

# 곧은 사각채널을 통과하는 물성 변화가 큰 유동에 대한 수치해석

최 남 정,<sup>1</sup> 최 윤 호<sup>\*2</sup>

## NUMERICAL STUDIES ON FLOWS WITH STRONG PROPERTY VARIATIONS THROUGH STRAIGHT RECTANGULAR CHANNELS

Nam-Jung Choi<sup>1</sup> and Yun-Ho Choi<sup>\*2</sup>

*The flowfield characteristics in a straight rectangular channel have been investigated through a numerical model to analyze the regenerative cooling system that is used in rocket engine cooling. The supercritical hydrogen coolant introduces strong property variations that have a major influence on the developing flow and heat transfer characteristics. Of particular interest is the improved understanding of the physical characteristics of such flows through parametric studies. The approach used is a numerical solution of the full Navier-Stokes equations in the three dimensional form including the arbitrary equation of state and property variations. The present study compares constant and variable property solutions for both laminar and turbulent flow. For laminar flow, the variation of aspect ratio is examined, while for turbulent flow, the effects of variation of channel length and Reynolds number are discussed.*

**Key Words** : 물성 변화 (Variable Property), 곧은 사각 채널 (Straight Rectangular Channel), 재생식 냉각채널 (Regenerative Cooling Channel), 초임계 수소 (Supercritical Hydrogen), 예조건화기법 (Preconditioning Method), 종횡비 (Aspect Ratio)

### 기호설명

$AR$	단면 종횡비	$k$	난류 열전도계수
$CFL$	비점성 효과에 대한 무차원 시간간격 변수	$L$	채널의 길이
$C_p$	비열	$p$	압력
$dt_i$	비점성 시간간격	$Q$	종속변수 벡터
$dt_v$	점성 시간간격	$Re$	Reynolds number
$D_h$	수력직경	$T$	온도
$E, F, G$	비점성 플럭스 벡터	$u, v, w$	직교좌표계에서의 속도 성분
$E_v, F_v, G_v$	점성 플럭스 벡터	$U, V, W$	일반 곡선좌표계에서 속도 성분
$h$	엔탈피	$vmn$	점성 효과에 대한 무차원 시간간격 변수, von Neumann number
$k$	열전도계수	$x, y, z$	직교좌표계
		$\beta$	가상압축성 변수
		$\Gamma$	예조건화 행렬
		$\xi, \eta, \zeta$	일반 곡선좌표계
		$\mu$	점성계수
		$\mu$	난류 점성계수
		$\rho$	밀도

접수일: 2007년 11월 23일, 심사완료일: 2007년 12월 5일.

1 현대기아자동차 기술연구소

2 정회원, 아주대학교 기계공학부

\* Corresponding author, E-mail : ychoi@ajou.ac.kr

### 1. 서론

많은 유체 유동에서 유체의 물성은 일정하거나 변화가 작다. 이러한 경우 유체의 물성은 유동 형태에 크게 영향을 미치지 않는다. 그러나 유체의 물성 변화가 큰 경우는 다르다. 대표적인 예는 초임계 유체이다. 초임계 유체의 공학적 응용 범위는 다양한 분야에서 성능을 개선하기 위해 압력이 증가함에 따라 점점 더 증대되고 있다. 이러한 유체는 압력과 온도 변화에 의해 밀도, 점성계수, 열전도계수, 비열, 엔탈피와 같은 물성이 크게 변하며, 이러한 강한 물성 변화는 유동장 및 온도장에 큰 영향을 미치게 된다.

본 연구는 로켓 엔진 연소실의 재생식 냉각채널의 해석에서 비롯되었다. 재생식 냉각채널은 일반적으로 연소실 벽을 연소과정으로 인한 가혹한 열 환경으로부터 보호하기 위하여 사용되며, 이의 설계는 로켓 엔진의 운전과 수명에 큰 영향을 미친다[1-3]. 로켓 엔진의 냉각시스템에 대한 개략도가 Fig. 1에 나타나 있으며, 대부분의 경우 냉각채널의 단면은 직사각형이다. 제작 기술의 발달로 인해 매우 미세한 사각 채널을 제작하는 것이 가능해졌으며, 최근의 기술에 의하면 약 20 정도의 큰 단면 종횡비를 갖는 채널들을 제작할 수 있게 되었다. 이에 따라 가장 적합한 채널의 모양과 크기를 어떻게 결정할 것인가라는 문제가 발생하였다. 또한 재생식 냉각채널의 작동유체로는 일반적으로 수소가 사용되며, 온도 및 압력의 관심 영역인 저온 고압에서 수소는 초임계 상태를 유지한다. 초임계 수소는 앞서 언급한 바와 같이 물성 변화가 크며, 이와 더불어 초임계 수소의 강한 압축성, 높은 Re수 및 비대칭적 가열은 사각 채널 내의 유동을 더욱 복잡하게 한다.

따라서 본 연구에서는 신뢰성 높은 냉각 시스템의 설계에 대한 근본적인 이해를 돕기 위해, 특정한 연소실의 냉각채널을 해석하기 보다는, 일반적인 곧은 사각 채널을 고려하여 큰 물성 변화가 유동 및 열전달 특성에 미치는 영향에 대한 이해에 주안점을 두었다. 이를 위해 본 연구에서는 곧은 사각 채널 내에서의 층류 유동과 난류 유동을 고려하여 물성 변화가 있는 경우와 물성 변화가 없는 경우를 비교하였다. 또한 층류 유동에서는 단면 종횡비 변화가 유동장에 미치는 영향을 검토하였고, 난류에서는 채널 길이와 Re수 변화에 따른 영향을 조사하였다.

### 2. 지배방정식

로켓 엔진의 재생식 냉각채널에서 접하는 초임계 조건에서 비압축성 유동의 가정은 더 이상 유효하지 않으며, 밀도, 점성계수, 열전달계수, 비열비와 같은 유체의 물성은 압력과 온도에 의존하게 된다. 이들의 변화는 특히 입계점 부근에서 강

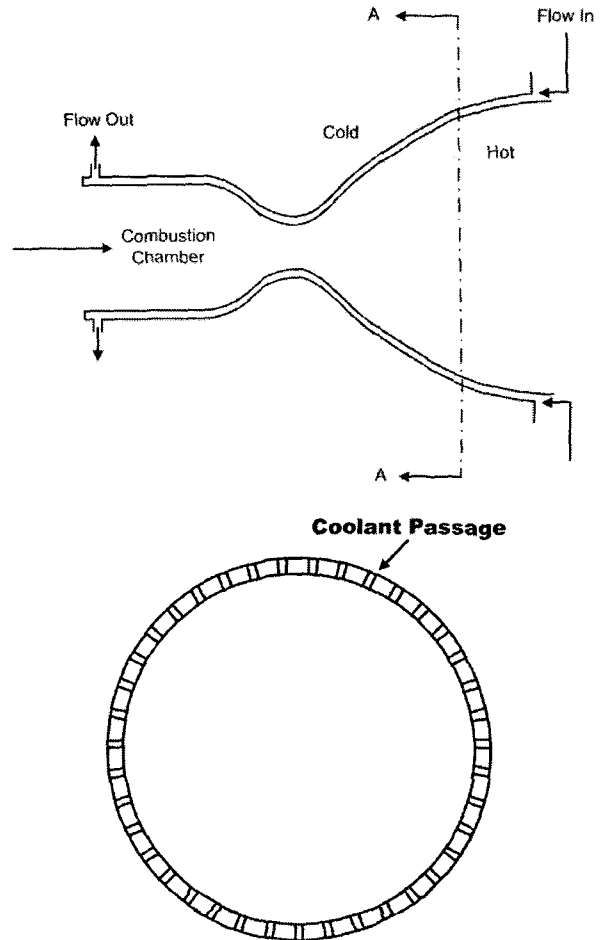


Fig. 1 Schematic of a rocket engine combustion chamber.

