Research Paper

DOI: <http://dx.doi.org/10.6108/KSPE.2013.17.5.101>

선형적으로 증가하는 벽면교란이 벽 근처 난류 온도장의 특성 변화에 미치는 영향 해석

박수형^a · 변영환^a · 나 양^{b,*}

Analysis on the Modification of Near-wall Turbulent Characteristics of Temperature Field in a Channel imposed with Linearly Increasing Wall Disturbance

Soo Hyung Park^a · Yung-Hwan Byun^a · Yang Na^{b,*}

^aDepartment of Aerospace Information Engineering, Konkuk University, Korea

^bDepartment of Mechanical Engineering, Konkuk University, Korea

*Corresponding author. E-mail: yangna@konkuk.ac.kr

ABSTRACT

Large eddy simulation was performed to investigate the effect of linearly increasing wall disturbance on the modification of turbulent characteristics of temperature field in the vicinity of the wall. It was noted that temperature variance increased monotonically whereas temperature dissipation decreased significantly, resulting in a noticeable reduction in both time and length-scales. A sudden drop in turbulent Prandtl number down to around 0.25 in the near-wall region indicated that the similarity between velocity and temperature fields decreases near the wall as a result of linear wall disturbance.

초 록

난류 경계층이 형성되어 있는 채널 벽면에 주유동방향을 따라 선형적으로 증가하는 수직방향의 운동량 교란을 도입한 후 발생하는 난류 온도장의 특성 변화를 LES 기법을 사용하여 분석하여 보았다. 벽면교란이 부과된 후, temperature variance의 국부 최대값은 점진적으로 증가하나, 온도 소산량은 급격히 줄어들게 되면서 온도장의 시간스케일 및 Taylor micro length로 판단한 길이스케일이 모두 감소하는 것을 확인하였다. 또한 난류 Prandtl수가 벽면 근방에서 0.25정도까지 급격히 감소되었는데, 이는 벽면에 작용된 운동량 교란에 대한 속도장 및 온도장의 역학적 반응이 전반적으로 다르다는 것을 의미하며, 따라서 속도장과 온도장의 상사성이 급격히 감소된다는 것을 알 수 있었다.

Key Words: Wall Disturbance(벽면교란), LES(대와류모사), Turbulent Temperature Field(난류 온도장), Length-scale(길이스케일), Time-scale(시간스케일)

ϵ_θ : temperature dissipation
 k_θ : variance of temperature fluctuations
 τ_θ : characteristic time-scale of temperature field, k_θ/ϵ_θ

1. 서 론

난류 유동이 관련되어 있는 다양한 공학적 응용문제에서 난류 온도장에 대한 정확한 예측기법의 확립은 매우 중요한 의미를 갖는다. 특히 연소 과정이 포함되어 있거나, 압축성 효과가 큰 경우에는, 온도장 예측의 정확성 여부가 유동장 해석의 정밀도에 무시할 수 없는 영향을 주게 된다. 널리 사용되고 있는 RANS (Reynolds averaged Navier Stokes) 기반의 접근방법 중의 하나는, 난류확산계수가 난류점성계수에 비례한다는 상사성을 이용하여 난류 Prandtl수를 가정함으로써 온도장을 해석하는 것이다. 운동량 전달 (momentum transport) 문제를 기술하는 과정에서 난류 운동에너지 (k) 및 소산량 (ϵ) 정보를 사용하는 모델링 기법[1-3]과 유사하게, 난류 Prandtl수의 예측에는 흔히 temperature variance (k_θ) 및 온도 소산량 (ϵ_θ)이 필요하게 되므로, 열전달 문제를 다룬 많은 단순채널에 관한 연구들[4-12] 이외에도 다양한 형태의 난류 유동 상황에서 위 물리량들에 대한 정보를 검토하는 것은 중요하다고 하겠다.

유동장 및 온도장 내에 존재하는 Kolmogorov 스케일까지 모두 해상하기 위한 직접수치모사 (DNS)의 경우, 별도의 모델링이 필요하지 않기 때문에 매우 정확하면서도 자세한 난류유동 및 온도장 정보를 확보할 수 있다는 장점이 있지만 Reynolds수가 상대적으로 큰 유동의 해석에는 방대한 계산 비용이 요구된다는 제한이 발생하게 된다. 반면, 큰 길이스케일의 특성을 갖는 유동요소는 직접 해상을 하면서, 유동의 종류에 관계없이 보편적인 특성을 갖고 있다고 알려진 작은 길이스케일의 특성을 갖는 유동의 기여도는 모델링에 의존하여 보상하는 대와류모사 (LES) 기법은 상대적으로 높은 Reynolds수를 갖는 유

동에 적용될 잠재력이 있다고 하겠다. 이와 같이 Reynolds수가 높은 현실적인 공학문제를 해결하는데 이점이 있음에도 불구하고, 난류 온도장의 해석에 적용될 LES모델에 대한 연구가 아직 충분히 이루어지지 않고 상황이어서, 난류 Prandtl수가 일정한 값을 갖는다는 가정을 사용하여 문제를 해결하는 기법이 아직도 많이 사용되고 있는 현실이다.

학계에 보고된 DNS를 통한 단순 경계층 내의 난류 온도장 해석 결과들[4-12]을 검토하여 보면, 평균온도분포는 온도 벽법칙 (law of the wall for temperature)을 잘 만족하며, 벽면근처에서 temperature variance, 온도 소산량 및 속도와 온도의 상관도 (correlation)에 대한 Prandtl수의 영향이 상당히 크다는 것을 알 수 있는데, Prandtl수가 0.2 이상의 경우, 난류 Prandtl수는 벽면 근처에서 대략적으로 1 근처의 값을 갖는다는 것이 알려져 있다. Prandtl수의 크기에 따라 점성-관성 영역 (viscous-convective range) 및 점성-확산 영역 (viscous-diffusive range)의 존재 유무[13] 여부가 변하기 때문에 벽면에서의 다양한 극한 거동 (limiting behavior)들도 Prandtl수의 영향을 받는다는 것[8,10]을 확인할 수 있다.

