

〈논 문〉

기본교란 및 분수조화교란을 이용한 원형제트에서의 보텍스병합

조성권* · 유정열** · 최해천**

(1997년 1월 30일 접수)

Vortex Pairing in an Axisymmetric Jet Using Fundamental and Subharmonic Forcing

Sungkwon Cho, Jung Yul Yoo and Haecheon Choi

Key Words : Fundamental Forcing (기본교란), Subharmonic Forcing (분수조화교란), Vortex Pairing (보텍스병합), Phase Difference (위상차), Flow Visualization (유동가시화)

Abstract

An experimental study has been performed on vortex pairing under fundamental and subharmonic forcing with controlled initial phase differences through hot-wire measurements and a multi-smoke wire flow visualization. For the range of $St_D < 0.6$, vortex pairing was controlled by means of fundamental and subharmonic forcing with varying initial phase differences. Much larger mixing rate was achieved by two-frequency forcing with a proper phase difference than one frequency forcing. As St_D decreased, vortex pairing was limited to a narrow region of the initial phase difference between two disturbances and higher amplitudes of the fundamental and its subharmonic at the nozzle exit were required for more stable pairing. As the amplitude of the subharmonic at the nozzle exit increased for fixed St_D and fundamental amplitude, the distribution of the subharmonic mode against the variation of the initial phase difference changed from a sine function form into a cusp-like form. Thus, vortex pairing can be controlled more precisely for the former case. For $St_D > 0.6$, non-pairing advection of vortices due to the improper phase difference was sometimes observed in several fundamental forcing amplitudes when only the fundamental was applied. However, when its subharmonic was added, vortex pairing readily occurred. As the initial amplitude of this subharmonic increased, the position of vortex pairing moved upstream. This was thought to be due to the fact that the variation of the initial phase difference between the fundamental and its subharmonic has less effects on vortex pairing in the region of fundamental-only vortex pairing.

*회원, 서울대학교 대학원 기계공학과

**회원, 서울대학교 기계공학과

기호설명

하첨자

- a_f : 초기 기본교란의 무차원 강도 $\left(\frac{u'_f}{U_e}\right)_{x=0}$
- a_s : 초기 분수조화교란의 무차원 강도 $\left(\frac{u'_s}{U_e}\right)_{x=0}$
- D : 노즐출구 직경
- f : 기본교란 주파수
- r : 반경방향 좌표
- $r_{0.1}$: $0.1U_c$ 인 지점의 반경방향 좌표
- St_D : 제트컬럼모드에서의 스트라울수 $\left(\frac{fD}{U_e}\right)$
- St_θ : 전단층모드에서의 스트라울수 $\left(\frac{f\theta}{U_e}\right)$
- U : 유동방향 평균속도
- U_c : 제트중심에서의 평균속도
- U_e : 출구속도
- u : 유동방향 섭동속도
- u_c : 보텍스 대류속도
- u' : 유동방향 섭동속도의 제곱평균
- u'_f : 유동방향 섭동속도의 기본교란성분의 제곱평균
- u'_s : 유동방향 섭동속도의 분수조화교란성분의 제곱평균
- u'_t : 유동방향 섭동속도의 전체제곱평균
- $X(f)$: FFT된 유동방향 섭동속도의 주파수 f 에
서 값
- x : 유동방향 좌표 (노즐출구로부터)

그리스문자

- θ : 노즐출구에서 운동량 두께
- $\theta_{0.1}$: 제트 유동장에서 운동량 두께 $\left(\int_0^{r_{0.1}} U/U_c (1-U/U_c) dr\right)$
- ϕ_a : 기본교란성분과 분수조화교란성분간의 위
상차
- ϕ_{ae} : 기본교란과 분수조화교란간의 초기 위상차
($\phi_a|_{x=0}$)
- ϕ_f : 기본교란의 위상
- ϕ_s : 분수조화교란의 위상

상첨자

- * : 컬레복소수

- f : 기본교란
- s : 분수조화교란

1. 서 론

제트출구에서의 초기 교란은 제트 유동장의 대규모 와류구조(large-scale vortical structure)를 변화시키기 때문에, 초기 교란 변화에 의해 광범위한 유동구조를 얻을 수 있다. 이에 따라 과거 수십년 동안 초기 교란을 이용한 유동제어에 관한 많은 연구^(1,2)가 이루어져 왔다. 제트 유동장에서 교란의 시간적·공간적 규모, 발달과정에 근거하여 유동형태는 보통 두 가지로 분류된다. 첫째는 전단층모드(shear layer mode)로서 비교적 높은 주파수이면서 약한 강도의 교란으로도 보텍스가 형성되고, 그 크기는 노즐출구의 운동량두께 정도로 작다. 따라서 이 형태의 유동에 있어서는 St_θ 가 중요한 무차원 변수이다. 실제로 이 유동은 제트 노즐출구의 매우 가까운 영역에서 형성되기 때문에 2차원 평면 유동으로 근사되어 해석된다. 또 다른 하나는 제트 컬럼모드(jet column mode)로서 유동이 하류로 진행됨에 따라 원형제트의 곡률효과가 나타나는 유동 형태이다. 이 유동은 저주파수이면서 비교적 강한 강도의 교란이 가해지면 노즐출구 근처에서 전단층모드의 유동이 생략되고 바로 생성된다(집합적 상호작용, collective interaction).⁽³⁾ 또한 이 유동의 보텍스 크기는 노즐출구 직경 정도이고, St_D 가 중요한 무차원 변수이다. 본 연구의 유동은 제트컬럼모드이므로 이에 관련된 연구를 살펴보기로 한다.

Crow & Champagne⁽⁴⁾은 단일주파수로 제트의 초기 유동장을 교란하였을 때, $St_D=0.3$ 인 경우에 가장 강력한 보텍스 구조를 얻을 수 있었고 이를 선택적모드(preferred mode)라 하였다. Zaman & Hussain⁽⁵⁾은 교란주파수의 범위를 넓혀, $St_D>0.6$ 에서는 인접한 보텍스들 간의 병합(vortex pairing)이 일어남을 보였고, $St_D=0.85$ 인 경우 가장 안정된 보텍스병합이 이루어짐을 보였다. 아울러, 교란주파수의 절반이 되는 주파수성분, 즉 분수조화(subharmonic)성분의 성장이 보텍스병합에 중요한 역할을 하는 것을 보였다. Broze & Hussain⁽⁶⁾은 $0.3 < St_D < 3.0$ 범위에서 단일주파수의 초기 기본교란 강도(a_f)가 보텍스병합의 형태에 미치는 영

향을 살펴보았다. 그들은 무차원 변수 St_D 와 a_f 를 기준으로 보텍스병합을 안정병합(stable pairing), 안정이중병합(stable double pairing), 준주기변조병합(nearly periodic modulations of pairing), 무병합(fundamental only) 등으로 분류하고, 그에 따른 도표를 완성하였다. 그들의 결과에서는 $St_D < 0.6$, $a_f < 0.2$ 범위의 단일 주파수의 교란이 가해진 경우에 안정된 보텍스병합이 일어나지 않고 있다. Ho & Huang⁽³⁾은 자유전단유동에 더욱 넓은 주파수 범위의 초기 기본교란만을 가하여 보텍스의 생성(즉 roll-up), 병합현상을 가시화를 통하여 관찰하였고, 분수조화교란성분은 보텍스병합에 의한 부산물이 아니고 보텍스병합을 일으키는 중요한 촉매 역할을 한다는 사실을 밝혀내었다. 또한 보텍스병합이 이루어질 경우 혼합률(mixing rate)이 급격히 증가하는데, 이는 응용 측면에서 매우 유용하다고 할 수 있다.

