

<논문>

제트충돌냉각되는 반원 오목면에서 열전달 및 유체유동에 관한 실험적 연구

유한성* · 양근영** · 최만수*** · 이준식***

(1996년 3월 15일 접수)

An Experimental Study of Heat Transfer and Fluid Flow on the Semi-Circular Concave Surface Cooled by Jet Impingement

Han Seong Yoo, Geunyoung Yang, Mansoo Choi and Joon Sik Lee

Key Words : Jet Impingment Cooling(제트충돌냉각), Concave Surface(오목면), Wall Jet(벽면
제트)

Abstract

An experimental study of jet flow and heat transfer has been carried out for the jet impingement cooling on a semi-circular concave surface. For the jet impingmenet on the concave surface, three different regions-free jet region, stagnation region, and wall jet flow region-exist, and the distributions of mean velocity and fluctuating velocity for each region have been measured by Laser Doppler Velocimeter. Of particular interests are the effects of jet Reynolds number, the distance between the nozzle exit and cooling surface apex, and the distance from the stagnatioin point in the circumferential direction. The resulting characteristics of heat transfer at the stagnation point and the variatioin of heat transfer along the circumferential direction including the existence of secondary peak have been explained in conjuction with measured impinging jet flow.

기호설명

A	: 가열면의 면적	$Nu_{2B,0}$: 정체점에서의 Nusselt수
a	: 오목면에서 수직방향으로의 좌표	Re_{2B}	: 노즐 출구에서의 제트 Reynolds수
B	: 이차원 슬롯제트의 폭	$(Re_{2B} = \frac{U_{avg} \cdot 2B}{v})$	
h	: 대류 열전달계수	q_{loss}	: 가열면의 열손실
H	: 노즐 출구와 냉각면 정체점 간의 거리	q_w	: 가열면의 열유속
I	: 가열면에 흐르는 전류의 세기	s	: 정체점에서 벽면을 따라가는 호의 길이
k	: 열전도도	T_j	: 냉각공기용 제트의 온도
Nu_{2B}	: Nusselt수($Nu_{2B} = \frac{h \cdot 2B}{k}$)	T_w	: 냉각면의 온도
		U	: 유동의 시간 평균속도
		U_j	: 노즐 출구 중심에서 유동의 시간 평균속도
		U_{avg}	: 노즐 출구에서 면적 평균속도
		u	: 유동속도 성분

*서울대학교 대학원 기계공학과

**회원, 서울대학교 대학원 기계공학과

***회원, 서울대학교 기계공학과

V	: 가열 벽면에서의 전압강하
x	: 노즐 중심에서 길이방향으로의 좌표
y	: 노즐 중심에서 폭방향으로의 좌표
z	: 노즐 중심에서 축방향으로의 좌표

그리스문자

v	: 동점성계수
$\cos\phi$: 역률

1. 서 론

제트충돌을 이용한 냉각은 설치의 간편성과 고효율의 열전달 효과를 얻을 수 있다는 잇점 때문에 제품의 일부분이나 부품 표면의 가열, 냉각, 진조 등에 광범위하게 이용되고 있다. 제트충돌 냉각방법은 여타의 냉각방법에 비해 국소적으로 많은 열을 효과적으로 제거할 수 있고 냉각하고자 하는 위치의 조절이 쉽다는 장점을 가지고 있기 때문에 가스 터빈 블레이드의 내부선단 근처의 냉각이나 연소기 외부 벽면의 냉각에 이용되고 있다.⁽¹⁾

제트충돌냉각에 관한 많은 연구는 평판에 단일제트가 충돌할 때의 경우에 집중되어 있다. 이것은 실험의 용이성도 한 이유겠지만 제트충돌시 나타나는 복잡한 유동현상(자유제트, 충돌제트, 벽면제트)과 열전달 특성에 영향을 주는 여러 가지 인자들이 혼합되어 나타날 때 각각 인자들이 미치는 열전달 효과의 중복성과 모호성을 피하기 위해서이다. Gardon과 Akfirat^(2,3)은 단일 슬롯제트와 원형제트가 평판에 충돌할 때 제트유동과 외부 공기와의 혼합에 의해서 생성되는 난류구조를 가지고 열전달 특성을 설명하고 있다. Sparrow과 Wong,⁽⁴⁾ Goldstein 등,⁽⁵⁾ Kataoka 등,⁽⁶⁾ Kataoka⁽⁷⁾에 의해 평판 제트충돌 냉각에 관한 연구가 수행되었으며, Jambunathan 등⁽⁸⁾은 평판에 수직으로 분사되는 여러 형상의 단일 제트충돌 냉각에 관한 실험적인 연구들을 정리하였다.

제트충돌 냉각이 곡면에서 이루어지는 경우(예를 들면 터빈블레이드 내부냉각 등), 평판에서의 경우에는 나타나지 않는 와류 및 삼차원 유동성분들이 곡면에서의 냉각효율에 중요한 영향을 주게된다고 알려져 있다.⁽⁹⁾ Chupp 등⁽¹⁰⁾과 Metzger 등⁽¹¹⁾은 반원형의 오목면에 일렬 원형제트가 충돌할 때 열전달계수를 측정하여 최대 열전달 효과를 얻을 수 있는 냉각면과 노즐 출구간의 거리를 제시하였다.

Dyban과 Mazur⁽¹²⁾는 포물선 모양의 오목면에 제트가 충돌할 때 유동방향이 서로 반대인 두 유동의 접촉면에 나타나는 경계층의 영향으로 유효 유동면적이 감소하여 벽면제트의 속도가 가속됨을 보였다. 반원형의 오목면에 단일 슬롯제트와 여러가지 형상의 배열제트가 충돌할 때 노즐 형상의 변화와 오목면 선단의 곡률 변화에 따른 열전달 특성이 연구되었다.⁽¹³⁻¹⁵⁾ 2차원 슬롯제트가 볼록한 실린더에 충돌할 때 실린더의 직경과 노즐과 벽면의 거리를 변화시키면서 물질전달률을 측정하였고,⁽¹⁶⁾ 실린더 면과 노즐 출구간의 거리가 길 때 난류강도가 큰 완전 발달된 난류제트가 실린더에 충돌하게 되면 coanda 효과에 의해서 제트유동이 곡면에서 박리되지 않고 실린더면에 유지되는 결과를 보여주었다.⁽¹⁷⁾ Bunker과 Metzger⁽¹⁸⁾는 등간격으로 배열된 일렬제트가 오목면에 충돌할 때 측정된 열전달계수가 오목면 선단형상이 날카롭고 노즐과 벽면거리가 가까울수록 증가함을 보였다. Gau과 Chung⁽¹⁹⁾은 단일 슬롯제트에서 분사된 제트가 반원모양의 오목면 또는 볼록면에 충돌할 때 곡률변화에 따른 열전달계수를 측정하였고, 유동의 가시화를 통해 볼록면의 경우에는 정체점에서 시작된 쌍방향으로 회전하는 삼차원 와류가 존재함을 보였고 오목면의 경우에는 곡면을 따라 발생하는 Taylor-Görtler 와류가 열전달 효과를 촉진함을 보였다. Lee과 Lim⁽²⁰⁾은 원형제트가 볼록 반구면에 충돌할 때 열전달계수를 측정하여 벽면 제트영역에서 층류제트가 난류제트로 천이 할 때 증가되는 난류강도의 영향 때문에 열전달계수의 이차 정점이 나타남을 보였다.

충돌냉각의 열전달 특성에 영향을 주는 인자로써 난류구조, 노즐출구의 제트온도가 외부공기의 온도와 다를 때 외부공기의 유입량, 노즐 출구 형상 및 속도분포, 대향류(crossflow)의 유무, 다중 제트시스템에서 제트 상호작용, 큰 스케일의 에디(eddy), 선회(swirl)현상, 냉각벽면에서의 유동 흡입과 압력 섭동 등이 제시되었다.⁽⁹⁾ 노즐에서 분사되는 자유제트가 벽면에서 충돌할 때 제트유동장은 일반적으로 세 부분으로 나누어진다.⁽⁸⁾ 노즐에서 분사되는 제트유동이 벽면의 영향을 받지 않는 자유 제트 영역(free jet region), 정체점을 포함하고 벽면의 순압력구배가 존재하여 유동이 가속되는 충돌영역 혹은 정체영역(impingement region or stagnation region), 마지막으로 충류에서 난류 벽면 제트로 발달되어 가는 벽면제트영역(wall jet

region)으로 구별된다. 그러나 이와 같은 영역이 존재하는 구간이나 경계는 노즐의 형상이나 제트 출구 속도 분포, 난류강도 및 그 밖의 많은 인자들에 의해 영향을 받게되고, 벽면에서의 열전달 효과에도 많은 차이가 발생하게 된다. 따라서 특정 실험조건에서의 충돌제트 유동장의 측정은 벽면에서의 열전달계수를 해석하는데 중요한 정보를 제공할 수 있다. 그러나 오목한 곡률을 가지고 있는 냉각 벽면에서는 유동장 측정용 프루브의 접근이 어렵거나 불가능하기 때문에 기존의 오목면에서의 제트 충돌냉각 연구에서 유동장 측정 자료를 찾기 어렵다. 특히 냉각벽면이 노즐 출구에 가깝게 위치하는 경우 노즐 벽면과 냉각벽면에 의해서 형성되는 유동통로가 좁기 때문에 작은 측정 체적을 갖는 프루브의 접근도 어렵거나 유동에 영향을 주게 된다. 냉각 특성이 오목면에서의 유동장과 밀접한 관계가 있으므로 유동장 측정자료는 열전달 특성의 해석에 유용하게 사용될 수 있으며, 또한 수치해석 연구의 비교 자료로서도 유용할 것이다. 따라서 본 연구에서는 제트충돌냉각되는 반원 오목면에서 유동장을 측정하고 열전달 특성을 파악하여 측정된 유동장과의 연관 관계를 밝히고자 한다.

