

< 논 문 >

볼록한 반구면에 충돌하는 원형제트의 열전달 및 유동특성

이대희* · 정영석** · 김대성*** · 임경빈****

(1996년 11월 29일 접수)

Heat Transfer and Flow Characteristics of a Circular Jet Impinging on a Convex Curved Surface

Dae Hee Lee, Young Suk Chung, Dae Seong Kim and Kyung Bin Lim

Key Words : Impinging Jet (충돌 제트), Heat Transfer on the Curved Surface (반구면의 열전달), Liquid Crystal (액정), Uniform Heat Flux Boundary Condition (균일한 열유속 경계 조건), Gold Film Intrex (금박막 필름)

Abstract

The heat transfer and flow measurements from a convex curved surface to a circular impinging jet have been made. The flow at the nozzle exit has a fully developed velocity profile. The jet Reynolds number (Re) ranges from 11,000 to 50,000, the dimensionless nozzle-to-surface distance (L/d) from 2 to 10, and the dimensionless surface curvature (d/D) from 0.034 to 0.089. The results show that the stagnation point Nusselt number (Nu_{st}) increases with increasing value of d/D . The maximum Nusselt number at the stagnation point occurs at $L/d \cong 6$ to 8 for all Re 's and d/D 's tested. For larger L/d , Nu_{st} dependency on Re is stronger due to an increase of turbulence in the approaching jet as a result of the more active exchange of momentum with a surrounding air. The local Nusselt number decreases monotonically from its maximum value at the stagnation point. However, for $L/d=2$ and $Re=23,000$, and for $L/d \leq 4$ and $Re=50,000$, the streamwise Nusselt number distributions exhibit secondary maxima at $r/d \cong 2.2$. The formation of the secondary maxima is attributed to an increase in the turbulence level resulting from the transition from a laminar to a turbulent boundary layer.

기 호 설 명

A	: 금박막 필름의 면적	L	: 노즐과 반구면 사이의 거리
d	: 노즐의 직경	L/D	: 노즐과 반구면 사이의 무차원 거리
D	: 반구면의 외경	Nu	: 국소 Nusselt 수
d/D	: 표면 곡률	Nu_{st}	: 정체점 Nusselt 수
f	: 금박막 필름의 도금 균일도	q_c	: 전도 열손실
I	: 금박막 필름에 공급되는 전류	q_v	: 순수 열유속
		r	: 정체점으로부터 유체흐름 방향으로의 거리
		Re	: Reynolds 수
		T_a	: 반구면 주위 온도
		T_j	: 노즐 출구의 제트 온도

*회원, 인제대학교 기계공학과
 **인제대학교 대학원 기계공학과
 ***회원, 부산대학교 기계기술연구소
 ****회원, 대전산업대학교 기계설계공학과

- T_w : 불록반구면의 벽면 온도
 U_c : 제트 중심선 평균속도
 U_{c2} : 노즐 출구의 제트 중심선 평균속도
 $\sqrt{\bar{u}^2}/U_{c2}$: 노즐 출구의 난류강도
 V : 금박막 필름에 가해지는 전압

그리스문자

- ϵ : 액정과 점정페인트가 코팅된 표면의 방사율 (emissivity)
 σ : Stefan-Boltzmann 상수
 ν : 공기의 동점성 계수
 ρ : 공기의 밀도

1. 서 론

충돌제트는 열 및 물질전달률을 증대시키는데 가장 많이 사용되는 방법 중의 하나로 강판의 냉각, 유리의 템퍼링(tempering), 종이 및 필름의 건조, 가스터빈날개와 전자부품의 냉각, 박막액정표시장치(TFT-LCD)의 제조 등의 산업에 광범위하게 응용되고 있다. 충돌 제트에 관한 연구는 주로 레이놀즈수, 노즐과 충돌면 사이의 거리, 노즐형상, 제트온도와 방향, 다중제트, 교차유동, 충돌면의 형상 등이 유동과 열전달에 미치는 영향을 다루었으며, 이에 관한 다수의 논문을 찾아볼 수 있다.⁽¹⁻³⁾

지금까지 대부분의 연구는 평판에서의 충돌제트에 의한 열전달 및 유체유동에 관한 것이었다. 그러나 많은 산업열유체기기들의 냉각시 제트를 곡면에 충돌시키는 경우를 종종 볼 수가 있는데, 이에 관한 연구는 그리 많지 않다. Chupp 등⁽⁴⁾은 원형제트가 오목면에 충돌할 때 국소 열전달계수와 평균 열전달계수를 구하였으며, Thomann⁽⁵⁾은 난류경계층에서 오목한 표면의 곡률이 열전달에 미치는 영향을 연구한 결과 평판에 비하여 열전달이 약 20% 정도 증가된다는 사실을 알았다. Hrycak⁽⁶⁾은 노즐과 충돌면 사이의 거리가 짧은 경우에 오목면이 평판에 비해 열이 전달되는 면적이 크므로 오목면 정체점에서의 열전달이 평판에 비해 크다고 하였으며, 곡률이 큰 오목면의 경우 열전달이 가장 크게 일어나는 거리는 동등한 평판 경우보다 짧음을 밝혔다. Gau와 Chung⁽⁷⁾은 2차원 슬롯제트가 분사되는 원통형의 오목면과 불록면에서의 열전달 연구에서 불록면의 정체점에서 일련의 3차원 와류

에 의한 운동량 전달의 증가에 의해 열전달이 촉진되며, 벽면제트영역에서 유동은 구심력에 의해 안정되므로 열전달률이 감소함을 알았다. 한편, 오목면의 곡률이 증가함에 따라 열전달률이 증가하는데 이것은 오목면을 따라서 형성되는 Taylor-Görtler 와류에 기인함을 밝혔다. 양근영 등⁽⁸⁾은 원통형 오목면에 분사되는 2차원 슬롯제트에 의한 열전달 연구에서 노즐형상에 따른 유동 및 난류강도의 변화 특성과 이러한 유동구조가 곡면에서의 열전달에 미치는 영향에 대하여 고찰하였다.

