

내부자유도를 갖는 차분라티스볼츠만 모델에 의한 에지톤의 수치계산

강호근[†] · 김은라^{*} · 오세경^{**}

(원고접수일 : 2005년 9월 22일, 심사완료일 : 2005년 10월 31일)

Numerical Simulation of Edge Tone by Finite Difference Lattice Boltzmann Model with Internal Degree of Freedom

Ho-Keun Kang[†] · Eun-Ra Kim^{*} and Se-Kyung Oh^{**}

Abstract : A lattice BGK model based on a finite difference scheme with an internal degree of freedom is employed and it is shown that a diatomic gas such as air is successfully simulated. In a weak compressive wave problem and Couette flow, the validity and characteristics of the applied model are examined. With the model, furthermore, we present a 2-dimensional edge tones to predict the frequency characteristics of discrete oscillations of a jet-edge feedback cycle by the FDLB model (I.D.F FDLBM) in which any specific heat ratio γ can be chosen freely. The jet is chosen long enough in order to guaranteed the parabolic velocity profile of a jet at the outlet, and the edges have of an angle of $\alpha=23^\circ$ and 20° . A sinuous instability wave with real frequency resulting from periodic oscillation of the jet around the edge is propagated on the upper and lower of wedge.

Key words : Finite difference lattice Boltzmann model(차분 라티스볼츠만 모델, FDLBM), Edge tone(에지톤), Specific heat ratio(비열비), Internal degree of freedom(내부자유도)

1. 서 론

라티스볼츠만법(LBM)은 Cellular Automaton 법(CA)⁽¹⁾을 유동해석에 적용한 Lattice Gas Cellular Automaton (LGCA)⁽²⁾으로부터 발전한 계산방법이다. LGCA는 유속이나 압력과 같은

유동장의 변수를 구할 때에 평균화 처리를 하기 때문에 엄밀한 해를 구하는 것이 곤란하다는 문제점이 있다. 또한 저 레이놀즈수 흐름이나 저 마하수 흐름에 있어서만 타당한 해를 얻을 수가 있어 적용 가능한 범위가 좁다는 어려움이 있었다.

이러한 LGCA의 문제점을 극복하기 위해 제안

[†] 책임저자(경상대학교 기계항공공학부 · 해양산업연구소), E-mail:kanghokeun@chol.com, Tel: 051)640-3064

^{*} 전북대학교 토목공학과

^{**} 경상대학교 기계항공공학부

되었던 LBM^[3] 또는 FDLBM^[4]은 유속이나 압력을 구할 때에 평균화 처리를 요하지 않으며, 차분법 등 다른 계산방법과 같은 정도의 오차에서 해를 구할 수가 있다.

그렇지만, 앞에서 언급한 LBM 또는 FDLBM의 모델에서는 비열비 $\gamma(=(D+2)/D)$ 가 공간의 차원수 (D)에 의존한다. 즉, 2차원 공간의 계산에서는 $\gamma=2.0$, 3차원 공간의 계산에서는 $\gamma=1.67$ 밖에 취할 수가 없기 때문에 공기와 같은 실제 기체를 전산모사 하기에는 여러 어려움이 대두되었다. 따라서 본 연구에서는 지금까지 제안된 LBM의 비열비를 바꿀 수 있는 모델^{[5],[6]}을 FDLBM에 적용하여 그 유효성을 확인하였다. 또한, 유동소음을 예측할 목적으로 비열비 $\gamma=1.4$, 마하수 $M=0.2$ 정도의 계산조건을 갖는 에지톤(edge tone)의 직접계산을 수행하였으며, 여러 특성들이 고찰되었다.

2. 지배방정식

2.1 차분라티스볼츠만 모델

LBM은 종래의 NS방정식 등의 유체 운동방정식을 직접적으로 이용하는 방법과는 사뭇 다르다. 유체를 충돌과 병진을 반복하는 다수의 이산적 입자의 집합체로 간주해, 이러한 것들의 규칙적인 입자운동을 계산하여 거시적인 연속체로서의 유체운동을 모사하는 방법이다. 또한 FDLBM은 LBM에 차분스킴을 도입하여 격자와 이산적 입자속도를 독립적으로 취급하는 수법이다.

본 연구에서는 유체의 압축성을 고려하여, 이산적 입자속도에는 정방격자의 2차원 21속도(D2Q21)모델을 이용한다. 입자는 격자상에서 정지($i=1$)하던가, 1 타임스텝 간에 이산적 입자속도의 격자를 따라서 i 방향($i=2\sim 21$)으로 이동한다. 충돌시에는 입자의 질량, 운동량 및 에너지가 보존되도록 충돌축을 따라서 각 격자점에서 동시에 행하여진다. 이런 일련의 입자운동은 속도 c_i 를 갖는 입자수밀도를 나타내는 분포함수 f_i 를 이용해 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + c_i \cdot \nabla f_i = -\frac{1}{\phi}(f_i - f_i^{(0)}) \quad (1)$$

여기서 ϕ 는 단일시간완화계수, $f_i^{(0)}$ 는 국소평형 분포함수 및 t 는 시간을 나타낸다. 우변항은 충돌에 의해 입자분포가 평형상태에 가까워진다는 것을 의미하며, 이 모델을 이산화 BGK모델이라 부른다.