하게 되며, 특히 현재와 같은 냉각채널은 벽면 온도가 크기 때문에 온도 의존도가 매우 중요하게 된다. 이와 같이 큰 물성 변화가 존재할 경우, 모멘텀방정식과 에너지 방정식은 연계되며 반드시 동시에 풀어야만 한다. 일반 곡선좌표계에서의 예조건화된 3차원 Navier-Stokes 방정식은 다음과 같은 벡터 형태로 표시될 수 있다.

$$\Gamma \frac{\partial Q}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi} (E - E_v) + \frac{\partial}{\partial \eta} (F - F_v) + \frac{\partial}{\partial \zeta} (G - G_v) = 0 \quad (1)$$

위 식에 나타나는 비점성 및 점성 플럭스 벡터  $E, F, G, E_v, F_v, G_v$  는 다음과 같다.

$$E = \begin{pmatrix} \rho U \\ \rho U u + \xi_x p \\ \rho U v + \xi_y p \\ \rho U w + \xi_z p \\ \rho U h \end{pmatrix} \quad F = \begin{pmatrix} \rho V \\ \rho V u + \eta_x p \\ \rho V v + \eta_y p \\ \rho V w + \eta_z p \\ \rho V h \end{pmatrix} \quad G = \begin{pmatrix} \rho W \\ \rho W u + \zeta_x p \\ \rho W v + \zeta_y p \\ \rho W w + \zeta_z p \\ \rho W h \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$\begin{aligned}
 E_v &= \kappa \left[ (\nabla \xi \cdot \nabla \xi) \frac{\partial Q}{\partial \xi} + (\nabla \xi \cdot \nabla \eta) \frac{\partial Q}{\partial \eta} + (\nabla \xi \cdot \nabla \zeta) \frac{\partial Q}{\partial \zeta} \right] \\
 E_v &= \kappa \left[ (\nabla \xi \cdot \nabla \eta) \frac{\partial Q}{\partial \xi} + (\nabla \eta \cdot \nabla \eta) \frac{\partial Q}{\partial \eta} + (\nabla \eta \cdot \nabla \zeta) \frac{\partial Q}{\partial \zeta} \right] \\
 E_v &= \kappa \left[ (\nabla \xi \cdot \nabla \zeta) \frac{\partial Q}{\partial \xi} + (\nabla \eta \cdot \nabla \zeta) \frac{\partial Q}{\partial \eta} + (\nabla \zeta \cdot \nabla \zeta) \frac{\partial Q}{\partial \zeta} \right]
 \end{aligned}$$

대각 행렬  $\kappa$ 는 물성 변화와 난류 모델에 대한 변수를 포함하며 다음과 같이 정의된다.

$$\kappa = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \mu_t & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_t & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu_t & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & k_t \end{pmatrix} \quad (3)$$

효율적인 수치 계산을 위해 식 (1)을 예조건화 형태로 표현하였으며, 사용한 예조건화 행렬  $\Gamma$ 는 다음과 같다[4,5].

$$\Gamma = \begin{pmatrix} 1/\beta & 0 & 0 & 0 & 0 \\ u/\beta & 1 & 0 & 0 & 0 \\ v/\beta & 0 & 1 & 0 & 0 \\ w/\beta & 0 & 0 & 1 & 0 \\ C_p T/\beta & 0 & 0 & 0 & \rho C_p \end{pmatrix} \quad (4)$$

이 식에서  $\beta$ 는 가상압축성 변수이다. 종속변수 벡터  $Q$ 는 원시변수들로 구성되며 아래와 같다.

$$Q = (p, u, v, w, T)^T \quad (5)$$

위 지배방정식은 밀도와 엔탈피를 온도와 압력의 함수로 나타내는 상태방정식과 점성계수, 열전도계수와 비열비를 온도와 압력에 연계시키는 보조방정식을 추가함으로써 완성된다. 본 연구에서는 초임계 수소에 대한 상태방정식과 물성 변화를 이용하였다[6].

예조건화 행렬에 나타나는 가상압축성 변수  $\beta$ 는 비점성과 점성 영역에서 수렴특성을 최대화하기 위해 조절되었다. 비점성 영역에서는 비점성 고유값들이 같은 크기를 유지할 수 있도록  $\beta$ 를 조절하였고, 점성이 지배하는 영역에서는 음파의 전파속도와 확산속도가 같도록 조절하였다. 수학적으로  $\beta$ 는 다음과 같다[4,5].

$$\beta = \left\{ \begin{array}{ll} \frac{\rho u^2}{\rho c} & dt_i > dt_v \\ \frac{\left( \frac{\Delta t \cdot CFL}{dt_v} - u_c \right)^2 - u_c^2}{\rho c} & dt_i < dt_v \end{array} \right. \quad (6)$$

여기서  $dt_i$ 와  $dt_v$ 는 각각 비점성과 점성 시간간격이며,  $u_c$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$u_c = \frac{(u\xi_x + v\xi_y + w\xi_z)^2 + (u\eta_x + v\eta_y + w\eta_z)^2 + (u\zeta_x + v\zeta_y + w\zeta_z)^2}{2} \quad (7)$$

### 3. 수치해석 기법

본 연구에서는 수치해석방법으로 외재적 기법의 시간전진법을 사용하며, 시간항에 4차의 Runge-Kutta 알고리즘, 공간항에 2차의 중심차분법을 이용하여 이산화하였다. 일반 곡선좌표계에서 4차의 Runge-Kutta 알고리즘은 다음과 같다[7].

$$Q^{(i)} = Q^n - \alpha_i \Delta t R(Q^{(i-1)}, Q^n) \quad \text{for } i = 1, 2, 3, 4 \quad (8)$$

여기서  $\alpha_i$ 는  $i$ 가 1에서 4의 순서대로 1/4, 1/3, 1/2, 1이며  $R$ 은 다음과 같이 정의되는 잔여항이다.

$$R(Q^{(i-1)}, Q^n) = \left( \frac{\partial E}{\partial \xi} + \frac{\partial F}{\partial \eta} + \frac{\partial G}{\partial \zeta} \right)^{(i-1)} - \left( \frac{\partial E_v}{\partial \xi} + \frac{\partial F_v}{\partial \eta} + \frac{\partial G_v}{\partial \zeta} \right)^n \quad (9)$$

$$Q^{(0)} = Q^n, \quad Q^{n+1} = Q^{(4)}$$

점성항과 물성값은 각 반복단계  $n$ 의 초기 단계에서 계산되었으며, 효율적인 수렴을 위해 국소시간간격을 사용하였다.

### 4. 초임계 수소의 물성 변화

재생식 냉각채널의 작동유체는 수소이고, 온도 및 압력의 관심 영역에서 수소는 항상 초임계 상태에 있게 된다. 이 때 유체의 물성은 매우 크게 변하며 특히 압력 변화보다는 온도 변화에 의해 더 큰 영향을 받는다. 따라서 본 연구에서는 온도 변화에 기인하는 물성 변화를 고려하였다. Fig. 2는 7 MPa의 압력에서 수소의 물성 변화를 보여준다[6].

본 연구에서 온도는 40K에서 600K까지 변화하며, 이 범위에서 밀도는 거의 2 차수의 크기 만큼 변한다( $60 \text{ kg/m}^3 \sim 0.6 \text{ kg/m}^3$ ). 20K에서 80K의 온도 구간에서 밀도는 온도가 증가함에 따라 20K일 때의  $77 \text{ kg/m}^3$ 에서 시작하여 거의 선형적으로 감소하여 80K에서  $20 \text{ kg/m}^3$ 이 된다. 그 이후로는 서서히 감소하지만 여전히 그 백분율 변화는 높은 편이다. 앞으로 본 연구에서 벽면 온도 조건으로 사용되는 온도인 300K와 600K에서의 밀도는 각각 약  $5 \text{ kg/m}^3$  과  $0.6 \text{ kg/m}^3$ 이다.

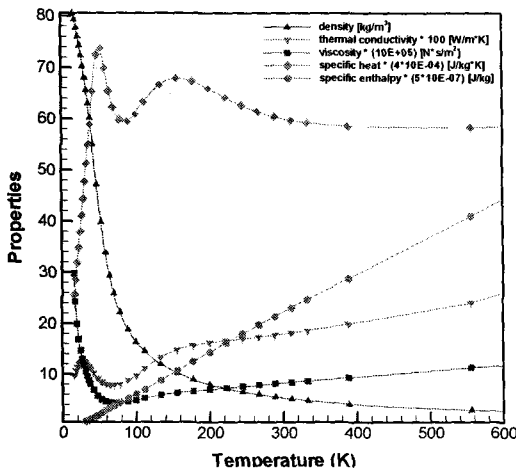


Fig. 2 Variation of the hydrogen properties at a pressure of 7 MPa.