최근 여러 연구자들이 충돌제트에 의한 열전달계수를 측정하는데 있어서 온도에 따라 색깔이 변하는 액정을 신뢰성 있는 온도센서로 사용하고 있다. Hoogendoorn⁽⁹⁾은 긴 직관과 수축노즐을 사용하여 정체점에서 열전달에 관한 난류의 영향을 액정을 사용하여 연구하였다. Goldstein과 Franchett⁽¹⁰⁾은 평면에 서로 다른 각도로 충돌하는 제트에 대한 열전달을 연구하였다. Yan⁽¹¹⁾은 평면에 충돌하는 완전 발달된 원형제트에 의한 열전달 계수를 측정하였고, Lee 등⁽¹²⁾은 충돌제트의 열전달을 액정으로 가시화하였다. 또한, Lee 등^(13,14)은 원형 및 타원형 노즐에서 분사되는 공기제트가 충돌하는 평판에서의 열전달특성을 액정을 사용하여 연구하였다.

본 연구에서는 긴 원형직관으로부터 분사되는 완전 발달된 공기가 불록한 반구면에 수직으로 충돌할 때 국소 열전달 계수를 액정(Liquid Crystal)과 금박막이 코팅된 폴리에스터(Gold Film Intrex)를 이용하여 측정하였다. 또한, 자유 및 충돌제트의 중심선속도와 난류강도의 분포를 측정하였다. 실험시 Reynolds 수, 노즐과 반구면 사이의 거리 및 표면곡률이 열전달에 미치는 영향을 연구하기 위하여, 제트 Reynolds 수(노즐 직경 기준)를 11,000에서 50,000까지, 노즐과 반구면 사이의 거리(L/d)를 2에서 10까지, 표면곡률(d/D)을 0.034에서 0.089까지 변화시켰다.

2. 실험장치 및 방법

실험에 사용한 장치의 개략도를 Fig. 1에 나타내었다. 실험실 공기는 2마력의 원심송풍기에 의해 먼저 내경 6.35 cm 동관으로 보내어지며 이 공기는 항온조와 열교환기 사이를 순환하는 물과 간접적으로 열교환한다. 동관은 ASME 오리피스 유량계가 설치된 내경 6.3 cm 아크릴관과 연결되어 있

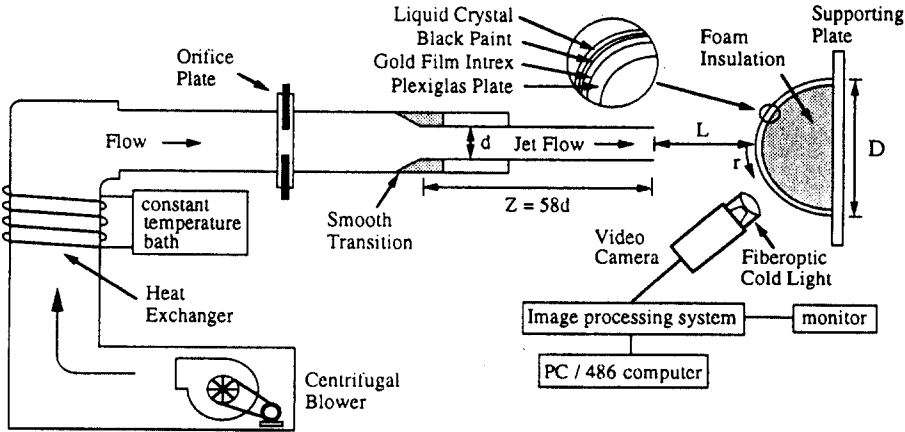


Fig. 1 Schematic diagram of the test apparatus for the jet impingement on the curved surface

으며, 표면곡률(d/D)에 따른 열전달 및 유체 유동의 변화를 측정하기 위해서 하류에는 각각 세 개의 서로 다른 내경 $d=1.3, 2.15, 3.4$ cm와 길이 Z 의 아크릴관이 설치된다. 이때 아크릴관 길이에 대한 내경의 비, $Z/d=58$ 로서 세 경우 모두 같다. 따라서 노즐 끝에서 분사되는 제트는 완전발달된 난류의 속도분포를 갖게 된다.

제트온도를 측정하기 위하여 지름이 0.025 cm인 Chromel-Constantan (E type) 열전대를 관 끝에서 상류 10 cm 되는 지점에 구멍을 뚫고 끼워넣었다. 그리고 실험모델의 주위온도를 측정하기 위하여 동일한 형태의 열전대 2개를 사용하였다. 이 열전대는 데이터 수집 시스템(STRAWBERRY TREE/DATASHUTTLE 12-bit A/D board & IBM-486/PC)에 연결되어 있으며, 오차가 $\pm 0.01^\circ\text{C}$ 인 항온조(NESLAB/RTE-221D) 내에서 백금온도센서에 대하여 보정하였다. 원관은 피스톤-실린더 형태로서 노즐출구와 반구면 중심 사이의 거리를 0.5 mm의 정확도로 최대 $L=40$ cm까지 변화시킬 수 있다.

열교환기는 노즐로부터 분사되는 제트온도를 조절하기 위하여 사용되며, 주위의 온도와 $\pm 0.2^\circ\text{C}$ 내에서 유지되도록 한다. 송풍기의 속도는 인버터로 조절되며, 유량은 ASME 오리피스와 0.001 cm (water column)의 정확도를 가지는 마이크로 마노미터(MERIAM/34MB2-TM)로 측정하였다.

실험모델은 두께가 0.125 cm, 외경이 $D=38.1$ cm인 Plexiglas 반구로서 자오면을 따라 60 cm의 길이를 가지는 3개의 Intrex(가운데의 하나는 주열원으로 2.5 cm의 폭을 가지고, 주열원의 양쪽으로 1.5 cm의 폭을 가지는 두 개의 보조열원으로 구

성)를 접착시켰으며 구리전극을 Intrex 양단에 붙였다. 이때 구리전극과 Intrex면 사이의 전기적 접촉을 돕기 위하여 은이 함유된 페인트를 칠하여 전류가 흐를 때 균일한 열유속 경계조건이 Intrex의 표면에 형성되도록 하였다. 전극은 전류선트(용량 50mV, 5amps)와 직렬로 가변전압계에 연결되어 Intrex에 공급되는 직류전류를 조절할 수 있게 하였다. 이때 $0.1 \mu\text{V}$ 의 정확도를 갖는 두 개의 Fluke-8842 A 멀티미터를 사용하여 Intrex로의 전압강하와 입력전류를 각각 측정하였다. 그리고, air-brush를 사용하여 Intrex의 표면에 검정페인트와 액정(미세캡슐 형태의 "R35C1W")을 균일하게 코팅하였다.