본 연구에서와 같이, Prandtl수를 1로 고정하여 Prandtl수의 영향을 배제한 후, 벽면으로부터 유동교란을 도입함으로써 복잡한 형태의 전단층이 형성되는 경우, 위에 기술한 여러 가지 난류량들이 벽면 근처에서 상당히 변화된 양상을 보일 것으로 생각된다. 많은 공학적 응용문제에서는 단순 채널유동의 경우와는 다르게 여러 종류의 전단층들이 복합적으로 발달할 수 있으며, 또한 이 전단층들이 외부에서 주어지는 다양한 형태의 유동 교란과 상호작용을 하게 되는 경우가 발생하므로, 이와 같이 형성된 복잡한 유동의 경우에도 잘 적용될 수 있는 온도장 예측모델을 개선하기 위해서는 벽면 근처에서의 온도장의 특성 변화를 살펴보고 여러 가지 물리량들을 분석할 필요가 있다고 하겠다.

본 연구의 주요 목적 중의 하나는, 벽면에서 수직방향으로의 운동량 교란을 도입함으로써 단순채널보다는 상대적으로 복잡한 형태의 교란된

전단층을 유도한 후, 벽면 근처에서 일어나는 난류 온도장의 난류량 및 스케일 특성의 변화를 살펴보는 것이다. 해석 결과의 현실성을 높이기 위해서 Reynolds수가 비교적 높은 경우 (22,500)를 고려하였으며, 이를 위해 대와류모사 기법을 채택하였다. 또한 온도장이 수동스칼라 (passive scalar)로 기술될 수 있다고 가정하여 밀도의 변화는 고려하지 않았다. 앞서 언급한 바와 같이, 스칼라장에 적용될 LES모델에 대한 연구는 유동장에 비해 아직 많이 부족한 상황이라고 할 수 있는데, 단순채널유동에서 비교적 우수한 성능을 보였다고 보고된 동적혼성모델 (dynamic mixed model, DMM)[14-16]을 사용하여 난류 온도장의 분석을 시도하였다.

벽면에서 주어진 운동량 교란은 벽면을 따라서 injection을 부과함으로써 구현하였는데, 그 속도의 크기가 선형적으로 증가하도록 하였다. 로켓 모터 내부의 유동을 모사한 수치해석적 연구결과들[17-20]을 살펴보면, 벽면에서 발생하는 연료기화 과정을 흔히 transpired 채널 (또는 injection-driven 채널)로 이상화하였는데 벽면에서의 injection 속도를 일정하게 주거나 [17-19] 또는 주유동방향으로 조금씩 변화한다는 가정 [20]이 사용되었다. 따라서 본 연구에서 사용된 경계조건도 이들 연구에서 사용된 방법과 매우 유사하므로, 로켓 모터 내부에서 발생하는 벽면 근처 유동의 거동을 이해하는데 이용될 수 있는 기초 연구의 성격을 갖는다고 하겠다.

2. 수치해석 기법

2.1 계산 영역 및 유동조건

본 연구에 사용된 채널 내부 유동 해석을 위한 계산영역이 Fig. 1에 기술되어 있다. 이는 선행연구[21-23]에서 사용된 것과 같은 형상인데, 곡률효과를 배제한 상태에서 난류경계층과 벽면 교란의 상호작용을 살펴보기 위해 두 가지 세부 영역으로 구성되어 있다. 즉, 위, 아래 벽면에 교란이 존재하지 않는 상태에서 단순채널유동의 결과를 확보할 수 있는 보조 계산 영역

($0 < x/h < 13$)과 선형적으로 증가하는 분출 (blowing) 속도를 벽면에 작용시킴으로써 교란된 전단층이 존재하는 주 계산 영역 ($13 < x/h < 26$)으로 이루어져 있다.

보조 계산 영역은 교란되지 않은 온도장의 결과를 제공할 뿐 만 아니라, 주 계산영역의 입구에 도입될 난류를 만들어 내는 역할을 동시에 하게 된다. 난류입구 조건을 생성하는데 널리 사용되고 있는 Lund et. al[24]의 방법에서는 계산 영역의 출구에서 미리 선택한 속도에 관한 선형적인 식을 사용하여 re-scaling한 후 이를 입구에 제공하는 주기조건을 도입함으로써 시간적으로 발달된 (time evolving) 경계층 형태의 난류를 생성해 내는데, 본 연구의 보조 계산영역에서는 완전발달된 채널유동을 다루고 있으므로, re-scaling 과정 없이 단순히 입출구 방향으로 주기경계조건을 사용함으로써 완전발달된 난류 상황을 모사해 낸다. 이와 같은 방법으로 난류 유동 및 온도장을 생성한 후 이를 주 계산 영역의 입구에 지속적으로 제공하게 된다. Fig. 1에 보인 바와 같이 $x/h \approx 13$ 의 위치를 기점으로 하여 시작되는 벽면 수직방향의 분출속도 (blowing velocity)는 주유동방향으로 선형적으로 증가하도록 하였는데, 주 계산영역의 입구에서 U_b (보조 계산영역 입구에서 계산된 평균유동속도)의 1%, 출구에서 3%의 크기를 갖도록 하였는데 이는 하 이브리드 로켓 연소 실험[25]에서 얻은 값 (산화제 속도의 대략 4% 정도)를 참조하여 결정되었다.