온도 변화에 따른 점성의 변화를 살펴보면, 온도가 60K까지 증가함에 따라 점성은 약 6배 정도 감소하며, 그후 서서히 증가하는 경향을 보여준다. 열전도계수는 온도가 증가함에 따라 전반적으로 증가하며, 40K에서 600K까지의 온도 범위에서 약 2배 정도의 변화를 보인다. 마지막으로 비열비의 변화를 살펴보면, 30K에서 60K 사이의 저온 영역에서는 3배 정도 증가하지만 그 이후의 범위에서는 15% 미만의 변화를 보여주고 있다. 이와 같이 강한 물성의 변화는 유동과 열전달 특성에 큰 영향을 미칠 것으로 예상할 수 있다.

### 5. 결과 및 검토

#### 5.1 층류 유동 해석

먼저 단면종횡비가 2인 곧은 사각 채널 내의 층류 유동을 고려하였다. 이는 층류의 계산이 보다 간단하고 물성 변화의 영향이 층류 영역에서 더욱 두드러지기 때문이다. 본 계산에서는 물성 변화가 있는 유동의 일반적인 거동을 알아보기 위하여 물성이 일정한 유동과 물성이 변하는 유동의 특성을 비교하였으며, 또한 채널의 단면 종횡비를 변화시키며 단면 종횡비가 유동장에 미치는 영향을 조사하였다.

##### 5.1.1 물성 변화에 따른 유동장의 비교

물성 변화에 따른 유동 계산을 시작하기 전에 본 연구에서 작성한 코드에 대한 검증 작업을 먼저 수행하였다. 이를 위해서 채널 내의 완전발달된 속도분포에 대한 수치해를 이론해 [8]와 비교하였다. 본 검증을 위하여  $Re = 1000$ 의 층류 유동에 대해 단면 종횡비 1과 4의 사각 채널을 고려하였고, 출구에서 완전발달 속도분포를 가질 수 있도록 충분한 길이의 채널을 선정하여 계산을 수행하였다(본 연구에서 사용하는 Re 수는 모두 수력직경을 기준으로 한 값이다). 두 가지 단면종

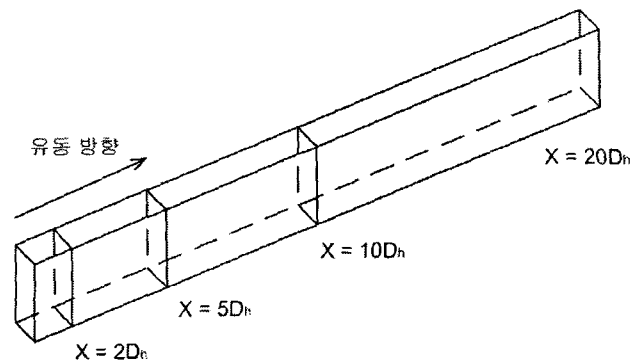


Fig. 3 Computational domain with measurement planes.

횡비에 대한 수치해를 이론해와 비교하였으며, 그 결과 속도 분포의 오차는 2% 미만으로 서로 잘 일치하였다. 그러나 이 결과는 본 논문의 지면을 절약하기 위하여 포함하지 않았다.

본 연구에서는 물성 변화가 유동장과 열전달에 미치는 정성적인 영향을 알고자 하는 것이 목적이므로, Re수는 1000만을 고려하였다. 경계조건으로는 입구에 속도와 온도의 균일 분포를 적용하였으며, 벽면은 재생식 냉각채널을 모사하기 위하여 아래쪽 벽은 300K, 위쪽 벽은 입구의 유체 온도와 같은 40K의 온도로 고정하였다. 또한 측면 벽의 온도는 위의 두 온도 사이에서 선형 분포를 하도록 설정하였다.

계산에 사용된 채널의 개략도는 Fig. 3과 같다. 계산 영역은 유동방향으로 수력 직경의 20배 길이를 갖도록 하였으며, 대칭면을 기준으로 채널의 1/2만을 계산하였다. 계산을 위해 사용된 격자는  $61 \times 81 \times 41$  (=202581 개) 이다.

Fig. 4와 Fig. 5는 두 가지 위치  $x/D_h = 2$ 와  $x/D_h = 10$ 에서의 수직방향 속도, 축방향 속도, 온도와 밀도에 대한 계산 결과를 보여주고 있다. 위쪽에 있는 것이 물성 변화가 있는 유동의 결과이며, 아래쪽이 물성이 일정한 유동의 결과이다. 각 그림의 왼쪽면은 대칭면이 된다. 예상한 바와 같이 물성이 일정한 유동의 해는 수직방향 유동이 거의 없는 속도와 온도 경계층을 보여주고 있으며, 밀도도 일정하다. 반면에 물성이 변하는 유동의 해는 강한 와류를 나타내고 있음을 볼 수 있다.

단면의 물성 분포를 보면 유동장에 대해 보다 잘 이해할 수 있다. 채널의 입구 부근인  $x/D_h = 2$ 에서의 온도와 밀도 분포를 보면, 바닥 부근의 유체가 물성이 일정한 유동에 비해 약 9배 정도 팽창되는 것을 볼 수 있다. 이와 같은 유체의 열 팽창은 바닥면으로부터 유체를 밀어내는 역할을 하며, Fig. 4의 왼쪽 그림에서 볼 수 있듯이 단면에서 강한 유동방향 와류(streamwise vortex)를 형성하게끔 한다. 이는 Fig. 6에 나타나는 속도 분포에서도 확인할 수 있다. 이와 같은 와류는 강한 압축성유동에 존재하는  $\nabla p \times \nabla \rho$  항에 의해 야기된다[9]. 채널에서 물성이 일정한 경우에 유동방향 와류의 생성은 가

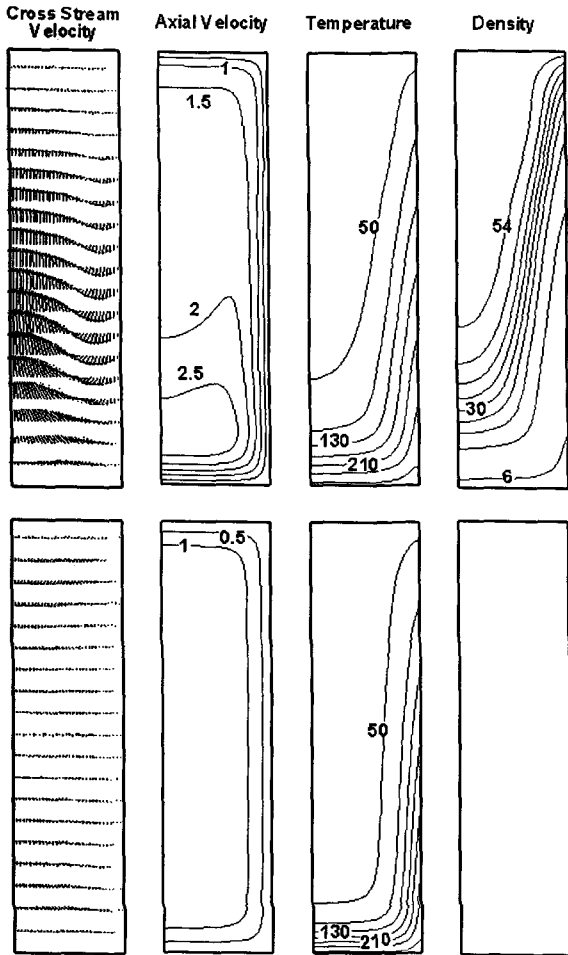


Fig. 4 Cross stream velocity, axial velocity, temperature, and density contour plots for  $x/D_h = 2$ . Top: variable property; Bottom: constant property. Temperature (K), Density ( $kg/m^3$ ), Velocity ( $u/U_0$ ).

