

〈論 文〉

두 곡면벽제트로부터 형성된 합성제트에서의 레이놀즈응력 전달

류호선* · 박승오**

(1992년 6월 13일 접수)

Reynolds Stress Transport in a Merged Jet Arising from Two Opposing Curved Wall Jets

Ho-Seon Rew and Seung-O Park

Key Words : Interaction(상호작용), Reynolds stress(레이놀즈 응력), triple moment(3차 모멘트), Integral length scale(적분길이), turbulent kinetic energy(난류에너지), dissipation rate(소산율)

Abstract

To investigate the characteristics of the merged jet arising from the interaction of two opposing curved wall jets over a circular cylinder in still air, mean velocity, Reynolds stresses, triple moments and integral length scale were measured using hot-wire anemometry. The turbulent kinetic energy and shear stress budget were evaluated using the measured data. The variations of the Reynolds stresses, the triple moment and integral length scale are severe in the interaction region. The pressure diffusion terms are found to be very large when compared the other terms in the interaction region. The distributions of the Reynolds stress and the triple moment in the similar region are found to be similar to those of conventional plane jets.

기 호 설 명

b : 제트 반폭
 h : 곡면벽제트 입구 높이, 10 mm
 P, P_a : 정압, 대기압
 R : 원통반경, 100 mm
 r : 원표면으로 부터의 반경방향 길이
 U : 유동방향 평균속도
 U_c : 합성제트 중심선에서의 속도
 U_c : 국부 대류 속도
 U_e : 곡면벽제트 출구 속도
 $\overline{u_i u_j}$: 레이놀즈 응력
 $\overline{u_i u_j u_k}$: 3차 모멘트

V : 유동방향 수직속도
 $\overline{\beta_1 \beta_2}$: 공간 상관계수
 δ_{ij} : Kronecker delta
 ϵ : 난류에너지 소산율
 ρ : 유체 밀도
 $-$: 시간평균
 $'$: 요동하는 성분의 r.m.s. 값
 $_{max}$: 국부 최대치
 $_{1,2}$: 평행 probe의 열선풍속계 번호

1. 서 론

*정회원, (주)금성사 생활시스템연구소
**정회원, 한국과학기술원 항공우주공학과

두 제트의 상호작용이 포함되는 유동은 대표적인

로 복잡한 난류유동 (complex turbulent flow) 중의 하나이다. 왜냐하면 두 제트의 상호작용 과정에는 압력, 속도 및 레이놀즈 응력 등이 급격히 변화하고, (1,2) 서로 다른 전단층에 존재하는 에디의 충돌 및 상호작용이 난류특성에 지대한 영향을 미칠 것이 예상되기 때문이다. 유체역학적인 관점에서 본다면 두 전단층의 합성 등은 유동해석 혹은 난류모형 개발에 있어서 매우 기초적인 흐름 중 하나이기도 하다. 따라서 두 제트의 상호과정에서 나타나는 유동특성을 실험적으로 파악하는 것은 두 전단층의 합성과정 이해 등은 물론, 난류모형의 개발 등에 기본적인 자료를 제공해줄 수 있을 것이다.

본 연구에서는 두 곡면벽제트의 상호작용으로 형성되는 합성제트의 여러가지 특성을 실험을 통하여 파악하고자 한다. 두 곡면벽제트의 상호작용 과정을 간단하게 설명하면 다음과 같다. Fig. 1에 개략적으로 나타낸 바와 같이 원통면의 접선방향으로 두 제트를 분사하면 각각의 곡면벽제트는 코안다 효과에 의해 곡면을 따라 흐르다 상호작용점의 높은 압력에 의해 곡면으로부터 분리된 후에 반대편에서 접근하는 제트와 충돌 및 상호작용하여 하나의 합성제트 (merged jet)를 형성한다. 물론 상호작용점의 높은 압력은 두 제트의 충돌에 의한 것이다. 합성제트는 상호작용 지역의 높은 압력에 의해서 가속되다가 점차 이차원제트와 같이 제트중심속도가 감소하는 특성을 갖는다. 이러한 유동현상은 항공기의 고양력 장치나 유체기계등에 다양하게 응용할 수 있다. Rew & Park, (3) 박승오, 김문상, (4) 박승오, 류호선(5) 등은 두 곡면벽제트의 운동량비가 서로 다른 경우에 대하여 운동량 비, 상호작용점 위치 및 합성제트의 최종방향과의 관계는 물론 곡면벽제트와 합성제트의 속도 및 난류특성을 파악하였다. 그러나 위의 실험적인 연구는 I-probe를 사용하였기 때문에 운동량교환에 지대한 영향을 주는 전단력 등에 대한 연구에는 미치지 못하였다.

두 제트의 상호작용에 관한 연구는 위에서 언급한 두 곡면벽제트의 상호작용에 관해서만 수행된 것이 아니라 두 평면벽제트, 두 이차원제트, 두 원형제트의 상호작용에 의해서 발생한 합성제트에 관해 주로 실험적으로 연구가 진행되어 왔다. 하지만 위의 연구는 주로 평균속도, 압력 그리고 레이놀즈 응력의 변화과정에 관해서만 수행되어 왔고 이들의 변화과정을 이해하는 데 도움이 되는 난류구조 및 레이놀즈 응력 전달방식의 특성을 살펴보지는

못하였다. 따라서 위의 실험연구는 난류모형의 개발에 있어서 중요한 정보를 제공해주지는 못하는 형편이다.

그래서 본 연구에서는 두 곡면벽제트의 운동량이 동일한 경우를 선택하여 유동의 개괄적인 변화를 살펴본 후에 상호작용 지역에서의 난류모형 개발에 있어서 매우 중요한 길이척도, 3차 모멘트, 그리고 레이놀즈 응력전달방정식에 나타나는 각항의 기여도 등을 실험을 통하여 살펴보고자 한다.