이와 같이 보텍스병합에 의해 제트유동특성이 변화하는데 교란에 의한 보텍스병합 메커니즘은 다음과 같다. 만약, 노즐출구에서 기본교란과 분수조화교란이 가해졌다면, 두 주파수의 교란은 선형불안전성 이론(linear instability theory)에 따라 각각 그 크기가 지수적으로 급격히 증가한다. 성장률이 보다 큰 기본교란성분이 먼저 포화(saturation) 되면, 그 위치에서 보텍스가 생성되고 이 보텍스는 이전에 먼저 생긴 보텍스와 상호작용한다. 이때 분수조화교란성분은 기본교란성분과 위상차는 변하지 않고 기본교란과 같은 속도로 하류로 진행하면서 비선형 상호작용(nonlinear interaction)을 통하여 에너지를 받고 급격히 성장한다. 이와 같이 평균속도에너지가 기본교란성분으로, 다시 분수조화교란성분으로 이동하면서 분수조화성분이 급격히 성장하는 것을 분수조화공진(subharmonic resonance)이라 한다. 보텍스병합은 분수조화공진에 의해 분수조화교란성분이 포화되었을 때 일어나고, 이 값이 클수록 병합은 강하게 일어난다. 보텍스병합이 일어난 경우 분수조화교란은 다시 상류로 전파되어 노즐출구에서 초기 분수조화교란으로 작용하고, 위 과정을 반복하여 하나의 커다란 폐순환 과정이 형성된다.

Arbey & Ffowcs⁽⁷⁾는 이와 같은 분수조화교란의 중요성에 착안하여 기본교란과 분수조화교란을 유동장에 인위적으로 가하여 보텍스병합을 조정할 수 있다는 것을 보여 주었다. Monkewitz⁽⁸⁾는 분수조

화공진이 일어나는 조건을 규명하고, 이때 두 교란 간의 위상차가 분수조화공진에 있어서 중요한 변수임을 수치모사를 통하여 보여주었다. 이러한 결과는 전단층모드의 유동에서 Husain & Hussain⁽⁹⁾의 실험에 의해 확인되었고, 초기의 기본교란과 분수조화교란 및 이 두 교란의 초기 위상차 변화에 의해서 보텍스병합이 제어될 수 있음을 보였다.

본 연구는 제트컬럼모드의 유동을 유발하는 비교적 낮은 주파수의 기본교란과 분수조화교란을 동시에 가하여 이들이 보텍스병합에 미치는 영향을 고찰하였다. 특히 기본교란 주파수에 기준한 St_D 는 0.6을 경계로 두 부분으로 나누어 두 교란간의 초기 위상차가 주는 영향을 검토하였다. $St_D < 0.6$ 인 영역은 기본교란만으로는 보텍스병합이 쉽게 일어나지 않는 부분으로, 실험은 $St_D = 0.5, 0.4, 0.3$ 에서 수행되었다. $St_D > 0.6$ 인 영역은 $St_D < 0.6$ 인 영역보다 비교적 약한 초기 기본교란만으로도 안정된 보텍스병합을 얻을 수 있는 부분으로, 실험은 $St_D = 0.81, 0.85$ 에서 수행되었다.

2. 실험장치 및 방법

실험장치는 제트유동 발생장치, 음향여기장치, 자료획득장치, 가시화 장치로 구성되고 이는 Fig. 1에 나타나 있다.

송풍기(1200 mmAq, 6 m³/min)에서 나온 공기는 소음기(silencer)를 통과하여 확산기와 정류실을 지나 노즐을 통해 분출된다. 정류실은 메쉬, 허니컴, 두 개의 메쉬 순서로 구성되어 있다. 노즐은 출구직경이 32.1 mm로서, 출구에서 작은 경계층두께를 얻기 위하여 수축비 76 : 1의 ASME flow nozzle을 사용하였다. 노즐출구에서 출구속도 8.7

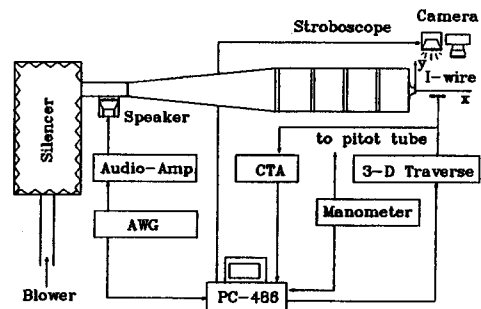


Fig. 1 Schematic layout of the experimental apparatus

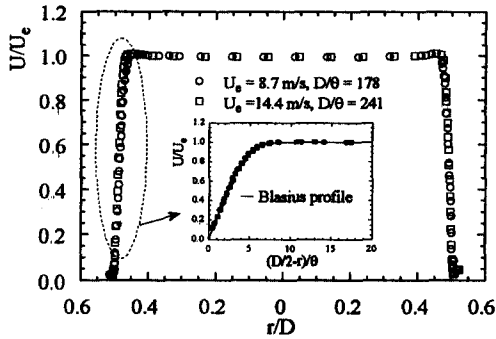


Fig. 2 Velocity profile at the nozzle exit

m/s 일 때, 비균일도는 0.8 % 이내이고 난류강도는 0.3 % 이내였다. Fig. 2는 $x=0.1$ mm인 위치에서 측정된 속도분포를 나타내는 것으로서 노즐벽 근처에서 층류속도분포(Blasius profile)에 잘 일치하고, 형상계수(shape factor)는 2.6 이었다. 또한, 노즐출구에서 $D/\theta > 100$ 인 것으로 보아 경계층이 매우 얇은 것을 알 수 있다.

유동측정에는 I형 열선프로브(Dantec, 55P11)와 열선유속계(Dantec, Streamline)를 사용하였고, 속도검정에는 표준피토판을 사용하였다. 열선의 출력은 A/D 변환기(DT 2838)를 거쳐 PC486에 저장된다. 유동방향과 반경방향의 프로브이송은 컴퓨터에 의해서 제어된다.

임의함수발생장치(AWG, Tektronix AWG 2020)에서 두 교란 주파수 성분의 진폭과 위상이 조정되고 더해진 신호는 오디오 앰프(Inkel AD972)에서 증폭되고, 확산기 바로 전에 설치된 직경 4-in.의 스피커에서 음파로 변환되어 직경 2 mm 이내의 다공벽을 통과하여 정류실내로 전달된다. 제트발생장치의 공진주파수에 가깝게 교란주파수를 선택하여, 노즐출구에서 높은 강도의 교란을 얻을 수 있었다. 본 실험에서의 기본교란 주파수는 각각 94, 135, 270 Hz이다. 이러한 고정된 주파수에서 출구속도를 달리하여 St_D 를 조절할 수 있다. 노즐출구와 유동장에서의 각 교란성분들의 강도와 위상차는, 열선의 출력을 순간속도로 환산하여 컴퓨터에서 FFT 계산을 수행하여 구해진다. 노즐출구에서의 초기 교란은 다음과 같이 속도섭동의 형태로 가해진다.

$$u/U_e = \sqrt{2}(a_r \sin(2\pi ft - \phi_r) + a_s \sin(\pi ft - \phi_s)) \quad (1)$$

$$\phi_{de} = \phi_f - 2\phi_s \quad (2)$$

유동가시화는 다중스모크선(multi-smoke wire) 방법⁽¹⁰⁾을 이용하여 수행하였다. 이는 하류까지 가시화가 가능하다는 장점이 있다. 교란신호와 화상을 얻는 순간을 동기화하기 위하여, 컴퓨터는 임의함수발생장치에서 기준신호를 받고, 이에 맞추어서 스모크선을 가열한 후에 스트로보스코프를 작동한다. 이러한 시스템 구성은 보텍스병합의 과정을 순차적으로 볼 수 있도록 한다. 가시화시 노즐출구에서의 속도는 6 m/s였다.

