

큰에디모사기법을 이용한 공동 주위의 압축성유동 해석

오건제*

LARGE EDDY SIMULATION OF THE COMPRESSIBLE FLOW OVER A OPEN CAVITY

Keon-je, Oh*

ABSTRACT

Large eddy simulation is used to investigate the compressible flow over a open cavity. The sub-grid scale stresses are modeled using the dynamic model. The compressible Navier-Stokes equations are solved with the sixth order accurate compact finite difference scheme in the space and the 4th order Runge-Kutta scheme in the time. The results show a typical flow pattern of the shear layer mode of oscillation over the cavity. The vortical disturbances, the roll-up of vorticity, and impingement and scattering of vorticity at the downstream cavity edge can be seen in the shear layer. Predicted acoustic resonant frequency is in good agreement with that of the empirical formula. The mean flow streamlines are nearly horizontal along the mouth of the cavity. The pressure has its minimum value in the vortex core inside the cavity.

초 록

큰에디모사기법을 사용하여 압축성 공동유동을 수치해석하였다. Dynamic 모델을 사용하여 모델상수를 구했으며 공간으로 6차 유한차분기법, 시간에 대하여 4차 Runge-Kutta 수치기법을 사용하였다. 공동 주위의 유동을 보면 중심선을 따른 전단유동의 발달, 에디의 발생과 소멸 현상을 잘 볼 수 있었다. 유동결과로부터 예측된 공진 주파수는 Rossiter의 실험식 결과와 비교적 잘 일치하였다. 평균 유선의 분포는 공동의 중심선을 따라서 평행하였으며 공동 내부 후반부에서 압력이 급격히 감소됨을 알 수 있었다.

Key Words: Cavity Flow, Compressible Flow, LES, Dynamic Model

◇ 2002년 12월 6일 접수 ~ 2002년 12월 20일 심사완료

* 경남대학교 기계자동화공학부

ohkj@kyungnam.ac.kr, 경남 마산시 월영동 449

1. 서론

압축성유동을 Navier-Stokes 방정식을 이용하여 직접 수치해석하는 방법은 비정상(unsteady) 레이놀즈 평균된 Navier-Stokes (Reynolds-Averaged Navier-Stokes : RANS) 방정식을 이용하여 해석하는 방법, 큰 에디 모사 방법(Large Eddy Simulation : LES), 직접 수치모사 방법(Direct Numerical Simulation : DNS) 등이 있다. RANS 방정식을 사용하는 방법은 비정상 난류유동을 난류 모델링을 도입하여 해석하는 방법이다. 이 방법은 특정하고 단순한 유동형태에서 개발된 난류모델과 모델상수를 사용하기 때문에 일반적으로 적용하여 정확한 결과를 얻기가 힘들다. 또한 기본적으로 시간평균 개념을 가지고 있기 때문에 레이놀즈응력을 비롯한 유동 소음원(noise source) 들에 대한 시간에 따른 유동구조의 변화를 정확하게 해석하기에는 불충분한 방법이다. 이러한 RANS 방정식의 단점을 극복하기 위하여 1980년 후반부터 개발된 방법으로 LES 와 DNS 가 있다. DNS 는 이론적으로 가장 정확한 방법으로 시간과 공간상의 모든 유동구조의 변화를 계산할 수 있을 만큼 매우 작은 시간 간격과 공간 간격을 상용하여 Navier-Stokes 방정식을 직접 수치해석 하는 방법이다. 그러나 이 방법은 $Re^{3/4}/M$ (Re :레이놀즈수, M :마하수) 정도의 격자수와 $L \cdot Re^{3/4}/a$ (L :에디의 특성길이, a :음속) 정도의 시간 간격이 소요되기 때문에 대용량의 컴퓨터와 많은 계산 시간이 소요된다. 현재 레이놀즈수가 매우 낮은 경우에 만 계산이 가능하기 때문에 실제 문제에 적용하기에는 한계가 있다. 반면 LES 는 유동 및 유동소음현상에 큰 영향을 미치는 큰 에디는 직접 계산하고 작은 에디는 모델링을 통하여 계산하는 방법이다. 난류 현상을 보면 작은 스케일의 난류구조는 유동형태의 변화에 크게 관계하지 않는다는 것이 알려져 있으므로 매우 유용한 방법이다. LES 에 필요한 격자수와 시간간격은 각각 $1/M$, L/a 정도 되므로 DNS 에 비하여 수치해석 상 매우 유리하고 실

