

열량계 채널에 대한 3차원 열전달 해석

박태선*, 설우석**

Numerical Analysis of Three-Dimensional Heat Transfers in a Heated Channel of Calorimeter

Tae-Seon Park*, Woo-Seok Seol**

Abstract

Turbulent flows and related heat transfer in a square heated duct is investigated by a turbulence model and a large eddy simulation. The cooling channel of calorimeter is modeled to the square duct. The nonlinear $k-\varepsilon-f_\mu$ model of Park et al. [3] is slightly modified and their explicit heat flux model is employed. The Reynolds number is varied in the range $4000 \leq Re_b \leq 20000$. The heat transfer is closely linked to the secondary flows which driven by the turbulent motion. Its magnitude is 1-3% of the mean streamwise velocity. The relation of $Nu \sim Re^{0.8} Pr^{0.34}$ is validated by comparing with the predicted Nu of $k-\varepsilon-f_\mu$ model. Finally, the coherent structures and thermal fluctuations are scrutinized.

초 록

가열벽이 있는 4각단면 채널에서 3차원 열전달이 비선형 $k-\varepsilon-f_\mu$ 모형과 큰에디모사법을 이용하여 해석되었다. 4각단면 채널로 모형화된 열량계 해석에 비선형 $k-\varepsilon-f_\mu$ 모형과 비선형 열유속모형이 도입되었다. 레이놀즈수는 $4000 \leq Re_b \leq 20000$ 로 변화되었다. 난류의 비등방성으로 유도되는 구석와류는 주 유동속도의 1-3% 정도로 크지 않았지만 열전달에 커다란 영향을 주었다. 또한 채널 단면에 존재하는 나선형의 와류에 의해서 열전달이 심하게 변함을 보여 주었다. 예측된 열전달계수로부터 $Nu \sim Re^{0.8} Pr^{0.34}$ 가 검토되었고 온도의 섭동과 와류동의 비정상거동이 조사되었다.

키워드 : 로켓엔진(rocket engine), 열량계(calorimeter), 큰에디모사법(large eddy simulation)

* 엔진그룹/tspark@kari.re.kr

** 엔진그룹/wsseol@kari.re.kr

1. 서 론

일반적으로 액체로켓 엔진은 높은 추력을 얻기 위하여 고온과 고압의 환경에서 작동되어진다. 연소실의 온도는 대부분 3000K를 넘기 때문에 엔진을 보호하기 위해서는 냉각시스템의 도입이 필수적이다. 지금까지 많은 방법이 적용되어 왔지만 장시간 연소로부터 연소실을 보호하는 방법은 연료나 산화제를 작동유체로 하는 재생냉각 방법 (regenerative cooling)이다. 재생냉각 방법은 엔진 외벽에 냉각채널을 설치하여 엔진 벽면의 온도를 벽면재질의 녹는점이나 구조적으로 안정한 온도로 낮추는 방법으로 많은 로켓엔진에 사용되어 왔다[1].

이러한 냉각장치의 설계를 위해서는 연소실내의 열전달량을 정확히 알아야 되지만 복사열전달과 대류열전달이 강하게 연성되어 나타나기 때문에 직접적인 측정은 매우 어려운 실정이다. 따라서 물을 냉각유체로 이용하는 열량계(calorimeter)를 설계하여 간접적인 측정을 수행하는 것이 보편적이다. 그렇지만 모든 엔진에 대하여 실험적으로 열전달량을 측정하는 것은 경제적인 부담이 따른다. 따라서 대부분의 연구자들은 몇몇 경우에 대하여 실험을 수행하고 이때 얻어진 결과를 이용하여 경험식을 수정하여 냉각장치 설계에 사용한다. 지금까지 주로 사용되어온 경험식은 $Nu \sim Re^m Pr^n (D_i/R)^n$ 의 형태로 수정된 Batz[2]식이었다. 이 식은 레이놀즈 상사를 이용한 파이프내부의 열전달관계식에 노즐 목부분의 곡률효과를 고려한 보정계수를 첨가하여 얻어진 식이다. 그러나 레이놀즈 상사가 이루어지지 않거나 유동에 강한 압력구배가 존재하는 경우 열전달률이 위의 관계를 따르지 않기 때문에 문제가 발생할 소지가 있다.

