

〈論 文〉

## 음향교란을 받는 난류박리기포의 이산와류 수치해석

임재욱\* · 성형진\*

(1991년 9월 25일 접수)

### Discrete-vortex Simulation of Turbulent Separation Bubble Excited by Acoustic Perturbations

Jae Wook Rhim and Hyung Jin Sung

**Key Words :** Discrete-Vortex Method(이산와류 방법), Acoustic Perturbation(음향 교란), Separation Bubble(박리기포), Vortex Coalescence(와류병합), Vortex Shedding Frequency(와류발산주파수)

#### Abstract

Studies are made of the turbulent separation bubble in a two-dimensional semi-infinite blunt plate aligned to a uniform free stream when the oncoming free stream contains a pulsating component. The discrete-vortex method is applied to simulate this flow situations because this approach is effective to represent the unsteady motions of turbulent shear layer and the effect of viscosity near the solid surface. The two key external parameters in the free stream, i.e., the amplitude of pulsation,  $A$ , and the frequency parameter  $St [=fH/U_i]$ , are dealt with in the present numerical computations. A particular frequency gives a minimum reattachment which is related to the drag reduction and the most effective frequency is dependent on the most amplified shedding frequency. The turbulent flow structure is scrutinized. A comparison between the unperturbed flow and the perturbed at the particular frequency of the minimum reattachment length of the separation bubble suggests that the large-scale vortical structure is associated with the shedding frequency and the flow instabilities.

#### 기 호 설 명

$A$	: 맥동 성분 진폭	$K_j$	: $j$ 번째 와류 강도
$C_{df}$	: 시간 평균 항력계수	$K_n$	: 인접 와류 강도
$C_p$	: 시간 평균 압력계수	$L$	: 와류 특성길이
$C_{ps}$	: 박리선에서의 시간 평균 압력계수	$p'$	: 압력 속도 성분
$E_{p'}, E_{u'}$	: 속도 성분과 압력과의 파워 스펙트럼	$r^2 Re$	: 와류 감쇄계수
$f$	: 맥동 성분 주파수	$Re$	: $H$ 에 기준을 둔 레이놀즈 수
$H$	: 둔각 평판 높이	$R_{u'p_{u'}}$	: 표면 압력과 속도의 상관 관계 계수
$I_r$	: 역류 간헐도	$St$	: $H$ 에 기준을 둔 Strouhal 수 [ $fH/U_i$ ]
$K$	: 와류 강도	$St_{hh}$	: 초기 Kelvin-Helmholtz 주파수
		$St_{max}$	: 최적 주파수
		$St_{shed}$	: 초대 와류 발산 주파수
		$u$	: 길이 방향 속도

\*정회원, 한국과학기술원 기계공학과

$U, u'$	: 길이 방향 속도의 시간 평균 및 섭동 성분
$U_i$	: 접근 유동 속도
$U_i^*$	: 유효 접근 속도
$U_c$	: 와류의 평균 대류속도
$v$	: 수직 방향 속도
$V, v'$	: 수직 방향 속도의 시간 평균 및 섭동 성분
$v_b$	: 점착 조건을 위한 인위적인 수직 속도
$w$	: 유동의 복소 함수
$w_i, w_r$	: 비점성 유동과 와류의 복소 함수
$Xr$	: 재부착 길이의 평균치
$z$	: 실제 평면의 복소수
$z_k$	: $k$ 번째 와류의 위치
$\epsilon$	: 전방 선단에서의 전단층의 폭
$\psi^0$	: cut-off 와류의 유선 함수
$\lambda$	: 변환 평면의 복소수
$\rho$	: 밀도
$\nu$	: 동점성 계수
$\sigma$	: cut-off 반경
$\phi$	: 속도 함수
$\Delta t, \Delta t_0$	: 무차원수 시간 간격 및 전방 선단의 인접 와류 유입 시간 간격

## 1. 서 론

난류유동이 갖는 여러가지 특성을 모두 수치계산하는 것은 많은 노력과 시간이 필요하다. 유동의 박리 및 난류전단층에 대한 수치적 연구에는 더욱 복잡성을 지니고 있다. 이러한 복잡한 유동현상에서 최근 조직적인 난류구조(coherent structure) 해석의 일환으로 직접수치해석(direct numerical simulation) 등이 시도되고 있지만 레이놀즈수가 큰 난류유동해석은 그리 쉽지 않은 상태이다. 난류모델에 의한 평균적인 Navier-Stokes 방정식의 해석은 그 계산결과와 우수성에 비해 비정상상태의 유동을 설명하기에는 많은 시간과 비용이 소요된다.

유동의 박리 및 난류전단층의 해석에 있어서 난류유동이 갖는 회전성의 고려는 와류의 구조해석과 밀접한 관계가 있다<sup>(1)</sup>. 최근 와류에 의한 수치해석(vortex method)을 이용하여 비정상 상태 그리고 유동구조해석적인 관점에서 많은 연구가 수행되어 왔으며, 그 중 이산와류방법(discrete-vortex method; 이후 DVM이라 약칭)은 레이놀즈수가 큰 비정상

난류유동을 해석하는데 좋은 결과를 주고 있다.

와류역학(vortex dynamics)은 그 본질상 비점성 이론이기 때문에 점성이 강한 벽면 경계층 유동해석에는 적당하지 않다. 하지만 유동이 이산와류를 지나면 속도의 갑작스런 증가가 발생되므로 마치 점성력이 속도구배를 만드는 것과 같은 효과를 낸다고 생각할 수 있는데, 이때 각 와류의 특성은 이론유동(potential flow)에서와는 다른 와류단위(vortex blob)를 가지며 수치해석에서는 이들에 대한 모델을 적당히 정해 주어야 한다. 이와 같은 맥락으로 이산와류의 회전성의 감쇄와 cut-off vortex의 개념을 도입하여 실험결과와의 접근을 시도하고 있다.

DVM에 대한 연구로는 Leonard<sup>(2)</sup>의 뛰어난 정리논문이 발표된 후로 많은 연구자들이 이 방법을 응용하여 만족할만한 결과를 보여주고 있다. Clements<sup>(3)</sup>는 자유전단층을 비점성적으로 해석하여 둔각물체의 후방에 나타나는 von Kaman vortex street와 유사한 주기적인 와류발산을 얻을 수 있었고, Evans와 Bloor<sup>(4)</sup>는 유동의 박리지점에서의 와류발산과정을 수치적으로 연구하였다. 이후 DVM은 점성유동에 대하여 적용되어 Ashurst<sup>(5)</sup>, Sarpkaya와 Itasaka<sup>(6)</sup>, Kiya와 Arie<sup>(7)</sup> 등은 각 이산와류의 회전성이 시간과 레이놀즈수의 함수로 감쇄한다고 주장하였다. 이들은 자유전단층에서의 회전성의 감쇄를 비정상 Navier-Stokes 방정식의 한 해로써 나타내어 유동장에 적용하였으며, 실험치와 좋은 일치를 보여주었다. 이러한 적용의 논리적 근거는 실제의 유동에서 일어나는 와류구조의 3차원적 변형에 그 기본을 두고 있다<sup>(8)</sup>. 점성효과를 고려한 회전성의 감쇄는 와류의 회전성이 일정하다는 본래의 와류역학의 비점성 유동이론(Kelvin의 이론)과는 맞지않으나 DVM에서는 이를 감쇄상수에 의해 점성을 고려하고 있으며 이 값은 유동의 기하학적 모형과 레이놀즈수에 따라 변한다.

