

< 논문 >

자기장이 인가된 충돌제트의 유동 특성에 관한 수치적 연구

이현구* · 하만영† · 윤현식** · 홍승도***

(2004년 5월 27일 접수, 2005년 3월 15일 심사완료)

A Numerical Study on the Impinging Jet Flow Characteristics in the Presence of Applied Magnetic Fields

Hyun Goo Lee, Man Yeong Ha, Hyun Sik Yoon and Seung Do Hong

Key Words : Impinging Jet(충돌제트), MHD(자기유체역학), Fluid Flow (유체 유동), Stuart Number (스튜어트 수)

Abstract

The present study numerically investigates two-dimensional fluid flow in the confined jet flow in the presence of applied magnetic field. Numerical simulations to calculate the fluid flow and heat transfer in the confined jet are performed for different Reynolds numbers in the absence and presence of magnetic fields in the range of $0 \leq N \leq 0.05$, where N is the Stuart number (interaction parameter) which is the ratio of electromagnetic force to inertia force. The present study reports the detailed information of flow in the channel at different Stuart numbers. As the intensity of applied magnetic fields increases, the vortex shedding formed in the channel becomes weaker and the oscillating amplitude of impinging jet decreases. The flow fields become the steady state if the Stuart number is greater than a critical value. Thus the pressure coefficients at the stagnation point also vary as a function of Stuart number.

1. 서 론

충돌 제트는 상대적으로 작은 압력 강하 조건에서 높은 열전달 효과를 얻을 수 있기 때문에 산업 현장에서 많이 이용되고 있는 분야다. 많은 연구자들^(1~14)은 충돌 제트의 유동 구조 및 열전달 특성을 상세하게 규명하는 다양한 실험 및 이론적 연구를 수행하였다. 이러한 연구 결과를 통하여 다양한 엔지니어링 문제에 적용되는 충돌 제트에 대한 최적의 작동 조건을 구하였다. 충돌 제트 유동에 관한 이전의 연구는 많은 응용성 때문에 고 레이놀즈 영역에서 작동하는 충돌 제트에 주로 집중되었다. 저 레이놀즈 수 영역에서 작동하는 충돌 제트에 대한 연구는 상대적으로 그 수가 적다.

최근에 좁은 공간에서 많은 열을 발생하는 전자

장비 패키지의 냉각을 위하여 충돌 제트를 사용한 냉각 기술이 많이 개발되고 있다. 이 경우 일반적으로 냉각 물체 표면에 작용하는 충돌 제트 압력이 작아야 한다는 제약 조건이 존재한다. 그러므로 충돌 제트를 사용한 전자 장비 냉각은 일반적으로 저 레이놀즈 수 영역에서 이루어진다. Beitelmal 등⁽⁴⁾은 저 레이놀즈 수 영역에서 충돌 제트의 유동 및 열전달 특성에 대한 실험적 연구를 수행하였다. 또한 이들은 제트의 경사각이 충돌 제트의 성능에 미치는 영향을 규명하였다.

이러한 모든 선행 연구는 인가된 전자기장이 존재하지 않는 경우에 다양한 형태의 충돌 제트에 대하여 레이놀즈 수, 노즐 폭에 대한 채널 높이의 비, 노즐의 경사각, 노즐의 배열 등의 관련 변수들의 변화에 따른 유동 구조의 변화를 조사하였다. 그러나 인가된 전자기장이 존재하는 경우에 충돌 제트의 유동 구조를 조사하는 연구는 거의 존재하지 않는다.

그러므로 본 연구에서는 전자기장의 존재가 충돌 제트의 거동에 미치는 영향을 조사하고자 한다. 이를 위하여, 저 레이놀즈 수 조건에서 작동하는 제한된 슬롯 충돌 제트(confined slot impinging jet)

† 책임저자, 회원, 부산대학교 기계공학부

E-mail : myha@pusan.ac.kr

TEL : (051)510-2440 FAX : (051)512-9835

* 회원, LG전자 에어컨 연구소

** 회원, 부산대학교 첨단조선공학연구소

***부산대학교 대학원 기계공학과

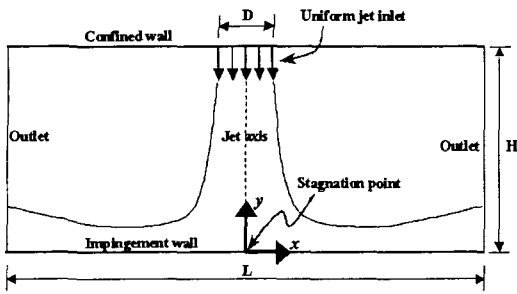


Fig. 1 Computational domain and coordinate system for a two-dimensional confined impinging jet

에 일정 크기의 자기장을 가하였다. 유한 체적법을 사용하여 자기장이 존재하는 비정상 충돌 제트에 대한 수치해를 구하였다. 자기장이 존재하는 경우에 대한 순간 유동, 충돌 벽면에서의 순간 및 시간 평균 압력 계수를 구하였다. 자기장이 존재하는 경우의 계산 결과를 자기장이 존재하지 않는 경우와 비교하였으며, 이를 통하여 자기장의 존재가 충돌 제트의 거동에 미치는 영향을 규명하였다.

