 그대로 방사됨을 볼 수 있고, 크기는 감쇠하나 소음관점에서는 상대적으로 큰 양이다.

5. 결 론

방사장(radiation field)을 갖는 엔진 흡기계의 유동 및 소음해석을 위해 비정상 압축성 Navier-Stokes 방정식을 이용하여, 흡기계의 주 소음원은 흡기밸브가 닫힌 후 흘러오던 유동의 운동에너지가 큰 압력 서지(pressure surge)로 변환된 압축파임을 알 수 있었다. 압력서지는 덕트 끝에서 일부는 반사되어 덕트 내부에서 진동을 반복하면서 감쇠하고 일부는 방사장으로 방사되어 소음원으로 기여를

하게 된다.

모든 특성파(characteristic wave)에 ACM(artificial compression method)기법을 적용한 ENO스킴은 확산에러가 적어, 작은 진폭의 파들을 잘 포착해 내므로 방사장을 갖는 문제에는 좋은 결과를 얻을 수 있음을 알았고, 방사장에서의 Thompson의 비반사 경계조건의 적용은 들어오는 특성치(characteristic value)가 시간에 따라 변하지 않게 함으로서 오랜 시간 계산시에도 수치해의 정확성을 높일 수 있다는 것을 알았다.

참 고 문 헌

- (1) Erick K. Bender and Anthony J. Brammer, 1975, "Internal-Combustion Engine Intake and Exhaust System Noise," Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 58, No. 1, pp. 22~30.
- (2) R Sierens, Dr. Ir, W Van Hove, Ir and P Snauwaert, Ir, 1984, "Comparison of Measured and Calculated Gas Velocities in the Inlet Channel of a Single Cylinder Reciprocating Engine," Proc. Instn. Mech. Engrs., Vol. 198A, No. 1, pp. 61~69.
- (3) J. S. Lamancusa and K. B. Todd, 1989, "An Experimental Study of Induction Noise in Four-Cylinder Internal Combustion Engines," Journal of Vibration, Acoustics, Stress, and Reliability in Design, Vol 111, pp. 199~207.
- (4) Y. Nishio, T. Kohama, and Osamu Kuroda, 1991, "New Approach to Low-Noise Air Intake System Development," SAE Paper 911042.
- (5) 황창전, 1995, "오일러방정식을 이용한 시간영역에서의 비선형 음향파 방사 및 감소 해석," 박사학위논문, 한국과학기술원.
- (6) Yang, J.Y, and Hsu, C.A., 1992, "High-Resolution, Nonoscillatory Schemes for Unsteady Compressible Flows," AIAA Journal, Vol. 30, No. 6, pp. 1570~1575.
- (7) Yee, H. C, 1989, "A Class of High-Resolution Explicit and Implicit Shock-Capturing Method," NASA TM101088, Feb.
- (8) 고덕관, 1996, "고해상도와 고차정확도를 갖는 선형 및 비선형 파동방정식의 수치해석기법 개

- 발," 박사학위논문, 한국과학기술원.
- (9) T. H. Pulliam and D. S. Chaussee, 1981, "A Diagonal Form of an Implicit Approximate-Factorization Algorithm," *Journal of Computational Physics*, Vol. 39, pp. 347~363.
- (10) Kenich Mastuno, " δ^k -Correction Scheme for Unsteady Compressible Navier-Stokes Equations," *NAL TR-1006*.
- (11) R.W. MacCormack, 1982, A Numerical Method for Solving the Equations of Compressible Viscous Flow, *AIAA Journal*, Vol. 20, No. 9, pp. 1275~1281.
- (12) 김창주, 1991, "플랩의 진동에 따른 2차원 날개주위의 비정상 천음속 유동 해석," *박사학위논문*, 서울대학교.
- (13) Thompson K. W., 1990, "Time Dependent Boundary Conditions for Hyperbolic Systems II," *Journal of Computational Physics*, Vol. 89, pp. 439~461.