한국박용기관학회지 제27권, 제2호, pp. 229~237, 2003 (ISSN 1226~9549)
Journal of the Korean Society of Marine Engineers

충돌제트의 간격변화에 따른 발열블록 표면에서의 열전달 특성에 관한 수치해석

박 시 우† · 정 인 기*

(원고접수일 : 2002년 7월 4일, 심사완료일 : 2002년 8월 22일)

Numerical Analysis on the Heat Transfer Characteristics of Multiple Slot Jets at the Surface of Protruding Heated Blocks

Si Woo Park† · In-Ki Chung*

Key words : Numerical Analysis(수치해석), Jet Impingement Heat Transfer(충돌제트 열전달), Multiple Slot Jets(배열 슬롯제트), Protruding Heated Block(돌출 발열블록)

Abstract

The flow and heat transfer characteristics at the surface of two-dimensional protruding heated blocks using confined impingement multiple slot jets were computationally investigated. Numerical predictions were made for round-edged nozzles at several nozzle-to-target plate spacings and jet-to-jet distances, with turbulent jet Reynolds numbers ranging from 2000 to 7800. The commercial finite-volume code FLUENT was used to solve the heat transfer characteristics and flow fields using a RNG $k-\varepsilon$ model. The computed heat transfer characteristics at the surface of heated blocks were in good qualitative agreement with previous experimental data. The results of heat transfer characteristics on the surface of protruding heated blocks are important considerations in electronics packaging design.

1. 서 론

충돌제트(impinging jet)는 국소적으로 높은 열전달 및 물질전달 효과를 얻을 수 있기 때문에 고온강판이나 유리가공 공정에서의 급속 냉각, 종이, 직물, 도장면의 건조 등에 이용되어 왔으며, 근래에는 가스터빈 날개 및 전자 부품의 냉각 등 각종 산업분야에서도 광범위하게 응용되고 있다. 특히, 단일 제트보다는 여러 개의 제트들을 동시에 사용하는 배열제트(multiple jet)의 경우 넓은 영역에서 균일한 열전달 효과를 얻을 수 있다.

배열제트에 대한 연구로는 Elbanna와 Gahin[1]

† 책임저자(영남대학교 기계공학부) E-mail:siwoo@yumail.ac.kr, T : 053)813-9236
* 영남대학교(기계공학부)

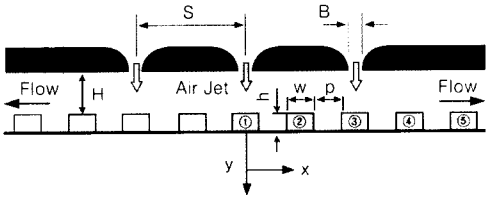
이 제한벽면을 가진 병렬제트에서의 유동특성, 난류강도 및 Reynolds shear stress 등을 단일제트와 비교하였으며, Koopman과 Sparrow[2]는 나프탈렌 승화실험으로 다중제트 충돌면에서 국소 및 평균 열(물질)전달계수를 측정하여 노즐사이의 간격 및 노즐과 충돌면 사이의 거리에 대한 열전달특성을 규명하였다. 또, Metzger와 Korstad[3]는 강제 횡방향유동에 의한 효과를 연구하였으며, Behbahani와 Goldstein[4]은 다열 배열제트의 열전달 특성에 대하여 고찰한 바 있다. 또한, 정 등[5]은 배열 충돌제트사이의 간격 및 충돌면과의 높이 변화에 따른 돌출 발열블록 표면에서의 열전달 특성을 실험적으로 규명하였으며, Hung 등[6]은 충돌면에 배열된 3차원 발열블록 윗면에 초기 층류인 제한된 슬롯제트에 의한 열전달 특성을 실험적으로 연구한 바 있다. 또, Morris 등[7, 8]은 상용프로그램인 FLUENT를 사용하여 제한 벽이 있는 단일 제트에 대한 충돌면에서의 국소 열전달 및 유동특성을 계산하여 실험결과와 비교한 바 있다.

