

<論 文>

평면 난류 오프셋 제트에 관한 연구

유정열* · 강신형* · 채승기** · 좌성훈**

(1986년 2월 8일 접수)

A Study on the Plane Turbulent Offset Jet

Jung Yul Yoo, Shin Hyoung Kang, Seung Ki Chae and Sung Hoon Choa

Key Words: Offset Jet(오프셋 제트), Recirculation Region(재순환 영역), Reattachment Length(재부착 길이), Streamline Curvature(유선 곡률), $k-\epsilon$ Model ($k-\epsilon$ 모형)

Abstract

The flow characteristics of two-dimensional turbulent offset jet which is discharged parallel to a solid wall has been studied experimentally and numerically.

In the experiment, 3-hole pitot tube and 2 channel constant temperature hot-wire anemometer are used to measure local mean velocity, turbulence intensity and Reynolds stress while scanni-valve is used to measure the wall pressure distribution. It is confirmed experimentally that local mean velocity is closely related to wall pressure distribution. It is also verified that for large Reynolds numbers and fixed step height there exists a similarity in the distribution of wall pressure coefficient. The maximum values of turbulence intensity occur in the top and bottom mixing layers and the magnitude of Reynolds stress becomes large in the lower mixing layer than in the top mixing layer due to the effect of streamline curvature and entrainment.

In the numerical analysis, standard $k-\epsilon$ model based on eddy viscosity model and Leschziner and Rodi model based on algebraic stress model are adopted. The numerical analyses predict shorter reattachment lengths than the experiment, and this difference is judged to be due mainly to the problem of turbulence model constants and numerical algorithm. This also causes the inconsistency between the two results for other turbulence quantities in the recirculation region and impingement region, which constitutes a subject of a continued future study.

기 호 설 명

C_p : 벽압력계수
 h : 단의 높이
 p : 압 력
 R : 유선의 곡률반경
 Re_s : 노즐출구 두께를 기준으로 한 Reynolds 수

t : 노즐출구 두께
 U, V : x, y 방향의 국소평균속도 성분
 U_0 : 노즐출구에서의 속도
 U_m : 부착이전 영역에서 제트단면에서의 최대속도
 U_{m*} : 벽제트 영역의 고정된 x 에서의 최대속도
 \bar{U} : 유선에 접선방향의 국소평균속도 성분
 u, v, w : x, y, z 방향의 요동속도 성분
 x : 노즐 출구로부터의 수평거리

* 정회원, 서울대학교 공과대학 기계공학과

** 서울대학교 대학원 기계공학과

- x_a : 재부착길이
- y : 바닥벽면으로부터의 수직거리
- $y_{1,2}$: 벽제트 영역의 고정된 x 에서의 속도가 최대 속도의 $\frac{1}{2}$ 이 되는 곳까지의 수직거리
- z : 노즐단면의 긴 변의 중심축으로부터의 수평거리
- δ : 벽제트 영역의 고정된 x 에서 최대속도점까지의 수직거리
- μ : 점성계수
- μ_t : 난류점성계수
- ν : 동점성계수

1. 서 론

박리 및 재부착 현상을 가지는 2차원 오프셋제트(two-dimensional offset jet)는 "코앤다 효과(Coanda effect)"와 관련되어 널리 알려져 있는데⁽¹⁾, 이것은 제트의 근처에 존재하는 벽으로 인하여 제트의 측면으로부터 유체의 엔트레인먼트가 아무 제한없이 발생하는 대신에 제트 자체가 벽으로 끌리게 되는 현상을 말한다. 이 코앤다 효과는 플립-플랩스위치, 각종 플루이딕스 장치등에 응용되며, 내연기관에서의 소기성능개선, 유도 유동을 가지는 노즐의 추력향상, 급격팽창 파이프 및 덕트의 설계, 비행기 날개의 고양력 및 저양력 발생과 관련된 STOL 및 VTOL 설계, 자동차의 항력감소 및 양력증가 발생기구 설계 등과 같이 공학의 여러 분야에서 널리 응용되고 있다.

Fig. 1에서와 같이 수평평판에 평행하게 유출되는 2차원 난류 오프셋 제트에 의한 유동장은 크게 3구역으로 나눌수 있다⁽²⁾. 영역 I은 부착이전 영역(pre-attachment region)으로서 2차원 제트는 코앤다 효과 때문에 벽쪽으로 기울어지며 이 제트와 벽면 사이에는 재순환 영역(recirculation region)으로서 제트가 벽면

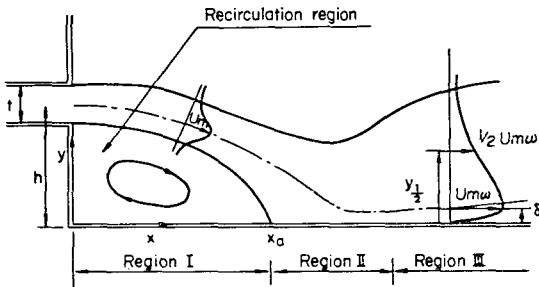


Fig. 1 Flow field due to a two-dimensional offset jet

에 부착된 후 급격한 압력구배로 인하여 벽면을 따르는 제트의 속도는 증가하여 영역의 끝부분에서 압력은 대기상태에 도달하고 속도는 감소한다. 영역 III은 벽제트 영역(wall jet region)으로서 제트가 벽에 부착된 다음 점차 확산되면서 2차원 벽제트와 같은 특성을 가지게 된다.

난류 2차원 오프셋 제트에 대한 초기의 대표적인 연구로서는 1960년 Bourque와 Newman⁽³⁾을 들 수 있는데, 이들은 단의 높이와 노즐 출구 두께의 비 h/t 의 값이 3.5 이상인 경우에 대하여 벽면의 각도를 변화시키면서 재부착 길이 x_a 와 재부착으로 인한 최고압력 및 최저압력등을 측정하였다. 그후 1967년에 Bourque⁽⁴⁾는 제트의 중심선을 정현파형으로 가정하여 해석을 수행하였다.

