2003 추계학술발표회 논문집
한국원자력학회

가열된 관내의 초임계압수의 수직상향유동에 대한 수치모사

Numerical simulation of the vertical upward flow of water in a heated tube at the supercritical pressure

김성훈, 김영인, 조봉현, 배윤영
한국원자력연구소
대전광역시 유성구 덕진동 150

요 약

상용전산유체역학용 프로그램을 이용하여 초임계압조건에서의 물의 수직상향유동에 대한 수치모사를 하였다. 초임계압조건에서 급격하게 변동하는 물의 물성치를 얻기 위해서 IAPWS-95의 식이 사용되었다. Yamagata et al.의 실험조건과 일치시키기 위해서 입구의 질량속도는 1260kg/m^2·s로, 벽열속은 465, 698과 930kW/m^{2}로 설정하였다. 초임계압조건에서의 난류모형의 신뢰성을 확인하기 위해서 표준 k-ε 모형과 RNG k-ε 모형을 사용하여 일련의 모사를 진행하였다. 벽조건으로는 표준 벽함수가 사용되었다. 이 계산조건하에서 RNG k-ε 모형과 표준 k-ε 모형의 결과는 차이가 거의 나타나지 않았다. 그리고, 벽면온도 예측치는 실험값에 비해서 낮았다. 예측과 실험의 차이는 벽열속이 증가할수록 증가한다. 평균유동장과 난류값도 검토되었다. 체적온도의 증가때문에 발생하는 밀도감소로 인한 가속도와 부력의 영향으로 인해 기존의 난류모형을 이용한 예측이 부정확하게 된 것으로 보인다.

Abstract

The vertical upward flow of water in a heated tube at supercritical pressure is numerically simulated by means of a commercially available computational fluid dynamics code. The IAPWS-95 formulation is used to obtain the water properties, which vary substantially at supercritical condition. To match the simulation with the experiment performed by Yamagata et al., the mass velocity of the simulation is set to be 1260kg/m^2·s and the wall heat fluxes 465, 698, and 930kW/m^2. To examine the reliability of the turbulence model at the supercritical flow, a series of simulations are performed with turbulence models: Standard k-ε model and RNG k-ε model. The standard wall function is used as the wall boundary condition. There is little difference between the results from the RNG k-ε model and the standard k-ε model, and the wall temperature predictions are lower than the experiment. The temperature difference between the predictions and the experiment becomes larger as the wall heat flux increases. The mean flow fields and turbulence properties from each turbulence model are examined. It seems that the acceleration, which is caused by the density reduction as the bulk temperature increases, and the buoyancy lead to the inadequate prediction.

1. 서 론

2002년 7월 GIF 리우회의에서 초임계압경수로가 GEN IV 대상노형중 하나로 선정되었다. 냉각재의 압력이 25Mpa, 운전온도가 290~550^{o}C로 한 초임계상태로 운전되는 초임계압경수로는 냉각재의 상변화를 배제하고 열용량을 높여 냉각재 재고량을 줄일 수 있을 뿐만 아니라 발전소 열효율을 올릴 수 있다. 초임계압경수로는 노심을 지나는 동안 지속적으로 가열됨으로 인해 유사임계점(pseudo-critical point)를 지나게 되며 냉각재는 급속한 물성치의 변화를 경험하게된다.

초임계압에서의 유동현상에 대해서는 물($P_{critcal}$=22.1Mpa, $T_{critical}$=374^{o}C)이나 이산화탄소($P_{critcal}$=7.4Mpa, $T_{critical}$=31^{o}C)를 이용하여 많은 실험이 진행되어왔다[1]. 유사임계점 근처에서 냉각재의 물성치는 크게 변화하며, 이는 냉각재 유동의 열전달계수에 큰 변화를 끼친다. 낮은 벽면열속의 경우 Dittus-Boelter 상관식에 비해서 큰 열전달계수를 보이는 열전달 증대현상이 발생하며, 높은 벽면열속의 경우에는 작은 열전달계수로 인한 벽면온도의 증가를 보이는 열전달 열화현상이 발생한다.

복잡한 유로에서 이런 현상을 관찰하기 위한 초임계압수의 실험은 시간과 비용측면에서 큰 부담이 된다. 전산해석을 통해서 초임계상태의 열전달 현상을 모사하면 비교적 적은 비용으로 넓은 범위의 관심대상에 대해서 발생하는 현상을 관찰하고 분석할 수 있다. 이를 위한 전제 조건으로 전산유체역학을 통한 해석이 충분히 초임계압하의 유동에 대해서 예측을 잘 할 수 있어야 한다. 초임계압하에서의 유동에 대한 전산모사는 꾸준히 진행되어 왔다. 가장 간단한 형태의 난류 모형인 대수모형을 이용하거나 Low-Reynolds 수 k-ε 모형을 사용하여 진행되었다[2,3].