식(1)은 미시적인 입자운동을 기술하고 있으며, 유체운동을 모사하기 위해서는 식(1)로부터 거시적·연속적인 유동장을 지배하는 NS방정식의 운동방정식들을 도출할 필요가 있다. 이러한 도출과정에서 점성계수 μ 는 밀도 ρ 와 내부에너지 e 를 이용하여 $\mu = \rho e \phi$ 와 같이 표시된다. 즉, 단일시간완화계수 ϕ 와 점성계수 μ 의 사이에는 비례관계가 얻어진다. 한편, FDLBM에서 충돌항의 계산을 안정하게 유지하기 위해서는 시간간격 Δt 에 대하여 $\Delta t/\phi < 2.0$ 을 만족할 필요가 있다. 따라서, 고 Re수 흐름의 계산을 행할 때, 계산의 안정화 조건을 만족하기 위해서는 Δt 를 작게 설정할 필요가 있으며, 초기의 상태로부터 어느 정도 시간이 경과한 유체의 상태를 얻는 것은 많은 시간이 요하는 문제가 있다. 이 때문에 계산시간의 단축을 목적으로 하여, 분포함수를 변경하는 방법등이 제안되었다^[7]. 본 연구에서는 식(1)에 새로운 점성항을 변경하는 항을 추가하여 다음과 같은 기본방정식을 이용하고 있다.

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + c_i \cdot \nabla f_i - A c_i \cdot \frac{f_i - f_i^{(0)}}{\phi} = -\frac{1}{\phi}(f_i - f_i^{(0)}) \quad (2)$$

위의 식(2)의 세 번째 항을 추가함으로써 점성계수 μ 는 $\mu = \rho e(\phi - A)$ 와 같이 변경되며, ϕ 를 작게 취하지 않고서도 μ 를 작게 할 수가 있다. 때문에 계산안정의 조건은 CFL (Courant-Friedrichs-Lewey)조건이 만족되며, 식(1)에 비하여 Δt 을 크게 설정할 수가 있다. 본 연구에서는 상수 A 는 $A=0.5$ 을 설정하였다^[7].

2.2 내부자유도를 갖는 모델

식(1) 또는 식(2)에서 에너지방정식을 도출할

때, BGK모델의 비열비 γ 는 입자운동의 자유도로 부터

$$\gamma = (D+2)/D \quad (3)$$

와 같이 차원수 (D)에 의존하는 값밖에 취할 수가 없다.

이와 같은 이유로 LBM에서 제안되었던 내부자유도를 갖는 격자BGK모델^[5,6]을 FDLBM에 적용한다. 이전의 BGK모델에서 입자운동은 병진만 한정하고 있기 때문에, 병진 이외의 운동에너지 E , 즉 회전에너지에 해당하는 새로운 분포함수 $G_i = Ef_i$ 를 도입함으로써 BGK모델에 내부자유도를 부여하여, 비열비를 임의로 설정하는 것이 가능하다. 새로운 분포함수 G_i 는 사용하는 입자모델의 이산적인 입자속도에만 의존하며, 본 연구에서는 21종류의 분포함수 G_i 를 이용한다. 따라서 식(2)는 다음과 같이 변형된다.

$$\frac{\partial G_i}{\partial t} + \mathbf{c}_i \cdot \nabla G_i - Ac_i \cdot \frac{G_i - G_i^{(0)}}{\phi} = -\frac{1}{\phi}(G_i - G_i^{(0)}) \quad (4)$$

여기서 $G_i^{(0)}$ 는 내부자유도가 고려된 국소평형분포함수이며, 평형상태에서 모든 입자가 동일 크기의 회전에너지를 갖는다고 가정하면 다음과 같다.

$$G_i^{(0)} = Ef_i^{(0)} \quad (5)$$

한편, 비열비 γ 의 식 $\gamma = (D+2)/D$ 는, D 를 회전자유도 D_E 를 포함한 입자운동의 전 자유도 $D^* = D + D_E$ 로 바꾸면,

$$\gamma = \frac{D^* + 2}{D^*} = \frac{D + D_E + 2}{D + D_E} \quad (6)$$

와 같이 되며, 그 결과 평형회전에너지 E 는 다음과 같다.