그러나 기존의 많은 연구들은 전열면이 평판인 경우 노즐 형상 및 간격 변화 등에 따른 유동 및 열전달 특성만을 위주로 연구하였으며, 돌출된 발열체에 대한 충돌제트의 상호작용에 따른 수치적 연구는 아직도 매우 부족한 실정이다. 따라서, 본 연구에서는 상용프로그램(FLUENT)을 사용한 수치해석적인 방법을 이용하여 제한된 2차원 배열 슬롯제트가 충돌하는 2차원 돌출 발열블록 주위에서의 속도장 및 온도장을 해석하고 유동과 관련된 열전달 특성을 파악하여 실험결과와 비교하고자 한다.

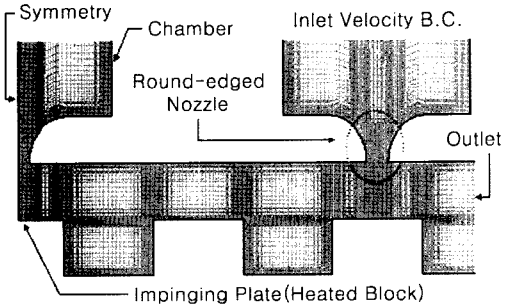
2. 해석모델 및 방법

2.1 해석모델 및 지배방정식

본 연구에서 채택한 계산모델을 Fig. 1(a) 및 (b)에 나타내었다. 측정부의 기하학적 형상과 물리적 조건이 중앙슬롯 노즐의 중심축에 대하여 대칭적이므로 2차원 축대칭 모델을 사용하였다. 발열블록으로서는 5개의 2차원 블록을 사용하였으며, 블록의 주 유동방향 배열간격은 p/w=1로 고정시켰다. 그리고, 인접한 제트사이의 무차원 거리비를 S/B=8, 12, 16, 20, 24 및 32로, 노즐 출구에서 충돌면까지의 거리비는 H/B=2, 6으로 변화시켰으며, 노즐의 폭을 특성길이(B)로 사용하는 제트 Reynolds 수는 Re=2000, 3900, 5800, 7800의 경우에 대해서 계산을 수행하였다.



(a) Schematic diagram



(b) Computational domain(p/w=16, H/B=2)

Fig. 1 The schematic diagram and the computational domain.

노즐 입구에서 정확한 유동형태가 알려져 있지 않기 때문에 임의의 속도를 초기속도로 주었으며, 계산을 수행하는 동안 부과한 입구속도를 계산영역의 노즐출구에 대한 속도와 실험적으로 설정한 속도와의 차이가 1% 내로 일치할 때까지 조정하였다. 본 계산에서는 챔버 하부가 계산영역에 포함되었기 때문에 계산영역의 입구 유동은 층류 상태로 나타나며, 난류강도는 충돌면에 대한 열전달의 계산인자로 나타내지 않았다.[7, 8]

수치해석에서는 다음과 같은 가정을 하였다. 유동은 밀도 ρ가 일정한 2차원 정상상태의 비압축성 난류유동이며, 부력항은 무시한다. 또한 작동유

체의 모든 물성치는 상수로 가정한다. 난류모델로는 본 연구의 대상이 충돌제트계로 유동구조가 복잡하고 돌출블록과 같은 장애물로 인하여 유동이 급격히 변하므로 2-방정식 모델 중 RNG $k-\varepsilon$ 모델을 채택하였다. RNG $k-\varepsilon$ 모델은 작은 와유동(small scale eddies)의 현상을 잘 표현할 수 있으며, 표준 $k-\varepsilon$ 모델보다 저 Reynolds 수의 유동, 2차 유동이 발생하는 흐름, 벽면 근처 및 천이영역 유동 등의 해석에 이점이 있다.그러나, 계산량이 많아져서 CPU time이 10~15% 증가하는 단점도 있다. 본 수치계산에서 지배방정식들은 다음과 같이 정리하였다.[7, 8]

연속방정식

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j)=0 \tag{1}$$

운동량방정식

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu_{eff}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\right]-\frac{\partial p}{\partial x_i} \tag{2}$$

위의 식(2)에서 저 Reynolds 수 효과를 고려하기 위한 유효점성계수(effective viscosity) μ_{eff}는 다음과 같이 정의된다.

$$\mu_{eff}=\mu_{mol}\left[1+\sqrt{\frac{C_\mu}{\mu_{mol}}}\frac{k}{\sqrt{\varepsilon}}\right]^2 \tag{3}$$

μ_{mol}는 분자점성계수(molecular viscosity)이다.