DVM의 장점은 기존의 유한차분법과는 달리 그 계산이 비교적 용이하고 레이놀즈수가 큰 비정상 유동을 해석할 수 있다. 또한 지금까지 설명한 회전성의 감쇄와 본문에서 설명할 여러가지 점성 효과를 도입한다면 여러가지 경우의 비정상 난류 유동에 대하여 매우 효과적으로 해석할 수 있으며, 이를 바탕으로 정상상태의 난류치들도 구하여 상호 비교할 수 있다.

본 연구에서는 DVM을 이용하여 Fig. 1에서와

같이 균일접근유동과 평행하게 놓인 2차원 유한 둔각물체주위의 유동박리와 난류전단층을 DVM을 이용하여 해석한다. 다음은 접근유동이 맥동성분을 가질 경우 맥동성분의 진폭과 주파수에 따른 박리기포변화와 난류구조변화를 수치적 해석에 의해 제시하고자 한다<sup>(8)</sup>. 맥동유동에 의해 압력항력이 감소한다는 사실은 자기부상열차 또는 고속으로 주행하는 물체의 저항을 줄일 수 있는 실용적인 응용이 가능하리라 생각한다.

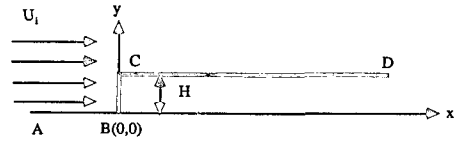
음향교란에 의한 박리기포제어에 대한 실험은 그동안 많은 연구가 있었는데 Roos와 Kegelmann<sup>(9)</sup>은 후향계단에서 음향교란의 주파수에 따른 재부착 길이의 변화를 연구하였고, Sigurdson과 Roshko<sup>(18)</sup>는 같은 변수로써 둔각 원형 물체의 압력 항력을 나타내었다. 이 두 연구는 재부착 길이의 최대감소가 일어나는 가진주파수(forcing frequency)에서 압력항력의 최대감소가 일어남을 보여 주었다. 본 연구에서는 재부착길이가 최소가 되는 주파수로 교란을 가한 유동과 교란을 가하지 않은 유동을 비교함으로써 압력항력의 감소효과등 여러 난류구조변화를 해석하려고 한다.

본문에서는 DVM의 이론적 배경과 수치계산에 대해 자세히 다루었다. 음향 교란이 가해졌을 때의 재부착에 대한 수치해석결과는 Kiya등<sup>(11)</sup>의 실험결과와 비교하였으며 만족할만한 일치율을 보여주었다. 결과 및 고찰에서는 주로 음향교란이 있는 경우의 재부착길이를 최소화하는 주파수와 교란이 없는 유동의 난류구조해석을 평균속도 및 압력과 그의 섭동치, 그리고 파워 스펙트럼과 상관계수등을 통해 자세히 비교검토하였다.

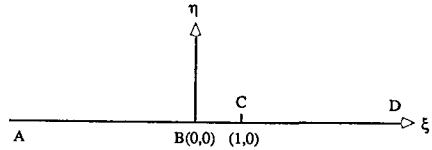
## 2. 이론적 배경

### 2.1 유동의모형

본 연구에서 적용한 기하학적 형상은 직각의 첨단점을 가지는 2차원 유한둔각물체주위에서 일어나는 유동의 박리기포와 물체의 벽 주위에서의 자유전단층이다. 물체에 평행하게 다가온 접근유동은 물체의 전단면의 끝점인 두 직각 구석에서 박리된다. 이 박리된 전단층의 거동은 물체의 양변에서 완전한 대칭을 이루고 상호간에 거의 영향을 미치지 않으므로 본 해석은 어느 한쪽에 대해서만 행하여졌다. 따라서 이 모형은 Fig. 1(a)와 같이 나타



(a) Physical z plane



(b) Transformed  $\lambda$  plane

Fig. 1 Geometry of flow

낼 수 있다.

물체외부의 영역을 상반면(upper half-plane)으로, 물체의 경계를 실수축으로 변환시키기 위하여 Schwartz-Christoffel 변환을 사용하였다. 실제 z 좌표계(physical z-plane)와 변환  $\lambda$  좌표계(transformed  $\lambda$ -plane)와의 관계는 다음과 같이 주어진다.

$$z = \frac{H}{\pi} [(\lambda^2 - 1)^{1/2} - \cosh^{-1} \lambda] + iH \quad (1)$$

여기서  $H$ 는 물체두께의 절반값이다. 위의 변환에 의하여  $z=0$ 지점은  $\lambda=-1$ 로, 그리고  $z=iH$  지점은  $\lambda=+1$ 로 변환됨을 쉽게 알 수 있다(Fig. 1(b)).

### 2.2 이산와류 방법(DVM)

DVM의 기본개념은 박리된 전단층에 대한 와류구조를 선와류의 배열로 근사함으로써 전단층의 거동을 이러한 배열의 전개로 생각하는 것인데 이산와류는 박리가 일어나는 첨단점부근에서 발생되어 하류로 전개된다. 이러한 단위 와류의 속도는 물체주위의 2차원 비회전 이론유동과 그 와류를 제외한 다른 모든 와류들에 의해 결정되는데 먼저 비회전 유동에 의한 복소이론함수  $w_i$ 는 다음식과 같이 주어진다.

$$w_i = U_i^* (H/\pi) \lambda \quad (2)$$

$U_i^*$ 는 음향교란이 없는 경우와 있는 경우로 나누어서 다음과 같이 정의된다.

$$U_i^* = U_i \quad (\text{unperturbed flow})$$

$$= U_i(1 + A \sin 2\pi ft) \quad (\text{perturbed flow}) \quad (3)$$

여기에서  $U_i$ 는 접근유동의 속도이고  $A$ 와  $f$ 는 음향교란의 진폭과 주파수이다. 이산와류들에 의해 유도되는 복소이론함수  $w_r$ 은 다음과 같다.

$$w_r = \sum_{j=1}^N \frac{iK_j}{2\pi} \log \frac{\lambda - \lambda_j}{\lambda - \lambda_j^*} \quad (4)$$

여기서  $N$ 은 전체 이산와류의 수이고  $K_j$ 는  $j$ 번째 와류의 강도이다.  $\lambda_j$ 는  $j$ 번째 와류치이고  $\lambda_j^*$ 는 이에 대한 복소수쌍이다. 중첩에 의하여 전체 유동의 복소 이론함수  $w$ 는  $w_i$ 와  $w_r$ 의 합으로 나타낼 수 있다. 즉  $w = w_i + w_r$ 이다.

실제 좌표계에서 어떤 지점에서의 속도 성분  $u$ ,  $v$ 는 변환 좌표계에서 계산한 속도를 실제 좌표계로 다시 변환시키므로써 얻을 수 있다. 따라서  $u$ ,  $v$ 는 다음 식에 의하여 구하여진다.

$$u - iv = \frac{dw}{dz} = \frac{dw}{d\lambda} \frac{d\lambda}{dz} \quad (5)$$

실제 좌표계에서 각 와류의 속도는 전체 potential에서 그 와류로 인해 유도되는 potential을 제외한 다음  $z$ 에 대해 미분하고,  $z$ 를 와류의 위치로 극한 접근시키면 되는데, 그 과정은 Clements<sup>(3)</sup>가 복소수 이론을 이용하여 자세하게 기술한 바 있다.  $k$ 번째 와류의 위치를  $z_k$ , 강도를  $K_k$ 라 하자.  $w$ 가 complex invariant이고 Taylor 전개를 사용하면  $dw/dz$ 는 다음과 같다.

$$\frac{dw_k}{dz} = \frac{dw_k}{d\lambda} \frac{d\lambda}{dz} - \frac{iK_k f''(z_k)}{4\pi f'(z_k)} \quad (6)$$