본 연구는 열량계 설계를 위한 경험식과 열량계 채널에서의 난류 열유동에 대한 수치해석을 수행하고자 한다. 일반적으로 열량계의 형상은 그림 1과 같은 형태이다. 이러한 열량계에서 열량의 측정은 노즐벽면에 설치된 여러개의 채널에서 입구와 출구에서 온도를 측정하여 이루어진

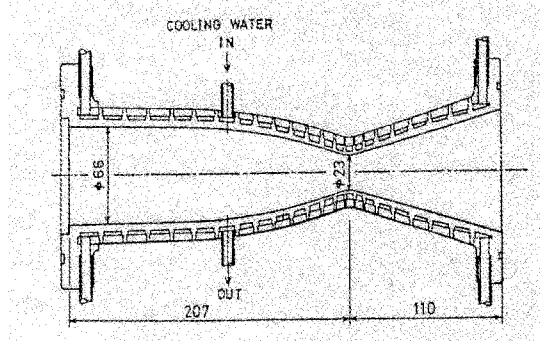


그림 1. 열량계 연소실의 모형

다. 이 때 채널내부의 난류유동 및 난류열전달은 열량계의 성능을 좌우한다. 그러나 지금까지 대부분의 연구는 평균온도에 의한 열전달량의 측정에만 관심을 가졌기 때문에 채널내부의 열유동 구조에 대한 연구는 미미한 실정이다. 그러므로 본 연구에서는 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$ 모형과 큰에디모사법 (large eddy simulation)을 이용하여 자세한 열유동 구조를 살펴보고 Batz[2]식에 대한 타당성을 검토하고자 한다. 또한 이러한 해석결과를 바탕으로 재생냉각 채널의 설계에 활용가능성에 대하여 살펴보고자 한다. 수치해석은 한쪽 면에서 곡률이 변하는 4각 채널에 대하여 레이놀즈수 변화에 따른 열전달계수의 변화를 살펴보았다.

2. 지배방정식

2.1 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$ 모형

비정상 난류유동에 대한 지배방정식은 Park et al.[3]이 제안한 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$ 모형에 근거한다.

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\rho \partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right] + F_1 \delta_{1i} \quad (2)$$

여기서 F_1 은 완전히 발달된 채널유동에서 일정한 유량을 유지하기 위한 압력구배항이다. 레이놀즈 응력은 다음 식에 의해서 얻어진다.

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_i \left(\frac{\partial U_i}{\partial U_j} + \frac{\partial U_j}{\partial U_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \tau_{ij}^N \quad (3)$$

$$\nu_i = C_\mu f_{\mu 1} f_{\mu 2} \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_i / \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \epsilon \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_i / \sigma_\epsilon) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] \\ & + (C_{\epsilon 1} P_k - C_{\epsilon 2} f_2 \epsilon) / T_s + C_{\epsilon 3} (1 - f_w) \nu_i \left(\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_k} \right)^2 \end{aligned} \quad (6)$$

모형상수들은 $\sigma_k = 1.1$, $\sigma_\epsilon = 1.3$, $C_{\epsilon 2} = 1.9$ 와 $C_{\epsilon 3} = 0.8$ 의 값을 가진다. k 의 소산을 방정식에서 난류에너지 감소효과를 고려하기 위하여 $f_2 = 1 - (2/9) \exp(-0.33 R_i^{1/2})$ 가 도입되었다. $T_s = \sqrt{(k/\epsilon)^2 + 36(\nu/\epsilon)}$ 는 난류시간척도에 특이점을 제거한 형태이다. 모형상수 $C_{\epsilon 1}^*$ 는 $C_{\epsilon 1}^* = 1.42 + C_\mu / (1 + 5f_{\mu 2} (C_\mu \eta)^2)$ 가 이용되었다.

벽면감쇄함수 f_μ 는 벽면근접효과와 유동장의 비평형효과에 의한 와점성계수의 변화를 고려하기 위하여 두부분으로 나누어진다. $f_{\mu 1}$ 은 벽면근처에서의 감쇄효과를 고려하는 함수이고 $f_{\mu 2}$ 는 와점성계수에 변형을 함수를 부여하기 위하여 도입된 함수로서 실현성이 부여된 형태이다.

$$f_{\mu 1} = f_w^2 (1 + 10 \exp(-(R_i/120)^2) R_i^{-3/4}) \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 f_w}{\partial x_j \partial x_j} = \frac{R_i^{1.5}}{A^2 L^2} (f_w - 1) \quad (8)$$

$$f_{\mu 2} = 5.41 g / (g^2 + A_s) \quad (9)$$

$$g = \begin{cases} \frac{C_o}{3} + (P_1 + \sqrt{P_2})^{1/3} \\ + \text{sign}(P_1 - \sqrt{P_2}) |P_1 - \sqrt{P_2}|^{1/3}, & P_2 \geq 0 \\ \frac{C_o}{3} + 2(P_1^2 - P_2)^{1/6} \\ \cos\left(\frac{1}{3} \arccos\left(\frac{P_1}{\sqrt{P_1^2 - P_2}}\right)\right), & P_2 < 0 \end{cases} \quad (10)$$