2. 실험장치 및 측정방법

본 연구에 사용되었던 실험장치를 Fig. 2에 간략하게 나타내었다. 송풍기에서 나오는 유동은 실험장치 중심에 위치한 수직 벽에 의해서 둘로 나누어진다. 각 유동은 확산기, 스크린, honeycomb을 포함하고 있는 유동안정실 (settling chamber)을 통과한 후, 수축부와 연결된 제트출구를 통해서 원통면에 접선방향으로 분사된다. 이때 수축부의 수축비는 19 : 1이며, 곡면벽제트의 폭과 높이는 각각

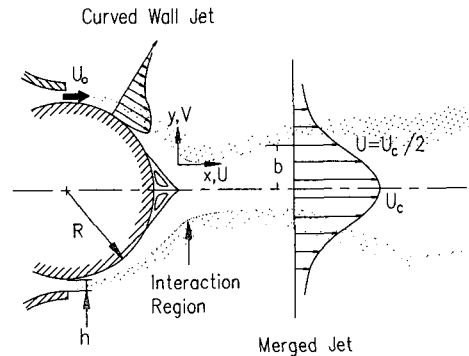
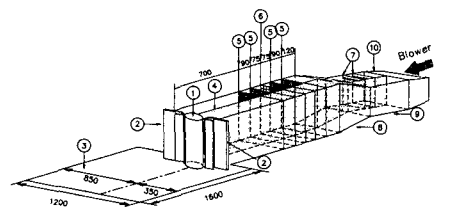


Fig. 1 Schematic of the interaction of two curved wall jets and its coordinate system



- 1 circular cylinder(R=100mm)
- 2 salt height controller
- 3 lower plate
- 4 flow dividing plates
- 5 screens
- 6 flow straightener
- 7 perforated plates
- 8 diffuser
- 9 flow rate control section
- 10 flexible connector

Fig. 2 Schematic of the experimental facility

10 mm, 500 mm이었다. 그리고 제트 폭과 제트출구 평균속도를 기준으로 한 레이놀즈 수는 2.1×10^4 이었다. Fig. 3에는 곡면벽제트 출구에서의 속도분포와 난류도 분포를 나타내었다. Fig. 3에 나타난 바와 같이 원통면에 가까운 곳에서는 제트출구 평균속도보다 1%정도 크고 반대 편은 1%정도 작아 약간 기울어진 형태의 속도분포를 나타내었다. 제트출구에서의 난류도는 비교적 균일하였으며 1%미만이었다. 기타 실험장치에 대한 상세한 설명은 류호선⁽⁶⁾에 잘 나타나 있다.

평균 및 요동(fluctuating) 속도를 측정하기 위해서는 DANTEC 55M CTA 시스템 및 DISA 55 P61 X-Probe를 사용하였다. 이때 열선은 직경 5 μ m, 길이 1.25 mm인 텅스텐선이 사용되었으며, 실험 중에 열선의 과열비는 0.8로 고정하였다. X-probe의 방향성을 조사하기 위해서 $-45^\circ \sim +45^\circ$ 범위 내에서 yaw test를 수행하였으며, CTA시스템의 출력을 속도로 환산할 때 yaw test 결과를 이용하였다. 열선풍속계의 출력은 WAVEFORM ANALYZER(DATA 6000 MODEL611)를 사용하여 floppy disk에 저장한 후, personal computer에서 Bruun⁽⁷⁾의 공식을 사용하여 순간적인 속도로 환산되었다. 또한 열선풍속계의 검정은 해상도가 0.0013 mm인 Dwyer micromanometer를 사용하였다. 열선풍속계를 이용하여 난류특성(속도 및 레이놀즈 응력 등)을 측정하고자 할때, 유동의 난류도가 열선풍속계의 정확도에 많은 영향을 미친다는 것은 잘 알려진 사실이다. 그런데 Fig. 1에 나타

난 상호작용지역에서의 난류도는 매우 크리라고 예상되어, 난류도 40%미만인 유동에서도 정확하게 난류특성을 파악할 수 있는 Müller⁽⁸⁾의 보정방법을 사용하여 속도, 레이놀즈 응력, 그리고 3차 모멘트를 보정하였다.

난류모형 개발에 있어서 매우 중요한 시간 혹은 길이척도와 밀접한 관련이 있는 것 중의 하나가 난류에너지 소멸율항이다. 지금까지 난류에너지 소멸율을 측정하기 위한 여러 방법이 제시되었지만,⁽⁹⁾ 주로 사용되었던 방법은 난류의 등방성 혹은 비등방성 특성을 약간 고려하였을 뿐이다. 이는 난류에너지 소멸율을 정확하게 측정하기 위해서는 매우 정밀한 계측장비와 많은 시간과 노력이 필요하기 때문이다. 최근에 Browne et al.⁽¹¹⁾은 반류(wake) 유동에서 난류에너지 소산율에 나타나는 12항 중에 9항은 직접 측정하고 나머지 3항은 등방성 난류로 가산하여 측정 및 검토 한 후에 다음과 같은 식을 사용할 것을 추천하였다.

$$\epsilon = 3v \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (1)$$

이 식을 사용하여 얻은 결과를 기존의 등방성 난류로 가정한 식과 그리고 Wagnanski & Fiedler⁽⁹⁾의 측정방법과 비교한 결과, 가장 실측치와 유사한 값을 나타내었다. 그래서 본 연구에서는 식(1)을 사용하여 난류에너지 소산율을 측정하였다. 식(1)을 이용하여 난류에너지 소멸율을 측정하기 위해서는 parallel probe가 필요한 데, 본 연구에서는 DANTEC 55P71 parallel probe를 사용하였다. 사용되었던 parallel probe는 길이 1.25 mm, 직경 5 μ m, 그리고 두 probe의 간격은 0.4 mm이었으며 이 때 열선의 과열비는 0.8로 고정하여 사용하였다. 그런데, 두 probe 간의 거리는 적어도 Kolmogorov 길이 보다는 작은 크기를 가져야 식(1)의 둘째 및 셋째 항을 바로 측정할 수 있다. 그러나 난류에너지 소멸율 측정 결과, Kolmogorov 길이가 가장 짧을 것으로 예상되는 지점에서의 Kolmogorov 길이는 두 probe 간격의 0.1 정도에 지나지 않았다. 이러한 경우에 식(1)을 그대로 사용하면 많은 측정 오차가 발생하게 된다. 그래서 본 연구에서는 Browne et al.⁽¹⁰⁾이 제안한

$$\left(\frac{\partial \bar{\beta}}{\partial r} \right)^2 = 2\beta^2 \frac{(1-\rho_\beta)}{\beta^2} \quad (2)$$