본 실험에서는 오목면에서의 충돌제트 유동구조를 파악하기 위해서 측정 체적이 작고 유동에 영향을 주지 않는 레이저 도플러 유속계(Laser Doppler Velocimeter, LDV)를 사용하였으며, 냉각벽면에 측정용 레이저광이 투과할 수 있는 광학창(transparent window)을 두고 냉각벽면이 없을 때 자유 제트의 유동장과 벽면이 존재할 때 축방향 중심선 제트 속도분포 및 벽면제트 영역의 속도와 난류성분을 측정하였다. 반원모양의 오목면에 제트가 충돌할 때 열전달계수를 측정하였고, 계측된 충돌제트 유동장과 오목면의 열전달계수 분포를 연관하여 설명하고자 하였다. 사용된 노즐은 이차원 슬롯노즐이며, 등열유속 조건의 오목면에서 열전달계수를 측정하였다. 벽면의 열전달계수에 영향을 미치는 제트 Reynolds수(Re_{2B}), 노즐 출구와 냉각 벽면의 무차원 거리(H/B), 오목면 원주방향 무차원 거리(s/B)가 국소 열전달계수 분포와 충돌제트 유동장에 어떠한 영향을 미치는지를 파악하고자 하였다.

2. 실험장치

반원 오목면에 충돌하는 이차원 슬롯제트의 열전

달효과와 유동장 측정을 위한 실험장치는 크게 두 부분으로 나누어지며, 강제대류냉각이 지배적인 본 연구에서는 열전달 실험과 유동장 실험을 별개로 수행하였다. Fig. 1은 노즐에서 분출되는 제트 속도와 노즐과 벽면 간의 거리(H)를 변화시키면서 오목면을 가열하고 온도를 측정하여 열전달계수를 계산하는 실험장치이다. 실험실에 공급되는 압축 공기는 건조기(dryer)를 사용하여 수분이 제거되고 불순물제거용 필터와 유량 조절용 밸브와 압력조절기(regulator)를 통과한다. 노즐출구에서 안정된 제트 유동을 얻기 위하여 안정실(settling chamber)을 설치하였으며 아크릴로 만든 덕트 안에 두 개의 메쉬(mesh)을 두어 유동을 균일하게 하였고 실험중의 유량변화상태를 유량계(Flowmeter, Korean Flow Cell)를 이용하여 관측하였다. 충돌 냉각되는 오목면에서의 열전달계수를 측정하기 위하여 등열유속 조건을 만든 후 제트를 충돌시키며 벽면 온도를 측정하였다. 등열유속조건을 구현하기 위하여 두께 $30\ \mu\text{m}$ 스테인리스강 박판에 고전류를 흐르게 했다. 스테인리스강 박판에 전류를 가하기 위해서 두 개의 구리판 사이에 박판을 두고 볼트와 너트로 강하게 고정시켜 접촉저항을 줄였으며 박판의 비저항값이 작기 때문에($\approx 70 \times 10^{-8}\ \Omega\text{m}$ 정도) 실험실에 공급되는 교류전원을 두단의 변압기로 저전압 고전류로 변환시켜 가열면에 공급하였다. 스테인리스 강 박판에 부과되는 열유속량은 가변변압기(VARIAC)의 출력전압을 조절하여 변화시킬 수 있게 하였으며, 박판에서의 전압 강하를 측정하기 위하여 설치된 전압 측정용 단자 사이의 전압강하(V), 전원 공급선에 설치된 전류변환기(current transformer)를 이용하여 측정된 전류의 세기(I) 및 역률($\cos\phi$)을 전력량계(powermeter, EL. CONTROL)에서 측정하여 가열면의 열유속량을 계산하였다. 스테인리스강 박판을 오목한 면으로 만들기 위해서 아크릴 원형판을 반으로 절단하고 박판을 아크릴판의 내부에 부착하였다. 아크릴판과 박판은 양면 접착테이프로 밀착시켰고 온도를 측정하고자 하는 위치에 아크릴판에 구멍을 뚫어 열전대를 박판에 접촉시켰으며 비어있는 공간은 열에 폭시로 채웠다. 아크릴판의 외부는 스티로폼을 이용하여 단열하였으며 스티로폼과 아크릴판은 실리콘 접착제로 떨어지지 않게 하였다. 오목면의 온도분포는 직경 0.01°C 의 T-type 열전대를 이용하여 측정하였으며 냉각면의 정체점으로부터 벽면을 따라

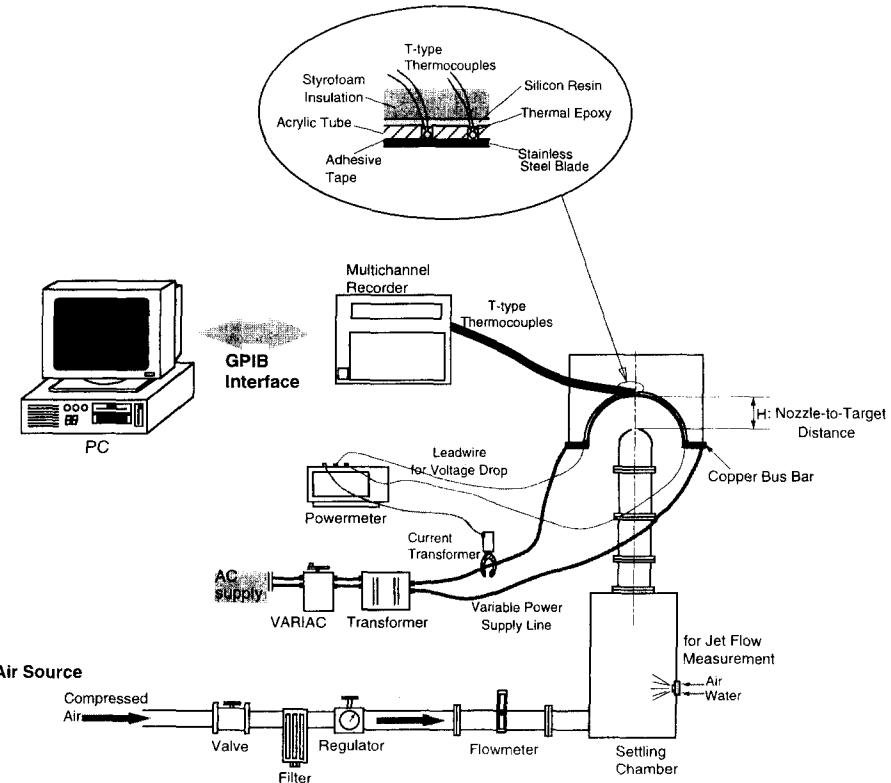


Fig. 1 Experimental apparatus for heat transfer measurements

유동방향으로 5~10 mm 간격으로 19개의 열전대를 두어 곡면의 온도분포를 측정하였다. 측정된 온도는 다채널 기록기(multichannel recorder, YOKOGAWA)에 기록되며 GPIB를 통해 PC에 저장된다.

슬롯 노즐에서 분출되는 자유제트, 충돌제트, 벽면제트의 유동구조를 측정하기 위한 실험장치 개략도와 사용한 노즐의 형상을 Fig. 2에 나타내었다. LDV는 일차원 속도 측정용이며 광학계(FLDV 3201)와 신호처리기(FDP 3100, Macrodyne Inc.)로 구성되어 있다. FLDV 3201은 이중광 방식이며 후방 산란된 빛을 수광하여 신호처리기에서 FFT(fast fourier transformation) 방식으로 신호를 처리하여 도플러주파수를 측정한다. 측정된 주파수는 확인과정을 거쳐 GPIB를 통해 PC에 저장된다. 사용된 레이저 광은 632.8 nm의 파장을 가지는 10 mW He-Ne 레이저이며 브라그셀(bragg cell)을 이용하여 광음향학적 방법으로 주파수를 천이한다. 안정실 안에 설치된 소금물 분무 입자발생기

(salt-water spray system)를 사용하여 입자를 발생시켰으며 (Fig. 1 참조), 입자발생기에서 발생된 입자는 다양한 크기의 입자를 포함하고 있지만 유동을 따라가지 못하는 큰 입자는 중력방향으로 흘러내려 모아진 후 재순환되어 입자발생기에 다시 주입되며 작은 입자만 주유동과 혼합되어 안정화된 후 노즐출구에서 분출되게 하였다. 냉각벽면이 존재하는 경우의 세트유동장, 즉 충돌제트와 벽면제트 유동장 측정시 벽면 뒤쪽에서 레이저광의 강도가 벽면에서 손실이 없이 충분히 유지되어야 하며 벽면의 영향으로 인한 레이저광의 굴절이 없어야 하나 아크릴판은 이와 같은 조건들을 만족하지 못한다. 따라서 유동장을 측정하고자 하는 위치의 아크릴판에 두께 50 μm 의 투명한 박막으로 적당한 크기의 광학창을 만들어 레이저광이 창을 통과한 후에도 레이저광의 강도가 충분히 유지될 수 있게 하였으며 레이저광의 굴절도 방지할 수 있었다. 사용된 광학창이 속도측정에 오차를 수반하는지 확인하기 위해서 레이저광을 반사하는 고체 벽면에서