여기서, $C_\mu = 0.09$ 와 $A = 8.4$ 가 이용되었

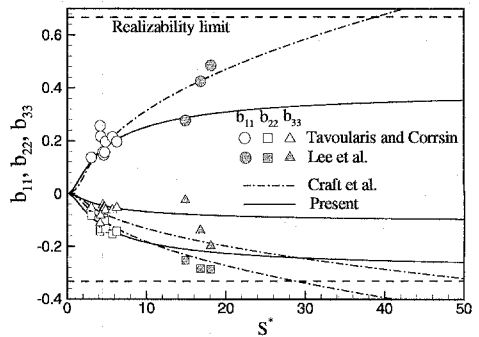


그림 2. 비등방텐서 (b_{11} , b_{22} , b_{33})의 예측

고 난류길이척도는 Kolmogorov 길이척도가 최소값으로 도입되었다. P_1 과 P_2 그리고 유동 변형률에 관계된 변수는 다음처럼 정의된다.

$$P_1 = C_o \left[\frac{C_o^2}{27} - \frac{A_s + a_1 \eta^2}{6} + \frac{1}{2} \right],$$

$$P_2 = P_1^2 - \left[\frac{C_o^2}{9} - \frac{A_s + a_1 \eta^2}{3} \right], \quad A_s = a_3 \xi^3 - a_2^2 \eta^2 / 3,$$

$$S_{ij}^* = S_{ij} k / \epsilon, \quad W_{ij}^* = W_{ij} k / \epsilon, \quad \eta = f_w S^*, \quad \xi = f_w W^*,$$

$$S^* = \sqrt{2 S_{ij}^* S_{ij}^*}, \quad W^* = \sqrt{2 W_{ij}^* W_{ij}^*}. \quad \text{이때 모형상수는}$$

$C_o = 2.5$, $a_1 = -0.48$, $a_2 = -0.375$ 그리고 $a_3 = -0.8$ 로 사용되었다. 식(3)의 비선형 응력항은 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \tau_{ij}^N = & k \beta_2 \left(S_{ik}^* S_{kj}^* - \frac{1}{3} S_{mnl}^* S_{mn}^* \delta_{ij} \right) \\ & + k \beta_3 (W_{ik}^* S_{kj}^* - S_{ik}^* W_{kj}^*) + k \beta_4 (S_{ij}^* S_{lm}^* W_{mj}^* - W_{il}^* S_{lm}^* S_{mj}^*) \end{aligned}$$

$$+ k\beta_5(W_{ij}^*W_{im}^*S_{mj}^* + S_{ij}^*W_{im}^*W_{mj}^* - 0.5S_{ij}^*W^{*2} - \frac{2}{3}III_S\delta_{ij}) \quad (11)$$

$$\begin{aligned} III_S &= S_{im}^*W_{mn}^*W_{ni}^*, \quad \beta_2 = 4\alpha_2 C_{\mu} f_{\mu 2} f_w^2 / g + \beta_{2, wall}, \\ \beta_3 &= 2\alpha_3 C_{\mu} f_{\mu 2} f_w^2 / g + \beta_{3, wall} \\ \beta_4 &= -6\alpha_2 \alpha_3 C_{\mu} f_{\mu 2} f_w^2 / g^2, \quad \beta_5 = 2\alpha_3^2 C_{\mu} f_{\mu 2} f_w^2 / g^2 \end{aligned} \quad (12)$$

윗식의 비선형 응력에 대한 기본적인 형태는 Park et al.[3]의 연구에 자세히 검토되어 있다.

이러한 계수들의 기본적인 거동을 살펴보기 위하여 자유전단유동과 평면채널유동에 적용하였다. 비교를 위해서 Craft et al.[4]의 모형을 선택하였다. 그림 2에서 보던 현재의 모형이 실험과 DNS[5]에 잘 일치하고 있지만 Craft et al.[4]의 모형은 실현성 범위 $-1/3 \leq b_{ij} \leq 2/3$ 를 벗어나고 있다. 이는 그들의 모형에서 변형률의 2차곱 항이 $\sqrt{S^*}$ 로 증가하기 때문에 나타난 결과이다.