한편, 고 Reynolds 수일 경우에는 난류점성계수(turbulent viscosity)가 표준 $k-\varepsilon$모델에서와 같은 형태로 아래와 같이 정의된다.

$$\mu_t=\rho C_\mu\frac{k^2}{\varepsilon} \tag{4}$$

에너지보존 방정식

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i h)=\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\alpha\mu_{eff}\frac{\partial T}{\partial x_i}\right)+\frac{Dp}{Dt}+(\tau_{ik})_{eff}\frac{\partial u_i}{\partial x_i}+S_h \tag{5}$$

여기서, α는 난류 Prandtl 수의 역수(inverse turbulent Prandtl number)이며, RNG이론에 의해 분자점성계수와 유효점성계수의 비로 나타낼 수 있다.

$$\left|\frac{\alpha-1.393}{\alpha_{mol}-1.393}\right|^{0.632}\left|\frac{\alpha+2.393}{\alpha_{mol}+2.393}\right|^{0.368}=\frac{\mu_{mol}}{\mu_{eff}} \tag{6}$$

여기서,

$$\alpha_{mol}\equiv\frac{1}{\Pr}=\frac{k}{\mu c_p} \tag{7}$$

난류 운동에너지 방정식

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i k)=\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\alpha_k\mu_{eff}\frac{\partial k}{\partial x_i}\right)+\mu_t S^2-\rho\varepsilon \tag{8}$$

여기서, α_k는 k의 유효 Prandtl 수의 역수(inverse effective Prandtl number)이며, 이 수는 저 Reynolds 수일 경우에 RNG 이론에 의한 다음 식으로부터 구해진다.

$$\left|\frac{\alpha-1.393}{\alpha_0-1.393}\right|^{0.632}\left|\frac{\alpha+2.393}{\alpha_0+2.393}\right|^{0.368}=\frac{\mu_{mol}}{\mu_{eff}} \tag{9}$$

여기서 α_0=1이며, 만일 고 Reynolds 수일 경우에는 $\alpha_k=\alpha_\varepsilon\approx1.393$이 된다.

난류 운동에너지 소산률 방정식

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \varepsilon)=\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\alpha_\varepsilon\mu_{eff}\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_i}\right)+C_{\varepsilon1}\frac{\varepsilon}{\chi}\mu_t S^2-C_{\varepsilon2}\rho\frac{\varepsilon^2}{k}-R \tag{10}$$

RNG $k-\varepsilon$모델이 표준 $k-\varepsilon$모델과 다른 점은 변형률 항(rate of strain term) R이며, 유동의 비등방성 효과나 급격한 변화에 대한 효과를 보정하는 항으로 다음과 같이 주어진다.

$$R=\frac{C_\mu\eta^3\left(1-\frac{\eta}{\eta_0}\right)}{1+\beta\eta^3}\frac{\varepsilon^2}{k} \tag{11}$$

여기서, $\eta \equiv \frac{S_k}{\varepsilon}$, $S \equiv \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$,

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \quad (12)$$

$\beta = 0.012$, $\eta_0 \approx 4.38$

R은 η값이 작은 영역에서는 μ_{eff}를 다소 증가시키지만, 그 값은 표준 $k-\varepsilon$ 모델보다는 작다. 한편, η의 값이 큰 영역에서는 R항의 부호가 바뀌어 μ_{eff}를 감소시키게 된다.

2.2 경계조건 및 수치해법

Fig. 1(b)는 본 계산에서 사용된 격자의 일부분을 나타낸 것이며, 전 계산영역 중 충돌제트영역(impingement region)만을 확대하여 나타내었다. 격자수는 580×110개로 하였으며, 유속의 변화가 심할 것으로 예상되는 부분에 격자를 집중시켜 부등격자망으로 구성하였다. 본 계산에서 사용한 경계조건은 실험조건(나프탈렌승화법)[5]과 일치시키기 위하여 발열블록표면에는 일정 온도(constant temperature) 조건을 주었다. 각 부분의 속도 및 온도 경계조건으로서, 입구에서는 일정 속도(uniform velocity)와 작동유체의 온도를 294K로 하였고, 난류강도(turbulence intensity)는 0.5를 임의적으로 사용하였으며, 난류길이 척도(turbulence length scale)는 $l = 0.07B$ 식을 이용하였다. 출구의 경계조건은 Neumann 조건의 outflow를 적용하였으며, 벽면 경계조건은 단열조건과 점착조건(no slip condition)을 주었다.