실험하는 동안 전도에 의한 열손실을 최소화하기 위하여 반구의 안쪽에 우레탄폼을 단열재로 충전시켰다. 반구는 제트유동과 직각 방향이 되도록 수직 평판에 의하여 지지되어있다.

특정한 색깔의 정확한 측정과 시각적인 오차를 최소화하기 위하여 액정의 교정이 필요한데, 액정의 교정실험에는 $24.5 \times 7.5 \times 5$ cm의 크기를 갖는 알루미늄 각주를 사용하였다. 이 각주에 Chromel-Constantan (E type) 열전대 일곱개를 전면으로부터 0.1 cm 깊이와 측면으로부터 2 cm 깊이의 위치에 등간격으로 심었다. 알루미늄 각주의 전면에는 검정페인트와 액정을 air-brush를 사용하여 균일하게 도포하였다. 그리고, 각주의 상부에는 100W 용량의 막대형 열원을 장착하여 DC 전력을 공급하여 적절한 온도를 유지할 수 있도록 하고, 하부의 약 8 cm 정도는 항온수조에 담겨져 적당한 온도구배를 형성시켰다. 실험중 각주 표면으로부터의 열

전달을 최소화시키기 위해서, 스킨로폼 단열재로 각주를 커버시켰다. 막대형 열원에 적당한 전력을 공급하고, 항온수조의 온도를 알맞게 조절하면 각주 표면에는 거의 1차원적인 온도구배가 형성된다. 온도가 정상상태에 도달했을 때 비디오 카메라(SAMSUNG/SV-F12)와 프레임 그레버(DARIM/V-Catcher)와 IBM 486/PC로 구성되어 있는 디지털 칼라영상처리장치를 사용하여 화상을 처리하였다. 한편 디지털 영상처리장치를 이용하여 실험할 때 복사에 의한 열전달을 최소화하기 위하여 광섬유를 이용한 미발열체 광원을 사용하였다. 좀더 자세한 액정의 교정법에 관해서는 정영석 등⁽¹⁵⁾에 나와있다.

그리고, 제트의 중심선속도와 난류강도를 측정하기 위해서 정온형 열선풍속계(TSI IFA-100)와 TSI-1210 I형 열선을 사용하였다. 열선의 출력 신호는 TSI-1057 신호 조절기를 통해 5 kHz에서 low-pass 필터된 후, 10 kHz의 주파수로 14bit A/D 컨버터를 가지는 D6000에 의해 디지털화 된다. 데이터는 20번의 앙상블로 4096개를 취하여 평균값으로 저장되었다. 열선의 보정은 TSI-1125 보정기를 가지고 실험전, 후로 행하여졌다.

3. 실험 해석

본 연구에서는 Lee 등^(13,16)에 의하여 사용된 측정기법을 사용하였는데, 액정의 칼라를 인식하여

표면 온도를 측정하는 방법으로 도금된 Intrex를 전기적으로 가열시킴으로써 벽면에 균일한 열유속 조건을 형성할 수 있으며 열유속은 Intrex를 지나 는 전류를 바꿈으로써 조절할 수 있다. 이때 일정한 열유속 조건하에서 Intrex 표면상의 특정한 칼라(등온선)는 열전달계수로 나타내어지며, 열유속이 바뀔 때 칼라의 위치도 바뀐다. 특정한 칼라 위치에서의 국소 열전달계수는 다음 식으로 계산된다.

$$h = \frac{q_v}{T_w - T_j} \quad (1)$$

여기서 T_w 는 액정에 의해서 측정되는 벽면온도, T_j 는 제트온도, 그리고 q_v 는 Intrex의 전체 열유속으로부터의 열손실을 제외한 순수 열유속이다. 즉,

$$q_v = \frac{fIV}{A} - \epsilon\sigma(T_w^4 - T_a^4) - q_c \quad (2)$$

여기에서 f 는 Intrex에서 국소적인 전기가열과 평균가열의 비로서 Intrex의 도금코팅의 균일성을 나타낸다. Baughn 등⁽¹⁷⁾은 Intrex의 시험부를 코팅이 비교적 균일한 roll의 중앙부에서 취할 경우 코팅의 균일도가 98%에 이른다는 사실을 알았다. 실제로 본 실험의 경우 Intrex roll의 중앙부의 코팅이 균일한 부분을 사용하였으므로 $f=1$ 이라고 가정하여 열유속을 계산하였다. 그러나, 추후 열유속의 불확실도 계산시 금코팅의 균일도가 불확실도에 미치는 영향을 고려하기 위하여 식 (2)에 f 를 그

Table 1 Nusselt number uncertainty analysis

X_i	Value	δX_i	$\left(\frac{\delta X_i}{X_i} \frac{\partial Nu}{\partial X_i}\right) \times 100(\%)$
f	1.0	0.02	2.62
ϵ	0.9	0.05	2.0
q_c	0(W/m ²)	4.58	1.26
T_w	35.7(°C)	0.20	1.15
T_j	13.0(°C)	0.15	0.86
A	0.166(m ²)	8.3×10^{-5}	0.66
I	0.183(A)	7.77×10^{-4}	0.56
d	13(mm)	0.05	0.46
V	41.6(V)	0.125	0.39

Total Nu uncertainty : $\delta Nu/Nu = 4.0\%$

대로 두었다. 실험모델 벽에서의 전도열손실, q_c 는 표면에서의 전체 가열에 비하여 매우 작기때문에 0으로 가정하였으나, 전체적인 불확실도 해석에 필요하기 때문에 식 (2)에 또한 포함시켰다. 불확실도 해석을 위하여 Kline과 McKlintock⁽¹⁸⁾의 방법을 사용하였다. 계산한 결과, Table 1에 의하면 $Re=11,000$, $d/D=0.034$, $L/d=10$, $r/d=5.54$ 인 경우에 Nusselt 수의 불확실도는 4.0%이다. 이때 도금의 균일도 f 의 불확실도가 가장 크게 나타났다. 액정과 검정페인트의 방사율이 그 다음으로 큰 불확실도 요인으로 나타났다.