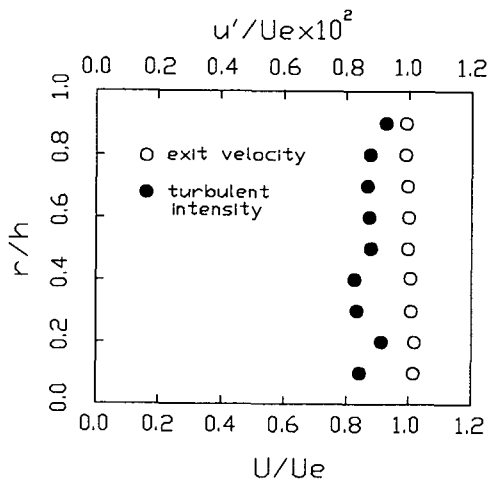


Fig. 3 Velocity and turbulent intensity profiles at the curved wall jet exit

$$\text{여기서 } \rho_\beta = \frac{\overline{\beta_1(t)\beta_2(t)}}{\beta_1\beta_2}, \quad \beta^2 = \frac{1}{2}(\overline{\beta_1^2} + \overline{\beta_2^2})$$

의 관계식을 사용하였다. 여기서 r 는 식(1)에서의 y, z 이고 p 는 두 열선간의 거리를 나타낸다. 그리고 식(1)의 첫째 항은 $\partial u/\partial x = -U_c^{-1} \partial u/\partial t$ 로 표현되는 Taylor의 가정을 사용하였다. 여기서 U_c 는 대류속도인데 본 연구에서는 그 지점에서의 평균속도로 대치되었다.

본 연구결과를 난류모형 개발에 이용하려면 실험의 불확실성을 살펴보아야 한다. 난류에너지 소산율을 제외하고 측정된 data는 Moffat⁽¹¹⁾이 제안한 방법에 따라 불확실성(20:1 odds)을 평가하여 Table 1에 나타내었다. 난류에너지 전달 및 레이놀즈 응력 전달방정식에 나타나는 생성항은 16% 그리고 대류항과 속도확산항의 불확실성은 약 20% 미만이었다. 그러나 소산율항과 요동압력 관련 전달항의 불확실성에 대한 평가는 체계적으로 접근하기가 어렵다. 그래서 난류에너지 소산율 측정오차는 Browne et al의 실험에 나타난 본 연구에서 사용되었던 측정방법과 난류에너지 소산율 거의 모든 항을 측정한 결과와의 차이, 그리고 기타 측정과정, 불확실성을 합하여 Table 1에 나타내었다. 후향계단과 같이 복잡한 유동에서 난류에너지 전달에 대한 측정의 불확실성이 30%인 것⁽¹²⁾을 감안한다면 본 연구의 불확실성 수준은 난류에너지 및 레이놀즈 응력 전달의 각 항을 살펴보는 데 충분하리라고 사료된다.

3. 실험결과

서론에서 언급하였듯이 곡면벽제트는 상호작용점

Table 1 Uncertainty estimation of the present experiment(at 20:1 odds)

Measured quantities	Uncertainty(%)
$\delta U/U_{max}$	1.10
$\delta \overline{uu}/\overline{uu}_{max}$	3.74
$\delta \overline{uv}/\overline{uv}_{max}$	7.22
$\delta \overline{vv}/\overline{vv}_{max}$	5.51
$\delta \overline{uuu}/\overline{uuu}_{max}$	13.26
$\delta \overline{uuv}/\overline{uuv}_{max}$	10.09
$\delta \overline{uvv}/\overline{uvv}_{max}$	11.07
$\delta \overline{vvv}/\overline{vvv}_{max}$	12.58
$\delta \epsilon/\epsilon_{max}$	24.7

에 접근하면서 상호작용 지역의 강한 역압력 구배에 의해서 원통면으로부터 분리된 후에, 반대편에서 다가오는 제트와의 충돌 및 상호작용 과정을 거쳐 하나의 자유 전단층을 형성한다. 이 전단층은 점차 발달하여 원통면으로부터 일정한 거리 이후부터는 합성제트 고유의 특성을 갖게되며, 궁극적으로 속도 및 레이놀즈 응력 분포는 상사성을 갖게된다. 특히 상호작용 지역에서의 압력, 속도 및 레이놀즈 응력 등의 변화과정은 서로 다른 전단층의 합성과정을 이해하고 난류모형을 개발하는 데 있어서 매우 중요한 정보를 제공해줄 것이다.

유동의 전반적인 변화 특성을 나타내기 위해서 Fig. 4에는 중심선을 따른 속도 및 압력변화 양상을 나타내었다. 제트중심에서의 압력은 직경 1.7 mm인 피토히관으로 측정하였다. Ower and Pandhurst⁽¹³⁾가 지적하였듯이 난류도는 정압 측정에 영향을 미칠수 있다. 하지만 본 연구에서는 합성제트 중심에서 압력 변화 양상만 관찰하려고 하였기 때문에 특별한 보정은 시도하지 않았다. Fig. 4의 $x/h=2$ 에서 가장 높은 압력을 나타내며, 이 압력은 급속히 감소하다 매우 완만하게 대기압으로 회복되는 특성을 나타내고 있다. 가장 높은 압력을 나타내는 지점에서는 두 제트가 충돌하는 것으로 생각된다. 그리고 압력이 급격히 감소한 후에 약간의 과도응답 과정을 통해서 압력이 서서히 회복되는 특성이 흥미롭다. 제트중심에서의 속도는 압력에너지가 운동에너지로 바뀌어 가속되다가, $x/h=6$ 에서 최고치를 나타낸 후 서서히 감소하다 $x/h=20$ 이후에서는 $x^{-1/2}$ 로 감쇄하는 경향이 나타

