

〈論 文〉

오목면 및 볼록면에 존재하는 난류경계층유동과 경사지게 분사되는 난류제트의 유동특성

이상우* · 이준식** · 이택식**

(1991년 5월 29일 접수)

Flow Characteristics of Inclined Turbulent Jet Issuing into Turbulent Boundary Layer Developing on Concave and Convex Surfaces

Sang Woo Lee, Joon Sik Lee and Taik Sik Lee

Key Words: Turbulent Jet(난류제트), Three Dimensional Velocity(3차원속도), Concave Curvature(오목한 곡률), Convex Curvature(볼록한 곡률), Bound Vortex(바운드와동)

Abstract

Three dimensional velocity measurements of a 35° inclined jet issuing into turbulent boundary layer on both concave and convex surfaces have been conducted. To investigate solely the effect of each curvature on the flow field, streamwise pressure variations are minimized by adjusting the shape of the opposite wall in the curved region. From the measured velocity components, streamwise mean vorticities are calculated to determine jet-crossflow interface. The results on convex surface show that the injected jet is separated from the wall and the bound vortex maintains its structure far downstream. On concave surface, the secondary flow in the jet cross-sections are enhanced and in some downstream region from the jet exit, the flow on the concave surface has been developed to Taylor-Görtler vortices

기 호 설 명

A : 분사관의 단면적, $A = \pi D^2/4$

D : 분사관의 내경

P_r : 경계층유동 바깥에서의 전압력

P_s : 정압

P_{sw} : 벽면정압

$P_{sw,ref}$: 좌표계 원점에서의 벽면정압

P_t : 전압력

r : 분사관의 중심으로부터 반경방향 거리

Re_{pw} : Reynolds 수, $Re_{pw} = \frac{U_{pw}D}{\nu}$

U : x 축방향속도

U_e : 주유동이 없을 때 분사제트 출구에서의 속도

U_j : 제트출구에서의 평균 분사속도,

$$U = \frac{4}{\pi D^2} \int_0^{D/2} 2\pi r U_e dr$$

U_p : 비점성속도 (potential velocity)

U_{pw} : 벽면에서의 비점성속도

V : y 축방향속도

W : z 축방향속도

x : 주유동방향 좌표

y : 반경방향 좌표

z : 폭방향 좌표

*정회원, 서울대학교 대학원

**정회원, 서울대학교 기계공학과

- δ : 경계층두께
 δ^* : 경계층의 배제두께 (displacement thickness)
 θ : 경계층의 운동량두께 (momentum thickness)
 ν : 동점성계수
 ρ : 밀도
 ρ_j : 분사 유체의 밀도
 ρ_∞ : 주유동 유체의 밀도
 Φ_j : 제트출구에서의 평균와도유속 (mean vorticity flux),

$$\Phi_j = \int_0^{D/2} |\vec{\Omega}| U_e 2\pi r dr$$
 $\vec{\Omega}$: 와도벡터 (vorticity vector)
 Ω_j : 제트출구 면적에 대해서 평균된 와도 (spatial mean vorticity), $\Omega_j = \frac{\Phi_j}{U_j A}$
 Ω_x : 유동방향와도 (streamwise vorticity)

1. 서 론

주유동에 분사되는 제트유동은 공학적으로 넓은 범위에서 응용되고 있다. 이같은 유동은 다음과 같이 분류된다. 첫번째 유동형태는 내부유동의 경우로 가스터빈 엔진의 연소실에서 화염을 안정화하거나, 연소생성물을 회색시키기 위한 제트의 분사, 터빈 블레이드의 선단부분을 냉각하는데 사용되는 제트충돌냉각, 그리고 이착륙시의 V/STOL에 의한 유동 등이 있다. 이와는 달리 냉각탑, 굴뚝 등에서의 유동, 강이나 바다로의 폐수나 냉각수의 배출과 관련된 유동, 그리고 고온의 가스 유동으로부터 터빈 블레이드를 보호 냉각하기 위한 막냉각 (film cooling) 등은 외부유동에 속하는 응용 예이다. 특히 막냉각에서는 제트유동이 블레이드의 곡면을 따라서 발달하는 복잡한 난류 경계층유동과 상호작용하므로 터빈 블레이드의 곡률 (curvature) 이 분사제트의 유동에 큰 영향을 준다. 따라서 터빈 블레이드의 효과적인 냉각을 위해서는 벽면의 곡률이 분사제트의 거동에 미치는 영향을 정확하게 이해하는 것이 중요하다.

주유동에 분사되는 3차원 난류원형제트의 유동은 매우 복잡하여 아직까지도 그 유동장이 정확하게 이해되지 않고 있다. 1972년 Kamotani와 Greber⁽¹⁾는 주유동에 수직으로 분사되는 원형제트에 대하

여 속도와 온도를 측정하여 그것들이 주로 주유동과 분사제트의 운동량의 비에 영향을 받으며, 제트의 하류에는 한 쌍의 서로 반대방향으로 회전하는 와동 (counter-rotating vortex) 이 존재함을 보였다. 1976년 Moussa등⁽²⁾은 분사제트의 출구 근처에서 3차원 속도를 측정하여, 제트출구 하류의 바운드와동 (bound vortex) 은 분사관으로부터 나오는 링형상의 와동 (ring vortex) 이 주유동에 의해 재배치 (reorientation) 되어 형성되며, 제트출구의 기하학적 형상이 제트의 유동에 큰 영향을 줌을 밝혔다. 또한 그들은 평균와도 (mean vorticity) 를 근거로 제트경계면을 정의하는 방법을 제안하였다. Crabb등⁽³⁾은 수직원형제트에 대한 연구를 통해서 바운드와동 특성을 확인하였고, 이것이 제트로부터 빠져 나온 유체와 관련이 있음을 보였다. 1984년 Andreopoulos와 rodi⁽⁴⁾는 열선유속계를 이용한 3차원 속도측정으로부터 주유동과 제트의 속도비가 제트의 유동구조를 크게 변화시킴을 보였으며, 속도비에 따른 포괄적인 실험결과를 제시하였다. Andreopoulos⁽⁵⁾는 조건부평균방법을 이용하여, 제트출구 근처에서 주유동보다도 제트가 평균 속도성분에 더 큰 영향을 줌을 밝혔고, 속도측정 결과 및 유동의 가시화를 통해서 새로운 제트의 유동구조를 제안하였다.