4. 결과 및 토의

본 연구와 같은 실험장비로써 이전에 측정한 노즐출구에서의 제트유동은 완전발달된 속도분포를 갖고 있음이 증명되었다(Lee 등⁽¹⁶⁾). 따라서, 본 연구는 완전발달된 원형제트가 블록면의 수직으로 충돌할 때의 국소 열전달계수 및 자유·충돌제트의 중심선속도와 난류강도분포를 측정하였으며 그 결과는 다음과 같다.

Figs. 2와 3은 $d/D=0.056$ 에서 $Re=11,000$, 23,000, 50,000의 경우, 자유 제트의 중심선 속도와 난류 강도를 보여주고 있다. Giralt 등⁽¹⁹⁾은 노즐출구에서부터 중심선속도(U_c)가 노즐출구속도(U_{ce})의 98%에 해당되는 지점까지의 거리를 포텐셜코어라고 정의하였다. 이 정의에 따라 Fig. 2는 $Re=11,000$, 23,000, 50,000의 포텐셜 코어가 각각 노즐출구로부터 노즐 직경의 3.1, 3.7, 4.2배에 해당되는 거리임을 보여준다. 즉, Reynolds 수가 커질수록 포텐셜코어의 길이가 길어짐을 알 수

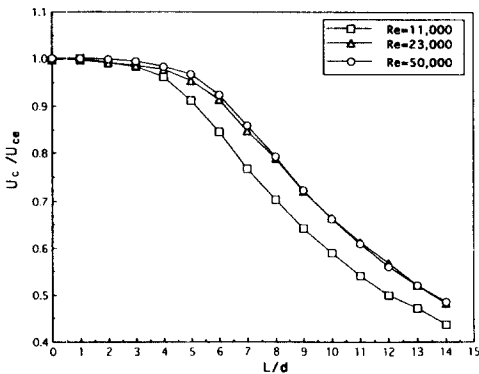


Fig. 2 Mean velocity profiles along the free jet centerline for $d/D=0.056$

다. Fig. 3에서 포텐셜코어 영역 내에서는 난류강도가 약 3% 정도로 유지되고 있음을 알 수 있다. 하지만, 포텐셜코어를 벗어난 영역 이후의 난류강도는 주위공기와의 혼합이 증가되어 급격히 증가한다. 그리고, 제트가 완전발달된 지점, 즉 $L/d=8$ 이후에서의 난류강도는 서서히 감소함을 알 수 있다.

Figs. 4와 5는 제트가 블록반구면에 접근할 때 충돌제트의 중심선 속도분포와 난류강도를 측정하는 것이다. Fig. 4에서는 충돌제트의 중심선 속도분포가 자유제트의 중심선 속도분포와 표면으로부터 노즐직경의 약 1.3배 정도 떨어진 지점(충돌지역이 시작되는 지점)까지 잘 일치하고, 제트가 표면에 인접했을 때에는 급격하게 감소하는 것을 보여주고 있다. 이것은 Giralt 등⁽¹⁹⁾의 평판에 원형제트가 충돌할 때의 실험결과와 비교해볼 때 경향 및 값에서 거의 일치함을 보여준다. 즉, Giralt 등⁽¹⁹⁾은 $Re=30,000$ 인 경우, 표면에서부터 노즐직경의 약 1.2배 떨어진 지점에서 충돌영역이 시작되며, 제트유동의

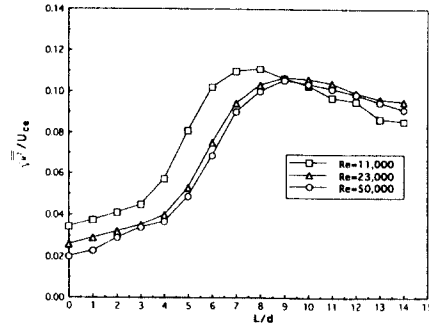


Fig. 3 Turbulent intensity profiles along the free jet centerline for $d/D=0.056$

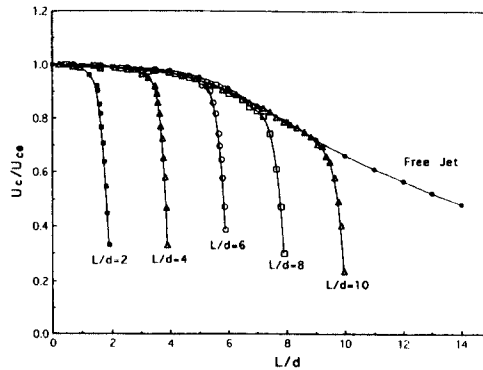


Fig. 4 Free and impinging jet centerline velocity profiles for $Re=23,000$ and $d/D=0.056$

방향전환이 일어나게 된다.

한편, 난류강도 또한 반구면에서 노즐직경의 1.3 배정도 떨어진 지점을 지나면서 급격하게 증가한다. 이렇게 난류강도가 갑작스럽게 증가하고, 제트 속도가 감소하는 이유는 제트의 유동이 반구면에 다가오면서 제트의 충돌에 의해서 표면에서의 압력이 크게 증가하고, 이로 인해 제트유동의 흐름이 방해받게 되며, 결과적으로 유체의 혼합이 활발해지기 때문이다.