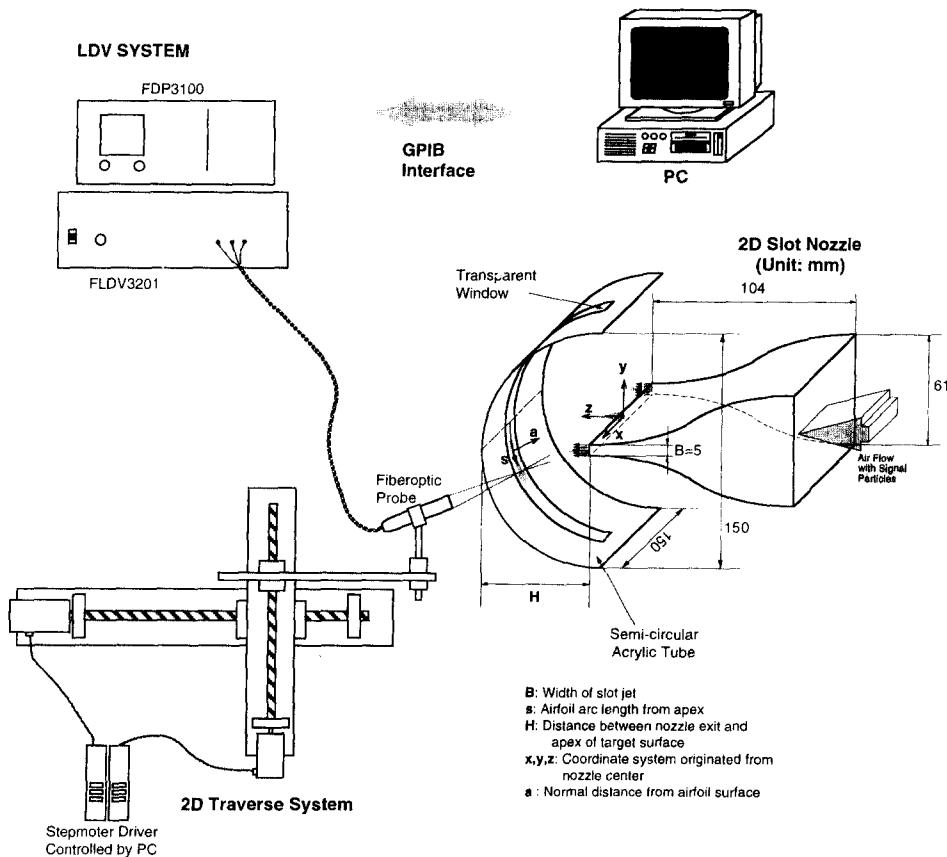


Fig. 2 Experimental apparatus for flow measurements

산란되는 천이주파수를 광학창이 있을 때와 없을 때 측정하여 비교하였으며 오차가 없음을 확인하였다. 측정하고자 하는 위치의 속도를 얻기 위해서 LDV 프루브를 미세하게 이동시킬 수 있는 이차원 이송장치를 사용하였다. 냉각벽면이 없는 자유 제트와 냉각벽면에 충돌하는 제트의 유동특성을 축방향으로 측정하였고, 충돌제트의 경우는 벽면을 따라가며 벽면제트의 속도분포와 운동속도분포를 측정하였다. 냉각벽면이 존재할 때 축방향 유동장 측정의 경우 정체점에서 1 mm 이내는 레이저광이 광학창에 의해서 영향을 많이 받으므로 측정할 수 없었고, 벽면제트의 경우는 벽면으로부터 1 mm 이내의 영역과 정체점에 가까운 영역에서는 산란입자가 적거나 응축 등의 영향으로 유동측정이 불가능하였다. 실험에 사용된 노즐은 Morel⁽²¹⁾이 제안한 이차원 풍동수축부 설계 방법에 의해 설계되고 NC선반 가공으로 제작되었으며 5 mm의 폭과

12.2 : 1의 폭방향 수축비를 갖는 이차원 슬롯노즐이다.

3. 실험방법

열전달계수를 측정하기 위하여 제트 Reynolds 수와 노즐 출구와 냉각 벽면간의 무차원거리(H/B)를 변화시키면서 벽면에서의 온도(T_w), 열유속, 노즐 출구에서의 냉각공기의 온도(T_j)를 측정하였다. 제트 Reynolds 수는 노즐 출구에서 빠로 관으로 측정된 속도의 면적 평균값, 슬롯노즐의 수력직경, 노즐 출구온도에서의 물성치를 이용하여 정의하였고, Nusselt수는 측정값을 이용하여 다음과 같이 계산되었다.

$$Re_{2B} = \frac{U_{avg} \cdot 2B}{v} \quad (1)$$

$$Nu_{2B} = \frac{h \cdot 2B}{k} = \frac{q_w}{T_w - T_j} \cdot \frac{2B}{k} \quad (2)$$

냉각공기의 온도는 노즐출구에서의 온도를 가리키며 주위 공기의 유입에 대한 영향을 배제하기 위하여 주위 공기 온도와의 차이가 $\pm 0.5^{\circ}\text{C}$ 이내가 되도록 유지하며 실험하였고, 온도측정시 출구유동에 방해를 주지 않도록 유동을 안정화시키는 안정실에서 측정하였다. 오목면에서의 열유속량은 다음과 같이 계산된다.

$$q_w = q_g - q_{loss} = \frac{V \cdot I \cdot \cos\phi}{A} \quad (3)$$

A 는 전압강하가 측정되는 가열면의 면적이다. 이 때 가열면에서의 복사열손실, 단열재면이나 스테인리스 강박판 옆면을 통한 전도 열손실과 열전대 인출선(leadwire)를 통한 전도 열손실이 존재한다. 복사 열손실량과 전도 열손실량을 계산하여 본 결과, 벽면온도가 높지 않은 상태에서 실험이 수행되었으며 단열재면의 열전도도가 스테인리스에 비해 작고 박판이 얇기 때문에 전압강하에 의해 발생된 열량(q_g)에 비하여 약 3% 이내로 나타나 무시할 수 있었다. 또한 온도 측정용 열전대 인출선은 구리와 콘스탄탄으로 구성되어 있기 때문에 열전도도가 크지만 면적이 작기 때문에 Sparrow⁽²²⁾가 제시한 방법에 의해 계산해 본 결과 열손실량이 0.2% 이내로 나타나 무시할 수 있었다.

네 가지 제트 Reynolds수(1780, 2960, 4740, 7100)에 대해서 노즐출구와 냉각벽면간의 거리를 변화시키면서 ($H/B=0.2\sim14$) 열전달계수를 측정하였다. 이때 벽면을 가열한 후 정상상태에 도달하기까지는 약 1시간 정도가 소요되었으며, 노즐과 냉각 벽면간의 거리를 변화시킬 때는 약 20분의 정상상태 도달시간이 필요하였다. 유동장은 피토관과 LDV를 이용하여 측정하였으며 LDV로 측정된 축방향 자유제트의 중심선 평균속도를 피토관으로 측정된 속도와 비교하여 일치함을 확인하였다. 정격화된 절대 요동속도의 크기는 노즐출구 중심에서의 시간 평균속도(U_i)와 국소적인 요동속도의 RMS 값을 이용하여 정의하였다. LDV의 속도측정시 시간 평균속도와 난류량은 한 위치에서 오천 개의 측정값을 평균해서 계산된 결과이다. 충돌제트 중심선 유동장은 세 가지 Reynolds수(1780, 2960, 4740)에 대하여 냉각 벽면위치가 $H/B=4, 6, 10$ 일 때 측정하였고, 벽면제트 영역의 제트유동장은 $H/B=0.4, 1, 6, 10$ 일 때 벽면 선단에서 원주 방향으로 15 mm 떨어진 위치($s/B=3$)에서부터 측정

Table 1 The results of uncertainty analysis

x	$\frac{\Delta x}{x} \times 100 (\%)$
V	1.95
I	1.68
A	1.1
T_j	2.47
$(T_w - T_j)$	6.72
B	2
δP	1

$$\frac{\Delta \text{Nu}}{\text{Nu}} = 7.94\%$$

$$\frac{\Delta \text{Re}}{\text{Re}} = 3.45\%$$

하였다.

측정값의 오차해석은 Klein과 McClintock⁽²³⁾에서 제시된 방법으로 수행되었으며 온도측정값에서 가장 큰 오차가 수반되었다. 계산된 각각 변수들의 상대오차는 RSS(Root Sum Square) 모델을 이용한 최종 측정값의 상대오차 결과에 반영되었으며, 그 결과를 Table 1에 나타내었다. 열전달계수의 상대오차는 6.89%, Nusselt 수는 7.94%, Reynolds수는 3.45%의 상대오차 결과를 나타냈다.

