

유체의 물성치변화를 고려한 수직원형관내 고온기체유동에 관한 직접수치모사

배중헌* · 유정열† · 최해천** · 유종우***

(2004년 1월 16일 접수, 2004년 8월 25일 심사완료)

Direct Numerical Simulation of Strongly-Heated Internal Gas Flows with Large Variations of Fluid Properties

Joong Hun Bae, Jung Yul Yoo, Haecheon Choi and Jongwoo You

Key Words : DNS(직접수치모사), Property Variation(물성치변화), Turbulence Modification(난류구조 변화), Heat Transfer Impairment(열전달저하), Flow Acceleration(유동가속), Buoyancy Influences(부력효과)

Abstract

Direct numerical simulation (DNS) of strongly-heated air flows moving upward in a vertical tube has been conducted to investigate the effect of gas property variations on turbulence modification. Three heating conditions ($q_w^+ = 0.0045, 0.0035$ and 0.0018) are selected to reflect the experiment of Shehata and McEligot (1998) at the inlet bulk Reynolds numbers of 4300 and 6000. At these conditions, the flow inside the heated tube remains turbulent or undergoes a transition to *subturbulent* or *laminarizing* flow. Consequently, a significant impairment of heat transfer occurs due to the reduction of flow turbulence. The predictions of integral parameters and mean profiles such as velocity and temperature distributions are in excellent agreement with the experiment. The computed turbulence data indicate that a reduction of flow turbulence occurs mainly due to strong flow acceleration effects for strongly-heated internal gas flows. Thus, buoyancy influences are secondary but not negligible especially for *turbulent* flow at low heating condition. Digital flow visualization also shows that vortical structures rapidly decay as the heating increases.

기호설명

<p>A : 단면 면적</p> <p>c_p : 정압비열</p> <p>D : 관 지름</p> <p>G : 질량유속, \dot{m}/A</p> <p>g : 중력가속도</p> <p>H : 엔탈피</p>	<p>h : 무차원 엔탈피 또는 대류열전달 계수</p> <p>k : 열전도계수</p> <p>L : 관 길이</p> <p>\dot{m} : 유량</p> <p>P : 수력학적 압력</p> <p>P_0 : 열역학적 압력</p> <p>q_w : 벽면 열유속</p> <p>R : 관 반지름</p> <p>T : 온도</p> <p>U_m : 단면평균속도 또는 벌크속도</p> <p>u_r : 반경방향 속도성분</p> <p>u_θ : 원주방향 속도성분</p> <p>u_x : 축방향 속도성분</p>
<p>* 회원, 서울대학교 대학원 기계항공공학부</p> <p>† 책임저자, 회원, 서울대학교 기계항공공학부 E-mail : jyoo@snu.ac.kr TEL : (02)880-7112 FAX : (02)888-2968</p> <p>** 회원, 서울대학교 기계항공공학부 및 난류제어 연구단</p> <p>*** 회원, 포항산업과학연구원(RIST)</p>	<p style="text-align: center;">그리스 문자</p> <p>μ : 점성계수</p>

ν : 동점성계수, μ/ρ
 ρ : 밀도
 τ : 전단응력
 ω_x : 축방향 와도성분

무차원수

Gr_q : 그라스프수, $gR^4 q_w / (\nu^2 k T)$
 K_v : 유동가속계수, $(\nu/U_m^2)(dU_m/dx)$
 Nu : 누셀수, hD/k
 Pr : 프란틀수, $\mu c_p/k$
 Q^* : 무차원 열하중계수, $q_w R/k_i T_i$
 q_i^+ : 무차원 열유속, $q_w / (Gc_{pi} T_i)$
 Re : 레이놀즈수, GR/μ

하첨자

D : 관지름 기준
 i : 입구 또는 텐서 인덱스
 j, k : 텐서 인덱스
 m : 단면평균 또는 벌크
 0 : 입구
 w : 벽면

기호

$\bar{()}$, $\langle \rangle$: 시간평균
 $()'$: 섭동량

1. 서론

유체의 열물리학적 물성치변화를 고려한 고온기체유동 및 열전달문제는 기체냉각 원자로 및 원자력 동력기관 등으로의 응용과 관련하여 많은 연구의 필요성이 제기되어 왔다.⁽¹⁾ 일반적으로 유동장내 속도분포나 온도분포는 유체의 물성치변화에 따른 영향을 직접 받기 때문에, 위와 같은 고열집적 기체냉각시스템을 설계하는데 있어서 이를 고려한 난류열전달 해석은 필수적이다. 특히 온도증가에 따라 발생하는 기체의 밀도감소 효과는 관내 유동장의 유동가속 및 부력에 의한 자연대류 효과를 유발시킴으로써 초기 난류유동을 층류유동으로 역전이 시키는 역할을 하는 것으로 알려져 있으며,^(1,2) 결과적으로 기체로의 급격한 열전달저하와 함께 국부적으로 벽면온도의 과도한 증가현상을 초래한다. 때로는 이러한 벽면온도의 과도한 증가현상이 기체냉각 원자로의 경우 실질적인 운영상

의 문제점으로 대두되곤 한다. 따라서 어떤 조건에서 유체의 물성치변화에 의해 유동의 층류화 현상이 발생하는지 찾아내는 것도 매우 중요한 관심사 중의 하나이다.

유체의 물성치변화를 무시할 수 있는 상온기체의 경우에는 원형관내 유동장의 난류구조에 대한 연구⁽³⁾가 비교적 상세하게 수행되어 왔으나, 물성치변화를 무시할 수 없는 고온기체유동의 경우에는 실질적인 연구의 필요성이 존재함에도 불구하고 실험상의 제약 등으로 인해 그 동안 상대적으로 많이 진행되지 못하였다. 지금까지 발표된 연구결과를 살펴보면, 상당한 물성치변화를 수반하는 고온기체유동장에서 강제대류현상이 우월한 조건에 대한 관내 유체의 평균온도분포를 측정하기 위한 실험적 연구는 1975년 Perkins⁽⁴⁾에 의해 처음으로 수행되었으며, 이로부터 Perkins은 유체의 가열로 인한 물성치변화 정도에 따라 관내 유동을 난류(Turbulent) 유동, 준난류(Subturbulent) 유동 및 층류화(Laminarizing) 유동으로 구분하였다. 한편 이와 대응하는 유동장에 대한 평균속도분포는 Shehata와 McEligot⁽⁵⁾의 실험결과가 1998년에 발표되면서 비로소 알려지게 되었으며, 이 후 평균속도분포 및 온도분포에 대한 실험결과를 토대로 수치해석을 통한 연구가 병행되고 있다. 다만 아직까지 수치해석을 통한 연구는 고정물성치 유동에 대해 개발된 난류모델이나 또는 이를 적절히 변형시킨 소위 첨단 난류모델⁽⁶⁻¹⁰⁾을 이용한 연구가 주로 수행되고 있으나, 가변물성치 고온기체유동에 대한 난류통계량의 실험결과 부재는 이와 같은 연구의 진행에 큰 걸림돌이 되고 있다. 한편 직접수치모사(Direct Numerical Simulation, DNS)나 큰에디모사(Large Eddy Simulation, LES)와 같이 기존 난류모델의 한계를 극복할 수 있는 첨단 수치해석기법을 가변물성치 고온기체유동해석에 성공적으로 적용한 사례⁽¹¹⁾는 아직까지 매우 드문 실정이다.