Fig. 1 Numerical geometry.

온도장의 계산을 위해서는 위, 아래 벽면에 대한 온도 경계조건이 필요한데, 계산의 편의를 위해 시간 및 위치에 관계없이 위, 아래 벽면이 각각 서로 다른 일정한 온도로 유지된다는 경계조건을 주는 기법[5,9]을 채택하였다. 이와 같은 형태의 경계조건의 경우, 채널 벽면에서 일정한 열유속 경계조건을 사용한 연구들[4,6,7]이나 지배방정식에 추가의 보정항을 첨가한 후 위, 아래 벽면이 같은 온도로 유지되도록 한 연구[8] 비해 계산 수행의 편의성이 높다는 장점이 있다. 경계조건에 따라, 벽면 근처의 극한거동이 달라질 수 있다는 것[12]이 알려져 있으므로 다루는 문제의 특성에 맞는 경계조건의 선택에 주의가 필요하다. 본 연구에서는 온도장이 수동 스칼라로 기술된다고 가정하였으므로, 위, 아래벽면 간의 온도차만이 실제적으로 중요한 물리량이 되므로, 계산의 편의를 위해 위 벽면을 T_w 로, 아래 벽면을 $-T_w$ 로 일정하게 유지시킴으로써 위 벽면을 통해서 들어온 평균 열전달량이 아래벽면을 통해 제거되는 열전달 환경[5,9] 하에서 연구를 수행하였다.

주 계산영역의 출구에서는 속도 및 온도장에 모두 convective boundary condition을 사용함으로써 계산영역 내에서 생성된 난류구조들이 출구를 통해 빠져나갈 때 발생하는 비틀림 또는 영역 내로의 반사를 최소화하였다. 주유동방향에 수직인 횡방향 (z-방향)으로는 주기조건 (periodic boundary condition)을 사용함으로써 양쪽 경계면에서 벽면효과가 발생되지 않도록 하였다.

비슷한 형상에서 수행된 물리적 실험[25]을 기반으로 본 전산해석 연구가 시작되었기 때문에 Reynolds수 (여기서, Reynolds수는 채널의 높이의 1/2인 h 와 보조 영역 입구에서의 평균유속 U_b 로 정의됨)는 실험에서와 같이 22,500으로 하였다. 이를 벽면마찰속도 (friction velocity), u_τ 를 기준으로 한 값으로 환산하면 대략 $Re_\tau = 1,100$ 에 해당한다. 선행연구[22]를 통해서 반복적으로 해상도를 점검하여 최종적으로 $1025 \times 193 \times 513$ 격자계 ($\approx 101 \times 10^6$ 격자점)가 구성되었는데, 이는 대략 주유동방향으로 $\Delta x^+ \approx$

28.4, 벽면의 수직방향으로는 $\Delta y_{\min}^+ \approx 0.075$, $\Delta y_{\max}^+ \approx 18.3$, 주유동의 횡방향으로 $\Delta z^+ \approx 14.2$ 정도의 해상도를 준다. 유동장에 존재하는 가장 큰 유동스케일을 기준으로 살펴본 계산영역의 크기 및 격자해상도에 관한 정당성은 선행연구[22]에 기술되어 있다.

각종 변수들의 평균값은 시간 및 균질방향 (homogeneous direction)으로 평균함으로써 얻어졌는데, 난류 유동이 충분히 발달했다고 판단된 이후부터 대략 19.2 정도의 무차원화된 시간 ($t_{ave} U_b / h$) 동안 축적된 데이터를 사용하여 계산되었다.

2.2 지배방정식 및 동적혼성모델

본 연구에서 열전달을 일으키는 구동 역할을 하는 위, 아래 벽면에 주어진 온도의 차가 크지 않아서 온도의 변화로 발생하는 밀도의 변화가 무시될 수 있다고 가정하면, 온도장은 수동스칼라로 근사될 수 있다[6,8-11,19]. 이와 같은 가정은 부력 (buoyancy)의 효과를 배제한 상태에서 오직 벽면 교란에 의해 변화되는 난류온도장의 특성을 살펴보는데 유익하다고 하겠다. 지배방정식은 다음과 같이 격자필터링이 수행된 연속방정식, Navier-Stokes 방정식 및 에너지 방정식으로 구성된다.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu \bar{S}_{ij} - \tau_{ij}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{T} \bar{u}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - q_j) \quad (3)$$

여기서, 변수 위에 표시된 bar는 그 변수가 격자필터링 (grid filtering) 되었다는 것을 의미한다. 위 지배방정식이 수학적으로 닫힌 시스템이 되기 위해서는 다음과 같이 정의되는 잔류 응력텐서 (residual stress tensor) τ_{ij} 및 잔류 열유속벡

터(residual heat flux vector) q_j 에 대한 LES모델이 제공되어야 한다.