여기에서  $\lambda = f(z)$ 이다. 위의 식에  $z = z_k$ 를 대입하면 와류의 속도는 다음과 같이 얻어진다.

$$U_k - iv_k = \frac{U_i}{\pi} + \frac{\sum_{j=1}^N \frac{iK_j}{2\pi(\lambda_k - \lambda_j)}}{\left(\frac{dz}{d\lambda}\right)_{\lambda=\lambda_k}} - \frac{\sum_{j=1}^N \frac{iK_j}{2\pi(\lambda_k - \lambda_j^*)}}{4\pi(\lambda_k^2 - 1)} - \frac{iK_k}{4\pi(\lambda_k^2 - 1)} \quad (7)$$

와류의 위치  $z_k$ 는 시간에 따라 변하며, 여기서는 3차 order의 관계식(scheme)을 사용하였는데, 시간 간격  $\Delta t$ 동안 와류는 다음과 같이 이동한다.

$$z_k(t + \Delta t) = z_k(t) + \frac{1}{2} [3(u_k + iv_k)_t - (u_k + iv_k)_{t-\Delta t}] \Delta t \quad (8)$$

위의 관계들에서 알 수 있듯이 각 와류의 강도를 구하면 모든 와류들의 위치와 속도를 계산할 수 있다. DVM은 유동장내의 모든 와류들은 박리선부근에서 발생되어 시간에 따라 유동장으로 이동한다는 가정을 한다. 따라서 이 인접와류(nascent vortices)의 위치와 강도를 구해야 하는데 여기에서는 Evans와 Bloor<sup>(4)</sup>의 방법을 이용하였다. Fig. 1의 C지점( $z_c$ )에서는 박리가 일어나므로 이곳에서 Kutta의 조건을 만족하여야 한다. 따라서  $\lambda = 1$ 지점은 정체점이 되어야 한다.

$$\left(\frac{dw}{d\lambda}\right)_{\lambda=1} = 0 \quad (9)$$

첨단점( $z_c$ )에서 전단층의 폭을  $\epsilon$ 이라 하고  $\Delta t_v$ 를 인접와류들의 발생 간격이라 하자. Fage와 Johansen<sup>(13)</sup>은 실험적으로 다음과 같은 관계식으로 와동이 감쇄함을 발견하였는데,

$$\frac{K_n}{\Delta t_v} = \frac{1}{2} \left(\frac{dw}{dz}\right)_{z=i(H+\epsilon)}^2 \quad (10)$$

여기에서  $K_n$ 은 인접 와류의 강도이다. 인접 와류의 위치를  $i(H + 0.5\epsilon)$ 라고 가정하면, 이 식과 Kutta 조건은 동시에 만족해야 하고  $i(H + \epsilon)$ 에서의 속도는 (5)식에서 구할 수 있으므로 임의의 시간에서 (9)식과 (10)식으로부터  $K_n$ 과  $\epsilon$ 을 계산할 수 있다. 이는 맥동유동이 아닌 경우에는 고정된 인접 와류처럼 계산되나(Fig. 9(a)), 맥동유동인 경우에는 인접 와류의 위치도 맥동하고 있음을 알 수 있다(Fig. 9(b)).

이미 서론에서 언급하였듯이 각 와류는 점성에 의하여 그 강도가 시간에 따라 감쇄된다. Full Navier-Stokes 방정식으로부터 수학적으로 감쇄식을 얻을 수 있는데<sup>(14)</sup> 그 관계는 다음과 같다.

$$\frac{K(t)}{K_n} = 1 - \exp\left(-\frac{r^2 H^2}{4\nu t}\right) \quad (11)$$

여기서  $r$ 은 선와류를 중심으로 한 반경이고  $\nu$ 는 동점성계수 그리고  $t$ 는 와류가 발생한 후에 경과된 시간이다. 위 식을 레이놀즈수  $U_i H / \nu$ 을 이용하여 나타내면

$$\frac{K(t)}{K_n} = 1 - \exp\left(-\frac{r^2 Re}{4U_i t / H}\right) \quad (12)$$

가 되는데  $K(t)$ 는 시간  $t$ 에서의 강도이고  $K_n$ 은 인접 와류의 강도이다. 사실 이 감쇄식은 3차원적 표현이나 본 논문의 2차원 모형에 이 개념을 도입

한 이유는 실제 난류유동에서 나타나는 와동구조의 3차원적 감쇄현상을 DVM에서 이용하고자 하는데 있다. 더우기 이것은 비회전성 유동이론인 Kelvin 이론(DK/Dt=0)을 적용하는 것보다 더욱 합리적이며 실험결과<sup>(8)</sup>와의 일치율을 위하여 감쇄상수  $r^2$  Re의 값을 60으로 고정하였다. 이 감쇄상수는 해석하고자 하는 유동의 형태에 따라 달라지는데 이 감쇄상수가 작아질수록 재부착 길이가 줄어들어가는 것을 예상할 수 있다.

2.3 맥동유동과 음향교란의 상사성

접근유동의 속도는 (3)식처럼 어떤 진폭과 주파수를 가지며 전체적으로 일정하게 맥동한다고 가정하였다(Fig. 2(a)). 이러한 맥동유동은 물체주위에서 박리기포 및 난류전단층을 변화시키며 이에 따라 압력항력이 변하게 되어 전체 저항을 감소시키는 역할을 할 수 있다. 그러나 실제 실험에서 접근유동을 시간에 따라 맥동시키는 것은 어려운 일이며 이에 대한 유추해석으로 유동의 박리 및 전단층에 가장 영향을 많이 주는 곳에 음향교란을 통하여 맥동시키는 방법이다. 본래는 박리점부근에서의 연속

식과 운동량 보존식에 의하여 정확히 계산되어야 하지만 박리기포와 전단층은 거의 박리점 부근의 역학에 의하여 그 거동이 지배되고 그 지점의 속도는 (3)식과 같이 나타내어 진다고 가정한다. 이에 대한 실험과의 비교를 위하여 본 연구의 결과와 Kiya등<sup>(11)</sup>과의 실험 결과를 비교하였으며 이 상사이론이 상당히 서로 접근함을 발견할 수 있다. (3)식에서 맥동속도의 진폭 A는 교란의 세기이고 f는 비교적 낮은 영역의 주파수이다. 이 음향교란을 위하여 스피커(acoustic speaker)를 사용한 장치를 Fig. 2(b)에 나타내었다.

2.4 보정(Implementation of the Method)

Chorin<sup>(15)</sup>은 가상적인 cut-off vortex의 개념을 주장한 바 있다. 이것은 이산와류 주위에서 비점성이기 때문에 생기는 속도의 급격한 증가를 피하기 위하여 제안되었다. 다음과 같은 단위유선함수(blob stream function)  $\Psi^0$ 을 도입하였다.

$$\begin{aligned} \Psi^0 &= \frac{K \log r}{2\pi} \quad (r > \sigma) \\ &= \frac{K(r/\sigma)}{2\pi} \quad (r \leq \sigma) \end{aligned} \quad (13)$$

여기서  $\sigma$ 는 cut-off반경으로 대체로 DVM 계산에서  $\sigma=0.05H$ 로 사용되고 있다. 이 값의 변화에 따르는 수치해의 영향은 별로 크지 않다고 알려져 있다<sup>(8)</sup>.

압력상수  $C_p$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$\begin{aligned} C_p &\equiv \frac{p - p_i}{\frac{1}{2} \rho U_i^2} \\ &= 1 - \frac{2}{U_i^2} \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{U_i^2} \left( \frac{dw}{dz} \right)^2 \end{aligned} \quad (14)$$

$p_i$ 는 접근유동의 정압이고  $\rho$ 는 유체의 밀도,  $\phi$ 는 속도 potential이다.