2.2 Subgrid 응력모형

본 연구에서는 비선형 $k-\varepsilon-f_{\mu}$ 모형에 의해서 얻어진 결과를 기초로 난류유동구조를 살펴보기 위하여 큰에다모사법이 병행되었다. 모형계산 결과로부터 특징적인 경우를 선택하였고 이때 계산에 사용된 subgrid 응력모형은 다음과 같다. 이모형은 RANS 모형과 유사한 형태로 $\tau_{ij}^D = \tau_{ij} - \tau_{kk}\delta_{ij}/3 = -\nu_i 2 \overline{S_{ij}}$ 처럼 응력의 비등방 부분이 유동변형률과 와점성계수의 곱으로 표현되는 기본적인 형태를 가지고 있다. Smagorinsky[6]는 위와같은 모형을 처음으로 도입하여 아래와 같은 모형을 제안하였다.

$$\tau_{ij}^D = -2C\Delta^2 |\overline{S}| \overline{S_{ij}} \quad (13)$$

여기서 Δ 는 격자크기를 나타내고, $C = C_s^2$ 이고, $\overline{S} = \sqrt{2\overline{S_{ij}}\overline{S_{ij}}}$ 이다. C_s 는 Smagorinsky상수로 유동장마다 다른값을 가지는 것으로 연구되어 있다.

Smagorinsky상수의 임의성을 제거하기 위하

여 Germano et al.[7]은 동적 SGS모형을 제안하였다. 이 모형은 필터폭 Δ 를 가지는 grid filter \overline{G} 와 필터폭 $\hat{\Delta}$ 를 가지는 test filter \hat{G} 를 사용하여 나타나는 SGS응력의 상사성을 이용하여 모형상수를 시간과 공간의 함수로 구하게 된다. 이때 test filter는 grid filter보다 커야 한다.

우선 test filter를 적용했을 때 나타나는 응력은 $T_{ij} = \rho(\overline{\widehat{u_i u_j}} - \widehat{u_i} \widehat{u_j})$ 로 정의된다. τ_{ij} 와 T_{ij} 에 Smagorinsky모형을 적용하면 다음과 같다.

$$\tau_{ij}^D = \tau_{ij} - \tau_{kk}\delta_{ij}/3 = -2C\Delta^2 |\overline{S}| \overline{S_{ij}} \quad (14)$$

$$T_{ij}^D = T_{ij} - T_{kk}\delta_{ij}/3 = -2C\hat{\Delta}^2 |\widehat{S}| \widehat{S_{ij}} \quad (15)$$

두 관계로부터 resolved응력 L_{ij} 가 정의된다.

$$\begin{aligned} L_{ij} - \delta_{ij}L_{kk}/3 &= -2CM_{ij} \\ &= 2C(\hat{\Delta}^2 |\widehat{S}| \widehat{S_{ij}} - \Delta^2 |\overline{S}| \overline{S_{ij}}) \end{aligned} \quad (16)$$

여기에 Lilly[8]의 오차 자승최소화법 (least square minimization)을 적용하면 모형상수 C 가 결정된다.

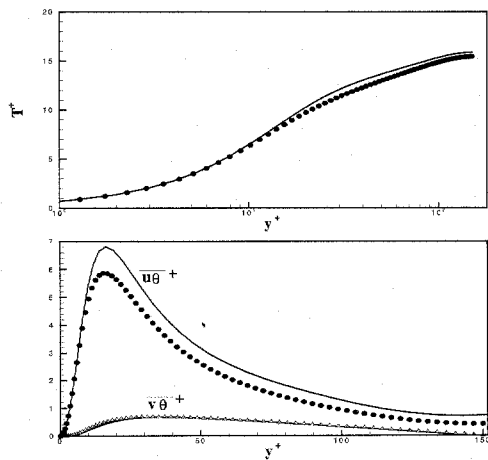


그림 3. LES 검증해석
(symbols: Kasagi et al. 1992; lines: Present LES)

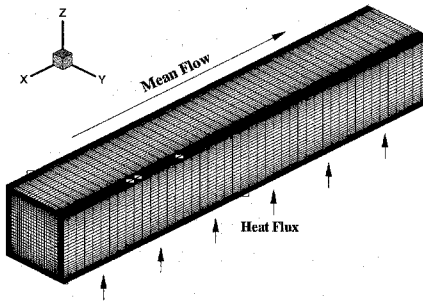


그림 4. 경계조건 및 계산 영역

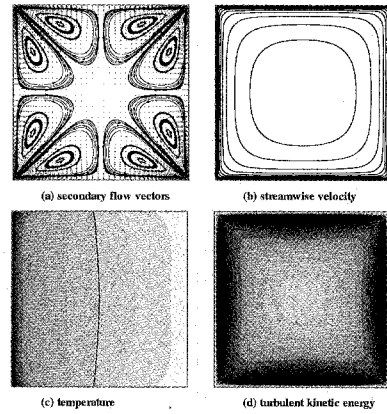


그림 5. 채널단면에서의 2차유동 및 온도 분포
($Re_b = 8300$)