따라서 본 연구에서는 이와 같은 상황을 고려하여 향후 가변물성치 고온기체유동 연구의 초석이 될 수 있는 난류통계량을 포함한 신뢰할 만한 벤치마킹용 데이터를 생성하기 위한 목적으로 DNS를 수행하였으며, 이를 위해 가변물성치 DNS 코드를 새로 개발하였다. 개발된 코드의 검증을 위해 Shehata와 McEligot^(5,12)의 실험조건을 대상으로 수직원형관내 고온기체유동장에 대한 DNS를 수행하였으며, 작동유체로 공기를 사용하였다. 또한 가열조건에 따른 관내 난류, 준난류 및 층류화 유동장에서의 유체의 물성치변화가 초래하는 난류구조 변화 및 이에 따른 열전달저하 원인을 연구하였고, 이를 통해 실험으로 측정하기 어려운 난류통계량

에 대한 데이터를 획득하였다.

2. 수치해석방법

2.1 지배방정식

유체의 열역학적 물성치(밀도, 온도, 엔탈피, 엔트로피 등) 및 전달계수(점성계수 및 열전도계수) 등 모든 물성치변화를 고려한 유동현상에 대한 지배방정식은 연속방정식, 압축성 Navier-Stokes 방정식 및 에너지방정식으로 주어진다. 그러나 본 연구의 대상처럼 벽면에서의 높은 열전달로 인해 유체의 밀도 및 물성치가 변하는 내부유동장은 보통 유동 마하수가 매우 낮은 특징을 갖고 있기 때문에 이를 기초로 적절한 가정을 통해 지배방정식을 간략화하는 것이 가능하다. 이는 매우 낮은 마하수를 갖는 유동장을 완전한 압축성 Navier-Stokes 방정식을 이용하여 수치해를 구할 때 발생할 수 있는 시간간격에 대한 제한을 완화시키기 위해 필요하다. 본 연구에서는 이러한 낮은 마하수 가정⁽¹³⁾을 통해 간략화된 지배방정식을 사용하였는데, 낮은 마하수 가정이란 일반적인 압축성 지배방정식에 내재되어 있는 음향학적 상호작용(Acoustic Interaction) 및 유체의 압축성 효과를 무시하였음을 의미한다. 이것을 달리 설명하면 마하수가 매우 낮은 유체 유동의 경우에는 유체의 열역학적 상태변수(밀도, 온도, 및 엔탈피 등), 특히 밀도의 압력에 대한 변화량은 무시할 수 있으며, 따라서 유체의 열역학적 상태변수는 온도와 시스템의 기저압력(Background Pressure)인 열역학적 압력(P_0)에 의해서만 결정되고 압력의 미소 변화량에 대해서는 무관함을 뜻한다. 이로부터 압력을 비압축성 유동해석에서와 같이 열역학적 압력(P_0)과 수력학적 압력(P)으로 구분해서 생각할 수 있게 된다. 또한 본 연구의 대상처럼 개방시스템의 경우에는 시스템의 기저압력인 열역학적 압력이 시간과 공간상으로 일정하다고 생각할 수 있기 때문에 압축성 에너지방정식에 나타나는 압력에 대한 물질미분항이 소거되며, 이로부터 압축성 에너지방정식에 대한 간략화가 가능해진다. 그리고 낮은 속도를 갖는 유체 유동의 경우에는 보통 유체의 마찰에 의한 점성소산 및 중력에 의한 일항 또한 상대적으로 매우 작기 때문에 에너지방정식에서 이를 추가로 무시할 수 있다. 다음은 위와 같은 낮은 마하수 가정을 통해 간략화된 Navier-Stokes 방정식을 각각의 해당 입구값 및 관의 반지름을 기준으로 무차원화하여 텐서표기법으로 나타낸 것이다.

연속방정식:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

운동량방정식:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{Gr_{r0}}{Re_0^2} \frac{1}{Q^*} \delta_{ii} \rho \quad (2)$$

에너지방정식:

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j h)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{Re_0 Pr_0} \frac{k}{c_p} \frac{\partial h}{\partial x_j} \right) \quad (3)$$

위 지배방정식에 나타난 각 방향 응력성분 및 무차원 엔탈피는 다음과 같이 주어진다.

$$\tau_{ij} = 2 \frac{\mu}{Re_0} \left(S_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (4)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

$$h = \frac{H - H_0}{(c_p T)_0} \quad (6)$$

유체의 열역학적 상태방정식과 물성치에 대한 관계식은 본 연구에서와 같이 공기를 작동유체로 사용할 경우 밀도는 이상기체 상태방정식으로부터 그리고 그 밖의 물성치는 다음과 같은 지수법칙(power law)으로부터 구해진다.⁽⁴⁾

밀도:

$$\frac{\rho}{\rho_{ref}} = \frac{P_0}{P_{ref}} \frac{T_{ref}}{T} \quad (7)$$

점성계수:

$$\frac{\mu}{\mu_{ref}} = \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^{0.67} \quad (8)$$

정압비열:

$$\frac{c_p}{c_{p,ref}} = \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^{0.095} \quad (9)$$

열전도계수:

$$\frac{k}{k_{ref}} = \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^{0.805} \quad (10)$$

단, 위 식에 나타난 P_{ref} 와 T_{ref} 는 표준상태 압력과 온도로서 각각 0.1 MPa과 298.15 K로 설정하였으며, 열역학적 압력 P_0 는 P_{ref} 와 동일한 값을 사용하였다. 또한 열적완전기체에 대한 엔탈피와 온도와와의 관계식은 엔탈피 변화량에 대한 미분관계식 $dH = c_p dT$ 를 사용하였다.

2.2 수치적분

본 연구에서는 2.1절에 정리한 보존형 지배방정식을 2차 공간정확도를 갖는 일반적인 엇갈림 격자계를 사용하여 이산화한 후, 유한체적법을 이용하여 수치적분하였다. 다만 시간적분을 수행할 때 밀도치리에 특별한 주의를 기울였는데, 이는 비압축성 유체의 연속방정식과는 달리 유체의 물성치 변화를 고려해야 하는 비정상상태 난류유동의 경우 연속방정식에 밀도의 시간에 대한 미분항이 포함되어 있기 때문이다. 본 연구에서는 특별히 밀도변화를 고려한 유동장에 대한 수치계산을 위해 개발된 보존적 공간-시간 이산화(conservative space-time discretization)방법을 사용하였다. 이 방법은 2001년 Pierce⁽¹³⁾에 의해 제안된 방법으로 밀도를 포함한 유체의 열역학적 상태변수를 각 방향 속도 성분이 정의된 시간에 대해 엇갈린 시간에서 정의함으로써 밀도변화를 고려한 비정상상태 지배방정식을 통상적인 비압축성 유동에 대한 수치해석 방법으로 풀고자 할 때 주로 발생하는 수치적인 안정성 문제를 해결하기 위한 방법이다. 따라서 밀도와 속도가 서로 엇갈린 시간에 대해 정의되어 있으므로 차분하게 되면 결과적으로 시간에 대해 완전하게 내재적인 이산화방정식이 얻어지게 된다. 본 연구에서는 이러한 완전내재적 이산화방정식을 Newton-Raphson 반복계산법을 이용하여 준내재적(semi-implicit)인 방법으로 수치해를 구하였으며, 여기서 준내재적이라함은 지배방정식상에 나타나는 주유동방향의 미분항은 외재적으로 처리하고, 반경방향 및 원주방향 미분항들은 내재적으로 처리하였음을 의미한다. 그리고 운동량 방정식에 포