점성 효과를 박리기포와 전단층에 주기 위하여 간단한 과정을 도입하였다. 유체의 점성은 유동이 물체의 벽에서 점착 조건을 만족시키도록 하는데 이는 전단층의 변위두께를 유발하여 전단층 수직방향으로 유체의 이동을 야기시키는 원인이 된다. 이를 위하여 박리기포의 끝점에 인위적으로 수직속도 성분  $v_\sigma$ 을 더하여 주었는데 그 값은 본 계산에서는 유동장내에서 일정하게  $0.0125 U_i$ 로 하였다<sup>(18)</sup>. 그러나 이 효과는 전체 유동 해석에 큰 영향을 주지 않음을 발견할 수 있으며 유동이 맥동 유동인

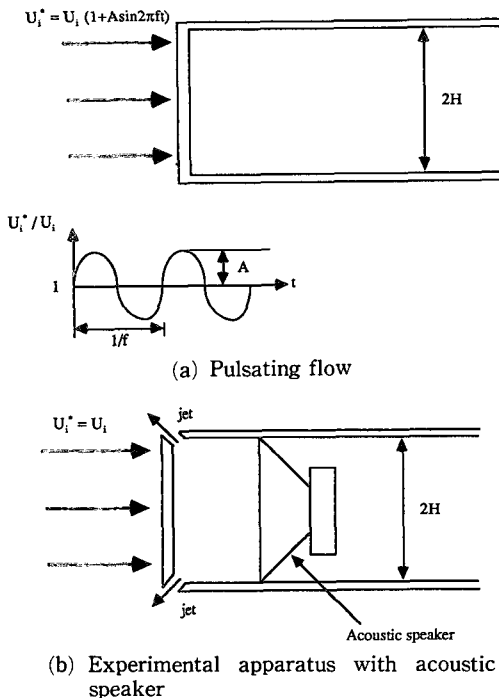


Fig. 2 Experimental apparatus and numerical analog

경우에도 큰 영향이 없음을 알 수 있다.

시간이 지나감에 따라 굉장히 많은 와동들이 유동장안에 존재하게 되는데 계산을 효율적으로 하기 위하여 유동장의 거동에 거의 영향을 미치지 않는  $x/H > 25$ 인 와류들은 유동장에서 제외되었다. 또한 물체의 벽근처에서 상와류(image vortices)에 의하여 예상치 않게 갑자기 속도가 커질 수 있으므로  $y < 0.02H$ 인 와류들도 마찬가지로 제외되었다.

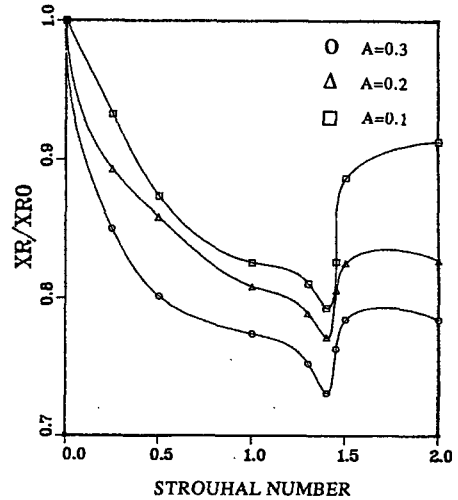
유동장의 와류배열과 섭동형태들은 무차원 시간  $U_{it}/H > 80$ 에서 통계적 정상상태로 보인다. 따라서 평균치와 여러 섭동치들은  $80 < U_{it}/H < 280$  사이의 값들로부터 얻었으며, 수치해석에서 무차원 시간간격  $\Delta t$ 는  $0.16H/U_i$ 로 하는 것이 전체 계산 시간을 최소화하는 값이며, 또한 인접와류의 발생 간격  $\Delta t_v$ 는  $2\Delta t (=0.32H/U_i)$ 로 정해주었는데 이는 실험치와의 비교에서 나온 최적치이다. 계산에 사용된 컴퓨터는 CONVEX C1/XP로서 맥동 유동인 경우 주어진 주파수에 대해서 CPU time은 대략 1시간 정도이다.

### 3. 결과 및 고찰

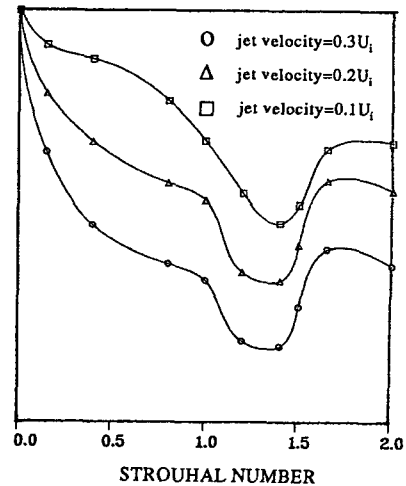
#### 3.1 유동의 재부착 및 압력 분포

일반적으로 유동의 재부착현상은 물체주위에서 일어나는 유동의 박리 및 재순환유동, 그리고 박리기포 등과 함께 많은 공기역학적인 문제들을 해석함에 있어서 중요하다. 왜냐하면 물체가 받는 항력 및 양력이 유동이 재부착현상과 물체주위의 압력분포와 밀접한 관계가 있기 때문이다. 본 연구에서는 박리기포의 재부착길이와 벽면에서의 평균압력 및 그의 r.m.s. 값의 분포를 DVM을 이용하여 수치계산하였다.

Fig. 3(a)는 맥동유동의 진폭  $A$ 의 무차원 주파수  $St$ 의 변화에 따른 무차원 재부착길이( $XR/XR_0$ )를 DVM에 의해 구하여 나타낸 것인데  $A$ 가 클수록 재부착길이가 짧아지는 것을 알 수 있다. 또한 상사성에 대한 비교로써 Fig. 3(b)에 원형둔각물체에서 스피커에 사용한 실험결과를 보여주고 있다<sup>(11)</sup>.  $A$ 의 변화에 따른 약간의 양적인 차이는 있지만 전체적인 경향과 특히 재부착점에 대한 최저점의  $St$ 는 거의 일치함을 볼 수 있다. 이는 음향교란의 실험과 맥동유동에 대한 수치해석의 상사성이 상당히 근거있음을 보여주는 결과이다. 재부착길이의 최대감소가 일어나는  $St$ 는  $A$ 에 관계없이



(a) Numerical result



(b) Experimental result

Fig. 3 Comparison of  $XR/XR_0$  between experiment and computation

대략 1.4로 나타나는데 이것으로 박리기포가 맥동 유동의 주파수에 의해 그 특성이 결정됨을 알 수 있다.  $A$ 가 비교적 작을 경우( $A < 0.3$ ),  $A$ 와 재부착길이의 감소정도는 거의 선형적으로 비례한다고 보여지며 이  $A$ 값은 단지 양적인 변화에만 관계가 있으며 박리기포의 질적인 구조에는 영향을 미치지 못함을 알 수 있다.

교란을 가하지 않은 유동(unperturbed flow ; 이후 자연유동이라 칭함)의 수치해석결과는 Kiya 등<sup>(6)</sup>의 실험결과와 비교할 수 있었지만 본 연구에서 적용한 교란을 가한 유동(perturbed flow ; 이후 교

란유동이라 칭함)에 대하여는 선행된 실험이 없기 때문에 정량적인 결과를 비교할 수 없었다. 본 연구에서는 둔각 원형 물체 대신 2차원 직각 물체에 대하여 (Fig. 1) 재부착길이의 최대감소가 일어나는 최적주파수  $St_{max}$ (most effective frequency,  $St = 0.1$ )와  $A=0.3$ 인 경우에 대해 여러 난류구조를 상호비교 해석함으로써 박리기포의 변화를 고찰하고자 한다. 왜냐하면  $St_{max}$ 는 박리유동 및 난류전단층의 구조변화에 최대효과를 주는 교란주파수이기 때문이다.