2.3 수치해석 방법

일반적으로 수치해석의 예측성은 대류항과 점성항의 정확한 차별화에 의해서 좌우된다. 점성항의 경우 일반적으로 2차 중심차분법이 주로 사용되어 왔고 대부분의 유동은 대류항이 점성항에 비해서 영향이 크게 나타나기 때문에 커다란 관심을 가지지는 않았다. 그러나 대류항은 해의 정확도나 안정성에 커다란 영향을 미치기 때문에 지금까지 많은 차별법이 연구되어 왔다[9]. 그 중에서 수치해의 안정성 때문에 상류차분법이 많이 사용되어 왔지만 수치점성으로 유동이 급격하게 변하는 곳에서 해의 정확성이 떨어지는 단점이 있다. 또한 고차 정확도 차별법과 제한자를 이용하는 방법이 압축성유동에 많이 사용되고 있지만 일반성의 결여와 정확한 난류해석에는 사용이 어렵다. 따라서 최근에는 비정상 해석에서 Pade형태의 Compact차분법을 이용한 해법개발이 활발히 진행되고 있다. 본 연구에서는 Lele[10]의 연구결과를 이용하여 4차/6차 Compact차분법을 이용하였다.

3. 연구결과 및 검토

3.1 기본형 채널에서의 열전달

사용된 계산격자 및 계산영역을 그림 4에 나타내었다. 경계조건은 주유동 방향으로 주기적인 조건이 사용되었고 한쪽 벽면에서 가열되는 조건이 사용되었다. 주기적인 조건에서 일정유량을 유지하기 위한 압력구배는 매순간 운동방정식을 적분하여 얻어졌다. 계산의 안정성을 위하여 시간증분은 CFL수가 0.5정도로 유지되도록 하였다. 격자수는 $x \times y \times z = 33 \times 65 \times 65$ 로 선택하였고 주유동 방향의 계산영역 크기는 $2\pi D_H$ 로 선택하였다. 여기서 D_H 는 수력직경을 나타낸다. 난류모형을 이용한 4각 채널에 대한 해석은 나선형의 구석와류가 레이놀즈 수적응력의 차이 ($\overline{v^2} - \overline{w^2} \neq 0$)로 발생하기 때문에 반드시 비선형 응력-변형률의 관계를 도입하여야 한다. 그림 5에서 보면 시간 평균된 구석와류, 주유동방향의 속도분포, 온도분포 그리고 난류에너지의 분포를 볼 수 있다. 채널의 단면에서 4쌍의 구석와류가 존재함을 알 수 있고 주유동방향의 속도는 채널 중앙에 편평한 분포를 가지고 구석에서 급격한

구배를 보이고 있다. 온도는 가열벽으로부터 서서히 감소하고 있는데 실험에서 온도 측정 시 어

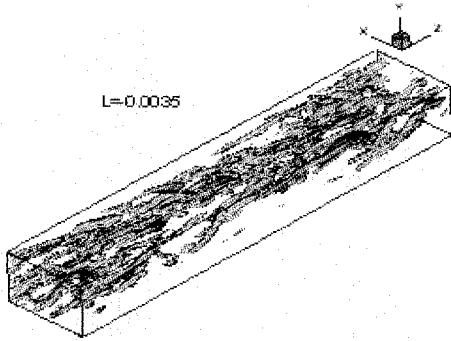


그림 6. 채널내부에서 난류에너지 생성

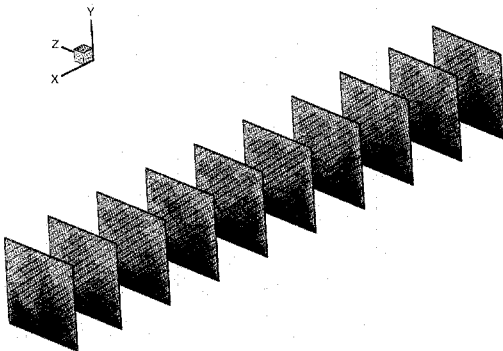


그림 7. 채널내부에서 순간적인 온도분포

디서 측정하는가에 따라서 열전달량이 심하게 변할 수 있음을 시사한다. 온도분포에서 평균온도가 나타나는 부분을 실선으로 나타내었다. 위의 결과를 종합해보면 모든 측정은 채널단면에서 정중앙에서 측정하는 것이 바람직하지만 그곳에서 난류섭동에 의한 온도 변화가 있기 때문에 어느 정도 타당한 평균시간이 요구된다. 위의 거동에

대한 비정상상태의 거동을 살펴보기 위하여 큰에디모사법이 수행되었다. 그림 6은 $S_{ij}S_{ij} - W_{ij}W_{ij}$

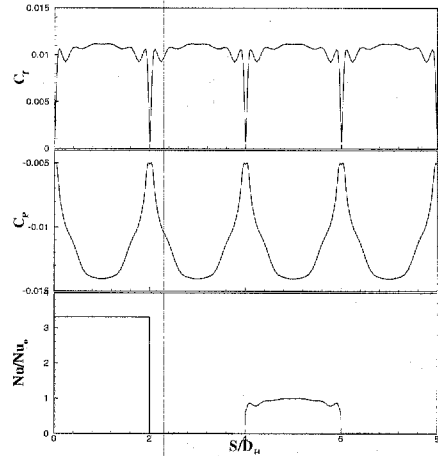


그림 8. 벽면에서 C_f , C_p , Nu 의 분포

의 두 번째로 큰 고유치(λ_2)의 분포를 나타낸다.

