

버터플라이 밸브 주위의 비압축성 및 압축성유동 특성에 대한 수치해석

이종욱* · 이두환** · 최윤호***

*호남석유화학 개발연구실, **아주대학교 기계공학과 대학원, ***아주대학교 기계 및 산업공학부

Numerical Analysis of Incompressible and Compressible Flow Around a Butterfly Valve

Jong-Uck Lee*, Du-Hwan Lee** and Yun-Ho Choi***

*Honam Petrochemical Corp.

**Department of Mechanical Engineering, Graduate School, Ajou University

***Department of Mechanical and Industrial Engineering, Ajou University

요 약

본 연구에서는 butterfly valve 주위의 비압축성 및 압축성유동 특성을 수치해석을 통하여 조사하였다. 밸브는 문제를 단순화시키기 위하여 평판 디스크로 간주하였으며, 다양한 디스크 각도 및 압력비 변화에 대한 계산을 수행하였다. 각도가 증가함에 따라 디스크 상류면의 정체점은 디스크의 중심으로 이동하는 것을 볼 수 있었고, 입구공기의 유입 속도는 감소함을 볼 수 있었다. 최고 유속은 디스크와 벽면사이에 형성되는 vena contracta 효과에 의해 생기는 목의 하류에서 형성됨을 볼 수 있었다. 압력비를 감소함에 따라 압축성 효과는 증대되며 유동이 초음속화 되면서 생성되는 강한 wall jet에 의해 shock cell structure가 형성되는 것을 볼 수 있었다. 입구유량은 디스크 각도와 압력비의 증가에 따라서 감소하며, 압력손실 계수는 디스크 각도의 증가 및 압력비의 감소에 따라 증가하였다.

Abstract — In this paper, incompressible and compressible flow characteristics around the butterfly valve have been investigated. In order to simplify the problem, a flat disk valve with various valve disk angles and pressure ratios is considered in the present calculations. It was found that as the disk angle increases, the stagnation point on the front surface of the disk moves to the center of the surface and the inflow velocity decreases. The maximum flow velocity occurs at the downstream of throat because of the formation of vena contracta. As the pressure ratio decreases, compressibility effects increase and the jet formed between the throttle body wall and the disk edge becomes supersonic. This flow also builds up as a shock cell structure. The increase of disk angle and pressure ratio makes the mass flow at the inlet decrease, while the increase of disk angle and the decrease of pressure ratio make the pressure loss coefficient increase.

1. 서 론

SI 엔진 자동차 흡기시스템 중 throttle body-butterfly valve는 주로 엔진내의 공기 및 연료 혼합가스의 유량을 조절하기 위하여 사용되며, 이들 주위의 유동 특성은 엔진 성능에 직접적인 영향을 미치는 혼합가스의 형성과 연소에 직결되므로 이에 대한 이해는 중요하다. 일반적인 밸브 디스크 주위의 유동형태는 다음과 같다. 입구 유동이 디스크에 다가감에 따라 디스크의 개폐각도에 따라 유동의 속도와 방향이 변하게 된다. 관로 벽과

디스크 사이에서는 유동면적의 감소로 인하여 유동이 가속하게 되고 디스크 모서리 부분에서는 유동박리 및 jet가 형성된다. 이 jet는 한쪽은 벽면, 다른 쪽은 밸브 디스크의 후류내의 박리지역에 의하여 경계된다. 디스크 하류에서의 박리지역은 재순환영역과 정체영역을 포함하며, 디스크에서 충분히 떨어진 하류에서는 유동이 관로의 전체면적을 차지하는 완전 확립된 유동장이 된다.

Butterfly valve의 성능해석과 설계에 있어 이와 같은 유동장의 형태 및 이에 관련한 유량과 압력 특성에 대한 이해는 매우 중요하며, 이들은 특히 밸브 디스크 후

류에 형성되는 박리영역과 jet의 상호작용에 의하여 크게 영향을 받는다. 밸브 디스크 후류의 박리는 유동면적의 급격한 변화를 초래하게 되며 이들의 규모에 따라 압력 분포가 변화하게 된다. 또한 특정 디스크 각도 및 압력 조건에서는 압축성 영향이 증대하게 되어 jet에서는 천음 속 및 초음속 유동이 형성되고 따라서 유량은 질식하게 (choke) 된다. 또한 후류에서는 경사충격파 및 팽창파가 발생하게 되며 이들이 경계층 또는 재순환지역과 상호작용을 이루어 매우 복잡한 유동장이 형성되므로 밸브 후류의 압력분포에 크게 영향을 미치게 된다. 따라서 밸브 성능의 향상과 설계 개선을 위하여는 이와 같은 밸브 주위의 구체적인 유동장에 대한 이해가 필수적이다.

기존의 butterfly valve 주위의 유동에 대한 연구는 대부분 실험적인 방법을 통하여 이루어져 왔다. Addy 등¹⁾은 밸브 주위의 유동을 1차원의 돌연확대부로 가정하는 이론적 모델을 제시하였으며 이를 실험결과와 비교하였다. Morris 등²⁾은 압축성 유동장에서의 butterfly valve 주위의 유동 특성을 조사하기 위하여 가시화 실험을 수행하였으며, Eom³⁾은 밸브 디스크에서의 기공(perforation)의 유무에 따른 압력손실 특성을 비교하였다. 수치해석 방법을 통한 접근은 밸브의 기하학적 형상 및 유동현상의 복잡함으로 인하여 현재까지 거의 이루어지지 못하고 있다. 최근에 Milton 등⁴⁾은 압축성 효과를 고려하여 밸브 주위의 유동장에 대한 계산을 수행하여 거시적인 유동특성을 조사하였으나 구체적인 유동장의 형태에 대한 결과는 제시하지 않았다. Larco 등⁵⁾은 밸브의 3차원 형상에 대한 해석을 시도하였으나 비점성 유동장으로 처리하였으므로 박리, 재순환 영역과 같은 중요한 점성효과가 포함되지 않았다. 또한 Tu 등⁶⁾과 심은보 등⁷⁾은 밸브 주위의 3차원 유동을 점성을 포함하여 계산하였으나 비압축성유동에 제한되었다.