2. 이론적 연구

2.1 지배방정식

Fig. 1 은 본 연구에서 고려하는 2 차원 형상의 제한된 슬롯 충돌 제트의 형상 및 좌표계를 보여주고 있다. 인가된 자기장이 존재하는 조건 하에서 제한된 슬롯 충돌 제트 유동을 지배하는 무차원 연속방정식 및 운동량 보존 방정식은 다음과 같이 정의된다.

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (1)$$

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

여기서 무차원 변수는 다음과 같이 정의된다.

$$t = \frac{V_{jet} t^*}{D}, \vec{u} = \frac{\vec{u}^*}{V_{jet}}, p = \frac{p^*}{\rho V_{jet}^2} \quad (3)$$

여기서 V_{jet} , D 와 ρ 는 각각 제트 입구 속도, 제트 폭 (jet width) 및 유체의 밀도(density)를 나타낸다. 그리고 식 (3)에서 사용한 상첨자 '*'는 변수들이 차원을 가지고 있다는 것을 나타낸다. 이상의 무차원화로부터 충돌 제트 유동을 지배하는 무차원 변수로써 레이놀즈 수 (Reynolds number)인

Re 가 도출된다. 여기서 $Re (= V_{jet} D / \nu)$ 를 정의하기 위하여 입구 속도와 제트 폭을 사용하였다. 식 (2)에서 \vec{f} 는 자기장의 존재에 의하여 충돌 제트에 가해지는 로렌츠 힘 (Lorentz force)를 나타낸다. 여기서 자기장은 Fig. 1 에 보여진 평면에 수직 (z)한 방향으로 일정하게 가해진다고 가정한다. 그러므로 로렌츠 힘 \vec{f} 는 아래 식들의 해로부터 구해진다.^(15, 16)

$$\vec{f} = N(\vec{J} \times \vec{e}_z) \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \vec{J} = 0 \quad (5)$$

$$\vec{J} = -\nabla \phi + \vec{u} \times \vec{e}_z \quad (6)$$

$$\nabla^2 \phi = \nabla \cdot (\vec{u} \times \vec{e}_z) \quad (7)$$

식 (4)에 사용된 N 은 무차원 변수인 스튜어트 수 (Stuart number)를 나타낸다. 스튜어트 수는 전자기력과 관성력의 비를 나타내며, 자기장의 존재 하에서 충돌 제트의 거동을 지배하는 중요한 무차원 변수이다. 스튜어트 수 N 의 정의는 다음과 같다.

$$N = \frac{\sigma B_0^2 D}{\rho V_{jet}} \quad (8)$$

여기서 σ 및 B_0 는 각각 전기 전도도와 인가된 자기장의 세기를 나타낸다.

2.2 수치해석방법

자기장의 존재 하에서 충돌 제트의 거동을 지배하는 이상의 식 (1)~(7)은 상호 연계되어 있으므로, 수치 해석 방법을 사용하여 이 지배방정식들에 대한 해를 동시에 구한다. 공간 미분에 대한 수치적분을 위하여 유한 체적법에 근거한 2 차 정확도를 가지는 중앙 차분법이 사용되었다. 시간 미분에 대한 적분을 위하여는 2 단계 시간 분할 방법이 사용되었다.⁽¹⁷⁾ 먼저 'n' 시간 레벨에서 중간단계인 '**시간 레벨까지 진행되는 동안 대류-확산 방정식에 대한 수치 해를 구한다. 이때 비선형 방정식인 대류 항의 선형화를 위하여 3 단계 Adams-Bashforth 기법이 사용되고, 확산 항에 대한 이산화화를 위하여 Crank-Nicolson 기법을 사용하였다. '** 시간 레벨에서 'n+1' 시간 레벨까지 시간 적분 동안 압력 포와송 (Poisson) 방정식에 대한 해를 구한 후 최종적으로 'n+1' 시간 레벨에서의 속도를 구한다.

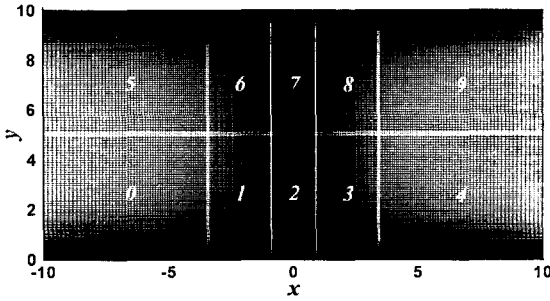


Fig. 2 Grid distribution and the number of domain used

Fig. 1의 계산 모델에 대하여 본 계산에서 사용한 경계 조건은 다음과 같다.

