자기장이 인가된 영역에서의 층류 충돌제트의 열전달특성 변화에 대한 수치적 연구

이현구†, 하만영*, 윤현식**, 전호환**

Characteristic study of heat transfer of laminar impinging jet in an aligned magnetic field

Hyun Goo, Lee, Man Yeong Ha, Hyun Sik Yoon, Ho Hwan, Chun

Key Words : Impinging jet(충돌제트), MHD(전자기 유체역학), Heat transfer(열전달), Nusselt number, Stuart number

Abstract

The laminar impinging jet thermal fields were investigated with or without magnetic fields. The transient phenomenon from steady to unsteady flow was founded at specific Reynolds number ranges. In unsteady flow region, the magnetic fields make flow stable. So the characteristics of heat transfer at impingement wall are changed

기호설명

D	제트 폭(Width)
H	상-하 벽면 거리
N	Stuart number, $N = D\sigma B^2 / \rho\nu$
Nu	Nusselt number, $Nu = hD / k$
Nu_{stag}	정체점에서의 Nusselt number
P	압력
Pr	Prandtl number, $Pr = \nu / \alpha$
Re	Reynolds number, $Re = V_{jet} D / \nu$
V_{jet}	제트 출구 속도

1. 서 론

충돌 제트는 상대적으로 적은 압력강하로 높은 열전달 효과를 얻을 수 있기 때문에 산업에 많이 응용이 되어 왔다. 응용범위는 제지 또는 필름의 건조 공정, 유리/금속의 제조공정, 가스터빈 냉각 그리고 전기/전자 장비의 냉각등 매우 다양하다. 최근에는 충돌제트가 전자장비 패키지의 냉각 등에 응용이 되기 시작하면서 충돌제트 표면에 작용하는 높은 압력을 감소시키기 위해서 레이놀즈 수가 낮은 제트가 응용되기 시작하였다(1). 전자장비 등의 냉각에서는 냉각영역이 더 넓고 균일한 장점 등으로 인해 원형제트 보다는 슬롯제트가 더 유용하다. 그 반면에 원형제트는 충돌 면적은 좁으나 집중적인 냉각이 가능하므로 효율면에서는 더 좋다고 볼 수 있다. 제트 유동에 관한 이전의 연구들은 일반적으로 응용 빈도가 높은 고 레이놀즈수 영역의 원형제트의 연구에 집중되어있다. 상대적으로 저 레이놀즈수 영역의 충돌제트에 대한 연구는 그 수가 적다.

Sparrow 와 Wong(2)은 나프탈렌 승화법(naphthalene sublimation technique) 을 이용하여 저 레이놀즈 수 영역($150 < \mathrm{Re} < 950$)에서 슬롯충돌제트의 물질전달(mass transfer)을 연구하였다. 그리고 물질전달과 열전달과의 유추(analogy)를 통하여 열전달 특성을 밝혀내었다.

제한된 영역내에서의 슬롯충돌제트(confined slot impinging jets)의 비정상 열유동현상에 대한 최근의 연구로는 Re=300~1000 에 대해 Reynolds anology 의 불일치에 대한 연구를 수행한 Chung

---

† LG 전자 에어컨 사업부
E-mail : floid@lge.com
TEL : (055)269-3492 FAX : (055)283-6037
* 부산대학교 기계공학부
** 부산대학교 첨단조선공학연구센터

등(3)과, H/W = 5 인 형상에 대해 층류-난류 천이영역에 대한 연구를 수행한 Chiriac 과 Ortega(4) 등이 있다.

그러나 충돌제트의 열전달을 제어하기 위한 수단으로써의 자기장과 열유동장과의 상호작용에 대한 연구는 문헌상에 찾아 보기 어렵다. 따라서 본 연구에서는 저 레이놀즈수 영역에서 충돌제트의 열전달특성을 파악하고, 비정상상태의 충돌제트의 경우에 대하여 자기장의 세기에 따른 열전달 특성의 변화를 수치적 기법을 이용하여 연구하였다

2. 이론적 연구

2.1 지배방정식

본 연구에서는 2 차원 형상의 슬롯충돌제트의 작동 유체를 비압축성 유체라 가정하였다. 수치해석에는 아래의 무차원화된 연속, 운동량 및 에너지 방정식을 이용하였다.