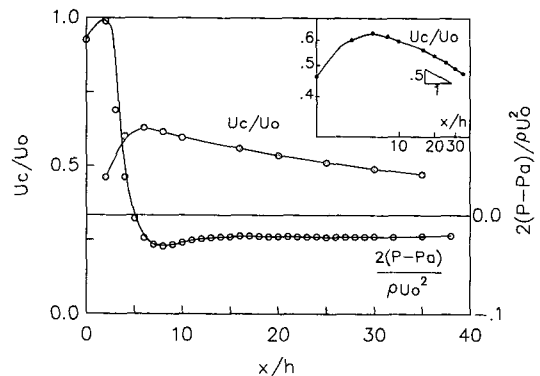


Fig. 4 Velocity and pressure variations along the centerline of the merged jet; open symbol : static pressure close symbol : centerline velocity

나고 있다. 여기서 보통의 이차원제트(plane jet)는 특정의 지점을 지나서 $x^{-1/2}$ 로 감쇄한다는 것^(14,15)을 상기하면 이 지역에서의 합성제트 특성은 일반 이차원제트 특성과 유사하리라는 것이 쉽게 예상된다.

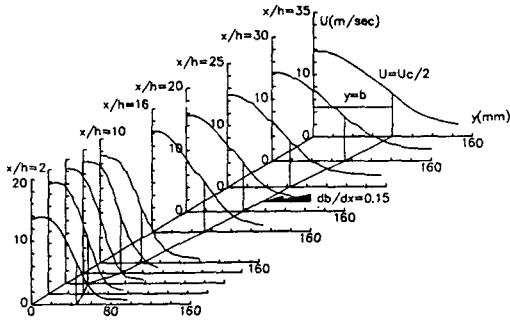


Fig. 5 Longitudinal velocity profiles of the merged jet

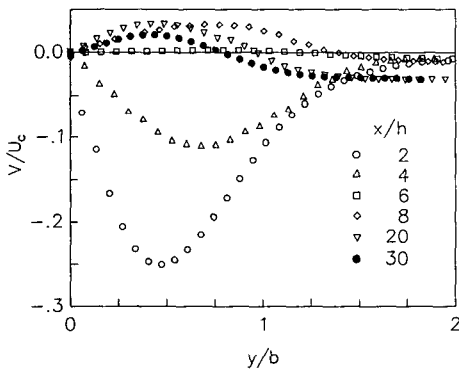


Fig. 6 Lateral velocity profiles of the merged jet

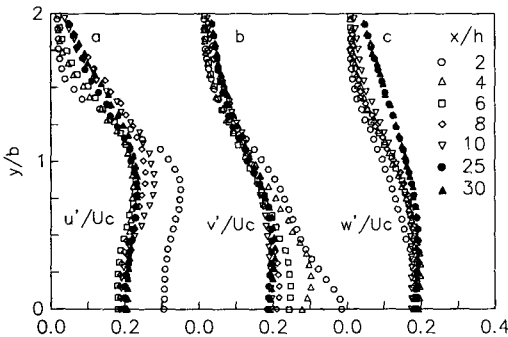


Fig. 7 Turbulent intensity profiles of the merged jet;
(a) Longitudinal component
(b) lateral component
(c) transverse component

Fig. 5에는 유동방향 속도(longitudinal velocity)를 나타내었다. 두 제트가 충돌하는 $x/h=2$ 에서는 최대속도 지점이 제트중심에 위치하지 않고 $y/b=0.25$ 에 위치하고 있다. 이것은 두 제트가 합성되는 과정을 밟고 있다는 것을 단적으로 나타내고 있는 것이며, 곡면벽제트의 특성이 이 지역에까지 미친다는 사실을 내포한다고 할 수 있다. 최대속도 발생지점은 점차 제트중심으로 이동하면서 보통의 이차원제트 속도분포를 갖는 것을 Fig. 5는 잘 나타내고 있다. 그리고 상호작용 지역에서는 유동이 가속되다 $x/h=6$ 이후에 감소하는 특성이 나타나고 제트반폭이 감소하다가 이 지점을 통과한 후 제트반폭이 선형적으로 증가하는 특성이 두드러진다. 이 지역($x/h>10$)에서의 제트반폭 증가율, db/dx , 은 0.15로, 기존의 Rew and Park⁽³⁾의 합성제트의 제트반폭 증가율과 잘 일치하지만, 크기는 일반 이차원제트^(14,15)의 제트반폭 증가율보다 약 1.5 배 정도 크다. Fig. 6에는 수직속도를 나타내었는데, $2 \leq x/h \leq 6$ 에서는 모든 영역에서 제트 중심을 향하는 데, 이는 Fig. 5에 나타난 바와 같이 제트 반폭이 줄어든다는 것을 의미한다. 이 지점을 통과한 후에는 제트중심 지역에서는 제트 바깥쪽으로 제트내지에서는 제트중심을 향하는 양상을 나타내고 있다. 이러한 경향은 일반 이차원제트에서 전형적으로 나타나는 현상이다.

Fig. 7에는 합성 제트의 세 성분에 대한 난류도($u'/U_c, v'/U_c, w'/U_c$)를 나타내었다. 상호작용지역에서의 난류도를 살펴보면 u'/U_c 와 v'/U_c 가 상당히 큰 반면에 w'/U_c 는 상사성을 갖는 지역의 난류강도와 비슷한 특성을 갖는 것이 특이하다. 그리고 u'/U_c 가 상호작용지역에서 v'/U_c 보다 빨리 감소하는데, 다음과 같이 각 방향의 수직응력 생성향을 살펴보면 쉽게 이해할수 있다. 이차원 직교좌표계에서 유동방향과 수직방향에 대한 각 수직응력(normal stress)의 생성향 Pu^2 와 Pv^2 은 각각

$$p_{u^2} = -2(\overline{u^2} \frac{\partial U}{\partial x} + \overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y}) \quad (3)$$

$$p_{v^2} = -2(\overline{v^2} \frac{\partial V}{\partial y} + \overline{uv} \frac{\partial V}{\partial x}) \quad (4)$$