3. 결과 및 고찰

본 실험의 결과는 $St_D < 0.6$ 과 $St_D > 0.6$ 의 두 영역으로 구분해서 토의하기로 한다. 실제로 St_D 에 따라 두 개의 유동영역을 엄밀하게 구분할 수 있는 어떤 임계 St_D 를 정확하게 정의할 수는 없으나, 다만 과거 연구^(4,5)에서 St_D 가 0.6 이상인 경우에 초기 기본교란만으로도 보텍스병합이 수월하게 일어나는 것으로 알려져 있기 때문에 이에 근거하여 구분하기로 한다.

3.1 $St_D < 0.6$ 인 영역

이 영역은 단일주파수의 교란으로는 보텍스병합이 대체로 어려운 영역이다. Broze & Hussain⁽⁶⁾의 결과에서도 단일주파수의 교란으로는 $St_D = 0.5$ 인 경우 교란강도가 적어도 8% 이상이어야 산발적으로 보텍스병합이 일어날 것으로 예측하고 있다. St_D 가 낮아지면 이보다 높은 강도의 초기 기본교란이 요구된다. 그러나 교란의 강도를 높이는 것은 한계가 있을 수 있으므로 여기에 분수조화교란을 함께 이용하는 것이 중요하게 된다. $St_D = 0.5$ 에서 기본교란만을 가한 경우와 여기에 분수조화교란들을 추가한 경우에 대하여 $x/D = 3$ 의 제트 중심에서 열선을 사용하여 측정된 결과가 Fig. 3(b), (c)에 제시되어 있다. 본 실험에서 열선을 이용한 측정은 제트중심선을 따라 주로 이루어졌다.⁽⁵⁾ 보텍스가 하류로 진행할 때, 보텍스 뒷면에서의 유동은 제트 바깥 쪽으로부터 제트중심으로 유입되는 형태이고 전면에서의 유동은 제트중심에서 제트 바깥 쪽으로 퍼지는 형태이기 때문에 (Fig. 4 참조), 보텍스의 거동은 제트 중심에서 속도변화로 잘 나타난다. 따라서 제트중심에서 속도를 측정해도 보텍

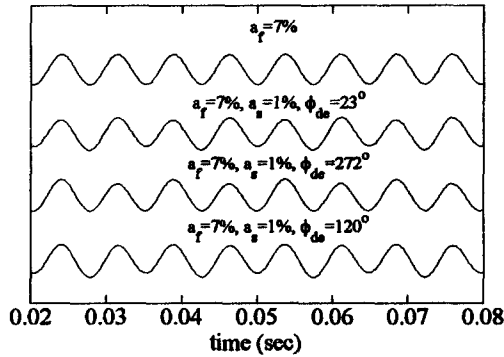
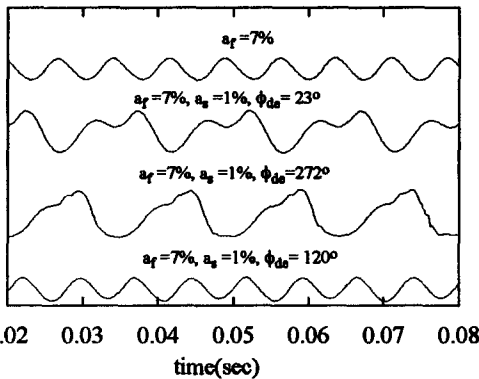
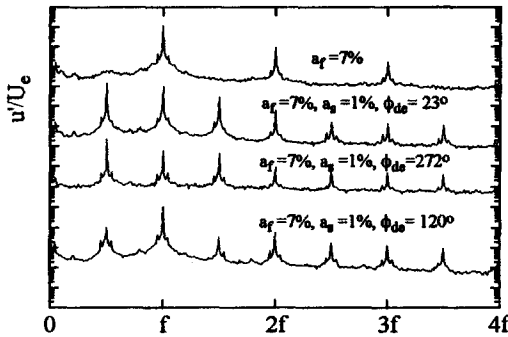
(a) Initial conditions at $x/D=0$ (b) Time traces of u -signal at $x/D=3$ (c) Power spectra of u -signal at $x/D=3$

Fig. 3 Comparison of four forcing cases at $St_D = 0.5$

스의 거동을 파악하는 데는 무리가 없을 것이다.

Fig. 3(a)는 노즐출구에서의 초기교란을 나타내는 것으로서, 첫번째는 강도 7%의 기본교란만을 가했을 경우이고 나머지 세 가지는 강도 7%의 기본교란에 강도 1%의 분수조화교란을 초기 위상차를 달리하여 추가한 경우를 나타낸다. 다른 초기 위상차를 갖는 분수조화교란을 가하더라도 큰 차이

가 없음을 알 수 있다. 하지만, $x/D=3$ 인 지점에서는 Fig. 3(b)에 나타난 바와 같이 분수조화교란의 발달형태는 크게 달라진다. 기본교란만을 가했을 경우 여전히 정현파 형태의 기본교란성분만이 나타나는 것으로 보아 보텍스병합은 이루어지지 않고 있음을 알 수 있다. 한편, 분수조화교란이 함께 가해지면 초기 위상차 23°와 272°에서는 파형의 주기가 두 배로 커지는 것으로 보아 분수조화교란성분이 충분히 성장하여 병합이 진행되고 있음을 알 수 있으며, 초기 위상차 120°에서는 분수조화교란이 함께 가해지더라도 병합이 일어나지 않고 있음을 알 수 있다. 보텍스병합이 일어나는 두 경우에 대해서도 초기 위상차에 따라 보텍스병합의 정도는 차이가 있다. 제트중심에서 분수조화교란성분이 클수록 보텍스병합이 강하게 일어난다고 보면, 초기 위상차 272°인 경우가 초기 위상차 23°인 경우보다 보텍스병합이 훨씬 더 진행되었음을 알 수 있다. 따라서 보텍스병합에 있어서 초기의 분수조화교란 뿐만 아니라 적절한 초기 위상차도 중요한 요소임을 알 수 있다.^(8,9,11,12)

동일한 신호에 FFT를 수행한 결과는 Fig. 3(c)에 제시되어 있는데, 기본교란만을 가한 첫번째 경우에 있어서, 기본교란성분(f)이 가장 큰 값을 나타내고 분수조화교란성분($f/2$)은 거의 나타나지 않고 있다. 오히려 기본교란성분의 조화성분(harmonic)들이 많이 발달하였음을 알 수 있다. 두번째와 세번째 경우에는 노즐출구에서 가해진 분수조화교란의 강도가 기본교란보다 작다 하더라도 $x/D=3$ 인 지점에서는 두 값이 역전되고 있음을 볼 수 있다. 이에 반해, 네번째 경우는 분수조화교란이 노즐출구에서 가해지더라도 기본교란성분보다 성장하지 못하고 있다. 또한 분수조화교란을 가한 세 경우에는 분수조화교란에 대한 조화성분들이 생기고 있다.⁽⁵⁾ 이러한 조화성분들은 기본교란과 분수조화교란간의 비선형상호작용에 의한 것으로서, 기본교란이 아닌 분수조화교란 주파수의 정수 배인 곳에서 조화성분이 발달하는 것은 분수조화교란성분이 다른 교란성분들과 밀접하게 비선형 상호작용하는 것을 의미한다.