본 수치계산에서는 열 및 유동해석 전문프로그램인 FLUENT(v5.0)[9]를 사용하였다. FLUENT는 FVM(finite volume method)을 기초로 하고 있으며, 운동량 및 에너지 방정식은 3차 QUICK scheme을 사용한다. 수렴조건은 잔류항(residual)의 크기가 에너지방정식에서는 1×10^{-7} order 이내에, 나머지 항의 값에 대해서는 1×10^{-4} order 이내에 들어올 경우에 수렴하는 것으로 하였다.

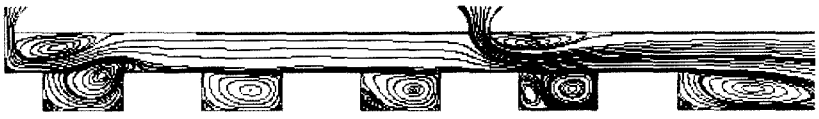
3. 결과 및 고찰

3.1 유동 및 온도 분포

Fig. 2는 Re=3900이고 H/B=2인 경우, 각각 S/B=16, 24에 대한 유선을 중앙 노즐의 중심으로부터 하류 블록까지 등간격의 형태로 나타내었다.

유선의 분포는 S/B가 감소할수록 하류 블록의 윗면에서 밀집된 현상을 나타내고 있으며, 하류노즐 직하블록 사이의 공간에서 강한 재순환 유동을 형성하고 있다. 이러한 재순환 유동은 블록의 전면과 후면에서 열전달 증가 효과를 가져온다. 또한, 하류노즐 직하블록(3번 또는 4번 블록)의 윗면에 충돌한 제트는 중앙노즐에서 분출된 제트의 횡방

(a) S/B=16



(b) S/B=24

Fig. 2 Streamlines for H/B=2 at Re=3900.

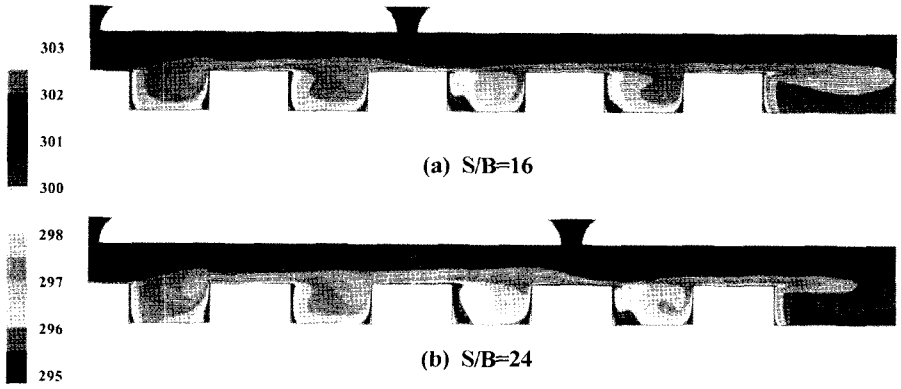


Fig. 3 Temperature fields for H/B=2 at Re=3900.

향 유동에 영향을 받아 속도경계층의 두께가 감소하고 운동량은 증가한다. 이러한 영향은 하류 블록에서의 열전달 효과를 증가시킬 것으로 사료된다.

Fig. 3은 Re=3900이고 H/B=2인 경우, 각각 S/B=16, 24에 대한 온도 분포를 나타낸다.

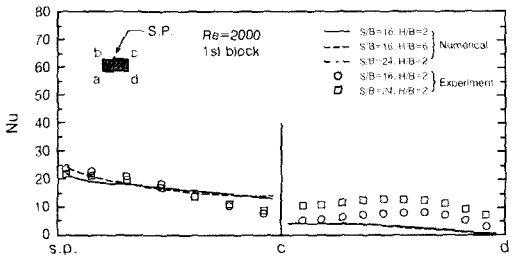
주유동 방향의 제트로 인하여 블록 윗면에서 온도분포는 전반적으로 낮게 나타나고 있으며, 특히 블록 사이의 재순환 유동은 난류혼합을 활발히 해줌으로써 블록 전면의 온도 분포에 큰 영향을 미치는 것으로 생각된다. 그러나, 블록 후면이나 하부 코너영역에서는 주유동 방향 제트의 영향을 직접 받지 못하므로 다소 높은 온도 분포를 보이고 있으며, 하류 제트와의 상호작용이 일어나는 영역에서 이러한 현상이 크게 나타나고 있다.