λ_2 는 와류동의 중심에서 음의 값을 가지는데 일반적으로 와류동의 구조를 살펴보는 데 많이 사용되고 있다. 즉 벽면근처에서의 탈급와류나 bursting event 등에 대한 유동구조와 주유동 방향의 와류동 성분등과 난류에너지 성분등의 상관관계를 살펴보면 난류생성구조를 살펴볼 수 있다. 즉 λ_2 에 의해서 관측된 와류동이 활발한 영역에서 난류의 생성이 활발히 일어나고 점성저층에서 난류경계층으로 천이가 발생한다. 이러한 구조에 관한 정보는 벽면근처에서의 난류혼합과 난류생성의 특징을 알려주기 때문에 벽면에서 난류열전달을 예측하는데 결정적인 기여를 한다. 그림 7에서 보면 bursting event에 의해서 열전달의 변화가 나타나고 있음을 볼 수 있다. 또한 그림 8에서 벽면 마찰계수와 벽면 압력계수 그리고 열전달 계수의 분포를 보여주고 있다. 여기서 마찰계수와 벽면 압력계수는 밀도와 평균속도로 무차원화 하였고 열전달계수는 차가운 벽면에서의 평균 열전달계수로 무차원화 하였다. 그림을 보면 채널의 구석에서 마찰계수와 압력계수의 변화가 심하게 변하고 있음을 알 수 있다.

이는 그 지역에서 열하중의 집중현상이 예상되어 지지만 시간평균된 열전달계수의 분포에서 보면 그

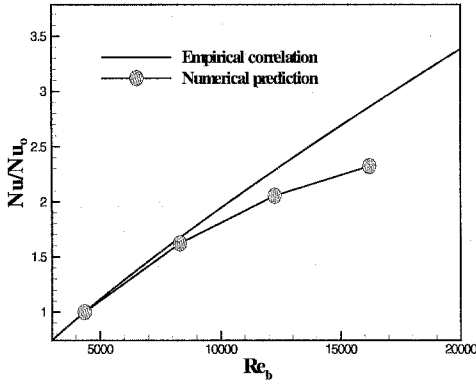


그림 9. 레이놀즈수와 열전달계수의 관계

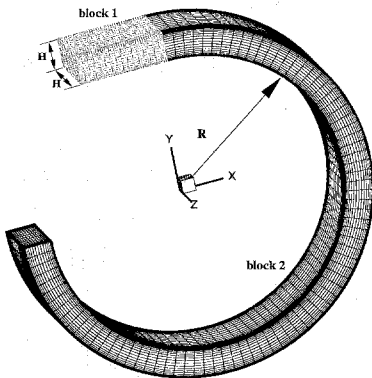


그림 10. 냉각채널의 계산모형

변화는 심하지 않게 나타나고 있다. 열전달계수는 고온벽에서 3배정도 큰값을 보여주고 있다.

위의 결과를 종합해서 평균유동과 평균 열전달계수의 관계를 $Nu \sim Re^l Pr^m (D_t/R)^n$ 와 비교하여 그림 9에 나타내었다. 그림에서 실선은 $Nu \sim Re^{0.8} Pr^{0.34}$ 의 관계를 나타내는데 수치해석 결과는 위의 관계식을 4각단면의 덕트에는 적용이 어려움을 보여주고 있다. 이것은 우선적으로

$Nu \sim Re^{0.8} Pr^{0.34}$ 이 파이프에 대해서 실험적으로 얻어진 관계식이기 때문에 4각단면의 덕트에서

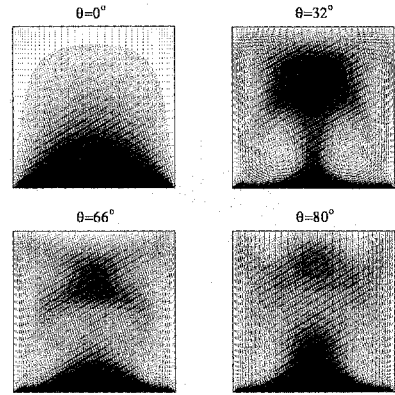


그림 11. 채널단면에서 온도 및 속도분포

열유동의 관계가 상사성을 가지지 못하는 Dissimilarity가 심하게 존재함을 나타낸다. 이것으로부터 열량계나 재생냉각의 채널설계 시 활용되는 경험식은 채널단면의 형상에 따라서 다양한 형태로 검증되어야 함을 지적한다.