4. 결과 및 고찰

슬롯노즐에서 분출된 제트가 축방향(z)으로 진행되면서 발달되는 폭방향(y) 평균속도와 요동속도의 변화량을 Fig. 3에 나타내었으며, $\text{Re}_{2B}=4740$ 이고 충돌면이 없는 경우이다. Fig. 3의 윗부분 횡축은 z/B 에 따른 원점, 즉 $U/U_j=0$ 인 점을 표시한다. 예를 들면 윗부분 횡축에서 $z/B=4$ 로 표시된 지점은 그림의 $z/B=4$ 인 곡선의 원점이다. 평균속도 결과(Fig. 3(a))를 살펴보면, 축방향으로 진행하면서 정지해 있던 주위공기와의 속도차이로 인한 혼합에 의해 주위공기의 유입이 발생하며 속도가 줄어드는 전단층(shear layer)이 확대되고 있다. 따라서 폭방향으로 출구속도와 같은 균일한 속도를 갖는 영역($U/U_j=1$ 인 영역)이 점차 좁혀지며 $z/B=6$ 이상에서는 주위공기의 유입이 제트 중

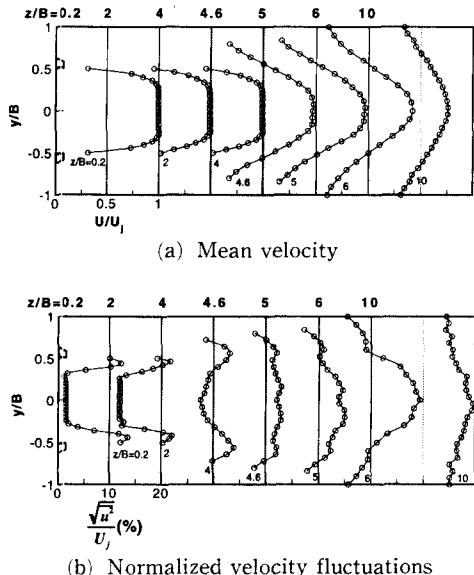


Fig. 3 Evolution of the distributions of axial velocity and velocity fluctuation at $Re_{2B}=4740$ of a free jet

심선까지 침투한 제트유동장 결과를 보여주고 있다. 요동속도 결과(Fig. 3(b))에서는 축방향 진행에 따른 주위 공기유입 과정과 제트유동의 불안정성에 의한 난류제트로의 발달과정이 나타나고 있다. 노즐 출구 바로 앞($z/B=0.2$)에서는 대체로 낮은 난류량을 보이며 노즐 폭방향으로 균일한 난류량이 나타나고 노즐단($y/B=\pm 0.5$) 근처에서는 주위 공기와 제트 유동의 혼합으로 인하여 작은 속도와 큰 난류량이 나타나고 있다. 노즐단 근처에서의 큰 난류량은 축방향으로 발달되어 가면서 제트 중심까지 전달되며 $z/B=4$ 인 경우 이미 노즐출구에서 보다 증가된 값을 보인다. $z/B=4$ 일 때 평균 속도는 노즐 출구에서의 값과 같으므로 요동속도의 증가는 평균속도의 감소보다 더 빨리 일어남을 알 수 있다. 중심선 요동속도 증가와 더불어 제트 폭도 증가하며 $z/B=6$ 이상에서는 중심선에서 가장 큰 요동속도가 나타나는 종 모양의 폭방향 분포를 보여주고 있다. 노즐에서 분출되는 제트유동의 축방향 발달 모양은 노즐의 형상, 출구속도, 그 밖의 유동조건에 따라 정성적인 모양이나 정량적인 크기가 달라지며 이와 관련된 충돌냉각 열전달 특성에 많은 영향을 주게 된다.

제트 Reynolds수와 노즐 출구와 냉각벽면간의 거리를 변화시키면서 측정된 정체점 Nusselt수를

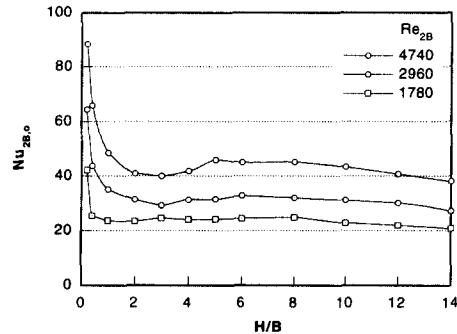


Fig. 4 Variations of stagnation point Nusselt numbers for different H/B

Fig. 4에 나타내었다. Reynolds수가 증가할수록 냉각공기 분출유량이 증가하게 되고 따라서 열전달계수가 커지며, 일정한 Reynolds수에 대해서 살펴보면 냉각벽면이 노즐 출구에 가깝게 위치할수록 정체점 Nusselt수가 증가하고 있으며 H/B 가 커지면 감소하다가 이 후에 다시 증가하고 있다. 이러한 경향은 Reynolds수가 커질수록 좀더 분명하게 나타나고 있다. 일반적으로 제트 충돌냉각에서 다음과 같은 상관관계가 알려져 있다.

$$Nu = C Re^n \quad (4)$$

본 실험에서 세 가지 Reynolds수(1780, 2960, 4740)에 대해서 측정된 정체점 Nusselt수를 곡선 근사방법을 이용하여 Reynolds수의 지수를 알아본 결과, 냉각벽면의 위치에 따라 $n=0.5\sim0.75$ 의 값을 얻었으며 평균적으로 $n=0.68$ 을 얻을 수 있었다. 기존의 연구들에서는 여러 실험인자들에 따라 Nusselt수와 Reynolds수의 관계에 대한 다른 결과가 나타나며 대략적으로 Nusselt수가 Reynolds수의 0.6~0.7승에 비례하는 멱법칙 결과를 보고하였다.^(12, 15, 18)

정체점 열전달특성과 유동특성의 관련성을 파악하기 위하여 자유제트와 충돌제트의 유동장을 측정하였다. Fig. 5와 Fig. 6은 유속측정용 광학창을 가지고 있는 벽면을 이용하여 노즐중심선을 따라가며 자유제트와 충돌제트의 평균속도와 무차원화된 요동속도 분포를 측정한 결과이다. 자유제트 측정결과를 먼저 설명하고 충돌제트 결과를 다음절에서 설명하고자 한다. 자유제트의 평균속도 결과를 Reynolds수의 변화에 따라 살펴보면 Reynolds수가 증가할수록 노즐출구에서의 속도와 비슷한 값을 갖

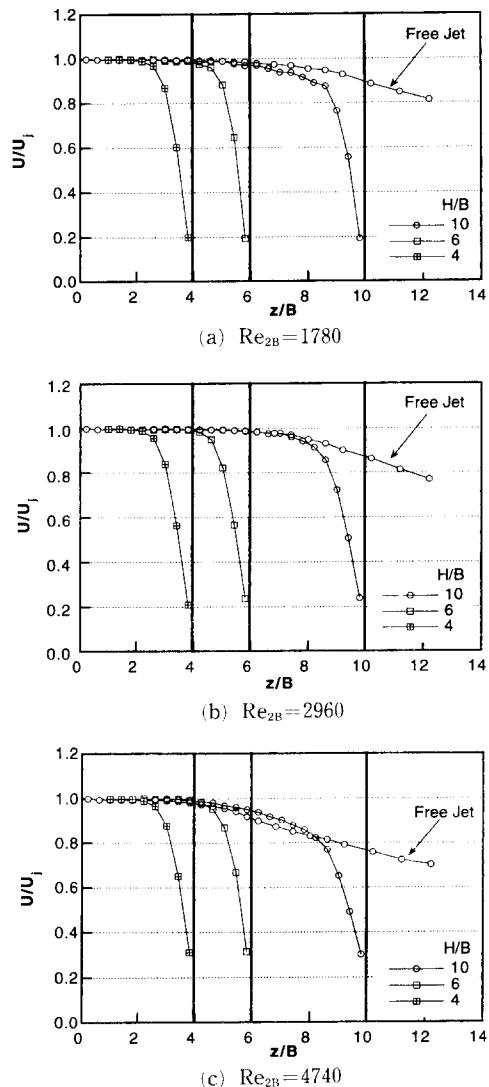


Fig. 5 Axial mean velocity profile along the centerline for free and impinging jet flows

는 속도영역이 짧아지고 있으며 하류영역에서 속도가 더욱 빨리 감소하고 있다. 제트유동의 중심선 평균속도가 어느 정도 일정하게 유지되는 영역을 포텐셜코어(potential core)영역이라고 하며 포텐셜코어 길이를 중심선에서의 국소 평균속도가 노즐 출구에서의 중심선 평균속도의 95%에 도달하는 노즐 출구로부터의 길이로 정의할 경우⁽⁸⁾에, 본 실험에서는 $Re_{2B}=1780, 2960$ 에서는 포텐셜코어 길이는 대략 $z/B=8$ 근처이며 $Re_{2B}=4740$ 일 때는 대략 $z/B=5.5$ 의 값을 보이고 있다. 위와 같은 결과가 나

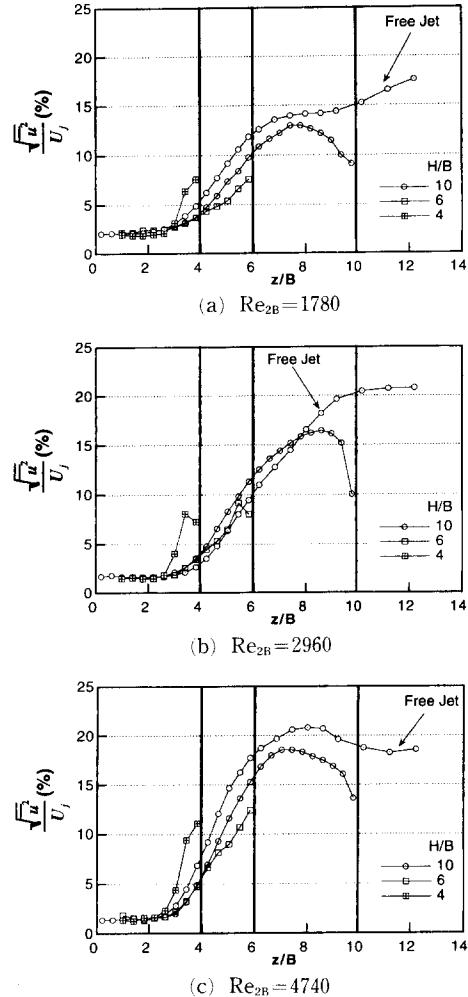


Fig. 6 Axial normalized velocity fluctuations along the centerline for free and impinging jet flows

타나는 이유는 노즐 폭방향 속도결과(Fig. 3)에서 나타난 노즐 단 근처에서 시작되어 발달되는 전단층이 노즐 출구속도가 증가하면 더 빨리 제트 중심선까지 확대되기 때문으로 생각된다. 제트유동에서 나타나는 전단층은 제트속도와 정지된 외부 공기의 속도차이 때문에 발생하며 두 유동이 만나는 경계 영역에서 활발한 혼합이 발생하고 난류량이 증가한다. 따라서 노즐 출구 속도가 증가하게 되면 두 유동 사이의 속도차이가 커지게 되어 보다 많은 혼합이 발생하게 되며 제트유동의 불안정성도 증가하게 되어 제트유동이 빨리 발달하게 된다. 자유제트인 경우, 제트 Reynolds수의 증가에 따른 노즐 중심선 요동속도 결과(Fig. 6)를 살펴보면 출구에서는

작은 값으로 일정하게 유지되다가 이후 축방향으로 급격히 증가하는 모양을 보이고 있다. Reynolds수가 변하더라도 이러한 경향은 비슷하게 나타나며, Reynolds수가 큰 경우 노즐 출구에서 나타나는 일정한 요동속도의 구간 이후에 급격하게 요동속도가 증가하고 있으며 $Re_{2B}=4740$ 일 경우에 $z/B=8$ 근처에서 최대를 보인 후 감소하고 있다. 이것은 평균속도 결과에서 언급한 노즐출구속도가 증가함에 따라 혼합이 활발해지고 불안정성이 커지는 것에 따른 영향이라고 생각된다.