$$E = \frac{D}{2} \left(\frac{D+2}{D} - \gamma \right) e \quad (7)$$

여기서 e 는 내부에너지를 나타낸다. 내부자유도를 갖는 본 모델에서 식(5)의 국소평형분포함수 $f_i^{(0)}$ 는 유속 \mathbf{u} 에 관해 3차항까지 전개한 다음식을 이용한다.

$$f_i^{(0)} \cong F_i \rho \left[1 - 2Bc_{ia}u_a + 2B^2(c_{ia}u_a)^2 + Bu_a u_\beta - \frac{4}{3}B^3(c_{ia}u_a)^3 - 2B^2c_{ia}u_a u_\beta u_\gamma \right] \quad (8)$$

여기서, B 는 비열비와 각 격자점에서의 내부에너지의 함수이며 $B = -1/[2(\gamma-1)e]$ 와 같이 정의된다. 계수 F_i 는 문헌^[7]을 참고 바란다.

각 격자점에서의 유체의 상태는 전입자에 분포함수 f_i 와 입자속도 \mathbf{c}_i 의 모멘트를 취합함으로써 얻어진다. 각 격자점 상에서 유체의 밀도, 운동량 및 에너지는 다음과 같이 정의된다.

$$\rho = \sum_i f_i = \sum_i f_i^{(0)} \quad (9)$$

$$\rho \mathbf{u} = \sum_i f_i \mathbf{c}_i = \sum_i f_i^{(0)} \mathbf{c}_i \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \rho u^2 + \rho e &= \sum_i \left(\frac{1}{2} f_i c_i^2 + G_i \right) \\ &= \sum_i \left(\frac{1}{2} f_i^{(0)} c_i^2 + G_i^{(0)} \right) \end{aligned} \quad (11)$$

여기서, 식(9)~(11)에서 정의된 변수는 분포함수와 국소평형분포함수에서 정의된 것들이며, 충돌시에 에너지의 보존을 따른다.

한편, 압력 p , 점성계수 μ , 제2점성계수 λ , 열전도계수 χ , 음속 c_s 는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} p &= (\gamma-1)\rho e, \quad \mu = (\gamma-1)\rho e(\phi-A) \\ \lambda &= -(\gamma-1)^2 \rho e(\phi-A), \quad \chi = \gamma \rho e(\phi-A) \\ c_s &= \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\gamma(\gamma-1)e} \end{aligned} \quad (12) \sim (16)$$

3. 수치해석의 검증

3.1 미소압력차를 갖는 압력파의 계산

내부자유도를 갖는 모델(I.D.F FDLBM)을 대상으로 미소압력차를 갖는 압력파의 계산과 검증을 수행한다. 우선 Fig.1에 보이는 바와 같이, 2차원 공간에서 x 방향 중앙에 칸막이를 설치하여 그 좌우에 1.0×10^{-10} 의 압력차를 설정한다. 계산시작과 동시에 중앙의 칸막이를 제거하여 압력파 및 팽창파의 전파속도를 비열비 γ 와 내부에너지 e 를 이용하여 검증한다. 또한, 어느 정도의 압력차 Δp 까지 계산 가능한지를 조사한다. 그리고 압력파 및 팽창파의 전파속도는 음속으로 전파하

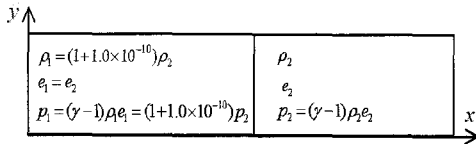


Fig. 1 Sound wave simulation with a minute pressure difference

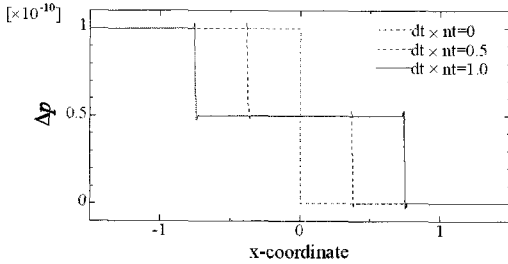


Fig. 2 Propagation of expansion wave and compression wave with internal degree of freedom ($\gamma=1.4, \epsilon=1.0, \Delta p=1.0 \times 10^{-10}$)

기 때문에, 계산에서 얻어지는 압력과 및 팽창파의 전파속도와 FDLBM의 각각의 모델에서의 음속 c_s 의 이론치와 비교를 행한다. 이때, y 방향으로의 유체의 변동은 없다고 가정한다. 미소 압력차의 압력파의 계산에서는 비열비 $\gamma=1.4$ 를 설정하며, 내부에너지 e 를 0.2~1.0까지 변화시켰다. x 방향의 격자간격 Δx 는 $\Delta x=0.001$ 의 등간격을, 시간간격 Δt 는 $\Delta t=0.0002$ 를 설정하였다. 압력파 및 팽창파의 전파속도는 계산회수 nt 와 같이 한다면, $\Delta t \times nt=1.0$ 이 되어 시각에 있어서 전파거리로부터 평가한다. 기본방정식의 이산화방법에 있어서 식(4)의 시간항은 2차정도의 Runge Kutta 방법을, 공간을 3차정도의 풍상차분을 이용한다.