재부착점의 정의는 난류가 갖는 비정상성때문에 통계적으로 정해주어야 하는데 본 연구에서는 역유동의 간헐도(reverse flow intermittency)  $I_r$ 이 0.5가 되는 지점을 재부착점으로 정의하였다. Fig. 4 (a)은  $I_r$ 을 하류측의 길이에 대한 함수로써 나타낸 것이다. 이 그림으로부터 자연유동의 경우 재부착점(XR0)은  $x/H=9.1$ 지점에, 무차원주파수  $St[=fH/U_c]=0.1$ 인 교란유동의 경우 재부착점(XR)은  $x/H=6.5$  지점에 위치한다는 것을 알 수 있다. 이는 자연유동의 경우 실험을 수행한 Kiya등<sup>(6)</sup>의 결과인  $x/H=9.3$ 과 거의 일치하고 있다. Fig. 4 (b)는  $\sigma/H=0.05$ 인 지점에서의 시간 평균 속도인 벽면속도(surface velocity)의 분포를 나타낸 것이다. 여기에서 주목할만한 사실은 자연유동에서는 벽면속도가 0이 되는 곳과 재부착점이 일치하지만 교란유동에서는 벽면속도가 0이 되는 곳이 재부착점보다 유동의 상류에 위치한다는 것이다. 이것은 교란유동의 경우 재순환유동의 세기가 자연유동의 그것보다 매우 크다는 것과 박리지역을 향한 난류의 재순환(feed back)이 훨씬 활발하다는 것을 의미한다.

유동의 재부착현상과 압력분포와의 관계를 규명하기 위해 벽면에서의 평균 압력분포와 섭동치의 분포를 구하였다(Fig. 5(a)). 재부착현상은 자연유동과 교란유동의 두 경우 모두 압력분포와 밀접한 관련성을 가진다. 먼저 재부착점은 평균압력의 회복지역에서 일어난다. 박리지역( $x/H=0$ )에서 교란유동의 평균압력계수가 자연유동의 그것보다 더 작다는 사실은 물체가 받는 항력이 줄어들음의 의미이다. 압력의 r.m.s. 값의 분포는 재부착점의 특성을 더욱 자세히 밝혀준다. 이 값은 박리지역에서 비교적 작고  $x/H \geq 1$ 인 지역에서는 하류를 따라 증가한다. 압력의 r.m.s. 값은 재부착점의 바로 앞부분에서 최대치를 나타내는 데 이 지역은 평균압

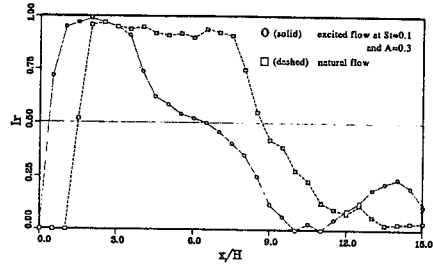


Fig. 4 (a) Reverse flow intermittency distribution

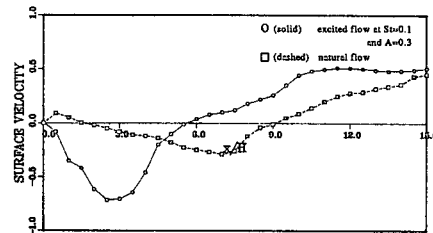
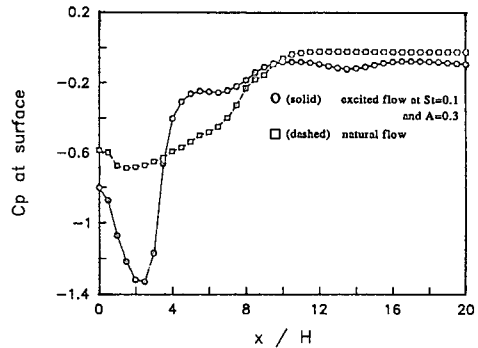
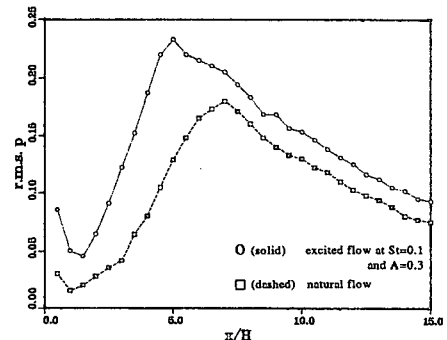


Fig. 4 (b) Surface velocity distribution



(a)



(b)

Fig. 5 (a) Time-mean pressure coefficient distribution along the surface  
(b) R.m.s. pressure distribution along the z surface

력의 회복율이 최대가 되는 곳이다. 그리고, 난류 전단층에는 고유의 불안정성과 비정상성이 존재하는데 이들에 의하여 교란이 증폭된다. Fig. 5(a)으로부터 이러한 증폭의 효과가 재부착지역에서 최대화되며 따라서 이 지점에서의 대형와류의 거동이 전체 유동장의 특성을 결정하는 가장 중요한 요소임이 확실하다.

### 3.2 교란과 압력항력의 감소

Fig. 5(a)은 매우 주목할 만한 결과를 담고있는데 박리지점에서의 압력계수( $C_{ps}$ )는  $St_{max}$ 로 교란을 가했을 때 자연유동의 그것보다 약 30%정도 줄어들고 있다.  $C_{ps}$ 의 감소는 결과적으로 물체가 받는 항력의 감소를 가져오며 재부착길이의 최대감소가 일어나는  $St$ 에서 역시  $C_{ps}$ 의 최대감소가 일어난다. 이들 결과는 실험적으로도 증명되었으며<sup>(16)</sup> 교란을 가하는 경우 어떤 주파수에서도 재부착길이와  $C_{ps}$ 가 증가하는 경우는 없는 것으로 보인다. Koenig<sup>(16)</sup>등은 둔각 물체의 항력계수  $C_{df}$ 와  $C_{ps}$ 사이의 관계를 실험적으로 연구한 바 있다.

$$C_{df} = 0.8 + 0.2C_{ps} \quad (15)$$

이 관계로부터  $C_{df}$ 는 자연유동으로 인하여 물체가 받는 항력은 0.68, 교란을 가할 경우에는 0.64로 약 6.25%정도 감소함을 알 수 있다.

Fig. 5(b)에서 각 유동의 경우 그 최대치들은 유동의 재부착지점으로부터 약간씩 상류에 위치함을 알 수 있다. 즉 자연유동의 경우 재부착점은  $x/H = 9.1$ 이나 압력의 r.m.s.치의 최대값은  $x/H = 7.2$ 에서 나타나며 교란유동의 경우 재부착점은  $x/H = 6.5$ 이고 최대값은  $x/H$ 에서 나타나고 있는데 이들은 모두 실험결과와 일치하고 있다<sup>(8,17)</sup>.

항력의 감소가 일어나는 이유는 다음과 같이 두 가지로 생각할 수 있다. 첫째, 교란이 유동장내의 와류병합(vortex coalescence, vortex merging)을 크게 촉진시키며 이는 유동의 전개속도를 향상시킨다. 따라서 유동장내의 유체가 하류로 진행되는 양이 많아지고, 이것은 상대적으로 물체가 받는 저항이 감소함을 의미한다. 이 와류병합과정의 촉진은 교란의 주파수와 연관이 있으며  $St_{max}$ 에서 그 효과가 가장 크게 나타나 결과적으로 이 주파수에서 항력의 최대감소가 일어난다. 다음은 교란으로 인해 바깥의 비회전유동으로부터 유동의 유입이 증가된다. 이는 박리선부근에서의 평균적인 유선의 곡률

반경을 감소시키는데 이로 인해 큰 압력구배를 야기시킨다. 따라서  $C_{ps}$ 와  $C_{df}$ 는 감소하게 되는데 이 유입량 역시  $St_{max}$ 에서 최대가 된다고 생각된다.