Fig. 5와 6에 나타낸 총돌제트 측정결과를 설명하면 다음과 같다. 냉각벽면이 자유제트의 포텐셜코어 영역밖($H/B=10$)에 위치할 때와 포텐셜코어 영역내($H/B=4$) 및 포텐셜코어영역 끝 부근($H/B=6$)에 위치할 때 총돌제트의 중심선 평균속도와 요동속도를 측정하였다. 자유제트가 냉각벽면에 의해 제트 중심선 축방향 속도가 변하게 되는 영역(즉, 총돌제트가 자유제트 유동으로부터 변화하는 구간)을 정체영역의 두께라고 정의할 때, 정체영역 두께는 냉각벽면의 위치와 노즐 출구속도에 따라 다르게 나타나고 있다. Fig. 5(a)에서 냉각벽면의 위치가 $H/B=10$ 일 때 정체영역 두께는 대략 $4B$ 정도이지만 냉각벽면과 노즐 출구간의 거리가 좁혀지면 정체영역의 두께는 $2B$ 정도로 짧아지고 있다. 노즐 출구속도가 증가하면 같은 냉각벽면 위치에서도 정체영역 두께는 짧아지며 속도감소의 구배는 커지고 있다. 이것은 노즐에서 분출되는 제트 속도가 크면 유동의 관성이 커지기 때문에 냉각벽면의 영향이 냉각벽면에서 가까운 구간에서 나타나기 때문이다. 총돌제트의 중심선 요동속도 결과(Fig. 6)에서는 냉각벽면의 위치와 자유제트의 요동속도가 충분히 증가하지 않은 영역인 $H/B=4$ 일 때는 자유제트의 요동속도 보다 더욱 증가된 정체영역 요동속도를 보여주고 있는데, 냉각벽면의 존재로 인하여 포텐셜코어 구간이 급격하게 줄어들면서 발생하는 급격한 속도 감소 구배와 외부공기의 혼합이 주 원인인 것으로 생각된다. 냉각벽면의 위치가 멀어지면 오목면은 외부공기의 혼합을 방해하며 요동속도를 감소시키는 작용을 하고 있다. 이와 같은 자유제트와 총돌제트의 유동장은 정체점 Nusselt수 결과(Fig. 3)와 많은 연관성을 가지고 있으며 이후에 설명하겠다.

정체점 Nusselt수 증감의 변화는 냉각벽면의 위치에 따라 다음의 세부분으로 나누어진다. (1) $H/B < 2$: 냉각벽면이 노즐출구에 가까울수록 정체점 Nusselt수가 증가하는 영역, (2) $2 < H/B < (H/B)_{2nd_peak}$: 벽면이 멀어질수록 정체점 Nusselt 수가 증가하는 영역, (3) $H/B > (H/B)_{2nd_peak}$: 벽면이 멀어질수록 정체점 Nusselt수가 감소하는 영역, 여기에서 $(H/B)_{2nd_peak}$ 은 정체점 Nusselt 수의 이차 최대값이 나타나는 위치이다. 두번째 영역은 대략적으로 노즐 출구속도가 거의 변하지 않는 자유제트의 포텐셜코어 영역내에 냉각벽면이 위치하는 경우이며, 제트속도는 거의 변화가 없으나 요동속도가 증가하여 정체점 Nusselt수가 증가하게 된다. 이것은 Reynolds수가 일정할 때 부과된 난류강도에 의해서 열전달률이 향상되는 결과⁽²⁾에서도 확인할 수 있다. H/B 가 더욱 증가한 세번째 영역은 포텐셜코어 영역 밖에 냉각벽면이 존재하는 경우이며, 요동속도는 계속해서 증가하고 있지만 평균속도는 줄어들기 때문에 감소된 평균속도의 영향이 Nusselt수의 감소를 자배하여 정체점 Nusselt 수가 감소하게 된다. 냉각벽면이 노즐출구에 가까운 첫번째 영역을 제외하고는 최대 정체점 Nusselt 수는 냉각벽면이 자유제트의 포텐셜코어 영역 끝 부분에 위치할 때 나타나며, 제트 Reynolds수와 난류량이 정체점 Nusselt수에 영향을 미치는 중요한 인자로써 작용한다. 즉, 평균속도와 난류강도가 커지면 정체점 Nusselt수가 커짐을 알 수 있다. 정체점 Nusselt수 분포의 첫번째 영역은 평균속도와 요동속도가 거의 일정하게 유지되는 부분이다. 그러나 H/B 가 줄어들에 따라 정체점 Nusselt수는 급격하게 증가하고 있으며, 이러한 증가 요인은 평균속도 구배와 관계된다. 총돌제트 중심선 평균속도 결과(Fig. 5)에서 나타났듯이 냉각벽면이 가깝고 Reynolds수가 커지면 정체영역의 두께가 짧아지고 있으며, $H/B=4$ 일 때 정체영역의 두께는 약 $2B$ 정도이다. 냉각벽면의 위치가 $2B$ 보다 작게 되면 정체영역의 구간 길이가 줄어들기 때문에 노즐 출구속도에서 벽면의 정지된 속도로 감소되는 속도 구배가 급격하게 증가하게 되며, 증가된 속도구배는 열경계층 두께를 감소시켜 열전달 효과를 증가시키며 총돌제트 요동속도 결과(Fig. 6)에서 나타난 속도구배의 증가로 인한 난류량의 증가도 열전달의 촉진에 기여할 것으로 판단된다.

Fig. 7은 $Re_{2B}=4740$ 일 때 냉각벽면의 위치를 변화시키면서 오목면의 원주방향(s)으로 변화하는 국소 Nusselt수를 측정한 결과이다. H/B 의 변화에

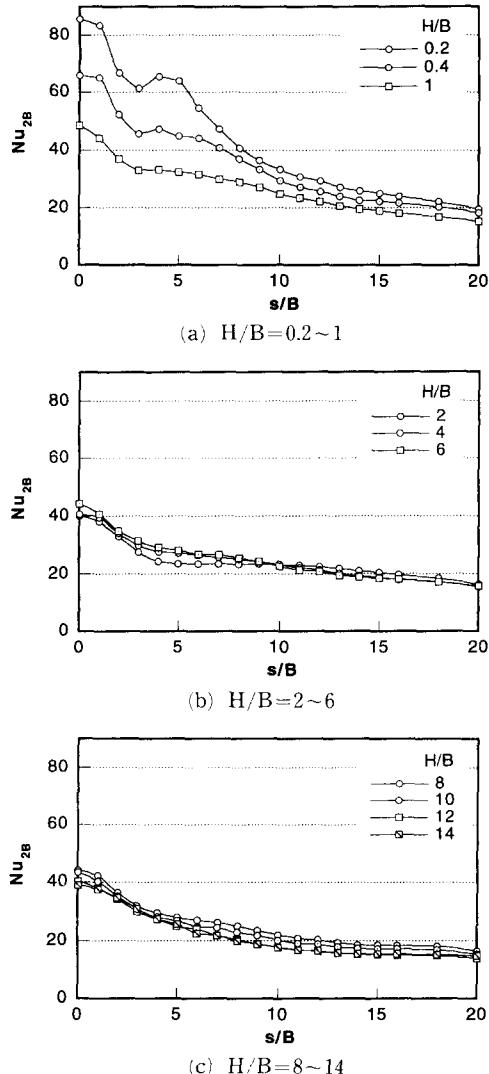


Fig. 7 Distribution of local Nusselt numbers in the circumferential direction at $Re_{2B}=4740$

따라 Nusselt수 결과 및 변화특성이 달라지며 이것을 세 부분으로 나눌 수 있었고, ((a) $H/B=0.2 \sim 1$, (b) $H/B=2 \sim 6$, (c) $H/B=8 \sim 14$), 이러한 경향은 세트 Reynolds수에 관계 없이 비슷한 결과를 나타내었다. 냉각면이 노즐출구에 가깝게 위치한 경우(Fig. 7(a))에는 다른 경우와는 달리 원주방향의 Nusselt수 변화가 단순 감소하는 모양이 아니라 $s/B=4 \sim 5$ 근처에서 Nusselt수가 다시 증가하여 Nusselt수의 이차정점이 나타나고 있으며, 냉각벽면이 $H/B > 2$ 위치에 존재할 때는 이차