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j} \quad (4)$$

$$q_j = \overline{T u_j} - \overline{T} \overline{u_j} \quad (5)$$

학계에 널리 사용되고 있는 동적 Smagorinsky 모델 (DSM)[26]은 다양한 종류의 유동에 성공적으로 적용[26-28]되어 그 효용성이 잘 알려져 있다. 그러나, 모델을 개선함으로써 향상된 정확도를 얻기 위한 다양한 연구들이 진행되어 오고 있는데, 이와 같은 노력 중에서 스케일 상사(scale similarity) 개념을 사용하여, 난류 응력텐서의 주방향 (principal axes)이 변형률텐서(strain tensor)의 그것과 일치한다는 가정의 도입이 필요 없는 동적혼성모델[14] (dynamic mixed model)이 그 안정성 및 정확성 측면에서 DSM에 비해 개선된 결과를 보인다는 것이 보고되고 있다[14-16,29-31]. 본 연구에서 사용된 것과 같은 형상 내에서 벽면에 일정한 크기의 교란값을 주는 경계조건을 사용한 직접수치모사(DNS) 결과[19]를 검토해 보면 경계조건의 상이점에도 불구하고 평균온도분포, 시간스케일 분포 및 유동특성 등 정성적 경향이 본 연구와 매우 유사한 것을 알 수 있었다. 따라서 동적혼성모델이 본 연구의 유동 및 온도장을 기술하는데 적합하다고 판단되었다. 동적혼성모델을 이용하여 잔류 응력텐서 및 열유속벡터를 다음과 같이 처리하였다.

$$\tau_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} \tau_{kk} = -2\nu_t \overline{S_{ij}} + (L_{ij}^m - \frac{\delta_{ij}}{3} L_{kk}^m) \quad (6)$$

$$\nu_t = C_s \overline{\Delta}^2 \overline{S} \quad (7)$$

$$L_{ij}^m = \overline{\overline{u_i u_j}} - \overline{\overline{u_i}} \overline{\overline{u_j}} \quad (8)$$

Eq. 6을 살펴보면, 우변의 첫 번째 항은 모델링이 필요한 난류 점성계수 (eddy viscosity), ν_t

를 포함하고 있으며, 두 번째 항은 해상된 유동장의 정보를 사용하여 직접 계산해 낼 수 있는 수정된 Leonard항이 된다. Eq. 7에 나타나 있는 바와 같이 ν_t 의 모델링을 위해서는 모델계수 C_s 를 위치 및 시간의 함수로 결정해야 하며, 이 과정에서 동적혼성모델[14]이 사용되었다.

$$q_j = -\alpha_t \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} + F_j^m \quad (9)$$

$$\alpha_t = C_T \overline{\Delta}^2 \overline{S} \quad (10)$$

$$F_j^m = \overline{\overline{T}} \overline{\overline{u_j}} - \overline{\overline{T}} \overline{\overline{u_j}} \quad (11)$$

잔류 열유속벡터도 동적혼성모델 관련 선행연구[29,30]에서와 같이 유동장과 유사한 방법으로 처리되었다. 위 Eq. 9의 우변의 첫 번째 항은 모델링이 필요한 난류 확산계수 (eddy diffusivity), α_t 를 포함하고 있으며, 두 번째 항은 해상된 유동 및 온도장 정보를 사용하여 직접 계산해 낼 수 있는데, 이는 마치 Eq. 6에 있는 Leonard항과 같은 역할을 하고 있다고 볼 수 있다. 따라서, Eq. 7과 Eq. 10의 상사성을 고려하여 온도장을 구하게 된다. 박스필터(box filter)를 사용한 물리적 공간에서의 유한차분 해석에 적용된 수치해석 기법은 Lee & Na[22]에 기술되어 있다.

속도장 및 온도장을 기술하는 필터링된 비압축성 지배방정식은 준내재적(semi implicit) 방법을 사용하여 시간 상에서 적분함으로써 시간 간격(time step)에 대한 제약을 완화하였으며[19,22], 점성항에는 2차 정확도를 갖는 Crank-Nicolson법, 관성항에는 3차 정확도를 갖는 3차 low storage Runge-Kutta 법이 각각 사용되었다. 모든 공간상의 차분은 2차의 정확도를 갖는 중심차분법이 사용되었고 학계에 널리 알려져 있는 수동스칼라 장에서의 수치적 불안정성을 피하기 위해서, 학계에 그 효용성이 널리 알려진 바와 같이 에너지 방정식의 관성항에 QUICK 기법[32]을 사용하였다.

Fig. 2 Contours in a plane very close to the wall. (a) streamwise velocity fluctuation; (b) temperature fluctuation.

3. 해석 결과

3.1 순간 유동장 및 온도장

계산영역의 전반부 ($0 < x/h < 13$)에서는 위, 아래 벽면을 통한 운동량 교환이 주어지지 않기 때문에, 이는 단순채널 유동의 경우에 해당하며 따라서, 이 지역에서의 결과는 난류 유동의 일반적인 특징인 streaky 구조가 벽면 근처에 존재하는 것을 보여주게 된다. 난류구조들은 생성-발달-소멸과 같은 일련의 과정을 거치면서 변화해 가게 되는데, 이들의 존재로 인해 온도장도 비슷한 기하학적 양상을 나타내게 된다.

Fig. 2는 벽면 근처에 위치한 (x - z) 평면에서 검출한 주유동방향의 속도 및 온도장 섭동성분의 등고선을 보여주고 있다. 단순채널의 영역에서는 벽면 근방에서 두 변수의 상관도 (correlation) 값이 상당히 높으며, 이로 인해 온도장에서도 주유동 방향으로 늘어진 형태의 온도 패턴이 발생되고 있다는 것을 알 수 있다. 반면, 선형적으로 증가하는 벽면교란이 주어진 이후 ($13 < x/h < 26$)에는 벽면 근처에서 형성된 난류경계층이 벽면에 수직방향으로 부과된 운동량 교환과 상호작용을 하 등고선 패턴의 급격한 변화가 생긴다는 것을 알 수 있다.

Fig. 3(a)은 Zhou et al.[33]의 기법을 사용하여

Fig. 3 Iso-contours of instantaneous flow field. (a) turbulent vortices with velocity vector; (b) velocity magnitude; (c) vorticity component in y -direction.