제 문제에도 적용이 가능하다. 또한 유동에 직접 영향을 미치는 큰 에디를 직접 수치해석하여 계산하기 때문에 RANS 방정식에 비하여 훨씬 정확한 유동소음 해석이 가능하다. 따라서 LES는 RANS 방정식을 이용하는 방법과 DNS 의 한계를 극복할 수 있으며, 유동해석에 실제적으로 적용이 가능한 가장 유리한 방법으로 생각된다.

본 연구에서는 LES 난류 모델을 이용하여 2차원 공동 주위의 압축성 점성유동을 해석하려고 한다. 공동 주위의 유동은 유동소음 측면에서 매우 중요하게 취급되고 있다. 공동 내부에서는 상당한 양의 유동소음이 발생하며 이러한 소음은 유동 내의 유동구조에 크게 기인한다. Rossiter[1] 가 처음으로 공동 내의 유동소음과 유동구조 사이의 관계를 실험적으로 연구하였으며, Rossier 의 실험결과는 지금도 많이 쓰이고 있다. 그러나 Rossiter 의 결과식은 유동소음의 기본구조를 이해하는 데는 큰 도움이 되지만 유동 내부의 여러 가지 복잡한 현상을 반영하지 못하고 있다. 특히 유동 내부의 난류가 유동소음에 미치는 영향은 고려하지 않고 있다. 실제로 난류가 유동소음에 미치는 영향을 파악하려면 비정상 점성유동을 해석하여야 한다. 이러한 측면에서 본 연구는 공동 주위 유동소음 연구에 큰 도움이 될 것으로 생각한다.

2. 지배방정식

2.1 지배방정식

Fig. 1 에 나타낸 공동 주위의 압축성 점성유동의 지배방정식은 연속방정식, Navier-Stokes 방정식, 에너지방정식, 상태방정식 등이며 다음과 같이 표시된다.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

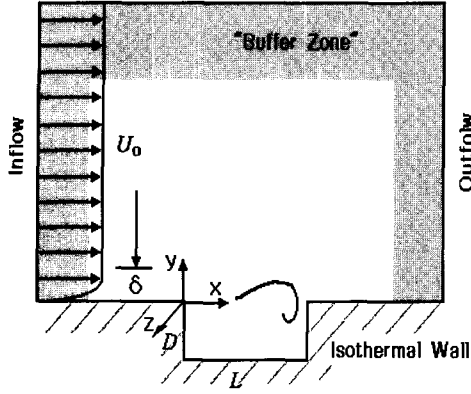


Fig.1 Schematic diagram of cavity configuration and computational domain.

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial (\rho E + p) u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial u_i \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (3)$$

여기서 σ_{ij} 는 뉴우톤 유체에 대한 응력텐서를 나타내고, E 는 단위질량에 대한 전체에너지 (내부에너지+운동에너지), p 는 압력 T 는 온도를 표시한다.

$$\sigma_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (4)$$

$$\rho E = \rho e + \frac{1}{2} \rho u_i u_i \quad (5)$$

$$P = (\gamma - 1) \rho e \quad (6)$$

$$T = \frac{\gamma}{\rho C_p} (\rho e) \quad (7)$$

2.2 Favre 필터링(Favre Filtering)

지배방정식의 유동변수는 유동영역의 공간상에서 다음과 같이 필터링 될 수 있다.

$$\bar{f}(x_1, x_2, x_3) = \int_{x_1} \int_{x_2} \int_{x_3} \prod_{i=1}^3 G_i(x_i; x'_i) f(x'_1, x'_2, x'_3) dx'_1 dx'_2 dx'_3 \quad (8)$$