3.2 국소 열전달계수의 분포

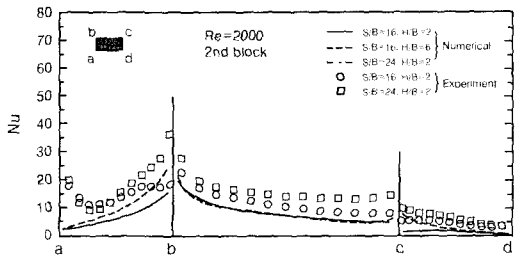
Fig. 4는 Re=2000일 때 인접 제트와의 무차원 거리비가 각각 S/B=16, 24이고, H/B=2, 6인 경우 각 블록 표면에서 국소 Nusselt 수(Nu)의 분포를 실험결과[5]와 비교하여 나타내었다.

블록 윗면(b-c)에서 Nu의 분포는 실험결과와 정성적으로 유사한 형태를 나타내고 있으며, 블록 윗면의 모서리(b) 영역에서는 S/B의 변화에 대하여 거의 일치하고 있다. 특히 제트 사이에 위치한 2번 블록에서는 실험결과와 정량적으로 매우 유사한 값을 나타내고 있으며, 제트 Reynolds 수가 작을수록 이러한 현상은 현저하게 나타났다. S/B=24인 경우 각 블록의 위치와 상관없이 열전달계수의 증가는 실험결과와 같은 현상으로 나타났으나, H/B에 따른 영향은 현저한 차이를 보이고 있다. 또, 하류노즐에 의한 열전달의 영향은 노즐 뒷쪽 블록에서 그 효과가 크게 나타났으며, Fig. 4(e)의 5번 블록에서 국소 Nusselt 수의 분포가 높게 나타나고 있다. 그러나, 블록 전면(a-b)과 후면(c-d)에서의 열전달계수 분포는 전반적으로 실험보다 수치해석 결과가 낮게 나타나고 있으며, Reynolds 수가 증가할수록 그 차이는 증가하였다. 특히 인접 제트와의 간섭에 따른 영향이 미치는 영역에서는 이러한 경향이 더욱 심하게 나타났다. 즉, 실험에서는 블록사이에서 발생하는 재순환 유동에 해당하는 큰 와류(large scale vortex) 및 작은 와(small scale eddies) 현상과 블록의 모서리에서 박리된 유동의 재부착에 따른 난류혼합 등 복잡한 유동으로 인한 열전달의 증가요인으로 측정되었으나, 수치계산에서는 이러한 현상을 충분히 반영하지 못하였기 때문으로 사료된다. 그리고, 이 재순환유동은 제트의 주유동(streamwise) 방향 성분에 의해 유기되어 나타나는 현상이며 주유동 방향의 제트에 비하여 현저히 낮은 유동상태이다. 따라서, 돌출 발열블록에 대한 충돌제트 열전달계수는 주유동 성분이 직접 작용하는 블록의 전면과 윗면에서 높게 나타나지만, 재순환유동에 의한 블록 후면에서는 열전달이 낮게 나타난다. 그러나, 수치계산에서도 Reynolds stress 모델이나

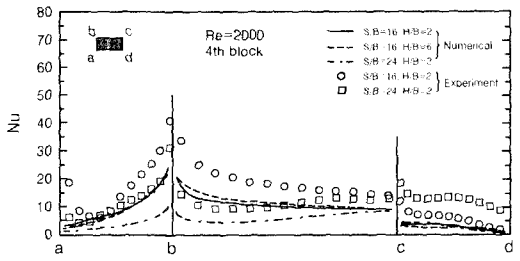
본 계산에 사용된 상용프로그램(FLUENT) 보다 높은 차수의 난류모델을 적용할 경우 블록 후면에서도 실험결과와 정량적으로 유사한 열전달계수를 구할 수 있을 것으로 사료된다.



