

직접수치모사를 이용한 수직원형관내 초임계압 유체의 난류 열전달 특성 연구

배중헌* · 유정열† · 최해천**

(2004년 1월 16일 접수, 2004년 8월 25일 심사완료)

Direct Numerical Simulation of Turbulent Heat Transfer to Fluids at Supercritical Pressure Flowing in Vertical Tubes

Joong Hun Bae, Jung Yul Yoo and Haecheon Choi

Key Words : DNS(직접수치모사), Supercritical Pressure(초임계압), Variable-Property(가변물성치), Buoyancy Influence(부력효과), Heat Transfer Deterioration(열전달저하)

Abstract

Turbulent heat transfer to CO₂ at supercritical pressure flowing in vertical tubes is investigated using direct numerical simulation (DNS). A conservative space-time discretization scheme for variable-density flows at low Mach numbers is adopted in the present study to treat steep variations of fluid properties at supercritical pressure just above the thermodynamic critical point. The fluid properties at these conditions are obtained using PROPATH and used in the form of tables in the simulations. The buoyancy influence induced by strong variation of density across the pseudo-critical temperature proved to play a major role in turbulent heat transfer at supercritical state. Depending on the degree of buoyancy influence, turbulent heat transfer may be enhanced or significantly deteriorated, resulting in local hot spots along the heated surface. Based on the results of the present DNS combined with theoretical considerations, the physical mechanism of this local heat transfer deterioration is elucidated.

기호설명

A : 단면 면적	L : 관 길이
c_p : 정압비열	\dot{m} : 유량
D : 관 지름	P : 수력학적 압력
G : 질량유속, \dot{m}/A	P_0 : 열역학적 압력
g : 중력가속도	q_w : 벽면 열유속
H : 엔탈피	R : 관 반지름
h : 무차원 엔탈피 또는 대류열전달 계수	T : 온도
k : 열전도계수	U_m : 단면평균속도 또는 벌크속도
	u_r : 반경방향 속도성분
	u_θ : 원주방향 속도성분
	u_x : 축방향 속도성분
	y : 벽면으로부터의 거리좌표

* 회원, 서울대학교 대학원 기계항공공학부

† 책임저자, 회원, 서울대학교 기계항공공학부

E-mail : jyyoo@snu.ac.kr

TEL : (02)880-7112 FAX : (02)888-2968

** 회원, 서울대학교 기계항공공학부 및 난류제어 연구단

그리스 문자

β : 열팽창계수

μ : 점성계수

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

무차원수

- Fr : 프루드수(Froude No.), $U_o/(gR)^{1/2}$
 Gr_q : 그라소프수(Grashof No.), $g\beta R^4 q_w / (\nu^2 k)$
 K_v : 유동가속계수, $(\nu/U_m^2)(dU_m/dx)$
 Nu : 누셀수, hD/k
 Pr : 프란틀수, $\mu c_p/k$
 Q^+ : 무차원 열하중계수, $q_w R/k_0 T_0$
 Re : 레이놀즈수, GR/μ

하첨자

- c : 열역학적 임계조건
 i, j, k : 텐서 인덱스
 m : 단면평균 또는 벌크
 0 : 입구
 pc : 가상임계점
 w : 벽면

기호

- $\bar{(\quad)}$: 시간평균
 (\quad) : 섭동량

1. 서 론

최근 원자력 발전기관의 성능 및 효율 향상, 안전성 및 신뢰성 도모를 통해 타 동력기관과의 경쟁력 확보를 위한 제 4세대 원자로 개발계획이 한국 및 일본을 비롯하여 몇몇 선진국에서 추진중에 있다. 이의 일환으로 초임계 원자로 개발에 관한 연구가 이들 국가에서 활발히 진행되고 있는데, 초임계 원자로는 열역학적 임계점 이상의 고온 및 고압 유체를 원자로내 연료봉 냉각을 위한 냉매 및 터빈의 작동유체로 사용하기 때문에 시스템의 효율증대 및 소형화가 가능하고, 또한 작동유체의 가시적인 상변화 과정이 일어나지 않기 때문에 시스템 설계가 간결해 지는 장점이 있다.⁽¹⁾ 그러나 초임계 유체는 가상임계점을 전후로 액체특성을 갖던 유체가 기체특성을 나타내는 유체로 특성전이 발생할 때 유체의 물성치가 매우 좁은 온도 범위에서 급격하게 변화하는 특징을 갖고 있기 때

문에 이와 관련된 제반 열설계문제는 관련된 현상의 정확한 이해를 바탕으로 다루어질 수 있는 매우 복잡한 문제⁽²⁾ 중의 하나이다. 일반적으로 초임계 유체는 등압·가열과정을 거쳐 유체의 온도가 가상임계점 이상으로 증가하게 되면 유체의 밀도, 점성계수 및 열전도계수등은 매우 가파르게 감소하며, 정압비열은 가상임계점에서 최대값을 나타내면서 국부적으로 매우 급격하게 증가했다 감소하는 경향을 보여준다. 이러한 초임계 유체의 특성전이는 아임계 유체의 비등(Boiling)현상과는 달리 연속적으로 발생하며, 압력이 증가하게 되면 가상임계온도의 상승과 함께 각종 물성치의 온도에 대한 변화율도 점차적으로 완화되는 경향을 나타낸다. 결과적으로 초임계 유체의 열전달 실험결과에서 흔히 발견되는 특이현상들은 이러한 유체의 열물리학적 물성치의 온도 및 압력에 대한 강한 의존도를 감안하면 그리 놀랄만한 사실은 아니다. 따라서 일반유체의 경우보다 훨씬 복잡한 현상들이 유동장 내부에서 발생하고 있음을 예상할 수 있다.

초임계 유체를 이용한 열전달 문제⁽³⁻⁶⁾는 이미 1950년대 및 60년대 초임계압 화석연료 보일러의 등장과 함께 이에 대한 연구가 시작되었으며, 당시 초임계 물(H₂O) 또는 이보다 비교적 실험이 용이한 CO₂에 대해 벽면온도분포 및 열전달계수 등과 같은 열전달 상관식을 얻기 위한 연구가 수행되었다. Ackerman⁽⁷⁾ 및 Shitsman⁽⁸⁾ 등은 일정 열유속조건하 수직상승유동에 대한 실험을 통해 열역학적 임계점 부근에서 국부적으로 매우 심한 열전달 저하가 일어나고 결과적으로 벽면온도의 급격한 상승현상이 초래된다고 보고하였다. 이러한 현상은 초기에 아임계 유체의 비등현상과 비슷하다 하여 'Pseudo-Boiling' 현상이라 잘못 알려지기도 하였으나, 이후의 연구결과를 통해 가상임계온도 (T_{pc}) 이하에서도 이와 유사한 현상이 발견되고 또한 같은 조건에서 상승유동과 하강유동의 실험결과가 매우 상이하다는 사실로부터 부력에 의한 자연대류효과 때문인 것으로 밝혀졌다.⁽⁹⁻¹⁶⁾

한편, 초임계 유동에 대한 수치해석은 80년대 중반 이후 몇몇 연구자들에 의해 난류모델을 이용한 해석이 수행되었으나,⁽¹⁷⁻²¹⁾ 주로 지금까지 개발된 난류모델의 적용가능성을 검토하는 수준이었으며,⁽¹⁸⁾ 아직까지 기존의 특정 난류모델이 초임계 유동과 같이 유체의 급격한 물성치 변화를 수반하는 유동해석에 적합하다고 보고된 적은 없다. 이것은 새로운 난류모델 개발에 필요한 난류통계량과 같은 실험결과 부재와 밀접하게 관련되어 있는

데, 고온·고압의 시험조건이 요구되는 초임계 유동의 경우 실험의 난이도를 감안하면 그 이유를 쉽게 짐작할 수 있다. 따라서 초임계 유동 연구의 발전을 위해서는 신뢰할 만한 난류통계량에 대한 데이터가 절실하게 요구되는 실정이다. 한편 직접 수치모사(Direct Numerical Simulation, DNS)의 경우는 3차원 비정상 Navier-Stokes 방정식을 난류모델링없이 직접 풀기 때문에 수치해의 신뢰성을 확보할 수 있으나, 아직까지 이와 같은 방법이 초임계 유동에 직접 적용된 사례는 보고되지 않고 있다.