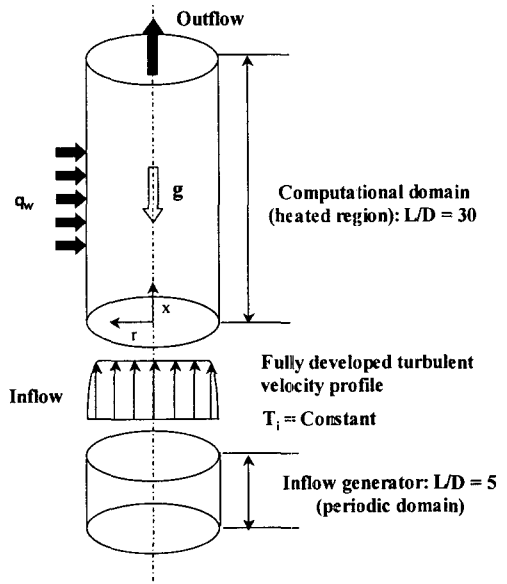


Fig. 1 Schematic diagram of the flow region and boundary conditions for the present DNS

함되어 있는 수력학적 압력(P)은 Poisson 방정식을 이용하여 구하였다.

2.3 경계조건

Fig. 1 은 본 연구에서 사용된 계산영역 및 경계조건을 도식적으로 나타낸 것이다. 유동형태는 완전발달된 속도분포와 균일한 온도분포를 갖는 공기가 가열관 입구경계면을 통해 유입되는 열적발달유동이며, 유입면에서의 속도분포와 난류조건은 실제적인 조건을 설정하기 위해 별도의 입구난류생성프로그램(Inflow Generator)을 사용하여 완전발달된 유동장을 모사하여 지정하였다. 또한 유입면에서의 공기온도는 시간에 대한 섭동이 없다고 가정하였다. 열경계조건으로는 일정열유속조건을 사용하였으며 벽면에서의 속도경계조건은 통상적인 점착조건이 사용되었다. 그리고 비정상 출구경계면 처리를 위해 대류경계조건을 사용하였고 대류속도는 출구면에서의 평균속도로 지정하였다. 또한 전 계산영역에 대한 질량보존이 성립하도록 출구속도성분을 매 시간간격마다 적절히 보정하였는데, 이것은 출구에서 계산영역 밖으로 유출되는 질량유량이 입구를 통해 유입되는 질량유량과 밀도의 시간에 대한 변화에 의해 내부공간에 저장되는 질량유량의 변화량 합과 같도록 설정해 준 것이다. 계산에 사용된 가열부의 길이는 $L/D=30$, 계산격자는 주유동방향, 반경방향 및 원주방향으로 각각 $769 \times 69 \times 129$ 격자를 사용하였다.

2.4 입구난류 생성

공간상으로 진화하는 난류유동장에 대한 DNS는 3차원 비정상 난류유동 특성을 갖는 입구난류 경계조건을 필요로 한다. 이러한 경우 일반적으로 완전발달된 난류유동장에 대한 난류조건을 입구경계면에 설정해 주는데, 이를 위하여 본 연구에서는 입구난류 생성프로그램을 별도로 사용하였다. 입구난류 생성은 $L/D=5$ 인 계산영역에 대해 주유동방향으로 주기조건을 적용하여 매 시간간격마다 완전발달된 난류유동장을 모사하여 생성하였으며, 이를 위해 $129 \times 69 \times 129$ 격자계를 사용하였다. 여기서 각 숫자는 주유동방향, 반경방향 및 원주방향으로 사용된 격자수를 의미한다.

3. 결과 및 토의

3.1 유동 특성

본 연구의 해석대상인 Shehata와 McEligot⁽⁹⁾의 실험조건은 다음과 같다.

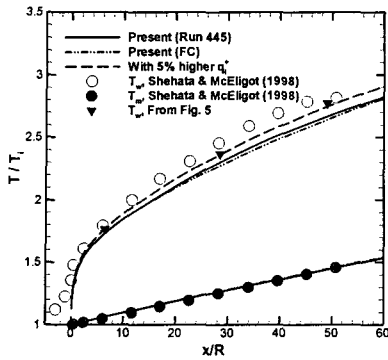
- Run 445: $Re_D = 4300$, $q_i^+ = 0.0045$
- Run 635: $Re_D = 6000$, $q_i^+ = 0.0035$
- Run 618: $Re_D = 6000$, $q_i^+ = 0.0018$

여기서 Re_D 는 관지름을 기준으로 한 입구면 평균 레이놀즈수를, q_i^+ 는 유입면 에너지플럭스를 기준으로 무차원화된 벽면 열유속을 나타내며, 실험에서 사용된 가열관의 지름은 $D = 27.4$ mm이다. Run 445는 벽면에서의 높은 열전달로 인해 유체의 물성치변화가 가장 심하게 발생하는 소위 층류화 유동이며, Run 618은 상대적으로 유량도 크며 가열조건도 심하지 않기 때문에 물성치변화가 비교적 작게 일어나는 소위 난류유동에 속한다. Run 635는 위 두 조건 대비 그 중간단계에 해당되며 준난류 유동으로 구분된다. Perkins⁽⁴⁾ 및 Mikielewicz^(8,9)의 연구결과에 의하면 난류모델을 이용한 수치해석으로 가장 해석이 어려운 유동이 준난류유동으로 알려져 있다. 또한 본 연구에서는 물성치변화에 따른 유동가속 및 부력에 대한 영향을 독립적으로 구분하기 위해 지배방정식에서 부력에 의한 영향을 완전히 제거시킨 강제대류조건에 대한 해석을 병행하였으며 그 결과를 같이 제시하였다. 일반적으로 유동가속에 대한 영향은 무차원 유동가속계수⁽¹⁴⁾ K_v 로 나타내는데, 본 연구와 같이 유체의 유동가속현상이 가열로 인한 밀도감소 때문에 발생하는 경우에는 $K_v \approx 4q_m^+/Re_{Dm}$ 와 같이 결정된다.

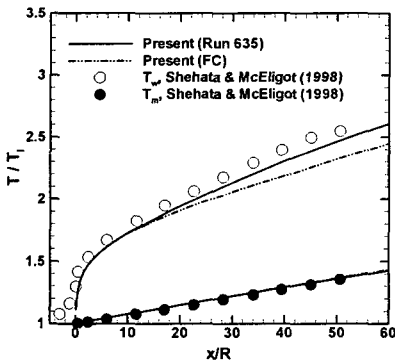
따라서 무차원 열유속이 커질수록 유동가속에 의한 영향도 커짐을 알 수 있으며, 본 연구의 경우 Run 445는 $K_v \sim 4.0 \times 10^{-6}$, Run 635는 $K_v \sim 2.2 \times 10^{-6}$, 그리고 Run 618은 $K_v \sim 1.2 \times 10^{-6}$ 정도의 값을 나타내는 것으로 예측되었다. Kline⁽¹⁴⁾등의 연구결과에 의하면, $K_v \sim 3.5 \times 10^{-6}$ 의 유동가속조건인 경우 난류경계층에서의 소위 난류붕괴(turbulent bursting) 현상이 완전히 소멸된다고 알려져 있으며, 또한 Chambers⁽¹⁵⁾등은 수축관에서의 가속유동장에 대한 연구를 통해 $K_v \sim 1.5 \times 10^{-6}$ 이하에서는 초기 난류 유동구조가 그대로 유지된다고 발표하였다. 따라서 본 연구는 유동가속 측면으로 볼 때 소위 난류 구조를 그대로 유지하는 유동(Run 618)에서 완전히 층류화(Run 445)되는 유동을 포함하고 있음을 알 수 있다. 마지막으로 유체의 온도 증가에 따른 점성계수 증가는 점성소산에 의한 난류에너지 소멸을 촉진시켜 유동을 층류화 시키는 역할을 하는데, 점성계수의 증가가 가장 두드러진 Run 445의 경우 단면평균 레이놀즈수가 입구면의 4300으로부터 출구면의 3200까지 감소하는 것으로 나타남으로써 점성소산에 의한 난류에너지 감소를 완전히 무시할 순 없지만 다만 그 영향 자체만으로는 유동이 완전히 층류화되지 않음을 알 수 있다.