Fig. 2는 비열비 $\gamma=1.4$, 내부에너지 $e=1.0$ 에 있어서 계산결과를 나타내고 있다. 고압측에서는 팽창파가, 저압측에서는 압력파가 시간진행과 더불어 전파하고 있으며, 파면의 모양이나 압력분포에 노이즈가 없이 양호한 정도에서 계산이 가능하다는 것을 알 수가 있다. 좌우 압력차 Δp 을 1.0×10^{-11} 를 설정했을 때 압력분포에 조그만 노이즈가 발생하며, 압력차를 1.0×10^{-13} 으로 설정하였을 때의 결과가 Fig. 3에 나타나 있다. 노이

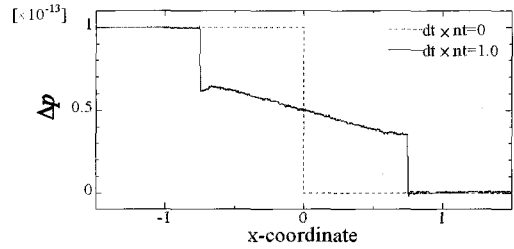


Fig. 3 Deviation of expansion wave and compression wave with internal degree of freedom ($\gamma=1.4, \epsilon=1.0, \Delta p=1.0 \times 10^{-13}$)

Table 1 Comparisons of sound speed of theoretical and numerical ($\gamma=1.4$)

e	c_{s1}/c_s	c_{s2}/c_s
0.2	0.9983	0.9986
0.4	0.9988	0.9988
0.6	0.9991	0.9991
0.8	0.9992	0.9992
1.0	0.9994	0.9993

즈 발생이 현저하며, 압력구배를 확인할 수가 있다. 또한, 좌우의 압력차가 1.0×10^{-10} 에 있어서 팽창파의 전파속도를 c_{s1} , 압력파의 전파속도를 c_{s2} 로 하여, 음속의 이론값 c_s 와의 비교를 행하였다. Table 1은 식(16)에서 정의된 음속의 이론값 c_s 으로 예측된 값과의 결과를 나타내고 있다. 팽창파 및 압력파 모두 각 내부에너지 ($e=0.2\sim 1.0$)에 있어서 0.1%정도의 오차 내에서 일치하고 있음을 알 수가 있다.

3.2 수치정도

일반적으로 NS방정식으로부터 음파를 계산할 때에는, 음파의 압력 변동 성분이 상당히 작기 때문에, 공간에 대하여 5차 정도, 시간에 대하여 4차 정도가 필요하다^[8]. 그러나, FDLBM에 의한 유체음의 직접 계산은, 공간에 대한 3차 정도의 풍상차분(up-wind scheme), 시간에 대한 2차 정도의 Runge Kutta방법을 이용하여도, 매우 우수한 정도에서 계산이 가능하다.

따라서 I.D.F FDLBM의 수치 정밀도에 관하

여 검증하기 위하여 Coutte흐름의 비정상 해와 비교한다. 고정벽과 이동벽의 사이에는 격자간격 $\Delta y=1$, 길이 L (대표길이)을 고려하고, 벽면속도 U 및 시간간격 dt 을 변화시켜서 계산한다.

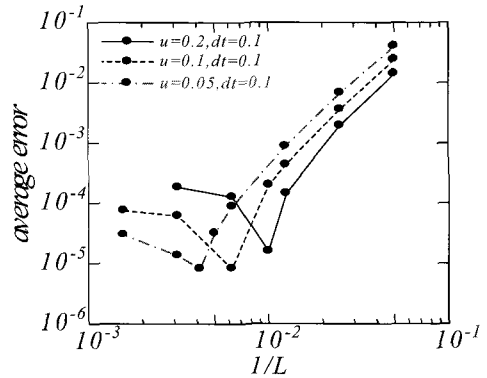
동점성계수 ν 와 시간 t 를 이용하여 $\nu t/L^2 = 0.01$, $y/L=0.2$ 에 있어서의 해를 비정상 이론해의 기준으로 삼으면, 다음과 같이 정의할 수가 있다.

$$u(y, t) = U \left(1 - \frac{y}{L} \right) - \frac{2U}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \exp \left(-n^2 \pi^2 \frac{\nu t}{L^2} \right) \sin \frac{n\pi y}{L} \quad (17)$$