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 , \tag{1}$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \vec{u} + \vec{f} \tag{2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla T = \frac{1}{Re \cdot Pr} \nabla^2 T \tag{3}$$

위의 식에서 사용된 시간, 속도, 압력 및 온도에 대한 무차원변수는 다음과 같이 정의되었다.

$$t = \frac{V_{jet} t^*}{D},\ u = \frac{u^*}{V_{jet}},\ p = \frac{p^*}{\rho V_{jet}{}^2}, T = \frac{T^* - T_w}{T_{jet} - T_w}$$

무차원화에 이용된 V_{jet} , D 와 ρ 는 각각 제트출구 속도, 제트 폭(jet width) 및 유체의 밀도(density)이다. 그리고 무차원 변수에서 사용한 상첨자 *는 차원을 가지는 변수이다. 또한 Reynolds 수($Re = V_{jet} D / \nu$)와 Prandtl 수($Pr = \nu / \alpha$)는 입구속도와 제트 폭을 기준으로 정의되었다.

자기장은 z-방향으로 전 영역에 걸쳐 일정한 크기로 가해진다고 가정하였다. 이 때 인가된 자기장($B = B_{oz} \hat{\boldsymbol{k}}$)에 의해 유체는 로렌츠 힘을 받게 되며, 그 힘의 영향에 의해 유동구조가 변하게 된다. 전류밀도(J_x, J_y)와 로렌츠 힘(f_x, f_y)은 아래의 식(4)~(6)를 계산함으로써 구할수 있다.

$$\nabla \cdot \vec{J} = 0 \tag{4}$$

$$\vec{J} = -\nabla \phi + \vec{u} \times e_z \tag{5}$$

$$\nabla^2 \phi = \nabla \cdot \left(\vec{u} \times e_z \right) \tag{6}$$

본 연구에서는 B_{0z} 는 단위벡터이므로, 크기는 1(unity)이며, 아래의 식 (7), (8)과 같이 간단하게 나타내어진다.

$$J_x = -\frac{\partial \phi}{\partial x} + v, J_y = -\frac{\partial \phi}{\partial y} - u , \tag{7}$$

$$f_x = -N\left(\frac{\partial \phi}{\partial y} + u \right), f_y = -N\left(-\frac{\partial \phi}{\partial x} + v \right) \tag{8}$$

2.2 이산화

위의 식 (1), (2)를 수치해석 해석하기 위하여, Kim 과 Moin(5)등에 의해 제안된 fractional step method 를 이용하였다. 공간에 대한 이산화는 2 차 정확도를 가지는 중앙차분법(central-difference scheme)을 사용하였으며, 시간에 대해서는 대류항(convective terms)은 2 차 Adams-Bashforth 방법을, 그리고 점성항(viscous terms)은 Crank-Nicholson 방법을 사용하였다.

연속방정식으로부터 압력 프와송(poisson)방정식을 유도하여 p^{n+1} 을 구하며, n+1 시간 스텝의 속도값(v^{n+1})을 구하는데 사용된다. 식(6)은 압력방정식과 유사하게 풀 수 있으며, 또한 에너지 보존방정식은 운동량 보존 방정식과 유사한 방법으로 계산할 수 있다.

2.3 경계조건

제트입구의 속도분포(profile)는 전단층(shear layer)의 발달과 밀접한 연관을 갖게 되므로 충돌제트의 특성에 영향을 미치게 된다. 본 연구에서는 제트입구의 속도는 일정하다고 가정하였다.

많은 선행연구자들은 출구에서의 유동의 물리적인 현상을 재현하고자 다양한 출구 경계조건을 사용하였다(6)(7). 상하 벽면 사이의 거리(H/D)에 비하여 출구거리(L)이 충분히 길게 사용되지 않으면, 일반적으로 사용되는 NBC(Neumann boundary condition, $\partial \vec{u} / \partial n = 0$)을 사용할 경우, 정확한 해를 얻기가 어려우며, 매우 큰 계산영역(computational domain)을 사용해야 되므로, 효과적인 경계조건으로 보기 어렵다. 따라서 NBC 이 가진 제약을 극복하고, 정확한 해를 구하기 위하여, Non-reflecting boundary condition 이 많이 이용되고 있다(6)(7). 그리고 전하량 보존방정식(5)에 대해, 모든 경계에서 구배는 없다는 경계조건을 이용하였다.

계산에 사용된 이러한 경계조건들을 요약하면 다음과 같다.