실제 터빈 블레이드는 곡률을 가지고 있으며 이 곡률이 블레이드 표면에서 형성되는 경계층유동 뿐만 아니라 제트의 유동에도 큰 영향을 준다. 비점성유동에서 속도가 곡률반경만의 함수일 경우, 오목한 곡률을 가지는 곡면에서의 경계층유동은 불안정하며, 볼록면에서의 유동은 안정하다. 이와같은 비점성유동의 결과가 곡면에서의 난류유동에 엄밀하게 적용될 수는 없지만, 볼록면의 유동중에 포함된 eddy들의 크기가 평판유동의 경우 보다 더 작을 것이라고 가정할 수 있다. 이 결과는 Eskinazi와 Yeh⁽⁶⁾에 의해 실험적으로 입증되었다. 그들은 열선유속계를 사용하여, 볼록면에서의 난류 성분의 값이 크게 감소하며, 특히 주파수 (wave number) 가 작을 경우에 그 감소율이 가장 큼을 보였다. 이것은 볼록면에서 반경방향의 압력구배가 스케일이 큰 eddy들의 크기를 작게 한다는 것을 의미한다. So와 Mellor⁽⁷⁾는 곡률이 비교적 큰 경계층유동에서의 연구를 통해서, 볼록면에서의 난류전단응력이 경계층의 반경방향 중심근처에서 0이 됨을 보였고, 오목면에서는 회전하는 2개의 실린더 사이에서 발

견할 수 있는 것과 동일한 유동방향의 와동이 존재함을 확인하였다. 이러한 유동방향 와동은 오목면 근처에서 유동을 3차원이 되도록 할 만큼 충분히 강함이 밝혀졌다. 1975년 Meroney와 Bradshaw⁽⁸⁾는 곡률이 비교적 작은 경우($\delta/R=0.01$)에 대하여 실험을 하였다. 그들은 곡률이 작음에도 불구하고 전단응력이 뚜렷하게 감소하며, 혼합거리(mixing length)의 값도 평판에서의 그것에 비해 절반 정도로 감소함을 보였다. 그뒤의 연구들⁽⁹⁻¹⁰⁾에서도 이와같은 볼록면에서의 난류 경계층유동의 특성이 입증되었다.

오목한 곡률은 가지는 곡면에서의 난류 경계층유동은 평판이나 볼록면에 비하여 불안정하며 준정상상태(quasi-steady state)의 유동방향 와동들이 생성된다는 사실은 1962년 Tani⁽¹¹⁾에 의해 밝혀진 이래, 그 후 많은 연구들⁽¹²⁻¹⁵⁾에 의해 확인되었다. 난류유동에 있어서 이 유동방향의 와동은 전단층에서의 스케일이 큰 난류성분(large scale turbulence)이나 자유유동에 포함된 비정상 유동성분 때문에 오목면의 폭방향으로 불규칙하게 진동하며 이

동한다. 그렇지만 평균유동의 측정만으로도 폭방향의 유동의 변화를 명확히 관찰할 수 있는데, 이것은 유동방향의 와동이 어느 일정한 위치에 머무려는 경향이 있음을 입증하는 것이다. 이와같이 어떤 특정한 위치에서 유동방향의 와동이 생성되는 것은 오목면으로 접근하는 유동에 포함되어 있는 유동의 정상상태의 교란(steady disturbance)때문임이 밝혀졌다. 이 와동의 폭방향 파장은 경계층두께의 대략 2배 정도이며 그 와동들의 간격과 크기는 초기의 교란의 강도에 의존한다.

본 연구에서는 오목한 곡면과 볼록한 곡면에서 발달되는 난류 경계층유동으로 난류 원형제트가 분사될 때 각각의 곡률이 분사제트의 유동특성에 미치는 영향을 연구하였다. 오목면과 볼록면의 곡률의 강도(δ/R)를 동일하게 하고, 유동방향 압력구배를 최소화하기 위해 Fig. 1과 같이 각각의 곡면에 대해 실험장치를 따로 제작하였다. 분사각도는 유동방향에 대하여 35°로 경사지게 하였는데, 이것은 대부분의 막냉각 연구에서 이와같은 분사각도를 사용하기 때문이다.

2. 실험장치 및 실험방법

실험에 사용된 풍동은 측정단면의 크기가 0.4 m×0.28m인 개방형 풍동으로서 평균속도 10m/s에서 평균속도의 균일도편차는 0.5%이내이며 난류강도는 0.2%이다. Fig. 1에서 주어진 바와 같이 실험장치는 풍동으로부터 나온 균일 유동이 난류 경계층유동으로 발달되는 입구부분과 90°로 휘는 곡면부분, 그리고 곡면을 지난 유동이 다시 회복되는 출구부분으로 나눌 수 있다.

입구부분과 출구부분은 폭이 0.4m인 사각덕트이며 각각의 길이는 0.8m와 0.6m이다. 폭동으로부터 나온 유동은 입구부분의 선단에 설치된 직경 1mm의 trip wire를 지나 난류 경계층유동으로 발달된다. 곡면부분은 두께 12mm인 PVC로 제작하였으며, 오목면의 곡률반경은 0.238m이고 볼록면의 곡률반경은 0.25m이다.

일반적으로 경계층유동이 곡면으로 진입하면 곡면에서의 정압이 크게 변화된다. 곡면에서는 유선의 곡률에 의해 발생하는 반경방향의 압력구배 이외에 오목면에서는 유동방향으로 역압력구배(adverse pressure gradient)가 존재하며, 볼록면에서는 순압력구배(faorable pressure gradient)가 존재하게