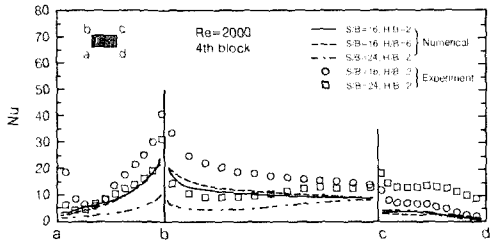
(a) 1st block



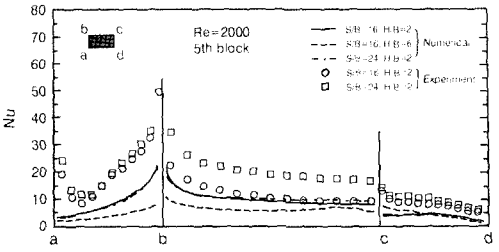
(b) 2nd block



(c) 3rd block



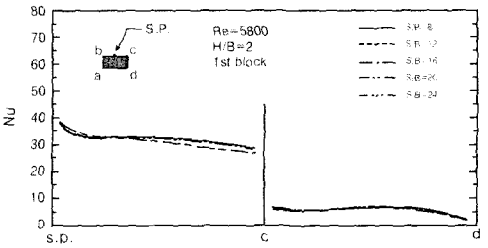
(d) 4th block



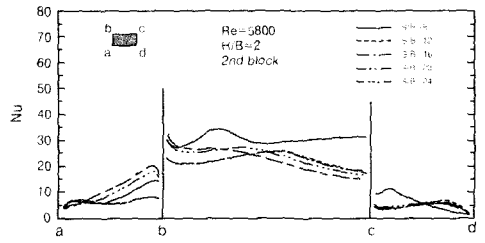
(e) 5th block

Fig. 4 Distributions of local Nusselt number for various S/B and H/B at Re=2000.

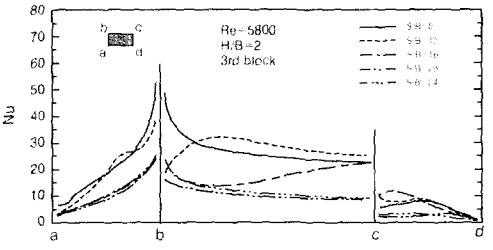
Fig. 5는 Re=5800일 때, H/B=2이고, S/B=8, 12, 16, 20 및 24인 경우 각 블록 표면에서 국소 Nusselt 수의 분포를 나타낸 것이다.



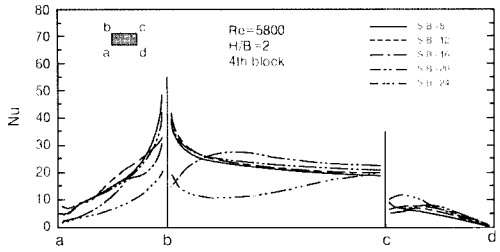
(a) 1st block



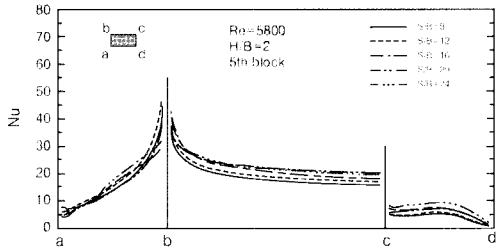
(b) 2nd block



(c) 3rd block



(d) 4th block



(e) 5th block

Fig. 5 Distributions of local Nusselt number for various S/B at H/B=2 and Re=5800.

Fig. 5(a)에 나타낸 중앙노즐의 직하블록인 1번 블록의 국소 Nusselt 수의 분포는 S/B의 변화 따른 열전달계수에 차이를 보이지 않으며, 이는 중앙노즐의 제트와 하류제트의 상호간섭에 따른 영향이 미약함을 시사한다. 그러나, 2번 블록 이후부터는 S/B가 작을수록 열전달계수가 증가하고 있으며, 이러한 현상은 Reynolds 수가 클수록 인접 제트 상호간섭이 활발하게 나타남을 의미한다. 또한 Fig. 5(b)~(d)에서 나타난 하류제트 직하블록 및 하류블록의 열전달계수 분포는 중앙노즐의 제트 혼합에 따른 하류제트의 재부착 지점에 높은 열전달계수가 나타나고 있으며, H/B가 작을수록 유동의 가속화로 인해 크게 나타났다. 그리고 Fig. 5(e)의 5번 블록에 대한 열전달계수는 S/B의 변화에 따른 열전달 효과가 작게 나타남으로써, S/B=24 이후부터는 배열제트의 경계층이 발달하여 덕트 유동으로 발전하고 있음을 시사한다. 따라서 이러한 현상은 배열제트에 의한 열전달 증가의 영향이 제트 상호간섭에 따른 활발한 난류혼합 뿐 만 아니라 제트의 유동방향 운동량 증가에 따른 열전달 효과도 크게 작용하고 있음을 알 수 있다.