- Inlet : $\boldsymbol{u} = 0,\ \boldsymbol{v} = -1$ Uniform
$\boldsymbol{T} = 1$ Hot fluid

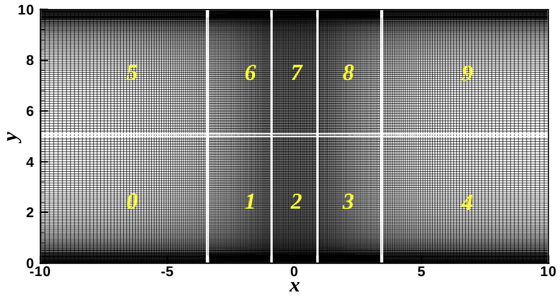

Figure 1 Grid system and multi-domain

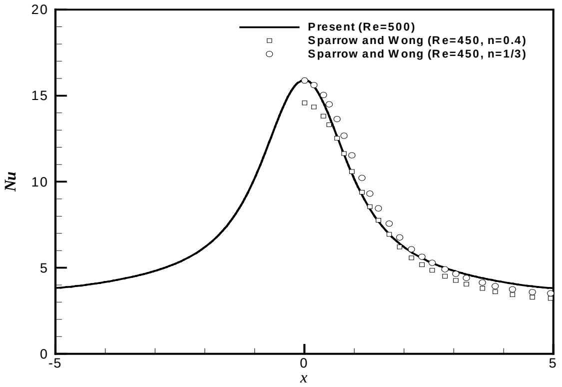

Figure 2 Comparison with experimental data : Re=500, H/W=10

- **Upper wall** : $u = v = 0$ No-slip

$\partial T / \partial n = 0$ Adiabatic

- **Lower wall** : $u = v = 0$ No-slip

$T = 0$ Cold wall

- **Lateral exit** : $\frac{\partial u}{\partial t} + C\frac{\partial u}{\partial x} = 0$ CBC

$\frac{\partial T}{\partial t} + C\frac{\partial T}{\partial x} = 0$ CBC

여기서 convective velocity 인 C 는 출구평균속도를 사용하였다$^{(8)}$

Fig. 1 은 계산에 사용된 격자계와 계산 속도의 향상을 위해 사용한 MPI 계산에 대한 영역분할을 나타낸 그림이다. x 및 y 방향에 대해 각각 300×200 개의 격자를 이용하였으며, 계산의 안정화를 위해 CFL<0.5 이하의 조건에서 계산이 수행되었다. 그리고 리눅스 기반의 병렬처리 시스템(CPU : Pentium-4 2.66GHz, Memory : 512MB)을 사용하였으며, 10 개의 노드가 계산에 이용되었다.

3. 결과 및 고찰

Fig. 2 는 현재의 계산에 의하여 구한 Nu 수의 계산결과와 Sparrow 와 Wong$^{(2)}$의 나프탈렌 승화법(naphthalene sublimation technique)을 이용한 열전달 실험결과와의 비교를 보여주고 있다. 충돌벽에서의 열전달 특성인 Nu 수에 대한 현재의 계산결과는 실험결과와 잘 일치하였다. Sparrow 와 Wong$^{(2)}$은 공기에 대하여 나프탈렌 승화법을 이용하여 충돌벽면에서의 물질전달 특성인 Sh(Sherwood number)를 측정하였다. 실험에 사용된 유체인 공기(Pr=0.7)와 나프탈렌과의 Sc(Schmidt number)는 2.5 이다. 아래의 식(9)와 같이 열전달-물질전달의 유추(heat-mass transfer analog)를 통하여 Nu (Nusselt number)를 계산하였다.

$$Nu = (Pr / Sc)^n Sh \qquad (9)$$

여기서, n 은 1/3 또는 0.4 로 지정하였다. 또한 Sparrow 와 Wong$^{(2)}$은 입구속도 형태(profile)에 따라 정체점에서의 열전달 세기가 달라짐을 보고하였다. 본 연구에서는 실험에서와 동일한 입구조건을 사용하기 위해 완전 발달된(fully developed) 층류 유동의 속도 패턴을 사용하였다.