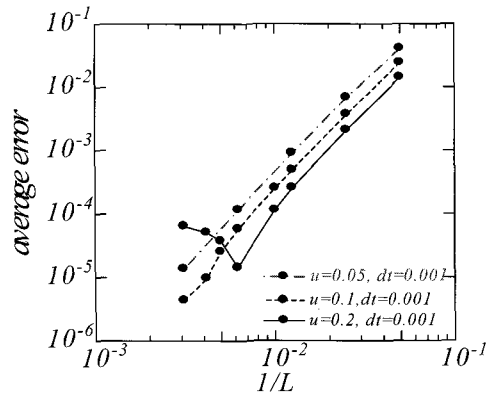
이론해를 u_t , FDLBM에 의한 해를 u^* 라고 하면, 모든 노드점에서의 평균오차(average error)는 다음식으로 평가할 수가 있다.

$$\text{Average error} = \frac{\sum_{i=1}^{L+1} |u_t - u^*|}{\sum_{i=1}^{L+1} |u_t|} \quad (18)$$

계산결과는 Fig. 4 (a) 및 (b)에 나타나있다. 일반적으로, 3차정도의 풍상차분을 사용할 때, 오차는 3차의 구배로 감소한다. 어느 그래프에서도 $1/L$ 이 작아지는 도중까지 3차정도의 구배에서 평균오차가 감소하지만, 이 평균오차가 일정하게 되는 직전까지 급격하게 오차가 감소하고 있는 것을 확인할 수가 있다. 또한 $1/L$ 이 0.01보다 큰 영역에서는 계산회수 n 이나 시간간격 dt 에 관계없이, 벽면속도 u 가 큰 쪽이 오차는 작게 된다. 그러나 이것은 $1/L$ 이 0.01보다 작아진다면 벽면속도 u 가 작은쪽이 오차는 작아진다. 한편, 시간간격에 관계없이 속도를 매우 크게 할 경우($u=0.2$)에도, $1/L=0.01$ 에서 오차의 급격한 감소가 발생하고 있는 경향을 확인할 수가 있다. 즉 $u=0.2$, $dt=0.1$ 의 경우에도(Fig. 4(a)) 국소적으로 우수한 정도를 보인다고 사료된다. 따라서 시간간격 dt 와 대표속도 u 를 작게 하면 계산 가능한 오차는 작아지고 우수한 정도에서 계산을 수행할 수가 있다.



(a) $dt=0.1$



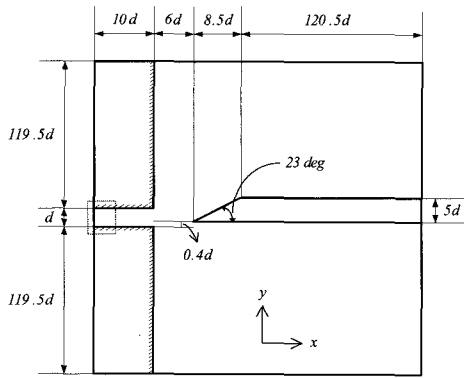
(b) $dt=0.001$

Fig. 4 Decrease of average error

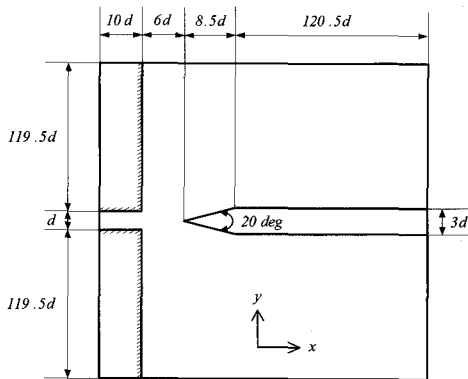
4. 결과 및 고찰

4.1 해석방법

본 연구에서 Fig. 5(a) 및 (b)에 나타난 바와 같이 2가지 모델에 대한 계산을 설정하였으며, 에지근방에 격자를 밀집시킨 2차원 물체적합좌표를 이용하였다. 모델 I의 격자수는 x 방향으로 301, y 방향으로 301개의 총 90601개를, 모델 II의 격자수는 x 방향으로 361, y 방향으로 381개의 총 137541개의 노드수를 각각 설정하였다. 각각의 노즐직경 d 를 대표길이로, 분류의 평균유속 u 를 대표속도로 하였으며, 계산영역은 양 모델 모두 $145d \times 240d$ 을 설정하였다. 또한 노즐출구로부터 wedge선단까지의 거리는 $w/d=6d$ 을 주었으며,