Inlet: $u = 0, v = -1$
 Upper wall: $u = v = 0$
 Lower wall: $u = v = 0$ (9)
 Lateral exit: $\frac{\partial u}{\partial t} + C \frac{\partial u}{\partial x} = 0$

여기서 C 는 출구에서의 평균속도를 나타낸다.

Fig. 2는 계산에 사용된 격자계 및 MPI (Message Passing Interface)에 근거한 병렬 계산을 위하여 분할된 계산 영역을 보여주고 있다. x 및 y 방향으로 각각 301 및 201개의 격자가 사용되었다. 사용된 분할 영역은 10개이다. 계산의 안정화를 위하여 $CFL < 0.3$ 의 조건을 만족하는 시간 스텝이 본 계산에서 사용되었다. 리눅스 기반의 병렬 처리 시스템 (CPU: Pentium-4 2.66GHz, Memory: 1GB)을 사용하여 병렬 계산을 수행하였다.⁽¹⁸⁾

3. 결과 및 고찰

Fig. 3은 자기장이 존재하지 않는 조건에서 $Re = 500$ 이고 $H/D = 10$ 일 때 제한된 슬롯 충돌제트의 초기 ($t = 10, 40, 60$) 발달 형태를 보여주고 있다. 노즐 입구를 통하여 채널 내부로 유입된 자유 제트 (free jet)는 중심부에서 가속된다. 중심부와 주위 유체와의 속도 차이로 인한 전단력이 발생하고 이로 인하여 중심선 ($x = 0$)을 기준으로 좌우 대칭의 한 쌍의 와가 형성된다. 이렇게 형성된 와는 시간이 지나면서 그 크기가 증가하고 하부 벽을 향하여 이동한다. 대칭 쌍의 와는 하부 벽과 충돌 후 벽 제트로 변환되어 하부 벽면을 따라 움직이면서 출구 방향으로 향한다. 그러나 하

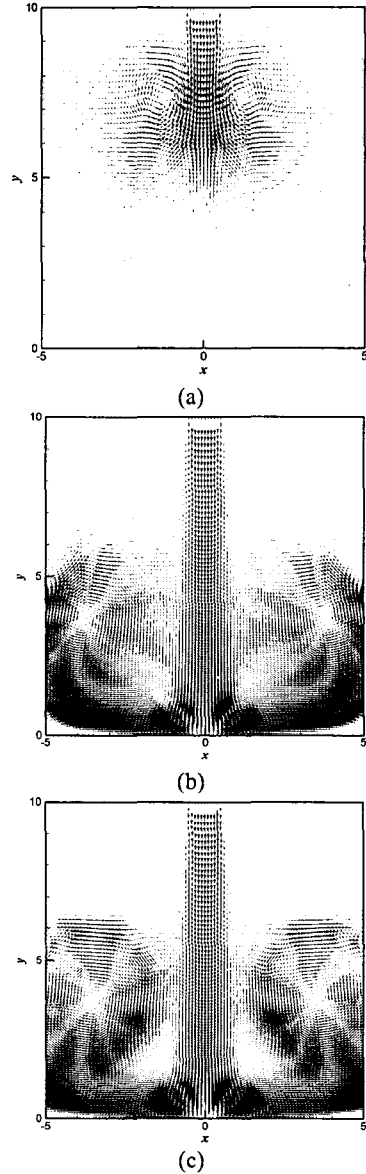


Fig. 3 Time sequence of instantaneous velocity vectors at $Re = 500$ and $H/D = 10$ during the initial period of (a) $t = 10$, (b) $t = 40$ and (c) $t = 60$

부 벽과 부딪힌 와는 벽면에서 마찰 전단 저항의 증가로 인하여 충돌 후 벽 제트 (wall jet)의 구조를 형성하지 못하고 유동 박리에 의하여 와의 중심이 상부로 향하게 된다. 시간이 경과하면서 상부로 향하던 와는 서서히 출구를 향하여 이동하여 궁극적으로는 출구로 빠져나가게 된다. $Re = 500$ 이고 $H/D = 10$ 인 경우 대류의 영향이 하부 벽면

에서의 마찰 저항에 비하여 크기 때문에 시간이 경과함에 따라 와는 출구를 향해 빠져나가면서 벽 제트를 형성한다. 그러나 상대적으로 H/D 혹은 Re 수의 크기가 작은 경우 하부 벽에서 박리에 의하여 상부로 향하던 와는 상부 벽과 부딪쳐 다시 큰 저항을 받게 된다. 이 경우 채널 내부에 형성된 큰 규모의 와는 출구로 빠져나가지 못하고 채널 내부에 지속적으로 머무르게 된다.