과 같이 표현된다. 상호작용 지역에서는 전체적으로 유동이 가속되기 때문에 $\partial U/\partial x > 0$, 연속방정식에 의해서 $\partial V/\partial y < 0$ 인 관계를 나타낸다. 그리고 제트 중심부근에서는 $\partial U/\partial y$ 는 매우작으며 $\partial V/\partial x > 0$ 이다. 여기서 $x/h=4$ 에서는 $\overline{uv} \approx 0$ 인 관

제를 만족하기 때문에 (Fig. 8참조), $p_{v2} < 0$ 그리고 $p_{u2} > 0$ 인 관계를 갖고 이 지역에서 v' 는 u' 는 보다 크기때문에 p_{u2} 는 음의 부호를 갖으며 그 크기도 양의 크기를 갖는 p_{v2} 보다 작게 된다. 따라서 유동 방향 난류도 u'/U_c 가 v'/U_c 보다 빨리 감소하게 된다. 또한 상호작용지역을 통과하면서 u'/U_c 는 상사성지역의 난류도분포를 갖지만, 수직방향 난류도는 상호작용지역을 통과하여도 계속 감소한 후에 상사성 지역의 난류도 분포를 갖는다.

Fig. 8에는 합성제트의 전단력 분포의 변화과정을 나타내었다. $x/h=2$ 인 지점에서는 음의 부호를 가지고 비교적 큰 전단력을 나타내고, $x/h=4$ 에서는 전단력이 거의 0이다. Fig. 5와 6의 속도분포를 고려하면 이지역에 역구배 전단력이 존재하며 이 지역에서 특히 $x/h=2$ 인 지점의 속도구배와 레이놀즈 응력을 고려하면 난류에너지의 생성항이 음의 부호를 갖는 것이 특이하다. 이는 기존의 2-방정식 난류모형에서 흔히 쓰는 혼합층 이론이 타당하지 않다는 사실을 의미하며, 두 제트의 상호작용 과정을 모사하려면 위의 유동특성을 나타낼 수 있는 난류모형을 사용해야 한다는 사실을 나타내는 것이다. 이러한 역구배 전단력은 두 벽면제트의 상호작용에 의한 합성제트의 형성과정에서도 관찰된 바가 있다⁽¹⁾.

Fig. 9에는 상호작용 지역을 중심으로한 합성제트의 3차 모멘트의 변화를 나타내었다. 또한 본 연구의 합성제트와 이차원제트의 3차 모멘트 특성을 비교하기 위해 이차원제트(상사성 지역)의 3차 모멘트도 함께 나타내었다. 이미 상호작용 지역에서 레이놀즈 응력의 변화가 상당히 심하다는 것을 언급한 바 있다. 이와 마찬가지로 3차 모멘트의 변화도 심하다는 것을 Fig. 9는 잘 나타내고 있다. u'/U_c 는 급격히 감소하는 반면, v'/U_c 는 점차 감소하는 양상이 두드러진다고 이미 언급한 바가 있다. \overline{uuu}/U_c^3 와 \overline{vvv}/U_c^3 의 변화형태도 u'/U_c 와 v'/U_c 의 매우 유사하다는 것이 흥미롭다. 상호작용 지역에서의 \overline{uuv}/U_c^3 와 \overline{uvv}/U_c^3 의 부호는 상사성 지역에서의 \overline{uuv}/U_c^3 와 \overline{uvv}/U_c^3 의 부호와 반대인 현상이 특이하다. 그리고 상사성 지역에서의 모든 3차 모멘트는 \overline{uvw} 를 제외하고 보통의 이차원제트⁽¹⁵⁾와 매우 유사하다.

Huang and MacInnes⁽¹⁷⁾는 두 평면벽제트의 상호작용에 관한 수치적 연구에 있어서 두 제트가 상호작용하는 과정에서는 각각 다른 제트의 에디가

상호작용 지역으로 접근하면서 에디가 충돌 및 상호작용하여 에디의 형태가 급격히 변화하는 collective interaction이 발생하며, collective interaction 과정에서 난류길이 척도의 변화가 상당히 심하다고 하였다. 그래서 본 연구에서도 적분길이(integral length scale)를 통하여 난류길이 척도 변화과정을 살펴본 결과, Fig. 10에 나타난 바와 같이 상호작용 지역에서의 난류길이의 변화는