따라서 본 연구는 실험이 결코 용이하지 않은 고온·고압 초임계 유동의 난류통계량 획득 및 보다 상세한 유동구조 파악을 위한 목적으로 DNS를 수행하였으며, 이를 위해 가변물성치 유동해석을 위한 DNS 코드⁽²²⁾를 새로 개발하였다. 해석은 일정 열유속조건에서 열적으로 발달하는 수직원형관 내 초임계 유동을 대상으로 하였으며, 작동유체로 압력 8 MPa의 CO₂를 선정하였다. 가열관 유입 유동의 평균 레이놀즈수는 5400으로 선택하였고, 가열관 내부에서 가상임계점 전후의 유체의 거동 및 열전달 특성을 관찰하기 위하여 입구유체의 온도를 가상임계온도 이하로 설정하였다. 또한 상승 유동 및 하강유동에 대한 해석을 수행하였다. 참고로 CO₂의 열역학적 임계점은 $P_c = 7.38$ MPa, $T_c = 304.21$ K이며, 압력(P_0) 8 MPa에서의 가상임계온도(T_{pc})는 307.85 K로 알려져 있다.

2. 수치해석방법

2.1 지배방정식

본 연구에서는 소위 Anelastic 가정 또는 낮은 마하수 가정⁽²³⁾을 통해 얻어진 Navier-Stokes 방정식을 사용하였는데, 이러한 방정식은 일반적인 압축성 Navier-Stokes 방정식에서 음향학적 상호작용 및 유체의 압축성 효과를 적절한 가정을 통해 무시하고 얻어진 방정식이다. 일반적으로 유체의 밀도는 압력과 온도의 함수로 주어지지만 만약 압력의 변화량이 매우 작아 이에 대한 밀도의 변화량을 무시할 수 있다면 유체의 밀도는 온도만의 함수로 구할 수 있다. 매우 속도가 낮은 유동장에서 유체의 밀도변화가 주로 열전달 또는 화학반응에 의한 성분변화 때문에 발생하는 경우에 이와 같은 방정식을 사용할 수 있으며, 주로 화학반응을 수반하는 난류연소문제 해석에서 자주 이용되고 있다. 본 연구의 대상인 초임계 유체의 열전달 문제에 이와 같은 가정을 적용하면 결국 비압축성 유체의 대류 열전달 문제와 같이 열역학적 등압과정

하에서 발생하는 열전달 문제로 생각할 수 있으며, 따라서 압력을 열역학적 압력(P_0)과 수력학적 압력(P)으로 구분할 수 있게 된다. 여기서 열역학적 압력은 일정하다고 가정하였다. 실제로 본 해석의 경우에 관내 유체 유동을 드라이브하는 수력학적 압력은 대략 몇 백 Pa 정도의 범위에서 변화하기 때문에 이와 같은 가정의 타당성을 간접적으로 확인할 수 있다. 따라서 이 경우 압축성 에너지방정식에 나타나는 압력의 물질미분항이 자동 소거됨으로써 에너지방정식의 간략화가 가능해진다. 또한 속도가 매우 낮은 유동장에서는 일반적으로 에너지방정식상에 나타나는 유체의 마찰에 의한 점성소산항 및 중력에 의한 일항 또한 상대적으로 매우 작기 때문에 이를 추가적으로 무시할 수 있다. 다음은 이와 같은 가정을 통해 간략화된 지배방정식을 각각의 해당 입구값 및 반지름을 기준으로 무차원화하여 텐서표기법으로 나타낸 것이다.

연속방정식:

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

운동량방정식:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \mp \frac{1}{Fr^2} \delta_{ij} \rho \quad (2)$$

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.

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

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

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

또한 초임계 유체의 열역학적 상태방정식과 물성치 관계식은 다음과 같은 일반적인 함수식으로 표시되며, 본 연구에서는 초임계압 CO₂에 대한 열물리학적 물성치 데이터를 PROPATH⁽²⁴⁾를 통해 구하였다. 이와 같은 물성치 데이터는 테이블의 형태로 정리하여 실제 계산에 사용하였다.

열역학적 상태방정식:

$$T = T(P_0, H), \rho = \rho(P_0, T) \quad (7)$$

점성계수, 열전도계수 및 정압비열:

$$\mu = \mu(P_0, T) \quad (8)$$

$$k = k(P_0, T) \quad (9)$$

$$c_p = c_p(P_0, T) \quad (10)$$

식 (2)의 체적력항에 나타나 있는 Fr 는 일정 열유속조건의 경우 Q^+ 및 Gr_q 를 이용하여 다음과 같이 나타낼 수 있으며, 이 때 우변의 (-)는 상승유동 그리고 (+)는 하강유동에 해당한다.

$$\frac{1}{Fr^2} = \frac{gR}{U_0^2} = \frac{1}{(\beta T)_0} \frac{Gr_q}{Re^2 Q^+} \quad (11)$$

2.2 수치적분

본 연구에서는 2.1절에 정리한 보존형 지배방정식을 2차 공간정확도를 갖도록 엇갈림 격자계를 사용하여 이산화한 후 유한체적법을 이용하여 수치적분하였다. 다만 시간적분을 수행할 때 밀도 처리에 특별한 주의를 기울여야 하는데, 이는 비압축성 유체의 경우와는 달리 연속방정식에 밀도의 시간에 대한 미분항이 포함되어 있기 때문이다. 본 연구에서는 특별히 밀도변화를 고려한 유동장에 대한 효율적인 수치해석을 위해 개발된 보존적 공간-시간 이산화 방법을 사용하였다. 이 방법은 2001년 Pierce⁽²³⁾에 의해 제안된 방법으로 밀도를 포함한 유체의 열역학적 상태변수를 속도성분이 정의된 시간에 대해 엇갈린 시간에서 정의함으로써 밀도변화가 큰 유동장을 일반적인 비압축성 유동에 대한 수치해석 방법으로 풀고자 할 때 발생할 수 있는 수치적인 안정성 문제를 해결하기 위한 방법이다. 따라서 밀도와 속도가 서로 엇갈린 시간에 대해 정의되어 있으므로 차분하게 되면 결

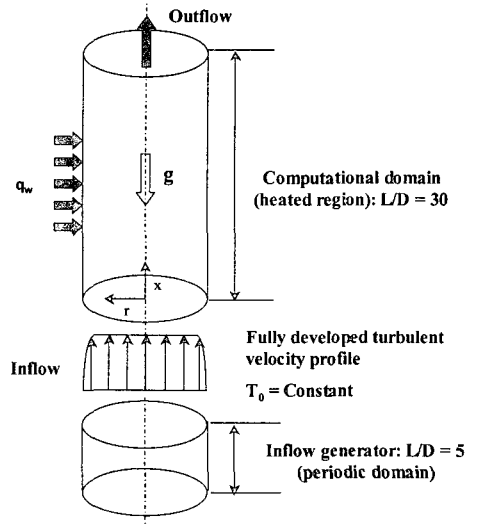


Fig. 1 Schematic diagram of the flow region and boundary conditions for the present DNS

과적으로 시간에 대해 완전하게 내재적인 이산화방정식이 얻어지게 되는데, 본 연구에서는 이러한 완전내재적 이산화방정식을 Newton-Raphson 반복계산법을 이용하여 준내재적(Semi-Implicit)으로 구하였다. 여기서 준내재적이라함은 지배방정식상에 나타나는 주유동방향의 미분항은 외재적으로 처리하고, 반경방향 및 원주방향 미분항에 대해서는 시간에 대해 내재적으로 처리하였음을 의미한다. 또한 운동량방정식에 포함된 수력학적 압력(P)은 Poisson 방정식을 이용하여 구하였다.