보텍스병합의 과정은 다중스모크션을 사용한 가시화 사진에서 더욱 명확하게 관측될 수 있다. Fig. 4(a)-(e)는 강도 6.3%의 초기 기본교란과 강도 3.5%의 초기 분수조화교란을 가했을 때, 안정된 보텍스병합($\phi_{dc}=266^\circ$)이 일어나는 한 주기의

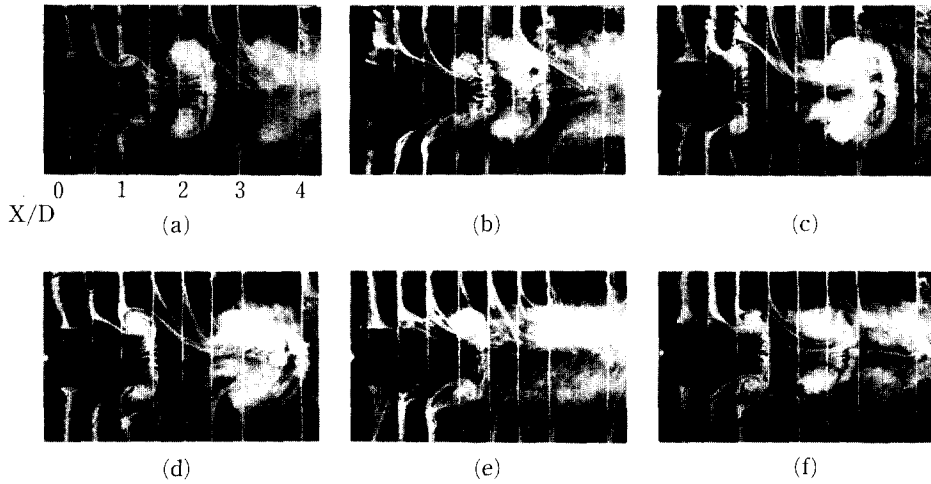


Fig. 4 Flow visualization using multi-smoke wires at $St_D=0.5$ and $U_e=6$ m/s : (a)-(e) time sequence of vortex pairing at $\alpha_f=6.3\%$, $\alpha_s=3.5\%$ and $\phi_{de}=266^\circ$; (f) no vortex pairing at $\alpha_f=7.1\%$ and $\alpha_s=0\%$

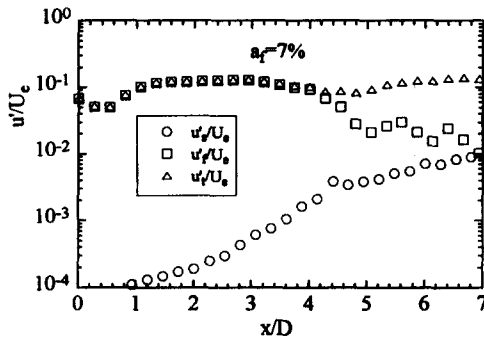
과정을 순차적으로 보여 주고 있다. $x/D \approx 0.5$ 인 지점에서 보텍스가 생성되기 시작하고, 상류 보텍스가 하류 보텍스의 안 쪽으로 파고들어가서 $x/D = 3 \sim 4$ 지점에서는 두 보텍스가 하류로 함께 진행하고 그 이후는 소규모 난류에 의해서 전체 구조가 깨어지고 있다. 이는 전형적인 축대칭 제트유동의 보텍스병합 과정으로서 leap-frog motion⁽¹³⁾의 일부분이다. 한편, Fig. 4(f)는 강도 7.1%의 기본교란만을 가한 경우로서, 보텍스가 등간격을 이루고 병합 없이 하류로 진행하고 있다. 보텍스 생성지점은 보텍스병합이 일어나는 위 경우와 큰 차이가 없었다. 연이은 보텍스 중심간의 간격이 약 1D 정도 되는데, 이 사실로 보텍스의 대류속도에 대한 관계는 근사적으로 $u_c = f\lambda \approx St_D U_e = 0.5 U_e$ 임을 알 수 있다. 이러한 결과는 이택식 & 최은수⁽¹⁴⁾에서 나타난 것과 거의 일치한다. 여기서 λ 는 보텍스 간의 간격, 또는 기본교란의 파장을 나타낸다.

기본교란만을 가한 경우에 대하여 제트중심선에서 각 교란성분의 발달과정은 Fig. 5(a)에 나타나 있다. 각 교란성분의 크기는 측정된 유동방향속도 섭동에 FFT를 수행하여 구했다. $x/D=0.5$ 까지는 전단층에서 기본교란이 충분히 성장하지 못했기 때문에 노즐출구의 기본교란이 감소된 결과를 보인다. 이 이후는 전단층에서 보텍스가 생성되기 시작하면서 이의 영향이 제트중심에 나타나기 때문에 기본교란성분은 다시 증가하고, $x/D=1.2$ 정도에서 포화상태가 된다. 이에 반해 분수조화교란성분

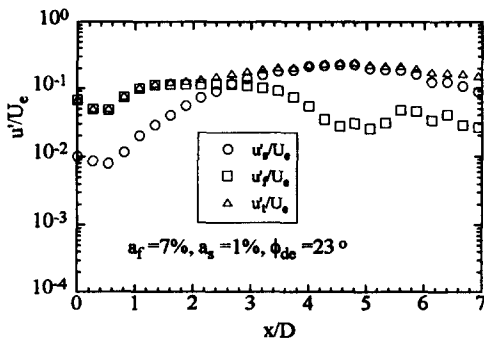
은 성장을 못하고 작은 크기로 남아 있다. 이는 초기 기본교란만으로는 보텍스병합이 이루어지지 않음을 의미한다. $x/D \approx 4$ 까지는 기본교란성분이 유동방향속도 섭동의 전체 제곱평균근값(u'_r)과 거의 같고 이후에는 소규모 난류에 의해서 보텍스 구조가 깨지기 때문에 기본교란성분은 이 보다 낮아진다. 이는 Fig. 4(f)에 나타난 것처럼 $x/D \approx 4$ 인 지점 이후부터는 보텍스의 형상이 흩어지는 것과 일치한다.

기본교란과 분수조화교란을 함께 가하여 보텍스병합이 일어나는 경우에 대한 각 교란성분의 발달 과정은 Fig. 5(b)에 나타나 있다. 기본교란성분의 성장형태는 Fig. 5(a)와 큰 차이가 없으나 기본교란성분이 포화되기 전에 분수조화교란성분이 급격히 증가하고 있다. $x/D=3.5 \sim 5.5$ 인 구간은 분수조화교란성분이 포화되어 u'_r 와 거의 같다. 이 지점에서 보텍스병합이 완료된다고 볼 수 있다. 또한, 기본교란만을 가했을 경우보다 더 하류까지 분수조화교란성분이 남아있고 소규모 난류의 크기가 아직 미약하다. 이와 같은 두 경우의 분포형태는 보텍스 무병합과 병합시 나타나는 전형적인 형태^(5,6)와 일치한다.

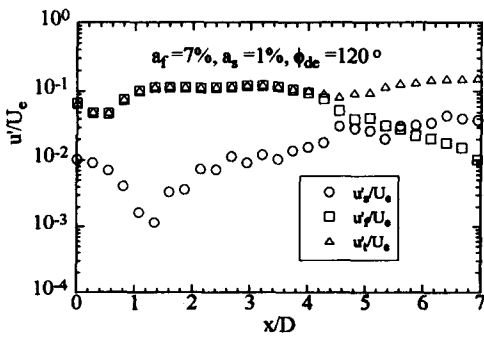
Fig. 5(c)는 분수조화교란과 기본교란 사이의 부적절한 초기 위상차 때문에 분수조화공진이 이루어지지 않고 있는 경우에 대해 각 교란성분의 발달과정을 보여준다. 초반부에 기본교란성분의 발달과정은 앞의 두 경우와 유사하나, 초기 분수조화교란성



(a) Fundamental-only at the nozzle exit



(b) Stable vortex pairing



(c) Suppressed vortex pairing

Fig. 5 Distributions of the fundamental, subharmonic and total streamwise velocity fluctuations along the centerline for $St_D=0.5$

분은 성장을 못하고 감소하고 있다. 즉, 분수조화공진이 일어나지 않고 있다. 따라서 u'_t 의 분포는 Fig. 5(a)와 큰 차이가 없다. Husain & Hussain⁽⁹⁾은 초기 분수조화교란의 강도가 초기 기본교란보다 작고 두 교란이 상호작용하는 지점에서 위상차가 90°일 때 보텍스병합이 일어나지 않는 것으로 서술하였다.