3.2 벽면 열전달 특성 예측 및 비교

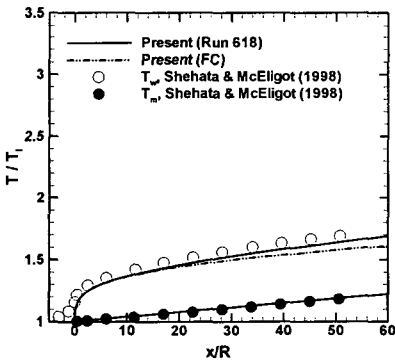
Fig. 2는 주유동방향으로의 벽면온도분포와 각 단면에서의 단면평균 온도분포를 실험결과와 비교한 것이다. 이 그림에서 실험결과는 기호로 DNS 결과는 실선과 2점쇄선으로 나타내었는데, 실선은 혼합대류 결과를 그리고 2점쇄선은 강제대류 결과를 나타내고 있다. 먼저 벽면온도분포를 살펴보면 Run 445를 제외한 다른 두 가열조건에 대한 예측 결과는 실험결과와 비교적 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 다만 Run 445에서는 벽면온도가 실험결과보다 약간 낮게 예측되었는데, 이것은 실험에서 실제 적용된 국부적인 벽면 열유속값이 DNS에서 사용한 평균 열유속값보다 클 수 있음을 의미한다. 실제 실험의 경우 가열조건이 심해질수록 복사 및 전도 열전달의 영향 때문에 실제 유체의 가열에 적용된 열유속값을 정확하게 도출해 내는데 비교적 큰 오차가 발생할 수 있으며, 이것은 Fig. 2(a)에 제시된 Run 445의 벽면온도와 Fig. 5(a)의 온도 분포에서 얻은 벽면온도의 실험결과가 서로 일치하지 않고 있음을 통해서도 간접적으로 확인할 수 있다. 또한 제시된 평균 열유속값($\pm 3\%$)으로부터 임의적으로 5%정도 증가시킨 경우에 대한 DNS



(a) Run 445



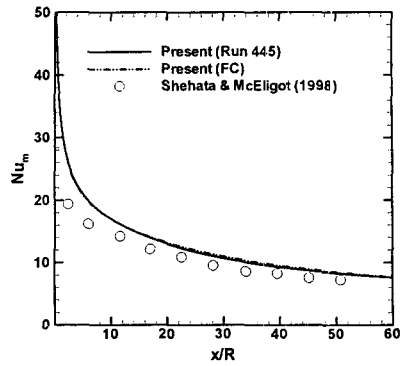
(b) Run 635



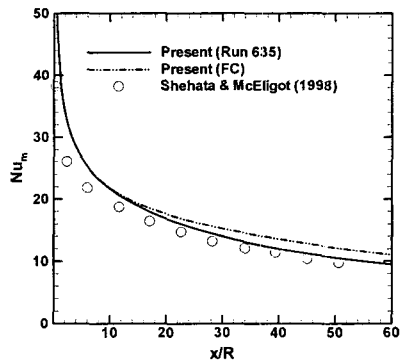
(c) Run 618

Fig. 2 Wall and bulk temperature distributions: symbols, experiment; solid lines, mixed convection; dash-dot-dot line, forced convection

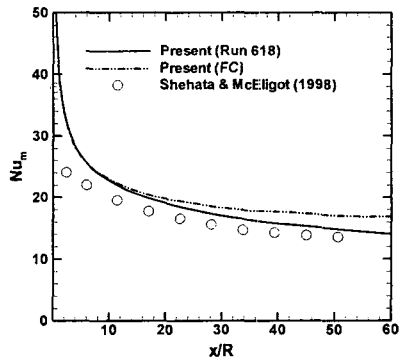
결과가 실험결과와 더 잘 일치함을 통해서도 확인하였다. 또한 벽면온도에 대한 실험결과는 유입면 이후에서만 일정 열유속조건을 사용한 DNS 결과와는 달리 모든조건에서 유입면 이전이 완전하게 단열되지 않았음을 보여주고 있는데, 이것은 실제 실험에서 유입면 이전의 상류방향으로 열전도 현상이 발생하였기 때문이다. 반면 유체의 단면평균 온도(T_m)는 유체의 정압비열과 벽면 열유속이 거



(a) Run 445



(b) Run 635



(c) Run 618

Fig. 3 Local Nusselt number distributions: symbols, experiment; solid lines, mixed convection; dash-dot-dot line, forced convection

의 일정하기 때문에 주유동방향으로 거의 선형적으로 증가하는데 실험결과와 DNS 결과에서 모두가 점을 확인할 수 있다. 또한 고정물성치 유동과는 달리 벽면에서의 열유속이 증가할수록 벽면온도와 단면평균온도의 차이가 커짐을 알 수 있는데 이것은 가열조건이 심해질수록 대류열전달계수가 점차적으로 감소하고 있기 때문이다.

마지막으로 Fig. 2에서 특이할 만한 사항은 일반

적인 예상과 달리 가열조건이 상대적으로 심하지 않은 Run 618과 Run 635에서 부력에 대한 영향이 비교적 뚜렷하게 나타난 점인데, 이것은 유체의 물성치변화에 의한 유동의 난류구조 변화와 밀접하게 관련되어 있으므로 3.4절에서 다시 설명하도록 하겠다.

Fig. 3은 대류열전달계수(누셀수) 분포를 실험결과와 비교한 것으로 모든 조건에서 초기 유입부를 제외하면 DNS 결과가 실험결과와 비교적 잘 일치하고 있다. 특이할 만한 사항은 앞에서 이미 언급하였듯이 벽면열유속이 Run 618에서 Run 445로 증가함에 따라 대류열전달계수의 급격한 저하가 발생하고 있다는 점인데, 고정물성치 유동에 대한 난류 열전달계수 상관식에 의하면 누셀수가 입구조건을 기준으로 Run 445는 14.8, Run 635 및 618은 각각 19.4로 예측되나, 물성치변화를 고려한 본 연구결과에서는 출구면에서 각각 7.6, 9.5 및 14.0으로 예측되었다. 따라서 물성치변화에 의한 영향이 난류 열전달계수의 상당한 저하를 가져오는 요소임을 알 수 있다.