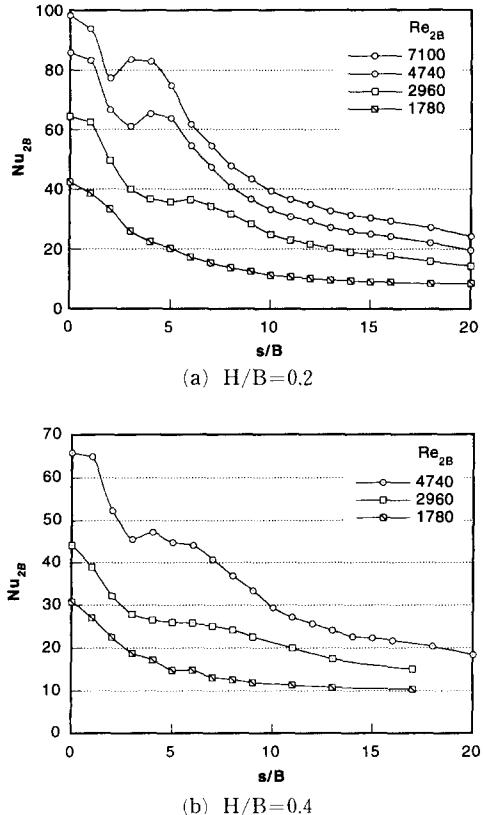


Fig. 8 Variations of local Nusselt numbers in the circumferential direction

정점이 나타나지 않고 있다. 평판에 제트가 충돌할 때 제트반경 혹은 유동 진행방향 Nusselt수 분포에서 나타나는 이차정점에 대해 다양한 연구가 이루어졌다. 제트가 평면에 충돌한 후 정체영역에서 벽면제트로 발달되는 동안 층류제트에서 난류제트로 전이하는 위치에서 이차정점이 나타난다고 보고된 바 있으며,⁽²⁾ 벽면제트 경계층 속도와 난류강도의 곡의 최대위치에서 Nusselt수 이차정점이 나타나거나,⁽²⁴⁾ 제트유동에 존재하는 애디 구조를 측정하여 설명하기도 한다.⁽⁶⁾ Nusselt수의 이차정점은 노즐 출구에서의 난류강도가 증가하거나 노즐 출구속도가 감소할 때 혹은 냉각벽면이 포텐셜 코어 영역 밖에 위치할 때 나타나지 않는다고 보고되었다.⁽⁸⁾

Nusselt수의 이차정점이 나타나는 냉각벽면 위치에서 제트 Reynolds수에 대한 영향을 살펴보기 위해서 $H/B=0.2$ 와 $H/B=0.4$ 일 때 제트 Reynolds수를 변화시키면서 곡면 원주방향의 국소 Nusselt수를 측정한 결과를 Fig. 8에 나타내었다. Fig.

8(a)에서 $H/B=0.2$ 일 때 Nusselt수의 이차정점 분포는 Reynolds수가 커지면 단순감소 경향에서 벗어나며 왜곡이 심한 결과를 보여주고 있다. 이차정점의 위치는 Reynolds수가 증가하면 점차 정체점($s/B=0$) 방향으로 접근하며, $Re_{2B}=7100$ 일 때 이차정점의 위치는 대략 $s/B=3\sim 4$ 이며 Reynolds수가 작아지면 대략 $s/B=4, 6$ 에서 이차정점이 나타나고 있다. 냉각벽면의 위치가 $H/B=0.2$ 에서 $H/B=0.4$ 로 조금만 이동해도 국소 Nusselt수의 정량적인 결과와 정성적인 분포에 많은 차이가 나타난다. 본 실험의 원주방향 Nusselt수 분포 결과로부터 Reynolds수가 가장 작은 경우에는 Nusselt수의 이차정점이 나타나지 않으며 냉각 벽면 위치가 노즐출구에 가깝고 제트 Reynolds수가 증가하면 Nusselt수의 증감변화가 심하게 나타나고 이차정점의 위치가 정체점 방향으로 이동하고 있음을 알 수 있다.

곡면 원주방향 Nusselt수 분포를 유동장과 연관하여 설명하기 위하여 벽면제트 유동구조를 LDV로 측정하였다. Fig. 9은 $Re_{2B}=2960$ 일 때 냉각면의 위치를 변화시키면서 고정된 원주방향 위치에서 벽면으로부터 수직방향(a)으로 LDV 포트보드를 이동시키면서 측정된 평균속도 결과이다. $H/B=0.4$ 일 때 벽면제트 경계층내의 속도가 노즐 출구에서의 속도보다 증가하는 영역이 존재하며, $s/B=6$ 일 때 경계층내의 속도가 $a/B=0.45$ 근처에서 최대값이 나타나며 $s/B=3$ 과 4인 경우 최대속도는 측정 가능한 위치보다 더 벽면 가까이에서 발생하는 것으로 생각된다. 원주방향으로 멀어질수록 벽면제트의 폭은 점차 증가하여 완만하여지고 있으며, 냉각벽면의 위치가 $H/B \geq 1$ 일 때는 벽면제트의 속도가 출구속도보다 큰 결과는 측정되지 않았다. 원형제트의 평판 총돌시에도 노즐출구와 냉각벽면과의 거리가 노즐직경의 0.25배 이내일 때 노즐 출구단에서 질량보존을 만족시키기 위해서 국소적인 평균속도가 노즐 출구속도보다 증가되는 결과가 보고된 바 있다.⁽²⁵⁾ 본 실험의 경우 슬롯노즐 출구단에서 질량보존을 만족시키기 위해서는 제트 출구속도보다 증가된 경계층 속도가 나타나는 냉각벽면 위치가 $H/B < 0.5$ 일 것으로 예상된다. 따라서 $H/B=0.2$ 의 경우 측정할 수는 없었지만 노즐 출구단 근처에서 벽면제트 속도의 상당한 증가가 나타날 것으로 생각된다. 경계층내의 평균속도 증가는 냉각벽면이 노즐에 접근할수록 더욱 크게 나타나며 원

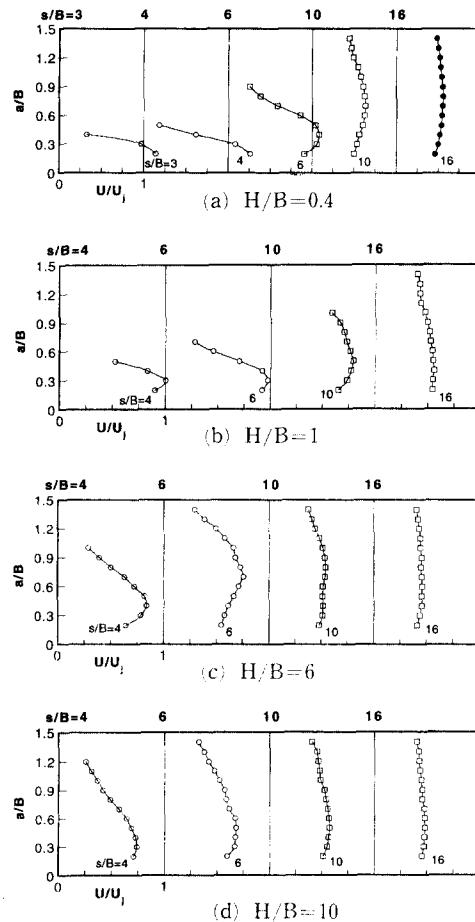


Fig. 9 Mean velocity variations of wall jet flow along the concave surface at $Re_{2B}=2960$

주방향 열전달계수 분포에 많은 영향을 주고 있다. Reynolds수가 증가하여도 벽면제트 유동구조의 정성적인 결과는 유사하다(다른 Reynolds수에 대해서도 벽면제트 유동장을 측정하였고 그 결과는 유한성의 논문⁽²⁶⁾을 참고하기 바란다). $H/B=0.4$ 일 때 나타나는 벽면제트의 유동속도가 제트 출구속도보다 큰 영역의 원주방향 길이가 제트 Reynolds수가 작을수록 길어지며,⁽²⁶⁾ 이것은 제트 출구속도가 증가할수록 외부공기가 벽면제트의 경계층 내부로 활발하게 유입되어 벽면제트 속도가 빨리 감소하기 때문일 것이다.

벽면제트 영역에서의 유동속도 분포는 Reynolds수에 따라 많이 달라지며, Fig. 10과 Fig. 11는 제트 Reynolds수가 1780과 4740일 때 곡면에서 일정한 수직높이에서 원주방향의 거리를 변화시키면서