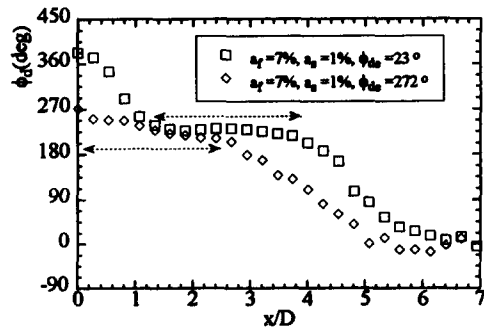


Fig. 6 Evolution of the phase difference between the fundamental and subharmonic velocity fluctuations along the centerline for $St_D=0.5$. Arrows denote the region of constant phase differences.

보텍스병합이 일어나는 경우에 있어서 하류로 진행함에 따라 기본교란성분과 분수조화교란성분간의 위상차 변화는 Fig. 6에 보여진다. 기본교란성분의 주파수가 분수조화교란성분의 주파수의 두 배이므로, 이들간의 위상차는 분수조화교란성분의 위상을 두 배하고 기본교란성분의 위상으로부터 차이를 구하면 정의될 수 있다. 이와 같이 정의된 위상차는 식 (3)과 같이 auto-bispectrum의 방법⁽¹¹⁾을 이용하여 계산하였다.

$$\phi_a = \tan^{-1} \left(\frac{\text{real}(A(f, -f/2))}{\text{imag}(A(f, -f/2))} \right), \text{ where}$$

$$A(f, -f/2) = E(X(f)X^*(f/2)X^*(f/2)) \quad (3)$$

여기서, $E(\dots)$ 는 산술평균을 의미하고 본 실험에서는 49회 측정된 데이터의 평균을 취했다. Fig. 6에서 위상차가 일정한 구간은 기본교란과 분수조화교란이 같은 속도로 하류로 진행되는 것을 의미한다. 즉, 분수조화공진이 일어나서 분수조화교란성분이 급격히 증가하는 구간이다. 초기 위상차가 272°인 경우가 초기 위상차 23°인 경우보다 좀 더 상류에서 일정한 위상차 구간이 나타난다. 이는 좀 더 상류에서 분수조화공진이 일어남을 의미하고, 이에 따라 보텍스병합은 좀 더 상류에서 일어난다. 또한 이 경우 제트중심에서 일정한 위상차는 대략 230° 정도인데 초기 위상차 272°와 큰 차이가 없다. 이는 노즐출구에서 기본교란의 강도가 비교적 커서 적절한 위상차만 주면 바로 분수조화공진이 일어나기 때문이다. 초기위상차가 23°인 경우는 위상차 230°와 차이가 많이 나기 때문에 좀더 하류에

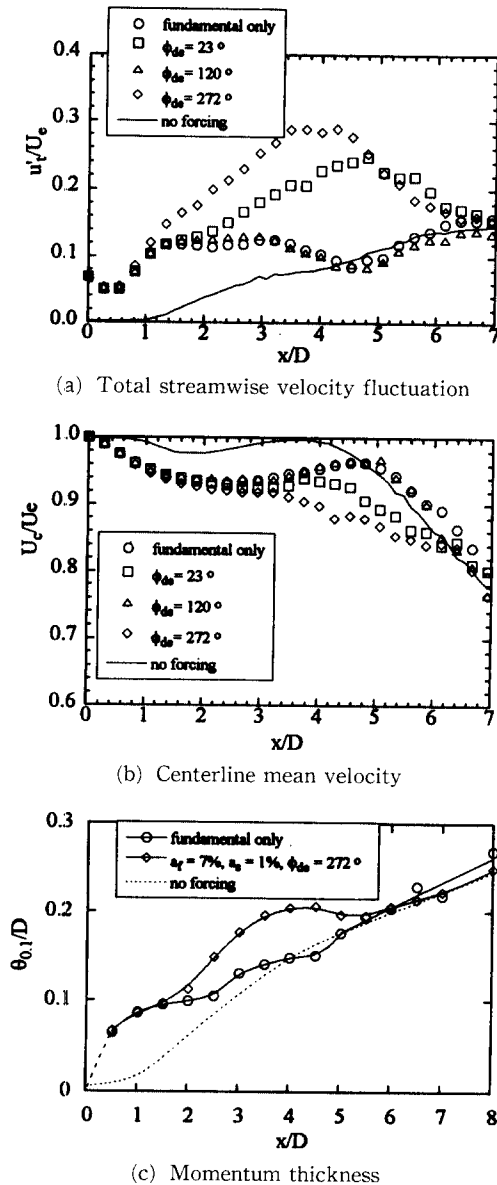


Fig. 7 Effects of fundamental and subharmonic frequency forcings on flow characteristics at $St_D = 0.5$

서 적절한 위상차가 이루어진 후이나 분수조화공진이 일어난다. 이는 다음과 같은 Monkewitz⁽⁶⁾의 보텍스병합에 대한 두 가지 전제 조건을 확인하는 것이라고 볼 수 있다. 첫째, 분수조화공진이 일어날 수 있도록 두 교란간의 위상차는 적절히 취해져야 하고, 둘째, 기본교란성분은 한계기본교란강도(critical fundamental amplitude)까지 성장되어 있

어야 한다.

교란변화에 따른 u'_i 의 분포는 Fig. 7(a)에 나타나 있다. 이 값이 급격히 증가하고 최대인 지점이 상류로 당겨질수록 병합이 안정되게 일어난다. 초기 위상차 23°인 경우에 u'_i 가 충분히 성장한 것으로 보아 보텍스병합은 이루어지나, 초기 위상차 272°인 경우보다는 u'_i 가 최대인 지점이 더 하류에 나타난다. 따라서 초기위상차가 보텍스병합정도 조절에 있어서 중요한 변수임을 알 수 있다.

제트중심에서의 평균속도는 Fig. 7(b)에 나타난 바와 같이 u'_i 에 대체로 반대의 경향을 보인다. 이는 평균속도와 교란성분들간에 에너지교환이 일어나기 때문이다. 보텍스병합이 일어나지 않는 두 경우(fundamental only, $\phi_{ae}=120^\circ$), 중심속도는 기본교란성분이 성장함에 따라 평균속도에너지가 기본교란성분으로 전이(transport)되기 때문에 감소하고, $x/D=3$ 인 지점 이후에는 이 에너지가 다시 평균속도로 복원되기 때문에 증가한다.⁽¹²⁾ $x/D=5$ 인 지점 이후부터는 평균속도가 다시 감소하는데, 소규모 난류로 평균속도에너지가 전이되기 때문이다. 특히 안정된 보텍스병합이 일어나는 경우($\phi_{ae}=272^\circ$)는 평균속도의 회복이 더욱 이루어지지 않고 있는데, 이는 분수조화공진에 의해서 평균속도에너지가 기본교란성분에서 분수조화교란성분으로 더욱 많이 전이된 후에, 평균속도로 다시 복원이 되지 않기 때문이다. 이러한 에너지 전이에 관한 자세한 메커니즘은 Paschereit et al.⁽¹²⁾과 Liu⁽¹⁵⁾의 연구에 토의되어 있다.