한편 1960년에 Sawyer⁽⁵⁾는 일정한 곡률반경을 사용하고 재부착 영역에 대하여 검사체적 방법을 도입함으로써 유동장을 해석하였으며, 이어서 그는 1963년에는 1차 혼합길이 모형을 사용하여 부착이전 영역에 관한 연구를 수행하였다⁽⁶⁾. 1968년에 Rajaratnam과 Subramanya⁽⁷⁾는 h/t 가 작은 수력구조물의 경우에 부착점이 하류에서 물이 벽제트로 분출되는 현상을 연구하였다. 1979년에 Minh과 Chassing⁽⁸⁾은 원형제트가 재부착할 경우에 대하여 와점성 계수모형(eddy viscosity model)과 Reynold stress transport model을 사용하여 수치계산을 수행한 후 그 결과를 실험치와 비교하였다.

1981년에 Hoch와 Jiji⁽⁹⁾가 제트중심선의 곡률반경을 5차 다항식으로 가정하여 연속방정식과 운동량방정식을 적분 형태로 표시함으로써 이론적 및 실험적 연구를 수행하였는데, 이들은 동일한 난류 2차원 오프셋 제트의 가열효과에 대하여서도 유사한 접근방법으로 연구하였다⁽⁹⁾. 같은 시기에 일본에서도 Nozaki와 Hatta⁽¹⁰⁾ 및 Murai 등⁽¹¹⁾의 연구가 이루어졌다. 국내에서는 최근에 부정속 등⁽¹²⁾에 의하여 정온도형 열선유속계를 사용하여 여러가지 난류량들을 구하는 실험적인 연구가 본 연구와 같은 시기에 수행되었다.

본 연구에서는 3공피토우관 및 열선유속계를 사용하여 벽에 평행한 2차원 난류제트의 난류량들을 측정하였고, 스킨이 벨브를 이용하여 벽면압력분포를 측정함으로써 재순환 영역을 포함한 전체유동장에서의 유동특성을 고찰하였다. 또한 잘 알려진 표준 $k-\epsilon$ 난류모형 및 유선곡률을 고려한 수정된 $k-\epsilon$ 난류모형을 이용하여 수치해석을 수행하였다.

2. 실험

2.1 실험장치

Fig. 2는 본 연구를 위하여 제작된 실험장치의 개략도이다. 아크릴판으로 제작된 개회로 분사형 풍동에는 풍량 30 m³/min, 동력 3.7 kW, 회전수 3500 rpm, 정압 400 mmH₂O의 원심력형 송풍기에 의하여 공기가 공급되는데, 노즐 출구에서의 유동교란을 줄이기 위하여 서로 다른 저항계수를 가지는 스크린이 네 군데에 설치되었으며, 알루미늄 하나코음이 한군데에 설치되었다. 직 4각형 단면의 노즐(25×380 mm)하류의 실험 측정 구역에는 주위유동의 영향을 차단하고 2차원 유동을 얻기 위하여 양측에 아크릴판으로 된 수직벽을 설치하였다. 그 중 한쪽 벽에는 각종 프로브를 삽입하기 위한 수직슬롯들을 만들어서 유동방향의 여러 지점에서 측정이 가능하도록 하였다. 또한 바닥 평판에는 유동방향의 중심선을 따라 30 mm 간격으로 직경 1.0 mm의 정압구멍 35개를 만들어서 압력분포를 측정할 수 있도록 하였다. 실험장치에 관한 보다 상세한 설명은 채승기⁽¹³⁾에 주어져 있다.

2.2 측정기기 및 측정방법

실험자료의 처리를 위한 계통도를 Fig. 3에 도시하

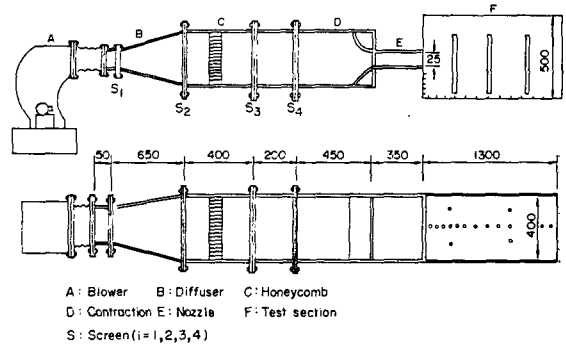
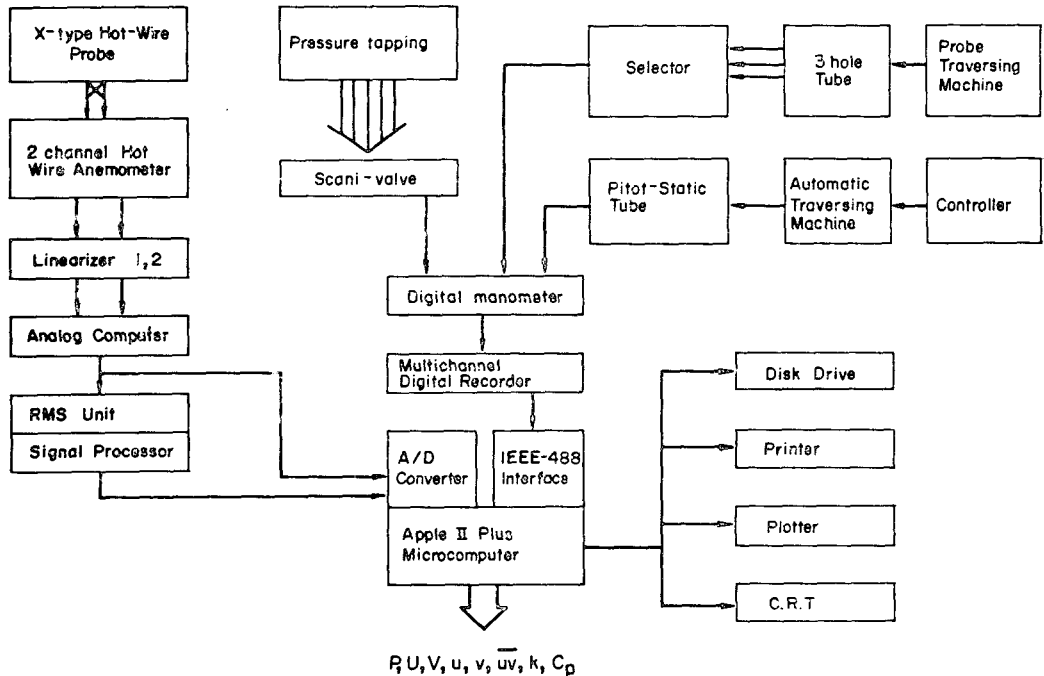


Fig. 2 Schematic diagram of experimental apparatus

였다. 평균속도는 피토우관, 3공피토우관, 2채널 정온도형 열선유속계를 모두 사용하여 측정하였다. 특히 3공피토관에 대한 보정곡선은 열선유속계보정용의 노즐형풍동을 이용하여 미리 여러 차례의 측정을 실시함으로써 구하여졌다.