3.3 평균속도분포 및 평균온도분포 비교

Fig. 4는 관내 유동장의 반경방향 평균속도분포를 실험결과와 비교한 것으로, 앞에서와 마찬가지로 기호는 실험결과를 실선과 2점쇄선은 각각 혼합대류 및 강제대류에 대한 DNS 결과를 나타내고 있다. 또한 비교의 편의상 주유동방향 각 단면에서의 결과를 원점을 이동시켜 나타내었다. 이 그림에서 횡축(y/R)은 벽면으로부터의 거리를 나타내는 좌표이다. 이 그림에서 알 수 있듯이 모든 조건에서 DNS 결과가 실험결과와 매우 잘 일치하며 다만 가열이 가장 심한 Run 445의 경우에만 중심선 부근에서 약간의 차이를 보여주고 있다. 또한 예상대로 유체의 가열로 인한 물성치변화 정도에 따라 주유동 방향으로 유동장의 변화가 심하게 일어나고 있음을 확인할 수 있는데, 특히 Run 618 대비 Run 445의 경우에는 하류방향으로 갈수록 벽 근처에서의 속도구배가 상대적으로 급격히 감소하면서 중심선 부근에서의 속도분포도 거의 반경방향으로 균일해지고 있음을 보여주고 있다. 이것은 가열된 입구로부터 유입되는 완전발달된 난류유동장이 물성치변화에 의한 영향으로 벽 근처에서는 점성저층이 빠르게 성장하여 층류경계층의 형태로 진화하며 중심선 부근에서는 포텐셜 코어 형태로 변화함을 의미한다. 이와 같은 해석에 대한 배경은 가열정도에 따른 난류통계량 변화에 대한 고찰과 함께 3.4절에서 좀 더 자세하게 설명하도록 하

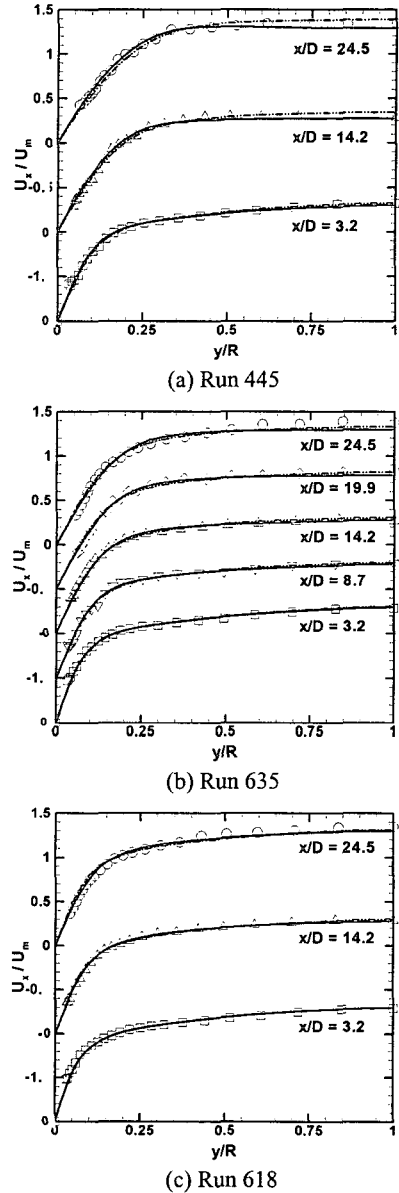


Fig. 4 Comparison of mean velocity profiles: symbols, experiments; solid lines, mixed convection; dash-dot-dot line, forced convection

겠다. 한편, 부력효과가 속도장에 미치는 영향은 벽면열유속이 가장 큰 Run 445의 경우에만 하류지역 중심선 부근에서 비교적 뚜렷하게 나타났으며, 단면에서의 최고속도 위치도 $x/D = 24.5$ 의 경우 중심선에서 많이 벗어난 $y/R \sim 0.45$ 의 위치에서 발생하고 있다.

Fig. 5는 같은 위치에서 무차원 평균온도분포를

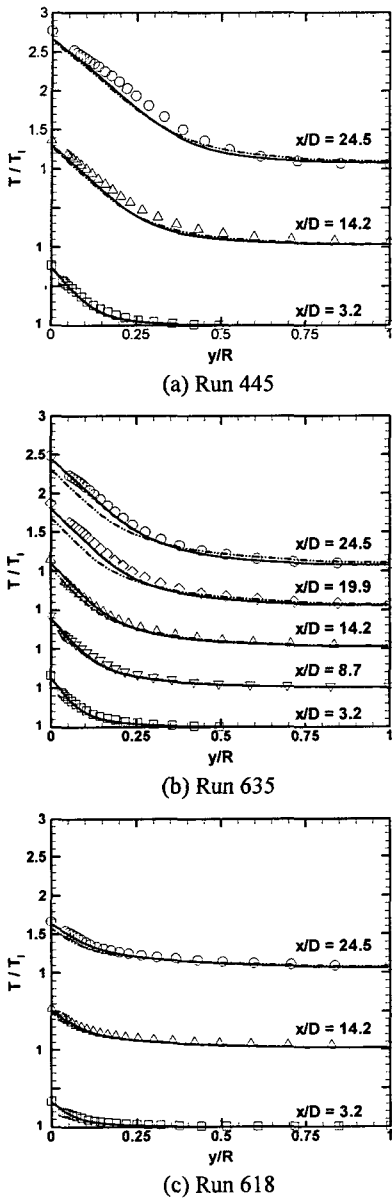


Fig. 5 Comparison of mean temperature profiles: symbols, experiment; solid lines, mixed convection; dash-dot-dot line, forced convection

실험과 비교한 것으로, 속도분포와 마찬가지로 DNS 결과가 실험과 매우 잘 일치하고 있음을 보여주고 있다. 다만 Run 445의 경우 $x/D \geq 14.2$ 의 하류지역에서 DNS 예측결과가 실험결과보다 조금 낮게 나타나고 있는데, 이것은 같은 조건에서 벽면온도를 낮게 예측한 결과와 상응하는 결과이다. 또한 이 그림에는 입구온도(T_i)를 기준으로 무차

원화된 온도분포를 나타냄으로써 원형관내 열경계층의 성장과정이 비교적 잘 나타나 있는데, Run 635 및 618의 경우 각각 $x/D \sim 8.7$ 및 14.2지점에서 열경계층이 중심선($y/R=1$)까지 성장했음을 $T_c/T_i > 1$ 인 사실로부터 확인할 수 있다. 여기서 T_c 는 중심선 온도를 나타낸다. 또 한가지 이 그림에 나타난 특징적인 사실은 가열정도가 심해질수록 벽근처 온도분포의 선형구간이 빠르게 성장한다는 사실이다. 이것은 난류열유속 감소에 따라 유동장내 열저항이 증가하기 때문에 나타나는 현상으로 열전도저층(Conductive Sublayer)이 크게 성장하였음을 의미한다. Run 445의 경우 가열관 하류($x/D=24.5$)에서 반지름의 약 40%가 열전도저층으로 구성되어 있음을 Fig. 5(a)로부터 짐작할 수 있다. 마지막으로 부력에 의한 영향은 준난류유동인 Run 635의 경우에 열경계층이 충분히 성장한 하류($x/D \geq 19.9$)지역에서 비교적 뚜렷하게 나타났으며, 반면 가열이 가장 심한 Run 445의 경우에는 속도분포의 경우와는 달리 부력에 의한 효과 거의 나타나지 않고 있다.

3.4 전단응력분포 및 난류통계량

앞 절에서는 주로 고온기체유동장에서의 벽면온도분포, 평균속도분포 및 온도분포등에 대해서 살펴보았으며, 본 절에서는 레이놀즈 응력 및 난류 열유속 분포와 같은 난류통계량을 중심으로 가열 조건에 따른 유동장내 전단응력분포의 변화 및 난류구조의 변화등에 대해 살펴보도록 하겠다. 다만 이미 서론에서 언급하였듯이 아직까지 본 연구와 유사한 고온기체유동장에 대한 난류통계량 실험결과가 없기 때문에 본 연구에서의 난류량 예측결과를 3.3절에서와 같이 직접 검증할 수는 없었다.