2.3 경계조건

Fig. 1은 본 연구에서 사용된 계산영역 및 경계조건을 도식적으로 나타낸 것이다. 유동형태는 완전발달된 속도분포와 균일한 온도분포를 갖는 유체가 가열관 입구경계면을 통해 유입되는 열적발달유동이며, 유입면에서의 속도분포와 난류조건은 실제적인 조건을 설정하기 위해 별도의 입구난류생성프로그램(Inflow Generator)을 사용하여 완전발달된 유동장을 모사하여 지정하였다. 또한 유입면에서의 유체온도는 시간에 대한 섭동이 없다고 가정하였다. 벽면 열경계조건으로는 일정열유속조건을 사용하였으며, 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, 이것

은 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 입구경계에 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.

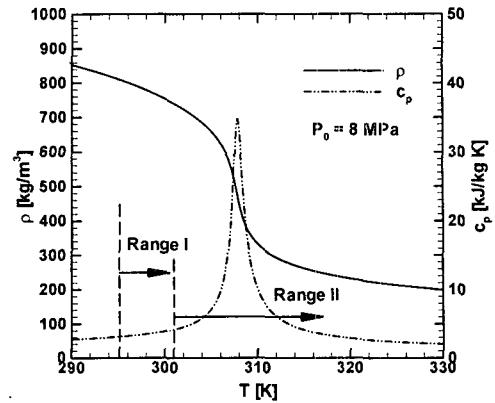
3. 결과 및 토의

3.1 해석 조건

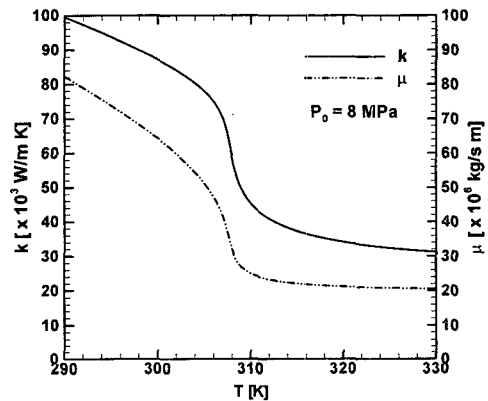
Fig. 2는 $P_0 = 8$ MPa에서의 CO_2 물성치 변화를 나타낸 것으로, (a)는 밀도와 정압비열을 (b)는 열전도계수와 점성계수의 온도에 따른 변화를 보여주고 있다.⁽²⁴⁾ 서론에서 이미 언급하였듯이 유체의 모든 물성치가 가상임계온도($T_{pc} = 307.85$ K)를 전후로 매우 급격하게 변하고 있음을 알 수 있으며, 이를 기초로 본 연구에서는 Fig. 2(a)에 표시한 바와 같은 두가지 영역에 대해 해석을 수행하였다.

첫번째 영역(Range I)은 저온·저가열조건으로 입구온도 및 벽면 열유속을 각각 $T_0 = 295.15$ K, $Q^+ = 0.25$ 으로 설정함으로써 관내 유체의 온도가 $T_m \leq T_w \leq T_{pc}$ 가 되도록 한 경우이며, 따라서 유체의 물성치 변화가 비교적 작고 또한 완만하게 발생하는 영역이다.

두번째 영역(Range II)은 입구온도 및 벽면 열유속을 각각 $T_0 = 301.15$ K, $Q^+ = 1.20$ 으로 증가시킨 고온·고가열 조건으로 유동장내 유체의 온도가 $T_m \leq T_{pc} \leq T_w$ 이 되도록 함으로써 벽근처에서 가상임계온도를 전후로 유체의 급격한 물성치 변화가 발생하도록 조절한 영역이다.



(a) Density and specific heat



(b) Thermal conductivity and viscosity

Fig. 2 Thermo-physical properties of carbon-dioxide (CO_2) at $P_0 = 8$ MPa

각 영역에서 부력에 의한 자연대류효과는 원형관의 지름을 변화시키면서 조절하였으며 또한 지배방정식상에서 체적력의 영향을 제외시킨 강제대류해석을 병행하여 이 결과를 자연대류효과 분석을 위한 기준으로 이용하였다. 또한 두번째 영역의 경우에는 상승유동 및 하강유동에 대한 해석을 모두 수행하였다. 다만 모든 경우 입구유동의 평균 레이놀즈수는 지름기준 $Re = 5400$ 으로 일정하게 유지하였다.

3.2 기존 연구결과

일반적으로 레이놀즈수 범위가 $Re \sim 10^5$ 또는 10^6 정도에서 얻어진 초임계 유체의 열전달 실험 결과를 매우 낮은 레이놀즈수 ($Re \sim 10^3$)에서 얻어진 본 연구의 DNS 결과와 정량적으로 비교할 수 없기 때문에 실험결과와의 정성적인 비교를 위해

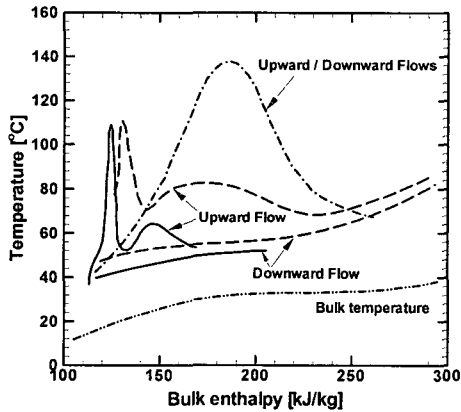


Fig. 3 Comparison of the data for forced convection of carbon dioxide flowing upwards and downwards in vertical heated pipes. Key: (dash-dot) Shiralkar and Griffith⁽¹¹⁾; (solid line) Jackson and Evans-Lutterodt⁽¹⁰⁾; (dashed line) Bourke et al.⁽⁹⁾

본 절에서는 먼저 초임계 유체의 열전달 거동에 대한 기존 실험결과를 제시하였다.

Fig. 3은 수직원형관내 초임계 CO₂ 유동에 대한 열전달 실험결과⁽⁴⁾를 나타낸 것으로, 3개의 독립적인 실험에서 얻어진 벽면온도분포를 보여주고 있다. 각각의 실험조건은 Table 1에 비교되어 있으며, 각 유동의 레이놀즈수 및 단위질량당 열하중조건 ($q_w D$)은 서로 비슷하다. 다만 각 실험에서 사용된 원형관의 지름은 서로 다르기 때문에 각 유동장내 부력에 의한 자연대류효과(Gr_q)는 매우 차이가 남을 알 수 있다. 따라서 Fig. 3에 나타난 각 실험별 벽면온도분포의 차이는 부력에 의한 자연대류효과 때문에 발생하는 것임을 알 수 있으며, 이것은 각각의 실험에서 상승유동 및 하강유동에 대한 결과가 서로 상이하다는 사실로부터도 확인할 수 있다. 이러한 실험결과를 토대로 Hall⁽⁴⁾은 초임계 유체의 난류열전달 특성에 대해 다음과 같은 매우 흥미로운 관찰결과를 제시하였다.

첫째, Jackson/Evans-Lutterodt⁽¹⁰⁾ 및 Bourke 등⁽⁹⁾의 실험결과에서 보여주는 매우 급격한 벽면온도의 증가현상은 지름이 비교적 큰 원관내 상승유동의 경우에서만 나타나며, 가장 지름이 작은 관을 사용한 Shiralka/Griffith⁽¹¹⁾의 실험결과에서는 이와는 달리 유동방향과 무관하게 비교적 넓은 지역에 걸쳐 벽면온도의 완만한 상승현상이 나타난다.