교란성분의 성장과 보텍스병합은 주변 유체와의 혼합(mixing)에도 크게 영향을 준다. 보텍스가 생성되는 순간과 병합이 일어나는 순간에 혼합이 급격히 증가한다. 주변 유체와의 혼합률은 2차원 평면유동에서 정의된 운동량 두께로 주로 표현된다. 보텍스병합이 운동량 두께에 미치는 영향은 Fig. 7(c)에 나타나 있다. 교란을 가하지 않은 경우, 이 값이 $x/D=1$ 인 지점까지는 거의 일정하다가 이후부터는 단조증가한다. 이에 반해 기본교란만을 가한 경우는 $x/D=0.5$ 인 지점에서 이 값이 급격히 증가한다. 이는 이 지점부터 보텍스가 생성되기 때문이다. 이 후에는 $\theta_{0.1}$ 의 증가율이 기본교란성분의 성장과 감소에 따라 변하다가 보텍스가 깨지는 $x/D \approx 5$ 지점부터 거의 일정한 경향을 보인다. 보텍스병합이 일어나는 경우는 보텍스가 생성되는 부분과 보텍스병합이 일어나는 부분 등, 두 위치에 걸

쳐서 운동량 두께가 급격히 증가하는 구간이 나타난다. $x/D \approx 1$ 인 지점에서 보텍스 생성이 완료되고, Fig. 7(a)에서 u'_t 가 최대인 $x/D \approx 4$ 인 지점에서 보텍스병합이 이루어졌다면, 이 두 지점간의 운동량 두께의 증가비는 약 2이다.^(3,16) 이는 병합이 완료될 때 두 환형 보텍스가 유동방향에 직각인 평면에 반지름이 다른 두 동심원의 형태로 존재하

기 때문이다. 병합이 완료된 후에는 운동량 두께가 거의 일정하다가 보텍스의 형태가 깨지면서 다시 단조증가한다. 따라서 혼합증가에 있어서는 병합이 완료되기 전까지가 매우 효과적이다.

기본교란과 분수조화교란간의 초기 위상차가 보텍스병합에 미치는 영향을 좀 더 고찰하기 위하여, Fig. 8(a)에 보여진 바와 같이 노즐출구에서 기본교란과 분수조화교란의 강도는 각각 7%와 1%로 고정하고 이들간의 초기 위상차만을 변화시켰다. 이러한 교란들이 하류로 진행하면 성장과 비선형상호작용을 하는데, $x/D=2$ 인 지점에서 각 교란성분의 분포가 Fig. 8(b)에 나타나 있다. 기본교란성분은 초기 위상차 변화에 큰 영향을 받지 않으나 분수조화교란성분은 초기 위상차에 따라 민감하게 반응하고 있다. 초기 위상차 변화에 따른 분수조화교란성분의 분포는 정현함수 형상(sine function)의 실선에 거의 일치하고, 아직은 전체적으로 기본교란성분보다 낮은 상태이다. 하류로 더욱 진행되면 Fig. 8(c)에서 나타난 바와 같이 분수조화교란성분은 더욱 성장하여 일부 초기 위상차에서는 기본교란성분 보다 훨씬 더 크다. 이러한 영역은 보텍스병합이 많이 진행된 부분이고, 기본교란성분이 초기 위상차에 따라 어느 정도 변하고 있다. 또한 전체적인 분수조화교란성분의 분포는 정현함수 모양을 그대로 유지하고 있으면서 초기 위상차 120° 근처에서는 이로부터 약간 벗어나고 있다. 이와 같이 분수조화교란성분이 정현함수 분포를 갖는 영역에서는 초기 위상차에 의해 보텍스병합이 정밀하게 제어될 수 있다.

위와 동일한 초기 기본교란 강도에서 초기 분수조화교란의 강도를 1%에서 5%로 증가시켰을 때, 초기 위상차에 따른 각 교란성분의 분포는 Fig. 9(a)에 나타나 있다. Fig. 8(c)의 경우보다 더 발달, 성장된 형태로써 초기 위상차에 따라 분수조화교란성분은 더 이상 정현함수 모양의 분포를 나타내지 않고, 특정한 초기 위상차의 좁은 영역에서 분수조화교란성분이 매우 작게 나타나는 분포(cusp-like form)를 보이고 있다.⁽⁹⁾ 또한 분수조화교란성분이 최소인 지점의 초기 위상차도 교란 강도가 달라짐에 따라 Fig. 8(c)의 120° 에서 0° 로 변했다. 이는 초기 분수조화교란이 증가함에 따라 분수조화공진이 일어나는 지점이 달라지기 때문이다. 이와 같은 분포에서는 초기 위상차에 의해 보텍스병합을 정밀하게 조정하는 것은 어렵게 된다. 매우

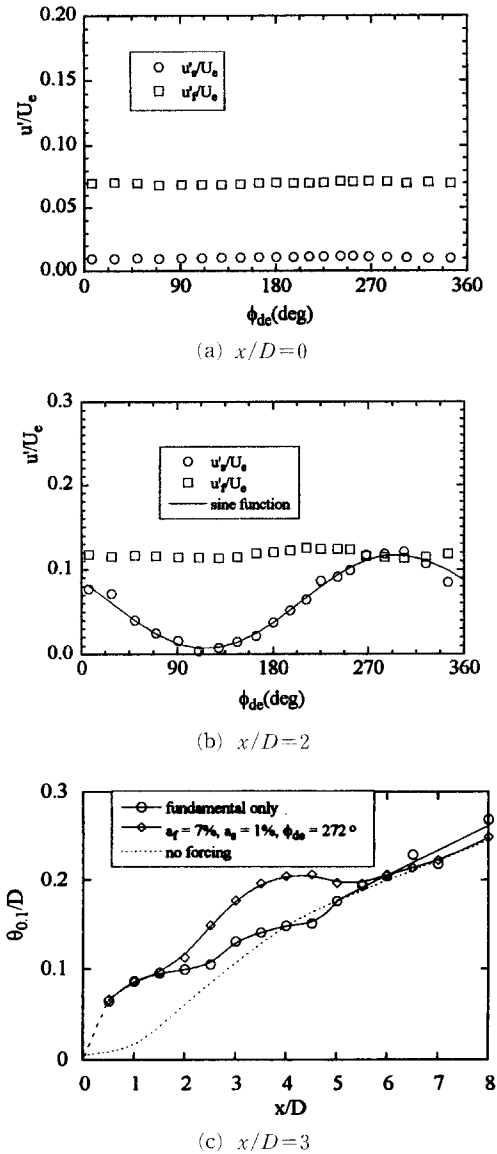
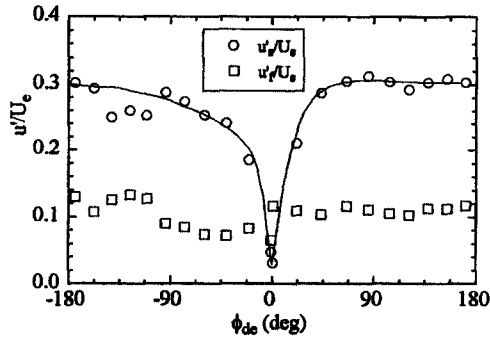
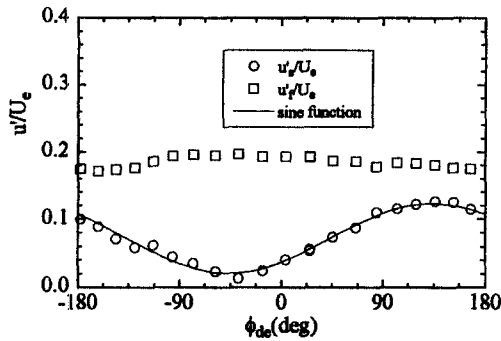