Fig. 4는 자기장이 존재하지 않는 조건에서 $Re = 125$ 및 250 이고 $H/D=5$ 일 때 아래 층돌 벽면에서의 시간 평균한 마찰 및 압력 계수 (\bar{C}_f 및 \bar{C}_p)를 나타내고 있다. \bar{C}_f 는 제트가 아래 벽면과 충돌 후에 벽 제트 (wall jet)로 구조가 바뀌면서 급격하게 증가한 후 출구로 가면서 서서히 감소한다. \bar{C}_p 는 정체점에서 최대가 되며 출구로 가면

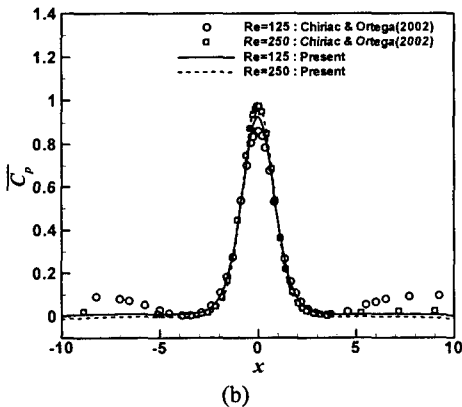
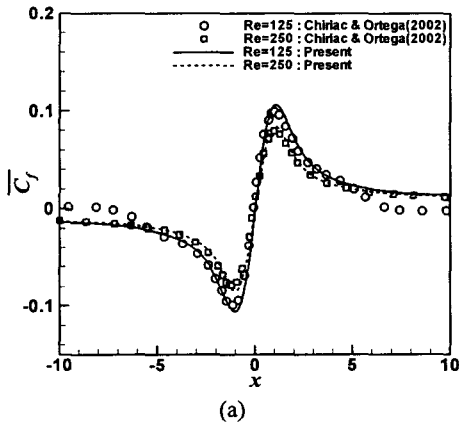


Fig. 4 Time-averaged wall friction and pressure coefficients (\bar{C}_f and \bar{C}_p) along the lower wall at $H/D=5$, $Re=125$ and 250 in the absence of applied magnetic fields

서 감소한다. \bar{C}_f 및 \bar{C}_p 에 대한 현재의 계산 결과는 Chriac & Ortega⁽¹⁰⁾의 계산 결과를 전체적으로 잘 나타내고 있다. 자기장의 존재 하에서 층돌 제트의 거동을 규명하는 연구가 존재하지 않으므로, 본 계산 결과의 타당성 검토를 위하여 자기장이 존재하지 않는 제한된 슬롯 층돌 제트 유동에 대한 계산을 수행하여 선행 연구 결과와 비교하였다. 앞에서 설명한 것처럼 본 연구 결과는 선행 연구 결과를 잘 나타내고 있다.

Fig. 5는 자기장이 존재하지 않는 조건에서 $H/D=10$ 일 때 하부 벽면 정체점에서의 시간 평균한 압력 계수 ($\bar{C}_{p,stag}$)의 레이놀즈 수에 따른 변화를 보여주고 있다. Fig. 5는 또한 $\bar{C}_{p,stag}$ 의 rms 값을 보여주고 있다. $50 \leq Re \leq 150$ 일 때 유동장은 시간의 변화에 무관한 정상 상태를 보여주며, $\bar{C}_{p,stag}$ 의 rms 값은 영의 값을 가진다. 그러므로 $50 \leq Re \leq 150$ 의 영역에서 $\bar{C}_{p,stag}$ 는 레이놀즈 수의 값이 증가함에 비례적으로 증가한다. 레이놀즈 수가 150에서 175로 증가함에 따라 유동장은

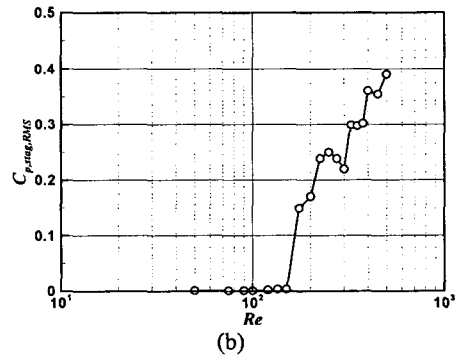
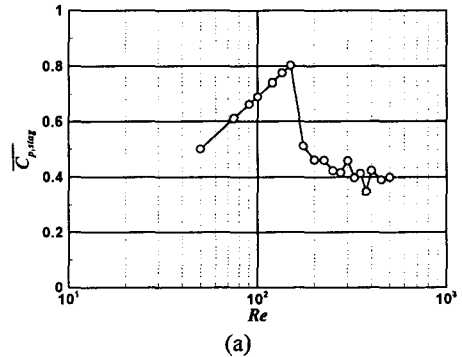