United Sensors PDA-24-F-22-KL 피토우관에서 감지된 압력은 YEW 2654 디지털 마노미터로 측정되는데, 여기서 나오는 애널로그 신호를 TR 2721 디지털 기록계로 보내어 디지털 값으로 A/D 변환시켜서 다시 IEEE-488 인터페이스 카드를 통하여 Apple II Plus 마이크로컴퓨터에 입력시키면, 측정치의 평균을 취하는 프로그램에 의하여 각 위치에서의 평균압력과 평균속도



$P_t, U, V, u, v, \overline{uv}, k, C_p$

Fig. 3 Block diagram of data acquisition system

가 얻어지도록 하였다. United Sensors CA-120-24-F-22-CD 3공피토투관의 각 측압공에서 감지된 압력은 셀렉터를 통하여 피토투관의 경우와 같은 방법으로 측정 및 처리됨으로써 유체속도의 x, y 성분들이 얻어지도록 하였다. 바닥면에서의 압력분포는 압력구멍들에 연결된 48 J 4-1 스캐니벨브에 의하여 선택된 위치에서 역시 위에서의 동일한 방법으로 측정될 수 있도록 하였다.

평균속도와 난류량들은 Kanomax 7114 2채널 정온도형 열선유속계로 측정되는데, 열선프로우브는 직경 $5 \mu\text{m}$ 의 텅스텐 X형이 사용되었다. 열선유속계의 출력은 Kanomax 1013 선형화 증폭기로 보내져서 선형화되고 ALS-20 M 애널로그 컴퓨터로 그 평균량이 취하여 지도록 한 다음, RMS 볼트미터에 의하여 난류성분을 얻고, 시그널프로세서에 의하여 레이놀즈전단응력을 얻도록 하였다. 이와 같이 획득된 모든 자료들을 A/D 변환시킨 후 Apple II Plus 마이크로 컴퓨터에서 측정 지점당 1024~2048 개의 자료들을 샘플링하여 그 평균치를 취하여 플로피디스켓에 저장시킨다⁽¹⁴⁾.

피토투관과 프로우브의 이송장치는 x 방향으로 움직이는 수동이송장치와 y 방향으로 움직이는 자동이송장치의 조합으로 구성된다.

2.3 실험조건

이상과 같은 실험장치 및 측정기기를 사용한 실험이 과연 타당성이 있는 결과를 제공할 것인지의 여부를 사전에 조사하기 위한 예비실험의 일부로서 축대칭 자유제트의 속도분포를 축방향의 여러 위치에서 측정하였는데, 이를 혼합길이 가정에 근거한 Tollmien의 상사해 및 와점성계수 모형을 이용한 Goertler의 상사

해와 비교한 결과, 전반적으로 매우 잘 일치하는 것을 확인할 수 있었다⁽¹⁴⁾. 또 다른 예비실험으로 2차원 자유제트 유동의 속도분포를 노즐출구($x/t=0$)와 노즐로부터 멀리 떨어진 곳($x/t=40$)에서 각각 $y=0$ 인 선을 따라서 측정하였는데, $-0.5 < z/d < 0.5$ 의 대부분의 범위에 걸쳐서 매우 균일한 수평 속도분포가 얻어짐을 확인할 수 있었다. 다음으로 x 방향의 여러 위치에서 $z=0$ 인 선을 따라 수직 속도분포를 측정하였는데 고른 대칭성을 관찰할 수 있었으며, 특히 이 속도분포들을 Tollmien의 상사해와 비교하였더니 역시 잘 일치하는 것을 확인할 수 있었다⁽¹⁴⁾.

주제와 관련된 본 실험에서는 한 종류의 노즐만을 사용하였으므로 노즐두께는 $t=25 \text{ mm}$ 로 고정되나, 바닥 벽면으로부터 노즐 밑면까지의 높이는 $50 \text{ mm} < h < 200 \text{ mm}$, 노즐출구속도는 $10 \text{ m/s} < U_0 < 40 \text{ m/s}$ 의 범위에서 측정이 이루어졌다. 실험결과 및 토의는 수치해석결과 및 토의와 함께 뒤에서 다루기로 한다.

3. 수치해석

3.1 지배방정식 및 경계조건

2차원 난류유동의 지배방정식은 x, y 직각 좌표계에 서 다음과 같은 형태로 나타낼 수 있다⁽¹⁵⁾.

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho U \phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V \phi) = S_\phi + \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)$$

연속방정식, 운동량방정식, 난류운동에너지 방정식, 난류운동에너지 소멸률방정식의 각 경우에 대입되어야 할 ϕ, Γ_ϕ 및 S_ϕ 를 Table 1에 나타내었다.

Table 1 ϕ, Γ_ϕ and S_ϕ for each equation

Conservation of	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
Mass	1	0	0
x -momentum	U	μ_{eff}	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{eff} \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{eff} \frac{\partial U}{\partial y} \right)$
y -momentum	V	μ_{eff}	$-\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{eff} \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{eff} \frac{\partial V}{\partial y} \right)$
Turbulent kinetic energy	k	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma_k}$	$G_k - C_D \rho \epsilon$
Turbulent kinetic energy dissipation rate	ϵ	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma_\epsilon}$	$\frac{\epsilon}{k} (C_{\epsilon 1} G_k - C_{\epsilon 2} \rho \epsilon)$

$$G_k = \mu_t \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 \right]$$

Table 2 Standard k - ϵ turbulence model constants

C_μ	C_D	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	σ_k	σ_ϵ	κ
0.09	1.0	1.44	1.92	1.0	$\kappa^2/(C_{\epsilon 2}-C_{\epsilon 1})C_\mu^{1/2}$	0.4187