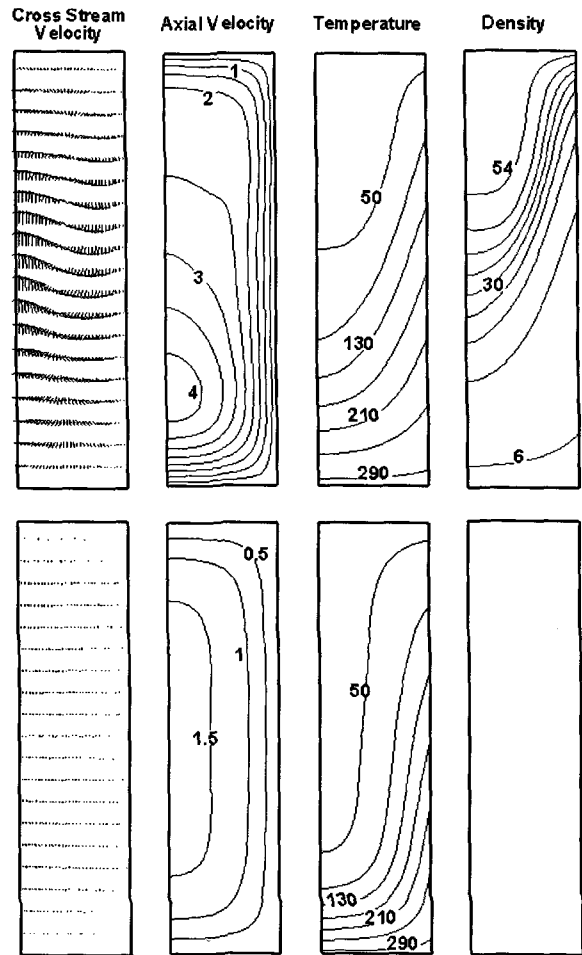


Fig. 5 Cross stream velocity, axial velocity, temperature, and density contour plots:  $x/D_h = 10$ . Top: variable property; Bottom: constant property. Temperature (K), Density ( $kg/m^3$ ), Velocity ( $u/U_0$ ).

능하지 않다.

단면에 존재하는 비교적 강한 와류는 열전달에 상당한 영향을 미친다. 즉 가열된 유동은 바닥면으로부터 밀려나고 가열되지 않은 새로운 유동으로 대체되므로 열전달 효율을 증진시킨다. 또한 Fig. 4의 축방향 속도분포는 최고 속도가 유체의 팽창이 가장 큰 채널의 바닥면 근처에서 나타나고 있음을 보여준다(Fig. 6 참조).

채널의 중간 지점인  $x/D_h = 10$  에서의 유동장을 보면, 이 위치에서 물성이 일정한 유동은 거의 완전발달하였고, 수직방향 속도는 영에 가깝다. 그리고 온도 분포는 단면을 가로질러 절반쯤까지 도달한다. 물성이 일정하므로 이 온도분포는 속도 분포와 연계되지 않는다.

물성 변화가 있는 유동의 해는 물성이 일정한 유동의 해와는 상당히 다른 양상을 보인다. 수직방향 속도는 여전히 강한 와류를 보여주고 있지만, 그 크기는  $x/D_h = 2$  에서보다 감소하였다. 또한 축방향 속도는  $x/D_h = 2$  에서보다 더욱 비대칭적

이 된다. 속도 경계층은 가열되는 벽 쪽이 가열되지 않는 벽 쪽보다 더 두껍게 나타나며, 이때 최고 속도는 가열되는 벽면에서 조금 떨어진 위치에서 나타나고, 그 크기는 물성이 일정한 유동의 경우보다 2.7배 정도 크다. 이러한 속도장은 물성이 일정한 유동에서보다 물성이 변하는 유동에서 온도분포가 더 멀리 전파하게끔 만들고 있다. 밀도분포는 이러한 온도분포와 유사한 거동을 보인다. 또한  $x/D_h = 10$  에서의 밀도 구배는  $x/D_h = 2$  에서보다 그 크기가 감소한 것을 볼 수 있다.

Fig. 7과 Fig. 8은 각각 채널 전체 길이에 걸쳐 질량 평균 압력과 평균온도(bulk mean temperature)를 비교하고 있다. 압력 강하량은 물성 변화가 있는 경우가 물성이 일정한 경우에 비해 4.5배 가량 크다. 이러한 압력 강하의 차이는 물성 변화가 있는 유동장에 나타나는 가속에 기인한다. 평균온도는 물성 변화를 고려한 경우가 물성이 일정한 경우 보다 약 23% 정도 더 큰 온도차를 보이며, 이는 유동방향의 와류에 의해 열전달이 증진되기 때문이다.

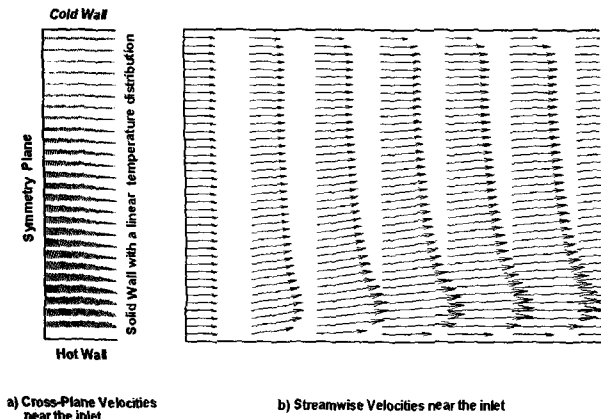


Fig. 6 The velocity profiles near the inlet. (a) the secondary flow in the cross plane just upstream of the inlet. (b) the axial flow at the centerline near the inlet.

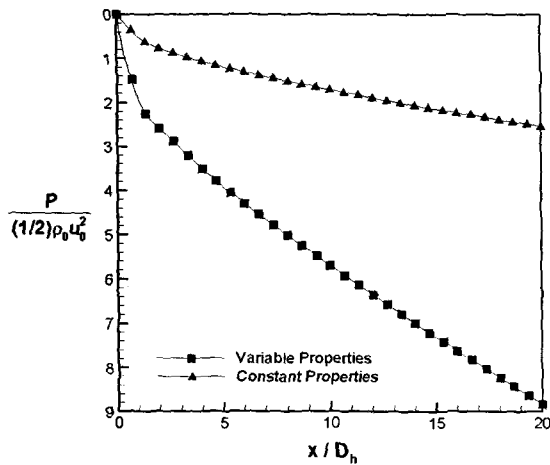


Fig. 7 Comparison of the normalized mass averaged pressure along the channel length.

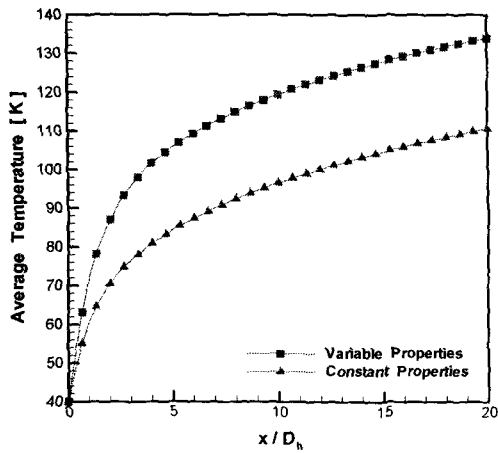


Fig. 8 Comparison of the average temperature along the channel length.

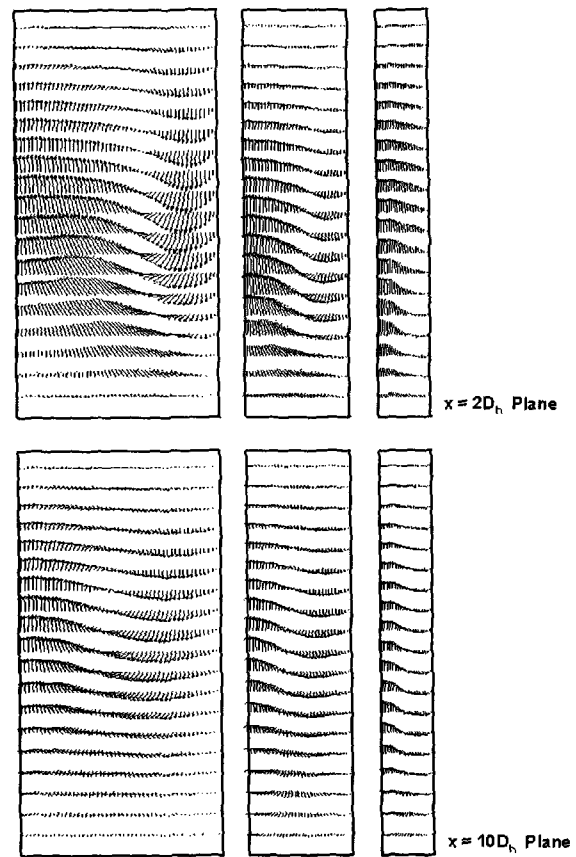


Fig. 9 Cross stream velocity vectors for aspect ratios: 1, 2 and 4.

5.1.2 채널 단면 종횡비의 변화

물성이 변하는 유동에서 단면 종횡비의 변화가 미치는 영향을 검토하였다. 사용된 단면 종횡비는 세 가지를 고려하였으며, 이들은 각각 AR = 1, 2, 4 이다. 사용한 경계조건과 격자는 앞 절과 같다.