Fig. 5 Time-averaged and root-mean-squared values of pressure coefficients (\bar{C}_p) along the lower wall at $H/D=5$, $Re=125$ and 250 in the absence of applied magnetic fields

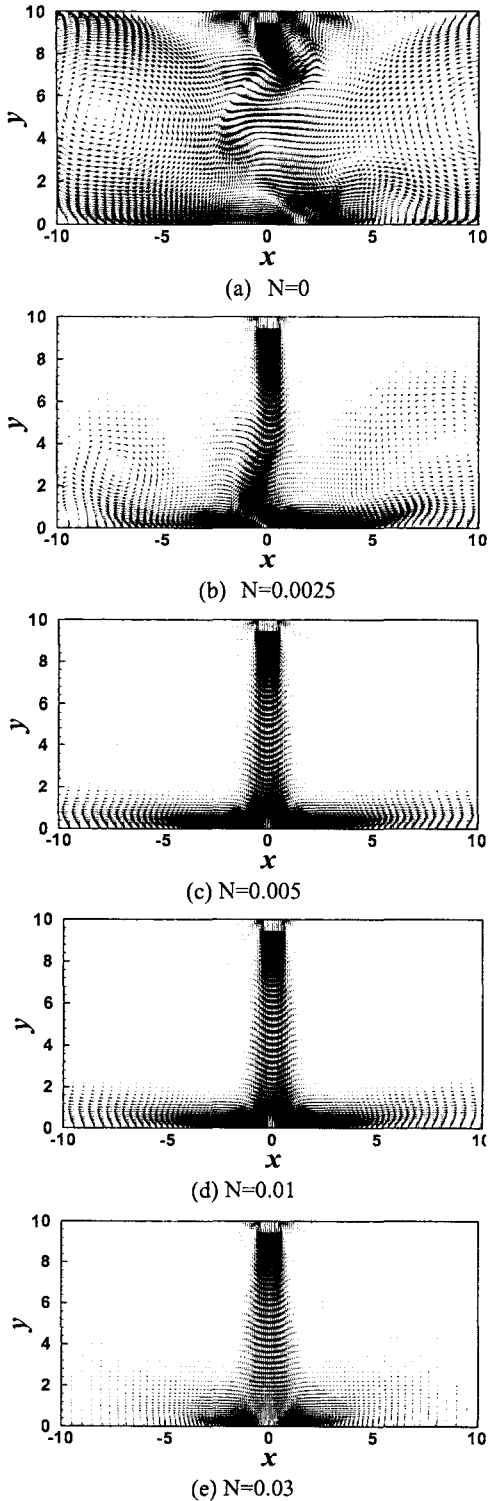


Fig. 6 Instantaneous velocity vectors at $Re=250$ and $H/D=10$ for different N values

정상 상태에서 시간에 따라 변하는 비정상 상태로 바뀐다. 이때 $\bar{C}_{p,stag}$ 는 급격하게 감소한다. $Re \geq 175$ 의 영역에서 유동장은 계속하여 비정상 상태를 유지하며, 레이놀즈 수가 증가함에 따라 비정상 상태가 증가하므로 이로 인하여 $\bar{C}_{p,stag}$ 의 rms 값은 증가한다. 레이놀즈 수가 150 에서 175 로 증가할 때 $\bar{C}_{p,stag}$ 가 급격하게 감소하는 경우와 달리, $Re \geq 175$ 일 때 레이놀즈 수가 증가함에 따라서 $\bar{C}_{p,stag}$ 는 완만하게 감소한다.

Fig. 6 은 자기장이 존재하는 조건에서 $Re=250$ 이고 $H/D=10$ 일 때 N 의 변화에 따른 순간 속도장의 변화를 보여주고 있다. Fig. 6(a)는 자기장이 존재하지 않는 경우 ($N=0$)에 대한 순간 속도장의 분포를 보여주고 있다. 자기장이 존재하지 않는 경우 제한된 슬롯 충돌 제트 유동의 형태는 좌우 대칭성이 깨어지면서 시간에 따라 아주 복잡한 형태를 보이면서 변한다. 제트의 중심은 좌우로 뒤틀리며, 제트의 중심부와 주위 유체 사이에 존재하는 속도 차이에 기인한 전단력에 의하여 1 차 와가 발생한다. 이 1 차 와는 제트 중심의 좌우에서 주기적으로 진동하면서 하부 벽을 향하여 움직인다. 제트가 하부 벽과 충돌한 후 흐름의 방향이 바뀌어 출구를 향하면서 벽 제트가 형성된다. 벽 제트가 출구를 향하는 동안 벽면에서의 마찰에 의하여 유동은 감속되고 이로 인하여 하부 벽에서 박리가 일어난다. 박리에 의하여 유동은 상부로 향하면서 부분적으로 채널 내부의 자유 제트 유동에 재 유입되면서 쌍으로 된 재순환 영역을 형성한다. 이렇게 형성된 재순환 영역은 채널 내부에서 상당한 영역에 걸쳐 분포하며, 주기적으로 진동하는 1 차 와와 상호 작용을 하면서 채널 내부에 아주 복잡한 유동을 형성한다. z -방향으로 일정한 크기의 자기장이 가해지는 경우, 충돌 제트에 작용하는 식 (4)에 나타낸 로렌츠 힘은 현재의 2 차원 문제에 대하여 아래와 같이 표현된다.