둘째, 가열관 유입부의 과도한 온도상승부를 제외하면 지름이 큰 원형관에서 측정된 벽면온도가 지름이 작은 관을 사용하여 측정된 벽면온도보다 매우 낮다.

Table 1 Comparison of data for CO₂ in vertical pipes⁽⁴⁾

Reference	D cm	q_w W/cm ²	R^a	G^a	$q_w D$ W/cm	Pres. bars
Shiralkar and Griffith	0.635	15.8	1.00	1.00	10.0	75.3
Jackson and Evans-Lutterodt	1.905	5.67	1.24	27.0	10.8	75.8
Bourke et al.	2.285	5.10	0.82	46.5	11.6	74.5

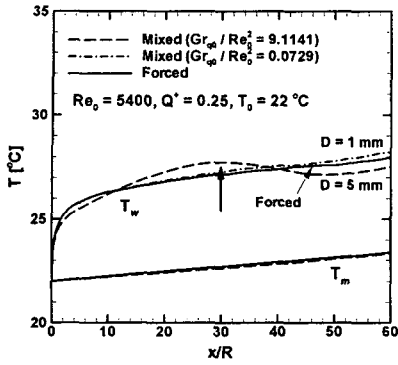
^a R = Reynolds number/Reynolds number of Shiralkar and Griffith; G = Grashof number/Grashof number of Shiralkar and Griffith

셋째, 하강유동의 경우에는 지름이 큰 원형관의 경우라 할지라도 상승유동과는 달리 벽면온도의 과도한 상승현상은 나타나지 않으며 또한 측정된 벽면온도도 지름이 작은 관의 경우에 비해 매우 낮게 형성된다.

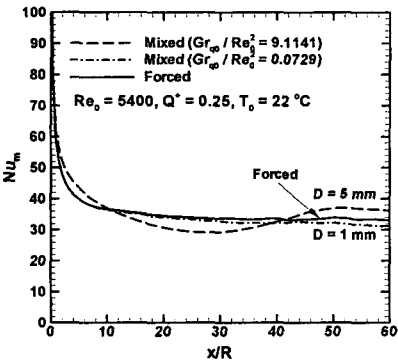
Hall⁽⁴⁾의 이러한 관찰은 초임계 유체의 국부적인 열전달 저하현상(Deteriorated Heat Transfer)이라 알려져 있으며, 이에 대한 물리적 원인을 규명하기 위한 노력이 그동안 실험 및 이론적인 연구를 통해 수행되어 왔다.

3.3 벽면온도분포 및 열전달계수 분포

Fig. 4는 Range I에서의 상승유동에 대한 해석결과를 나타낸 것인데, 4(a)는 벽면온도분포를 4(b)는 열전달계수(누셀수) 분포를 보여주고 있다. 그림에서 실선은 강제대류결과를 1점쇄선과 점선은 각각 $D = 1\text{mm}$ 와 5mm 관에 대한 혼합대류결과를 표시한다. 동일한 레이놀즈수와 가열조건(Q^+)에서 관지름이 증가하게 되면 자연대류와 강제대류의 상대적인 영향을 나타내는 Gr_q/Re^2 값은 관지름의 3승에 비례하여 증가하게 되는데 이것은 수학적으로 쉽게 증명할 수 있다. 본 해석조건인 경우 $D = 1\text{mm}$ 관에서는 Gr_q/Re^2 가 입구조건을 기준으로 0.0729로 계산되었으며, 이 값이 5mm 관에서는 9.1141로 증가하였다. 참고로 여기에서 Gr_q 및 Re 는 모두 관지름을 기준으로 계산한 값이다. 부력외에 유체의 가열에 의한 밀도감소는 주유동방향으로의 유동가속효과를 초래하는데 이것은 보통 유동가속계수(K_v)를 사용하여 정량화한다. K_v 의 경우 레이놀즈수와 가열조건이 동일하면 관지름에 무관하게 일정하며, 본 해석조건인 경우 모두 0.1×10^{-6} 정도의 값을 갖는 것으로 나타났다. Chambers 등⁽²⁵⁾의 연구 결과에 의하면 $K_v \sim 1.5 \times 10^{-6}$ 이하에서는 유동가속에 의한 유동장의 난류 특성변화가 거의 발생하지 않는 것으로 알려져 있



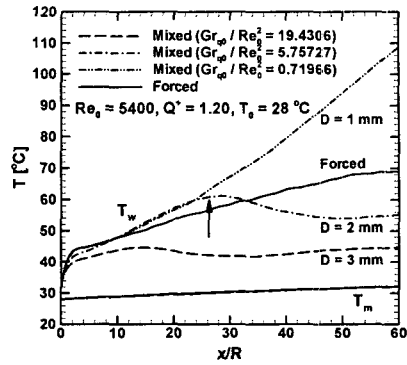
(a) Wall and bulk temperatures



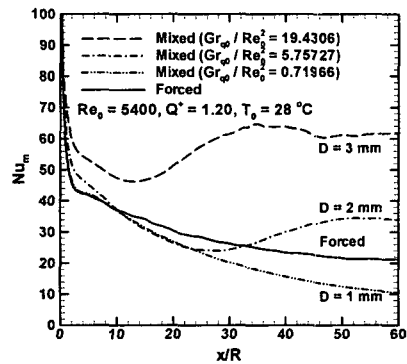
(b) Local Nusselt number

Fig. 4 Comparison of (a) wall and bulk temperatures and (b) local Nusselt number for varying degrees of buoyancy at low heating condition, $P_o = 8$ MPa, $Re_o = 5400$, $Q^+ = 0.25$, $T_o = 22$ °C: (solid line) forced convection; (dash-dot line) mixed convection, $D = 1$ mm; (long-dash line) mixed convection, $D = 5$ mm

기 때문에 본 연구에서의 유동가속효과는 별로 크지 않을 것으로 판단된다. 해석결과를 살펴보면 $D = 1$ mm 관의 경우에는 예측된 벽면온도 및 열전달계수 분포가 강제대류결과와 거의 동일하게 나타남으로써 부력에 의한 자연대류효과가 무시할 수 있을 정도로 작음을 알 수 있다. 반면 $D = 5$ mm 관의 결과는 이와는 대조적으로 벽면온도의 국부적인 증가현상을 보여주고 있는데, $x/R \sim 30$ 근처에서 T_w 이 최대값에 도달하였다가 그 이후 하류로 갈수록 유체로의 열전달 회복과 함께 T_w 도 다시 감소하고 있다. 이러한 결과는 앞 절의 실험결과에서 살펴본 초임계 유체의 국부적인 열전달 저하현상과 정성적으로 잘 일치하는 결과이다. 다만 실험결과와 차이가 있다면 부력효과에 의한 열전달 저하현상이 관내 유체의 최고온도가



(a) Wall and bulk temperatures



(b) Local Nusselt number

Fig. 5 Comparison of (a) wall and bulk temperatures and (b) local Nusselt number for varying degrees of buoyancy at high heating condition, $P_o = 8$ MPa, $Re_o = 5400$, $Q^+ = 1.20$, $T_o = 28$ °C: (solid line) forced convection; (dash-dot-dot line) mixed convection, $D = 1$ mm; (dash-dot line) $D = 2$ mm; (long-dash line) $D = 3$ mm

가상임계온도 이하인 조건에서 발생하고 있다는 사실이다. 이것은 아임계상태에 있는 일반유체라 할지라도 부력효과가 증가하게 되면 초임계 유체와 같이 국부적으로 열전달 저하현상이 발생할 수 있음을 의미하며, 기존의 다른 연구결과^(10,15)와도 잘 일치한다.