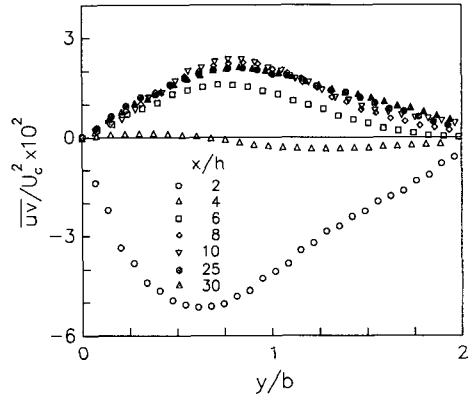


Fig. 8 Shear stress profiles of the merged jet

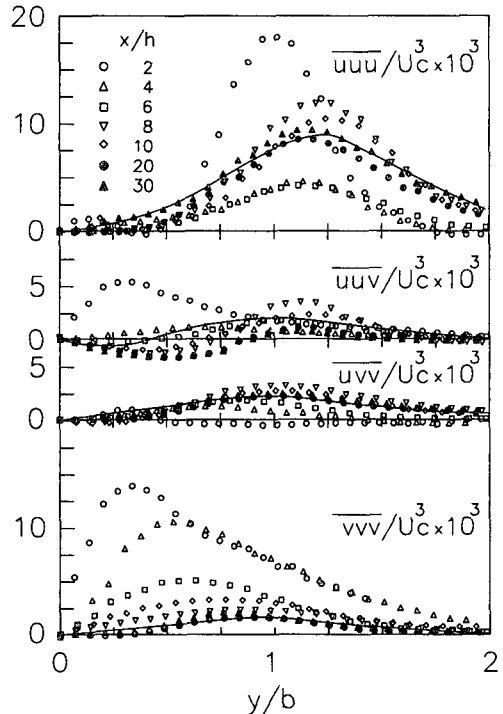


Fig. 9 Triple moment profiles of the merged jet; - Gutmark & Wygnanski⁽¹⁵⁾

상당히 심하다. 보통 이차원제트에서는 전반적으로 $2Lu=Lv$ 인 관계를 유지하지만 상호작용 지역에서는 $5Lu=Lv(x/h=2)$ 정도인 지역이 나타나는 점과 Fig. 8에 나타난 바와 같이 제트중심에서 v' 가 상당히 큰 것을 고려한다면 이 지역의 에디가 합성제트 중심선을 중심으로 상하로 요동하기 때문이라고 사료된다. 제트중심선 부근에서의 요동속도 스펙트럼을 살펴본 결과 특별한 주파수가 나타나지 않는 것으로 보아 이 지역의 에디는 불규칙하게 움직인다는 것을 의미하는 데 이는 Huang and MacInnes의 관찰과 잘 일치한다. 그리고 상호작용 지역을 벗어나면서 합성제트의 난류길이의 비는 제트중심과 제트외지의 일부분을 제외하고는 $2Lu=Lv$ 인 관계를 유지하며 그 분포도 이차원제트와 유사한 양상을 나타내고 있음을 Fig. 10은 잘 나타내고 있다.

난류에너지와 전단력 등의 변화과정을 구체적으로 파악하기 위해서는 이들 지배방정식에 나타나는

항들을 살펴보아야 한다. 이들의 방정식은

$$\begin{aligned}
 \frac{U_i \overline{\frac{\partial u_i u_j}{\partial x_1}}}{i} &= - \frac{\left(\overline{u_i u_1} \frac{\partial U_j}{\partial x_1} + \overline{u_j u_1} \frac{\partial U_i}{\partial x_1} \right)}{ii} \\
 + \frac{\frac{\rho}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}{iii} + \frac{\frac{\partial}{\partial x_1} (\overline{u_i u_j u_1})}{iv}}{v} \\
 - \frac{\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{p u_j}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{p u_i}) \right)}{v} - 2v \frac{\frac{\partial u_i}{\partial x_1} \frac{\partial u_i}{\partial x_1}}{vi} \quad (5)
 \end{aligned}$$

과 같이 나타낼 수 있다. 식(5)에서 i 는 대류항, ii 는 생성항, iii 은 재분배항, iv 는 속도확산항, v 는 압력확산항, 그리고 vi 는 소멸물항을 나타낸다. 현 수준에서 요동압력과 관계된 항(iii , v 항)은 현 수준에서 직접 측정하기가 불가능하다. 그래서 본 연구에서는 지배방정식에서 측정할 수 있는 항을 측정된 후에 유동 압력과 관계된 항은 지배방정식의 차에 의하여 구하였다. 즉 난류에너지 전달방정식에서는 재분배항이 0이기 때문에⁽¹⁸⁾ 난류에너지 전달에서는 압력확산항이 바로 구해지고, 전단력 전달에서는 압력확산항과 재분배항의 합이 구해진다. 편의상 요동압력과 관련된 항을 압력전달항이라고 칭한다. 난류에너지 전달방정식에 나타나는 vww 항은 바로 측정하기에는 매우 복잡하기 때문에 Heskestad⁽¹⁹⁾가정을 사용하였다. 이 가정의 정확성은 Gutmark and Wynanski⁽¹⁵⁾에 의해서 입증된 바 있다.

Fig. 11에는 두 제트가 서로 상호작용하는 지역 ($x/h=4$)의 난류에너지 전달방정식에 나타나는 모든 항을 나타내었다. Fig. 11을 살펴보면 속도확산, 대류, 생성항 등은 제트 중심부근을 제외하고 난류에너지 전달에 커다란 기여는 없고, 압력확산과 소멸물항이 가장 커다란 역할을 하는 것이 두드러진다. 특히 압력확산 항은 확산항이라는 의미와 다르게 이 지역의 압력확산항이 'gain' 역할을 하는 것이 두드러진다. 보통 두 제트의 충돌이 발생하는 경우, 요동압력의 크기(r.m.s. 크기)는 보통 전단층의 그것보다 상당히 크다는 것은 이와 잘 알려져 있다.⁽²⁰⁾ Lumley⁽²¹⁾는 압력구배와 요동속도 간의 상관관계에 있어서 통상적으로 이 항을 재분배항과 압력확산항으로 나누는 것은 유일하지 않으며, 임의의 한 단면에서 압력확산항을 적분하지 않았을 때 0이 되지않는 것은 난류에너지가 포텐셜에너지의 한 형태인 압력에너지로의 전환 혹은 이와 반대 현상이 발생하기 때문이라고 하였다. 이와 같은 사

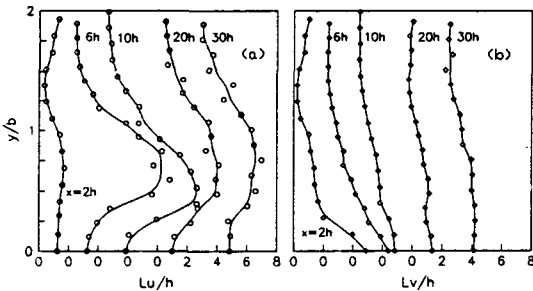


Fig. 10 Integral length scales of the merged jet; (a) longitudinal component (b) lateral component

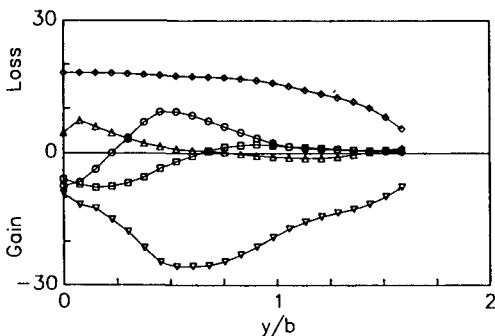


Fig. 11 Turbulent kinetic energy budget at $x/h=4$: ○ convection, Δ velocity diffusion, □ dissipation, ∇ pressure diffusion. All terms are normalized by $10^3 \times b/U^3$

실을 근거로 한다면, 압력확산항이 Fig. 11과 같은 분포를 같은 것은 두 제트의 충돌과정에 생겼던 요동압력 에너지가 상호작용 지역을 벗어나면서 난류에너지로 바뀌기 때문이라고 할 수 있다.