먼저 전단응력분포를 살펴보면, Fig. 6는 각 가열 조건에 따른 유동장내 전단응력의 반경방향분포를 x/D 에 따라 나타낸 것인데, 유체의 가열정도에 따라 관내 유동의 전단응력분포가 크게 차이가 남을 보여주고 있다. Fig. 6(a)에 나타낸 Run 445의 경우에는 가열에 따른 물성치변화가 심하기 때문에 유동장내 전단응력감소가 주유동방향으로 매우 빠르게 전개되어 $x/D \geq 14.2$ 의 하류지역에서는 중심선으로부터 반지름의 약 60%를 차지하는 넓은 영역에서 전단응력이 거의 없는 포텐셜 코어와 같은 유동형태가 형성되며, 또한 벽면으로부터의 전단응력감소도 층류유동과 같이 거의 선형적으로 감소하고 있음을 알 수 있다. 반면 Fig. 6(c)의 Run 618의 경우에는 유체의 물성치변화가 비교적 작게

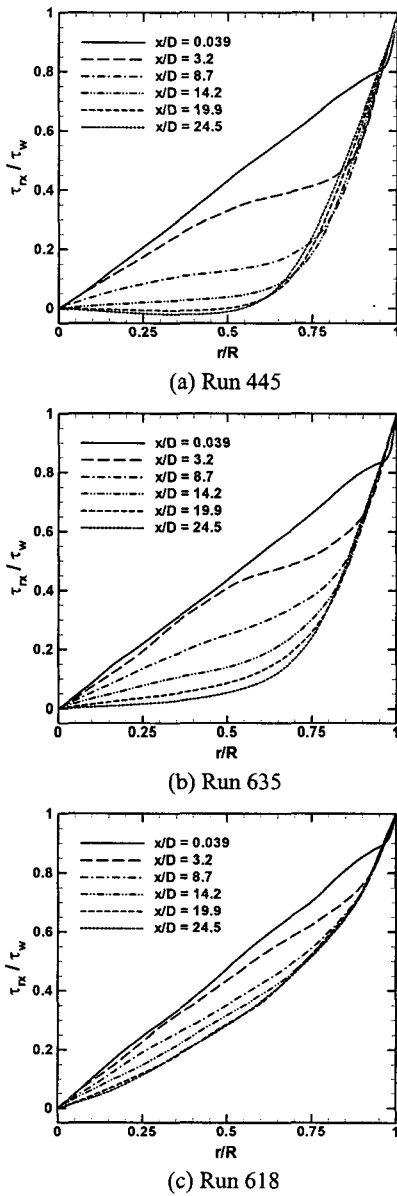


Fig. 6 Comparison of total shear stress distributions, where total shear stress is defined as

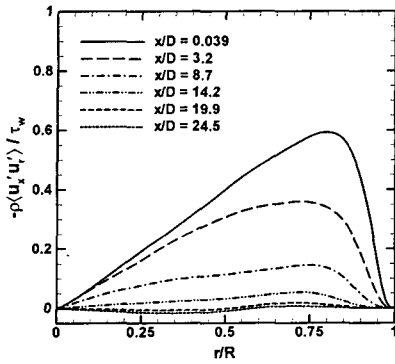
$$\tau_{rx} = \mu(\partial \bar{u}_x / \partial r + \partial \bar{u}_r / \partial x) - \bar{\rho} \bar{u}_x' u_r'$$

일어나기 때문에 전단응력분포 또한 초기의 완전 발달된 선형분포로부터 유동방향으로 크게 변하지 않음을 보여주고 있다. 이와 같이 고온기체유동장에서 전단응력분포의 변화가 유동방향으로 발생하는 주된 이유는 관내 유동장의 난류 레이놀즈 응력이 감소하기 때문이며, Fig. 7로부터 이러한 사실을 확인할 수 있다. 특히 Fig. 7(a)에 나타난 Run

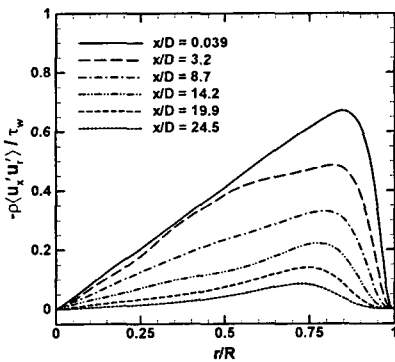
445의 결과는 $x/D \geq 14.2$ 의 하류에서 유동장내 난류 레이놀즈 응력이 거의 존재하지 않고 있음을 보여주는데, 이것은 초기의 완전발달된 난류유동이 유체의 가열로 인한 물성치변화 때문에 거의 층류유동으로 천이되었음을 직접적으로 증명해주고 있다. 또한 $x/D \geq 19.9$ 의 하류지역 중심선 부근에서 매우 작지만 음의 레이놀즈 전단응력이 형성되고 있는데 이것은 부력의 영향으로 단면에서의 최대속도 지점이 중심선으로부터 벗어나 있으며 따라서 평균속도분포가 점차적으로 왜곡되고 있음을 의미한다. 부력효과에 의한 난류량 변화를 좀 더 자세하게 알아보기 위해 Fig. 8에 각 조건에서의 강제대류결과에 대한 레이놀즈 전단응력분포를 나타내었는데, Fig. 7의 혼합대류결과를 Fig. 8의 강제대류결과와 자세히 비교해보면 부력에 의한 영향은 첫째, 열경계층이 충분히 성장한 하류에서 레이놀즈 전단응력을 추가적으로 감소시키는 역할을 하며 둘째, 상대적으로 가열정도가 낮은 Run 618 및 635에서 그 효과가 비교적 뚜렷하게 나타남을 알 수 있다.

그리고 Fig. 8의 강제대류결과는 고온기체유동장에서 유체입자의 열적팽창(밀도감소)에 의한 유동가속효과가 어느정도인지를 간접적으로 말해주고 있는데, Run 445의 경우 부력에 의한 추가적인 난류감소가 발생하지 않더라도 출구지역에서 유동이 거의 층류화되는 것으로 나타남으로써 이 경우 유동가속효과가 난류감소에 미치는 영향이 매우 크다는 사실을 알 수 있다. 반면 Fig. 8(c)에 나타난 Run 618의 경우에는 레이놀즈 응력분포의 변화가 주유동방향으로 거의 발생하지 않음으로써 유동가속에 의한 영향이 상대적으로 크지 않음을 또한 유추할 수 있다.