Fig. 9는  $x/D_h = 2$ 와  $x/D_h = 10$ 에서의 세 가지 단면 종횡비에 대한 수직방향 속도 벡터를 보여준다. 각 그림에서 왼쪽면은 대칭면이다. 세 가지 경우 모두 물성 변화에 의해 하나의 와류 쌍이 형성됨을 볼 수 있다.  $x/D_h = 2$ 의 위치에서, 단면 종횡비 4의 경우는 와류가 여전히 발달 중이지만 다른 두 경우는 이미 완전히 발달되었다. 단면 종횡비 4의 경우, 와류가 형성되는데 필요한 길이가 증가된 이유는 측면 벽이 더 가까워서 점성 효과가 추가적으로 발생하기 때문이다.

각각의 종횡비에 대해, 유동이 하류로 진행됨에 따라 와류의 중심은 가열되는 벽쪽에서 멀어져 채널 중심을 향해 이동한다. 이는 Fig. 10에 나타나 있는 축방향 속도 분포에서도 확인할 수 있다. 최대 축방향 속도의 위치는 세 가지 경우 모두  $x$ 가 증가함에 따라 가열되는 벽에서 멀어져 채널 중심을 향해 이동하고 있으며, 모두 비슷한 크기의 최대 속도를 보여주고 있다. 그러나 벽면 근처의 속도 구배는 높은 단면 종횡비

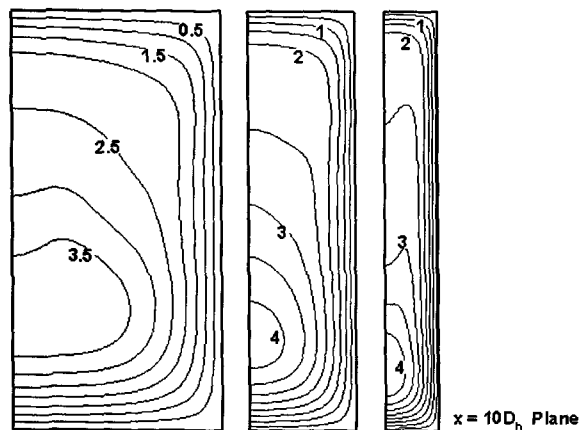
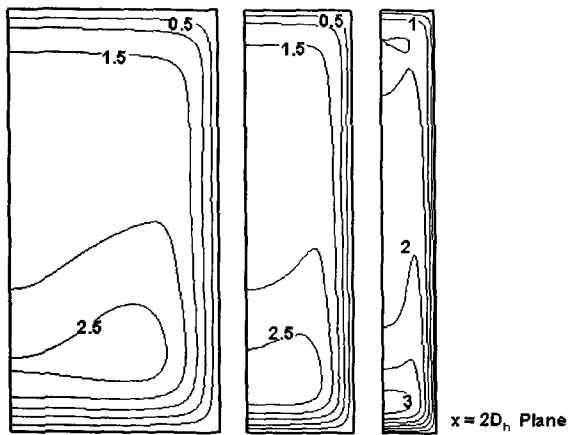


Fig. 10 Axial velocity contours for aspect ratios: 1, 2 and 4. The velocity is non-dimensionalized by the bulk velocity  $U_0$ .

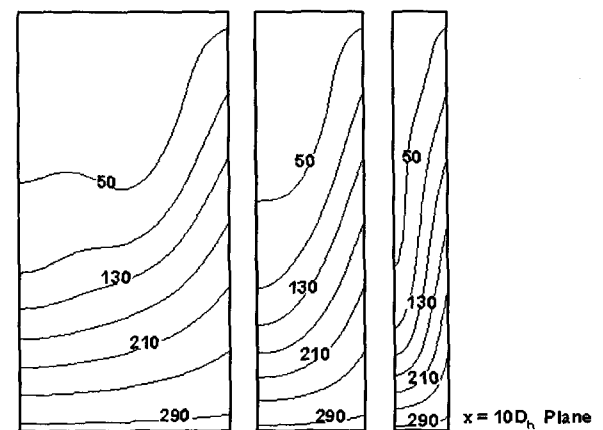
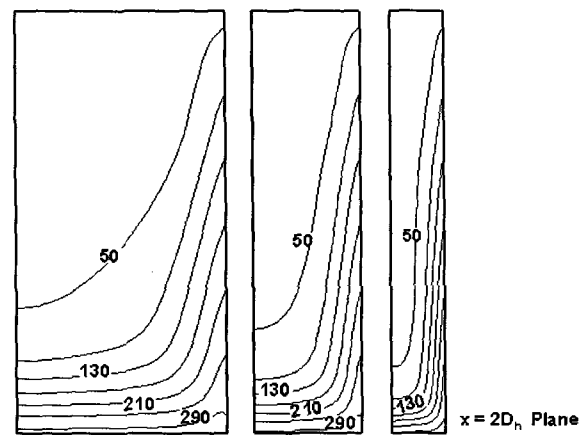


Fig. 11 Temperature contours for aspect ratios: 1, 2 and 4. The temperature is given in Kelvin.

에서 더 크다. Fig. 11은 단면의 온도 분포를 보여준다. 단면 종횡비가 증가함에 따라 온도 경계층은 느리게 전파된다. 이는 벽들이 가까워짐에 따라 수직방향 속도가 감쇄하기 때문이다.

각 경우의 압력 강하를 Fig. 12에 나타내었다. 압력 강하는 단면 종횡비 1과 2의 경우는 거의 동일하며, 4의 경우에는 조금 더 크다. 이 현상 또한 벽들이 가까워져 점성의 영향이 커지기 때문이다. Fig. 13에는 평균온도를 나타내었다. 세 경우 모두 매우 비슷한 양상을 보이고 있으며, 그 차이 또한 미미하다. 따라서 단면 종횡비의 변화는 온도장에 큰 영향을 미치지 않는 것으로 보인다.

### 5.2 난류 유동 해석

일반적으로 난류 영역에서 유체 유동은 Re수에 의해 약간의 차이는 있을 수 있지만 큰 영향을 받지 않는다. 그러나 물성 변화가 존재할 경우, Re수가 다른 난류 유동은 상당히 달라질 수 있으며, 이는 물성 변화가 온도장과 유동장을 연계시켜 경계층의 두께가 중요해지기 때문이다. 이러한 이유에서

두 가지 Re수 10,000과 500,000에 대해 해석을 수행하였다. 난류 효과에 대한 계산을 위해서는 간단한 대수적 난류모델인 Baldwin과 Lomax 모델[10]을 사용하였으며, 난류 Prandtl 수는 전 계산에 걸쳐 0.9이다.

난류 계산을 위해 사용한 채널의 형상은 이전에 수행되었던 실험[11]의 것과 같다. 채널의 단면은 1.5 mm×1.0 mm 이고, 수력직경은 1.2 mm이다. 이때 단면 종횡비는 1.5에 해당한다. 채널의 길이는 28D<sub>h</sub>와 112D<sub>h</sub>의 두 가지를 고려하였다. Fig. 14는 길이가 112D<sub>h</sub>인 채널의 형상을 보여주고 있으며, 사용한 격자를 자세히 나타내기 위해 수직방향으로 20 대 1의 비율로 확대한 격자계를 같은 그림에 나타내었다. 유동 방향의 격자수는 길이가 112D<sub>h</sub>인 채널의 경우에는 251개, 길이가 28D<sub>h</sub>인 경우에는 121개이다. 또한 Re수에 따라 단면에서 사용한 격자는 Re수 500,000 경우에는 91×44, Re수 10,000 경우에는 71×31이다. 이들 격자는 모두 벽면 주위에 밀집시켰으며, 특히 벽면으로부터의 첫 번째 격자가  $y^+ = 1$  이내가 되도록 하여 벽면 주위의 난류 경계층을 포착할 수 있도록 하였다.

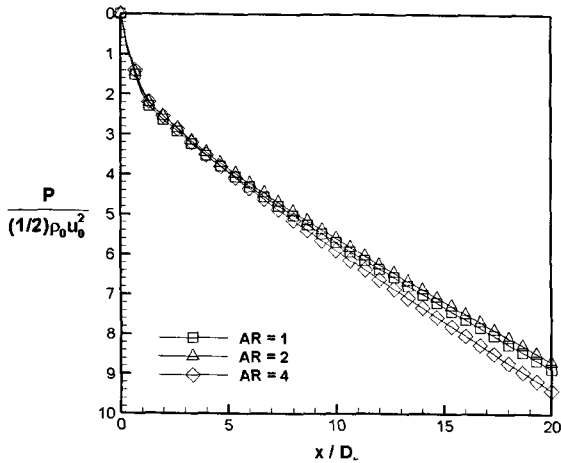


Fig. 12 Normalized mass averaged pressure along the channel length for the three aspect ratio cases: 1, 2 and 4.