(a) Model I



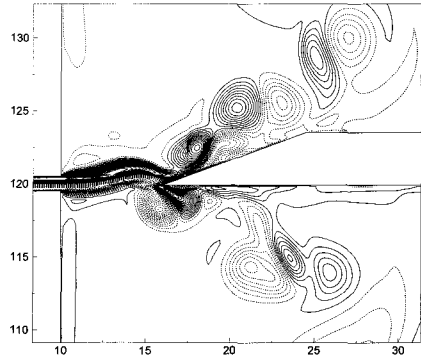
(b) Model II

Fig. 5 Schematic diagram of the flow field

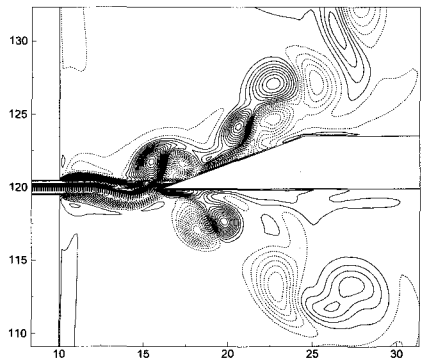
wedge는 선단의 각도가 $\alpha=23^\circ$ (모델 I) 및 20° (모델 II)를 각각 설정하였다.

초기조건은 Reynolds수는 $Re=1000$, $M=0.2$, $U_0=0.2$ 및 $\gamma=1.4$ 을 설정하였다. 경계조건은 물체상에서 점착조건(no slip)과 단열조건을 적용하였으며, 노즐이외의 계산영역에서 상단, 하단 및 우측의 유체영역은 정지유체를 가정하였다.

한편, I.D.F. FDLB모델에서의 압력 p 는 비열비 γ , 밀도 ρ 와 내부에너지 e 를 이용해 $p=(\gamma-1)\rho e$ 로 주어지며, 시간은 무차원시간 $t=(UT/d)$ 로 표시된다. 따라서 본 연구에서는 초기상태의 유체의 압력을 기준압력 $p_0=(\gamma-1)\rho_0 e_0$ 와 같으며, 초기 압력과의 차를 무차원화시키면 변동압력은 다음과 같다.



(a) $t=260$



(b) $t=268$

Fig. 6 Instantaneous plots of a vorticity field by Model I ($U_0=0.2$, $M=0.2$, $\gamma=1.4$ and $Re=1000$)

$$\Delta p = \frac{p - p_0}{p_0} \tag{19}$$

4.2 에지톤

Fig. 6 및 7은 Fig. 5의 계산모델 I를 이용한 결과들을 보이고 있다. 초기조건은 $M=0.2$, $U_0=0.2$, $e_0=0.5$ 및 $w/d=6.0$ 을 설정하여 계산을 수행하였다. Fig. 6은 시간 $t=260$ 및 268에 있어서 순시적인 와류 분리현상을 보여주고 있다. 와류의 회전속도에 의해 에지에서 분류가 그 방향을 바꾼다. 이때, 분류가 닿는 면은 압력이 증가하며 그 반대편은 압력이 감소한다. 이와 같은 와류의 이탈 메카니즘에 의해 에지의 상·하에서 역 위상을 갖는 압력차가 발생하며 이에 따른 유동소음이 발생한다^{[9][12]}.

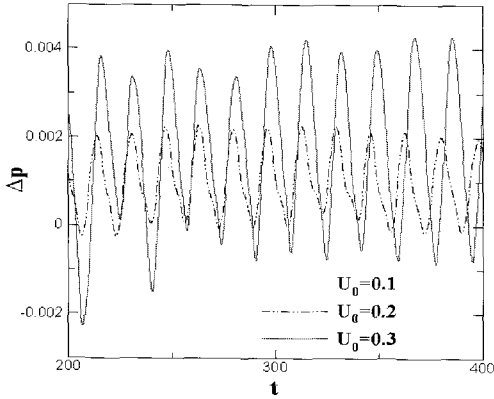
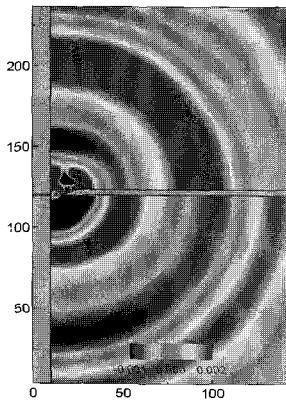
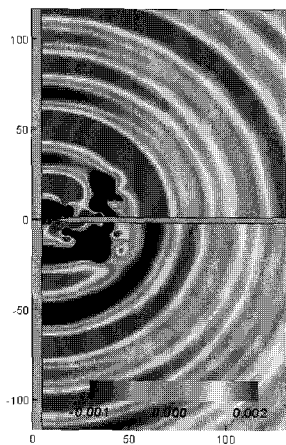


Fig. 7 Time variations of acoustic at three different velocities by Model I ($\gamma=1.4$)



(a) Model I ($t=260$)



(b) Model II ($t=300$)

Fig. 8 Acoustic pressure oscillations ($U_0=0.2$, $M=0.2$, $\gamma=1.4$ and $Re=1000$)

한편, Fig. 7은 계산영역 중 wedge의 선단으로부터 x 방향으로 $109d$, y 방향으로 $100d$ 떨어진 지점에서 음파의 변동특성을 보이고 있다. 음압의 신호가 시간변화와 더불어 주기적으로 변동하고 있는 것을 확인할 수가 있으며, 이때의 음압의 변동크기는 $0.00075 \sim 0.004$ 이며, 이는 에지근방에서의 압력변동의 값(약 $0.003 \sim 0.016$)에 비해서 미소함을 확인할 수가 있었다.