### 3.3 속도장에 대한 교란의 효과

많은 실험적 연구에서 비교적 낮은 주파수에 의한 교란이 유동구조에 중요한 변화를 준다는 사실을 밝혀주었다<sup>(9,10,12,17)</sup>. 특히 어떤 특정한 주파수에서 와류병합과정은 놀랄 정도로 향상된다고 하였는데 본 연구의 수치적 결과에서도 그러한 현상을 예측할 수 있다. 이 와류병합과정의 향상은 난류전단층의 전개속도를 증가시키며 결과적으로 재순환유동지역의 크기가 감소하고 항력 또한 작아진다. Fig. 6은 유동방향의 평균속도  $U$ , 종방향의 평균속도  $V$ 의 분포를 나타낸 것이다. 와류가 바로 생성되는 박리선 부근에서는 자연유동과 교란유동의 평균속도의 차이가 거의 없지만 재부착지역에서는 교란의 효과가 뚜렷이 나타난다. 유동이 재부착지역을 지나면 교란의 효과가 줄어들어 평균 속도의 차이는 다시 감소한다. 평균속도  $V$ 는 박리선 부근을 제외하면 거의 모든 유동장에서 0임을 알 수 있으나 박리선에서 비교적 크게 나타나는 것은 유선의 곡률반경이 이 지점에서 급격히 작아짐을 보여주고 있다. 또한 재부착지역을 지나면서 난류경계층의 발달과정과 기존의 난류경계층의 발달과는 거의 같은 분포를 보여주고 있다.

Fig. 7은 난류전단응력  $[-\overline{u'v'}]$ 의 분포를 나타낸 것이다. 교란유동에서  $x/H = 0, 4, 8$  지점에서의 레이놀즈 전단응력의 값이 음수가 된다는 사실은 매우 주목할만하다. 이는 일반적인 모멘텀 전달이론과는 다른 것으로써 Hussain<sup>(18)</sup>은 난류전단층의 고유구조에 대한 연구에서 어떤 특정한 와류의 형상하에서 그리고 와류병합과정이 뚜렷한 지점에서

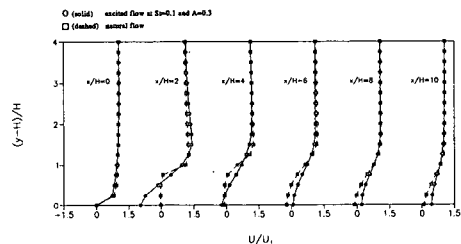


Fig. 6 Distribution of  $U/U_i$  and  $V/U_i$  along the down stream distance



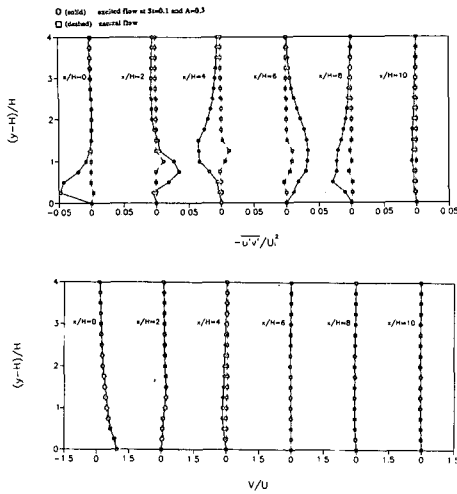


Fig. 7 Distribution of Reynolds shear stress  $-\overline{u'v'}/U_i^2$

는  $u'$ 과  $v'$ 이 양의 상관관계를 가지고 있으며 따라서 레이놀즈 전단응력은 음수의 값을 가질 수 있다고 주장하였다. 더구나 교란의 증폭으로 인해 섭동성분의 크기가 커지므로 이 섭동성분이 평균속도장에 영향을 미친다고 생각할 수 있다. 와류의 특성파장(characteristic wavelength)를 생각하면 다음과 같다.

$$\frac{L}{H} = \frac{U_c}{U_i} St - 1 \quad (16)$$

여기에서  $U_c$ 는 와류의 대류속도이다.  $U_c/U_i=0.5$ 라고 가정하면<sup>(10)</sup>  $L=5H$ 임을 알 수 있는데 난류전단응력의 값이 음수인 지점은  $L$ 값의 배수가 되는 지점과 거의 일치한다<sup>(1)</sup>. 이 현상은 주로 교란에 의해 강화된 와류병합과정에 의하여 야기되며 그 위치는 그 특성파장과 밀접한 관계가 있다고 생각할 수 있다. 즉, 와류병합과정은 와류의 특성파장마다 일어날 확률이 가장 크다고 예측할 수 있다.

### 3.4 대형와류구조 및 최적주파수

난류전단층문제에 있어서 대형와류구조의 규명은 난류의 조직적 구조를 밝히는 중요한 단서이다. 지금까지 다수의 실험적 연구에 의하여 밝혀진 대형와류의 생성과 구름운동(role-up) 그리고 발산등이 박리기포와 전체 전단층의 구조를 이해하는데 큰 도움을 주어 왔다. 본 연구의 수치적 결과 역시 이러한 대형와류구조의 특성을 나타내고 있으며 실험결과와 만족할 만한 일치를 보여주었다.

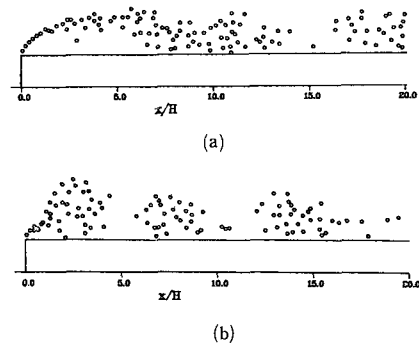


Fig. 8 (a) Distribution of discrete-vortices in natural flow at  $t=288H/U_i$   
(b) Distribution of discrete-vortices in perturbed flow at  $t=288H/U_i$

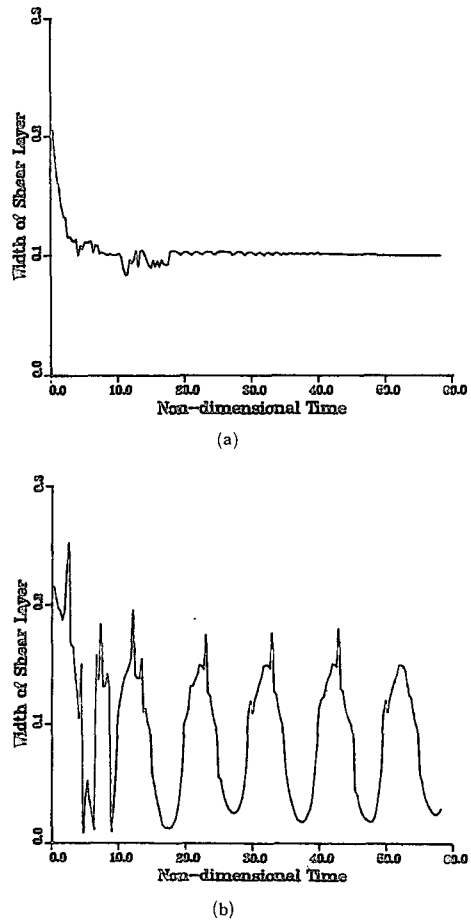


Fig. 9 (a) Width of shear layer with time at leading-edge in natural flow  
(b) Width of shear layer with time at leading-edge in perturbed flow

Fig. 8은 주어진 무차원시간  $Ht/U_i=280$ 에서의 이산와류분포이다. 이 그림을 통하여 앞에서 예측했던 것처럼 교란유동내에서의 대형와류가 더욱 뚜렷함을 확인할 수 있다. 더우기 시간의 경과에 따라 이 대형와류의 구름운동과 병합, 그리고 재부착 지역에서 박리기포로부터 하류로 지나가는 와류의 발산 등이 발견된다. 특히 교란유동에서 와류의 특성파동길이마다 바로 앞부분에 위치한 이산와류의 집중은 이부분에서 와류병합과정이 자연유동의 그것보다 훨씬 활발하게 진행된다는 사실을 알려준다. 이것은 이 부분에서 나타나는 난류 전단용력의 음의 값에 대한 수치적 해석의 확인이 될 수 있다.