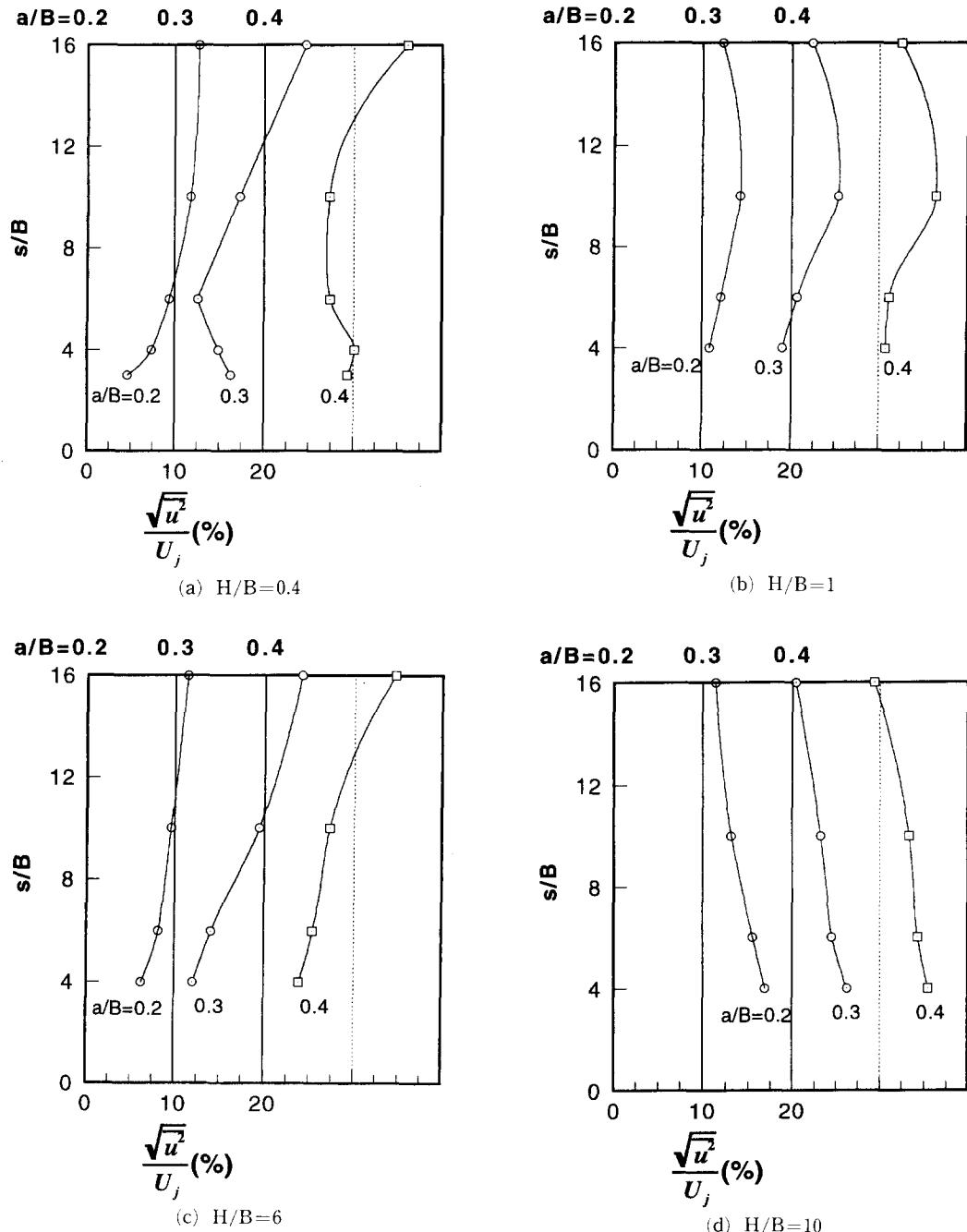


Fig. 10 Variations of normalized velocity fluctuations of wall jet flow along the concave surface at $Re_{2B}=1780$

측정된 무차원화된 요동속도 결과이다. 세트 $Re_{2B}=1780$ 일 때 (Fig. 10 참조) 원주방향으로의 무차원 요동속도 값의 변화 폭이 10~15%정도 이지만,

Reynolds수가 증가하면 요동속도가 급격하게 증가하는 영역이 존재한다. $Re_{2B}=4740$ 일 때의 요동속도 결과 (Fig. 11 참조)에서 알 수 있듯이 $H/B=$

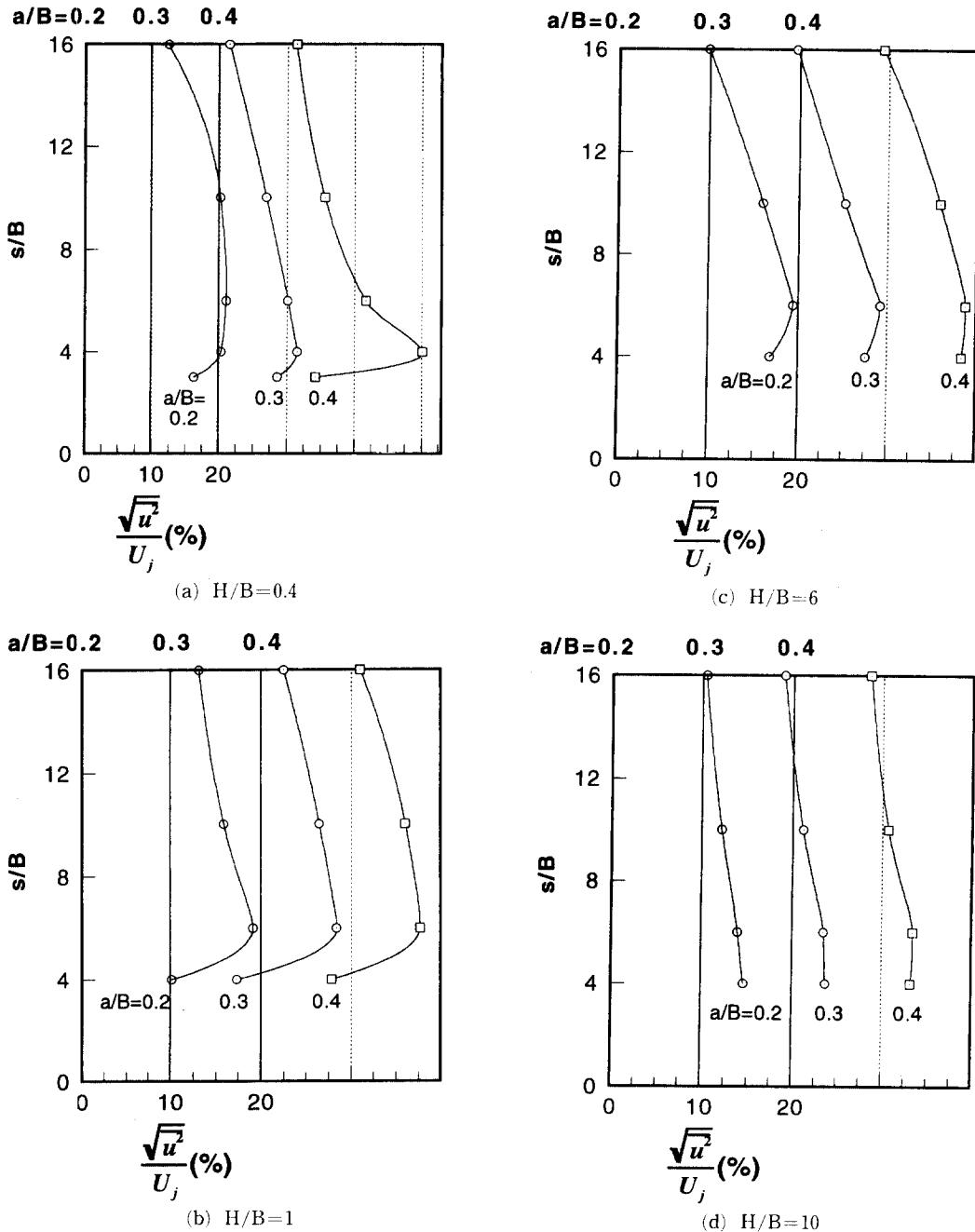


Fig. 11 Variations of normalized velocity fluctuations of wall jet flow along the concave surface at $Re_{2B}=4740$

0.4 일 때 $s/B=4$ 근처에서 $20\sim30\%$ 의 난류량의 급격한 증가가 나타나며 H/B 가 증가함에 따라 최대 난류량의 위치가 정체점으로부터 멀어지고 $H/B=10$ 에서는 난류량이 15% 정도 이하로 낮아진

다. 이러한 원주방향으로의 난류량의 변화는 원주 방향으로의 열전달에 영향을 주며 Nusselt수의 이차정점의 발생 및 그 위치와 연관이 있다(Fig. 8 참조). $H/B=0.4$ 일 때 유통 속도 결과가

Reynolds수에 따라 변화하는 정도를 비교하기 위해서 특정 원주방향거리에서 수직방향으로 변화하는 무차원 요동속도 결과를 Fig. 12에 나타내었다. Reynolds수가 증가하면 요동속도값도 증가되고 있으며, $Re_{2B}=2960$ 에서 최대 무차원 요동속도 값은 $s/B=6$ 근처에서 약 28% 정도이고 $Re_{2B}=4740$ 에서는 $s/B=4$ 일 때 최대 약 33%의 값을 나타낸다. 이와 같은 요동속도 결과와 평균속도 결과를 이용하여 원주방향 국소 Nusselt수의 변화를 설명할 수 있다. Fig. 8의 결과에서 알 수 있듯이 국소 Nusselt수의 이차정점의 위치는 제트 Reynolds수가 증가함에 따라 정체점 근처로 이동하며, 이 경향은 벽면제트 요동속도의 원주방향의 분포와 일치한다. 냉각벽면이 노즐에 가깝게 위치하면 벽면제트 영역내의 유속이 노즐출구에서의 속도보다 가속

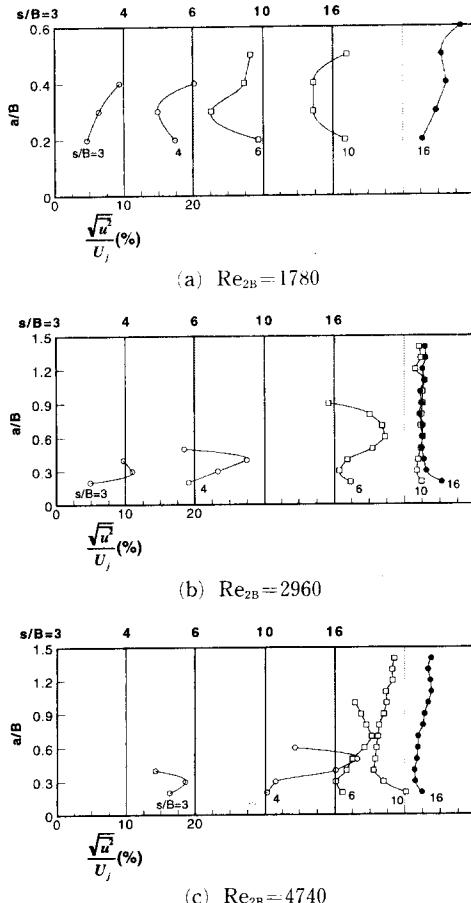


Fig. 12 Normalized velocity fluctuations of wall jet flow for three Reynolds numbers at $H/B=0.4$