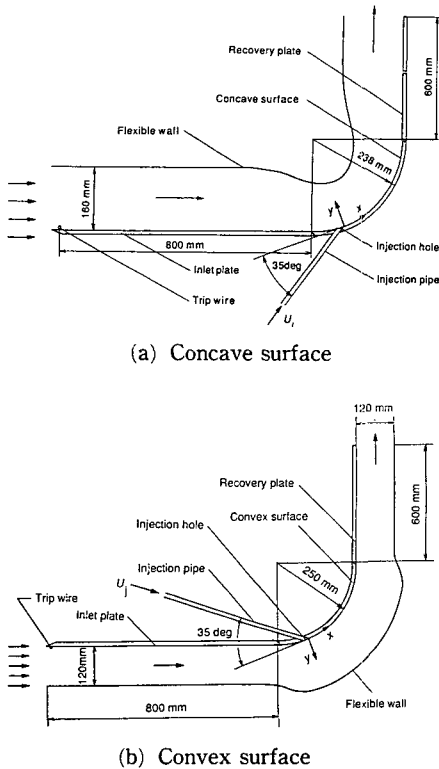


Fig. 1 Experimental arrangement

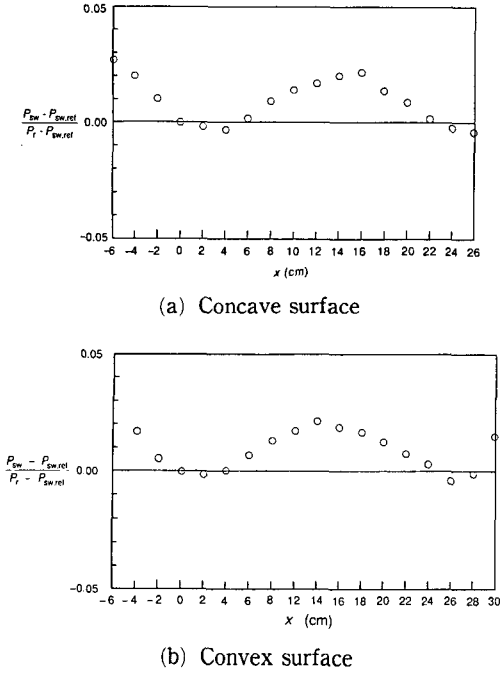


Fig. 2 Wall static pressure distribution along center-line of curved surface

된다. 이와 같은 유동방향 압력구배의 영향을 최소화하고 곡률의 영향만을 고찰하기 위해 곡면부분의 반대 벽의 형상을 대략 Fig. 1과 같이 조정하였으며, 오목면과 볼록면 각각에서 유동방향으로의 정압의 변화가 동압의 3% 이내로 유지되도록 하였다 (Fig. 2). 제트출구는 오목면과 볼록면 모두 곡면의 폭방향 중심선을 따라서 곡면이 시작되는 곳으로부터 80mm 하류에 위치하고 있으며 제트는 유동방향에 대해 35°로 경사지게 분사된다. 분사관의 내경, D 는 24mm이며 그 길이는 1.2m로 충분히 길게 제작하였다. 송풍기로부터 나온 분사공기는 자연 대류의 영향을 최소화하기 위해 열교환기와 plenum을 거쳐 분사관으로 들어가도록 설계하였고, 주유동과 제트의 온도 차이는 0.5°C 이내로 유지하였다.

좌표계는 제트출구의 하류 쪽 끝부분을 원점으로 잡았고, 유동방향을 x 축, 반경방향을 y 축, 그리고 폭방향을 z 축으로 설정하였다.

분사를 근처에서의 3차원 속도측정을 위해서 5공 프로우브 (United Sensor & Control model DC125)를 사용하였다. 이 5공프로우브의 5개의 압력과 yaw 각, pitch각, 그리고 속도의 크기 사이의 관계를

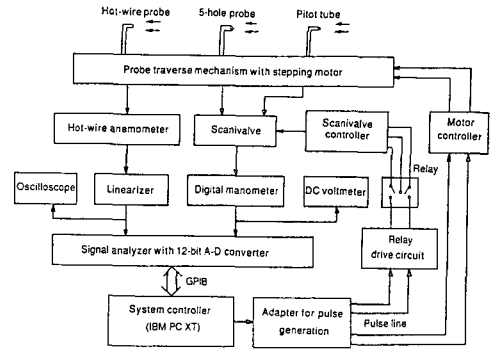


Fig. 3 Schematic diagram of data acquisition system

측정하여 교정곡선들을 얻었으며, 이것으로부터 3차원속도 성분을 구하였다. Fig. 3은 속도 및 압력 측정에 사용된 자료처리시스템의 개략도이다. 프로우브의 이송과 속도 및 압력의 측정은 모두 소형컴퓨터 (IBM XT)에 의해 제어되도록 GPIB와 펄스 발생용어댑터를 이용하여 온라인화 하였다. 프로우브의 이송은 스텝핑모터에 의해 정밀하게 이루어지며, 곡면에서 반경방향으로 프로우브를 이송시키기 위해 임의의 각도로 이송이 가능한 이송장치를 제작하였다. 5공프로우브의 5개 압력을 순차적으로 측정하기 위해서 스캐니밸브 (Scannivalve Corp. model J)를 이용하였으며, 이 장치도 컴퓨터에 의해 통제된다. 압력신호는 계수형 압력계 (YEW2573)에 의해 전기적 신호로 변환되며, 이것은 12비트 A-D변환기가 내장되어 있는 신호분석기 (Iwatsu SM-2100)로 입력되어 GPIB를 통해 컴퓨터로 전달된다.

곡면에서의 경계층유동에 있어서 그 곡률반경이 주어지면 비점성유동의 결과를 이용하여 반경방향 특정 위치에서의 정압을 구할 수 있다. 일반적으로 오목면에서는 벽으로부터 멀어질수록 정압이 감소하며, 볼록면에서는 반대로 증가한다. 따라서 반경방향으로 큰 정압구배가 존재하는 곡면에서의 경계층 속도는 그 위치에서의 전압력 P_t 를 측정하면 다음의 식으로 구해진다⁽⁸⁾.

$$\frac{U}{U_{pw}} = \left[\left(\frac{P_t - P_r}{P_r - P_{sw}} \right) + e^{-2y/R} \right]^{1/2} \quad (1)$$

여기서 P_t 은 경계층 바깥에서의 전압력을 나타내며, P_{sw} 는 벽면에서의 정압, 그리고 R 은 곡률반경이다. 그리고 곡판에서의 비점성속도, U_p 와 벽면에서의 비점성속도, U_{pw} 는 다음과 같이 주어진다.

$$U_p = U_{pw} e^{-y/R} \approx U_{pw} [(1 - y/R) + O(y/R)^2] \quad (2)$$

$$U_{pw} = \left[\frac{2}{\rho} (P_r - P_w) \right]^{1/2} \quad (3)$$

식(2)에서와 같이 비점성속도 U_p 는 반경방향으로 선형적으로 변화하므로 경계층 바깥에서의 유동속도가 평판의 경우처럼 일정하지 않다. 따라서 이 경우에는 항상 벽면에서의 비점성속도, U_{pw} 가 기준속도로 이용되며 경계층의 배제두께(displacement thickness)와 운동량두께(momentum thickness)는 다음과 같이 정의된다.

$$\delta^* \equiv \int_0^\infty \left(1 - \frac{U}{U_p} \right) dy \quad (4)$$

$$\theta \equiv \int_0^\infty \frac{U}{U_p} \left(1 - \frac{U}{U_p} \right) dy \quad (5)$$

Fig. 4는 식(1)을 이용하여 얻어진 곡면의 대칭면에서의 속도 분포들이다. 실선으로 표시된 것은 식(2)으로부터 얻은 비점성속도를 나타낸다. 오목면에서는 벽면에서 멀어질수록 비점성속도가 증가하며, 볼록면에서는 감소한다. 볼록면에서는 폭방향으로의 유동의 변화를 알아보기 위해 z/D 가 -4와 +4인 곳에서 경계층 속도를 측정하였다. 그 결과 폭방향으로의 유동의 변화가 거의 없음을 확인할 수 있었다. 그러나 오목면의 경우에는 연구동향

에서 알 수 있듯이 유동장이 불안정하여 유동방향의 와동들이 생성되므로 기본적으로 3차원 유동특성을 갖는다.