Table 3 Boundary conditions for the flow field

Boundary	U	V	p	k	ϵ
Jet inlet $x/h=0.0$	experiment	0	—	experiment	$k^{3/2}/0.005 h$
Exit $x/h=16.5$	$\partial U/\partial x=0$	$\partial V/\partial x=0$	—	$\partial k/\partial x=0$	$\partial \epsilon/\partial x=0$
Wall $y/h=0.0$ $x/h=0.0$	wall function* 0	0 wall function*	— —	$\tau_w/\rho C_\mu^{1/2}$	$k^{3/2}C_\mu^{3/4}/\kappa x$ $k^{3/2}C_\mu^{3/4}/\kappa y$
Entrainment $y/h=2.9$	0	$\partial V/\partial y=0$	0	0	0

* Wall function can be represented as follows, where y is the distance from the wall and U is the velocity component parallel to the wall.

$$\tau_w = \rho C_\mu^{1/4} k^{1/2} k U / \ln(Ey^+)$$

$$y^+ \cong y \rho C_\mu^{1/4} k^{1/2} / \mu, E = 9.793$$

Table 1에서 $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$ 이고 μ_t 는 난류 점성계수이며 G_k 는 난류운동에너지 생성항을 나타낸다. Reynolds 응력 $-\overline{\rho u_i u_j}$ 는

$$-\overline{\rho u_i u_j} = \mu_k \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \sigma_{ij} \rho k$$

로 표시되며 잘 알려진 k - ϵ 난류모형에 의하여 μ_t 는 다음과 같이 주어진다.

$$\mu_t = C_\mu \rho k^2 / \epsilon$$

또한 난류모형에서 사용된 상수는 Launder와 Spalding⁽¹⁶⁾이 추천하는 표준 k - ϵ 모형을 채택하면 Table 2와 같다.

Fig. 1에 나타낸 실험영역에 대한 경계조건은 Table 3에서와 같이 주어진다.

3.2 난류모형 및 유한차분법

최근에 Rodi⁽¹⁷⁾는 난류유동에 대한 미분방정식에서 응력과 변형율의 관계를 고찰하는데 따라서 난류모형들의 와점성계수 모형(eddy-viscosity model), 레이놀즈 응력방정식 모형(Reynolds stress equation model) 및 대수응력 모형(algebraic stress model) 등으로 분류될 수 있다는 것을 설명하였다. 한편 Leschziner와 Rodi⁽¹⁸⁾는 환상제트 및 두개의 평행제트 유동의 계산에 관한 연구에서 표준 k - ϵ 모형으로는 재순환 유동에서의 난류효과를 정확하게 서술할 수 없으나, k - ϵ 유선의 곡률효과를 고려하는 수정된 k - ϵ 모형으로는 상당히 개선된 결과를 얻을 수 있음을 보였다. 따라서 본 연구에서는 와점성계수 모형을 채택하는 표준 k - ϵ 모형과 아울러 Leschziner와 Rodi가 제안한 대수응력

모형을 기초로 수정된 k - ϵ 모형을 채택하여 벽에 평행한 2차원 난류제트 유동의 계산을 수행하고자 한다. 다시 말하면, 수정된 C_μ 의 식

$$C_\mu' = \frac{C_\mu}{1 + 8 k_1^2 \frac{k^2}{\epsilon^2} \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial R} + \frac{\bar{U}}{R} \right) \frac{\bar{U}}{R}}, k_1 = 0.267$$

을 대신 사용함으로써 표준 k - ϵ 모형에 비하여 수정된 k - ϵ 모형이 본 연구에서의 재순환 영역을 얼마나 더 잘 서술할 수 있는가의 여부를 검토한다. 또한 어떤 모형 및 수치 알고리즘등을 채택하는 것이 가장 타당성있는 결과를 제공하는가에 관한 장차 계속적인 연구의 기초자료를 얻고자 한다.

지배방정식 및 경계조건들을 만족시키는 해를 유한차분법으로 구하는데 있어서 잘 알려진 TEACH-2E 컴퓨터코드⁽¹⁵⁾를 채택할 수 있는데, 본 연구에서는 위에서 기술된 난류모형과 Table 3에 주어진 경계조건에 적합하도록 수정하였다. TEACH-2E 코드에 대한 보다 상세한 설명 및 토의는 Patankar⁽¹⁹⁾에 주어져 있다.

계산영역과 격자의 수 및 분포는 여러가지로 바꾸어 그 영향을 신중히 고려하였다. 대표적인 계산예로 $t = 0.025$ m, $h = 0.135$ m 일 경우에 계산영역은 $0 \leq x \leq 2.5$ m, $0 \leq y \leq 0.4$ m 로 하였으며 격자의 수는 31×31 로 하였다. x 방향으로는 불균일 격자로 하여 하류로 갈수록 격자간격을 크게하였고, y 방향으로는 노즐과 바닥면, 즉 단의 구간에서는 격자를 16개, 노즐구간에서는 5개, 노즐 윗 구간에서는 9개를 분포시켰는데, 특히 바닥면 근처에서는 격자간격이 조밀하게 되도록

하였다.

4. 결과 및 토의

4.1 재부착 길이

2차원 난류 오프셋 제트의 재부착점까지의 거리는 실험적 연구에서 뿐만 아니라, 여러가지 난류모형 및 수치알고리즘 등에 관한 연구에서도 매우 중요한 의미를 가진다고 할 수 있다. 본 연구에서는 우선 구부러진 가는 관의 끝에 달린 실로써 유동의 방향이 반대로 변하는 점을 대략적으로 예측한 다음, 바닥표면에 점도가 작은 기름방울들을 분포시켜 유동가시화방법으로 유동의 2차원성 및 재부착점의 위치를 판별하였다. 그 결과 양옆의 수직 평판 근처의 좁은 구역을 제외하고는 중심부분의 상당한 범위에 걸쳐 재부착점들이 일렬로 나란히 세워지는 것을 확인할 수 있었다. 이 위치는 또한 4.3절에서 설명될 바닥압력분포에서 최고 압력을 가지는 점과 일치하였다⁽¹³⁾, 재부착점의 길이는 $x_a = f(U_0, t, h, \rho, \nu)$ 로 나타낼 수 있는데, 차원해석으로부터 $x_a/h = f_1(Re_t, h/t)$ 의 관계로 표시될 수 있으며, 특히 Re_t 의 값이 클때에는 점성의 영향이 적으므로 $x_a/h = f_1(h/t)$ 의 관계로 표시할 수 있다.