$$f_x = -N \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} + u \right), \quad f_y = -N \left(-\frac{\partial \phi}{\partial x} + v \right) \quad (10)$$

식 (10)에서 알 수 있는 것처럼 인가된 자기장에 의하여 충돌 제트에 가해지는 힘은 일반적으로 유동 진행 방향과 반대 방향으로 작용하면서 저항의 역할을 한다. Fig. 6(b)는 $N=0.0025$ 일 때 자기장이 존재하는 조건에서 충돌 제트의 순간 유동장을 보여주고 있다. $N=0.0025$ 는 제트 유동에 상대적으로 약한 자기장이 가해진 경우에 해당한다.

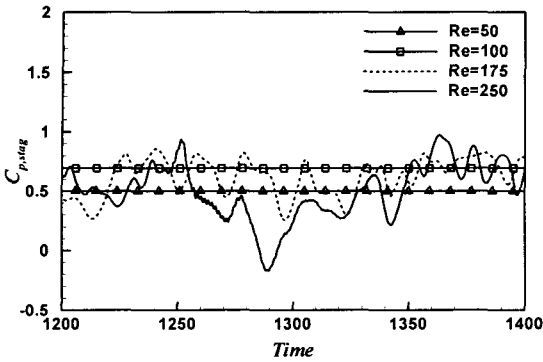


Fig. 7 Instantaneous wall pressure coefficients at the stagnation point ($C_{p,stag}$) for different Reynolds numbers at $H/D=10$ in the absence of applied magnetic fields

다. $N=0.0025$ 인 경우 유동장은 $N=0$ 인 경우와 유사하게 시간에 따라 변하며 좌우 비 대칭성을 유지하고 있다. 그러나 비정상 상태의 정도는 N 이 0 으로부터 0.0025 로 증가하면서 많이 감소한다. Fig. 6(c)에서 보는 것처럼 N 이 0.005 로 증가하면 비정상 상태는 아주 약해지면서 유동은 정상 상태로 접근하면서 거의 좌우 대칭성을 보인다. 자기장의 세기가 더욱 증가하여 $N=0.02$ 및 0.05 일 때 Fig. 6(d) 및 6(e)에서 보는 것처럼 유동장은 시간의 변화에 무관한 정상 상태에 도달하고 좌우 대칭성을 보인다. 이때의 유동장은 저 레이놀즈 수의 조건에서 형성되는 정상 상태의 유동장과 유사한 형태를 보인다. $N=0.05$ 인 경우 가해진 자기장의 세기가 너무 강하여 충돌 제트가 하부 벽에 잘 도달하지 못하고, 하부 벽에 도달한 충돌 제트 속도의 크기도 상대적으로 아주 작다.

Fig. 7 은 자기장이 존재하지 않는 조건에서 $H/D=10$ 일 때 하부 벽의 정체점에서 압력 계수 ($C_{p,stag}$)의 시간 및 레이놀즈 수에 따른 변화를 보여주고 있다. 레이놀즈 수가 50 및 100 일 때 $C_{p,stag}$ 는 시간에 따라 변하지 않으며 일정한 값을 가진다. 그러나 레이놀즈 수가 175 및 250 으로 증가하면 제트 유동이 시간의 함수로써 변하므로 $C_{p,stag}$ 도 비정상 상태를 보인다. 레이놀즈 수가 175 에서 250 으로 증가하면 비정상 상태의 정도가 증가하므로 $Re=250$ 일 때 진동하는 $C_{p,stag}$ 의 진폭은 $Re=175$ 에 비하여 상대적으로 크다.