상호작용 지역에서는 곡면벽제트의 에디가 커다란 변형없이 이 지역에 접근하다가 반대편에서 다가오는 에디와 충돌을 하여 에디의 형태가 급격히 변화하고 이와 같은 에디의 변화는 전단력 변화에 결정적인 역할을 한다고 이미 언급한 바 있다. 급격한 전단력의 변화는 전단력 기울기와 밀접하게 관계된 대류항의 역할이 상대적으로 커지게 한다는 것을 예상할 수 있는데, Fig. 12는 이러한 특성을 잘 나타내고 있다. 한편 대류항과 주로 조화를 이루는 항은 생성항과 압력전달항(압력확산항과 재분배항을 구분하기는 사실상 불가능 함)이다. 보통 재분배항 혹은 등방성복귀항은 전단력을 감소시키는 역할을 한다. 그러나 이 지역에서 전단력이 거의 0인 상태이기 때문에 Fig. 12에 나타난 압력전달항은 재분배항의 영향을 크게 받지 않는다고 예상된다. 따라서 이 지역에서 압력확산 항의 역할이 상대적으로 매우 큰 역할을 한다고 할 수 있다.

Fig. 13~14에는 상사성지역에서의 난류에너지와 전단력에 나타나는 모든 항을 나타내었다. 보통 이차원제트 상사성지역에서 난류에너지 전달에 가장 중요한 항은 생성항, 소산항 그리고 압력확산항이다.⁽¹⁵⁾ 그리고 전단력 전달에 있어서는 생성항과 압력전달이 그리고 크기는 상대적으로 작지만 대류항과 속도확산항이 조화를 이루고 있는데,⁽²²⁾ Fig. 13~14는 이러한 특성을 잘 나타내고 있다. 따라서 상사성지역에서는 난류에너지 및 전단력 전달 특성이 이차원제트와 매우 유사하다고 할 수 있다.

이미 지적하였듯이 상호작용 및 상사성 지역에서 압력전달항은 난류에너지와 전단력 전달에 있어서 매우 중요한 역할을 한다. 재분배항이 첨가되지 않은 난류 에너지의 압력전달항은 압력확산항을 나타낸다. 이러한 압력확산항은 상호작용 지역과 상사성 지역에서, 난류에너지 전달에 매우 지배적인 역할을 한다는 것을 고려하면(Fig. 11, Fig. 13) 기존의 레이놀즈 응력모형⁽²³⁾(이후에는 RSM이라 칭함)은 압력전달항의 역할을 간과했다고 할 수 있다. 기존에 RSM 개발에 있어서 속도확산에 대한 연구는 비교적 많았으나,⁽²⁴⁾ 압력확산에 대한 연구는 Lumley⁽²⁵⁾가 경계층 벽면에서 압력확산이 수직

방향 요동속도를 억압하는 역할을 하도록 제안한 등방성 모형 정도이다. Lumley의 모형은 단순히 속도확산항과 유사한 역할을 한다. 그러나 Fig.

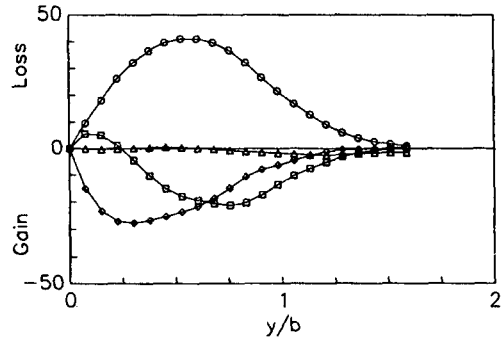


Fig. 12 Shear stress budget at $x/h=4$: \circ convection, \triangle velocity diffusion, \square production, \diamond dissipation, ∇ pressure transport, All terms are normalized by $10^3 \times b/U_s^2$

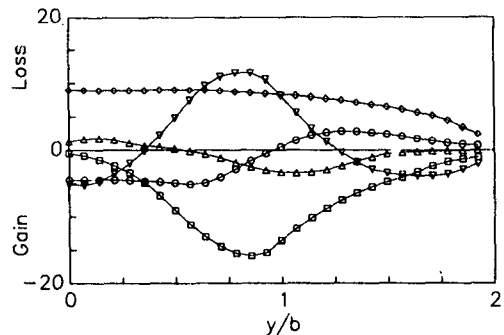


Fig. 13 Turbulent kinetic energy budget at $x/h=30$: \circ convection, \triangle velocity diffusion, \square production, \diamond dissipation, ∇ pressure transport, All terms are normalized by $10^3 \times b/U_s^2$

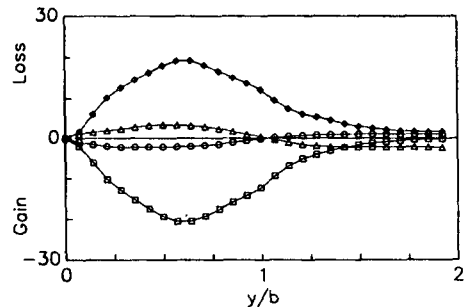


Fig. 14 Shear stress budget at $x/h=30$: \circ convection, \triangle velocity diffusion, \square production, ∇ pressure transport, All terms are normalized by $10^3 \times b/U_s^2$

11과 13의 속도확산항과 압력확산항을 살펴보면 Lumley의 가정은 실험 결과와 다른 양상을 나타내고 있다. Lin and Wolfstein⁽²⁶⁾는 등방성 가정을 사용하지 않고 two-point correlation 방정식을 만족하는 RSM을 개발하는 데 있어서, 압력전달항은 속도확산항, 생성항 그리고 소산율항의 합의 형태로 나타내진다고 하였다. 이러한 사실을 고려하면 RSM개발에 있어서 많이 사용되는 Hanjalic and Launder⁽²³⁾와 같이 압력전달항을 재분배항과 압력확산항으로 분리한다면, 재분배항을 새롭게 정리하고 압력확산항은 속도확산항, 생성항 그리고 소산율항이 포함되는 형태가 되어야 할 것이다.