본 연구에서는 상용 전산유체역학용 프로그램인 FLUENT를 이용하여 가장 단순한 형태의 유동인 관내의 수직상향유동에 대한 해석이 시도되었다. 전산모사에 사용한 난류모형은 가장 일반적으로 사용되고 있는 표준 k-ε 모형이며, 벽에 대한 조건으로 벽함수를 사용하였다. 비교할 실험은 Yamagata et al.[4]의 실험결과중에서 비교적 유량이 많은 경우인 입구의 질량속도 1260kg/m^{2}s인 관내의 수직상향 유동이다. 계산방법은 2장에서 다뤄지며, 3장에서 모사된 결과에 대한 해석을 하였다.

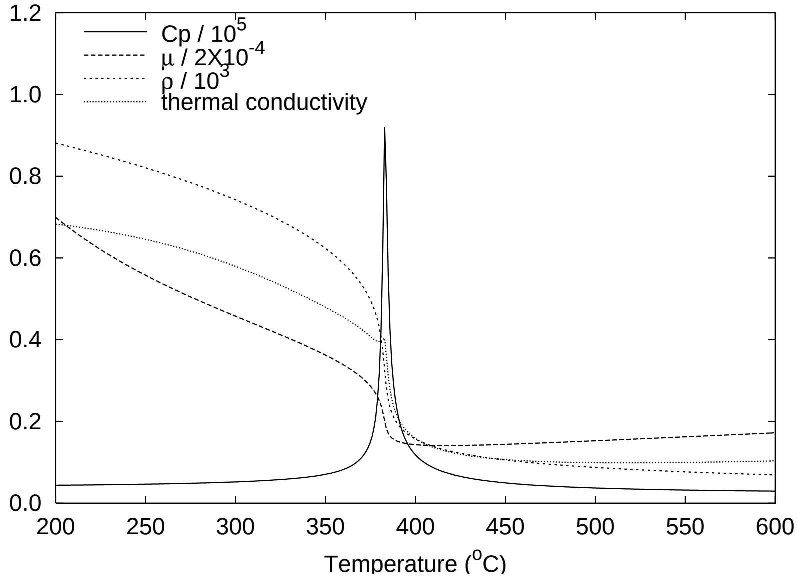

Fig. 1 Water Properties at 24.5MPa

2. 계산 방법

2.1. 물의 물성치

초임계조건에서는 유체의 물성치는 급격하게 변화한다. 물의 경우에는 22.1MPa의 이상의 압력에서는 상변화가 없는 초임계압유체의 특성을 띤다. 이 조건하의 물의 물성치를 전산모사에 적용하기 위해서 IAPWS-95(the International Association for the Properties of Water and Steam)[5)]이 사용되었다. 참고로 증기표의 빠른 계산을 필요로 하는 산업계의 요구에 따라 APWS-95와 더불어 1967년이후에 산업표준으로 사용되었던 ASME Steam Table을 대체하는 IAPWS-IF97(the IAPWS industrial Formulation 1997 for the Thermodynamics Properties of Water and Steam)[6)]도 역시 발표되어 있다. 전산 모사에 사용되는 물의 열전도도와 점성은 참고문헌 7과 8에 나타난 IAPWS-95에 대응하여 개정된 식을 사용하였다.

전산 모사의 대상은 관의 입구측 압력이 24.5MPa이다. 관내부에서 발생하는 압력강하가 이 절대값보다 상대적으로 작으므로, 24.5MPa의 압력하에서 온도에 대한 물의 물성치 변화를 고려하는 형식으로 물의 물성치를 프로그램에 적용하였다. 이 압력에서의 물의 물성치의 온도에 대한 변화는 그림 1에 나타나 있다. 그림에서 볼 수 있듯이 온도가 380°C근처에 도달하면, 온도가 올라감에 따라 정압비열, C_p 는 급격한 상승과 감소를 보이며, 밀도, 점성과 열전도도는 급격히 감소한다.

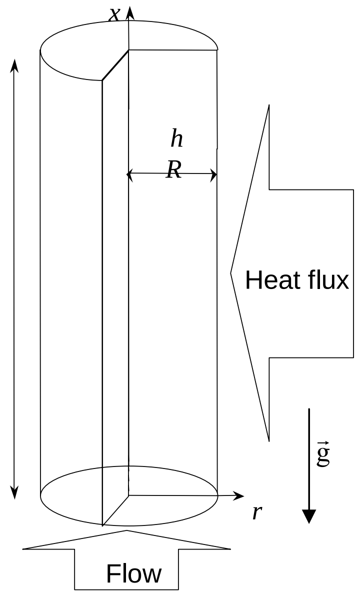

Fig. 2 Schematic diagram of the calculation domain

2.2. 계산방법

난류의 영향으로 인한 유동장과 열전달현상을 예측하는 방법중의 하나는 와점성계수(eddy visocity)를 계산하여 Boussinesq의 가정(Boussinesq's hypothesis)을 통해 레이놀즈응력을 계산하여 유동장과 열전달현상을 해석하는 방법이다. 가장 많이 사용되는 난류모형인 표준 k-ε 모형은 와점성계수를 계산하기 위해서 난류에너지와 그 소산항에 대한 두 개의 전달방정식을 푼다. 이외에도 더 복잡한 형태의 난류모형들이 존재하지만, 계산시간과 컴퓨터의 용량으로 인해 사용이 빈번하지는 않다[9].