실험시 좌표계의 원점 위치에서의 U_{pw} 를 오목면의 경우 10.1m/s, 볼록면의 경우 10.5m/s로 일정하게 유지하였고, 이곳에서 식(4)로 정의된 경계층 유동의 배제두께는 오목면의 경우 2.16mm, 볼록면의 경우에는 1.86mm이며, 식(5)로 정의된 운동량 두께는 오목면의 경우 1.69mm, 볼록면의 경우에는 1.47mm이다. 또 주유동의 레이놀즈 수 Re_{pw} 는 오목면의 경우 1.55×10^4 이며 볼록면의 경우 1.60×10^4 이었다. 분사속도비 U_j/U_{pw} 는 오목면과 볼록면의 경우 모두 1.78로 유지하였다. 곡률의 강도를 나타내는 δ/R 은 좌표계의 원점에서 오목면과 볼록면 모두 대략 0.06이었다. 측정위치는 x/D 가 -1, 0, 1, 2, 4, 6인 각각의 $y-z$ 단면에서 폭방향으로 z/D 가 0에서 1.5까지 $D/6$ 간격으로 측정하였고, y 축 즉 반경방향으로는 오목면의 경우 $D/12$ 간격으로 1.5D까지 측정하였고, 볼록면의 경우, $D/6$ 간격으로 3D까지 측정하였다. 본 실험의 측정시스템을 이용하여 한 $y-z$ 단면에서의 속도를 측정하는데 약 5시간 정도 소요되었다. 5공포로우브의 측정 오차는 yaw 각과 pitch각 모두 1°이내이며, 압력의 측정오차는 주유동 동압의 1% 이내이다. 전체적인 측정오차를 알아보기 위해 측정영역을 검사체적으로 하여 측정된 속도로부터 질량보존(mass conservation) 여부를 계산해 본 결과, 검사체적으로 들어간 총 질량에 대해 2% 이내로 연속방정식을 만족하였다.

3. 결과 및 검토

3.1 평균속도

주유동에 분사되는 제트의 가장 중요한 특징은 분사제트와 주유동의 상호변형이다. 제트는 주유동에 의해 유동방향으로 휘어지고 반면에 주유동은 장애물에 의해 막혀지는 것과 같은 형태로 변형된다. 그런데 이 유동이 경계층유동에 존재하는 장애물에 의한 유동과 다른 점은 제트가 주유동과 상호작용하면서 주유동 유체를 제트영역으로 흡입하는 것이다. 제트출구의 하류에는 매우 복잡한 3차원 유동의 후류(wake)가 존재한다. 후류영역에서 유동 방향속도 U 는 비교적 작으며, 이곳에서의 압력의 강하는 분사제트를 벽 쪽으로 휘게 하며, 이와

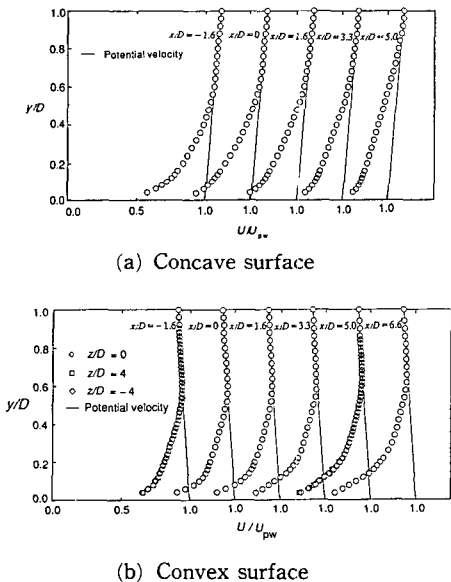


Fig. 4 Boundary layer velocity profiles along symmetric plane of curved surface

함께 주유동 유체를 제트의 대칭면 ($z/D=0$)으로 이동시키는 유동을 유발한다.

Fig. 5와 Fig. 6은 각각 오목면과 볼록면에서의 유동방향속도의 분포를 보여준다. x/D 가 2인 경우 오목면과 볼록면의 속도 분포는 그 범위나 크기의 차이는 있지만, 전형적인 제트 하류에서의 유동특성을 나타낸다. 여기서 점선으로 표시된 부분은 본 연구에서 평균와도(mean vorticity)를 근거로 구한 제트와 주유동의 경계면을 나타낸다. 이와같이 평균와도를 이용하여 제트의 경계면을 구하는 방법에 대해서는 3.3절에 설명되어 있다. 제트의 대칭면 즉 z/D 가 0인 위치에서 반경방향으로 이동함에 따라 유동장은 후류, 제트영역, 그리고 자유유동 구역으로 크게 구분된다. 각 영역 사이에는 속도구배가 큰 전단층(shear layer)이 존재하는데 평균와도 분포로부터 구한 제트의 경계면이 대략 유동방향 속도구배가 최대인 곳과 일치함을 알 수 있다. 오목면의 경우 후류 및 제트영역이 상대적으로 더 벽 쪽에 위치하며 후류의 범위가 볼록면에 비하여 더 좁다. 이에 비하여 볼록면의 경우에는 제트가 벽 쪽으로부터 비교적 멀리 떨어져 있으며 후류영역도 y 방향으로 매우 길게 분포한다. 자유 유동 구역에서 오목면의 유동방향속도가 볼록면의 그것보다 큰 것은 Fig. 4의 경계층유동의 측정결과와 일치한다. x/D 가 2일 때 유동방향속도의 최대값은 오목면의 경우가 더 크며, 후류영역에서의 속도는 볼록면의 경우가 더 작다. 하류로 이동하여 x/D 가 6이 되면 두 경우 모두 x/D 가 2에 비하여 유동방향속도의 구배가 현저하게 작아지고, 제트가 영향을 미치는 범위는 크게 확대된다. 오목면의 경우에는 벽 근처의 속도가 상대적으로 크고, 벽으로부터 어느 정도 떨어진 곳에서의 속도도 그 절대값 뿐만 아니라 속도의 구배도 볼록면에 비하여 비교적 크게 유지된다. 이와는 대조적으로 볼록면에서는 벽 근처에서 분사 제트의 영향이 약화되면서, 다시 경계층유동이 형성되고 있음을 알 수 있다. 이와같이 볼록면에서 분사제트의 제력이 벽면으로부터 급격히 분리되는 것은 본 연구의 제트의 분사속도가 주유동속도보다 훨씬 크므로 제트의 경사분사에 의하여 반경방향으로 벽면으로부터 멀어지려는 운동량과 유동방향 운동량에 의해 야기되는 원심력의 합이 주유동의 유선의 곡률에 의해 발생하는 벽으로 향하는 반경방향 압력구배를 능가하기 때문이다. 그러나 오목면에서는 벽면으로부터 멀어지는 방향으로