4. 결 론

본 연구에서는 열선풍속계를 이용하여 원통주위를 따라 흐르는 두 곡면벽제트의 상호작용에 의해 형성된 합성제트의 평균속도, 레이놀즈 응력, 3차 모멘트, 적분길이 등의 특성을 살펴보았으며, 이를 이용하여 난류에너지와 전단력의 전달방정식에 나타나는 각 항을 살펴보았다.

상호작용 지역에서는 레이놀즈 응력, 3차 모멘트 그리고 적분길이의 변화가 상당히 심하였다. 특히 이 지역에서의 적분길이는 국부적으로 $5Lu = Lv$ 인 곳이 존재할 정도로 합성제트 중심에서 요동이 심하였다. 이 지역에서 난류에너지와 전달력 전달을 살펴본 결과, 난류에너지 전달에서는 압력확산항과 소산율항이 지배적인 역할을 하였으며, 전단력 전달에서는 대류항이 생성항과 압력전달항의 합과 균형을 이루었다.

상사성지역에서의 레이놀즈 응력, 3차 모멘트는 보통의 이차원제트와 매우 유사하였으며 난류에너지 및 전단력 전달방정식에 나타나는 각항은 보통의 이차원제트와 거의 같은 기여도를 나타내었다.

참고문헌

- (1) Gilbert, B.L., 1988, "Turbulent Measurements in a Two-Dimensional Upwash," AIAA J. 26, pp. 10~14.
- (2) 류호선, 박승오, 1991, "두 곡면벽제트의 상호작용에 의해 형성된 합성제트의 난류특성," 한국항공우주학회지, 제 19권 3호, pp. 22~31.
- (3) Rew, H.S. and Park, S.O., 1988, "The Interaction of Two Opposing, Asymmetric Curved Wall Jets," Expt. Fluids 6, pp. 243~253.
- (4) 박승오, 김문상, 1984, "이차원 코안다 노즐제트의 방향성에 관한 실험적인 연구," 한국항공우주학회지, 제 12권 2호, pp. 23~39.
- (5) 박승오, 류호선, 1986, "원통면을 따라 마주보고 흐르는 두 곡면벽제트의 상호작용," 한국항공우주학회지, 제 14권 1호, pp. 30~39.
- (6) 류호선, 1990, "원통주위의 두 곡면벽제트의 상호작용," 박사학위논문, 한국과학기술원.
- (7) Bruun, H.H., 1971, "Linearization and Hot-air Anemometry," J. Phys. E: sci. Instrum. 4, pp. 815~820.
- (8) Müller, U.R., 1982, "On the Accuracy of Turbulent Measurements with Inclined Hot Wires," J. Fluid Mech. 119, pp. 155~172.
- (9) Wagnanski, I. and Fiedler, H., 1969, "Some Measurements in the Self-Preserving Jet," J. Fluid Mech. 38, pp. 557~612.
- (10) Browne, E., Antonia, R.A. and Shah, D.A., 1987, "Turbulent Energy Dissipation in a Wake," J. Fluid Mech. 179, pp. 307~326.
- (11) Moffat, R.J., 1988, "Describing the Uncertainties in Experimental Results" Expt. Thermal and Fluid Sci., Vol. 1, pp.13~17.
- (12) Chandrasuda, C. and Bradshaw, P., 1981, "Turbulent Structure of a Reattaching Mixing Layer," J. Fluid Mech., Vol. 110, pp. 171~194.
- (13) Ower, E. and Pandhurst, R.C., 1971, The Measurement of Air Flow, 5th Ed., Pergamon, Oxford.
- (14) Ramaprian, B.R. and Chandrasekhara, M.S., 1985, "LDA Measurements in Plane Turbulent Jets," J. Fluids Eng. 107, pp. 264~271.
- (15) Gutmark, E. and Wagnanski, I., 1976, "The Planar Turbulent Jet," J. Fluid Mech. 73, pp. 465~495.
- (16) Park, S.O. and Rew, H.S., 1991, "Turbulence Measurements in a Merged Jet from Two Opposing Curved Wall Jets," Expt. Fluids 10, pp. 241~250.
- (17) Huang, P.G. and MacInnes, J.M., 1988, "Modeling the Outwash Jet Arising Flow from Two Colliding Turbulent Jets," AIAA/ASME/SIAM/

- APS 1st NFDC, July 24~26, Cincinnati, Ohio, pp. 955~964.
- (18) Hinze, J.O., 1959, *Turbulence*, McGraw-Hill, New York
- (19) Heskestad, G., 1965, "Hot-wire Measurements in a Plane Turbulent Jet," *J. Appl. Mech.* 32, pp. 721~734.
- (20) Nosseir, N., Peled, U., and Hildebrand, G., 1987, "Pressure Field Generated by Jet-on-Jet Impingement," *AIAA J.* 25, pp. 1312~1317.
- (21) Lumley, J.L., 1975, "Pressure-Strain Correlation," *Phys. Fluids* 18, p. 750.
- (22) Rodi, W., 1975, "A Review of Experimental Data of Uniform Density Free Turbulent Layers," in *Studies in Convection*, ed. by Launder, B.E., Academic Press, pp. 79~155.
- (23) Hanjalic, K. and Launder, B.E., 1972, "A Reynolds Stress Model of Turbulence and Its Application to Thin Shear Flows," *J. Fluid Mech.*, Vol. 52, pp. 609~638.
- (24) Launder, B.E., 1989, "Second-moment Closure: Present...and Future?," *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 10, pp. 282~300
- (25) Lumley, J.L., 1975, "Prediction Methods for Turbulent Flow," *Introduction Lecture Series No. 76*, von Karman Inst., Phode-Stgense, Belgium
- (26) Lin, A. and Wolfstein, M., 1979, "Theoretical Study of the Reynolds Stress Equations," *Turbulent Shear Flows -1*, Ed. by Durst F., Springer-Verlag, Berlin, pp. 327~343.