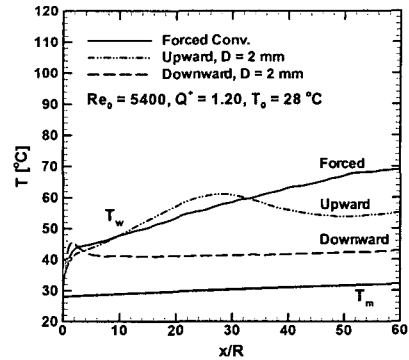
Fig. 5는 Range II에서의 상승유동에 대한 해석결과로서, 이 경우는 입구에서의 유체의 압력과 레이놀즈수는 Range I 조건과 동일하지만 관내 유체의 온도를 증가시키기 위해 입구온도 및 무차원 열하중계수를 각각 $T_o = 301.15$ K 및 $Q^+ = 1.20$ 으로 높은 경우이다. 마찬가지로 실선은 강제대류 결과를 2점쇄선, 1점쇄선 및 점선은 각각 지름 1mm, 2mm 및 3mm 관에 해당하는 혼합대류 결과를 나타내고 있다.

Table 2 Gr_q/Re^2 variation at inlet for range II

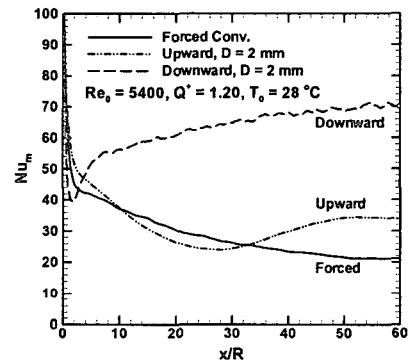
	Diameter [D, mm]			Remarks
	1	2	3	
$(Gr_q/Re^2)_0$	0.720	5.757	19.431	Based on D

이 경우 주유동방향의 유동가속효과는 가열관 입구 및 출구조건을 기준으로 각각 $K_v \sim 0.65 \times 10^6$ 및 0.72×10^6 정도의 값을 갖는 것으로 나타남으로써 Range I의 경우와 마찬가지로 유동가속효과는 크지 않음을 알 수 있다. Fig. 5의 결과에서 보여주듯이 관내 초임계 유체의 온도가 벽근처에서 T_{pc} 이상으로 증가하게 되면 벽면온도 및 열전달계수의 분포가 Gr_q/Re^2 값의 정도에 따라 매우 큰 차이가 나타남을 알 수 있는데, 이것은 벽근처 유체입자의 급격한 밀도감소가 부력에 의한 자연대류효과를 매우 크게 증폭시키기 때문에 나타나는 현상으로 이에 따라 강제대류 결과와는 매우 상이한 특성을 갖게 된다. Table 2에 Range II에서의 관지름(D)에 따른 입구면에서의 Gr_q/Re^2 를 비교하여 나타내었다. 상대적으로 자연대류영향이 작은 $D = 1\text{mm}$ 관에 대한 결과를 살펴보면 T_w 의 분포가 전체 계산영역에서 강제대류 결과에 비해 매우 빠르게 증가하는 경향을 보여주고 있는데, 이 경우 단면평균온도(T_m)는 입구에서 출구까지 약 4°C 정도 증가하는 반면 벽면온도는 28°C 에서 108°C 까지 증가하는 것으로 나타남으로써 초임계 유체를 냉매로 사용할 경우 국부적인 벽면온도의 증가가 경우에 따라 매우 심각하게 발생할 수 있음을 암시하고 있다. 한편, $D = 2\text{mm}$ 관의 경우에는 T_w 의 국부적인 최대값이 $x/R \sim 28$ 근처에서 형성되고 있으며, 이보다 자연대류효과를 증가시킨 $D = 3\text{mm}$ 결과에서는 이와 같은 T_w 의 최고점 위치가 2mm 관에 비해 더 상류쪽에서 이동하고 있다. 또한 전체적으로 T_w 이 동일한 가열조건에서의 다른 결과보다 상대적으로 매우 낮게 형성됨을 보여주고 있다. 이상의 해석결과는 3.2절에서 살펴본 Hall의 실험데이터 관찰결과⁽⁴⁾와 정성적으로 매우 잘 일치하는 결과로서 초임계 유체의 특이한 열전달 거동현상이 부력에 의한 자연대류효과임을 다시 한번 확인시켜 주고 있다.

Fig. 6는 Range II 조건에서의 $D = 2\text{mm}$ 관내 상승유동과 하강유동에 대한 결과를 비교한 것으로, 하강유동의 경우에는 부력이 충분히 성장한 $x/R > 4$ 영역에서 난류 열전달 성능이 크게 향상됨



(a) Wall and bulk temperatures



(b) Local Nusselt number

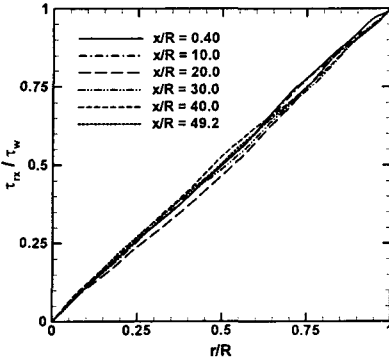
Fig. 6 Comparison of (a) wall and bulk temperatures and (b) local Nusselt number for upward and downward flows at $P_0 = 8\text{ MPa}$, $Re_0 = 5400$, $Q^+ = 1.20$, $T_0 = 28^\circ\text{C}$, $D = 2\text{mm}$: (solid line) forced convection; (dash-dot-dot line) upward flow; (long-dash line) downward flow

으로써 T_w 의 분포 또한 강제대류나 상승유동의 결과에 비해 매우 낮게 형성됨을 보여주고 있다. 또한 상승유동과는 달리 T_w 의 국부적인 증가현상도 발생하지 않고 있다.

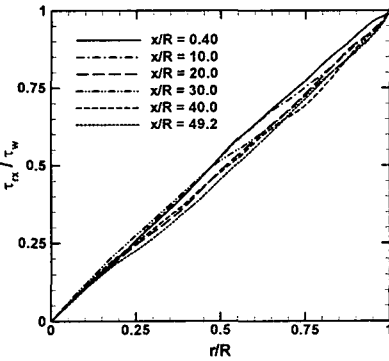
3.4 평균속도분포 및 전단응력분포

앞 절에서 초임계 유체의 특이 열전달 거동현상은 가상입계점 전후의 유체의 급격한 밀도변화에 의한 과장된 부력효과 때문에 발생하는 것임을 살펴보았으며, 따라서 본 절에서는 이에 대한 보다 자세한 해석을 위해 관내 유동장 및 난류량에 대한 예측결과를 제시하였다.

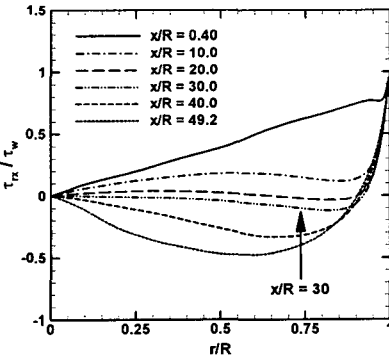
Fig. 7은 Range I 해석조건에서의 반경방향 전단응력분포를 x/R 에 따라 비교한 것으로, Fig. 7(a)는 강제대류, 7(b)는 $D = 1\text{mm}$ 관, 그리고 7(c)는 $D = 5\text{mm}$ 관에서의 상승 유동에 대한 결과를 보