박리기포내의 와류들은 박리선에서 발생되어 하류로 흘러간다고 생각된다. Fig. 9은 박리선에서의 전단층의 두께를 시간의 함수로 나타낸 것이다. 이 두께는 대략적으로 박리선에서 와류핵과 벽면사이의 간격으로 생각할 수 있다. 자연유동의 경우 시간의 경과에 따라 그 간격이 일정해지지만 교란유동의 경우 약  $10Ht/U_i$ 의 주기로 진동함을 알수있다. 이는 교란주파수  $St_{max}=0.1$ 에 상응하는 값으로 인접와류들이 구름운동을 하기 시작할 때부터 벽면과 접촉(interaction)한다고 생각되며 이것은 결과적인 교란의 증폭과 관계있다고 생각된다. 이는 Fig. 10, Fig. 11로부터 더욱 확실히 알 수 있다. 이 파워 스펙트럼은 난류강도  $u'/U_i=0.02$  되는 전단층의 끝점에서 다음 식에 의하여 구하였다.

$$\int_0 (E_u, E_p) d(fH/U_i) = (\overline{u'^2}/U_i^2 \overline{p'^2}/\frac{1}{2}\rho U_i^2) \quad (17)$$

자연유동에서 속도  $u$ 의 파워 스펙트럼은  $St=0.1$ 부근에서 최대치 구역을 보여준다(Fig. 10(b)). 이것은 재부착지역에서의 대형와류발산의 주기라고 여겨지는데, 이는 같은 지점에서의 압력의 파워 스펙트럼으로부터도 확인할 수 있다(Fig. 11). 이것은 재부착지역에서의 발산주파수에 대한 Mabey<sup>(20)</sup>의 연구결과인  $St_{Xr} \sim 0.7$ 과 거의 같은 값을 가진다. 이 주파수는 Roos와 Kegelman<sup>(9)</sup>, Sigurdson과 Roshko<sup>(10)</sup>가 주장했던 와류발산의 최고주파수(most amplified frequency of vortex shedding,  $St_{shed}$ )로 여겨지며, 이 주파수로 교란을 가했을 때 나타나는 재부착길이와 항력의 최대감소, 와류병합과정의 촉진등은 이를 뒷받침해준다. 박리선 부근에서의 속도  $u$ 의 파워 스펙트럼은 아주 낮은 주파

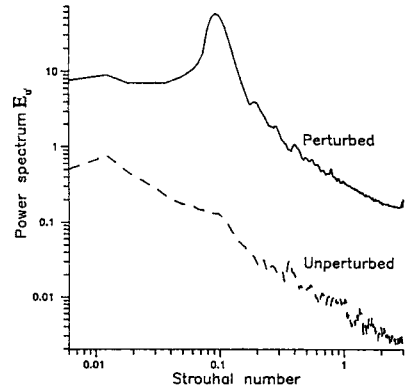


Fig. 10 (a) Power spectrum of  $u'$ (= $E_u$ ) near separation line at the edge of the shear layer (r.m.s.  $u/U_i=0.02$ )

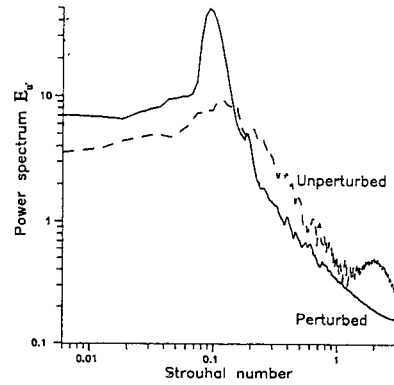


Fig. 10 (b) Power spectrum of  $u'$ (= $E_u$ ) near reattachment position at the edge of the shear layer (r.m.s.  $u/U_i \approx 0.02$ )

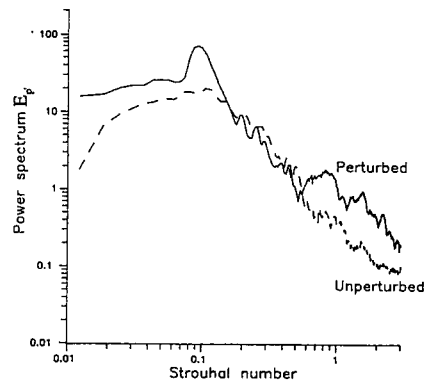


Fig. 11 Power spectrum of  $p'$ (= $E_p$ ) near reattachment position at the edge of the shear layer (r.m.s.  $u/U_i=0.02$ )

수에서 최대치구역을 보여주는데 (Fig. 10(a)) 이는 저주파수 비정상성의 원인이 되는 박리기포의 flapping 운동을 나타낸다고 여겨진다<sup>(20,21)</sup>. 이 최대치구역은 기포의 재부착지역에 가면 사라지고 대신  $St=0.1$ 의 최대치구역이 뚜렷이 나타나는데 이것은 이 주파수가  $St_{shed}$ 임을 알려준다. Sigurdson과 Roshko<sup>(10)</sup>는 이를 발산형 불안정성이라 했는데 이는 이미 설명했듯이 대형와류들의 발산과 병합과정이 유동의 속도장 및 압력장에 결정적인 영향을 주기 때문이다.

본 연구에서는  $St_{max}$ 가  $St_{shed}$ 와 같다고 추정하였는데 그 근거는 다음과 같다. 교란의 주파수가 인접 Kelvin-Helmholtz 주파수 (initial Kelvin-Helmholtz frequency,  $St_{kh}$ )를 넘으면 그 영역에서는 아무런 불안정성이 존재하지 않기 때문에 교란은 증폭되지 못한다.  $St_{kh}$ 와  $St_{shed}$ 사이의 교란은 증폭되며  $St_{shed}$ 에 이르러 최대로 증폭된다 (Fig. 10, Fig. 11).  $St_{shed}$ 이하의 교란은 더 이상 증폭되지 못할 것이며 따라서 최적주파수  $St_{max}$ 는  $St_{shed}$ 와 같은 값을 가진다고 생각할 수 있다.  $St_{shed}$ 의 값을 추정해내는 방법은 여러 실험적 연구를 통하여 시도되었는데 본 연구의 경우  $fH/U_s=0.078$ 인데 Sigurdson과 Roshko<sup>(10,22)</sup>의 결과인  $fH/U_s=0.08$ 과 거의 같은 값을 알 수 있다.  $U_s$ 는 박리선 부근에서의 속도인데 이는 Bernoulli의 식으로부터 다음과 같이 얻을 수 있다.

$$\frac{U_s}{U_i} = (1 - C_{ps})^{1/2} \quad (18)$$

Sigurdson과 Roshko<sup>(10,22)</sup>의 결과는 본 연구와는 다른 유동모형의 von Karman vortex street와 둔각기동에 대한 연구에서 얻어졌음에도  $fH/U_s$ 의 값이 동일하다는 점은 매우 주목할 만하다. Levi<sup>(23)</sup>는 여러가지 유동현상에서의 일반적인 'Strouhal Law'를 주장했는데 이는  $fd/U_i=0.16$ 의 값을 가진다는 것이었다.  $d=2H$ 이므로 본 연구의 결과인  $fH/U_i=0.08$ 과 일치한다. 이러한 비교는, 이 값이 유동모형과는 관계없이 난류의 고유구조에 기인하며 어떤 특정한 값을 가진다고 제안할 수 있는 근거가 된다.