Fig. 6은 $Re=11,000, 23,000, 50,000$ 에서 표면 곡률(d/D)에 대하여 노즐과 반구면 사이의 거리(L/d)에 따른 정체점 Nusselt 수(Nu_{st})의 변화를 보여주고 있다. 모든 Reynolds 수에서 표면곡률이 증가함에 따라 Nu_{st} 값이 증가하는 것을 볼 수 있다. 이것은 표면곡률이 커질수록 정체점으로부터 벽제트영역으로의 유체유동의 가속도가 증가하는데

기인한다. 또한, Fig. 6에서 Nu_{st} 는 L/d 가 증가함에 따라 점차적으로 증가하여 $Re=11,000$ 일 때는 $L/d=6$, $Re=50,000$ 일 때는 $L/d=8$ 에서 각각 Nu_{st} 가 최대치를 갖게 됨을 알 수 있다. 한편 Reynolds 수가 증가함에 따라 포텐셜코어의 길이가 길어짐을 감안할 때(Fig. 3 참조), $Re=23,000$ 의 경우는 $L/d=6$ 과 8 사이에서 Nu_{st} 의 최대치가 발생할 것으로 추측된다. 이렇게 최대 Nu_{st} 의 위치가 $L/d=6$ 에서 $L/d=8$ 로 이동하는 것은 Reynolds 수가 증가함에 따라 포텐셜 코어의 길이가 길어지기 때문이다. Lee 등⁽¹³⁾과 Kataoka 등⁽²⁰⁾은 $L/d=6\sim 8$ 에 해당되는 자유제트의 후기 천이 영역에서는 제트의 중심속도가 초기 중심속도에서 거의 변하지 않을 뿐만 아니라 난류강도도 최대치에 도달한다고 보고하였다. 이것은 본 연구에서 측

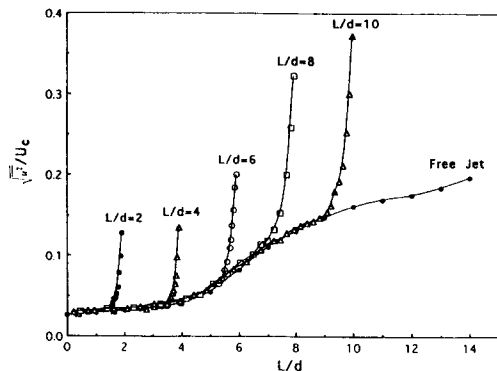


Fig. 5 Free and impinging jet centerline turbulent intensity profiles for $Re=23,000$ and $d/D=0.056$

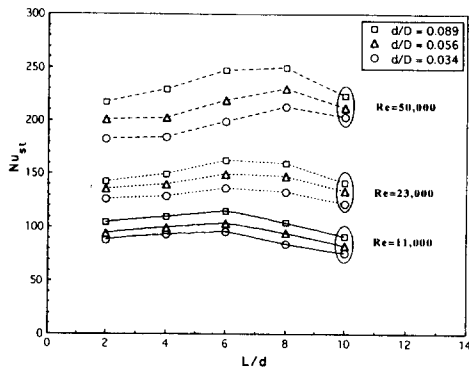


Fig. 6 Effect of Reynolds number and convex surface curvature on the stagnation point Nusselt number

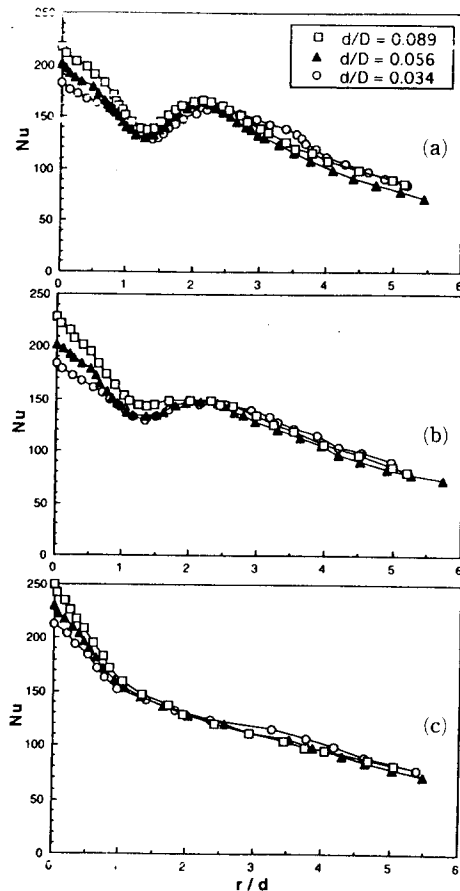


Fig. 7 Effect of the convex surface curvature on the local Nusselt number for $Re=50,000$: (a) $L/d=2$, (b) $L/d=4$, (c) $L/d=8$

정한 제트의 중심선 상에서의 유동장 결과(Figs. 2 와 3)와도 일치한다.

Fig. 7은 $Re=50,000$ 일 때 $L/d=2, 4, 8$ 에 대해 표면곡률이 Nusselt 수에 미치는 영향을 보여주고 있는데, 충돌영역($r/d < 1.0$)에서 곡률이 증가함에 따라 Nusselt 수가 증가하는 것을 볼 수 있다. 그러나, 벽면제트영역에서의 곡률의 영향은 충돌영역에 비해 적음을 알 수 있다.

Figs. 8과 9는 Nu_{st} 가 $Re, L/d, d/D$ 가 다음과 같은 관계를 가짐을 보여주고 있다.
 $2 \leq L/d \leq 6$ 일 경우

$$Nu_{st} = 1.68(Re)^{0.48}(L/d)^{0.1}(d/D)^{0.18} \quad (3)$$

로서 0.3%의 산란도를 가지고,

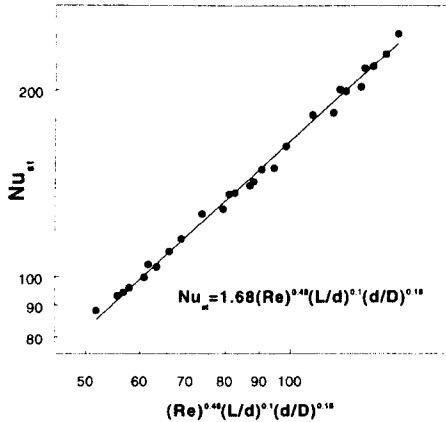


Fig. 8 Correlation of the stagnation point Nusselt number on the convex surface for $2 \leq L/d \leq 6$.