본 연구에서 사용한 필터는 다음과 같다.

$$G_i(x_i; x'_i) = 1/\Delta_i \text{ if } |x_i - x'_i| \leq \Delta_i/2 \\ = 0 \text{ otherwise} \quad (9)$$

또한 압축성유동에 대한 Favre 필터링은 다음과 같이 정의된다.

$$\tilde{f} = \frac{\overline{\rho f}}{\rho} \quad (10)$$

위에서 정의된 필터링을 이용하여 지배방정식을 유동공간 상에서 필터링하면 다음과 같은 필터링된 지배방정식을 얻을 수 있다.[2]

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (11)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_i u_j} - \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \quad (12)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{E} + \bar{p}) \tilde{u}_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial u_i \sigma_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \{ (\overline{\rho E + p} u_j - (\bar{\rho} \tilde{E} + \bar{p}) \tilde{u}_j) \} \quad (13)$$

$$\bar{P} = (\gamma - 1) \left[\bar{\rho} \tilde{E} - \frac{1}{2} \overline{\rho u_i u_i} \right] \quad (14)$$

$$\tilde{T} = \frac{\gamma}{\bar{\rho}C_P} (\bar{\rho}\tilde{E} - \frac{1}{2}\overline{\rho u_i u_i}) \quad (15)$$

위 방정식에서 작은 에디의 영향을 나타내는 항은 응력텐서(sub-grid scale stress tensor) τ_{ij} 로 나타낼 수 있으며 에너지 방정식에서 작은 에디의 영향을 나타내는 항은 다음과 같이 표시될 수 있다[2].

$$\tau_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_i u_j} - \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \overline{(\rho E + p)u_j} - (\bar{\rho}\tilde{E} + \bar{p})\tilde{u}_j &= \overline{(\rho e + p)u_j} - (\bar{\rho}e + \bar{p})\tilde{u}_j \\ &+ \overline{\frac{1}{2}\rho u_i u_i u_j} - \frac{1}{2}\overline{\rho u_i u_i} \tilde{u}_j \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} Q_j &= \overline{(\rho e + p)u_j} - (\bar{\rho}e + \bar{p})\tilde{u}_j = \overline{\rho h u_j} - \bar{\rho} \tilde{h} \tilde{u}_j \\ &= \overline{\rho C_P T u_j} - \bar{\rho} C_P \tilde{T} \tilde{u}_j \end{aligned} \quad (18)$$

$$\tau_{ij} \tilde{u}_i = \frac{1}{2} \overline{\rho u_i u_i u_j} - \frac{1}{2} \overline{\rho u_i u_i} \tilde{u}_j \quad (19)$$

또한 방정식에서 나타나는 비선형 항들이 매우 작다고 가정하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} &= \frac{\partial \tilde{\sigma}_{ij}}{\partial x_j}, \quad \frac{\partial u_i \bar{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} = \frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} \\ k \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} &= k \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j}, \quad \frac{1}{2} \overline{\rho u_i u_i} = \frac{1}{2} \overline{\rho u_i u_i} \end{aligned} \quad (20)$$

2.3 와점도모델

지배방정식을 해석하기 위해서는 작은 스케일(subgrid scale)의 영향을 나타내는 항들에 대한 모델링이 필요하다. 우선 와점도계수를 도입하여 이러한 항들을 표시하면 다음과 같다[3].