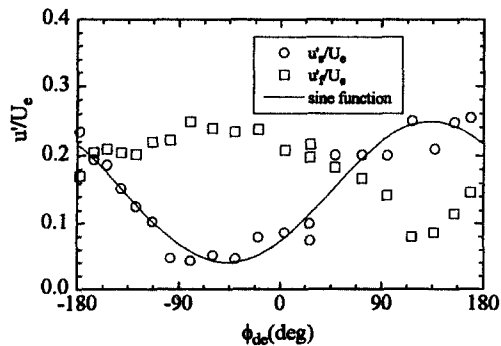
Fig. 8 Dependence of the fundamental and subharmonic velocity components on the initial phase difference at the nozzle exit at $St_D=0.5$, $a_f=7\%$ and $a_s=1\%$



(a) $St_D=0.5$, $a_f=7\%$, $a_s=5\%$, $x/D=3$



(b) $St_D=0.4$, $a_f=13\%$, $a_s=2\%$, $x/D=3$



(c) $St_D=0.3$, $a_f=15\%$, $a_s=6\%$, $x/D=4.5$

Fig. 9 Dependence of the fundamental and subharmonic velocity components on the initial phase difference at the nozzle exit

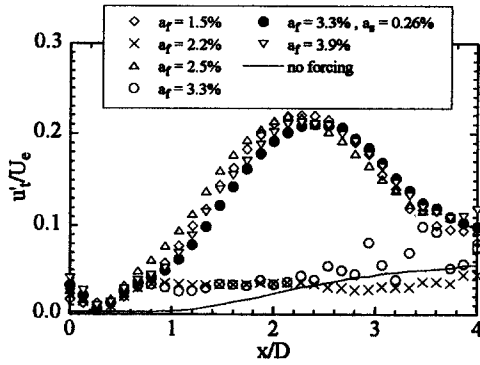
좁은 초기 위상차 범위에서 보텍스병합이 지연되는 경우는 Husain & Hussain⁽⁹⁾이 전단층모드에서 수행한 실험결과에서도 나타난다. 그들의 결과에서는 정현함수 형태의 분포는 나타나지 않고 있는데, 이는 안정된 보텍스 병합이 일어날 정도로 교란주파수가 높고 가한 두 교란의 강도가 상대적으로 크기 때문이다. St_D 를 낮추게 되면 보텍스간의 간격이

커지기 때문에 안정된 보텍스병합을 위해서는 더 높은 강도의 초기 기본교란과 분수조화교란이 필요하다. Fig. 9(b)는 $St_D=0.4$ 인 경우로서 초기 위상차에 대한 분수조화교란성분의 분포도 정현함수의 형상을 유지한다. 또한, Fig. 8(c)의 경우보다도 더 높은 강도의 초기 기본교란과 분수조화교란을 가했을지라도 분수조화교란성분은 덜 성장하였다. Fig. 9(c)는 $St_D=0.3$ 인 경우로서 넓은 초기 위상차 범위에서 분수조화교란 성분의 크기가 기본교란 성분보다 낮고 전체적인 분포는 여전히 정현함수 형상에 가깝다.

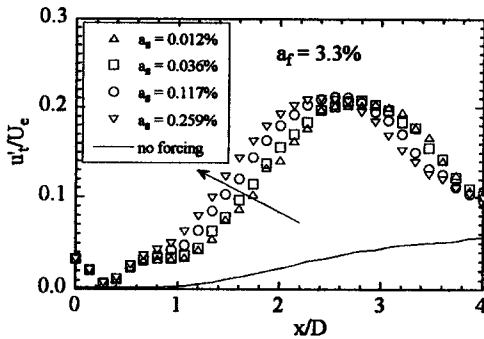
3.2 $St_D > 0.6$ 인 영역

이 영역은 비교적 작은 강도의 인위적인 초기 기본교란만으로도 보텍스병합이 대체로 일어 나는 곳이다. 외부에서 분수조화교란을 가하지 않더라도 보텍스간의 간격이 작기 때문에, 하류로부터 전파된 매우 작은 강도의 분수조화교란이 보텍스간의 상호작용에 충분히 영향을 미칠수 있다.

Fig. 10(a)는 $St_D=0.81$ 에서 노즐 출구에 기본교란만을 가했을 경우 초기 기본교란의 강도 변화가 하류의 u'_i 에 미치는 영향을 보여주고 있다. u'_i 가 급격히 증가하고 포화가 일어나면 보텍스병합이 일어났다고 볼 수 있는데, 대부분의 초기 기본교란강도에서 안정된 보텍스병합이 일어나고 있다. 이는 초기 기본교란만으로도 보텍스병합이 가능함을 의미한다. 또한 초기 기본교란 강도가 증가하더라도 u'_i 가 최대인 지점이 일괄적으로 상류로 이동하지는 않는다. 특히, 초기 기본교란 강도가 2.2%와 3.3%인 경우는 u'_i 가 매우 작거나 산발적으로 변하는데 보텍스병합이 거의 일어나지 않거나 산발적으로 일어나는 것을 보여준다. 이와 같은 경우는 $St_D > 0.6$ 인 영역의 다른 St_D 에서도 드물게 관측되었는데, 초기 기본교란 강도에 매우 민감하였고 시간에 따라 산발적으로 나타났으며 초기 기본교란 강도가 약간 바뀌면 안정된 보텍스병합이 다시 일어났다. 이는 특정한 초기 기본교란 강도에서, 기본교란과 하류로부터 상류로 전파된 분수조화교란 성분간의 매우 좁은 위상차 범위 내에서만이 분수조화공진이 일어나지 않고 대부분의 위상차 범위에서는 분수조화공진이 쉽게 일어나기 때문이다. 즉 초기 위상차에 대한 분수조화성분의 성장 분포가 Fig. 9(a)와 같이 특정한 초기 위상차에서 깊은 협곡을 갖는 형태이기 때문인 것으로 예측된다. 이러



(a) Various fundamental forcing levels



(b) Various subharmonic forcing levels at a constant fundamental forcing level ($a_f=3.3\%$)

Fig. 10 Distributions of the streamwise velocity fluctuations along the centerline at $St_D=0.81$

한 현상은 Broze & Hussain⁽⁶⁾의 실험에서도 나타난다.

3.3%의 초기 기본교란 강도에 인위적으로 분수조화교란을 함께 가하면 다시 보텍스병합이 일어나고 있음이 Fig. 10(a), (b)에 나타나 있다. 여기서 추가된 분수조화교란은 기본교란만을 가한 경우의 강도에 변화가 없을 정도로 매우 작다. 분수조화교란의 강도가 커짐에 따라 u'_i 의 최대점은 상류로 당겨지고 있음이 Fig. 10(b)에 보여진다. 초기 분수조화교란의 강도가 증가될 때 보텍스병합 위치가 일정하게 상류로 당겨지는 것은 초기 위상차가 분수조화성분의 성장에 영향을 적게 주기 때문인 것으로 추정된다. 초기위상차에 따른 분수조화성분의 분포 형태가 Fig. 8(c)와 같이 민감하게 변하는 영역에서는, 초기 분수조화교란이 가해지더라도 초기 위상차가 적절치 않으면 적절한 초기 위상차의 더 약한 초기 분수조화교란이 가해지는 경우보다 보텍

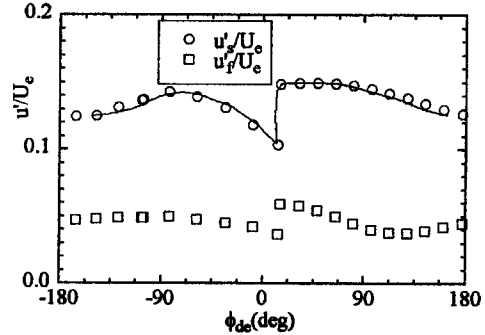


Fig. 11 Dependence of the fundamental and subharmonic velocity components on the initial phase difference at the nozzle exit at $St_D=0.85$, $a_f=1.6\%$, $a_s=1.1\%$ and $x/D=1.5$

스병합이 지연될 확률이 높다.