본 연구에서는 압축성 유동장에서의 디스크 주위의 유동 현상과 이에 관련한 압력손실 및 유량 등의 유동특성을 해석하기 위하여 전산유체 코드를 개발하였다. 본 코드는 일반 곡선좌표계로 구성된 2차원의 압축성유체 지배방정식과 k-ε 난류모델의 해를 구한다. 수치해석 방법으로는 시간항에는 Euler의 내재적 방법을 사용하여 수치 안정성을 높이고, 공간항에 대하여는 유한차분법과 중심차분법을 사용하였다⁸⁾⁹⁾. 이와 같이 개발한 코드를 이용하여 throttle body-butterfly valve 주위의 유동장을 다양한 밸브 디스크 각도 및 운전 압력비의 조건하에서 해석하여 유동특성을 검토하였다.

2. 지배방정식

2-1. 압축성 Navier-Stokes 지배방정식

본 연구에서 고려한 2차원의 압축성 Navier-Stokes 방

정식은 좌표 변환(x, y)→(ξ, η)를 이용한 일반 곡선좌표계를 도입하여 다음과 같은 무차원 벡터식으로 표시된다.

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{F}_j}{\partial \xi_j} = \frac{1}{Re} \frac{\partial \hat{G}_j}{\partial \xi_j} \quad (1)$$

여기서 벡터 \hat{Q} , \hat{F}_j 와 \hat{G}_j 는 보존법칙 형태의 벡터로 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$\hat{Q} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_i \\ E \end{bmatrix}, \quad \hat{F}_j = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho U_j \\ \rho u_i U_j + p \frac{\partial \xi_j}{\partial x_i} \\ (E+p)U_j \end{bmatrix}, \quad \hat{G}_j = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \hat{\tau}_{ij} \\ u_k \hat{\tau}_{jk} - \hat{q}_j \end{bmatrix} \quad (2)$$

여기서 위 식에 나타나는 모든 변수는 밀도 ρ , 속도성분 u_i , 압력 p , contravariant 속도성분 U_j 그리고 단위 체적당 총에너지 E 를 포함하여 표준 기호로 정의되어 있으며 $\hat{\tau}_{ij}$ 와 q_i 는 각각 점성응력과 열플럭스를 표시한다. 그리고 완전기체 방정식을 사용할 경우 단위 체적당 총에너지 E 는 다음과 같이 정의된다.

$$E = \frac{p}{\gamma-1} + \frac{1}{2} \rho u_k u_k \quad (3)$$

위 식에서 좌표 변환된 점성응력 텐서($\hat{\tau}_{ij}$)와 열플럭스 벡터(\hat{q}_j)는 다음과 같다.

$$\hat{\tau}_{ij} = \frac{\partial \xi_j}{\partial x_k} \tau_{ik}, \quad \hat{q}_j = \frac{\partial \xi_j}{\partial x_k} q_k \quad (4)$$

여기서 $\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij}$, $q_i = -\frac{k}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_i}$ 이다.

또한 μ , λ 는 각각 점성계수와 2차 점성계수이며, k 는 열전도계수, Re 는 Reynolds수, Pr 는 Prandtl수이다. 2차 점성계수는 Stokes 가설에 의해 $\lambda = -2/3\mu$ 이다. 점성계수 μ 는 층류와 난류 점성계수로 구성되며, 난류 점성계수를 결정하기 위하여는 Chien¹⁰⁾의 저 Re 수 k-ε 난류모델을 고려하였고, 층류 점성계수는 Sutherland의 점성 법칙을 적용하였다. 또한 J 는 직교좌표계와 곡선좌표계 사이의 변환 자코비안 $J = \det[\partial(\xi, \eta)/\partial(x, y)]$ 이다.

2-2. k-ε 난류모델 방정식

본 연구에서는 난류모델로서 Chien¹⁰⁾의 저 Re 수 k-ε 난류모델을 고려하였다(여기서 k 는 난류 운동에너지이며, ϵ 는 난류 소산율이다.). 이 방법은 벽면 근처의 점성 저층에 대한 보다 나은 해를 얻기 위하여 개발되었으며, 고속의 유동장에도 적용할 수 있도록 Nichols¹¹⁾에 의한 압축성 효과에 대한 수정도 포함하였다. 이와 같

은 저 Re 수 모델을 사용하는 경우 특히 skin friction 또는 열전달에 관련한 더욱 정확한 결과를 얻을 수 있다. Chien의 $k-\epsilon$ 난류모델 방정식은 일반 곡선좌표계에서 다음과 같은 무차원 식으로 표시할 수 있다.