Fig. 4에는 $U_0=31\text{ m/s}$ ($Re_t \approx 50000$)의 경우에, 기름방울방법에 의한 재부착점 측정결과가 다른 사람들의 실험결과와 함께 표시되었는데, 사실은 이들이 반드시 동일한 조건에서 얻어진 것은 아니다. 왜냐하면, 본 연구는 $h/t < 10$ 의 범위에 한정되었으므로 비교할 만한 기존의 실험자료가 충분하지 않기 때문이다. 즉, Bourque와 Newman⁽³⁾의 자료는 $Re_t \approx 20000$, $t \leq 5\text{ mm}$ 인 경우에 얻어진 것이고 Sawyer⁽⁵⁾의 자료는 $t = 12.5\text{ mm}$ 의 경우에 얻어진 것이다. 중요한 사실은 Re_t 가 큰 경우에 위에서 언급된 바와 같이 실제로 재부착

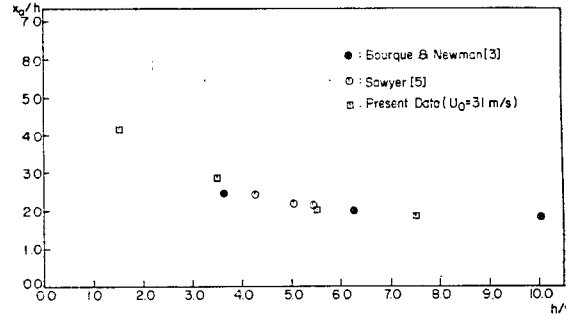


Fig. 4 Variation of the reattachment length of an offset jet

길이가 Re_t 의 크기에 관계없이 h/t 만에 의존한다는 것이다.

4.2 국소평균속도

Fig. 5는 $U_0=31\text{ m/s}$, $t=25\text{ mm}$, $h=135\text{ mm}$ 의 경우에 국소 평균속도의 x 성분의 분포를 3공피토포관과 X형 열선유속계로 측정된 실험결과 및 수치해석적으로 예측한 계산결과를 비교한 것이다.

재순환 영역에서는 주 유동방향과 속도구배의 급격한 변화 및 이에 따른 높은 국소난류강도등의 존재로 인하여 정확한 측정이 곤란하나, 본 실험에서는 먼저 피토포우관으로 주 유동방향을 탐지한 후, X형프로우브로 속도를 측정하였다. 재부착점, $x_a/h \approx 2.4$ 에 인접한 하류 측, 임피지먼트영역에서는 유동이 불안정하여 속도분포의 상사성은 나타나지 않으며, 재부착점 상류로부터 감속되던 제트는 어떤 거리까지 가속되었다가, 그 이후 즉 $x/h \geq 5.93$ 에서는 나중에 Fig. 6에서 설명되는 바와 같이 벽제트와 동일한 형태로 진행한다. 이 속도분포로부터 제트의 유량을 추정할 결과, $x/h=3.7$ 에서는 코엔다 효과에 따른 엔트레이먼트로 인하여 노즐출구에서 보다 약 85%정도의 큰 증가가 이루어졌음

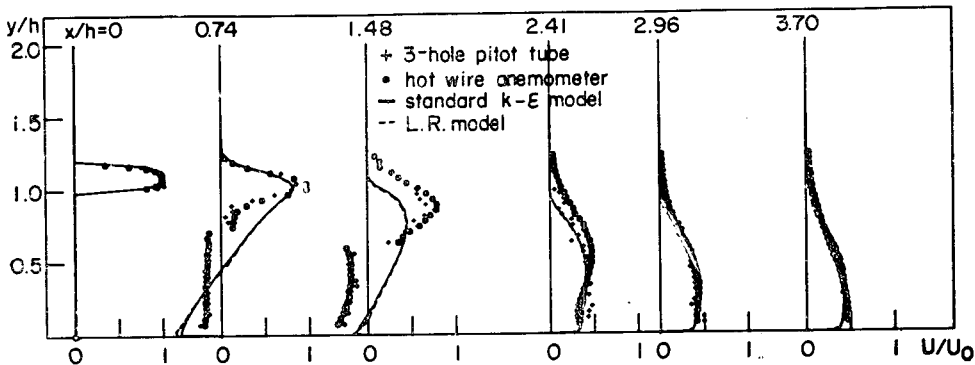


Fig. 5 Distribution of x component of local mean velocity for $t=25\text{ mm}$, $h=135\text{ mm}$, and $U_0=31\text{ m/s}$

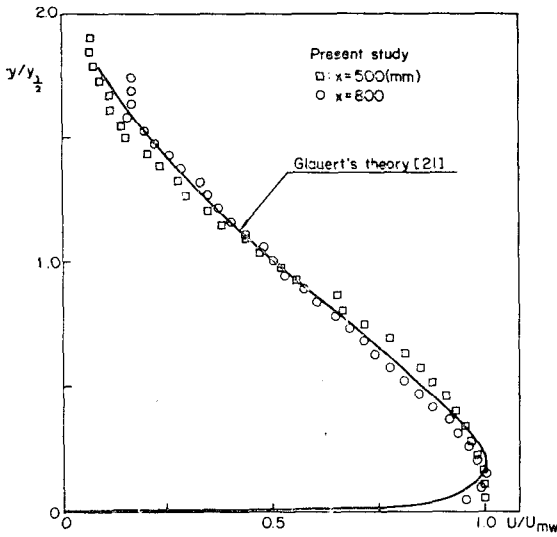


Fig. 6 Nondimensional local mean velocity profile in the downstream region of reattachment point

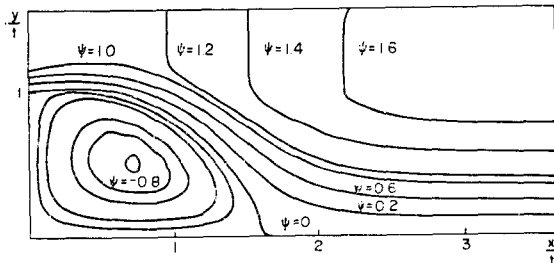


Fig. 7 Streamlines for $t=25$ mm, $h=135$ mm, and $U_0=31$ m/s ($k-\epsilon$ model)

을 알 수 있었다⁽²⁰⁾.