Fig. 3 과 Fig. 4 는 $\overline{Nu}$, $\overline{Nu}_{stag}$ 에 대하여 Chiriac 과 Ortega$^{(4)}$의 수치해석 결과와 본 연구의 계산결과와의 비교를 보여주고 있다. Chiriac 과 Ortega$^{(4)}$는 균일한 속도(uniform flow)로 유입되는 제트를

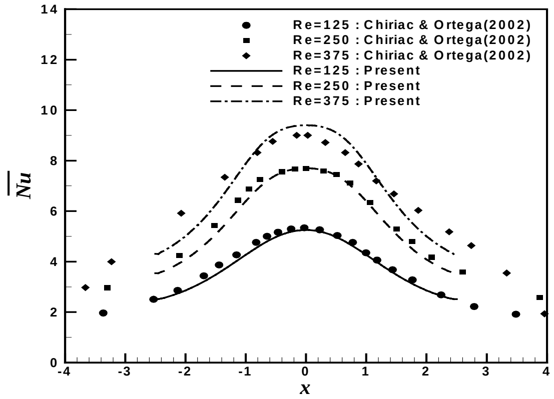

Figure 3 Time averaged Nusselt numbers on impingement wall : H/W=5

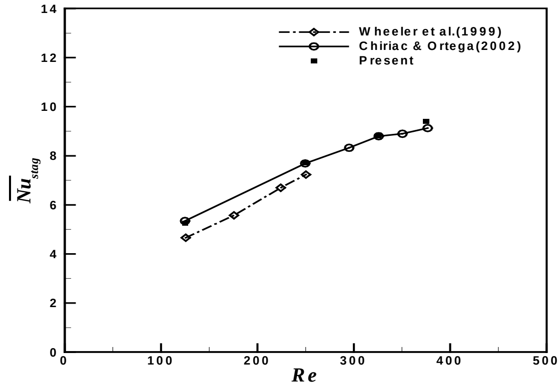

Figure 4 Time-averaged stagnation Nusselt number for different Reynolds number

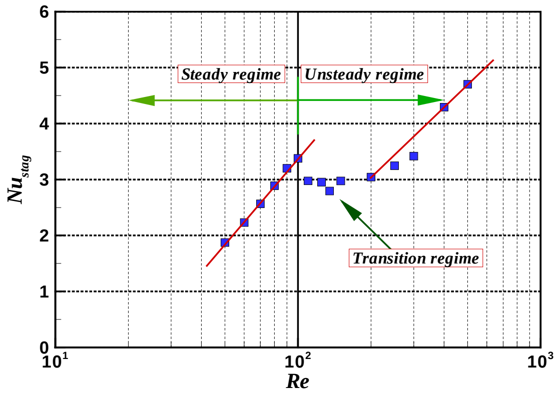

Figure 5 Time averaged Nusselt number at the stagnation point for different Reynolds number : Pr=0.7

입구의 경계조건으로 사용하였으며, 상하벽면의 높이비(H/D)는 5 인 경우에 대하여 수치해석을 수행하였다. 본 연구에서는 결과 비교를 위하여 선행연구자들과 동일한 조건 하에서 계산을 수행하였다.

Fig. 3 은 충돌벽면에서의 시간평균 된 국소 Nu 수(time-averaged local Nusselt number)의 분포를 보여주고 있으며, Nu 수의 정의는 식(10)과 같다. 계산에 사용된 Re 수는 125, 250 및 375 이다. 본 계산 결과를 선행연구자의 계산 결과와 비교하였다. 충돌벽상에서의 $\overline{Nu}$ 수의 전체적인 분포 및 정체점에서의 최대값이 잘 일치하고 있다.

$$Nu = \frac{hD}{k} \qquad (10)$$

Fig. 4 는 Re 수의 변화에 따른 정체점에서의 시간평균된 Nu 수($\overline{Nu}_{stag}$)의 변화를 보여 주고 있다. Chiriac 과 Ortega(4)는 Re>325 에서 천이영역이 시작되며, Re 수의 증가에 따른 Nu 수의 증가 기울기가 달라진다고 보고하였으며, 본 연구에서도 이와 유사한 결과를 얻을 수 있었다.

Fig. 5 는 Re 수의 증가에 따른 시간평균된 $\overline{Nu}_{stag}$ 의 변화를 보여주고 있다. 정체점에서의 열전달 특성으로부터 충돌제트의 유동특성을 파악할 수 있다. Re<100 이하에서 열유동장은 정상상태(steady state)를 유지하며, Re 수의 증가에 따라 $\overline{Nu}_{stag}$ 가 선형적으로 증가한다. 100<Re<200 에서 형성되는 충돌제트에 의한 열유동장은 천이영역(transition regime)으로서 비정상상태(unsteady state)의 유동구조가 형성되며, $\overline{Nu}_{stag}$ 는 Re 수에 따라 크게 변화하지 않는다. 그리고 Re>200 이상에서는 비정상상태(unsteady state) 영역을 형성하며, 정체점에서의 Nu 수는 Re 수의 증가에 따라 다시 증가하게 됨을 알 수 있다. 이 3 가지 영역을 요약하면 다음과 같다.