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\bar{\rho}v_t (\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \tilde{S}_{kk} \delta_{ij}) \quad (21)$$

$$Q_j = -\frac{\bar{\rho}v_t C_P}{Pr_t} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \quad (22)$$

여기서 \tilde{S}_{ij} 는 필터링을 거친 변형율 텐서로 다음과 같이 나타나며,

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (23)$$

Pr_t 는 난류 Prandtl 수로 본 연구에서는 0.9로 하였다[3]. 또한 응력항에서 나타나는 등방성항(τ_{kk})들은 작다고 가정하여 무시하였다. 식(21)에서 나타나는 와점도계수는 특성길이를 사용하면 다음과 같이 구해질 수 있다[3].

$$v_t = C^2 \Delta^2 (2\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij})^{1/2} \quad (24)$$

여기서 Δ 는 $\Delta^2 = (\Delta_1 \Delta_2 \Delta_3)^{2/3}$ 로 구해질 수 있으며 C 는 보통 Smagorinsky 상수로 알려진 모델 상수로 Smagorinsky 모델을 사용하는 경우 0.1-0.24 정도의 값을 가진다[3].

2.4 Dynamic Smagorinsky 모델

일반적인 난류 점성유동의 경우 모델 상수 C 는 일정하지 않으며 유동공간 및 시간에 따라 변하는 양이다. 따라서 C 의 값을 일정하게 정해주어야 하는 Smagorinsky 모델은 이러한 점에서 문제점을 가지고 있다. Moin et al.[4] 등은 Germano et al.[5]이 제안한 방법을 사용하여 압축성유동에서 C 값을 유동공간 및 시간에 따라 두 개의 다른 길이 스케일에 대한 필터링 작업을 이용하여 구할 수 있는 dynamic 모델을 제안 하였다. 본 연구에서는 dynamic 모델을 사용하여 C 를 계산하였다.

먼저 τ_{ij} 는 크기 Δ 를 가진 첫 번째 필터를 사용하여 필터링을 하면 다음과 같이 표시될 수 있다.

$$\tau_{ij} = \overline{\rho u_i u_j} - \overline{\rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j} = \overline{\rho u_i u_j} - \frac{\overline{\rho u_i} \overline{\rho u_j}}{\rho} \quad (25)$$

Dynamic 모델에서는 첫 번째 필터 보다 크기가 큰 두 번째 필터를 사용하여 필터링을 한다. 작은 한 개 필터의 크기를 Δ 라고 하면 다른 필터의 크기는 $k\Delta$ 로 표시된다 ($k > 1$). 두 필터의 크기비는 2 로 하였다[5]. 두 개의 필터를 사용하여 연속적으로 필터링하면 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\tau_{ij}^* = \overline{\rho u_i u_j} - \frac{\overline{\rho u_i} \overline{\rho u_j}}{\rho} = \overline{\rho u_i u_j} - \frac{\overline{\rho \tilde{u}_i} \overline{\rho \tilde{u}_j}}{\rho} \quad (26)$$

Leonard 응력텐서 L_{ij} 는 τ_{ij} 와 τ_{ij}^* 를 사용하여 다음과 같이 표시된다.

$$L_{ij} = \tau_{ij}^* - \tau_{ij} = \overline{\rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j} - \frac{\overline{\rho \tilde{u}_i} \overline{\rho \tilde{u}_j}}{\rho} \quad (27)$$

τ_{ij}^* 는 Smagorinsky 모델을 사용하여 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$\tau_{ij}^* - \frac{1}{3} \tau_{kk}^* = -2C^2 \overline{\rho(k\Delta)^2} |\overline{\tilde{S}_{ij}}| (\overline{\tilde{S}_{ij}} - \frac{1}{3} \overline{\tilde{S}_{kk}} \delta_{ij}) \quad (28)$$

또한 τ_{ij} 를 두 번째 필터를 사용하여 직접 필터링을 하면 다음식이 얻어진다.

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2C^2 \overline{\rho \Delta^2} |\overline{\tilde{S}_{ij}}| (\overline{\tilde{S}_{ij}} - \frac{1}{3} \overline{\tilde{S}_{kk}} \delta_{ij}) \quad (29)$$

식 (27)-(29)를 사용하면 모델 상수 C 에 관한 다음과 같은 식을 구할 수 있다.