3.3 평균 열전달계수

Fig. 6은 제트 Reynolds 수가 Re=3900 및 7800이고, H/B=2인 경우 인접제트와의 무차원 거리비(S/B)의 변화에 대하여 각 블록에서의 평균 Nusselt 수를 나타내었다.

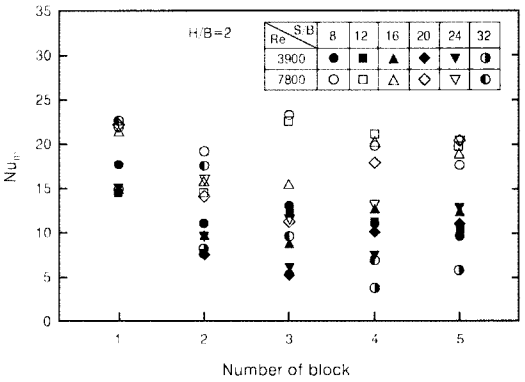


Fig. 6 Average Nusselt number of each block for various S/B and H/B=2.

제트 Reynolds 수가 증가할수록 각 블록의 평균 Nusselt 수는 증가하고 있으며, 상류블록에서는 S/B=8일 때, 하류블록에서는 하류제트의 재부착 지점에 해당하는 S/B에서 각각 평균 Nusselt 수가 높게 나타나고 있다. 또한, 중앙노즐 직하 블록인 1번 블록에서의 평균 열전달계수는 각 Reynolds 수에 대하여 S/B의 변화와 관계없이 거의 일정한 값을 나타내고 있으며, 이는 하류제트의 상호간섭에 따른 영향이 미치지 않음을 시사하고 있다. 그리고 본 실험의 경우 각 블록에 대한 평균 Nusselt 수는 S/B=24 이후부터 모든 블록에 대하여 현저히 낮게 나타나므로 열전달 증대효과를 기대하기 어려울 것으로 생각된다.

Fig. 7은 H/B=2이고 S/B=8, 12, 16, 20, 24 및 32일 때, 제트 Reynolds 수의 변화에 따른 전체 블록의 평균 Nusselt 수를 실험결과와 비교하여 나타낸 것이다.

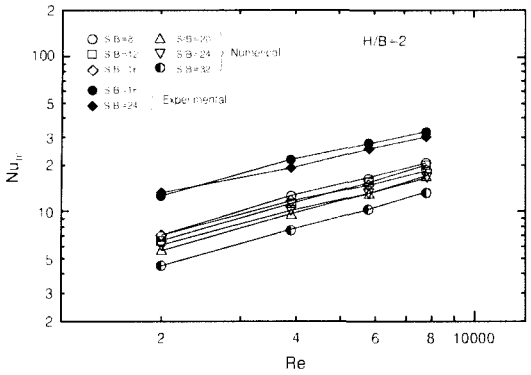


Fig. 7 Overall average Nusselt number vs. jet Reynolds number.

전체 블록의 평균 Nusselt 수의 분포는 제트 Reynolds 수의 변화에 따라 거의 대수 비례적으로 증가하고 있으며, 저 Reynolds 수 영역에서는 S/B=16일 때, 고 Reynolds 수 영역에서는 S/B=8일 때 높은 열전달계수를 나타내고 있다. 또한, 실험결과와 마찬가지로 S/B=16일 때가 S/B=24인 경우보다 높은 열전달계수를 나타내고 있는데, 이는 열경계층 발달의 영향을 많이 받는 중앙제트와 하류제트 사이에 위치한 블록의 수가 적기 때문으로 사료된다. 그러나, 모든 제트 Reynolds 수에서 수치계산결과가 실험결과보다 2배 정도 낮게 나타나고 있는데, 이는 전술한 바와 같이 하류블록에서 하류제트에 의한 유량의 증가로 인한 가속의 영향과 인접제트와의 상호 간섭작용에 의한 영향을 많이 받는 충돌면 사이유로에 있는 블록 측면에서 소규모 와류와 같은 재순환유동의 영향을 수치계산에서 모두 재현하지 못하였기 때문으로 사료된다. 본 수치계산의 결과 S/B=8, H/B=2, Re=7800에서 전체블록의 평균 Nusselt 수가 가장 큰 것으로 나타났다.