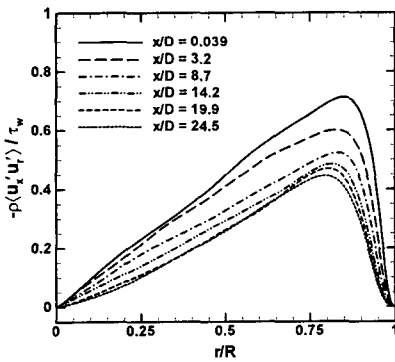
Fig. 9와 10은 각 실험조건에 대한 반경방향 난류열유속성분을 보여주고 있는데 각각 혼합대류 및 강제대류결과를 나타내고 있다. 먼저 이 그림에 나타난 난류열유속성분의 거동을 이해하기 위해서는 난류열유속을 결정하는 속도섭동량과 온도섭동량이 각 조건에서 어떻게 분포하는지 이해하여야 하는데, 본 연구의 경우 초기유입면에서 시간과 공간에 대해 균일한 온도분포를 갖는 유체가 가열관으로 유입되는 열적발달유동이기 때문에 유입면에서의 온도섭동량은 0이며, 이후 주유동방향으로 유체의 온도상승과 함께 온도섭동량도 따라서 증가하는 것으로 나타났다. 이것은 앞 절에서 살펴본 속도성분에 대한 섭동량이 유동가속 및 부력의 영향 때문에 유동방향으로 감소한다는 사실과 서로 상반되는 경향이며 따라서 관내 유동장의



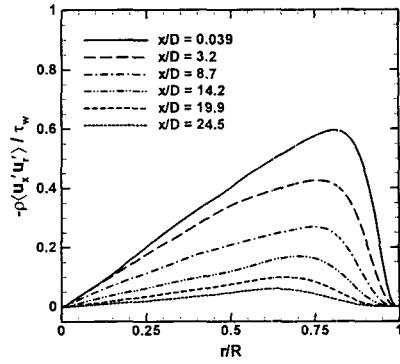
(a) Run 445



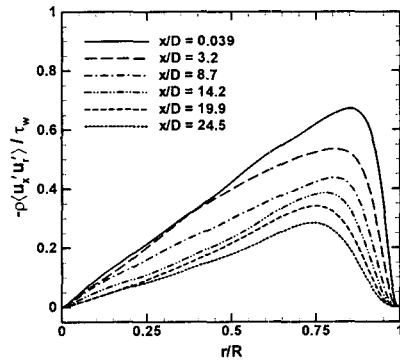
(b) Run 635



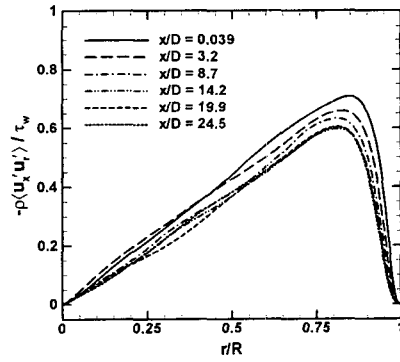
(c) Run 618



(a) Run 445



(b) Run 635



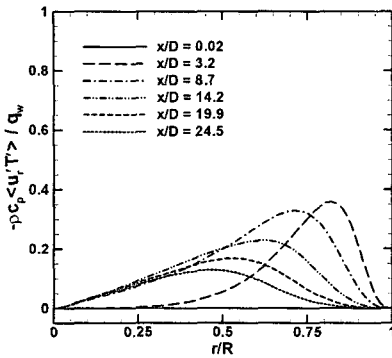
(c) Run 618

Fig. 7 Comparison of the predicted Reynolds shear stress distributions for mixed convection

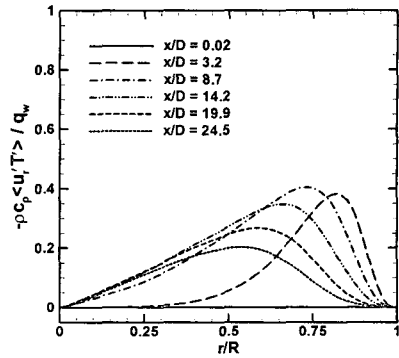
Fig. 8 Comparison of the predicted Reynolds shear stress distributions for forced convection

난류열유속분포는 이와같은 이유로 가열정도에 따라 매우 복잡한 거동을 보이게 된다. 우선 Fig. 9(a)의 Run 445의 경우를 살펴보면, 반경방향 난류열유속성분이 $x/D=3.2$ 까지는 빠르게 성장하였다가 그 이후 하류로 갈수록 점차적으로 감소하는 경향을 보여주는데, 이것은 초기유입부에서는 상대적으로 속도섭동량의 감소가 작게 일어나고 온도섭동량이 빠르게 성장하기 때문에 난류열유속분

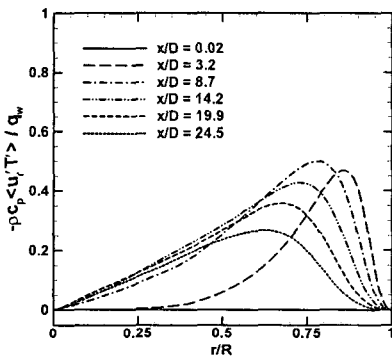
포가 온도섭동량에 따라 결정되지만 속도섭동량의 급격한 감소가 일어나는 하류지역에서는 이것이 난류열유속을 결정하는 요소가 됨을 말해준다. 한편 가열정도가 상대적으로 약한 Run 618의 경우에는 Run 445에서와 같은 속도섭동량의 급격한 감소가 발생하지 않기 때문에 반경방향 난류열유속분포 또한 $x/D=19.9$ 까지 정상적으로 성장하여 그 이후에서는 거의 변하지 않고 있음을 알 수 있다.



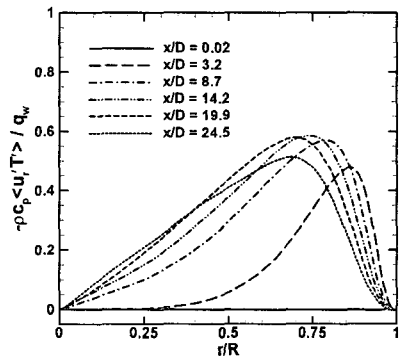
(a) Run 445



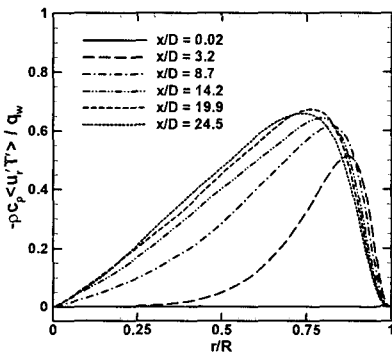
(a) Run 445



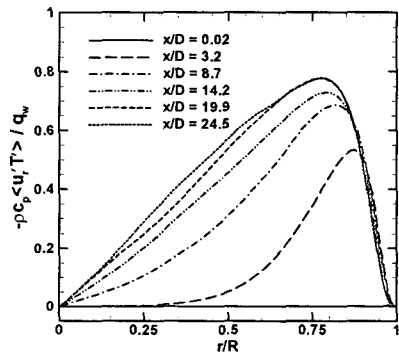
(b) Run 635



(b) Run 635



(c) Run 618



(c) Run 618

Fig. 9 Comparison of the radial turbulent heat flux profiles for mixed convection

Fig. 10 Comparison of the radial turbulent heat flux profiles for forced convection

Run 635의 경우에는 예상대로 위의 두 가지 경우에 비해 중간적인 거동을 보여주고 있는데, 다만 이 경우 흥미로운 사실은 부력에 의한 난류열유속 분포의 차이가 다른 두 가열조건에 비해 상대적으로 크게 나타난다는 점이다. Fig. 9(b)와 10(b)를 비교해 보면 부력의 존재 여부에 따라 반경방향 난류열유속분포에 많은 차이점이 나타나는데, 강제대류의 경우 $x/D = 24.5$ 단면을 제외하면 주유동 방향으로 난류열유속이 계속적으로 증가하는 경향

을 보여주지만, 혼합대류의 경우에는 $x/D \geq 8.7$ 이후부터 뚜렷이 감소하고 있다. 이와 같은 부력에 의한 반경방향 난류열유속 감소는 난류에 의한 에너지 확산저하를 의미하기 때문에 벽근처 유체 입자의 온도를 상대적으로 증가시키는 역할을 하며 이로부터 Fig. 5(b)에 나타나 있는 혼합대류에 대한 벽근처 평균온도분포가 강제대류 결과보다 높은 이유를 설명할 수 있다.