검출한 난류구조 (coherent structure)의 3차원 등고선 패턴을 보여주고 있다. 벽면에서 수직방향의 운동량이 부과되기 시작한 위치 이후의 영역에서 난류구조들의 발생이 더욱 많아진 것을 알 수 있는데, 확대된 그림을 살펴보면 많은 구조들이 더 큰 y 값을 갖는 위치에서도 발생되고 있다는 것을 알 수 있다.

한편 Fig. 3(b)에서는 벽면근처에 위치한 (x - z) 평면에서 검출한 속도의 절대값 등고선 패턴이 나타나 있는데, 벽면에서 주입 (injection) 형태의 교란이 발생함에 따라 벽면에 수직인 속도 성분의 섭동 (fluctuation)이 상당히 증가되었음을 보여준다. 이와 같은 사실은 Fig. 3(a)에 기술된 난류구조들이 벽면으로부터 더 먼 위치에서도 생성되는 것과 관련이 있다고 생각되는데, 상당히 증가된 y -방향의 와도 (vorticity) 성분 (Fig. 3(c))도 벽면교란에 의한 직접적인 영향이라고 판단된다. 즉, 벽면에서 형성된 난류 경계층이 벽면 injection의 작용에 의해 위로 들어 올리지면서 원래 존재하던 경계층보다 더 넓은 두께를 갖는 일종의 혼합층 (mixing layer)과 유사한 교란된 전단층이 생성되는 것으로 판단되는데, 이 전단층의 강도가 벽면에 원래 형성되어 있던 경계층에 비해 증가되면서 대량의 난류 구조들이 발생될 수 있는 환경이 형성되는 것으로 생각된다.

3.2 평균 유동장 및 온도장

위치에 따라 변화하는 주유동방향 속도 및 온도장의 평균값을 검출하여 보았다. Fig. 4는 주유동방향의 평균속도의 크기 및 형태가 위치에 따라 지속적으로 변화되고 있는것을 보여주고 있는데, 벽면교란을 통해 유입된 유동으로 인해 평균속도가 점진적으로 증가하게 된다. 이 그림에서, $x/h=9.1$ 의 위치에서는 벽면교란이 없기 때문에 단순채널 유동에서 흔히 볼 수 있는 평균속도분포가 발생하는 것을 알 수 있다. 그러나, 벽면교란이 주어진 $x/h=13$ 의 위치 이후에 검출된 속도분포를 살펴보면, 벽면에서의 속도 구배값 (또는 벽면 마찰계수, c_f)이 지속적으로 감소되고 있으나, 벽에서 떨어진 지역에서는 오히려 구배값이 증가된다는 것을 파악할 수 있다.

Fig. 4 Mean velocity variations of streamwise component.

Fig. 5 Mean temperature variations.

벽에서 떨어진 지역에서도 높은 속도의 구배값을 보여준다는 사실은 앞서 순간 유동장에서 언급되었던 두꺼운 전단층의 발생과 연관되어 있다고 생각된다.

Fig. 4에 보여진 유동 양상의 변화에 따라 벽면에서의 온도구배도 함께 감소한다는 것이 Fig. 5에 나타나 있다. 따라서, 벽면교란이 injection의 형태로 주어진 지역에서는 벽면 온도구배와 직접적으로 관련되어 있는 전도 모드에 의한 열전달 양이 급격히 감소하게 될 것으로 예측된다. 그러나, 속도장에서와 마찬가지로 벽면에서 떨어진 지역에서의 온도장의 구배는 벽면에서 주어진 교란의 영향을 받아 상당히 증가하게 된다.

3.3 온도장의 스케일 특성

벽면에서 발생된 운동량 교란의 직접적인 작

용에 의해 넓은 지역에 걸쳐 교란된 전단층이 형성되므로, 이 지역에서는 속도 및 온도의 구배가 증가하게 된다. 특히 온도구배의 증가로 인해 온도 섭동량 (temperature fluctuation)의 국부적 최대값이 발생하는 위치가 벽면으로부터 점차로 멀어질 뿐 만 아니라 그 크기도 점진적인 증가를 보이게 된다. 이와 같은 양상은 온도 섭동량 (temperature fluctuation)의 variance, $k_\theta = \theta^2/2$ 의 분포변화를 통해 확인할 수 있다 (Fig. 6). 즉, 벽면교란이 존재하지 않는 경우, k_θ 의 국부 최대값은 벽면에 매우 근접한 위치에서 발생하게 되나, 벽면교란이 작용된 이후에는, 국부 최대값 발생 위치가 벽면으로부터 점차 멀어지게 되는 것을 알 수 있다.

벽면에서 일정한 열유속 경계조건을 사용한 연구[4,6,7]에서는 전형적인 경계층 형태의 온도 분포 (즉, Fig. 4의 $x/h = 9.1$ 위치에서의 얻어진 평균속도의 형태와 매우 흡사함)를 얻게 되므로, 채널의 중심부로 다가 갈수록 온도구배 및 온도 섭동량 또는 k_θ 값이 점진적으로 감소하게 된다. 그러나, 본 연구에서와 같이 위, 아래 벽면에 서로 다른 일정한 온도를 이용한 경계조건을 사용하는 경우에는 Lyonds et al.[5]의 결과에서 볼 수 있듯이 채널 중심부에서도 온도구배가 상당히 크기 때문에 벽면교란의 여부에 상관없이 온도 섭동량 및 이를 제곱하여 얻은 분산값인 k_θ 가 채널 중심부에서 오히려 증가하게 된다.