$$L_{ij} - \frac{1}{3} L_{kk} \delta_{ij} = -2C^2 M_{ij} \quad (30)$$

$$L_{ij} = \overline{\rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j} - \frac{\overline{\rho \tilde{u}_i} \overline{\rho \tilde{u}_j}}{\rho} \quad (31)$$

$$M_{ij} = \overline{\rho(k\Delta)^2} |\overline{\tilde{S}_{ij}}| (\overline{\tilde{S}_{ij}} - \frac{1}{3} \overline{\tilde{S}_{kk}} \delta_{ij}) - \overline{\rho \Delta^2} |\overline{\tilde{S}_{ij}}| (\overline{\tilde{S}_{ij}} - \frac{1}{3} \overline{\tilde{S}_{kk}} \delta_{ij}) \quad (32)$$

식 (30)에서 C 를 제외한 다른 항들은 두 개의 필터를 사용하여 계산할 수 있으므로 이식으로부터 C 를 결정할 수 있다. 그러나 식 (30)은 실제로는 모두 6개의 관계식이 되므로 한 개의 C 를 결정하기 위해서는 6개의 식을 최적화시키는 방법이 필요하다. 여기서는 Lilly[6] 가 제안한 최소자승법을 이용하여 C 를 구하였다. 최소자승법을 사용하면 C 는 식 (30)을 사용하여 다음과 같이 구해진다[7].

$$C^2 = -\frac{1}{2} \frac{L_{ij} M_{ij}}{M_{ij} M_{ij}} \quad (33)$$

3. 수치해석방법 및 경계조건

지배방정식을 공간 및 시간에 대한 유한차분법을 사용하여 선형화 한후에 수치해석 하였다. 공간상에서는 6차 차분법을 사용하였고 시간상으로는 4차 Runge-Kutta 법을 이용하였다.[8] 또한, 수치해석에서 나타나는 aliasing 오차를 줄이기 위해서 대류항을 다음과 같이 변환하여

수치해석하였다.

$$\frac{\partial \bar{\rho}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{\rho}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} + \tilde{u}_i \frac{\partial \bar{\rho}_j}{\partial x_j} + \bar{\rho}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \right) \quad (34)$$

벽에서는 모든 유동변수에 대하여 점착조건을 사용하였고, 입 출구와 바깥 경계면에서는 buffer 영역[8,9]을 설정한 후에 Poinso and Lele[10] 이 제안한 무반사 경계조건(non-reflecting boundary condition)을 사용하였다. buffer 영역에서는 안쪽 경계면으로부터 바깥 경계면 까지 난류 변동량이 점차적으로 변화하여 음향반사를 최소화시킬 수 있다.

4. 계산결과 및 검토

계산 격자계는 공동 내부와 공동 외부의 두 개로 구성 되었으며, x, y, z 방향으로 각각 공동 내부에는 (358, 95, 36) 외부에는 (120, 35, 36) 개의 격자를 두었다. 입구면은 상류쪽으로 4.29D(D: 공동의 깊이), 출구면은 하류쪽으로 10.57D, 바깥 경계면은 7.0D 에 위치한다. 입출구 및 바깥 경계면에는 각각 1.25D, 2.0D, 2.0D 의 buffer 영역을 설정하였다.

초기 속도는 x, y 방향 속도에 대하여는 2차원 층류경계층유동을 가정하여 Blasius 속도분포를 사용하였다. z 방향속도는 3차원 난류유동을 발생시키기 위하여 교란속도성분을 주었다.

계산은 L/D=4, δ/D=0.2967(δ: 공동입구에서의 경계층 두께), M=0.6(M:외부유동의 마하수), Re=1500(공동의 깊이와 외부유동의 음속을 기준으로 한 레이놀즈수) 에 대하여 하였다 공동 주위 유동의 경우 L/θ(L:공동의 길이, θ:공동 입구에서 운동량두께), Re_θ 의 값이 매우 중요한데 본 계산은 L/θ=102.1, Re_θ=58.8 가 된다.