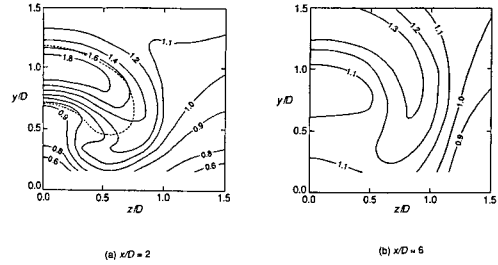


Fig. 5 Contours of streamwise velocity, U/U_{pw} for concave surface

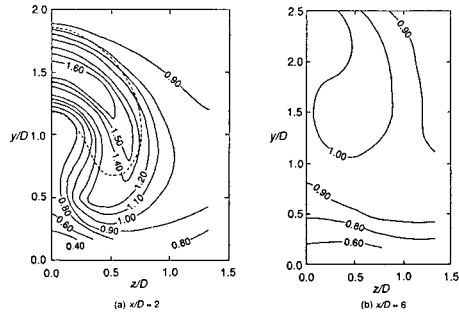


Fig. 6 Contours of streamwise velocity, U/U_{pw} for convex surface

작용하는 주유동의 반경방향 압력구배와 분사제트의 반경방향 운동량이 벽 쪽으로 작용하는 분사제트의 원심력에 비하여 작기 때문에 제트의 제력이 벽 쪽으로 근접하게 된다. 이와 더불어 오목면의 기하학적 형상 때문에, 경사지게 분사되는 제트가 오목면과 충돌하여 벽면제트(wall jet)와 같은 형태로 유동방향으로 밀려 나간다.

Fig. 7과 Fig. 8은 오목면과 볼록면의 $y-z$ 평면에서 존재하는 2차유동의 속도벡터를 보여 준다. x/D 가 2인 경우를 보면, 분사제트의 출구 하류에는 제트의 대칭면을 중심으로 서로 반대방향으로 회전하는 2개의 와동이 존재함을 알 수 있다. 이와 같은 바운드와동은 분사관에서 존재하는 링 형상의 와동이 제트출구를 빠져 나오면서 재배치(reorientation)와 인장(stretching)에 의해서 생성된다고 알려져 있다⁽²⁾. Fig. 7(a)는 x/D 가 2인 경우로 바운드와동의 존재를 명확하게 보여 준다. 제트의 분사에 의해 형성되는 후류영역에서는 압력이 비교적 낮다. 따라서 경계층 유체가 이곳으로 이동하게 되며, 이와같은 경계층 유체의 제트 대칭면으로의 이동은 바운드와동 구조를 강화시키며, 이와 더불어 제트의 단면을 콩팥형상이 되도록 한다. 제트출구

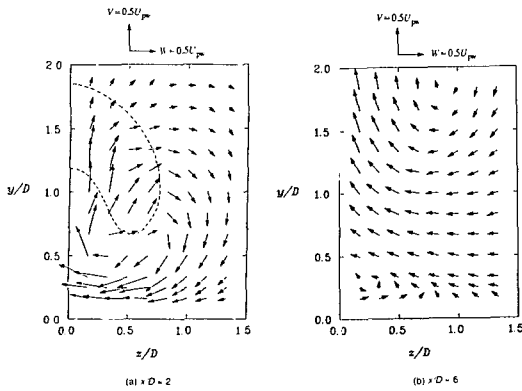


Fig. 7 Projection of velocity on $y-z$ plane for concave surface

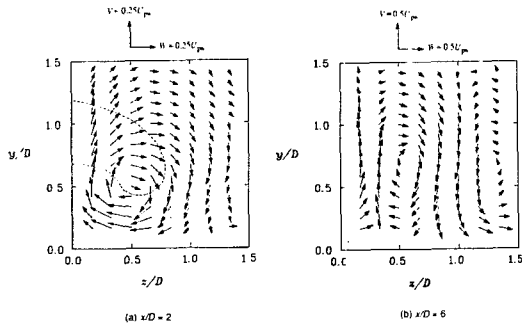


Fig. 8 Projection of velocity on $y-z$ plane for convex surface

를 빠져 나온 유체는 이 $y-z$ 평면에서의 유동과 유동방향속도의 중첩된 형태인 나선형 운동을 하면서 하류로 이동한다. 그런데 z/D 가 1.0과 1.5 근처에서 거의 벽 쪽을 향해 내려오는 $-y$ 방향의 유동이 존재한다. 이 $-y$ 방향 유동은 z/D 가 대략 1.2 근처에서 $+z$ 방향의 유동과 $-z$ 방향의 유동으로 분리되며, 그 일부는 바운드와동으로 나머지는 바운드와동과 반대방향으로 회전하는 와동구조로 이동한다. x/D 가 2에서 하류로 이동하여 x/D 가 6이 되면 $y-z$ 평면에서의 유동구조는 크게 달라진다. 이 위치에서의 가장 두드러진 유동특성은 바운드와동 구조의 약화이다. 이 바운드와동은 대칭면으로의 경계층 유체의 이동으로 그 구조가 지속되는데, Fig. 7(b)에서와 같이, z/D 가 0인 곳의 벽 근처에서 $+z$ 방향의 유동이 발생하여 주유동 유체의 대칭면으로의 이동을 크게 억제한다. 이 대칭면 근처에서의 $+z$ 방향 유동은 오목면의 기하학적 형상 때문에 생성된다. 이 유동은 제트가 벽면에 경

사지게 부딪힐 때 벽면을 따라 발생하는 유동과 흡사하다. 35° 로 경사진 제트는 어느 정도 하류로 이동하면 불가피하게 오목면과 경사지게 충돌하여 대칭면을 중심으로 폭방향으로 밀려 나간다. 이 폭방향 유동은 하류로 이동함에 따라 더욱 커지며, 벽 근처에서 바운드와동의 대칭면으로의 유동과 부딪히며 바운드와동을 약화시킨다. x/D 가 2일 경우와 마찬가지로 z/D 가 1을 전후한 곳에서 오목면 쪽으로의 $-y$ 방향의 유동이 존재한다. 이 벽면으로 내려오는 유동은 z/D 가 0.8 근처에서 대칭면 방향과 $+z$ 방향으로 분리된다. z/D 가 대략 1보다 큰 곳에는 바운드와동과 그 크기와 범위가 비슷하고 그것과 반대방향으로 회전하는 유동방향 와동이 존재한다.