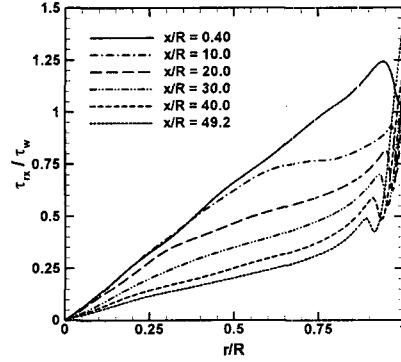
(a) Forced convection



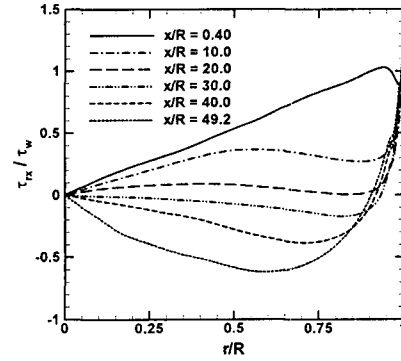
(b) Upward, D = 1mm



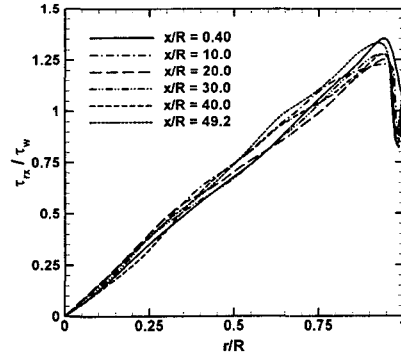
(c) Upward, D = 5mm



(a) Upward, D = 1mm



(b) Upward, D = 2mm



(c) Downward, D = 1mm

Fig. 7 Total shear stress¹ profiles for varying degrees of buoyancy at low heating condition, $P_0 = 8$ MPa, $Re_0 = 5400$, $Q^+ = 0.25$, $T_0 = 22$ °C: (a) forced convection; (b) upward, $D = 1$ mm; (c) upward, $D = 5$ mm

Fig. 8 Total shear stress profiles for varying degrees of buoyancy at high heating condition, $P_0 = 8$ MPa, $Re_0 = 5400$, $Q^+ = 1.20$, $T_0 = 28$ °C: (a) upward, $D = 1$ mm; (b) upward, $D = 2$ mm; (c) downward, $D = 1$ mm

여주고 있다. Fig. 7(a) 및 7(b)는 관내 유동의 전단 응력분포가 모든 단면에서 거의 선형적인 분포를 띄고 있음을 보여주고 있는데, 이것은 유체의 물

성치 변화가 작고 또한 부력효과를 무시할 수 있는 유동장에서는 초기 완전발달된 난류유동구조가 하류까지 거의 그대로 유지되고 있음을 의미한다. 반면 Fig. 7(c)의 결과는 7(a) 또는 7(b)의 경우와는 달리 같은 조건에서 부력의 영향이 증가하게 되면 유동장내 전단응력의 감소 및 역전현상이 주유동

¹ Total shear stress is defined as $\tau_{rx} = \mu \left(\frac{\partial \bar{u}_x}{\partial r} + \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial x} \right) - \overline{\rho u'_x u'_r}$

방향으로 발생하게 됨을 보여주며, 이 경우 전단 응력 작용방향의 역전이 $x/R \sim 30$ 지점을 전후로 발생하고 있음을 보여주고 있다. 이러한 전단응력 분포의 변화는 관내 유동의 난류량 감소에 따른 레이놀즈 응력성분의 감소 때문에 발생하는 것으로 관내 유동이 부력효과에 의해 빠르게 층류화되고 있음을 의미한다. 특이할 만한 사항은 유동장 내 전단응력의 방향이 역전되는 지점($x/R \sim 30$)에서 벽면온도가 최고점에 도달한다는 사실이다.

Fig. 8은 Range II 조건에서의 전단응력분포를 나타낸 것으로, Fig. 8(a)와 8(b)는 각각 $D = 1\text{mm}$ 와 $D = 2\text{mm}$ 관에서의 상승유동에 대한 결과를, 그리고 8(c)는 $D = 1\text{mm}$ 관의 하강유동에 대한 결과를 보여주고 있다. Fig. 8(a)에 나타난 $D = 1\text{mm}$ 관의 결과를 살펴보면 관내 유동장의 전단응력이 하류방향으로 갈수록 점차적으로 감소하고 있음을 알 수 있으며, Fig. 8(b)의 $D = 2\text{mm}$ 관의 경우에는 이러한 전단응력의 감소가 주유동방향으로 상대적으로 빨리 진행되어 작용방향의 역전이 $x/R \sim 20$ 과 30사이에서 발생하고 있음을 보여준다. 마찬가지로 이 경우 T_w 의 분포를 살펴보면 전단응력의 역전이 발생하는 지점($x/R \sim 28$)에서 T_w 이 국부적으로 최대값에 도달하고 있다. 반면 Fig. 8(c)의 하강유동의 경우에는 상승유동과는 달리 벽근처에서 오히려 전단응력이 증가하는 경향을 보여주며, 그 외 단면에서는 완전발달된 관내 난류유동과 비슷하게 선형분포를 띄고 있음을 보여주고 있다. 또한 하강유동의 경우 하류방향으로 전단응력분포의 변화는 거의 발생하지 않고 있다.

Fig. 9는 Fig. 8과 같은 조건에 대한 주유동방향 평균속도분포를 나타낸 것으로, Fig. 9(a)와 9(b)는 상승유동, 그리고 9(c)는 하강유동의 경우를 보여주고 있다. 여기서 y/R 은 벽면으로부터의 거리 좌표를 나타낸다. 상승유동의 경우 두 경우 모두 부력에 의한 영향으로 벽근처 저밀도 유체입자가 급속히 가속되어 평균속도분포가 하류방향으로 갈수록 점차 M자 형태로 변화하고 있음을 알 수 있는데, 부력의 영향이 상대적으로 큰 Fig. 8(b)의 경우에서 이와 같은 현상이 뚜렷하게 나타나고 있다. 반면 Fig. 9(c)의 하강유동의 경우에는 주유동방향으로 속도분포의 변화가 거의 일어나지 않으며 따라서 모든 영역에서 완전발달된 난류유동구조가 그대로 유지되고 있음을 말해주고 있다.

마지막으로 Fig. 10은 특정 순간유동장에서 주유동방향의 와도(Vorticity)성분에 대한 등치면(Iso-Surface)를 나타낸 것으로, 관내 초임계 난류 유동

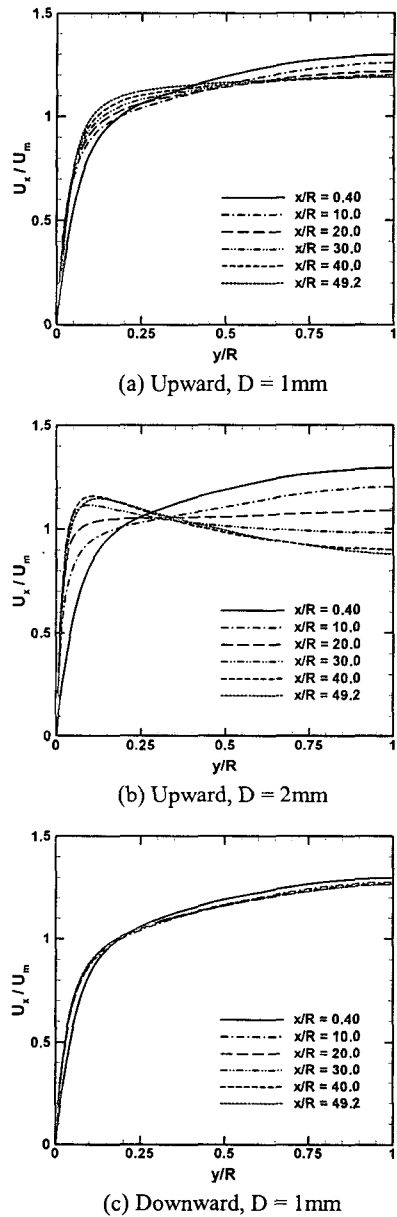


Fig. 9 Mean velocity profiles at $P_0 = 8\text{ MPa}$, $Re_0 = 5400$, $Q^+ = 1.20$, $T_0 = 28\text{ °C}$: (a) Upward, $D = 1\text{mm}$; (b) upward, $D = 2\text{mm}$; (c) downward, $D = 1\text{mm}$