Fig. 8은 유동모델의 형상 변화에 따른 유동소음의 전파특성을 고찰하기 위하여 무차원화된 시간 $t=260$ (모델 I) 및 $t=300$ (모델 II)에서 각각의 유동조건에 대하여 압력변동의 변화를 살펴보았다. 각각의 그림에서 알 수 있듯이 에지부근에서 상하교대로 (+) 및 (-)의 압력파가 wedge를 중심으로 상하대칭으로 전파하고 있는 것을 알 수가 있다. 또한, 이전의 Aeolian tone의 연구^[13]에서와 마찬가지로 소음의 전파형상은 모델의 형상에 관계없이 전파하는 것을 알 수가 있다.

4.3 Wedge와 노즐간 거리(w/d)의 영향

위에서 논하였던 계산대상에서 wedge선단으로부터 노즐까지의 거리 w 는 $w/d=6$ 을 설정하여 계산하였다. 여기서는 모델 I을 이용한 $w/d=9$ 의 계산영역을 설정하여 피드백 메카니즘과 w/d 와의 영향을 검토한다. 초기조건은 앞의 계산에서 주었던 조건과 동일하게 설정하였다. ($M=0.2$, $U_0=0.2$ 및 $e_0=0.5$)

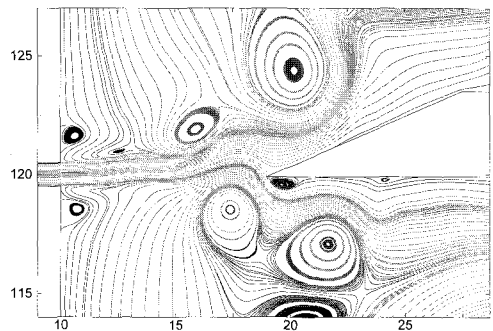


Fig. 9 Streamlines around the wedge ($w/d=9.0$)

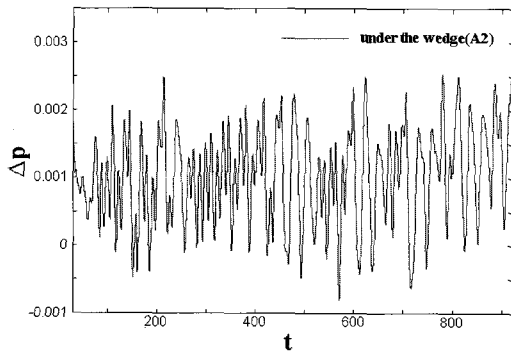


Fig. 10 Time variation of acoustic pressure ($w/d=9.0$)

Fig. 9는 에지근방의 유선도를 보여주고 있다. Fig. 6(a) 및 (b)과 비교를 하면, 노즐로부터 분출되는 분류의 유속이 빠른 부분은 직접 에지에 닿지 않는다는 것을 알 수가 있다. 또한 Fig. 10은 기준점으로부터 (109d, -20d)의 위치에서 음압의 시간변동을 나타내고 있다. 무차원시간 $t=900$ 이상까지 계산을 수행하였지만, 음의 주파수는 규칙적인 변동이 아닌 불안정한 변동을 나타내고 있다. Fig. 9 및 Fig. 10에서 알 수 있듯이, 이러한 현상은 wedge와 노즐간의 거리 (w/d)가 크기 때문이며, 분류의 유속이 빠른 부분이 직접적으로 에지에 닿지 않아 불규칙적인 주기를 갖는 음파가 발생하기 때문이라 사료된다. 즉, 노즐로부터 나온 분류의 불안정성이 강해서 피드백 메커니즘(feedback mechanism)과 같은 규칙적인 주기가 발생되지 않기 때문이라 판단된다.

5. 결 론

내부자유도를 갖는 차분라티스 볼츠만(I.D.F FDLBM)의 압축성 모델을 이용하여 비열비를 $1.0 < \gamma \leq 2.0$ 의 사이에서 임의 설정이 가능한지 검토되었으며, 다음과 같은 결론을 얻을 수 있다.

(1) 미소압력차 Δp 를 갖는 압력과의 계산을 수행하여 매우 양호한 정도로 계산이 가능하다는 것을 확인하였으며, 음속의 이론값과는 0.1%이내의 오차를 갖는다는 것을 알 수가 있었다.