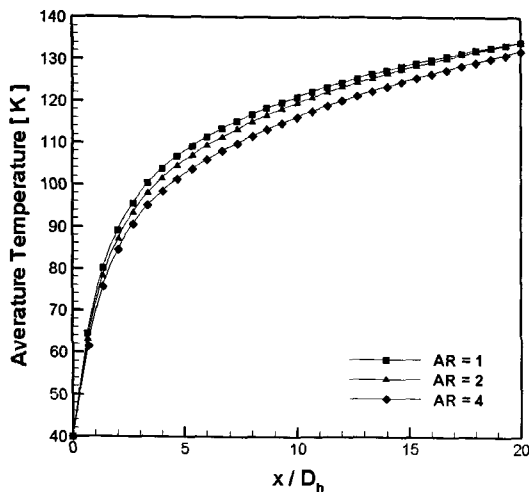


Fig. 13 Average temperature along the channel length for the three aspect ratio cases: 1, 2 and 4.

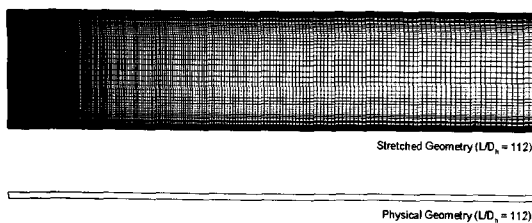


Fig. 14 Comparison of the actual channel geometry with the stretched geometry (in the cross-stream) used to show details of the flow. Stretched geometry shows 251×71 streamwise grid.

### 5.2.1 물성 변화에 따른 유동장의 비교

채널 내의 난류유동에 물성 변화가 미치는 영향을 조사하기 위하여 물성이 일정한 경우와 변하는 경우의 유동 특성을 비교하였다. 계산에 사용된 조건은 다음과 같다. 입구에서의

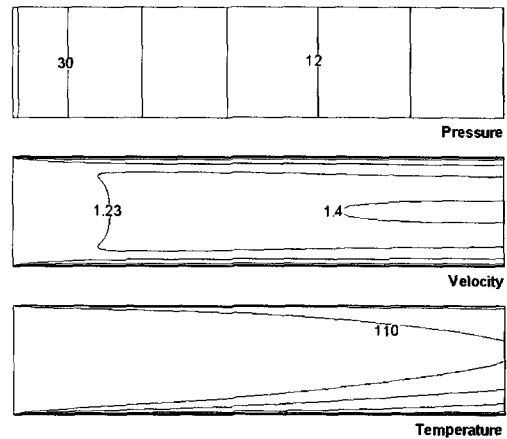


Fig. 15 Streamwise contours of the pressure, velocity, and temperature on the center plane for constant properties;  $L/D_h = 28$ ;  $u_{max} = 1.414$  m/s;  $T_{max} = 600$  K (at bottom wall).

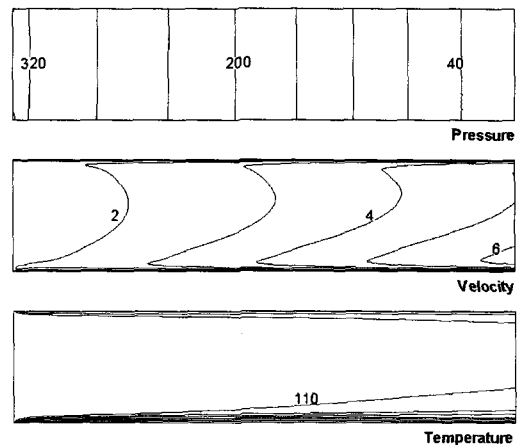


Fig. 16 Streamwise contours of the pressure, velocity, and temperature on the center-plane for variable properties;  $L/D_h = 28$ ;  $u_{max} = 6.375$  m/s;  $T_{max} = 600$  K (at bottom wall).

균일유동에 기초한 Re수는 10,000이며, 단면 종횡비는 1.5, 채널의 전체 길이는  $28D_h$ 이다. 입구에서의 수소 온도는 40K이고, 아래쪽 벽면의 온도는 600K, 그리고 위쪽 벽면의 온도는 300K이다. 측면 벽의 온도는 300K와 600K 사이에서 선형 분포를 가진다. 이러한 온도 조건은 4개의 벽면 모두에서 열경계층을 형성하게 한다. 물성이 일정한 경우, 사용된 입구 및 벽면 조건은 위와 동일하나 유체의 물성은 입구 온도 40K에서의 물성으로 고정하였다. 특히 질량 유량은 두 가지 계산 모두에서 동일하게 유지하였다.

Fig. 15와 Fig. 16은 채널의 유동 방향으로의 중간 단면에서의 압력, 축방향 속도와 온도 분포를 나타낸다. Fig. 15는 물성이 일정한 유동의 계산 결과이고, Fig. 16은 물성이 변하는 유동의 계산 결과이다. 이 그림들은 수직방향으로 5배 확



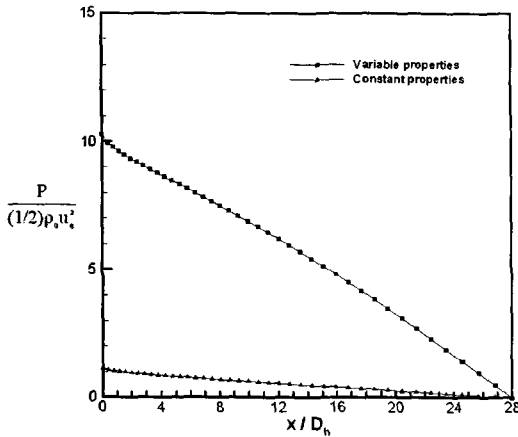


Fig. 17 Comparison of the normalized mass averaged pressure along the channel length.

대하여 나타낸 결과들이다. 물성이 일정한 유동에서, 입구 속도는 약 1.07 m/s에서 시작하여 출구의 최대속도 약 1.414 m/s까지 가속되어 약 1.3배의 증가를 보인다. 반면 물성이 변하는 유동에서의 속도 증가는 훨씬 더 현저하여 입구 속도의 약 6배에 달하는 6.375 m/s의 출구 최대 속도를 얻을 수 있다 (출구 평균속도는 입구 평균속도의 약 3.5배에 해당하는 크기를 나타내었다). 이러한 차이는 층류 유동과 비교해 볼 때 가속의 정도가 더 크며, 그 원인은 역시 층류 유동에서와 같이 물성 변화에 따른 밀도의 강한 변화, 즉 압축성에 기인하는 것으로 보인다.

같은 그림에서 압력 분포를 살펴보면, 압력은 채널 길이를 따라 수직방향으로 일정하다. 그러나 압력 강하는 층류 유동에서와 마찬가지로, 물성 변화가 있는 경우가 없는 경우보다 상당히 큰 압력 강하를 나타내고 있으며, 물성이 변하는 경우의 압력 강하량이 물성이 일정한 경우보다 10배나 크다(Fig.17 참조).

이러한 압력강하의 증가는 Fig. 15와 Fig. 16에 보여지는 물성이 변하는 경우의 유체 가속에 대응하기 위함이다. 같은 그림들에서 온도 분포를 살펴보면, 물성이 일정한 경우의 유동장 온도가 물성이 변하는 경우보다 높다. 그 이유는 물성 변화가 있는 경우에는 속도가 빠르기 때문에, 유체가 채널 내에 머물러 열을 흡수할 시간이 짧기 때문인 것으로 보인다.