마지막으로 가열에 의한 유동장의 난류구조변화

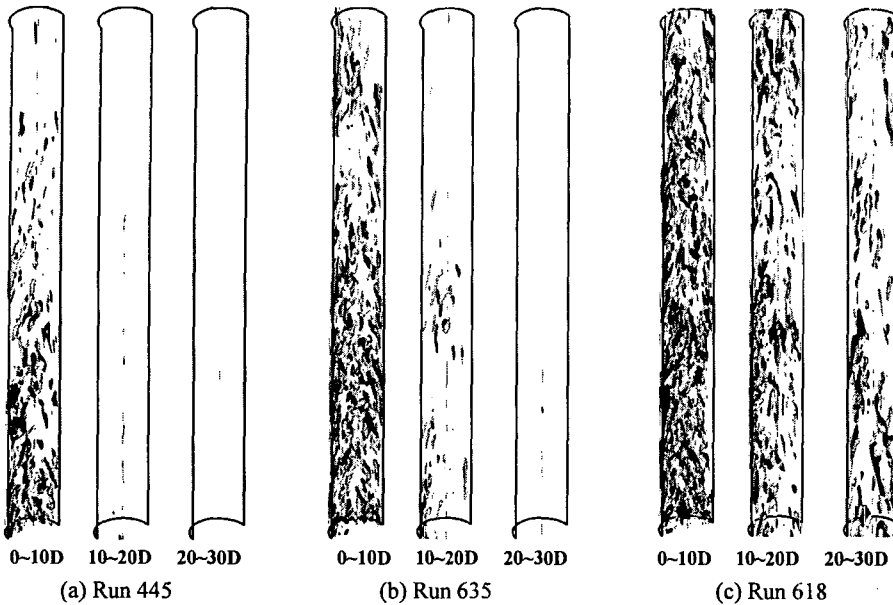


Fig. 11 Comparison of the instantaneous streamwise vorticity contours: dark gray, $\omega_x = +2.2$; light gray, $\omega_x = -2.2$

를 가지적으로 보여주기 위해 주유동방향의 와도 (vorticity) 성분 에 대한 등치면 (iso-surface) 을 Fig. 11 에 나타내었다. 난류구조의 변화가 가장 두드러진 Run 445의 경우 Fig. 11(a)에서 보여주듯이 초기유입면에서 존재하던 완전발달된 난류유동의 구조가 $x/D=5$ 이전에서 대부분 소멸되고 있음을 알 수 있으며, 반면 Fig. 11(c)의 Run 618의 경우에는 다른 두 조건에 비해 가열관 끝단까지 상당부분 초기 난류구조가 유지되고 있음을 알 수 있다.

4. 결 론

유체의 물성치변화에 의한 유동장내 난류량의 변화를 살펴보기 위해 수직원형관내 고온기체유동에 대한 DNS 해석을 수행하였다. 유체의 가열정도에 따라 유동의 난류구조가 소위 난류, 준난류 및 층류화 유동으로 변화하며, 결과적으로 벽면 열전달 성능의 급격한 저하 현상이 발생하는 것으로 나타났다. 또한 유체의 가열정도에 따른 유동장내 부력과 유동가속 효과를 상대적으로 분석함으로써, 난류, 준난류 및 층류화 유동에서 유동의 난류구조를 변화시키는 주요한 원인을 규명하였다.

후 기

본 연구는 한미 I-NERI 국제 공동과제의 일부로

서, 한국과학기술기획평가원(KISTEP)의 재정적인 지원 하에 수행되었음을 밝히며, 이에 감사한다.

참고문헌

- (1) McEligot, D. M., 1986, "Convective Heat Transfer in Internal Gas Flows with Temperature-Dependent Properties," *Adv. Transport Processes*, Vol. 4, pp. 113-200.
- (2) Narasimha, R. and Sreenivasan, K. R., 1979, "Relaminarization of Fluid Flows," *Adv. Applied Mech.* Vol. 19, pp. 221-309.
- (3) Eggels, J. G. M., Unger, F., Weiss, M. H., Westerweel, J., Adrian, R. J., Friedrich, R. and Nieuwstadt, F. T. M., 1994, "Fully Developed Turbulent Pipe Flow: A Comparison Between Direct Numerical Simulation and Experiment," *J. Fluid Mech.* Vol. 268, pp. 175-209.
- (4) Perkins, K. R. and McEligot, D. M., 1975, "Mean Temperature Profiles in Heated Laminarizing Air Flows," *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 97, pp. 589-593.
- (5) Shehata, A. M. and McEligot, D. M., 1998, "Mean Turbulence Structure in the Viscous Layer of Strongly-Heated Internal Gas Flows. Measurement," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 41, pp. 4297-4313.
- (6) Bankston, C. A. and McEligot, D. M., 1970, "Turbulent and Laminar Heat Transfer to Gases with Varying Properties in the Entry Region of Circular Ducts," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 13, pp. 319-344.
- (7) Ezato, K., Shehata, A. M., Kunugi, T. and McEligot,

- D. M., 1999, "Numerical Predictions of Transitional Features of Turbulent Gas Flows in Circular Tubes with Strong Heating," *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 121, pp. 546~555.
- (8) Mikielewicz, D. P., Shehata, A. M., Jackson, J. D. and McEligot, D. M., 2002, "Temperature, Velocity and Mean Turbulence Structure in Strongly Heated Internal Gas Flows. Comparison of Numerical Predictions with Data," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 45, pp. 4333~4352.
- (9) Mikielewicz, D. P., 1994, "Comparative Studies of Turbulence Models Under Conditions of Mixed Convection with Variable Properties in Heated Vertical Tubes," Ph. D. Thesis, University of Manchester.
- (10) Torii, S. and Yang, W. J., 1997, "Laminarization of Turbulent Gas Flow inside a Strongly Heated Tube," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 40, pp. 3105~3117.
- (11) Satake, S., Kunugi, T., Shehata, A. M. and McEligot, D. M., 2000, "Direct Numerical Simulation for Laminarization of Turbulent Forced Gas Flows in Circular Tubes with Strong Heating," *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 21, pp. 526~534.
- (12) Shehata, A. M. and McEligot, D. M., 1995, "Turbulence Structure in the Viscous Layer of Strongly Heated Gas Flows," Tech. Report INEL-95/0223, Idaho National Engineering Laboratory.
- (13) Pierce, C. D., 2001, "Progress-Variable Approach for Large-Eddy Simulation of Turbulent Combustion," Ph. D. Thesis, Stanford University.
- (14) Kline, S. J., Reynolds, W. C., Schraub, F. A. and Rundstadler, P. W., 1967, "The Structure of Turbulent Boundary Layers," *J. Fluid Mech*, Vol. 30, pp. 741~773.
- (15) Chambers, F. W., Murphy, H. D. and McEligot, D. M., 1983, "Laterally Converging Flow. II. Temporal Wall Shear Stress," *J. Fluid Mech*. Vol. 127, pp. 403~428.