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial \xi} + \frac{\partial F}{\partial \eta} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial E_v}{\partial \xi} + \frac{\partial F_v}{\partial \eta} + S \right) \quad (5)$$

여기서 종속변수 벡터 Q , 플럭스 벡터 E, F, E_v, F_v 와 생성항 벡터 S 는 다음과 같이 정의된다.

$$\begin{aligned} Q &= J^{-1} \begin{pmatrix} \rho k \\ \rho \epsilon \end{pmatrix} & E &= J^{-1} \begin{pmatrix} \rho U k \\ \rho U \epsilon \end{pmatrix} & F &= J^{-1} \begin{pmatrix} \rho V k \\ \rho V \epsilon \end{pmatrix} \\ E_v &= J^{-1} \begin{pmatrix} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \left(\xi_x \frac{\partial k}{\partial x} + \xi_y \frac{\partial k}{\partial y} \right) \\ \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \left(\xi_x \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + \xi_y \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right) \end{pmatrix} \\ F_v &= J^{-1} \begin{pmatrix} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \left(\eta_x \frac{\partial k}{\partial x} + \eta_y \frac{\partial k}{\partial y} \right) \\ \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \left(\eta_x \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + \eta_y \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right) \end{pmatrix} \\ S &= J^{-1} \begin{pmatrix} \left\{ P(1 - C_{p1}) - \rho \epsilon Re - 2\mu \frac{k}{y_n^2} \right\} \\ \frac{\epsilon}{k} \left\{ C_1 P - C_2 \rho \epsilon Re - 2\mu \frac{k}{y_n^2} \exp\left(-\frac{y^+}{2}\right) \right\} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (6)$$

여기서 사용한 경험상수는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} C_1 &= 1.35, C_2 = 1.8 \left\{ 1 - \frac{2}{9} \exp\left(-\frac{R_i^+}{36}\right) \right\}, R_i^+ = \frac{\rho k^2 Re}{\mu} \epsilon, \\ \sigma_k &= 1.0, \sigma_\epsilon = 1.3, C_{p1} = 4.0 \end{aligned} \quad (7)$$

또한 일반적인 생성항 P 은 다음과 같이 정의된다.

$$P = \left[\mu_t \left\{ \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right\} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \right] \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (8)$$

위 식을 이용한 난류 점성계수 μ_t 는 다음과 같이 결정되며, 추가적인 자세한 내용은 참고문헌^{110,111}과 같다.

$$\mu_t = C_\mu \rho \left(\frac{k^2}{\epsilon} \right) Re \quad \text{여기서, } C_\mu = 0.09 [1 - e^{(-0.0115y)}] \quad (9)$$

3. 수치 해석 방법

본 연구에서는 Navier-Stokes 유동방정식에 대한 수치

해석 방법으로 내재적기법의 시간전진법을 사용하며, 시간항에 스칼라 내재적 근사분해법(scalar implicit approximate factorization)¹⁰⁹, 공간항에 2차의 중심차분법을 이용한 유한차분법을 사용하였다. 이와같은 시간전진법은 비정상유동 방정식의 시간항을 이용하여 정상 상태에 도달할 때까지 반복을 수행하는 방법으로서 압축성 유동장 해석에서 정확하고 효율적인 수렴을 얻을 수 있는 것으로 알려져 있다. 스칼라 내재적 근사분해법 절차는 계산의 효율성을 위하여 ADI¹⁰⁸와 Pulliam과 Chaussee¹¹²의 대각화 절차를 이용하여 일반적인 내재적 기법에 요구되는 내재변의 블록행렬 계산을 피하고 스칼라행렬로 변환하는 방법으로서 식(1)에 대하여 다음과 같은 식으로 표시할 수 있다.

$$T_1 \left(I + \Delta t \frac{\partial \Lambda_1}{\partial \xi} \right) N_{12} \left(I + \Delta t \frac{\partial \Lambda_2}{\partial \eta} \right) T_2^{-1} \Delta \hat{Q} = RHS \quad (10)$$

$$RHS = -\Delta t \left[(\delta_\xi \hat{F}_1^n + \delta_\eta \hat{F}_2^n) - \frac{1}{Re} (\delta_\xi \hat{G}_1^n + \delta_\eta \hat{G}_2^n) \right]$$

여기서 RHS는 지배방정식(1)의 정상상태에서의 잔여항이며, $\Lambda_i (i=1-2)$ 는 플럭스 벡터 F_j 의 Jacobian ($A_j = \partial F_j / \partial Q$)의 고유치 행렬이다. T 는 Jacobian A_j 를 대각화시키는 고유벡터 행렬이며 N 은 $T_1^{-1} T_2$ 이다. 또한 본 알고리즘이 사용하는 중앙차분의 특성으로 인하여 발생하는 해의 진동의 억제와 수치안정성의 향상을 위하여 2차와 4차의 인공감쇄항을 지배방정식의 우변(RHS)에 추가하였다.

Chien의 저 Re 수 $k-\epsilon$ 난류모델 방정식은 평균유동 방정식(mean flow equation)과 별도로 내재적기법의 시간전진법을 이용한 수치적분을 수행하였으며, 식(5)를 선형화시킨 후, 근사분해법을 적용하면 다음과 같다.

$$\left[I + \Delta t \left(\frac{\partial B}{\partial \xi} - \frac{\partial B_v}{\partial \xi} \right) \right] \left[I + \Delta t \left(\frac{\partial C}{\partial \eta} - \frac{\partial C_v}{\partial \eta} \right) \right] [I - \Delta t T] \Delta Q = RHS \quad (11)$$

$$RHS = -\Delta t \left[\frac{\partial E}{\partial \xi} + \frac{\partial F}{\partial \eta} - \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial E_v}{\partial \xi} + \frac{\partial F_v}{\partial \eta} + S \right) \right]$$

여기서 비점성 플럭스벡터 E, F 및 점성 플럭스벡터 E_v, F_v 의 Jacobian은 $B = \partial E / \partial Q, C = \partial F / \partial Q, B_v = \partial E_v / \partial Q$ 과 $C_v = \partial F_v / \partial Q$ 로 정의되며, 생성항 Jacobian $T = \partial S / \partial Q$ 와 같다. 식(11)의 공간항에 대하여는 전진차분법과 후진차분법을 이용한 1차의 풍상차분법을 적용하였다.