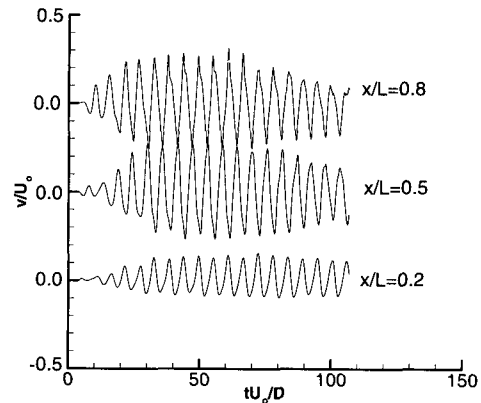


Fig.2 Time traces of the normal velocity averaged in the span-wise direction at y=0

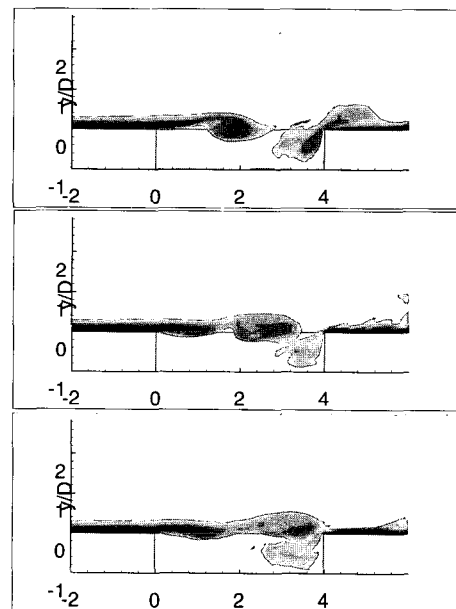


Fig. 3 Instantaneous vorticity contours averaged in the span-wise direction at 3 different times.

Fig. 2 에 계산시간에 따른 $y=0$ 에서의 y 방향 속도성분의 변화를 나타내었다. 공동 주위에서 규칙적으로 변하는 주기적인 운동이 존재하고 있음을 알 수 있다. 이러한 규칙적인 운동은 점성유동 내부에서 에디의 발생과 소멸에 따른 것이다. 에디의 발생과 소멸이 거의 규칙적으로 이루어지고 있으며 유동상태가 안정적(stable)임을 보여주고 있으며 시간 경과에 따른 유동형태(flow mode)의 변환이 나타나고 있지 않다.

공동 주위의 주기적인 운동을 자세히 살펴보기 위하여 3가지 시간에 대한 z 방향 와도(vorticity)의 분포를 Fig. 3 에 나타내었다. 공동 윗부분을 중심으로 에디의 발생과 소멸 현상을 잘 볼 수 있다. 에디의 발생과 소멸은 주기적으로 나타나고 있고 소음 발생의 큰 원인이 된다. 공동 내부의 유동은 상대적으로 큰 변화를 보여주지 않고 있으며 거의 일정함을 알 수 있다. 따라서 소음의 원인이 되는 에디의 변화는 주로 공동의 중심선 축을 따라서 일어남을 알 수 있다.

Fig. 4 에 $x/L=0.5$ 에서 y 방향속도성분의 스펙트럼을 나타내었다. 유동의 스펙트럼은 유동 소음의 공진 주파수(resonant frequency)를 나타낸다. 공동 주위의 공진 주파수는 다음과 같이 주어지는 Rossiter [1] 의 실험적인 연구결과 비교할 수 있다.

$$St_n = \frac{f_n L}{U_0} = \frac{n - \alpha}{M + \frac{1}{\kappa}}, n = 1, 2, \dots \quad (35)$$

여기서 St_n 은 n 번째 공진 주파수 f_n 에 해당하는 Strouhal 수, L 은 공동의 길이, U_0 는 자유유동속도의 크기, M 은 마하수, α, κ 는 $\alpha=0.25, \kappa=0.57$ 로 주어지는 실험적 상수이다[1,11]. Fig. 4 에 나타난 스펙트럼은 $St=fL/U_0=0.713$ 에서 피크를 나타내고 있다. 이러한 피크는 Rossiter의 실험식에서 $n=2$ 에 해당하는 공진 주파수에 해당된다. Rossiter의 실험결과에 의하면 $St_2=0.74$ 로 스펙트럼의 피크와 비교적 잘 일치

함을 알 수 있다.