마지막으로 출구면에서의 축방향 속도 및 온도 분포를 Fig. 18에 비교하였다. 그림에서 온도가 300K인 벽면이 왼쪽이며, 온도가 600K인 벽면이 오른쪽이다. 물성이 일정한 경우에 출구속도 분포는 대칭적이며, 중심에서 최대값을 보인다. 그러나 물성이 변하는 유동에서는 두 개의 벽면 근처에서 유체가 가속되어 국소 최대값들을 보이고 있으며, 600K 벽면 근처에서 최대값이 발생한다. 난류에서 물성 변화의 영향은 층류 경우와 유사한 결과를 보이지만, 최대 속도의 크기가 층류의 경

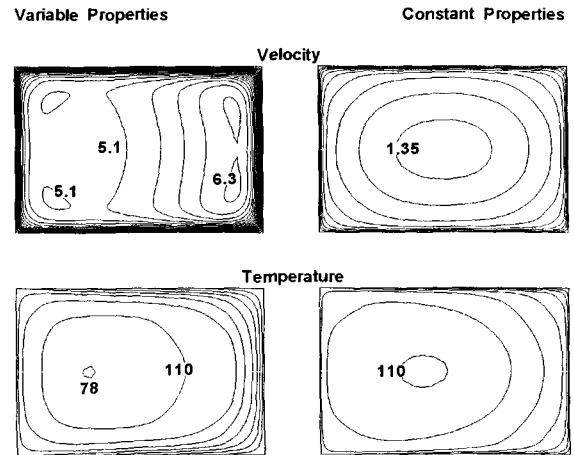


Fig. 18 Contour plot of axial velocity and temperature in the exit plane ( $L/D_h = 28$ ) for variable and constant property calculations. Variable Properties:  $u_{max} = 6.375$  m/s,  $T_{min} = 77.8$  K; Constant Properties:  $u_{max} = 1.414$  m/s,  $T_{min} = 105.4$  K. Left wall temperature is 300 K, right wall is 600 K.

우보다 더 크다는 차이점이 있다. 온도 분포 역시 상당한 차이를 보여주며, 물성이 일정한 유동에서는 온도 분포들이 뜨거운 벽면(600 K)을 향해 완만하게 치우쳐져 있다. 이와는 대조적으로 물성 변화가 있는 경우에는 벽면 주위의 온도 분포의 구배가 커지며, 가운데 부분에서는 평평해지는 것을 볼 수 있으며, 이는 밀도 변화에 따른 속도 분포 변화의 결과이다.

### 5.2.2 $L/D_h = 112$ 인 채널에 대한 계산

물성 변화의 영향에 대한 조사를 길이가 더 긴 채널로 확장하기 위해  $L/D_h = 112$ 인 채널에 대한 계산을 수행하였다. 본 계산 역시  $Re = 10,000$ 을 사용하였으며, 채널의 길이가 길다는 점을 제외하면 계산 조건은 앞 절과 동일하다. Fig. 19는 채널의 대칭면에서의 압력, 속도, 온도 및 밀도를 보여준다. 이 그림에서 계산 결과를 잘 나타내게 하기 위하여 계산 영역은 수직방향으로 20배만큼 확대하였다.

길이가 긴 채널에서는 유동 방향을 따라 평균 온도가 증가하고, 평균 밀도가 감소하며, 유체가 지속적으로 가속하게 된다. 하류로 내려갈수록 물성이 변하는 유동의 해는 물성이 일정한 유동의 해와 비슷해지기 시작한다. 이는 하류에서 온도가 매우 낮은 유체가 더 이상 존재하지 않아 평균 밀도와 벽면 근처 밀도 사이의 차이가 사라지기 때문이다.

Fig. 20은 유동이 축방향으로 진행함에 따라 축방향 속도와 온도 분포가 어떻게 발달하는지를 보여준다. 이 그림에서 축방향 속도와 온도 분포는 전체 길이의 5%, 10%, 20%, 50%와 100% 위치에서 주어진다. 입구와 가까운 위치에서 속도 분포를 보면 600K 벽면의 양쪽 모서리에서 국소 최대값들이 나타나는 것을 볼 수 있으며, 이들은 계속 발달하여 결국 하

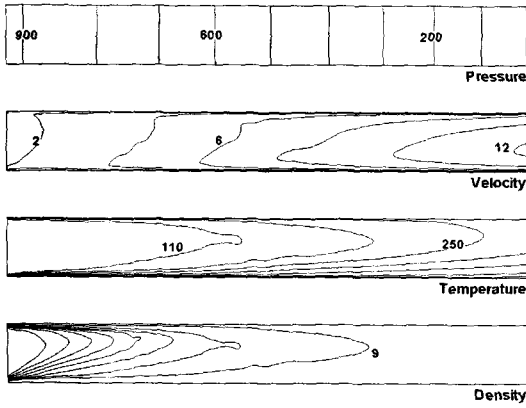


Fig. 19 Streamwise contours for  $Re = 10,000$ ,  $L/D_h = 112$  (cross stream direction stretched by 20).  $p_{max} = 1052 \text{ N/m}^2$ ,  $u_{max} = 12.2 \text{ K}$ ,  $T_{max} = 600 \text{ K}$  (bottom wall),  $T_{min} = 40 \text{ K}$ ,  $\rho_{max} = 57.8 \text{ kg/m}^3$ ,  $\rho_{min} = 2.8 \text{ kg/m}^3$ .

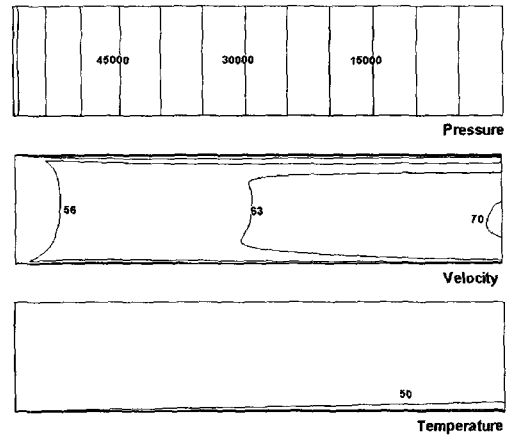


Fig. 21 Centerplane contours for  $Re = 500,000$ , variable properties;  $L/D_h = 28$ ;  $p_{max} = 69834.6 \text{ N/m}^2$ ;  $u_{max} = 70.4 \text{ m/s}$ ;  $T_{max} = 120 \text{ K}$  (bottom wall),  $T_{min} = 40 \text{ K}$ .

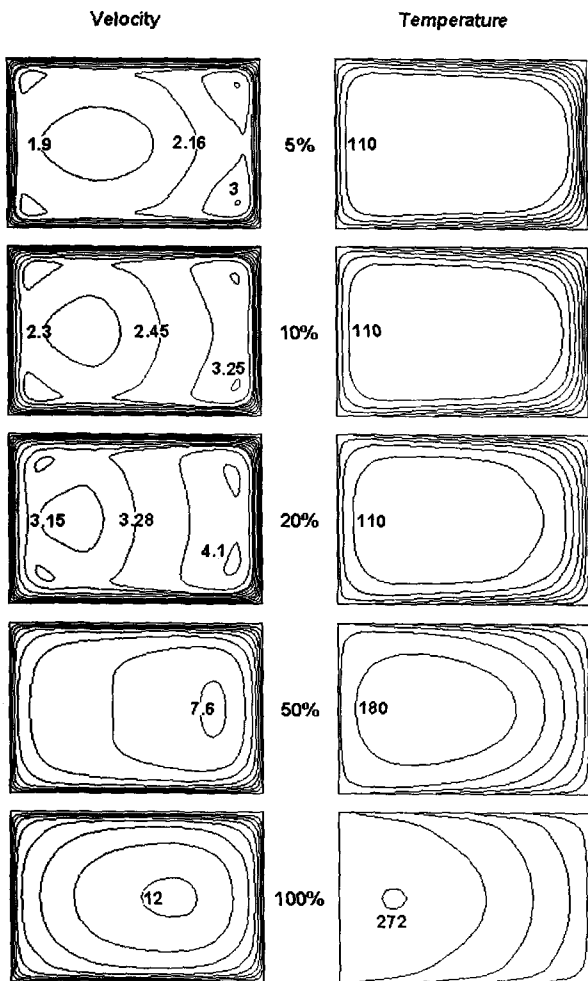


Fig. 20 Flowfield contours at several downstream locations. At 5%:  $u_{max} = 3.0$ ;  $T_{min} = 42.2$ ; At 10%:  $u_{max} = 3.27 \text{ m/s}$ ;  $T_{min} = 46.8 \text{ K}$ ; At 20%:  $u_{max} = 4.15 \text{ m/s}$ ;  $T_{min} = 58.4 \text{ K}$ ; At 50%:  $u_{max} = 7.69 \text{ m/s}$ ;  $T_{min} = 124.3 \text{ K}$ ; At 100%:  $u_{max} = 12.22 \text{ m/s}$ ,  $T_{min} = 271.3 \text{ K}$

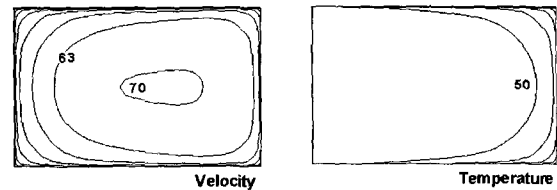


Fig. 22 Exit plane contours for  $Re = 500,000$ , variable properties;  $L/D_h = 28$ ;  $u_{max} = 70.4 \text{ m/s}$ ;  $T_{max} = 120 \text{ K}$  (right wall),  $T_{min} = 40 \text{ K}$ .