되는 영역이 존재하고 중앙선 속도 감소 구배가 커짐에 따라 요동속도로 증가한다. 또한 제트 Reynolds수가 증가하면 벽면제트와 정지한 외부 공기의 혼합이 활발해지기 때문에 외부공기의 유입으로 인한 요동속도의 증가가 벽면제트에 반영되어 특정 원주방향거리에서 요동속도는 급격하게 증가 한다. Fig. 12에서 볼 수 있듯이 $Re_{2B}=2960$ 일 때 $s/B=6$ 근처와 $Re_{2B}=4740$ 일 때 $s/B=4$ 근처에서 급격한 난류량의 증가가 나타난다. 따라서 벽면제트 경계층내에 요동속도가 증가하는 위치에서 열전달이 촉진되어 오목면 원주방향의 국소 Nusselt수가 증가된다. Fig. 8(b)에서 $Re_{2B}=4740$ 인 경우 $s/B=4$ 근처부터 국소 Nusselt수가 증가하여 이차정점을 가지게 되며, $Re_{2B}=2960$ 인 경우는 $s/B=5$ 근처에서 Nusselt수의 감소가 완만하여거나 이차정점은 발생하지 않고 있다. Reynolds수가 작은 경우에는 Reynolds수가 큰 경우에 비해 외부공기와의 혼합에 의한 요동속도 증가가 작기 때문에 Nusselt수의 이차정점의 발생이 현저하게 나타나지 않으며 난류량의 증가가 Nusselt수의 감소를 완만하게 만드는 요인인 되는 것으로 생각된다.

5. 결 론

반원 오목면에 분사되는 슬롯제트 충돌냉각에서 열전달계수 및 유동장을 측정하여 다음의 결론을 얻었다.

(1) 오목면에 제트가 충돌할 때 자유제트, 충돌제트, 벽면제트 유동특성이 나타나는 영역이 존재하며, 제트 Reynolds수 1780에서 4740으로 커지면 자유제트의 포텐셜코어 길이는 짧아지고 요동속도는 급격하게 증가한다. 정체영역의 두께는 냉각벽면의 위치가 노즐출구에 가깝고 제트 Reynolds수가 커지면 작아진다.

(2) 벽면제트 영역에서는 냉각벽면의 위치가 $H/B < 0.5$ 일 때 평균속도가 노즐 출구속도보다 증가되는 영역이 존재하며, H/B 가 작고 제트 Reynolds수가 커지면 정체점에 보다 가까운 위치에서 요동속도가 크게 증가한다.

(3) 정체점 Nusselt수는 제트유동의 중심선 평균 속도와 요동속도의 변화에 따라 변화정도가 다르게 나타난다. $H/B < 2$ 에서 속도구배의 증가와 난류량의 증가로 큰 정체점 Nusselt수가 나타나며, H/B 가 포텐셜코어 길이와 같은 위치에서 난류량의 증

가로 정체점 Nusselt수의 이차 최대점이 나타난다.

(4) 오목면 원주방향의 국소 Nusselt수 분포에서 나타나는 이차정점은 $H/B < 0.5$ 에서 제트 Reynolds수가 1780에서 7100으로 커질수록 뚜렷해지며 이차정점의 위치도 정체점 방향으로 앞당겨진다. 원주방향 Nusselt수의 이차정점이 나타나는 위치는 벽면제트 영역에서 유통속도가 증가되는 위치와 일치한다.

후 기

본 연구는 한국과학재단 터보동력기계연구 센터와 서울대학교 공과대학 교육연구재단(현대기금)의 지원으로 이루어졌음을 밝힌다.

참고문헌

- (1) Gardon, C. O., 1985, *Aerothermodynamics of Aircraft Engine Components*, AIAA Education Series, pp. 273~328.
- (2) Gardon, R. and Akfirat, J. C., 1965, "The Role of Turbulence in Determining the Heat Transfer Characteristics of Impinging Jets," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 8, pp. 1261~1272.
- (3) Gardon, R. and Akfirat, J. C., 1966, "Heat Transfer Characteristics of Impinging Two-Dimensional Air Jets," *ASME J. of Heat Transfer*, Vol. 88, pp. 101~108.
- (4) Sparrow, E. M. and Wong, T. C., 1975, "Impingement Transfer Coefficients due to Initially Laminar Slot Jets," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 18, pp. 597~605.
- (5) Goldstein, R. J., Behbahani, A. I. and Heppelmann, K. K., 1986, "Streamwise Distribution of the Recovery Factor and the Local Heat Transfer Coefficient to an Impinging Circular Air Jet," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 29, No. 8, pp. 1227~1235.
- (6) Kataoka, K., Suguro, M., Degawa, H., Marul, K., and Mihata, I., 1987, "The Effect of Structure Renewal Due to Large-Scale Eddies on Jet Impingement Heat Transfer," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 30, No. 3, pp. 559~567.
- (7) Kataoka, K., 1990, "Impingement Heat Transfer Augmentation due to Large Scale Eddies," *Proc. 9th Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 1, pp. 255~273.
- (8) Jambunathan, K., Lai, E., Moss, M. A. and Button, B. L., 1992, "A Review of Heat Transfer Data for Single Circular Jet Impingement," *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 13, No. 2, pp. 106~115.
- (9) Viskanta, R., 1993, "Heat Transfer to Impinging Isothermal Gas and Flame Jets," *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 6, pp. 111~134.
- (10) Chupp, R. E., Helms, H. E., McFadden, P. W., and Brown, T. R., 1969, "Evaluation of Internal Heat Transfer Coefficients for Impingement-Cooled Turbine Airfoils," *J. of Aircraft*, Vol. 6, No. 3, pp. 203~208.
- (11) Metzger, D. E., Yamashita, T. and Jenkins, C. W., 1969, "Impingement Cooling of Concave Surfaces with Lines of Circular Air Jets," *ASME J. of Engineering for Power*, Vol. 91, pp. 149~158.
- (12) Dyban, Y. P. and Mazur, A. I., 1970, "Heat Transfer from a Flat Air Jet Flowing into a Concave Surface," *Heat Transfer-Soviet Research*, Vol. 2, No. 3, pp. 15~20.
- (13) Tabakoff, W. and Clevenger, W., 1972, "Gas Turbine Blade Heat Transfer Augmentation by Impingement of Air Jets Having Various Configurations," *ASME J. of Engineering for Power*, Vol. 94, pp. 51~60.
- (14) Metzger, D. E., Baltzer, R. T. and Jenkins, C. W., 1972, "Impingement Cooling Performance in Gas Turbine Airfoils Including Effects of Leading Edge Sharpness," *ASME J. of Engineering for Power*, Vol. 94, pp. 219~225.
- (15) Cheng, J. R. and Wang, B. G., 1982, "Experimental Investigation of Heat Transfer by a Single-and a Tripel-Row Round Jets Impinging on Semi-Cylindrical Concave Surface," *Proc. 7th Int. Heat Transfer Conf.*, Vol. 3, pp. 337~342.
- (16) Hsueh, K. L. and Chin, D. T., 1986, "Mass Transfer of a Submerged Jet Impinging on a Cylindrical Surface," *J. of Electrochemical Soci-*

- ety : *Electrochemical Science and Technology*, Vol. 133, No. 9, pp. 1845~1850.
- (17) Brahma, R. K., Faruque, O. and Arora, R. C., 1991, "Experimental Investigation of Mean Flow Characteristics of Slot Jet impingement on a Cylinder," *Wärme und Stoffübertragung*, Vol. 26, pp. 257~263.
- (18) Bunker, R. S. and Metzger, D. E., 1990, "Local Heat Transfer in Internally Cooled Turbine Airfoil Leading Edge Regions, Part I-Impingement Cooling without Film Coolant Extraction," *ASME J. of Turbomachinery*, Vol. 112, pp. 451~458.
- (19) Gau, C. and Chung, C. M., 1991, "Surface Curvature Effect on Slot Air-Jet Impingement Cooling Flow and Heat Transfer Process," *ASME J. of Heat Transfer*, Vol. 113, pp. 858 ~864.
- (20) Lee, D. H. and Lim, K. B., 1995, "Heat Transfer from a Convex Hemispherical Plate to a Round Impinging Jet," *Advances in Turbulence Research-1995*, Postech, Pohang, Korea, pp. 81 ~100.
- (21) Morel, T., 1977, "Design of Two-Dimensional Wind Tunnel Contractions," *ASME J. of Fluids Engineering*, Vol. 99, pp. 371~377.
- (22) Sparrow, E. M., 1976, "Error Estimates in Temperature Measurement," *Measurement in Heat Transfer*, Edited by Eckert, E. R. G. and Goldstein, R. J., Hemisphere Publishing Corp., Washington, pp. 1~23.
- (23) Kline, S. J. and McClintock, F. A., 1953, "Describing Uncertainties in Single-Sample Experiments," *Mech. Eng.*, Vol. 75, No. 1, pp. 3~8.
- (24) Den Ouden, C. and Hoogendoorn, C. J., 1974, "Local Convective-Heat-Transfer Coefficients for Jets Impinging on a Plate; Experiments Using a Liquid-Crystal Technique," *Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf.*, Vol. 5, pp. 293~297.
- (25) Lytle, D. and Webb, B. W., 1994, "Air Jet Impingement Heat Transfer at Low Nozzle-Plate Spacings," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 37, No. 12, pp. 1617~1697.
- (26) 유한성, 1995, "오목면의 제트 충돌 냉각에서 열전달 및 유체유동에 관한 실험적 연구," 석사 학위논문 서울대학교.