4. 경계 조건

수치해석 기법에서의 경계조건의 올바른 선정은 수치해 뿐만 아니라 수치해석 기법의 수렴속도에도 크게 영

향을 미치므로 매우 중요하다. 본 연구에서 유입구에서는 Riemann Invariant를 이용한 단순화된 특성곡선해법 (13)과 더불어 정체압력($p^0=\text{const}$), 정체온도($T^0=\text{const}$) 및 유동각도 조건($v/u=0$)을 설정하였으며 사용한 난류강도는 약 10%이다. 유출구에서는 일정 압력조건($p_b=\text{const}$)과 더불어 난류변수 k, ϵ 을 포함한 유동변수(u, v, T)의 외삽법을 적용하였다. 디스크 및 관로 벽면에서는 점착 조건($u=v=0$), 단열 조건($\partial T/\partial n=0$)과 벽면에 수직방향의 운동량방정식과 난류변수 $k=0, \epsilon=0$ 을 사용하였다. 이들 경계조건과 계산 영역내의 온도장으로부터 디스크 및 관로 벽면의 온도장은 계산 결과로서 구하여지게 된다.

5. 결과 및 검토

본 연구에서는 실제 throttle body-butterfly valve 형상의 복잡성을 줄이기 위하여 단순화시킨 2차원 밸브를 고려하였으며, 그 개략도는 Fig. 1과 같다. 관로의 전체 길이는 7.4D이며, 입구는 디스크로부터 2.4D 상류에 위치하고 출구는 5D 후류에 위치한다. 밸브 주위의 유동 특성에 대한 조사는 디스크 각도 및 입출구의 압력비를 변화시키면서 수행하였다. 디스크 각도는 수평선으로부터

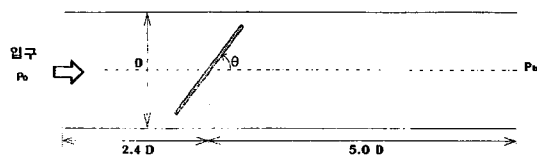


Fig. 1. Schematic of throttle body - butterfly valve.

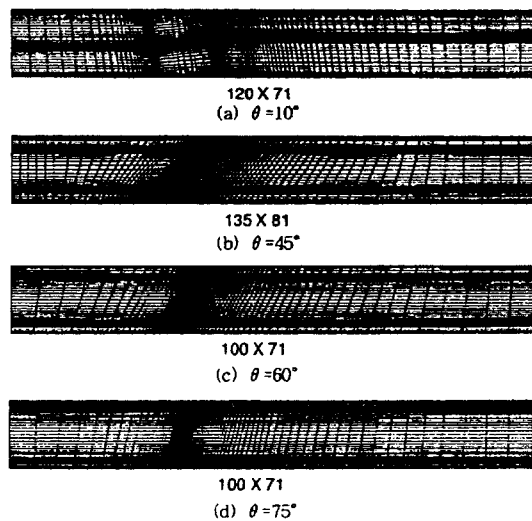


Fig. 2. Grid system for various disk angles.

터 측정하여 4가지 경우($10^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$)를 고려하였으며, 각각의 디스크 각도에 대하여는 별도의 격자를 생성하였다. Fig. 2는 디스크 각도에 따른 격자계로서 디스크 및 관로 벽면 근처의 경계층을 포착할 수 있도록 벽면 주위에 격자를 밀집시켰다. 압력비는 2가지 경우 ($p_b/p^0=0.94, 0.2$)를 고려하였으며 디스크의 blockage ratio (밸브 디스크 직경/관 직경)는 0.8이다. 위와 같은 유동 조건에 대하여 입구에서의 Re수와 Mach수의 범위는 각

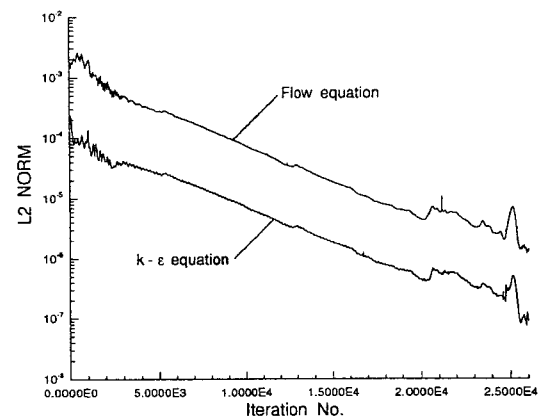


Fig. 3. Convergence history for a pressure ratio 0.2 and a disk angle 75° .

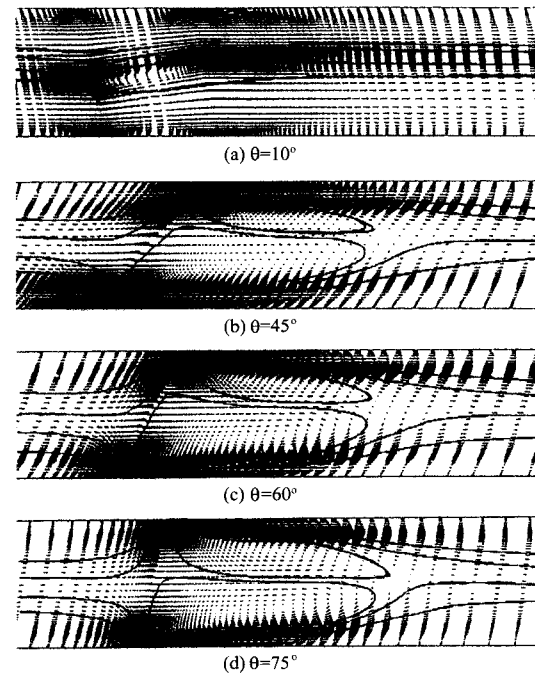


Fig. 4. Velocity vector and streamline for $P_b/P_0=0.94$.