Fig. 6은 제트가 벽에 부착한 이후의 속도분포의 실험치를 보다 상세히 나타낸 것으로서, 속도는 U_{max} , 거리는 $y_{1/2}$ 을 기준으로 하여 무차원화시켰다. 이를 벽 제트에 관한 Glauert⁽²¹⁾의 이론적인 해와 비교함으로써 $x/h=3.7$ ($x=500$ mm)은 임피지먼트 영역에 속하지만, $x/h=5.93$ ($x=800$ mm)은 벽제트 영역에 속한다는 것을 알 수 있다. 이와 같은 경향은 본 연구와 동일한 주제에 관하여 최근에 실험적인 연구를 수행하였던 부정속 등⁽²²⁾의 결과와 대체적으로 유사한데, 이들은 $U_0=30$ m/s, $t=21$ mm, $h=52.5$ mm의 조건하에서 재부착점 $x_a/h \approx 3$, 벽제트 형성점 $x/h \approx 9.6$ 의 결과를 보고하였다.

한편 Table 3의 경계조건을 부여한 두 가지 방법의 수치해석 결과들은 서로 간에는 일치하여, 물론 벽제트 영역에서 수치해석 결과와 실험결과가 모두 잘 일

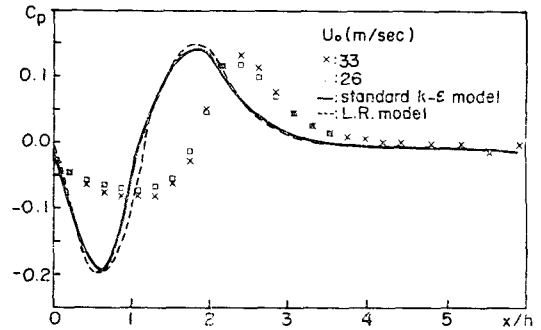


Fig. 8 Nondimensional static pressure distribution along the wall

치하는 것은 매우 흥미로운 사실이다. 그러나 재순환 영역에서 수치해석 결과와 실험결과는 많은 차이를 보인다. 특히 재부착길이에 대한 실험치는 대략 $x_a/h \approx 2.4 \pm 0.1$ 의 범위인 반면에 표준 $k-\epsilon$ 모형 및 hybrid central/upwind 방식을 적용한 수치해석 결과는 Fig. 7의 유선분포에서 볼 수 있듯이 대략 $x_a/h \approx 1.7$ 이다.

이와 같은 차이는 일단 본 연구에서 채택된 수치해석의 계산영역, 격자 수, 축차계산횟수 등의 영향이라고 생각할 수도 있다⁽²²⁾. 따라서 이들을 여러가지로 변화시키면서 수치해석을 수행하였는데, 그럼에도 불구하고 계산결과에는 별다른 개선점을 발견할 수 없었다. 그러므로 본 연구에서 취급하는 제트유동을 수치해석적으로 서술함에 있어서 $k-\epsilon$ 모형 및 대수응력모형을 적용하는 것은 아마도 보다 근본적인 문제를 포함하고 있다고도 할 수 있다. 어쨌든, 난류유동의 실험결과와 수치해석 결과와의 불일치는 종종 보고되고 있으며, 무엇보다도 본 연구결과와 비교할만한 기존의 수치해석적 연구가 수행된 적이 아직 없었다는 점에서 이 문제는 앞으로 계속하여 관심의 대상이 될 수 있으며, 본 연구는 이에 대한 좋은 기초자료를 제공한다고 할 수 있다.

4.3 벽압력분포

Fig. 8에는 $U_0=26$ 및 33 m/s, $h=135$ mm의 경우에 x 방향에 따른 벽압력분포를 압력계수 C_p 로 나타내었다. 실험적인 벽압력은 재순환 영역에서는 음압을 나타내다가, 제트중심선이 벽면에 가까워짐에 따라 압력이 급격히 상승하여 재부착점에서 최대값에 도달한 후 다시 서서히 감소하여 벽제트 영역에서는 거의 대기압과 같아진다. 또한 실험적인 벽압력계수의 분포는 단의 높이가 일정할 때 Re_τ 수에 관계없이 상사성을 나타내고 있음을 알 수 있는데, 채승기⁽¹³⁾는 4.1절에서

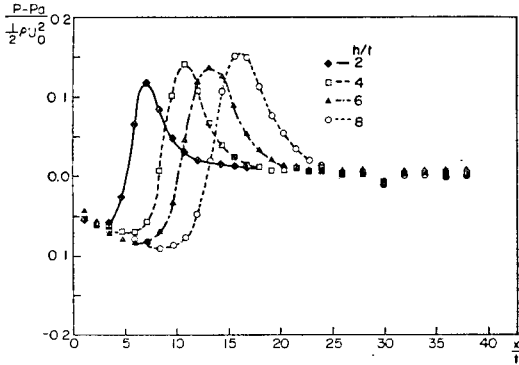


Fig. 9 Nondimensional static pressure distribution along the wall for different nozzle heights and for $U_0=31$ m/s

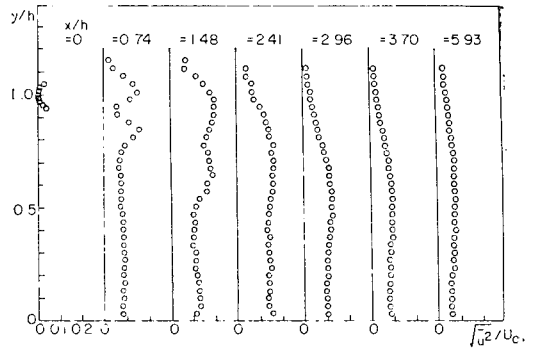
논의된 바와 같은 차원해석에 의하여 Re_c 가 큰 값을 가질때에 벽압력계수 Cp 의 분포는 h/t 에만 의존한다는 것을 보다 상세하게 설명하였다. 한편 여기서도 재순환 영역 및 입핀지먼트영역에서 수치해석결과와 실험결과는 일치하지 않는데, 편의상 대표적으로 $U_0=33$ m/s, $h=135$ mm의 경우에 대한 표준 $k-\epsilon$ 모형 및 수정된 $k-\epsilon$ 모형에 대한 계산결과만을 표시하였다.

Fig. 9에는 노즐출구속도를 $U_0=31$ m/s로 일정하게 유지할 때 단의 높이변화에 따른 벽압력분포를 압력계수 Cp 로 나타내었다. 이 그림은 부정속등⁽¹²⁾의 $h/t=2.5$ 에 대하여 얻은 실험결과인 그들의 Fig. 12와 비교될 수 있는데, Cp 값에 관계되는 2의 인자를 제외하고는 두 결과가 서로 일치한다는 것을 알 수 있다.