4. 결 론

제한된 2차원 배열 충돌제트의 정체점 및 벽제트영역에 배열된 돌출 발열블록에 대하여 수치계산에 의한 각 블록 표면에서의 국소 열전달계수 분포 및 평균 전열특성을 고찰한 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 유선의 분포는 S/B가 감소할수록 하류블록의 윗면에서 밀집된 현상을 나타내고, 주유동 방향의 제트로 인하여 하류블록 윗면의 온도분포는 전반적으로 낮게 나타난다.

(2) 블록 윗면에서의 국소 열전달계수 분포는 실험결과와 정성적으로 유사한 형태를 나타내지만, 블록 측면에서는 현저한 차이를 보인다.

(3) 각 블록에 대한 평균 열전달계수는 상류블록에서 S/B=8일 때, 하류블록에서는 하류제트의 재부착 지점에 해당하는 S/B에서 각각 평균 Nusselt 수가 높게 나타난다.

(4) 전체 블록의 평균 Nusselt 수의 분포는 제트 Reynolds 수의 변화에 따라 거의 대수 비례적으로 증가하고, 저 Reynolds 수 영역에서는 S/B=16일 때, 고 Reynolds 수 영역에서는 S/B=8일 때 높은 열전달계수를 나타낸다.

참고문헌

[1] Elbanna, H. and Gahin, S., "Investigation of two plane parallel jets", *AIAA*, Vol. 21, No. 7, pp.986-991, 1982.

[2] Koopman, R.N. and Sparrow, E.M., "Local and average transfer coefficients due to an impinging row of jets", *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 19, pp.673-683, 1976.

[3] Metzger, D.E. and Korstad, R .J., "Effects of crossflow on impingement heat transfer", *J. Engineering for Power*, Vol. 94, pp.35-42, 1972.

[1] Behbahani, A.I. and Goldstein, R.J., "Local heat transfer to staggered arrays of impinging circular air jets", *J. Engineering for Power*, Vol. 105, pp.354-360, 1983.

[5] 정인기, 박시우, 홍성호, "돌출 발열블록표면에서의 배열 충돌제트에 의한 열전달 특성", 대한기계학회

추계학술대회 논문집B, pp. 274-279, 2001.

[6] Hung, Y. H. and Lin, P. Y., "Cooling performance of slot jet impinging onto a simulated multi-chip module", *Advances in Electronic Packaging*, Vol. 2, pp. 1795-1801, 1997.

[7] Morris, G. K., Garimella, S. V. and Amano, R. S., "Prediction of Jet Impingement Heat Transfer Using a Hybrid Wall Treatment with Different Turbulent Prandtl Number Functions," *Trans. ASME*, Vol. 118, pp. 562-569, 1996.

[8] Morris, G. K. and Garimella, S. V., "Orifice and Impingement Flow Fields in Confined Jet Impingement," *Trans. ASME*, Vol. 120, pp. 68-72, 1998.

[9] *FLUENT5 User's Guide* Version 5.0, Fluent Inc., Lebanon, NH, 1998.

저 자 소 개

박시우 (朴時佑)

1970년 4월 4일생. 1994년 경일대학교 기계공학과 졸업(학사). 1996년 영남대학교 대학원 기계공학과 졸업(석사). 2001년 영남대학교 대학원 기계공학과 졸업(박사)

정인기 (鄭仁基)

1945년 8월 19일생. 1968년 영남대학교 기계공학과 졸업(학사). 1971년 영남대학교 대학원 기계공학과 졸업(석사). 1995년 일본 시즈오카대학교 대학원 졸업(박사). 현재 영남대학교 기계공학부 교수.