각 $4.2 \times 10^4 < Re < 5.0 \times 10^5$, $0.03 < M < 0.5$ 이다. Fig. 3은 본 계산에 대한 대표적인 수렴속도 곡선으로서 압력비 0.2, 디스크 각도 75° 에 대한 수렴특성을 보여준다. 유동방정식과 난류방정식으로부터 약 25000번의 반복횟수에 대하여 각각 약 3 order의 잔여항이 떨어짐을 볼 수 있다. 다른 경우에 대한 수렴특성은 거의 동일하므로 생략하였다.

Fig. 4는 압력비 0.94에서 디스크 각도의 변화에 따른 밸브 주위의 속도 분포와 유선을 보여준다. 이 경우 낮은 압력비로 인하여 유동속도가 비교적 작으므로 비압축성 유동장으로 간주할 수 있다(Fig. 5 참조). 각도의 변화에 따른 밸브 주위의 유동특성은 다음과 같다. 입구 유동이 밸브 디스크에 다가감에 따라 디스크의 개폐 각도에 따라 디스크 주위의 유동은 그 속도와 방향이 변하게 되며, 디스크가 어떤 각도이든지 열린 상태에서는 관로의 중심선에 대하여 유동장은 비대칭이 된다. 디스크 각도 10° 에서는 정체점이 디스크 상류면(디스크의 윗면)의 선단부에 위치하고, 하류면(디스크의 아랫면)의 선단 부위에서는 비교적 큰 박리가 발생하며 이 박리는 디스크 표면에 재부착되지 않음을 볼 수 있다. 이 경우 디스크 각도가 비교적 작으므로 인해 디스크를 중심으로 두개의 관로를 형성하는 것 같이 보인다. 디스크 각도 45° 의 경우 정체점은 10° 의 경우보다 선단부 약간 상방에 위치하고, 이 지역으로부터 유동방향은 상하 방향으로 구분되어 디스크의 모서리로 향하게 된다. 디스크의 모서리 부분에서는 유동면적의 급격한 감소에 따라 유동이 가속하게 되고 디스크의 양단에 이르러서는 유동

박리와 jet이 동시에 형성된다. 박리는 다시 디스크 하류면에서 2개의 재순환영역으로 형성된다. 뒤와 같은 유동현상은 45° 이상의 큰 각도의 경우에는 모두 나타난다. 또한 디스크 상류면의 정체점 위치는 디스크 각도의 증가에 따라 디스크 중심 부분으로 이동하는 것을 볼 수 있다. 일반적으로 디스크의 상류면에서는 정체영역이 형성되므로 비교적 저속이며 디스크 각도에 따른 유동장의 변화는 크지 않으나, 디스크 하류면에서는 디스크 각도에 따른 디스크와 벽면 사이의 급격한 유동면적의 변화로 인하여 유동장의 변화가 비교적 크다.

위와 같은 유동은 실제 유동에 있어 디스크 각도의 증가에 따라 그리고 유동속도의 증가에 따라 밸브의 모서리로부터 지속적인 비정상 상태의 vortex shedding이 발생될 것으로 예상되나 본 연구의 결과는 Fig. 4와 같이 모두 정상 상태에 도달하는 것으로 보인다(이는 Fig. 3의 수렴특성에서도 예측된다.). 이와 같은 현상은 본 연구의 난류계산의 방법으로 사용하고 있는 RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes simulation)/k- ϵ 계산이 모든 난류 스케일에 대하여 하나의 global 모델을 이용하여 평균유동을 예측하므로 전체적인 평균유동을 해석하는데 적합하지만, 시간에 민감한 비정상유동 상태를 규명하기는 적절치 않으며, 또한 vortex shedding과 같은 비정상 유동특성을 감쇄시키는 것으로 보인다. 추가로 k- ϵ 모델에 대한 수치기법에 수치안정성 특성을 향상시키기 위하여 1차 정확도의 풍상차분법을 사용하였으므로 이에 포함된 수치적 인공감쇄항은 또한 비정상 효과를 감쇄시키는 역할을 하리라 보인다. 따라서 본 결과는 버터플라이 밸브 주위의 정확한 유동장 결과라기 보다는 개괄적인 압축성 유동특성을 예측하기 위한 예비 결과로 간주할 수 있다.

Fig. 5는 동일한 경우에 대한 Mach수 분포를 보여주고 있다. 디스크 각도의 증가에 따라 입구유동 Mach수가 약 0.22에서 0.02로 감소하며, 이는 디스크 선단과 벽면 사이의 간격인 목(throat)과 입구 면적비가 커짐에 기인한다. 디스크 각도 10° 의 경우에는 선단 부위에 형성되는 박리지역이 뾰족한 형상(blunt shape)을 가짐으로 인하여 그 지역 주위 유동의 가속을 볼 수 있다. 상류면에서 정체점이 발생하며 또한 관로 벽면과 디스크 사이의 유동면적의 감소에 따라 유동이 가속하고 있음을 볼 수 있고, 하류면에서는 유동면적의 증가로 인하여 유동이 감속하고 있음을 볼 수 있다. 각도 45° 이상의 경우에는 관로 벽면과 디스크 사이에서 jet이 형성되며, 이의 최대 속도는 벽면 경계층과 재순환영역에 의한 vena contracta에 의하여 목(throat)의 약간 하류에 형성되는 것을 볼 수 있다. 이와 같은 유동현상은 각도의 증가에 따라 크게 다르지 않으며 다만 재순환영역 또는 jet의 크

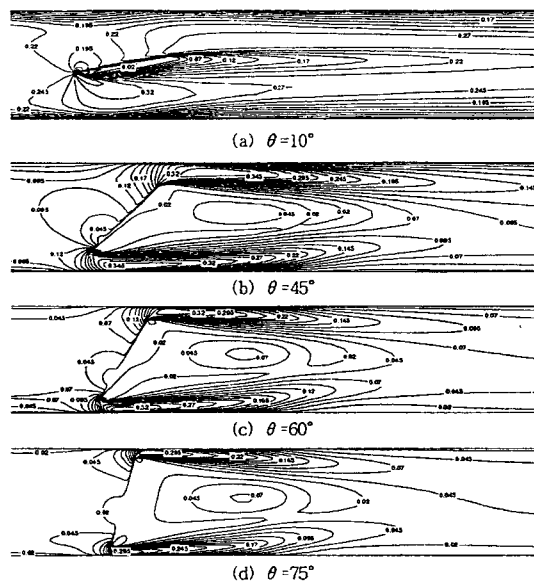


Fig. 5. Mach number contour for $P_1/P_0=0.94$.