의 와류구조를 보여주고 있다. Fig. 10(a)에 나타난 $D = 1\text{mm}$ 관내 상승유동의 경우에는 난류유동장의 와류구조가 전영역에 걸쳐 점차적으로 소멸되면서 유동이 지속적으로 층류화 되고 있음을 보여주며, 같은 상승유동의 경우라 할지라도 Fig. 10(b)에 나타난 2mm 관의 경우에는 초기에 소멸된 난

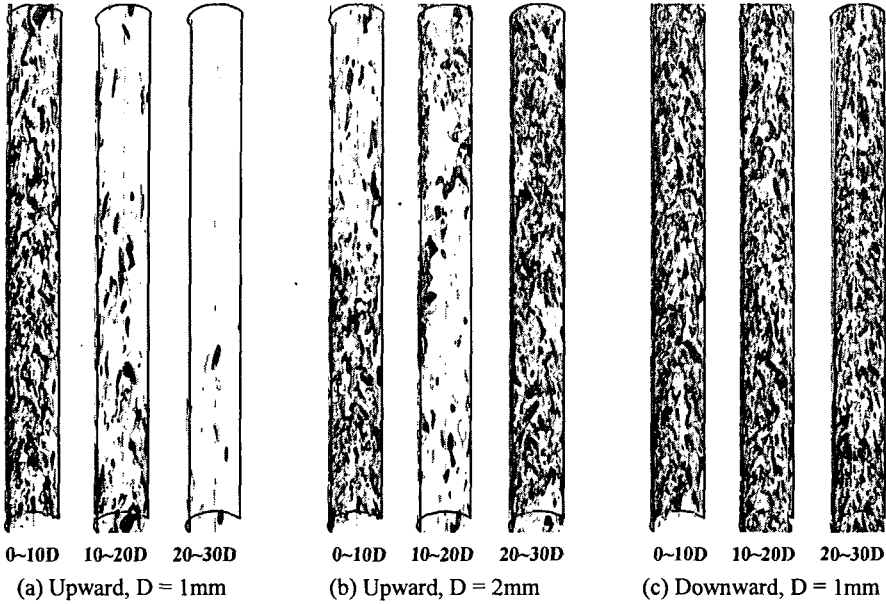


Fig. 10 Instantaneous streamwise vorticity contours at $P_0 = 8$ MPa, $Re_0 = 5400$, $Q^+ = 1.20$, $T_0 = 28$ °C: (a) upward, $D = 1$ mm; (b) upward, $D = 2$ mm; (c) downward, $D = 1$ mm: (dark gray) $\omega_x = +2.5$; (light gray) $\omega_x = -2.5$

류구조가 $x/D \geq 20$ 이후에서 다시 재생되고 있음을 보여주는데, 이것은 부력효과가 난류의 소멸뿐만 아니라 이를 다시 재생시키는 역할도 하고 있음을 말해준다. 반면 Fig. 10(c)의 하강유동의 경우에는 상승유동에서와 같은 난류구조의 소멸·재생 과정없이 초기의 난류구조가 거의 변하지 않고 그대로 유지되고 있음을 알 수 있다. 이러한 유동 가시화 결과는 초임계 유체의 열전달 저하 및 회복이 부력에 의한 관내 유동장의 난류구조 변화 때문에 발생하는 현상임을 직접적으로 증명하고 있다.

3.5 이론적 고찰 및 열전달 저하 메커니즘

1973년 Tanaka 등⁽²⁶⁾은 수직원형관내 준완전발달된(Quasi Fully-Developed) 가변물성치 난류유동에 대한 이론적 고찰을 통해 상승유동의 경우 벽 근처 전단응력분포가 다음과 같은 식으로 표현됨을 밝혀냈다.

$$\begin{aligned} \tau &= \tau_w - \left[2S_{a0} + 2\left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_m}\right)S_{g0} + \tau_w \right] \frac{y}{R} \\ &= \tau_w \left(1 - \frac{y}{R}\right) - \left[2S_{a0} + 2\left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_m}\right)S_{g0} \right] \frac{y}{R} \end{aligned} \quad (12)$$

여기서 ρ_f 와 ρ_m 은 각각 막평균밀도 및 단면평균 밀도를 나타내며, S_{a0} 와 S_{g0} 는 각각 식 (13)과 식 (14)와 같이 정의된다.

$$S_{a0} = \frac{1}{2} (\overline{\rho u_x})_m \frac{dU_m}{dx} R \quad (13)$$

$$S_{g0} = \frac{1}{2} \rho_m g R \quad (14)$$

위의 식 (12)로부터 유체의 물성치가 변하는 경우 전단응력은 벽면으로부터

$$-\left[2S_{a0} + 2\left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_m}\right)S_{g0} + \tau_w \right] \quad (15)$$

의 기울기로 감소함을 알 수 있으며, 이 식으로부터 초임계 유동과 같이 T_{pc} 전후에서 유체의 급격한 밀도변화가 발생하는 경우에는 식 (15)의 두번째 항의 영향이 상대적으로 커지게 되며 따라서 관내 유동에서 형성되는 밀도차에 의한 부력효과가 전단응력감소를 초래하는 중요한 요소임을 알 수 있다. 이것은 Fig. 7과 Fig. 8에서 이미 살펴본 DNS

해석결과와 정성적으로 잘 일치하는 사실이다. 따라서 초임계 유동의 경우에는 완전발달된 고정물 성치 난류유동과는 달리 전단응력이 0이 되는 지점이 단면의 중심이 아닌 벽근처에서 발생할 수 있게 되며, 따라서 Fig. 11에서 실선으로 도식적으로 나타낸 형태의 전단응력분포가 유동장내 존재할 수 있게 된다. 이 경우 그림의 아랫부분에 표시된 검사체적내의 유체는 체적면에서 아무런 저항을 받지 않기 때문에 마치 플러그(Plug) 유동처럼 하류로 흐르게 되며, 이 경우 검사체적면을 통한 에너지 전달은 난류성분감소에 따라 주로 전도 열전달에 의해서만 발생하게 된다. 따라서 벽근처 유체입자는 벽면으로부터 일정하게 유입된 열이 잘 확산되지 않기 때문에 필연적으로 온도가 증가할 수 밖에 없게 된다. 이러한 현상으로 인해 부력효과가 매우 큰 관내 유동의 경우 특히 초임계 유체 유동의 경우 국부적으로 벽면온도의 과도한 증가현상이 발생하는 것이다. 이상과 같은 초임계 유체의 열전달 저하현상에 대한 물리적 설명은 그동안 Hall, Jackson 등에 의해 제기되었으나,^(4,14,27) 본 연구에서 이러한 가설을 처음으로 DNS를 통해 수치적으로 증명하였다.

4. 결론

직접수치모사(DNS)를 이용한 수직원형관내 초임계 유체의 난류 열전달 특성에 대한 연구가 수행되었다. 작동유체로 $P_0 = 8 \text{ MPa}$ 의 CO_2 를 사용하였으며 입구유동의 평균레이놀즈수는 관지름을 기준으로 5400으로 설정하였고, 벽면에서의 열경계조건으로 일정 열유속조건을 사용하였다. 초임계 유체의 경우 가상임계온도를 전후로 매우 급격한 밀도변화가 일어나기 때문에 밀도차에 의해 유발되는 부력효과로 강제대류특성보다는 자연대류효과가 매우 증폭된 혼합대류특성이 나타나는 것으로 확인되었다. 특히 상승유동의 경우 이러한 부력효과는 국부적으로 난류구조의 파괴와 함께 유동의 층류화를 촉진시켜 난류열전달 성능의 급격한 저하현상을 초래하는 한편 관내 유동장의 평균속도분포를 변화시킴으로써 난류구조의 재생 및 열전달 회복을 가져오게 하는 역할을 동시에 하는 것으로 판명되었다. 본 연구의 DNS 해석결과와 큰 레이놀즈수 차이로 인해 기존 실험결과와 정량적으로 비교할 수 없었으나 정성적으로 매우 잘 일치하는 결과로서, 본 연구를 통해 초임계 유체의 열전달 저하 메커니즘에 대한 기존 이론적 가설을 수치적으로 처음 증명하였다.