온도장에 대한 벽면교란의 효과는 벽면 근방의 온도 소산량, $\epsilon_\theta = \frac{1}{Pr} [(\frac{\partial T'}{\partial x})^2 + (\frac{\partial T'}{\partial y})^2 + (\frac{\partial T'}{\partial z})^2]$ 분포에도 큰 영향을 준다는 것이 Fig. 7에 의해 확인되었다. 즉 교란에 의한 벽면 온도구배의 급격한 감소는 $(\frac{\partial T'}{\partial y})^2$ 항의 감소로 이어지면서 ϵ_θ 값을 크게 낮추게 되는 것으로 판단된다. 온도장에 대한 벽면교란의 효과는 벽면 근방의 온도 소산량, $\epsilon_\theta = \frac{1}{Pr} [(\frac{\partial T'}{\partial x})^2 + (\frac{\partial T'}{\partial y})^2 + (\frac{\partial T'}{\partial z})^2]$ 분포에도 큰 영향을 준다는 것이 Fig. 7에 의해 확인되었다. 즉 교란에 의한 벽면 온도구배의 급격한

Fig. 6 Profiles of temperature fluctuation variance.

Fig. 7 Profiles of temperature dissipation.

감소는 $(\frac{\partial T'}{\partial y})^2$ 항의 감소로 이어지면서 ϵ_θ 값을 크게 낮추게 되는 것으로 판단된다.

Fig. 6, 7에 보인 바와 같이 벽면교란에 의해 k_θ 및 ϵ_θ 값의 거동이 상당히 변화되면서 온도장이 갖는 시간 및 길이스케일의 특성도 단순채널 유동의 경우에 비해 상당히 변화될 것으로 예측된다. 이를 알아보기 위해서, RANS기반의 기법에서 흔히 사용되고 있는 시간 및 길이스케일을 정의하는 방법을 사용하여 온도장의 특성을 검출하여 보았다. 즉, 특성시간스케일, τ_θ 는

$$\tau_\theta = k_\theta / \epsilon_\theta \quad (12)$$

로 정의하였으며, 난류에너지 및 소산량을 사용하여 정의하는 Taylor micro-scale과 유사하게

온도장의 micro-scale, λ_θ 를 다음과 같이 정의하였다.

$$\lambda_\theta = \sqrt[2]{\frac{1}{Pr} k_\theta / \epsilon_\theta} \quad (13)$$

Fig. 8에 나와 있는 온도장의 시간스케일, τ_θ 의 거동을 살펴보면, $y/h=0.3$ 의 위치를 기준으로, 벽면교란에 의해서 τ_θ 가 많게는 40%이상 줄어든 것을 알 수 있다. 또한 벽면교란에 의해 온도장의 micro-scale의 감소가 $y/h > 0.03$ 의 지역에서 전반적으로 일어나고 있는 것을 확인할 수 있다.

Fig. 2(b)에서 파악된 바와 같이, 벽면교란은 난류 구조의 형태 변화에 직접적인 영향을 미치게 되는데, 벽면교란이 없는 $0 < x/h < 13$ 의 지역에서 관찰되는 주유동방향으로 길게 늘어져 보이는 유동패턴이 벽면교란이 부과된 ($13 < x/h < 26$) 지역에서는 상당히 변경되게 된다. 즉, 이 지역에서는 마치 난류구조의 주유동방향의 길이가 줄어든 것과 같은 등고선 형태를 보여주게 되는데, 이와 같은 유동 패턴의 변화는 앞서 고찰한 온도장의 시간 및 길이스케일의 감소와 관련이 있다고 보인다. 그러나, Fig. 3(a)를 살펴보면 벽면교란 이후 발생한 난류구조들의 길이가 급격히 줄어들었다기보다는 수평벽면과 이루는 각도가 증가된 것이 더 중요한 특징이라고 볼 수 있다. 따라서, (x, y, z) 좌표계가 아닌, 난류구조들에 내재된 (embedded) 좌표계를 사용하여 스케일관련 물리량들을 검출하는 것도 중요할 수 있다고 판단된다.

비정상상태의 전산해석을 수행하는 경우, Fig. 8, 9에 보여진 결과는 벽면교란에 의해 격자해상도 및 시간간격에 대한 요구조건이 더욱 엄격해진다는 것을 의미한다. 즉, Fig. 5에 나타난 바와 같이, 일반적인 단순 경계층 유동의 경우에는 온도구배가 상대적으로 큰 벽면 근처에 격자를 집중적으로 배치하는 것이 효율적이지만, 본 연구에서와 같이 벽면에서 떨어진 넓은 지역에 전단층이 발생하면 이 지역에서도 변수값의 구배를 정확히 해상하기 위한 공간상의 격자분포가 필요하게 된다.

Fig. 8 Time scale of temperature field in the vicinity of the wall in wall unit.

Fig. 9 Length scale of temperature field in the vicinity of the wall in wall unit.

Fig. 10 Variation of turbulent Prandtl number.

본 연구에서는 난류 Prandtl수가 일정하다는 가정을 도입한 해석을 수행하지 않고 직접 온도장을 얻었으므로 벽면 근처에서 변화된 난류 Prandtl수의 거동을 파악해 볼 수 있다. Fig. 10

에 보면, 단순채널유동의 경우 ($x/h=9.1$ 에 해당하는 위치), $y/h < 0.3$ 의 지역에서는 난류 Prandtl수가 대략적으로 1 근처의 값을 가지며 위치에 따른 변화가 상대적으로 크지 않다는 것을 알 수 있는데, 이는 DNS를 사용하여 얻은 채널유동의 결과와 매우 흡사하다[11,34]. 반면, 벽면교란이 있는 지역 ($13 < x/h < 26$)에서는 난류 Prandtl수가 감소하게 되는데, 특히 벽에 매우 가까운 지역에서의 급격한 감소가 두드러지게 된다. 이와 같은 난류 Prandtl수의 급작스런 감소는 벽면교란의 영향으로 주유동방향의 속도와 온도장의 상관도 (correlation)가 급격히 떨어진 것을 의미한다.