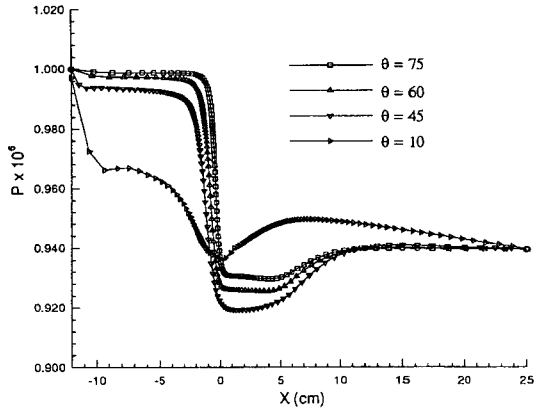


Fig. 6. Pressure distribution along the bottom wall for $P_1/P_0=0.94$.

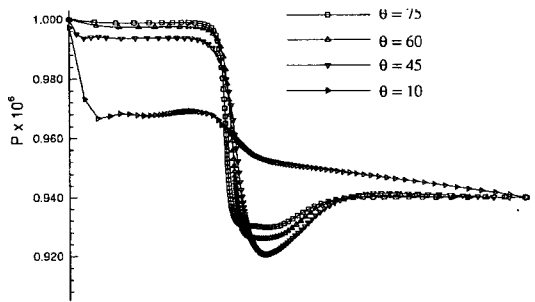


Fig. 7. Pressure distribution along the top wall for $P_1/P_0=0.94$.

기 등의 변화가 있다. 모든 경우에 낮은 압력비로 인하여 유동이 목 부분에서 choke되지 않으며 관로 벽면에서의 박리는 발생하지 않는다.

Fig. 6과 Fig. 7은 디스크 각도에 따른 윗 벽면과 아랫 벽면에서의 압력 분포를 보여준다. 디스크 각도의 증가에 따라 압력구배가 커지며 디스크 각도 45° 이상에서는 급격한 압력변화를 관찰할 수 있다. 아랫 벽면에서는 거의 모든 경우에 디스크의 중심부에 최소압력이 존재하며, 윗 벽면에서는 목 부위에서 약 5 cm 떨어진 곳에서 최소압력 지역이 나타난다. 이는 전술한 비와 같이 벽면 경계층과 재순환영역에 의한 vena contracta의 형성이 목부분에서 일정거리 떨어진 곳에서 발생하기 때문이다. 디스크 각도의 증가에 따라 최소압력 지역은 앞쪽으로 이동함을 볼 수 있다.

Fig. 8은 압력비 0.2에서의 디스크 각도의 변화에 따른 속도 분포와 유선이다. 압력비 0.94의 경우와 비교하여 전체적인 유동형태는 유사하나, 차이점은 디스크 후류에서의 재순환영역 크기의 감소와 관로 벽면에서의 박리의 형성이며, 이는 각도의 증가에 따라 더욱 커진다. 이

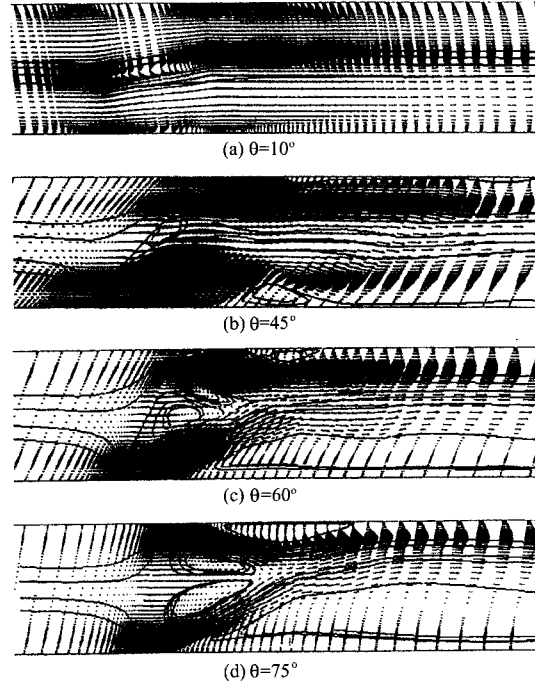


Fig. 8. Velocity vector and streamline for $P_1/P_0=0.21$.

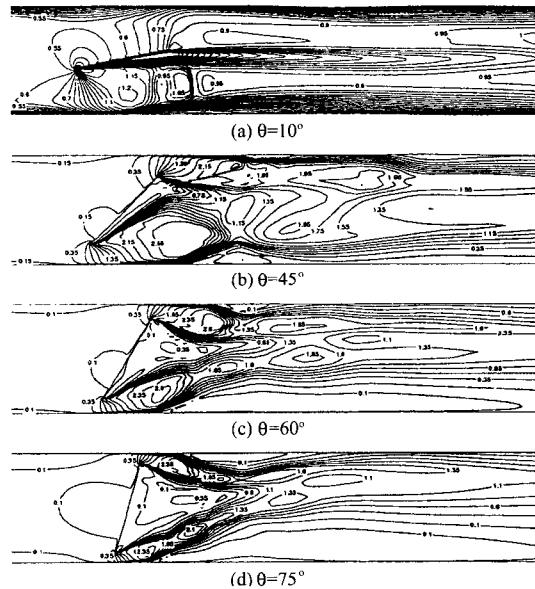


Fig. 9. Mach number contour for $P_1/P_0=0.21$.