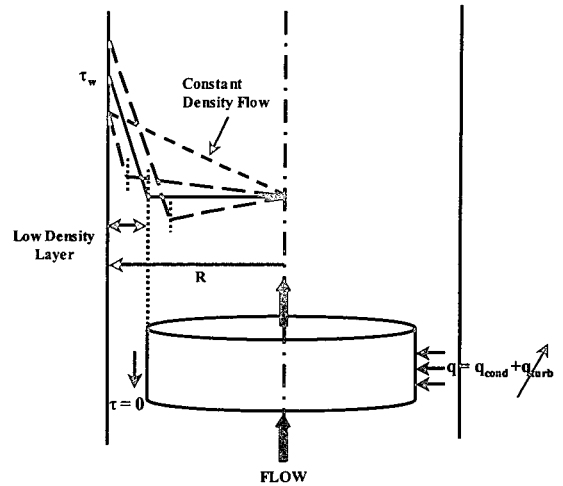


Fig. 11 Schematic diagram of the modified shear stress concept explaining heat transfer deterioration due to buoyancy effect^(4, 27)

후 기

본 연구는 한미 I-NERI 국제 공동과제의 일부로서, 한국과학기술기획평가원(KISTEP)의 재정적인 지원 하에 수행되었음을 밝히며, 이에 감사한다.

참고문헌

- (1) Oka, Y. and Koshizuka, S., 2000, "Design Concept of Once-Through Cycle Supercritical Pressure Light Water Cooled Reactors," *Proc. of SCR-2000, Japan*, No. 101.
- (2) Jackson, J. D., 2001, "Some Striking Features of Heat Transfer with Fluids at Pressures and Temperatures Near the Critical Point," *Keynote paper, Int. Conf. Energy Conv. and Appl. (ICECA 2001)*, Wuhan, China.
- (3) Petukhov, B. S., 1970, "Heat Transfer and Friction in Turbulent Pipe Flow with Variable Physical Properties," *Adv. in Heat Transfer*, Vol. 6, pp. 503~564.
- (4) Hall, W. B., 1971, "Heat Transfer Near the Critical Point," *Adv. in Heat Transfer*, Vol. 7, pp. 1~86.
- (5) Polyakov, A. F., 1991, "Heat Transfer Under Supercritical Pressures," *Adv. in Heat Transfer*, Vol. 21, pp. 1~53.
- (6) Kirillov, P. L., 2000, "Heat and Mass Transfer at Supercritical Parameters (The Short Review of Researches in Russia. Theory and Experiments)," *Proc. of SCR-2000, Japan*, No. 105.
- (7) Ackerman, J. W., 1970, "Pseudoboiling Heat Transfer to Supercritical Pressure Water in Smooth and Ribbed Tubes," *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 92, pp. 490~498.
- (8) Shitsman, M. E., 1963, "Impairment of the Heat

- Transmission at Supercritical Pressures," *Teplofizika Vysokikh Temperatur*, Vol. 1, No. 2.
- (9) Bourke, P. J., Pulling, D. J., Gill, L. E. and Denton, W. H., 1970, "Forced Convective Heat Transfer to Turbulent Carbon Dioxide in the Supercritical Region," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 13, pp. 1339~1348.
- (10) Evans-Lutterodt, K. O. J., 1968, "Forced Convection Heat Transfer to Carbon Dioxide at Near Critical Pressure Conditions," Ph. D. Thesis, University of Manchester.
- (11) Griffith, P. and Shiralkar, B. S., 1968, "The Deterioration in Heat Transfer to Fluids at Supercritical Pressure and High Heat Fluxes," Dept. Mech. Eng., M.I.T. Report, No. 70332-51.
- (12) Fewster, J., 1975, "Mixed, Forced and Free Convective Heat Transfer to Supercritical Pressure Fluids Flowing in Vertical Pipes," Ph. D. Thesis, University of Manchester.
- (13) Shitsman, M. E., 1968, "Temperature Conditions in Tubes at Supercritical Pressure," *Teploenergetika*, Vol. 15, No. 5, pp. 57~61.
- (14) Jackson, J. D. and Hall, W. B., 1979, "Influences of Buoyancy on Heat Transfer to Fluids Flowing in Vertical Tubes Under Turbulent Conditions," *Turbulent Forced Convection in Channels and Bundles*, Hemisphere Publishing Corporation, Vol. 2, pp. 613~640.
- (15) Jackson, J. D., Evans-Lutterodt, K. O. J. and Weinberg, R., 2003, "Experimental Studies of Buoyancy Influenced Convective Heat Transfer in Heated Vertical Tubes at Pressures Just Above and Just Below the Thermodynamic Critical Value," *GENES4/ANP2003*, Japan, No. 1177.
- (16) Kurganov, V. A. and Kaptilnyi, A. G., 1993, "Flow Structure and Turbulent Transport of a Supercritical Pressure Fluid in a Vertical Heated Tube Under the Conditions of Mixed Convection. Experimental Data," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 36, pp. 3383~3392.
- (17) Bellmore, C. P. and Reid, R. L., 1983, "Numerical Prediction of Water Temperatures for Near-Critical Para-Hydrogen in Turbulent Upflow Inside Vertical Tubes," *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 105, pp. 536~541.
- (18) He, S., Kim, W. S., Jiang, P. X. and Jackson, J. D., 2003, "Simulation of Mixed Convection Heat Transfer to Carbon Dioxide at Supercritical Pressure," 8th *UK National Heat Transfer Conference*, Sept. 9-10, Oxford, UK.
- (19) Koshizuka, S., Takano, N. and Oka, Y., 1995, "Numerical Analysis of Deterioration Phenomena in Heat Transfer to Supercritical Water," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 38, pp. 3077~3084.
- (20) Howell, J. R. and Lee, S. H., 1999, "Convective Heat Transfer in the Entrance Region of a Vertical Tube for Water Near the Thermodynamic Critical Point," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 42, pp. 1177~1187.
- (21) Lee, S. H. and Howell, J. R., 1998, "Turbulent Developing Convective Heat Transfer in a Tube for Fluids Near the Critical Point," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 41, pp. 1205~1218.
- (22) Bae, J. H., Yoo, J. Y. and Choi, H., 2003, "Direct Numerical Simulation of Heat Transfer to CO₂ at Supercritical Pressure in a Vertical Tube," *Proc. of NURETH-10*, Oct. 5-9, Seoul, Korea.
- (23) Pierce, C. D., 2001, "Progress-Variable Approach for Large-Eddy Simulation of Turbulent Combustion," Ph. D. Thesis, Stanford University.
- (24) The International Association for the Properties of Water and Steam, "a PROgram PAKage for THERmophysical properties of fluids (PROPATH)," Ver. 11.
- (25) 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.
- (26) Tanaka, H., Tsuge, A., Hirata, M. and Nishiwaki, N., 1973, "Effects of Buoyancy and of Acceleration Owing to Thermal Expansion on Forced Turbulent Convection in Vertical Circular Tubes - Criteria of the Effects, Velocity and Temperature Profiles and Reverse Transition from Turbulent to Laminar Flow," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 16, pp. 1267~1288.
- (27) Hall, W. B. and Jackson, J. D., 1969, "Laminarization of a Turbulent Pipe Flow by Buoyancy Forces," *ASME paper 69-HT-55*.