Fig. 8 은 $H/D=10$ 이고 $Re=250$ 일 때 N 의 변화에 따른 $C_{p,stag}$ 의 시간에 따른 변화를 보여주고

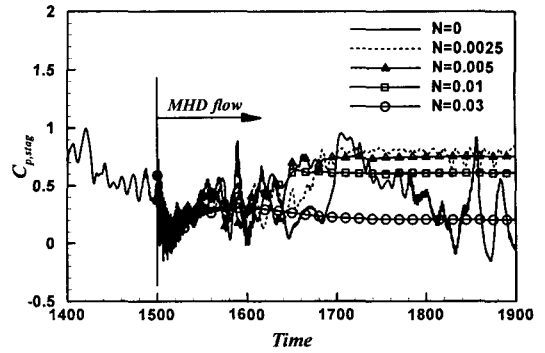


Fig. 8 Instantaneous wall pressure coefficient at the stagnation point ($C_{p,stag}$) as a function of time for different N values at $H/D=10$ and $Re=250$

있다. $1400 \leq t \leq 1500$ 의 시간 동안 $C_{p,stag}$ 의 변화는 인가된 자기장이 존재하지 않는 경우 ($N=0$) 에 해당한다. 자기장이 존재하지 않는 조건에서 $t=1500$ 일 때의 유동장은 자기장이 존재하는 경우에 대한 계산을 수행하기 위한 초기 조건으로 사용되었다. $N=0.0025$ 의 상대적으로 약한 자기장이 충돌 제트에 가해지면 앞에서 설명한 Fig. 6 에서 보는 것처럼 유동은 여전히 비정상 상태를 유지한다. 그러나 유동의 비정상 상태 정도는 자기장이 존재하지 않는 경우 ($N=0$) 에 비하여 많이 약해진다. 이로 인하여 $N=0.0025$ 일 때 $C_{p,stag}$ 의 진폭은 급격하게 감소한다. N 의 값이 0.005 보다 큰 자기장이 충돌 제트에 가해지면 유동장은 거의 정상 상태에 도달한다. 이로 인하여 $N \geq 0.005$ 일 때 $C_{p,stag}$ 의 값은 정상 상태의 일정한 값을 가진다.

Fig. 9 는 $H/D=10$ 이고 $Re=250$ 일 때 N 의 변화에 따른 압력 계수의 시간 평균 값 ($\bar{C}_{p,stag}$)의 변화를 보여주고 있다. $N < 0.005$ 의 조건에서 인가된 자기장의 세기 즉 N 의 값을 증가시키면, 앞에서 설명한 것처럼 유동의 비정상 상태의 정도가 감소한다. 이로 인하여 제트가 중심선 ($x=0$) 좌우로 진동하는 정도가 감소하며, 제트가 하부 벽 정체점과 충돌할 확률이 증가한다. 그러므로 $N < 0.005$ 의 조건에서 N 이 증가하면, $\bar{C}_{p,stag}$ 의 값은 계속 증가하고 $N=0.004$ 일 때 최대값을 가진다. $N > 0.005$ 의 조건에서 인가된 자기장의 세기가 계속하여 증가하면 유동은 정상 상태가 되고 제트는 중심선 좌우로 진동하지 않고 좌우 대칭을

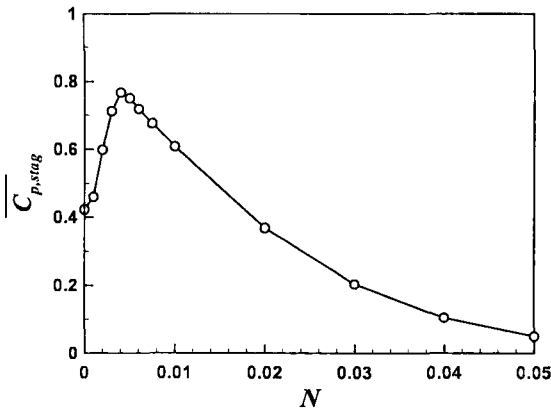


Fig. 9 Time-averaged wall pressure coefficient at the stagnation point ($\bar{C}_{p,stag}$) as a function of N number at $H/D=10$ and $Re=250$

보인다. 그러나 자기장의 세기가 증가함에 따라서 제트에 유동의 진행 방향과 반대 방향으로 가해지는 저항력의 크기가 점점 증가하여, 하부 벽의 정체점에 도달하는 제트의 속도가 점점 감소한다. 그러므로 $N > 0.005$ 의 조건에서 N 이 증가하면, $\bar{C}_{p,stag}$ 의 값은 계속하여 감소한다.

4. 결론

현재의 연구는 제한된 2 차원 슬롯 충돌 제트에 자기장을 인가할 때 형성되는 유동장의 계산을 수행하였다. 유한체적법을 사용하여 수치 계산을 수행하였으며, 레이놀즈 및 스투어트 수의 변화에 따른 영향을 조사하였다. 인가된 자기장의 존재가 충돌 제트의 거동에 미치는 영향을 조사하기 위하여 자기장이 존재하는 경우와 존재하지 않은 경우의 계산 결과를 비교하였다.