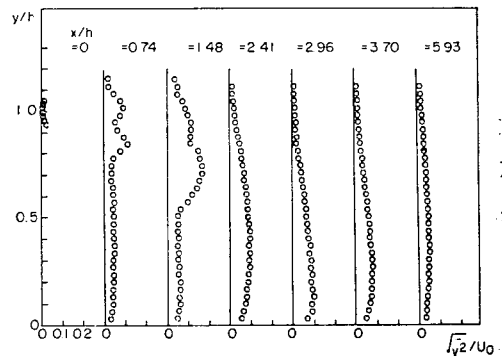
4.4 난류강도 및 난류운동에너지

x 방향을 따른 난류강도의 분포에 대한 실험결과를 Fig. 10에 나타내었다. $x/h=0.74$ 에서는 난류강도가 재순환 영역내부 및 제트중심선에서는 낮은 값을 가지지만, 위 아래의 혼합층에서는 비교적 큰 값을 가지는 것을 보여준다. 주어진 x 값에 대한 난류강도의 최대치는 제트의 진행방향을 따라서 증가하다가 재부착점 상류에서 극대값에 도달하고, 재부착점 하류에서는 다시 감소하는 것을 알 수 있으며, 이것은 $h/t=2.5$ 에 대한 부정속 등⁽¹²⁾의 Fig. 13가 정성적으로 일치한다. Bradshaw 와 Wong⁽²³⁾은 벽면에서는 점착조건 및 급격한 압력구배로 인하여 재부착점에서 large eddy들이 쪼개져서 길이척도가 감소되기 때문에 재부착점 하류에서 난류강도의 감소가 초래된다고 설명하였다.

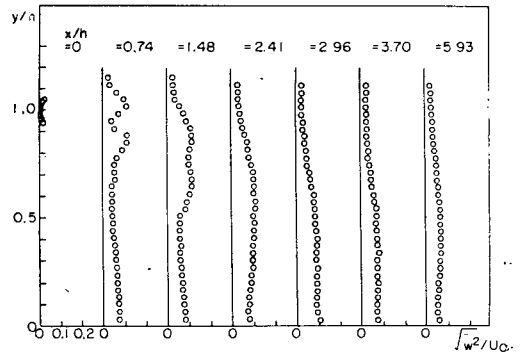
Fig. 11에서는 x 방향에 따른 난류운동에너지의 분포에 대한 실험결과 및 수치해석 결과를 비교하였는데, 두 결과들은 재순환 영역뿐 아니라 입핀지먼트 영



(a) $\sqrt{w^2}/U_0$



(b) $\sqrt{v^2}/U_0$



(c) $\sqrt{w^2}/U_0$

Fig. 10 Distribution of turbulent intensity along x -direction for the same condition as in Fig. 5 :

역에서도 많은 차이를 보이고 있다. 특히 수정된 $k-\epsilon$ 모형은 표준 $k-\epsilon$ 모형에 비해 더 작은 난류운동에너지의 값을 예측함으로써 실험결과와의 차이가 더 크게 나타난다. 본 연구에서 이루어진 실험이 기존의 연구 결과들과 정성적으로 일치하는 점을 고려할 때, 이와 같은 불일치는 주로 수치해석상의 문제라고 생각된다.

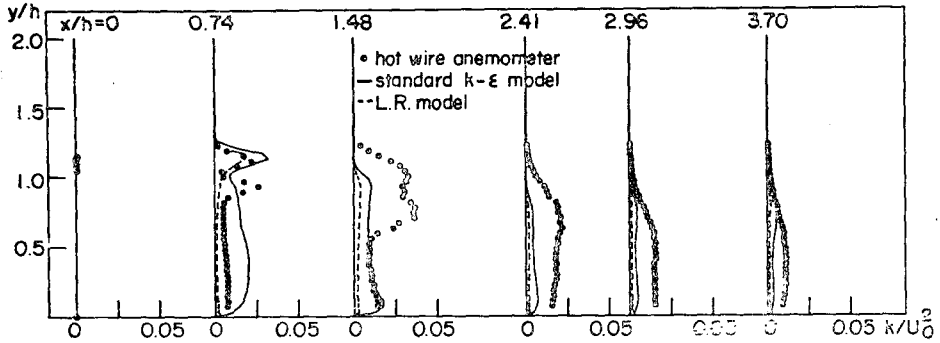


Fig. 11 Distribution of turbulent kinetic energy along x -direction for the same condition as in Fig. 5

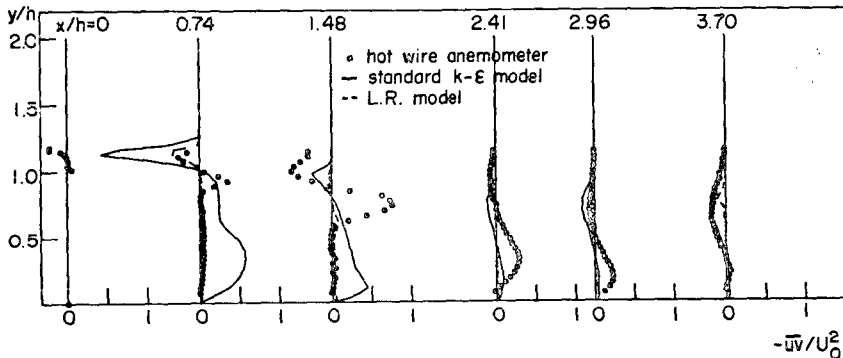


Fig. 12 Distribution of Reynolds stress along x -direction for the same condition as in Fig. 5

이에 관하여는 난류모형, false diffusion 등을 검토하는 보다 철저한 이론적 내지는 수치해석적 연구가 바람직스럽다고 할 수 있다.

4.5 레이놀즈응력

x 방향을 따른 레이놀즈응력의 분포를 Fig. 12에 나타내었다. 레이놀즈응력의 실험치는 제트의 중심선을 따라서는 거의 영이며, 재부착점 상류에서는 유선곡률 및 엔트레인먼트의 영향으로 자유제트에서와 같은 대칭성은 볼 수 없다. 다시 말하면, 레이놀즈응력의 절대치는 위 혼합층에서 보다 아래 혼합층에서 더 크게 나타나는데, 이 현상은 재부착점 하류의 상당한 거리까지 영향을 미치는 것을 볼 수 있다. 본 실험결과는 부정속등⁽¹²⁾의 Fig. 16과 정성적으로 일치한다.