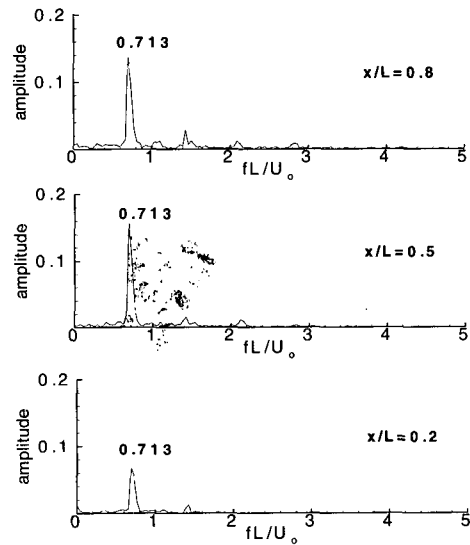


Fig.4 Spectrum of the normal velocity averaged in the span-wise direction at $y=0$.

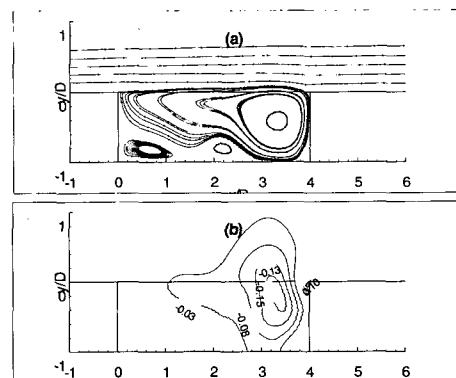


Fig.5 Time averaged mean streamlines (a) and the pressure coefficient contours (b)

평균적인 유동 형태를 보기 위해서 Fig. 5 에 시간 평균된 유선 분포 및 시간 평균된 압력계수의 분포를 나타내었다. 공동 중심선 윗부분의 유선분포를 보면 거의 평행하며 큰 변화를 나타내고 있지 않다. 이는 공동 내부 유동과 외부 유동 사이의 상호관계가 그리 크지 않음을 의미하며 공동 내부의 유동형태가 유동 소음에 큰 영향을 미치지 않음을 나타낸다. 공동 후반부에는 재순환유동영역(re-circulating flow region) 이 존재함을 알 수 있으며 재순환유동과 공동 중심선을 따르는 전단유과의 상호 작용이 거의 없음을 알 수 있다. 압력계수의 변화는 공동 후반부에서 크게 나타남을 알 수 있다. 공동 후반부 출구 부분에서 압력이 급격히 감소하면서 압력의 최소값이 나타난다. 압력이 최소가 되는 부분은 재순환유동영역의 중심부에 해당하며 유동의 재순환에 의하여 압력이 감소함을 알 수 있다. 한편 공동의 출구 선단부에서는 전단유동과 선단부의 충돌에 의하여 압력이 급격히 증가하는 영역이 존재함을 볼 수 있다.

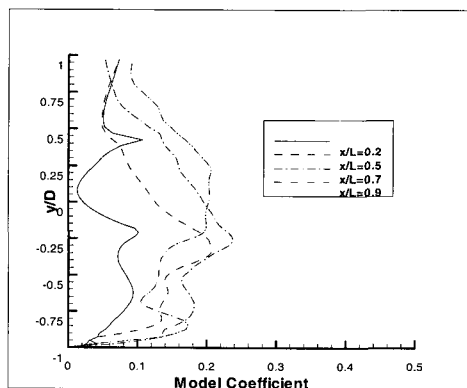


Fig.6 Time averaged model coefficient distributions at different stream-wise positions.