(2) 유동소음의 직접계산을 위하여 공간에 대한

3차정도의 풍상차분, 시간에 대한 2차정도의 Runge Kutta방법으로 수치정도를 검증하여 매우 양호한 정도로 계산이 가능하다는 것을 보였다.

(3) 2차원 에지톤의 직접계산을 수행하였으며, 분류와 에지의 상호간섭에 의해 주기적으로 발생하는 음파의 발생 메커니즘이 고찰되었다. 아울러 음파의 여러 특성들은 에지의 형상에 무관하다는 것을 확인하였다.

(4) 노즐과 wedge의 선단간의 거리가 크면 분류의 불안정성에 기인한 피드백과 같은 주기적인 분류의 변동은 나타나지 않았다.

참고문헌

- [1] S. Wolfram, "Cellular Automaton Fluids 1: Basic Theory," J. Stat. Phys., Vol. 45, pp. 471-526, 1986.
- [2] U. Frisch, B. Hasslacher and Y. Pomeau, "Lattice Gas Automata for the Navier-Stokes Equations," Complex Systems 1, pp. 649-707, 1987.
- [3] Y.H. Qian, S. Succi and S.A. Qrszag, "Recent Advances in Lattice Boltzmann Computing," Ann. Rev. Comp. Phys. III, D. Stauffer ed. World Scientific, 1995.
- [4] N. Cao, S. Chen, S. Jin and D. Martinez, "Physical Symmetry and Lattice Symmetry in the Lattice Boltzmann Method," Phys. Rev. E, Vol. 55, pp. R21-R24, 1997.
- [5] N. Takada and M. Tsutahara, "Proposal of Lattice BGK Model with Internal Degrees of Freedom in Lattice Boltzmann Method," Trans. JSME J., B, Vol. 65, No.629, pp. 92-99, 1999.
- [6] M. Tsutahara, T. Kataoka, N.

Takada, H.K. Kang and M. Kurita, "Simulations of Compressible Flows by Using the Lattice Boltzmann and the Finite Difference Lattice Boltzmann Methods," *Comp. Fluid Dyna. J.*, Vol.11, No.1, pp. 489-493, 2003.

[7] H.K. Kang, M. Tsutahara, K.D. Ro and Y.H. Lee, "Numerical Simulation of Shock Wave Propagation Using the Finite Difference Lattice Boltzmann Method," *KSME Intl. J.*, Vol. 16, No. 10, pp. 1327-1335, 2002.

[8] O. Inoue and N. Hatakeyama, "Sound Generation by a Two-Dimensional Circular Cylinder in a Uniform Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 471, pp. 285-314, 2002.

[9] D.K. Holger, T.A. Wilson and G.S. Beavers, "Fluid Mechanics of the Edgetone," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 62, No. 5, pp. 1116-1128, 1977.

[10] D. Rockwell, "Vortex-Body Interaction," *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 30, pp. 199-229, 1998.

[11] B. Sahin, H. Akilli, J.C. Lin and D. Rockwell, "Vortex Breakdown-Edge Interaction: Consequence of Edge Oscillations," *AIAA J.*, Vol. 39, No. 5, pp. 865-876, 2001.

[12] H.K. Kang and E.R. Kim, "On Implementation of the Finite Difference Lattice Boltzmann Method with Internal Degree of Freedom to Edgetone," *J. Mech. Sci.& Tech.*, Vol. 19, No. 11, pp. 2032-2039, 2005.

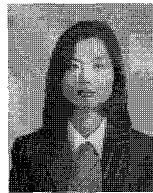
[13] H.K. Kang, M. Tsutahara, K. Shikata, E.R. Kim and Y.H. Lee, "Computation of Aerodynamic Sounds at Low Mach Numbers Using Finite Difference Lattice Boltzmann Method," *J. Comput. Fluids Eng.*, Vol. 10, No. 1, pp. 8-15, 2005.

저 자 소 개



강호근 (姜鎬根)

1969년생, 1992년 한국해양대학교 기관공학과 졸업, 1997년 한국해양대학교 대학원 기관공학과 졸업(석사), 2001년 Kobe Univ. 기계공학과 졸업(박사), 현재 경상대학교 기계항공공학부 BK 교수



김은라 (金銀羅)

1973년생, 1995년 2월 전북대학교 지질학과 졸업, 2000년 2월 전북대학교 대학원 토목공학과 졸업(석사), 2003년 3월 Kobe Univ. 토목공학과 졸업(박사), 현재 전북대학교 공업기술연구원 연구원



오세경 (吳世鏡)

1948년생, 1973년 2월 부경대학교 기관공학과 졸업, 1988년 2월 부경대학교 대학원 기관공학과 졸업(석사), 2000년 2월 부경대학교 대학원 제어기계공학과 졸업(박사), 현재 경상대학교 기계항공공학부 교수