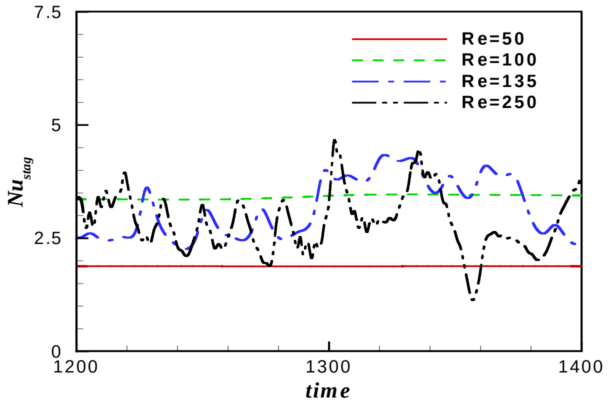

Figure 6 Time history of Nusselt number at the stagnation point for different Reynolds

$Re < 100$: Steady regime
$100 < Re < 200$: Transition regime (unsteady)
$200 < Re$: Unsteady regime

정상상태의 유동은 입구로부터 빠져나온 제트의 중심(core)이 정체점에 직접적으로 충돌하게 된다. 여기서 대류열전달(convective heat transfer)이 지배적인 충돌제트의 열전달 메커니즘에 의하여, Re 수가 증가하면 정체점에서의 열전달도 같이 증가하게 된다. 그러나 Re 수가 증가함에 따라 유동이 비정상상태로 변하게 되면, 입구로부터 빠져나온 유체는 정체점에 다다르기 전에 시간의 변화에 따른 매우 복잡한 크고 작은 규모의 와(eddy)의 변동에 의해 주위로의 열전달이 발생하게 된다. 따라서 정상상태에서 비정상상태로 유동이 천이 되면서 정체점에서의 Nu 수는 불일치(discontinuity)영역이 발생하게 된다.

Fig. 6 은 Re 수의 변화에 따른 정체점에서의 Nu 수의 변화를 시간의 함수로써 나타낸 것이다. Fig. 5 에서 설명한 것처럼 Re 수가 100 이하이면, 정체점에서의 열전달은 시간에 따라 변하지 않고 정상상태를 유지한다. 그러나, Re>100 이상에서는 시간의 변화에 따라 Nu_{stag} 는 변화하면서 비정상상태를 보이게 된다.

이와 같이 비정상상태의 유동 구조는 정체점에서의 열전달효과를 전체적으로 감소시키게 된다. 따라서서 자기장을 인가하여 비정상상태의 유동을 안정화시킬 때 이러한 효과가 열전달에 미치는 영향을 파악하고자 하였다. 충돌제트와 자기장의 상관관계를 관찰하기 위해, H/D=10 인 경우에 대하여 균일입구속도를 경계조건으로 사용하였다. 먼저 자기장이 존재하지 않는 경우(N=0)에 대하여, Re 수의 변화에 따른 유동 및 열전달 특성을 관찰하였다. 본 연구에서는 자기장은 z-방향으로 유동장의 전 영역에 일정한 세기로 인가하였다.

Fig. 7 은 N 및 시간의 변화에 대한 Nu_{stag} 의

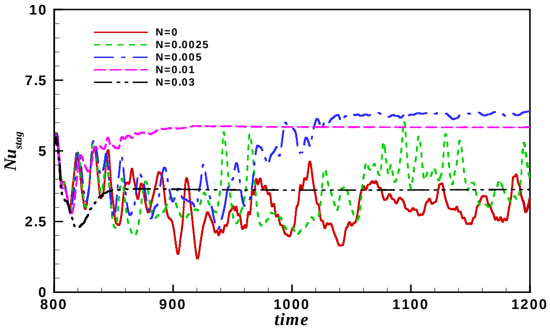

Figure 7 Time history of Nusselt number at the stagnation point for different Reynolds numbers : Re=250, Pr=0.7