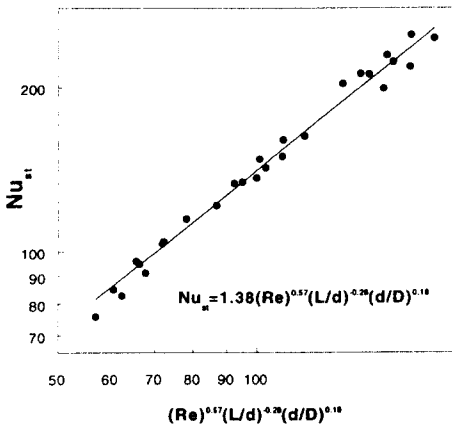


Fig. 9 Correlation of the stagnation point Nusselt number on the convex surface for $6 < L/d \leq 10$,

$6 < L/d \leq 10$ 일 경우는

$$Nu_{st} = 1.38(Re)^{0.57}(L/d)^{-0.28}(d/D)^{0.18} \quad (4)$$

로서 1.0%의 산란도를 가진다.

위 식은 $11,000 \leq Re < 50,000$ 과 $0.034 \leq d/D \leq 0.089$ 인 경우에 적용되며, $2 \leq L/d \leq 6$ 에 대해 Nu_{st} 값은 $Nu_{st} \propto Re^{0.48}$ 에 따라 변화하는데 이것은 층류경계층 유동결과인 $Nu_{st} \propto Re^{0.5}$ 와 거의 일치한다. 또한 이것은 각각 블록면과 평판의 경우에 대한 Gau와 Chung⁽⁷⁾과 Hoogendoorn⁽⁹⁾의 실험결과인 $Nu_{st} \propto Re^{0.5}$ 과 거의 일치한다. L/d 값이 커질수록 Reynolds 수의 지수값이 커지는데 ($6 < L/d \leq 10$ 에 대해 $Nu_{st} \propto Re^{0.57}$) 이것은 노즐과 반구면 사이의 거리가 커지면서 제트와 주위 공기와의 운동량 교환이 더욱 강해져서 제트의 난류강도가 증

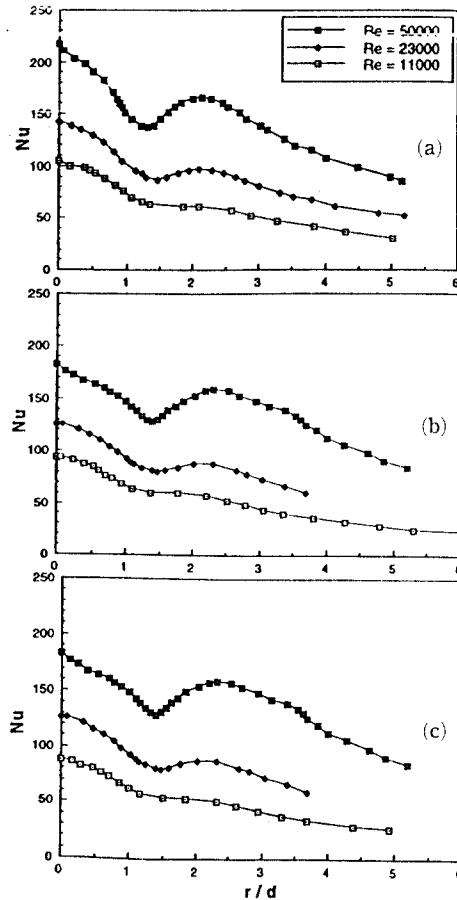


Fig. 10 Streamwise distributions of the local Nusselt number for $L/d=2$ (a) $d/D=0.089$ (b) $d/D=0.056$ (c) $d/D=0.034$

가하기 때문이다. Gau와 Chung⁽⁷⁾도 이와 유사한 현상을 보여주고 있는데, $2 \leq Z/b \leq 8$ 에 대해 $Nu_{st} \propto Re^{0.5}$ 이고, $8 \leq Z/b \leq 16$ 에 대해서는 $Nu_{st} \propto Re^{0.54}$ 임을 보여준다(여기서 Z/b 는 노즐과 곡면 사이의 거리를 노즐 넓이로 무차원 시킨 것이다).

Figs. 10~12는 3가지 Reynolds 수와 3가지 노즐과 곡면 사이의 거리 L/d 와 3가지 표면곡률 d/D 값에 대해 블록반구면을 따라 유동방향의 Nusselt 수 분포를 보여주고 있는데, 일반적으로 Reynolds 수와 표면곡률이 증가함에 따라 Nusselt 수도 증가한다. Nusselt 수는 정체점에서 최대값을 나타내고 그 이후로 단조롭게 감소하는데, 모든 L/d , Re 및 d/D 에 대해 $r/d=1.3$ 인 위치에서 Nusselt 수는 최대값의 약 57~71%의 값을 가진다.

$Re=11,000$ 인 경우 r/d 가 증가함에 따라 열경

계층이 성장하면서 Nusselt 수가 단조롭게 점진적으로 감소한다. 그러나 Figs. 10과 11은 $Re=23,000$, $L/d=2$ 와 $Re=50,000$, $L/d \leq 4$ 에 대해 Nusselt 수가 $1.3 \leq r/d \leq 1.5$ 인 영역에서 증가하다가 r/d 가 약 2.2인 지점에서 2차 최대점에 도달함을 보여준다. 평판에 대한 2차 최대점은 Yan⁽¹¹⁾과 Martin⁽¹¹⁾에 의해 각각 $L/d=2$, $23,000 \leq Re \leq 70,000$ 인 경우는 $r/d \cong 2.0$ 에서, $L/d=2.5$, $2,500 \leq Re \leq 375,000$ 인 경우는 $1.5 \leq r/d \leq 2$ 에서 나타난다고 보고되었다. 2차 최대점의 형성은 층류에서 난류경계층으로의 천이에 의해 난류강도가 증가하기 때문이다. Yan⁽¹¹⁾은 Reynolds 수가 23,000에서 70,000까지 증가할 때, 2차 최대점의 Nusselt 수는 정체점의 값에 거의 근접한다고 보고하였다. 본 연구의 결과도 비슷한 양상을 보이지만 2차 최대값