Fig. 6 에 시간 평균된 모델상수 값의 변화를 나타내었다. 앞에서 설명한 바와 같이 dynamic 모델에서는 모델상수를 일정한 값으로 가정하여 한 개의 값으로 고정시키는 Smagorinsky 모델

과는 달리 주어진 유동변수로부터 구해진다. 모델상수 값의 분포를 보면 Fig. 6에 나타난 바와 같이 영역 내에서 매우 변화가 큼을 알 수 있다. 대략적으로 벽부근을 제외하면 Smagorinsky 모델에서 사용하는 0.1-0.24 정도 범위의 값을 가지지만 유동방향을 따라서 모델상수의 값이 증가하고 있으며 벽 쪽으로 갈수록 급격히 감소하여 벽 부근에서는 모델상수가 영으로 접근하는 것을 알 수 있다.

5. 결론

본 연구에서는 압축성 점성유동을 LES 모델을 이용하여 계산할 수 있는 방법을 개발하였으며 이를 2차원 공동 주위의 유동에 적용하였다. 계산결과는 공동 주위의 유동특성을 비교적 잘 예측하였다. 스펙트럼의 해석결과는 Rossiter의 실험식에 의한 결과와 잘 일치하였으며 공동 주위의 소음특성을 잘 나타내 주었다. 해석결과로부터 소음의 주 원인이 되는 점성 유동층 내의 에디의 발생과 소멸 현상을 잘 볼 수 있었으며 공동 내부의 유동이 에디의 발생과 소멸에 큰 영향을 미치지 않고 있음을 알 수 있었다. 평균 유동장을 보면 중심선을 따른 유동은 평행하게 형성되고 있으며 공동 후반부에 큰 와류가 존재함을 알 수 있었다. 또한 dynamic 모델로부터 구해진 모델상수 값의 분포를 보면 유동방향을 따라서 모델상수의 값이 증가하고 있으며 벽 쪽으로 갈수록 급격히 감소함을 알 수 있다.

감사의 글

이 논문은 2001년도 경남대학교 학술연구조성비에 의하여 쓰여진 것임. 또한 이 연구를 수행하는 데 많은 조언을 해주신 캘리포니아공과대학(CALTECH)의 Colonius 교수에게 감사를 드립니다.

References

- [1] Rossiter, J.E., "Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds", Technical Report 3438, Aeronautical Research Council Reports and Memoranda. 1964.
- [2] Weber, C., "Development of the implicit method for Navier-Stokes simulations", Ph.D. Thesis, CERFACS. 1998, pp. 26-30.
- [3] Wilcox, D. C., "Turbulence Modelling for CFD", DCW Industries, Inc., California, 1993, pp. 180-182, pp. 326-327.
- [4] Moin, P., Squires, W., Cabot, W., and Lee, S., "A dynamic sub-grid scale model for compressible turbulence and scalar transport", Phys. Fluids A, Vol. 3, 1991, pp. 2746-2757.
- [5] Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., and Cabot, W., "A dynamic sub-grid scale eddy viscosity model", Phys. Fluids A, Vol. 3, 1991, pp. 1760-1765.
- [6] Lilly, D.K., "A proposed modification of the Germano sub-grid closure method", Phys. Fluids A, Vol. 4, 1992, pp. 633-635.
- [7] 최명렬, 최해천, 강신형, "큰 에디 모사기법을 이용한 초기 천이 경계층 유동 및 방사 소음 해석", 대한기계학회논문집(B), 제21권 제6호, 1997, pp. 779-792.
- [8] Colonius, T., Lele, S. K., and Moin, P., "Sound generation in a mixing layer", J. Fluid Mech., Vol. 330, 1997, pp.375-409.
- [9] Colonius, T., Basu, A. J., and Rowley, C.W., "Numerical investigation of the flow past a cavity", AIAA Paper 99-1912, 1999.
- [10] Poinso, T., and Lele, S.K., "Boundary conditions for direct simulation of compressible viscous flows", J. Computational Phys. Vol. 101, 1992, pp. 104-129.
- [11] Tam, C.K.W., and Block, P.J.W., "On the tones and pressure oscillations induced by flow over rectangular cavities", J. Fluid Mech., Vol. 89, 1978, pp. 373-399.