4. 결 론

선형적으로 증가하는 운동량 교란을 완전발달된 난류 채널유동의 벽면에 부과한 후 벽면 근처에서 발생하는 난류온도장의 특성변화에 대해서 살펴보았다. LES기법을 사용하여 유동장 및 온도장 해석을 수행하였는데, 스케일 상사개념을 바탕으로 개발된 동적혼성모델 (dynamic mixed model)을 사용하였다.

벽면교란이 injection형태로 주어졌기 때문에 벽면 위에 형성된 난류 경계층은 주유동에 수직되는 방향으로 운동량 교란을 받게 되어, 혼합층형태의 교란된 전단층이 벽면으로부터 상당히 떨어진 지역까지 발생하게 된 것을 확인하였다. 이로 인해 단순 경계층 유동에 비해 상대적으로 강도가 높은 난류구조들이 넓은 지역에서 발생하게 되는데, 이 과정에서 유동장과 온도장의 상관도가 변화하게 된 것을 알 수 있었다.

온도구배가 벽면에서 급격히 줄어들면서 벽면 근방에서 발생하던 온도 소산량, ϵ_θ 의 국부 최대값이 상당히 감소하게 된다. 반면, 벽면에서 떨어진 지역에서도 온도구배가 발생되어, 온도 variance, k_θ 가 상당히 증가하게 된다. 따라서, k_θ 및 ϵ_θ 의 정보를 사용하여 정의한 난류온도장의 시간 및 길이스케일의 특성이 변화하게 되는데, 벽면교란 효과에 의해 위 두 물리량이 상당히

히 감소되는 것을 확인하였다. 본 연구에서는 이와 같은 감소가 난류구조들이 수평면과 이루는 각도가 증가되면서 발생할 수 있다는 단순하더라도 정성적인 예측을 하였으나, 스케일의 변화를 난류구조의 기구학적 특성의 변화에 정량적으로 정확하게 연관시키기 위해서는 앞으로 더 많은 연구가 필요할 것이다.

벽면교란은 고체로켓 모터의 벽면에서 발생하는 연료의 기화과정을 근사할 수 있으므로, 본 기초연구는 기화과정이 야기한 난류구조의 기구학적 변화와 이로 인해 발생된 온도장의 특성의 변화를 제공함으로써, 모터 내부의 온도장 문제 해석을 위한 RANS 기법이 일반 채널에서의 유동과는 다른 전략을 필요로 한다는 것을 암시한다고 볼 수 있다. 즉, RANS기법이 요구하는 온도장의 시간스케일 및 길이스케일에 대한 정보를 제공함으로써 해석기법의 정확도를 개선하는데 이용될 수 있을 것으로 판단된다.

벽면 근처에서 급격히 줄어드는 난류 Prandtl수의 거동은 벽면교란으로 인해 발생된 난류점성계수 및 난류확산계수의 변화비율이 서로 달랐다는 것을 의미하는데, 이와 같은 결과를 어떻게 온도장 해석기법에 반영할 것인지에 대한 전략을 확립하는 것은 추후 연구가 될 것이다.

후 기

본 연구는 한국연구재단을 통해 교육과학기술부의 우주기초원천기술개발 사업(NSL, National Space Lab)으로부터 지원 받아 수행되었습니다 (2011-0020837).

References

1. Launder, B.E., *Heat and Mass Transport in Turbulence*, Springer, Berlin, pp. 231-242, 1978.
2. Nagano, Y. and Kim, C., "A Two-equation Model for Heat Transport in Wall Turbulence