3.2 냉각채널에서의 열전달

그림 10은 4각단면 채널에 곡물이 있을 경우에 대한 계산격자를 보여준다. block 1은 입구유동을 생성하기 위한 영역으로 평균압력구배에 의해서 유동이 생성된다. 그림에서 보면 곡물이 있는 경우 레이놀즈수와 채널에 주어지는 곡률(R/H)에 의해서 유동의 특징이 다르게 나타남을 예상할 수 있다. 그림 11에서 보는 바와 같이 유동의 입구에서부터 곡률에 의해서 주유동은 원심력을 받게 되는데 이는 주유동의 분포를 비대칭으로 만들어 준다. 이러한 유동의 변화는 결과적으로 곡물이 없는 경우에 비해서 대류열전달이 다른 경향으로 나타난다. 즉 각각의 단면에서 수직방향의 2차유동이 발생하여 안쪽벽면의 열유속이 반대벽면으로 상승하여 전체적인 혼합이 곡물이 없는 경우보다 증가함을 알 수 있다. 곡물이 없는 경우 단면에서의 2차유동이 없기 때문에 전도에 의한 열전달이 온도 분포의 특징을 좌

우하지만 곡률이 존재하면 단면에 존재하는 2차 유동에 의해서 채널의 중앙에 고온영역이 분포하게 된다. 이러한 와유동의 존재를 확인하기 위해

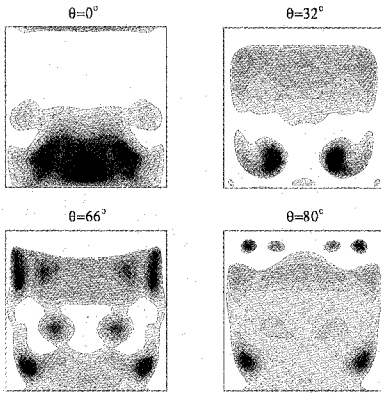


그림 12. $S_{ij}S_{ij} - W_{ij}W_{ij}$ 의 고유치

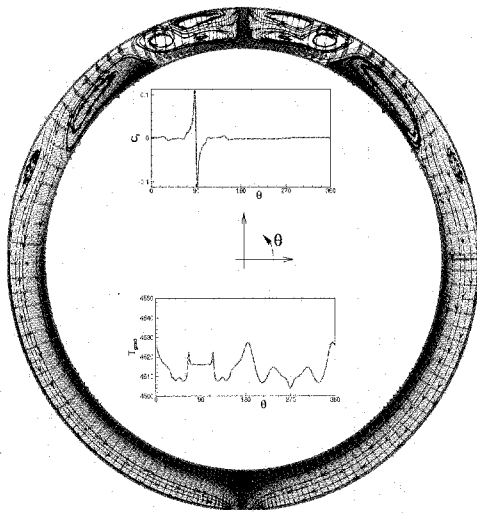


그림 13. 채널단면에서 속도 및 온도분포

여 그림 12에 $S_{ij}S_{ij} - W_{ij}W_{ij}$ 의 두 번째로 큰 고유치(λ_2)의 분포를 나타내었다. 그림 11에서 관찰된 와유동의 위치와 발달과정을 뚜렷하게 볼 수 있다. 이러한 유동의 변화는 로켓엔진의 냉각 유로에서 냉각유체가 유입되는 곳으로부터 30°

이상인 위치에서는 저온벽에서의 열전달도 무시할 수 없음을 나타낸다. 이는 노즐목 근처에서 냉각채널의 유량을 결정할 때 연소실벽의 유량과는 다르게 결정되어야 함을 지적한다. 이 때의 벽면 열전달계수는 벽면 마찰계수의 변화가 심하게 나타나서 $Nu=5\sim 500$ 의 변화를 보여주었다.

그림 13은 열량계 형상의 채널에서 유동에 의한 온도분포가 비정상적으로 발생되어짐을 보여주고 있다. 그림에서 보면 충돌제트가 블록곡면에 충돌하고 곡률이 있는 채널에서 유동이 발달한 다음 출구로 빠져나가는 특징을 보여주고 있다. 제트의 충돌은 다양한 형태의 와류를 발생하고 국부적인 마찰계수의 변화를 초래하고 있는데 결과적으로 벽면 열전달의 증감을 주도하고 있음을 알 수 있다. 충돌영역에서의 비정상성은 $St\sim 0.32$ 정도로 예측되어지고 있고 열전달의 증감은 채널에서 원심력을 받는 위치와 관계가 있다. 결론적으로 열량계의 열전달은 채널내의 평균유동이 전체적인 냉각성능을 좌우하지만 냉각유체가 유입되는 제트유동의 비정상성으로 좌우되는 국부적인 열전달의 증감을 고려하여 안전율을 결정하여야 한다. 열전달 계수의 국부적인 변화에 대한 결정은 추후 계속되는 연구에서 자세히 검토될 예정이다.