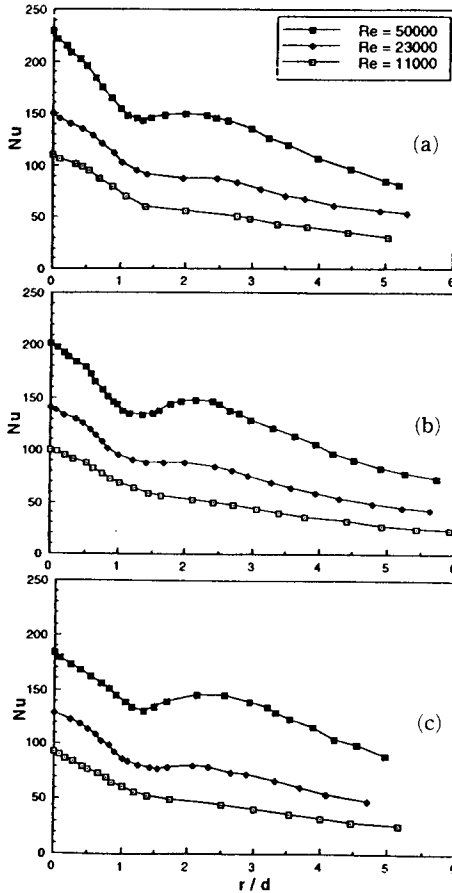


Fig. 11 Streamwise distributions of the local Nusselt number for $L/d=4$ (a) $d/D=0.089$ (b) $d/D=0.056$ (c) $d/D=0.034$

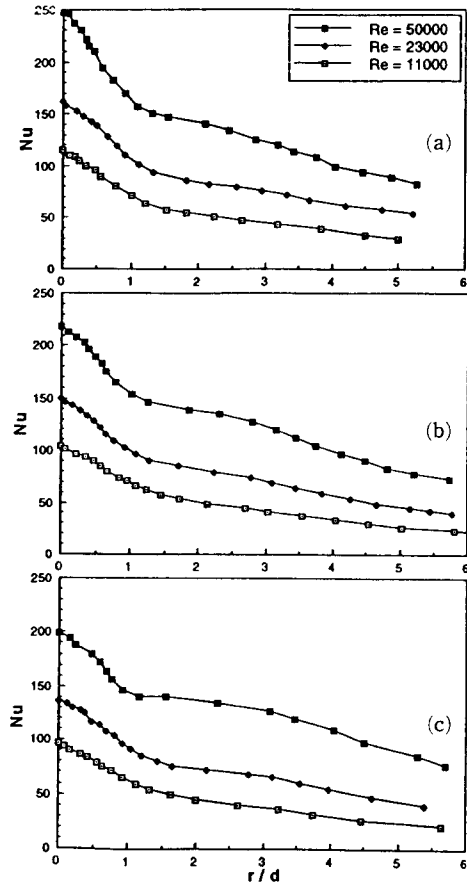


Fig. 12 Streamwise distributions of the local Nusselt number for $L/d=6$ (a) $d/D=0.089$ (b) $d/D=0.056$ (c) $d/D=0.034$

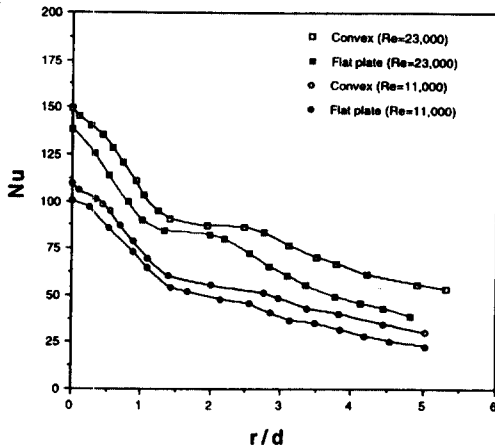


Fig. 13 Comparison of the Nusselt number distributions between the convex and flat surfaces for $L/d=4$.

이 같은 Reynolds 수의 평판에 비해 다소 낮음을 알 수 있다. Fig. 10에 의하면 $d/D=0.034, 0.056, 0.089$ 에 대한 2차 최대점의 Nusselt 값은 각각 정체점 Nusselt 값의 86%, 82%, 76%를 가진다.

Fig. 12에 의하면 $L/d=6, Re=50,000$ 에 대해 충돌면에 포텐셜코어의 바깥 지점에 위치할 때 (즉, $L/d>4$), 충돌면에 접근하는 제트 유동은 유입되는 주위공기의 증가로 인해 이미 난류의 성질을 가지게 되므로, 정체점에서 Nusselt 수는 현저히 증가하고, 정체점 하류에서의 Nusselt 수는 점진적으로 감소하는 형태를 갖게 된다. 따라서, $L/d=2$ 와 4에서 발생하는 2차 최대점은 볼 수가 없다. 이미 Fig. 9에서 보았듯이 $6<L/d\leq 10$ 일 때 Nu_{st} 값이 $Nu_{st}\propto Re^{0.57}$ 에 따라 변화하는데 이것은 충돌면에 접근하는 제트유동이 난류임을 보여주는 또 하나의 증거가 된다.

Fig. 13은 $Re=11,000$ 과 23,000일 때 $L/d=4$ 인 경우, 블록반구면과 평판에서의 열전달계수의 비교 값을 보여주고 있다. 블록반구면에서의 열전달계수가 평판에서보다 모든 영역에서 약 6~12% 높게 나타남을 알 수 있다. 이러한 현상은 표면을 따르는 곡률의 영향으로 경계층의 두께가 감소됨으로 인하여, 열전달이 증가되는 것으로 생각된다.

5. 결론

완전 발달된 원형제트를 균일한 열유속을 가지는

블록반구면에 충돌시킬 때 Reynolds 수, L/d 및 표면곡률이 열전달에 미치는 영향을 실험적으로 연구하였다. 곡률이 증가함에 따라 Nu_{st} 가 증가하는 것은 정체점으로부터 벽제트영역으로의 유체유동의 가속도가 증가하기 때문이다. 동시에, 벽면제트 영역에서의 곡률의 영향은 정체점부근(또는 충돌영역)에 비하여 작다.