와 같은 차이는 압력비 0.94의 경우에는 대부분의 유동이 아음속이지만 본 경우에는 다음 그림(Fig. 9)에서 볼 수 있듯이 압축성 영향이 증대하여 초음속 유동이 형성됨에 기인한다. Fig. 9는 동일한 경우에 대한 Mach수 분

포이다. 디스크 각도의 증가에 따라 입구유동 Mach수는 약 0.5에서 0.1로 감소한다. 디스크 각도 10°에서는 디스크 상류면을 따르는 유동은 유동면적의 감소에 따라 가속함을 볼 수 있으나 choke되지는 않는다. 반면에 하류면의 유동은 상당히 복잡하다. 디스크 선단 부위에서 choke되고 있음을 볼 수 있으며 유동면적의 증가로 말미암아 Mach수가 초음속으로 계속 가속한다. 디스크 하류면에서는 박리가 디스크 선단에서 발생하여 재순환영역을 형성하며, 아래측 벽면을 따르는 jet는 shock/boundary layer 상호작용에 의하여 벽면에 작은 박리지역을 형성하는 것을 볼 수 있으며 이는 후류에서 벽면에 재부착된다. 이 재순환 영역과 아래측 벽면 사이의 jet에는 초음속유동으로 말미암아 일련의 shock cell structure가 형성되며, 이와 같은 shock cell structure는 압력파가 jet 경계에서 반대의 파로 반사되므로 형성된다(압축파는 팽창파로, 팽창파는 압축파로 반사된다.). 윗 벽면에서는 디스크 상류측 유동이 아음속임으로 인하여 충격파가 형성되지 않는다.

디스크 각도 45°의 경우에는 디스크의 하류면의 유동과 더불어 상류면의 유동도 throat 부근에서 choke되고 있음을 볼 수 있다. 따라서 디스크 각도 10°의 하류면의 유동과 같이 상류면을 따라서도 shock cell structure가 나타나기 시작한다. 또한 디스크 후반부가 노즐의 확대부 역할을 함으로써 유동이 초음속으로 팽창하고 따라서 재순환영역이 아음속 경우에 비해 현저히 줄어든다. 상류 및 하류부의 jet는 디스크 후류의 재순환영역이 작음으로 인하여 급격히 혼합되어 복잡한 유동장이 형성됨을 볼 수 있다. 디스크 각도의 증가에 따라 벽면과 디스크 사이의 간격이 좁아짐에 따라 jet의 크기는 감소하며 아래측 및 윗측 벽면의 박리가 크게 형성되는 것을 볼 수 있다. 또한 이들 벽면에서의 박리는 디스크 각

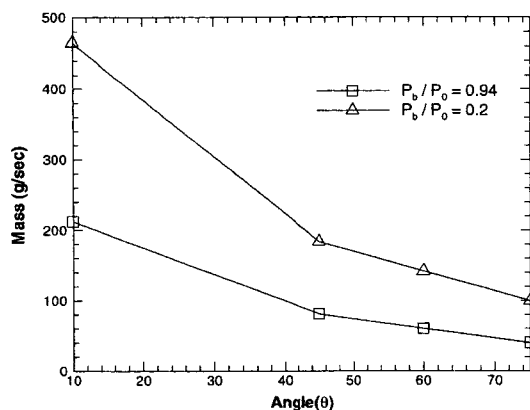


Fig. 10. Mass flow rate variations for various pressure ratios.

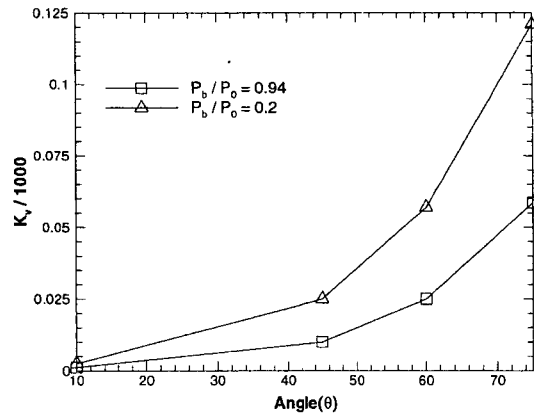


Fig. 11. Pressure loss coefficient variations for various pressure ratios.

도의 증가에 따라 그 크기가 증가하며 앞으로 이동하고 있음을 볼 수 있다.

Fig. 10과 Fig. 11은 위에서 계산한 두 가지 압력비에 대한 유동장의 유량 및 압력손실을 보여준다. Fig. 10은 압력비와 디스크 각도의 변화에 따른 관입구에서의 유량의 변화를 보여주고 있으며, Fig. 11은 밸브 전후의 압력손실 계수($K_v=2(p_1-p_2)/\rho u_1^2$)를 보여준다. 여기서 ρ 는 밀도, u_1 는 입구유동 속도, 그리고 p_1 , p_2 는 각각 Fig. 1의 관로의 입구와 출구에서의 압력이다. 입구유량은 디스크 각도의 증가에 따라서 감소한다. 압력비 0.94의 경우, 디스크 각도 10°에서는 약 200 kg/sec, 75°에서는 40 kg/sec가 된다. 압력비 0.2에서는 압력비 0.94에 비하여 입구유량이 증가하는 것을 볼 수 있으며 이는 디스크 각도와 무관하게 약 2.3배 정도 증가한다. 밸브의 손실계수는 디스크 각도의 증가에 따라서 증가한다. 압력비가 감소함에 따라서는 손실계수가 증가하며, 디스크 각도가 작을 때는 압력손실의 차이가 거의 없지만, 각도의 증가에 따라서 압력손실도 증가하여, 75°의 경우, 압력비 0.2의 손실계수는 압력비 0.94에 비해 약 80%가 증가함을 볼 수 있다.