나의 국소 최대값을 형성하게 된다. 반대편의 300K 벽면에서도 이와 비슷한 가속이 나타나지만 그 크기는 상당히 작다. 출구 근처의 속도 분포는 더욱 일정한 패턴을 가지며, Fig. 18의 물성이 일정한 유동의 해와 비교해 볼 때 속도 분포가 600K 벽면을 향해 약간 더 치우쳐져 있는 점을 제외하면 거의 유사하다.

입구 근처의 온도 분포 역시 오른쪽의 600K 벽면 근처에서 큰 구배를 가지고 비대칭적으로 발달하기 시작한다. 유체는 출구에 도달할 때까지 계속 가열되어 왼쪽 벽면의 온도인 300K 근처까지 온도가 상승하며, 이로 인해 온도 분포는 600K 벽면을 향하여 치우쳐져 있음을 볼 수 있다.

### 5.2.3 $Re = 500,000$ 의 유동 해석

$L/D_h = 28$ 인 채널에서  $Re$ 수 500,000의 난류 유동을 계산하였다. 이와 같은 높은  $Re$ 수에서 경계층은 더욱 얇아지며, 따라서 압력 강하와 열전달 특성에 있어서도 차이가 나게 된다. 본 계산에서 사용한 온도조건은 앞의  $Re$ 수=10,000의 경우와 다르며, 이전 실험[11]의 조건과 같게 하였다. 입구 온도는 40K, 냉각채널의 바깥쪽 벽은 40K, 안쪽 벽은 120K이다.

Fig. 21과 Fig. 22는 물성이 변하는 경우의 계산 결과를 나타낸다. Fig. 21은 압력, 속도와 온도의 축방향 변화를 보여주

며, 이들은 계산 영역을 수직방향으로 5배만큼 확대한 그림이다. 이 결과를 Fig. 16과 비교해보면, Re수 500,000에서 벽면 경계층의 두께가 현저하게 얇아진 것을 볼 수 있다. 속도 및 온도 경계층은 벽면 가까이에 붙어있어 큰 구배를 가지나, 대부분 유체의 온도는 거의 변하지 않아 입구 값과 비슷한 수준이다. Fig. 22는 출구 속도와 온도 분포를 보여준다. 이 그림들 역시 속도와 온도의 변화는 벽면 경계층 부근에 한정되어 있다는 것을 재확인시켜 준다. 반면 유체의 속도는 입구에서 약 50 m/s에서 시작하여 출구 속도는 거의 60 m/s을 넘는다. 따라서 가속은 가열의 영향이 얇은 경계층에 한정되어 있어도 발생함을 볼 수 있다.

## 6. 결 론

본 연구는 로켓 엔진 연소실의 재생식 냉각채널의 유동해석에서 비롯되었다. 냉각채널은 로켓 엔진의 운전과 수명에 큰 영향을 미치며, 따라서 이의 신뢰성 있는 설계를 위해서는 채널 내의 유동장에 대한 이해가 필요하다. 또한 냉각채널 내의 작동유체는 초임계 수소이므로, 온도 변화에 따라 밀도, 점성계수, 열전도계수 및 비열과 같은 물성이 크게 변하며, 이러한 강한 물성 변화는 유동장과 온도장에 큰 영향을 미치게 된다. 따라서 본 연구에서는 이와 같은 시스템에 대한 근본적인 이해를 돕기 위해, 보다 일반적인 곧은 사각 채널을 고려하여 물성 변화가 큰 유동에 대한 수치해석을 수행하였다.

층류 유동에서 물성이 변하는 유동의 해는 물성이 일정한 유동의 해와 상당히 다르다. 물성이 변하는 경우, 벽면의 가열에 의해 강한 밀도 변화가 나타나며, 이는 축방향 속도에 불균형을 발생시켜 강한 유동방향 와류를 형성한다. 이러한 와류는 입구 부근에서 발생하며, 하류로 진행함에 따라 그 강도는 약해지지만 전체 계산 영역에서 존재하게 된다. 이와 더불어 층류 유동에서 물성의 변화는 유체의 가속과 이에 따른 큰 압력 강하량을 초래하고, 유동방향 와류의 형성은 열전달 효율을 증진시킨다. 또한 단면 종횡비 변화의 영향을 알아보기 위하여 세 가지 종횡비  $AR = 1, 2, 4$ 를 계산하였다. 그 결과, 단면 종횡비가 커질수록 와류를 형성하는데 필요한 길이를 증가시키는 것을 볼 수 있었으며, 그 이유는 측면의 벽들이 더 가까워져서 점성의 영향이 커지기 때문이다. 그러나 세 가지 경우, 압력 강하나 평균 온도는 크게 다르지 않았다.

난류 유동에서 물성 변화의 영향은 층류 유동의 경우와 유사하나, 층류 유동에 비해 압력 강하와 가속의 크기가 증가하였다.  $L/D_h = 112$ 인 채널에서는 유동 방향으로 평균 온도가 증가하고, 평균 밀도가 감소하는 가운데, 유체가 지속적으로 가속하게 된다. 또한 하류로 내려감에 따라 물성 변화의 해는

물성이 일정한 유동의 해와 비슷해지기 시작한다. 이는 저온의 유체가 더 이상 존재하지 않아 평균 밀도와 벽면 근처 밀도 사이의 차이가 사라지기 때문이다. Re수 500,000의 난류 유동에서는 벽면 경계층은 그 두께가 현저하게 얇아지고 큰 구배를 가지고 있으나, 대부분 유체의 온도는 거의 변하지 않아 입구의 값과 비슷한 수준을 유지하였다.

## 참고문헌

- [1] 1991, Frohlich, A., Immich, H., LeBail, F. and Popp, M., "Three-Dimensional Flow Analysis in a Rocket Engine Coolant Channel of High Depth/Width Ratio," AIAA Paper 91-2183, *AIAA 27th Joint Propulsion Conference and Exhibit*.
- [2] 1993, LeBail, F. and Popp, M., "Numerical Analysis of High Aspect Ratio Cooling Passage Flow and Heat Transfer," AIAA Paper 93-1829, *AIAA 29th Joint Propulsion Conference and Exhibit*.
- [3] 1990, Quentmeyer, R., "Rocket Combustion Chamber Life-Enhancing Design Concepts," AIAA Paper 90-2116, *AIAA 26th Joint Propulsion Conference and Exhibit*.
- [4] 1993, Choi, Y.H. and Merkle, C.L., "The Application of Preconditioning in Viscous Flows," *Journal of Computational Physics*, Vol.105-2, pp.207-223.
- [5] 1999, Venkateswaran, S. and Merkle, C.L., Analysis of Preconditioning Methods for the Euler and Navier-Stokes equations, Von Karman Institute Lecture Series.
- [6] 1975, McCarty, R.D., "Hydrogen Technological Survey-Thermophysical Properties," *NASA SP-3089*.
- [7] 1986, Merkle, C.L. and Tsai, Y. L. P., "Application of Runge-Kutta Schemes to Incompressible Flows," AIAA Paper 86-0553, *AIAA 24th Aerospace Sciences Meeting*.
- [8] 1960, Han, L.S., "Hydrodynamic Entrance Lengths for Incompressible Laminar Flow in Rectangular Ducts," *Journal of Applied Mechanics*, pp.403-409.
- [9] 2005, White, F.M., *Viscous Fluid Flow*, McGraw-Hill.
- [10] 1978, Baldwin, B.S. and Lomax, H., "Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows," AIAA Paper 78-0257, *AIAA 16th Aerospace Sciences Meeting*.
- [11] 1992, Carlile, J.A. and Quentmeyer, R.J., "An Experimental Investigation of High-Aspect-Ratio Cooling Passages," AIAA Paper 92-3154, *AIAA 28th Joint Propulsion Conference and Exhibit*.