모든 Reynolds 수와 d/D 에 대해 정체점에서의 최대 Nusselt 수는 $L/d=6\sim 8$ 사이에서 나타났다. Reynolds 수, $L/d, d/D$ 와 Nu_{st} 와의 상관관계식을 도출한 결과, $2\leq L/d\leq 6$ 에 대해 Nu_{st} 값은 층류경계층 유동의 결과인 $Nu_{st}\propto Re^{0.5}$ 와 거의 일치하였다. L/d 값이 커질수록 ($6<L/d\leq 10$) Reynolds 수의 의존성은 더 커지는데 ($Nu_{st}\propto Re^{0.57}$) 이것은 노즐과 곡면 사이의 거리가 커지면서 제트와 주위 공기와의 운동량 교환이 더욱 강해져서 제트의 난류강도가 증가하기 때문이다.

국소 Nusselt 수의 크기는 정체점으로부터 유동의 방향으로 열경계층이 성장하면서 점진적으로 감소하는 경향을 보인다. 그러나 $L/d=2, Re=23,000$ 과 $L/d\leq 4, Re=50,000$ 인 경우는 $1.3\leq r/d\leq 1.5$ 인 영역에서 Nusselt 수가 점진적으로 증가하다가 $r/d\leq 2.2$ 에서 2차 최대점에 도달한다. 이러한 2차 최대점의 형성은 층류에서 난류 경계층으로의 천이에 의해 난류 강도가 증가하기 때문이다.

후 기

본 연구는 1995년도 한국과학재단의 핵심전문연구 지원(과제번호: 951-1007-007-1)에 의하여 수행된 연구결과의 일부로서 관계자 여러분께 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Martin, H., 1977, "Heat and Mass Transfer between Impinging Gas Jets and Solid Surfaces," *Advances in Heat Transfer, Academic Press, New York*, Vol. 13, pp. 1~60.
- (2) Down, S. J. and James, E. H., 1987, "Jet Impinging Heat Transfer-A Literature Survey," *ASME paper No.87-H-35*.
- (3) Viskanta, R., 1993, "Heat Transfer to Impinging Isothermal Gas and Flame Jets," *Experimen-*

- tal Thermal and Fluid Science*, Vol. 6, pp. 111~134.
- (4) 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," *Journal of Aircraft*, Vol. 6, pp. 203~208.
- (5) Thomann, H., 1968, "Effect of Streamwise Wall Curvature on Heat Transfer in a Turbulent Boundary Layer," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 33, pp. 283~292.
- (6) Hrycak, P., 1982, "Heat Transfer and Flow Characteristics of Jets Impinging on a Concave Hemispherical Plate," *Proceedings of 7th International Heat Transfer Conference*, Vol. 3, pp. 357~362.
- (7) Gau, C. and Chung, C. M., 1991, "Surface Curvature Effect on Slot-Air Jet Impingement Cooling Flow and Heat Transfer Process," *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 113, pp. 858~864.
- (8) 양근영, 최만수, 이준식, 1995, "반원 오목면에서 분사되는 제트충돌 냉각에 관한 실험적 연구," 대한기계학회논문집, 제19권, 제4호, pp. 1083~1094.
- (9) Hoogendoorn, C. J., 1977, "The Effect of Turbulence on Heat Transfer at Stagnation Point," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 20, pp. 1333~1338.
- (10) Goldstein, R. J. and Franchett, M. E., 1988, "Heat Transfer From a Flat Surface to an Oblique Impinging jet," *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 110, pp. 84~90.
- (11) Yan, X., 1993, "A Preheated-Wall Transient Method Using Liquid Crystals for the Measurement of Heat Transfer on External Surfaces and in Ducts," Ph.D. Dissertation, University of California, Davis.
- (12) Lee, S. J., Lee, J. H. and Lee, D. H., 1994, "Flow and Heat Transfer Visualization of Elliptic Jet Impinging on a Flat Plate," *Proc. of 3rd Asian Symp. on Visualization, ASV '94,E42*, Chiba, Japan, pp. 569~574.
- (13) Lee, D. H. and Greif, R., Lee, S. J., and Lee, J. H., 1995, "Heat Transfer from a Surface to a Fully Developed Axisymmetric Impinging Jet," *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 117, pp. 772~776.
- (14) Lee, S. J., Lee, J. H. and Lee, D. H., 1994, "Heat Transfer Measurements Using Liquid Crystal with an Elliptic Jet Impinging upon the Flat Surface," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 37, pp. 967~976.
- (15) 정영석, 박성봉, 이대희, 부광석, 1996, "신경회로망을 이용한 새로운 액정의 교정 및 열전달 계수 측정," 대한기계학회 추계학술대회, pp. 503~507.
- (16) Lee, D. H., Chung, Y. S. and Kim, D. S., 1996, "Turbulent Flow and Heat Transfer Measurements on a Curved Surface with a Fully Developed Round Impinging Jet," *International Journal of Heat and Fluid Flow (in press)*
- (17) Baughn, J. W., Ireland, P. T., Jones, T. V. and Saniei, N., 1989b, "A Comparison of the Transient and Heated-Coating Methods for the Measurements of the Local Heat Transfer Coefficients on a Pin Fin," *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 111, pp. 877~881.
- (18) Kline, S. J. and McKlintock, F. A., 1953, "Describing Uncertainties in Single Sample Experiments," *Mechanical Engineering*, Vol. 75, pp. 3~8.
- (19) Giralt, F., Chia, C. and Trass, O., 1977, "Characterization of the impingement region in and axisymmetric turbulent jet," *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals*, Vol. 16, pp. 21~28.
- (20) Kataoka, K., Sahara, R., Ase, H. and Harada, T., 1987, "Role of Large Scale Coherent Structures in Impinging Jet Heat Transfer," *Journal of Chemical Engineering-Japan*, Vol. 20, pp. 71~76.