Fig. 8은 블록면에서의 $y-z$ 평면에서의 2차유동을 보여준다. x/D 가 2일 경우 오목면과 마찬가지로 유동방향 와동이 존재한다. 그러나 이 바운드와동의 범위는 크게 확대되고, 와동의 중심도 오목면의 대략 2배인 y/D 가 1.0까지 상승한다. 그리고 오목면의 경우와는 대조적으로 z/D 가 1보다 큰 곳에서도 벽 근처의 유동은 항상 대칭면을 향하고 있다. 이와같은 현상은 블록면에서의 분사제트가 벽면으로부터 급격히 분리됨으로써 발생한다. x/D 가 6이 되면 바운드와동의 중심은 y/D 가 2.0까지 상승하고 대칭면으로의 유동이 전체에 걸쳐 분포한다. 이 경우 특이한 것은 그 크기는 작지만 z/D 가 약 0에서 0.7인 벽 근처에 바운드와동과 반대방향으로 회전하는 와동이 존재한다는 것이다. 분사제트의 출구 가까운 곳에서는 대칭면으로 이동한 주유동 유체는 압력이 낮은 후류영역을 통과해 위로 이동한다. 그러나 제트출구로부터 충분히 떨어진 하류 위치에서는 후류영역의 압력은 다시 회복되는 반면에 벽 근처에서는 블록면의 형상 때문에 압력이 비교적 낮게 유지된다. 그리고 이곳에서는 제트가 벽면으로부터 크게 분리되어 있으므로 벽 근처에서는 제트의 영향이 감소된다. 따라서 대칭면의 양쪽에서 대칭면을 향해 이동한 주유동 유체의 대부분은 대칭면 근처에서 다른 경우와 마찬가지로 $+y$ 반향으로 상승하지만, 벽 근처에서는 벽 쪽으로 내려가는 유동이 존재할 수 있다. 이 벽면으로의 유동은 블록면에 부딪혀 그 면을 따라서 폭방향으로 이동한다. 그러나 그 강도가 상대적으로 작기 때문에 z/D 가 0.7 근처에서 대칭면으로의 유동에 의해 상쇄된다.

3.2 평균와도 분포

오목면과 볼록면에서의 유동방향 와동구조를 이해하고, 제트의 경계면을 정의하기 위해 측정된 단면속도 V, W 로부터 유동방향와도, Ω_x 를 계산하였다. Ω_x 는 x 축에 직각인 $y-z$ 단면에서의 순환(circulation)을 구함으로써 얻어진다. 이와같이 구한 Ω_x 는 분사관에서 그 단면적으로 평균된 평균와도(spatial mean vorticity), Ω_j 로 무차원화하였다. 제트출구에서 나오는 와도의 방향은 항상 분사관의 벽면과 평행하므로 평균와도유속(mean vorticity flux)을 다음과 같이 정의할 수 있다⁽²⁾.

$$\Phi_j = \int_0^{D/2} |\bar{\Omega}| \cdot U_e 2\pi r dr = \pi \int_0^{D/2} r \cdot dU_e^2 \quad (6)$$

이것으로부터 분사관의 단면적에 걸쳐 평균된 평균와도를 다음과 같은 방법으로 구하였다.

$$\Omega_j = \frac{\Phi_j}{U_j A} = \frac{\pi}{U_j A} \int_0^{D/2} r \cdot dU_e^2 \quad (7)$$

여기서 A 는 분사관의 단면적이며, U_e 는 주유동이 없을 때 분사관의 출구에서 측정한 속도이다. 실제로 주유동이 존재하면 제트출구 근처에서의 속도분포는 크게 달라지나, 본 연구에서는 분사관의 길이가 충분히 길기 때문에 이 영향은 고려하지 않았다. 이와같은 방법으로 구한 평균와도 유속은 오목면의 경우 $14.4\text{m}^3/\text{s}^2$, 볼록면의 경우 $15.1\text{m}^3/\text{s}^2$ 이며 Ω_j 는 오목면의 경우 $1744/\text{s}$, 볼록면의 경우 $1784/\text{s}$ 이었다.

Fig. 9와 Fig. 10은 유동방향와도 Ω_x/Ω_j 의 분포를 그린 것이다. 본 연구의 좌표계에서는 바운드와동의 와도는 양의 값을 갖는다. 각각의 곡면에서 제트출구로 접근하는 경계층유동은 $-z$ 방향의 와도를 갖는다. 이 경계층유동은 제트의 분사로 인하여 제트의 돌레로 변형되면서, 일반적으로 경계층유동에 장애물이 있을때 존재하는 것과 동일한 편자형와동(horseshoe vortex)을 생성한다. 이 편자형와동은 항상 바운드와동과 반대방향으로 회전하며, 바운드와동에 비해 그 강도가 훨씬 작다. Andreopoulos등⁽⁴⁾은 평판에서 수직으로 분사되는 유동의 경우, 이 편자형와동이 바운드와동이 위치하는 제트의 아래로 빨려 들어가 소멸된다고 하였다.

Fig. 9는 오목면의 경우에 있어서 Ω_x/Ω_j 의 분포를 보여 준다. 측정영역 중 양의 와도를 갖는 곳은 바운드와동이 존재하는 영역이다. Ω_x/Ω_j 가 최대인 위치는 Fig. 7의 바운드와동의 중심과 거의 일치하

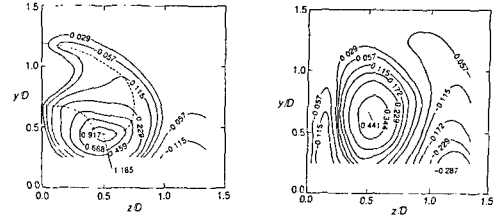


Fig. 9 Contours of streamwise vorticity, Ω_x/Ω_j , for concave surface

며 x/D 가 2일 때 와도의 절대값이 x/D 가 6인 경우 보다 훨씬 더 큼을 알 수 있다. 이것은 하류로 이동함에 따라 바운드와동의 강도가 약화되는 것을 의미한다. x/D 가 2일 경우 z/D 가 1.0과 1.5 사이에 음의 와도를 갖는 영역이 벽 근처에 존재한다. 이곳은 Fig. 7(a)에서와 같이 $-y$ 방향의 유동이 벽 근처에서 $+z$ 방향과 $-z$ 방향으로 분리되면서 생성된 것이다. 이 음의 와도를 갖는 구역은 x/D 가 6이 되면 그 범위가 크게 확대되고 이 음의 와도의 절대값은 바운드와동의 와도와 그 크기가 같아질 정도로 증폭된다. 이와는 반대로 양의 와도를 갖는 범위는 더 좁아지고, 와도의 중심은 x/D 가 2에 비해 조금 상승해 있다. 특히 제트의 대칭면 근처에 음의 와도를 갖는 구역이 존재하고 있는데 이 음의 와도구역을 앞에서 언급한 바와 같이 분사제트와 오목면의 충돌에 의해 발생하는 대칭면에서 $+z, -z$ 방향으로 밀려 나가는 유동이 존재하는 곳과 일치한다.