일정한 세기의 자기장이 유동장에 수직한 방향으로 작용할 때 제트 유동에 가해지는 로렌츠 힘은 노즐로부터 분사되어 하부 벽으로 향하는 제트 유동의 진행 방향과 반대 방향으로 작용하며, 제트 유동에 저항의 역할을 한다. $Re = 250$ 이고 $H/D=10$ 일 때 자기장이 존재하지 않는 경우, 제한된 2 차원 슬롯 충돌 제트 유동은 중심선 좌우로 비대칭 구조를 가지는 시간에 따라 변하는 아주 복잡한 유동 패턴을 보인다. 그러나 인가된 자기장의 크기 즉 N 이 증가하면 비정상 상태의 정도가 점점 감소하여 제트 유동은 정상 상태가 되며 중심선 좌우로 좌우 대칭이 되는 구조를 보인다.

인가된 자기장의 세기가 상대적으로 작은 경우, 충돌 제트의 비정상 상태 정도는 자기장의 세기가 증가함에 따라 감소한다. 이 경우 자기장의 세기가 증가함에 따라 충돌 제트가 하부 벽 정체점과 충돌할 확률 및 정체점에서의 압력 계수는 증가한다. 그러나 인가된 자기장의 세기가 계속하여 증가하여 그 세기가 상대적으로 크면, 자기장에 의하여 제트 유동장에 가해지는 저항력의 크기도 더 증가한다. 이 경우에 자기장의 세기가 증가함에 따라 하부 벽 정체점에 도달하는 유동의 속도 및 하부 정체점에서의 압력 계수는 감소한다.

참고문헌

- (1) 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.
- (2) Bouainouche, M., Bourabaa, N. and Desmet, B., 1997, "Numerical Study of the Wall Shear Stress Produced by the Impingement of a Plane Turbulent Jet on a Plate," *Int. J. Numerical Method for Heat & Fluid Flow*, Vol. 7, pp. 548-564.
- (3) Chen, M., Chalupa, R., West, A.C. and Modi, V., 2000, "High Schmidt Mass Transfer in a Laminar Impinging Slot Jet Flow," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 43, pp. 3907-3915.
- (4) 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*, Vol. 21, pp. 156-163.
- (5) Phares, D.J., Smedley, G.T. and Flagan, R.C., 2000, "The Wall Shear Stress Produced by the Normal Impingement of a Jet on a Flat Surface," *J. Fluid Mech.*, Vol. 418, pp. 351-375.
- (6) Chattopadhyay, H. and Saha, S.K., 2001, "Numerical Investigation of Heat Transfer over a Moving Surface due to Impinging Knife-Jets," *Numerical Heat Transfer, Part A*, Vol. 39, pp. 531-549.
- (7) Hwang, S.D., Lee, C.H. and Cho, H.H., 2001, "Heat Transfer and Flow Structure in Axisymmetric Impinging Jet Controlled by Vortex Paring," *Int. J. Heat & Fluid Flow*, Vol. 22, pp. 293-300.
- (8) Choo, Y. and Kang, B., 2002, "The Velocity Distribution of the Liquid Sheet Formed by Two Low-Speed Impinging Jets," *Phys. Fluids*, Vol. 14, No. 2, pp. 622-627.
- (9) Aldabbagh, L.B.Y. and Sezai, I., 2002, "Numerical Simulation of Three-Dimensional Laminar Multiple Impinging Square Jets," *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 23, pp. 509-518.

- (10) Chiriac, V.C. 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*, Vol. 45, pp. 1237~1248.
- (11) 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*, Vol. 23, pp. 592~600.
- (12) Beaubert, F. and Viazzo, S., 2003, "Large Eddy Simulation of Plane Turbulent Impinging Jets at Moderate Reynolds Numbers," *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 24, pp. 512~519.
- (13) Chattopadhyay, H. and Saha, S.K., 2003, "Turbulent Flow and Heat Transfer from a Slot Jet Impinging on a Moving Plate," *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 24, pp. 685~697.
- (14) Ha, M.Y., Lee, H.G. and Seong, S.H., 2003, "Numerical Simulation of Three-Dimensional Flow, Heat Transfer and Solidification of Steel in Continuous Casting Mold with Electromagnetic Brake," *J. Material Processing Tech.* Vol. 133, pp. 322~339.
- (15) Mück, B., Günther, C., Müller, U. and Bühler, L., 2000, "Three-Dimensional MHD Flows in Rectangular Ducts with Internal Obstacles," *J. Fluid Mech.* Vol. 418, pp. 265~295.
- (16) Yoon, H.S., Chun, H.H., Ha, M.Y. and Lee, H.G., 2004, "A Numerical Study on the Fluid Flow and Heat Transfer Around a Circular Cylinder in an Aligned Magnetic Fields," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 47, pp. 4075~4087.
- (17) Kim, J. and Moin, P., 1985, "Application of a Fractional-Step Method to Incompressible Navier-Stokes Equations," *J. of Comp. Phys.* Vol. 59, pp. 308~323.
- (18) Pacheco, P.S., 1997, *Parallel programming with MPI*, Morgan kaufmann Publishers Inc.