5. 결 론

벽에 평행한 2차원 난류 오프셋 제트의 유동특성에 관하여, 3공피토크와 및 열선유속계를 이용한 실험적 연구의 아울러 표준 $k-\epsilon$ 모형 및 수정된 $k-\epsilon$ 모형을 적

용한 수치해석적 연구를 수행한 결과, 다음과 같은 결과를 얻었다.

- (1) 재부착점의 위치는 벽압력분포의 최대점과 일치한다. 레이놀즈수가 매우 클 경우에는 재부착점이 레이놀즈수에 관계없이 h/t 만에 의존하며, 단의 높이가 일정하면 실험적인 벽압력계수의 분포는 레이놀즈수에 관계없이 상사성을 나타낸다.
- (2) 재부착점하류의 어떤 거리로부터는 국소평균속도분포가 벽제트와 같은 형태로 된다.
- (3) 실험적인 난류강도 및 난류운동에너지는 재순환 영역내부 및 제트중심선에는 낮은 값을 가지지만 위아래의 혼합층에서는 비교적 큰 값을 가진다.
- (4) 재순환 영역에서 레이놀즈응력의 실험치는 유선곡률 및 엔트레인먼트의 영향으로 위 혼합층보다 아래 혼합층에서 더 크게 나타난다.
- (5) 수치해석 결과와 실험결과의 불일치는 주로 수치해석상의 문제로부터 기인한다고 판단되며, 장차 난류모형상수 및 수치계산 알고리즘 등의 검토 및 개선을 포함하는 연구에 대한 기초자료가 제공되었다.

후 기

이 연구는 1985년도 문교부 학술연구조성비의 지원으로 수행되었으므로 문교부에 심심한 감사의 뜻을 포함합니다.

참 고 문 헌

- (1) D.J. Tritton, *Physical Fluid Dynamics*, pp. 284~286, Van Nostrand Reinhold Company, 1977
- (2) J. Hoch and L.M. Jiji, Two-Dimensional Turbulent Offset Jet-Boundary Interaction, *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 103, pp. 154~161, 1981
- (3) C. Bourque and B.G. Newman, Reattachment of a Two-Dimensional Incompressible Jet to an Adjacent Flat Plate, *Aeronautical Quarterly*, Vol. 11, pp. 201~232, 1960
- (4) C. Bourque, Reattachment of a Two Dimensional Jet to an Adjacent Flat Plate, *Advances in Fluidics*, Fluidics Symposium, ASME, pp. 192~204, 1967
- (5) R.A. Sawyer, The Flow Due to a Two-Dimensional Jet Issuing Parallel to a Flat Plate, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 9, pp. 543~560, 1960
- (6) R.A. Sawyer, Two-Dimensional Reattaching Jet Flows Including the Effects of Curvature on Entrainment, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 17, pp. 481~498, 1963
- (7) N. Rajaratnam and K. Subramanya, Plane Turbulent Reattached Wall Jets, *Journal of the Hydraulics Division*, Proceedings of the ASCE, Vol. 94, pp. 95~112, 1968
- (8) H. Ha Minh and P. Chassing, Perturbations of Turbulent Pipe Flow, *Turbulent Shear Flows I*, pp. 178~197, 1979
- (9) J. Hoch and L.M. Jiji, Theoretical and Experimental Temperature Distribution in Two-Dimensional Turbulent Jet-Boundary Interaction, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 103, pp. 331~336, 1981
- (10) T. Nozaki and K. Hatta, Reattachment Flow Issuing from a Finite Width Nozzle (Report 2, Effects of Initial Turbulence Intensity), *Bulletin of the JSME*, Vol. 24, No. 188, pp. 363~369, 1981
- (11) K. Murai, M. Taga, K. Akagawa and T. Oriane, Flow Characteristics of a Jet Adjacent to a Plane Wall (1st Report, Jet Parallel to Adjacent Wall), *Bulletin of the JSME*, Vol. 24, No. 190, pp. 684~690, 1981
- (12) 부정숙, 김경천, 박진호 및 강창수, 2차원 난류 Stepped Wall Jet의 유동특성, 대한기계학회 논문집, 제 9권 제 6호, pp. 732~742, 1985
- (13) 채승기, 벽에 평행한 2차원 난류제트의 유동측정, 서울대학교 대학원 공학석사 학위논문, 1984
- (14) 좌성훈, 열선풍속계에 의한 벽에 평행한 2차원 난류제트의 유동측정, 서울대학교 대학원 공학석사 학위논문, 1985
- (15) A.D. Gosman and F.J.K. Ideriah, TEACH-2 E : A General Computer Program for Two-Dimensional, Turbulent, Recirculating Flow, University of California, Berkeley, 1983
- (16) B.E. Launder and D.B. Spalding, The Numerical Computation and Turbulent Flows, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 3, pp. 269~289, 1974
- (17) W. Rodi, Stress/Strain Relations in Differential Methods for Turbulent Flows, The 1980~81 AFOSR-HTTM-Stanford Conf. on Complex Turbulent Flows, Vol. II, pp. 681~690, 1982
- (18) M.A. Leschziner and W. Rodi, Calculation of Annular and Twin Parallel Jets Using Various Discretization Schemes and Turbulence-Model Variations, *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 103, pp. 352~360, 1981
- (19) S.V. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-Hill, 1980
- (20) 유정열, 강신형, 채승기, 좌성훈, 벽에 평행한 2차원 난류제트의 유동측정 및 수치해석, 대한기계학회 춘계학술대회, 초록집, pp. 371~376, 1985
- (21) M.B. Glauert, The Wall Jet, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 1, pp. 625~643, 1956
- (22) B.E. Launder, Influence of Numerics and Computer Variance in the Computation of Complex Turbulent Flows, The 1980~81 AFOSR-HTTM-Stanford Conf. on Complex Turbulent Flows, Vol. III, pp. 843~862, 1982
- (23) P. Bradshaw and F.Y.F. Wong, The Reattachment and Relaxation of a Turbulent Shear Layer, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 52, pp. 113~135, 1972