우리가 이와 같이 추정하였음에도 불구하고, 아직은 최적주파수  $St_{max}$ 를 구하는 완전한 방법은 발견되지 못한 것 같다. 하지만 난류박리기포구조에 가장 큰 영향을 줄 수 있는 교란의 주파수가 유동

의 불안정성과 관계가 있음은 확실하며, 본 연구는 그 주파수가 초기 Kelvin-Helmholtz 불안정성보다 대형와류 구조와 연관된 발산형 불안정성에 더욱 밀접한 관계를 가진다는 사실을 뒷받침한다.

#### 4. 결론

이산와류방법 (discrete-vortex method)을 이용하여 2차원 둔각물체주위의 비정상적인 맥동유동에 대하여 수치계산을 수행하였다. 맥동유동과 침단점에서의 음향교란의 상사성은 실험결과와 만족할만한 일치를 얻을 수 있게 하였으며 와류병합, 유동의 스펙트럼 그리고 유동의 발산 및 안정성에 대한 해석을 통하여 난류박리기포와 전단층의 구조 및 제어에 대하여 연구하였다.

음향교란을 가할 경우 재부착길이는 무차원주파수  $St=0.1$ 에서 최대감소가 일어난다. 물체가 받는 압력항력도 이 주파수에서 최대로 감소하는데 이로부터 최적주파수는  $St_{max}=0.1$ 임을 예측할 수 있다. 이는 음향교란을 가할 때 와류병합이 활발하게 이루어지고 유동의 전개속도가 증가하기 때문이다. 교란 유동의 박리기포에서 나타나는 음의 난류전단응력은 와류병합과 관련이 있으며 속도장의 벡터모형과 이산와류의 분포로부터 대형와류의 거동과 재순환과정 그리고 와류병합의 형태와 위치를 발견할 수 있다. 와류병합이 가장 활발하게 발생하는 위치는 난류전단응력이 음이 되는 위치와 동일하며 이는 와류의 특성파장과 관련이 있다. 재부착지역에서 속도와 압력의 파워 스펙트럼으로부터 와류의 발산주파수  $St_{shed}=St_{max}=0.1$ 임을 알 수 있는데 이로부터  $St_{max}$ 가 Kelvin-Helmholtz 불안정성보다는 비교적 낮은 주파수에서의 유동의 발산형 불안정성과 연관이 있음을 유추할 수 있다.

#### 참고문헌

- (1) Tennekes, H. and Lumley, J. L., 1972, "A First Course in Turbulence," MIT Press, Cambridge.
- (2) Leonard, A., 1980, "Vortex Methods for Flow Simulation," J. Comp. Phys., Vol 37, pp. 289 ~ 335.
- (3) Clements, R.R., 1973, "An Inviscid Model of Two-Dimensional Vortex Shedding," J. Fluid Mech., Vol 57, pp. 321 ~ 336.

- (4) Evans, R.A. and Bloor, M.I.G., 1977, "The Starting Mechanism of Wave-Induced Flow through a Sharp-Edged Orifice," *J.Fluid Mech.*, Vol 82, pp. 115~128.
- (5) Ashurst, W.T., 1979, "Numerical Simulation of Turbulent Mixing Layers via Vortex Dynamics," *Turbulent Shear Flows I* (Ed. F. Durst, B.E. Launder, F.W. Schmidt & J.H. Whitelaw), Springer-Verlag, pp. 402~413.
- (6) Sarpkaya, T. and Itasaka, M., 1979, "Inviscid Model of Two-Dimensional Vortex-Shedding by a Circular Cylinder," *AIAA J.*, Vol 17, pp. 1193~1200.
- (7) Kiya, M. and Arie, M., 1980, "Discrete-Vortex Simulation of Unsteady Separated Flow behind a Nearby Normal Plate," *Bull. Japan Soc. Mech. Engrs.*, Vol 23, pp. 1451~1458.
- (8) Kiya, M., Sasaki, K. and Arie, M., 1982, "Discrete-Vortex Simulation of a Turbulent Separation Bubble," *J. Fluid Mech.*, Vol 120, pp. 219~244.
- (9) Roos, F. W. and Kegelman, J.T., 1986, "Control of Coherent Structures in Reattaching Laminar and Turbulent Shear Layers," *AIAA J.*, Vol 24, pp. 1956~1963.
- (10) Sigurdson, L. W. and Roshko, A., 1988, "The Structure and Control of a Turbulent Reattaching Flow," *Turbulent Management and Relaminarization*, Springer-Verlag, pp. 497~514.
- (11) Kiya, M., Mochizuki, O., Tanaka H. and Tsukasaki, T., 1991 "Control of a Turbulent Leading-Edge Separation Bubble," *Proceedings of IUTAM Sym. on Separated Flow and Jets* (Ed. V.V. Kozlow), Springer-Verlag
- (12) Bhattacharjee, S., Scheelke B., and Troutt, T. R., 1986, "Modification of Vortex Interactions in a Reattaching Separated Flow," *AIAA J.*, Vol 24, pp. 623~629
- (13) Fage, A. and Johansen, F.C., 1927, "The Structure of Vortex Sheet," *Phil. Mag.* Vol 5, pp. 417.
- (14) Sherman F.S., 1990, "Viscous Flow," McGraw-Hill, pp. 125~131.
- (15) Chorin, A.J. 1973, "Numerical Study of Slightly Viscous Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol 57, pp. 758~796.
- (16) Koenig, K., 1978, "Interference Effects on the Drag of Blunt Bodies in Tandem," Ph. D. Thesis, California Institute of Technology
- (17) Hiler, R. and Cherry, N.J., 1981, "Pressure Fluctuations under a Turbulent Shear Layer," 3rd Turbulent Shear Flow Symposium, Davis, California
- (18) Hussain, A.K.M.F., 1983, "Coherent Structure-Reality and Myth," *Phys. Fluids*, Vol 26, pp. 2840~2842.
- (19) Kiya, M. and Sasaki, K., 1983, "Structure of a Turbulent Separation Bubble," *J. Fluid Mech.*, Vol 137, pp. 83~113.
- (20) Mabey, D.G., 1972, "Analysis and Correlation of Data on Pressure Fluctuations in Separated Flow," *J. Aircraft*, Vol 9, pp. 642~645
- (21) Eaton J.K. and Johnston, J. P., 1982, "Low Frequency Unsteadiness of a Reattaching Turbulent Shear Layer," *Turbulent Shear Flows III* (Ed.L.J.S. Bradbury, F.Durst, B.E. Launder, F. W. Schmidt & J.H. Whitelaw), Springer-Verlag, pp. 162~170.
- (22) Roshko, A., 1958, "On the Wake and Drag of Blunt Bodies," *J.Aero. Sci.*, Vol 22, pp. 124~132.
- (23) Levi, E., 1983, "Universal Strouhal Law," *ASCE J. Engineering Mech.*, Vol 109, pp. 718~727.