$St_D=0.85$ 에서 초기 기본교란과 분수조화교란을 함께 가하고 이들간의 초기 위상차만을 변화시킨 경우에 대하여 $x/D=1.5$ 인 지점에서 각 교란성분의 분포는 Fig. 11에 나타나 있다. 초기 위상차는 보텍스병합에 매우 작게 영향을 주고 있다. 초기 기본교란과 분수조화교란의 강도가 일정한 가운데 초기 위상차를 바꾸었을 때, 특정한 초기위상차에서 분수조화교란성분이 낮게 나타나는 경향은 여전히 보이나, 이미 기본교란성분 보다 크게 성장되어 있고 보텍스병합은 전 범위의 초기 위상차에서 일어나고 있다. 이는 초기 위상차가 보텍스병합에 영향을 적게 줄 정도로 초기 기본교란 강도 1.6%와 초기 분수조화교란 강도 1.1%가 충분히 크고 보텍스간의 간격이 작기 때문이다.

이상과 같이 보텍스병합은 네 변수, St_D , a_f , a_s , ϕ_{dc} 에 의하여 크게 영향을 받는데, 초기 위상차에 따른 분수조화교란성분의 분포가 정현함수 형태에서 특정한 초기 위상차에서 깊은 협곡을 갖는 형태로 진행될 때 더욱 안정된 보텍스병합이 일어난다고 볼 수 있다. St_D 는 보텍스간의 간격과 관계있는데, 이 값이 작을수록 보텍스간의 간격은 멀어지고 보텍스병합은 어려워진다. 그러나, a_f , a_s , ϕ_{dc} 의 영향은 어느 하나만을 따로 분리하여 결론내리기는 어렵다. 대체적으로 a_f , a_s 가 클수록 보텍스병합이 잘 이루어지고, 보텍스간의 상호관계가 시작되는 지점에서 분수조화공진이 잘 일어날 수 있도록 위상차가 적절히 취해질 때 보텍스병합은 더욱 안정되게 이루어진다. 이 때 분수조화공진에 적절한 초기 위상차는 가하는 교란강도에 따라 변한다. 그리

고 초기 위상차의 영향은 St_D 가 낮고 초기 기본교란과 분수조화교란의 강도가 비교적 작은 영역에서 크게 나타난다.

4. 결 론

$St_D < 0.6$ 인 영역과 $St_D > 0.6$ 인 영역에 대하여 초기 위상차를 갖는 기본교란과 분수조화교란을 유동장에 가하여 보텍스병합이 이루어지는 정도를 열선을 이용하여 고찰하였고, $St_D = 0.5$ 에서는 다중스모크션 방법을 이용하여 보텍스병합을 관찰하였다. $St_D < 0.6$ 인 영역에서는 St_D 가 작아질수록 안정된 보텍스병합을 얻기 위하여 더 높은 강도의 초기 기본교란과 분수조화교란이 필요하였다. 또한 초기 위상차에 따라 보텍스병합정도가 매우 민감하게 변하였다. 동일한 St_D 와 초기 기본교란 강도에서 초기 분수조화교란을 증가시키면 따라, 하류에서는 초기 위상차에 따른 분수조화교란성분의 분포가 정현함수 형상으로부터 깊은 협곡을 가지는 형상으로 발전한다. 이는 안정된 보텍스병합으로 가는 형태이며 초기 위상차에 의한 보텍스병합의 제어가 어려워짐을 의미한다. $St_D > 0.6$ 인 영역에서는 기본교란만을 가한 경우 특정한 초기 기본교란 강도에서만 보텍스병합이 이루어지지 않는 것을 관측하였고, 이 경우에 분수조화교란을 추가하면 보텍스병합이 다시 일어나고 그 강도가 증가함에 따라 보텍스병합 위치는 순차적으로 상류로 당겨졌다. 이는 이 영역에서 보텍스간의 간격이 충분히 작아서 초기 위상차가 보텍스병합에 미치는 영향이 작기 때문인 것으로 추정된다. 따라서, 이 영역에서의 초기 위상차는 보텍스병합 제어를 위한 변수로서 효과적이지 못하다.

후 기

본 연구는 서울대학교 터보동력기계연구센터의 지원으로 이루어졌으며 이에 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Mankbadi, R. R., 1992, "Dynamics and Control of Coherent Structure in Turbulent Jets," *Appl. Mech. Rev.*, Vol. 45, No. 6, pp. 219~247.
- (2) Thomas, F. O., 1991, "Structure of Mixing Layers and Jets," *Appl. Mech. Rev.*, Vol. 44, No. 3, pp. 119~153.
- (3) Ho, C. M. and Huang, L. S., 1982, "Subharmonics and Vortex Merging in Mixing Layers," *J. Fluid Mech.*, Vol. 119, pp. 443~479.
- (4) Crow, S. C. and Champagne, F. H., 1971, "Orderly Structure in Jet Turbulence," *J. Fluid Mech.*, Vol. 48, part 3, pp. 547~591.
- (5) Zaman, K. B. M. Q. and Hussain, A. K. M. F., 1980, "Vortex Pairing in a Circular Jet Under Controlled Excitation. Part 1. General Jet Response," *J. Fluid Mech.*, Vol. 101, part 3, pp. 449~491.
- (6) Broze, G. and Hussain, F., 1994, "Nonlinear Dynamics of Forced Transitional Jets: Periodic and Chaotic Attractors," *J. Fluid Mech.*, Vol. 263, pp. 93~132.
- (7) Arbey, H. and Ffowcs Williams, J. E., 1984, "Active Cancellation of Pure Tones in an Excited Jet," *J. Fluid Mech.*, Vol. 149, pp. 445~454.
- (8) Monkewitz, P. A., 1988, "Subharmonic Resonance, Pairing and Shredding in the Mixing layer," *J. Fluid Mech.*, Vol. 188, pp. 223~252.
- (9) Husain, H. S. and Hussain, F., 1995, "Experiments on Subharmonic Resonance in a Shear Layer," *J. Fluid Mech.*, Vol. 304, pp. 343~372.
- (10) Makita, H. and Hasegawa, T., 1993, "Acoustic Control of Vortical Structure in a Plane Jet," *Eddy Structure Identification in Free Shear Flows*, pp. 77~88.
- (11) Hajj, M. R., Miksad, R. W. and Powers, E. J., 1993, "Fundamental-Subharmonic Interaction: Effect of Phase Relation," *J. Fluid Mech.*, Vol. 256, pp. 403~426.
- (12) Paschereit, C. O., Wygnanski, I. and Fiedler, H. E., 1995, "Experimental Investigation of Subharmonic Resonance in an Axisymmetric Jet," *J. Fluid Mech.*, Vol. 283, pp. 365~407.
- (13) Milton Van Dyke, 1982, *An album of fluid motion*, The Parabolic Press, p. 46.
- (14) 이택식, 최은수, 1986, "Reynolds 수 10^4 일 때 천이영역에서의 원형제트의 Large-Scale 구조에 관한 연구," *대한기계학회논문집*, 제10권,

- 제6호, pp. 823~829.
- (15) Liu, J. T. C., 1988, "Contributions to the Understanding of Large-Scale Coherent Structures in Developing free Turbulent Shear Flows," *Adv. Appl. Mech.*, Vol. 26, pp. 183~309.
- (16) Hsiao, F. and Huang, J., 1994, "On the Dynamics of Flow Structure Development in an Excited Plane Jet," *J. Fluids Eng.*, Vol. 116, pp. 715~720.