6. 결 론

본 연구에서는 k-ε 난류모델을 포함한 2차원 Navier-Stokes 코드를 개발하여 평판 형태의 butterfly valve 주위의 비압축성 및 압축성 유동장의 특성에 대한 수치해석을 수행하였다. 수치해석 기법으로는 시간항에 Euler의 내재적 방법을 이용한 스칼라 내재적 근사분해법을 기본적인 적분방법으로 사용하고, 공간항에 대하여는 유동방정식에서는 2차 정확도의 중심차분법, k-ε 난류모델

방정식에서는 1차 정확도의 풍상차분법을 사용하였다. 이와 같은 코드를 사용하여 디스크 각도와 입출구 압력비 변화에 따른 다양한 계산을 수행하고 유동 특성을 비교하였다.

실제 throttle body-butterfly valve 형상의 복잡성을 줄이기 위하여 단순화시킨 2차원 밸브를 고려하였으며, 또한 디스크 두께의 영향을 배제할 수 있도록 밸브 디스크의 두께는 $1/100 D$ (판로의 직경)로 선정하였고, blockage ratio는 $0.8D$, 밸브 디스크 각도는 수평선으로부터 측정하여 10° , 45° , 60° , 75° 의 4가지 경우를 고려하였다. 고려한 압력비는 0.94와 0.2이다. 압력비 0.94에서는 대부분의 영역에서 유동속도가 작으므로 비압축성유동으로 간주할 수 있다. 이 경우 디스크 각도가 증가함에 따라 디스크의 상류면에 나타나는 정체점은 디스크의 중심으로 이동하며, 입구공기의 유입속도는 정체영역의 형성으로 작아짐을 볼 수 있었다. 최고 유속은 vena contracta의 효과로 디스크 선단과 벽면 사이의 간격인 throat의 약간 하류에서 발생한다. 압력비 0.2에서는 압력비 0.94에 비해 디스크 후류에서의 재순환영역 크기가 크게 감소하며, 또한 판로 벽면에 바리가 형성된다. 이와 같은 차이는 압력비 0.94의 경우에는 대부분의 유동이 아음속이지만 압력비 0.2의 경우에는 압축성 영향이 증대하여 초음속 유동이 형성됨에 기인한다. 이 경우 디스크 후류의 유동은 디스크와 벽면 사이의 목에서 발생하는 강한 jet의 내부에 shock cell structure가 형성되어 복잡한 유동이 된다. 또한 디스크 각도와 압력비의 변화에 따른 유량과 손실계수를 계산하였다. 입구유량은 디스크 각도와 압력비의 증가에 따라서 감소하며, 밸브의 손실계수는 압력비가 감소함에 따라 증가함을 볼 수 있었다. 디스크 각도에 따른 압력손실은 디스크 각도가 작을 때는 그 차이가 거의 없지만, 각도의 증가에 따라서 압력손실도 증가하여, 75° 의 경우, 압력비 0.2의 손실계수는 압력비 0.94에 비해 약 80%가 증가함을 볼 수 있다.

참고문헌

1. Addy, A.L., Morris, J.C. and Dutton, J.C.: "An Investigation of Compressible Flow Characteristics of Butterfly Valves", ASME J. Fluid Engineering, 107, 512-517 (1985).
2. Morris, M.J. and Dutton, J.C.: "Compressible Flow-field Characteristics of Butterfly Valves", ASME J. Fluid Engineering, 111, 400-407 (1989).
3. Eom, K.: "Performance of Butterfly Valve as a Flow Controller", ASME J. Fluid Engineering, 11, 16-19 (1988).
4. Milton, B.E. and Kim, C.H.: "Effects of Compressibility on Flow Predictions around a Butterfly Valve", Proceedings of the 5th Asian Congress of Fluid Mechanics, 2, 573-580 (1992).
5. Lacor, C. and Hirsh, C.: "Numerical Simulation of the Three-Dimensional Flow around a Butterfly Valve", ASME Winter Meeting, FED-Vol. 69, 1-12 (1992).
6. Tu, J.Y. and Fuchs, L.: "Three-Dimensional Flow Overlapping Grids for Internal Combustion Engine Geometry", Proceedings of the 1st European CFD Conference, 1, 573-580 (1992).
7. 심은보, 장근식: "Butterfly Valve 주위의 3차원 유동에 대한 유한요소해", 한국자동차학회, 춘계학술대회, 227-232 (1995).
8. Coakley, T.J.: "Implicit Upwind Methods for the Compressible Navier-Stokes Equations", AIAA Journal, 23, 374-380 (1985).
9. Choi, D. and Knight, C.J.: "Computation of Three Dimensional Viscous Linear Cascade Flows", AIAA Journal, 26, 1477-1482 (1988).
10. Chien, K.Y.: "Prediction of Channel and Boundary-Layer Flows with a Low Reynolds Number Turbulence Model", AIAA Journal, 20, 33-38 (1982).
11. Nichols, R.H.: "A Two-Equation Model for Compressible Flows", AIAA Paper 90-0494, AIAA 28th Aerospace Sciences Meeting (1990).
12. Pulliam, T.H. and Chaussee, D.S.: "A Diagonal Form of an Implicit Approximate Factorization Algorithm", Journal of Computational Physics, 39, 347-363 (1981).
13. Chakravarthy, S.R.: "Euler Equations-Implicit Schemes and Implicit Boundary Conditions", AIAA Journal, 21, 1565-1571 (1982).

1. Addy, A.L., Morris, J.C. and Dutton, J.C.: "An Investigation of Compressible Flow Characteristics of