Fig. 10은 볼록면에서의 와도분포를 나타낸다. 양의 와도를 갖는 영역 즉 바운드와동이 영향을 미치는 곳은 오목면에 비해 매우 넓은 범위까지 확대된다. x/D 가 2일 경우 와도의 최대값은 오목면 보

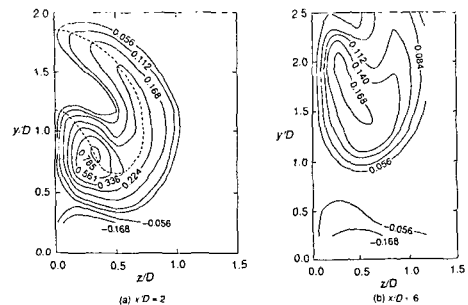


Fig. 10 Contours of streamwise vorticity, Ω_x/Ω_j , for convex surface

다 조금 작으며, 와도가 큰 범위가 y 방향으로 길게 분포하고 있다. x/D 가 6이 되면 양의 와도를 갖는 범위는 벽으로부터 멀리 떨어지고, 그 절대값도 현저히 감소한다. 이때에도 벽 근처에서 와도가 음인 곳이 존재한다. 이것은 벽 근처에서 존재하는 바운드와 등과 반대방향으로 회전하는 와동 때문인데, 이 와동의 와도의 절대값은 바운드와동의 와도와 비슷한 크기이다. x/D 가 6일 때 오목면의 결과와 비교하면, 볼록면에서의 와도의 절대값이 훨씬 작지만, 볼록면의 등와도선은 전형적인 제트 하류에서의 형태를 그대로 유지하고 있다.

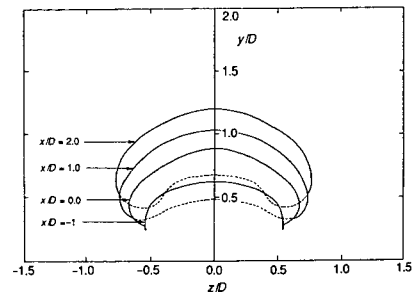
오목면의 곡률은 분사제트와 경계층유동의 혼합을 촉진하여 그 경계의 구분을 어렵게 만들고 $y-z$ 단면에서의 2차유동을 제트출구에서 멀리 떨어진 곳에서도 크게 유지시킨다. 이와같은 오목면의 유동특성은 오목면에서의 반경방향 압력구배가 유동을 불안정하게 만들기 때문에 발생하며, 제트와 오목면의 충돌이 그러한 경향을 심화시킨다. 제트출구 근처에 존재하는 편자형와동은 일종의 정상상태의 교란으로 작용할 수 있다. 따라서 바운드와동의 바깥 쪽에 존재하는 음의 와도를 가지는 와동은 제트출구 근처에서 생성된 편자형와동과도 관련이 있으리라 추측된다. 오목면의 하류 위치에서는 이와같은 와동들에 의해서 $y-z$ 단면 유동이 Taylor-Görtler 와동과 비슷한 유동 형태로 변화된다. 그렇지만 볼록면에서는 오목면의 경우와는 달리 곡률이 유동을 안정화하므로 오목면과 같은 복잡한 유동은 발생하지 않으며, 하류방향으로 이동함에 따라 벽 근처의 유동이 경계층유동의 형태로 되돌아간다.

3.3 제트와 주유동의 경계면

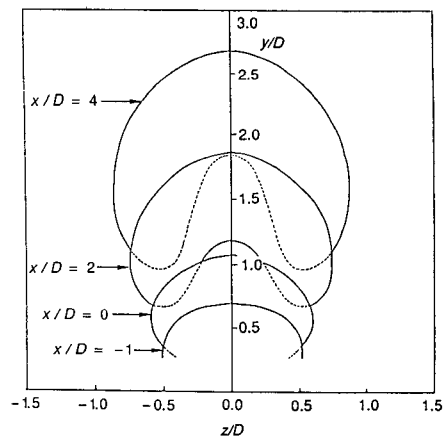
주유동에 분사되는 난류제트 유동에서 제트와 주유동의 경계면을 정확히 구하는 것은 매우 어려운 일이다. 일반적으로 유동변수들과 그것의 도함수들은 연속적으로 변화하므로 특정한 위치를 제트와 주유동의 경계면으로 정의 할 수 있는 몇 개의 기준이 존재한다. 이와같은 변수로는 난류강도, 평균속도구배, 그리고 평균와도 등이 있다. 그러나 난류강도, 평균속도의 구배와 관계 있는 전단력, 그리고 평균와도 등의 최대 위치들이 서로 일치할 수는 없다. Moussa등⁽²⁾의 결과에 의하면 난류강도와 평균와도가 최대인 곳들의 궤적이 충분히 근접되어 있음을 알 수 있다. 따라서 본 연구에서는

Moussa등⁽²⁾의 방법과 같이 평균와도 분포를 이용하여 제트의 경계면을 정의하였다. 본 연구에서는 분사방향이 주유동방향으로 경사져 있으므로, 유동방향을 와도 Ω_x 를 제트경계면 결정의 척도로 사용하는 것이 타당할 것으로 생각된다. Fig. 9(a)와 Fig. 10(a)는 와도분포로부터 제트의 경계면이 어떻게 정의되는지를 보여 준다. 즉 주유동 영역에서 제트 쪽으로 이동할 때 유동방향와도가 최대인 위치를 반드시 지나게 되는데, 이 위치들을 연결한 궤적이 바로 제트와 주유동의 경계면이 된다. 다시 말하면 유동방향와도가 양인 영역에서 와도가 최대인 마루(ridge)를 연결한 것이 제트와 주유동의 경계면이다.

Fig. 11은 이와같은 방법으로 정의된 제트의 경계면의 하류방향으로의 변화를 보여 준다. 하류로 이동함에 따라 제트의 범위는 반경방향과 폭방향으로 확대된다. x/D 가 0보다 커지면 제트는 벽면으



(a) Concave surface



(b) Convex surface

Fig. 11 Development of jet-crossflow interfaces in flow direction

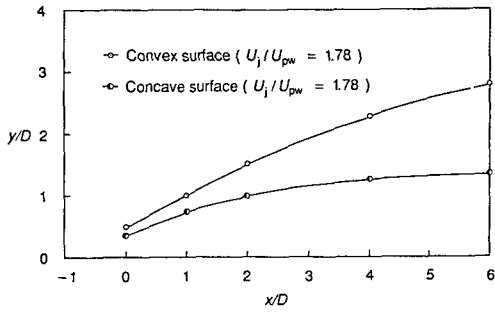


Fig. 12 Locations of maximum velocity in jet symmetry plane

로부터 분리되며 제트의 대칭면 근처에서 아랫면이 오목하게 된다. 하류방향으로 갈수록 이와같은 현상은 심화되어, 제트의 단면형상이 콩팥형상으로 변한다. 오목면에서의 제트경계면은 볼록면에 비하여 훨씬 벽 쪽 가까이에 존재하며, 폭 방향으로 길게 뻗은 형상을 하고 있다. 볼록면의 경우 제트는 반경방향으로 급속히 상승하고 있으며, 벽면 쪽의 제트경계면이 훨씬 오목함을 알 수 있다. Fig. 12는 제트의 대칭면에서 속도의 크기가 최대인 점들을 연결한 궤적이다. 이것은 운동량축(momentum axis)으로 정의되는데 볼록면의 경우 운동량 축은 거의 일정한 기울기를 갖고 급격히 상승하는 반면에, 오목면에서는 제트가 벽 근처에 위치하며 x/D 가 4정도 되면 거의 벽면과 평행한 것이 특이하다.