- Shear Flow," *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 100, pp. 583-589, 1988.
3. Youssef, M.S., Nagano, Y. and Tagawa, M., "A Two-equation Heat Transfer Model for Predicting Turbulent Thermal Fields under Arbitrary Wall Thermal Conditions," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 35, No. 1, pp. 3095-3104, 1992.
 4. Kim, J. and Moin, P., "Transport of Passive Scalars in a Turbulent Channel Flow," *Turbulent Shear Flow*, Vol. 6, pp. 85-96, 1989.
 5. Lyons, S.L., Hanratty, T.J. and McLaughlin, J.B., "Large-scale Computer Simulation of Fully Developed Turbulent Channel Flow with Heat Transfer," *International Journal of Numerical Methods in Fluids*, Vol. 13, pp. 999-1028, 1991.
 6. Kasagi, N., Tomita, Y. and Kuroda, A., "Direct Numerical Simulation of Passive Scalar Field in a Turbulent Channel Flow," *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 144, pp. 598-606, 1992.
 7. Kasagi, N. and Ohtsubo, Y., "Direct Numerical Simulation of Low Prandtl Number Thermal Field in a Turbulent Channel Flow," *Turbulent Shear Flow*, Vol. 8, pp. 97-119, 1993.
 8. Kawamura, H., Ohsaka, K., Abe, H. and Yamamoto, K., "DNS of Turbulent Heat Transfer in Channel Flow with Low to Medium-High Prandtl Number Fluid," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 19, pp. 482-491, 1998.
 9. Na, Y., Papavassiliou, D.V. and Hanratty, T., "Use of Direct Numerical Simulation to Study the Effect of Prandtl Number on Temperature Fields," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 20, pp. 187-195, 1999.
 10. Na, Y. and Hanratty, T.J., "Limiting Behavior of Turbulent Scalar Transport Close to a Wall," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 43, pp. 1749-1758, 2000.
 11. Kong, H., Choi, H. and Lee, J.S., "Direct Numerical Simulation of Turbulent Thermal Boundary Layers," *Physics of Fluids*, Vol. 12, No. 10, pp. 2555-2568, 2000.
 12. Tiselj, I., Bergant, R., Mavko, B., Bajsic, I. and Hetsroni, G., "DNS of Turbulent Heat Transfer in Channel Flow with Heat Conduction in the Solid Wall," *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 123, pp. 849-857, 2001.
 13. Tennekes, H. and Lumley, J.L., *A First Course in Turbulence*, The MIT Press, England, p. 286, 1972.
 14. Zang, Y., Street, R.L. and Koseff, J.R., "A Dynamic Mixed Subgrid-scale Model and its Application to Turbulent Recirculating Flows," *Physics of Fluids A*, Vol. 5, No. 12, pp. 3186-3196, 1993.
 15. Vreman, B., Geurts, B. and Kuerten, H., "On the Formulation of the Dynamic Mixed Subgrid-Scale Model," *Physics of Fluids*, Vol. 6, No. 12, pp. 4057-4059, 1994.
 16. Salvetti, M.V. and Banerjee, S., "A Priori Tests of a New Dynamic Subgrid-Scale Model for Finite Difference Large Eddy Simulations," *Physics of Fluids*, Vol. 7, No. 11, pp. 2831-2847, 1995.
 17. Dunlap, R., Blackner, A.M., Waugh, R.C., Brown, R.S. and Willoughby, P.G., "Internal Flow Field Studies in a Simulated Cylindrical Port Rocket Chamber," *Journal of Propulsion*, Vol. 6, No. 6, pp. 690-704, 1990.
 18. Apte, S. and Yang, V., "Unsteady Flow Evolution in Porous Chamber with Surface Mass Injection, Part 1: Free Oscillation," *AIAA Journal*, Vol. 39, No. 8, pp. 1577-1586, 2001.
 19. Na, Y., "Direct Numerical Simulation of Turbulent Scalar Field in a Channel with

- Wall Injection," *Numerical Heat Transfer*, Part A, Vol. 47, No. 2, pp. 165-181, 2005.
20. Staab, P.L. and Kassoy, D.R., "Three-dimensional Flow in a Cylinder with Sidewall Mass Addition," *Physics of Fluids*, Vol. 14, No. 9, pp. 3141-3159, 2002.
 21. Na, Y. and Lee, C., "LES for Turbulent Channel Flow with Blowing Velocity," *Journal of the Korean Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 35, No. 8, pp. 699-705, 2007.
 22. Lee, C. and Na, Y., "Large Eddy Simulation of Flow Development in Chamber with Surface Mass Injection," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 25, No. 1, pp. 51-59, 2009.
 23. Na, Y., "Analysis on Turbulent Scalar Fields in a Channel with Wall Injection using LES Technique," *Journal of the Korean Society of Propulsion Engineers*, Vol. 13, No. 2, pp. 54-63, 2009.
 24. Lund, T., Wu, X. and Squires, K.D., "Generation of Turbulent Inflow Data for Spatially Developing Boundary Layer Simulation," *Journal of Computational Physics*, Vol. 140, No. 2, pp. 233-258, 1998.
 25. Koo, W. and Lee, C., "The Visualization of Unstable Combustion in Hybrid Rocket," *Journal of the Korean Society of Propulsion Engineers*, Vol. 11, No. 4, pp. 46-51, 2007.
 26. Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W., "A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model," *Physics of Fluids A*, Vol. 3, pp. 1760-1765, 1991.
 27. Moin, P., Squires, K.D., Cabot, W. and Lee, S., "A Dynamic Subgrid-scale Model for Compressible Turbulence and Scalar Transport," *Physics of Fluids*, Vol. A3, pp. 2746, 1991.
 28. El-Hardy, N.M., Zang, T.A. and Piomelli, U., "Dynamic Subgrid-scale Modelling for High-speed Transitional Boundary Layers," *ASME FED*, Vol. 162, p. 103, 1993.
 29. Lee, G. and Na, Y., "On the Large Eddy Simulation of Temperature Field using Dynamic Mixed Model in a Turbulent Channel," *Transactions of the KSME B*, Vol. 28, No. 10, pp. 1255-1263, 2004.
 30. Na, Y., "On the Large Eddy Simulation of Scalar Transport with Prandtl Number up to 10 Using Dynamic Mixed Model," *Journal of Mechanical Science and Technology*, Vol. 19, No. 3, pp. 913-923, 2005.
 31. Bose, S.T. and Moin, P., "A Class of Dynamic Mixed Models for Explicitly Filtered LES," *Annual Research Briefs*, Center for Turbulence Research, 2010.
 32. Leonard, B.P., "A stable and Accurate Convective Modeling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 19, No. 1, pp. 59-98, 1979.
 33. Zhou, J., Meinhart, C.D., Balachandra, S. and Adrian, R.J., "Formation of Coherent Packets in Wall Turbulence," *Self-Sustaining Mechanisms of Wall Turbulence*, edited by R. L. Panton, Computational Mechanics Publications, Boston, MA, pp. 109-134, 1997.
 34. Kawamura, H., Abe, H. and Matsuo, Y., "DNS of Turbulent Heat Transfer in Channel Flow with respect to Reynolds and Prandtl Number Effects," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 20, pp. 196-207, 1999.