4. 결 론

열량계의 기본형상인 가열벽이 있는 4각 단면 채널에서 3차원 열전달이 비선형 $k-\epsilon-f_{\mu}$ 모형과 큰에디모사법을 이용하여 해석되었다. 비정상 해석에 따른 결과는 채널 단면에 존재하는 나선형의 구석와류에 의해서 열전달이 심하게 변함을 보여 주었다. 그러나 시간평균된 온도 분포는 채널의 중심부분에서 평균온도가 나타났다. 이것으로 실험을 수행할 경우 채널의 중심에서 일정시간 시간평균을 취해야 난류의 섭동성분이 사라짐을 알 수 있다. 벽면에서의 온도는 가열벽보다는 저온벽에서 변화가 심하였고 마찰계수나 압력계수는 단면의 구석에서 변화가 심하였다.

로켓설계에 활용되는 $Nu \sim Re^{0.8} Pr^{0.34}$ 의 상사관계는 레이놀즈수가 커질수록 오류가 크게 나타났다. 이는 지수 0.8은 채널의 형상변화 시 수정된 값을 사용하여야 함을 지적한다.

이상의 결과는 채널단면에서 2차유동과 와류의 비정상 거동에 대한 특징을 보여주고 있고, 열량계 실험과 설계에 기초자료로 활용될 수 있다. 그러나 최종적인 열량계의 채널이나 재생냉각의 채널에서 설계과정을 확립하기 위해서는 레이놀즈수 (Re) 변화와 곡률 (R/H)에 따른 수치해석을 수행하여 평균유동에 대한 $Nu \sim Re^m$ 의 관계를 재정립하고 비정상 열전달을 자세히 고찰하여 국부적인 선택된 재료에 대한 안전 작동범위를 결정하여야 한다.

참 고 문 헌

1. Sutton, G. P., *Rocket Propulsion Elements*, John Wiley & Sons, 1992.
2. Bartz, D. R., "A Simple Equation for Rapid Equation of Rocket Nozzle Convective Heat Transfer," *Jet Propulsion*, Jan. , 1957, pp.49~51.
3. Park, T. S., Sung, H. J. and Suzuki, K., "Development of a Nonlinear Near-Wall Turbulence Model for Turbulent Flow and Heat Transfer," *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol.24, 2003, pp.29-40.
4. Craft, T. J., Launder, B. E. and Suga, K., "Development and Application of a Cubic Eddy-Viscosity Model of Turbulence," *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 17, 1996, pp.108~115.
5. Moser, R. D., Kim, J. and Mansour, N. N., "Direct Numerical Simulation of Turbulent Channel Flow up to $Re_\tau=590$," *Phys. Fluids*, Vol. 11, 1999, pp.943~945.
6. Smagorinsky J., "General Circulation Experiments with the Primitive Equations," *Mon Weather Rev*, Vol.91(3), 1963, pp.99-164.
7. Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W., "A Dynamic Subgrid-scale Eddy Viscosity Model," *Phys. Fluids A*, Vol.3(7), 1991, pp.1760-1765.
8. Lilly, D. K., "A Proposed Modification of the Germano Subgrid-scale Closure Method," *Phys. Fluids A*, Vol.4(3), 1992, pp.633-635.
9. Park, T. S., "Multigrid Method and Low-Reynolds-Number $k-\epsilon$ Model for Turbulent Recirculating Flows," *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, Vol. 36, 1999, pp. 433~456.
10. Lele, S. K., "Compact Finite Difference Schemes with Spectral-like Resolution," *J. Computational Phys.*, 103, 1992, pp.16-42.
11. Park, T.S. and Sung, H.J., "A Nonlinear Low-Reynolds-Number $k-\epsilon$ Model for Turbulent Separated and Reattaching Flows - (I)Flow Field Computation," *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 38, 1995, pp. 2657~2666
12. Tavoularis, S. and Corrsin, S., "Experiments in Nearly Homogeneous Turbulent Shear Flow with a Uniform Mean Temperature Gradient. Part I," *J. Fluid Mech.*, Vol. 104, 1981, pp. 311~347.
13. Park T.S. and Sung H.J., "A New Low-Reynolds-Number $k-\epsilon-f_\mu$ Model for Predictions Involving Multiple Surfaces," *Fluid Dynamics Research*, Vol. 20, 1997, pp. 97~113.