4. 결 론

본 연구에서는 오목면과 볼록면에 경계층유동이 존재하고, 각각의 곡면에 위치하는 제트출구로부터 제트가 주유동에 대해 35°로 경사지게 분사되는 유동장에 대하여, 각 곡면의 곡률이 제트유동에 미치는 영향을 연구하였다. 곡률의 효과만을 고려하기 위해 곡면에서 항상 존재하는 유동방향의 압력구배가 충분히 작게 실험장치를 제작하였다. 측정결과 다음과 같은 유동특성들이 밝혀졌다.

35°로 경사진 제트유동에서도 그 크기와 범위는 다르지만 수직분사의 경우와 마찬가지로 제트출구의 하류에서 복잡한 3차원 유동과 함께 바운드와동 구조가 존재하였다. 오목면과 볼록면의 특성 때문에 오목면의 경우 제트는 벽면에 근접하고, 볼록면의 경우 제트는 벽면으로부터 급격히 분리된다. 유동방향외도를 근거로 하여 구한 제트와 주유동의

경계면으로부터 이와같은 특성을 확인할 수 있었다.

오목면의 경우 제트유동이 벽면에 근접되므로, 바운드와동을 유지시키는 경계층유체의 제트 대칭면으로의 이동이 볼록면에 비해 감소된다. 그러므로 바운드와동의 범위가 볼록면에 비하여 벽근처로 제한된다. 제트출구를 빠져 나온 유동은 어느 정도 하류로 이동하면, 오목면과 경사지게 충돌한다. 따라서 그곳에서는 일반적으로 제트가 벽면과 충돌할 때 벽면 위에서 발생하는 벽면제트(wall jet)와 비슷한 유동이 발생되어, 유동방향과 폭방향으로 오목면을 따라 밀려 나간다. 유동방향으로 밀려 나는 유체는 벽 근처에서의 유동방향속도를 증가시키며, 폭 방향으로 이동한 유체는 벽 근처에서 바운드와동의 제트 대칭면으로의 유동과 충돌하여, 바운드와동 구조를 크게 변형시킨다. 이와같은 제트의 대칭면 근처의 유동과 더불어, 바운드와동의 바깥 쪽에는 이 와동과 반대방향으로 회전하는 와동이 생성되어 하류로 이동함에 따라 그 강도가 커져서 바운드와동의 세기와 같은 정도로 증폭된다. 이와같이 바운드와동의 양쪽에서 회전하는 와동들은 제트와 경계층유동의 혼합을 촉진하여 그 경계의 구분을 어렵게 만들고, 볼록면에서보다 유동방향외도를 더 크게 한다. 오목면에서 제트출구로부터 하류방향으로 비교적 멀리 떨어진 위치에서는 일반적으로 오목면에서의 경계층유동에서 발생하는 Taylor-Görtler 와동과 비슷한 유동이 확립된다.

볼록면의 경우에는 바운드와동의 중심이 오목면의 경우 보다 훨씬 높은 곳에 위치하며, 이와 더불어 제트 대칭면으로의 경계층 유체의 이동이 오목면에 비해 왕성하게 일어난다. 따라서 제트출구의 하류에서 존재하는 압력이 낮은 후류영역이 반경방향으로 크게 확대되며, $y-z$ 평면에서의 2차유동 형태도 오목면과 상당히 달라진다. 제트출구에서 하류방향으로 이동하면, 제트의 대칭면 근처 벽면에 바운드와동과 반대로 회전하는 2차유동이 존재하며 오목면에서 생성되는 Taylor-Görtler 형태의 와동은 전혀 존재하지 않는다. 하류방향으로 이동하면서 볼록면의 경우 제트가 벽면과 급격히 분리되므로 오목면 보다 먼저 벽 근처의 경계층유동이 재생성된다.

제트영역의 단면 형상은 오목면과 볼록면 모두 콩팥형상으로 확립되지만, 볼록면의 경우가 반경방향으로 더 넓게 분포하며, 벽면과 면한 경계면의

모양을 비교해 볼 때, 볼록면의 경우가 훨씬 더 옹
목하였다.

후 기

본 연구는 한국과학재단과 터보·동력기계 연구
센터의 지원으로 이루어졌으며 이에 관계자 여러분
께 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Kmotani, Y. and Greber, I., 1972, "Experiments on a Turbulent Jet in a Cross Flow," AIAA Journal, Vol. 10, pp. 1425~1429.
- (2) Moussa, Z.M., Trischka, J.W., and Eskinazi, S., 1977, "The Near Field in the Mixing of a Round Jet with a Cross-stream," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 80, pp. 49~80.
- (3) Crabb, D., Durao, D.F.G., and Whitelaw, J.H., 1981, "A Round Jet Normal to a Crossflow," ASME Journal of Fluid Engineering, Vol. 103, pp. 142~153.
- (4) Andreopoulos, J. and Rodi, W., 1984, "Experimental Investigation of Jets in a Crossflow," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 138, pp. 93~127.
- (5) Andreopoulos, J., 1985, "On the Structure of Jets in a Crossflow," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 157, pp. 163~197.
- (6) Eskinazi, S. and Yeh, H., 1956, "An Investigations on Fully Developed Tubulent Flows in a Curved Channel," J. Aero. Sci., Vol. 23, pp. 23~31.
- (7) So, R.M.C. and Mellor, G.L., 1972, "An Experimental Investigation of Turbulent Boundary Layers along Curved Surfaces," NASA-CR-1940.
- (8) Meroney, R.N. and Bradshaw, P., 1975, "Turbulent Boundary Layer Growth over a Longitudinally Curved Surface," AIAA Journal, Vol. 13, pp. 1448~1453.
- (9) Gillis, J.C. and Johnston, J.P., 1983, "Turbulent Boundary-Layer Flow and Structure on a Convex Wall and Its Redevelopment on a Flat Wall," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 135, pp. 123~153.
- (10) Muck, K.C., Hoffmann, P.H., and Bradshaw, P., 1985, "The Effect of Convex Surface Curvature on Turbulent Boundary Layers," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 161, pp. 347~369.
- (11) Tani, I., 1962, "Production of Longitudinal Vortices in the Boundary Layer along a Concave Wall," J. of Geophy. Res., Vol. 67, p. 3075.
- (12) Hunt, I.A. and Joubert, P.N., 1979, "Effects of Small Streamline Curvature on Turbulent Duct Flow," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 91, pp. 639~659.
- (13) Hoffmann, P.H., Muck, K.C., and Bradshaw, P., 1985, "The Effect of Concave Surface Curvature on Turbulent Boundary Layers," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 161, pp. 371~403.