변화를 보여 주고 있다. 여기서 사용한 Re 및 Pr 수는 각각 250 및 0.7 이다. Fig. 7 의 결과를 구하기 위하여 먼저 자기장이 존재하지 않은 경우(N=0)에 대하여 t=0~800 까지 계산을 수행하였다. t=800 에서의 열유동장을 초기 조건으로 하여 자기장의 세기를 변화시키면서 계산을 수행하였으며, 이 결과로부터 자기장의 변화에 따른 Nu_{stag} 을 계산하였다. 약한 세기의 자기장(weak magnetic field)에 해당하는 N=0.0025 인 경우, Nu_{stag} 가 N=0 인 경우와 마찬가지로 비정상상태의 거동을 한다. 그러나, N 이 0.005 이상으로 증가하면 자기장이 강해질수록 유동장은 빠르게 안정화되며, Nu_{stag} 은 일정하게 유지 된다. 이것은 자기장이 인가됨으로 인해 유동장이 안정화되어 비정상상태로부터 정상상태로 변화됨을 의미한다.

Fig. 8 은 자기장의 세기의 변화에 따른 정체점에서 시간 평균된 Nu_{stag} 의 변화를 보여주고 있다.

자기장의 세기가 증가하면 유동이 비정상상태에서 정상상태로 변하게 되므로 $\overline{Nu}_{stag}$ 는 증가하게 된다. 그리고 N 이 증가함에 따라 특정 N 값에서 $\overline{Nu}_{stag}$ 이 최대치에 도달한 후 N 이 계속하여 증가하면 $\overline{Nu}_{stag}$ 는 다시 감소한다. 이것은 자기장의 세기가 너무 강하면 정체점에 도달하는 유동의 세기가 감소하기 때문이다.

4. 결 론

저 레이놀즈 수 영역에서 충돌제트에서의 비정상(unsteady) 유동 및 열전달 현상과 자기장과의 상호관계에 대한 연구를 수행하였다.

자기장이 인가되지 않았을 때(H/D=10, N=0), Re 수가 100 이하에서는 정상상태(steady state)의 유동영역(flow regime)이 형성되며, 이 영역에서는 정체점에서 Nu 수(Nu_{stag})가 Re 수의 증가에 따라 지수 선형적으로 증가한다. 그러나 Re 수가 100~200 인 구간에서는 정상상태에서 비정상상태로의 천이 구간(transition regime)이 형성된다. 정상상태에서 비정상상태로 변함에 따라 유동은 진동(oscillation)을 시작하게 되므로, 정체점에서의 시간평균된(time averaged) Nu 수(Nu_{stag})는 더 이상 증가되지 않는다. 그리고 Re 수가 200 이상의 영역에서는 완전한 비정상상태 유동구간으로서 정체점(stagnation point)에서의 Nu 수(Nu_{stag})가 다시 선형적으로 증가한다.

비정상상태 유동(Re=250)에 자기장을 인가하면 유동은 안정화가 이루어져 정상상태로 변한다. 이때 정체점에서의 국소 Nu 수는 증가하다가 특정 세기 이상의 자기장하에서 다시 감소하는 경향을 보인다.

후 기

본 연구는 BK21 그리고 NRL 지원사업에 의해서 수행되었다.

참고문헌

(1) Beitelmal, A. H., Saad, M. A. and Patel, C. D., 2000, The effect of inclination on the heat transfer between a flat surface and an impinging two-dimensional air jet, Int. J. Heat Fluid Flow 21, 156-163

(2) Sparrow, E. M. and Wong, T.C., 1975, Impingement transfer coefficients due to initially laminar slot jets, Int. J. Heat Mass Trans. 18, 597-605.

(3) Chung, Y. M., Luo, K.H. and Sandham, N.D., 2002, Numerical study of momentum and heat transfer in unsteady impinging jets, Int. J. Heat Fluid Flow 23, 592-600.

(4) Chiriac, V. A. and Ortega, A., 2002, A numerical study of the unsteady flow and heat transfer in a transitional confined slot jet impinging on an isothermal surface, Int. J. Heat Mass Transfer 45, 1237-1248.

(5) Kim, J. and Moin, P., 1985, Application of a fractional-step method to incompressible navier-stokes equations, J. of Comp. Phys. 59, 308-323

(6) Thomson, K. W., 1987, Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems, J. Comput. Phys, 68, 1-24.

(7) Hu, F. Q., 1995, On absorbing boundary conditions for linear euler equations by perfectly matched layer, ICASE Report, 95-70