비압축성 유동에서 평판 유동이나 완전발달된 유동에 대해서 모형상수가 결정되어진 표준 k-ε 모형이 부가적인 영향력에 의해서 변동되는 유동장에 대해서는 잘못 예측하는 경우가 많다. 그러나, 비교적 간단한 형태의 유동장에서는 산업적인 측면에서는 표준 k-ε 모형이 충분한 정도로 정확성을 가지고 예측하는 것도 사실이다. 특히 전산유체역학용 상용프로그램이 많이 출시되어 많은 영역에서 사용되고 있으며, 본 연구도 그 중의 하나인 FLUENT를 이용하여 연구를 진행하였다.

계산영역은 그림 2에 나타나있다. 영역은 축대칭으로 생각하였고, 길이 방향으로는 4m의 가열부분과 입구와 출구의 양끝단에 유동장을 발달시키기 위해서 비가열 부분을 0.2m씩 삽입하였다. 관의 지름은 7.5mm이다.

Yamagata et al.의 논문중에서 그림 4. b)와 비교하기 위해서 관으로 1260kg/m^{2}s의 물이 흐르며, 각각 233, 465, 698, 그리고, 930kW/m^{2}의 비율로 벽이 가열되는 것으로 생각하였다.

Yamagata et al.은 이 조건에서의 체적엔탈피와 벽온도에 대한 값을 측정하였으며, 이를 비교하기 위해서 비슷한 영역의 체적엔탈피에 대해서 전산모사가 진행되었다. 작은 가열율일 경우 4m의 관길이에도 불구하고 체적엔탈피의 증가가 크지 않아서 입구에서 물의 엔탈피 즉 온도를 올려서 여러 번의 계산을 수행하여야 하였다.

전 수치모사는 상용 전산유체역학용 소프트웨어인 FLUENT를 이용하여 진행되었다. 축대칭 2차원에 대한 연속방정식이 사용되었으며, 축방향 유동과 지름방향 유동에 대한 Navier-Stokes 방정식을 풀었다. 온도분포를 얻기위해서 내부에너지에 대한 전달방정식이 계산되었다. 연속방정식과 주유동에 대한 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho U) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho V) = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho UU) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho UV) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left[\mu_e\left(2\frac{\partial U}{\partial x} - \frac{2}{3}\nabla\cdot\vec{U}\right)\right] + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\mu_e\left(\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial x}\right)\right] + \rho g_x \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho UV) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho VV) = -\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x}\left[\mu_e\left(\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial x}\right)\right] + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\mu_e\left(2\frac{\partial U}{\partial x} - \frac{2}{3}\nabla\cdot\vec{U}\right)\right] - 2\mu_e\frac{V}{r^2} + \frac{2}{3}\frac{\mu_e}{r}\nabla\cdot\vec{U} \tag{3}$$

주어진 압력하에서 온도에 따른 물성치변화는 IAPWS-95에 의해서 계산하고 이를 테이블화하여 FLUENT의 사용자정의함수(User Define Function)로 만들어 적용되게 하였다.

난류에 의한 유동장의 변화를 계산하기 위해서 필요한 와점성계수는 난류 모형을 이용하여 얻어진다. 본 연구에서 사용된 난류 모형은 표준 k-ε 모형, RNG k-ε 모형, 그리고, Realizable k-ε 모형이다. 표준 k-ε 모형에 비해 RNG k-ε 모형은 급격한 변형률이나 유선곡률에 대해서 더 효과적인 예측을 할 수 있는 것으로 알려져 있다[10]. Realizable k-ε 모형은 레이놀즈응력중 수직응력의 양의 값을 가져야 하며, 전단응력에 대한 Schwarz 부등식을 만족시키도록 개발되었다[11]. 초임계압의 관유동이 비록 유동장이 간단하기는 하지만, 유동장 전체적으로 온도변화가 크기 때문에 두 모형의 비교를 해보았다. 난류 에너지 전달방정식과 소산항 전달 방정식에서 부력에 의한 생성항을 고려하였다.

난류값을 위한 벽경계조건으로는 표준 벽함수가 사용되었다. 와점성계수를 얻기위해서 계산되는 난류에너지와 그 소산항은 벽근처에서 크기가 복잡하게 변화한다. 이를 계산하기 위해서 복잡한 형태의 감쇠함수(damping function)이 사용되는 Low-Reynolds k-ε 모형이 개발되어있다. 그러나, 이 형태의 난류모형들은 벽에 붙어있는 격자의 크기인 y_1^+를 1미만을 요구하며, 이로 인해 격자의 가로세로비가 매우 커진다. 결과적으로, 수렴성을 떨어뜨리며, 계산에 필요한 격자수가 매우 증가한다.

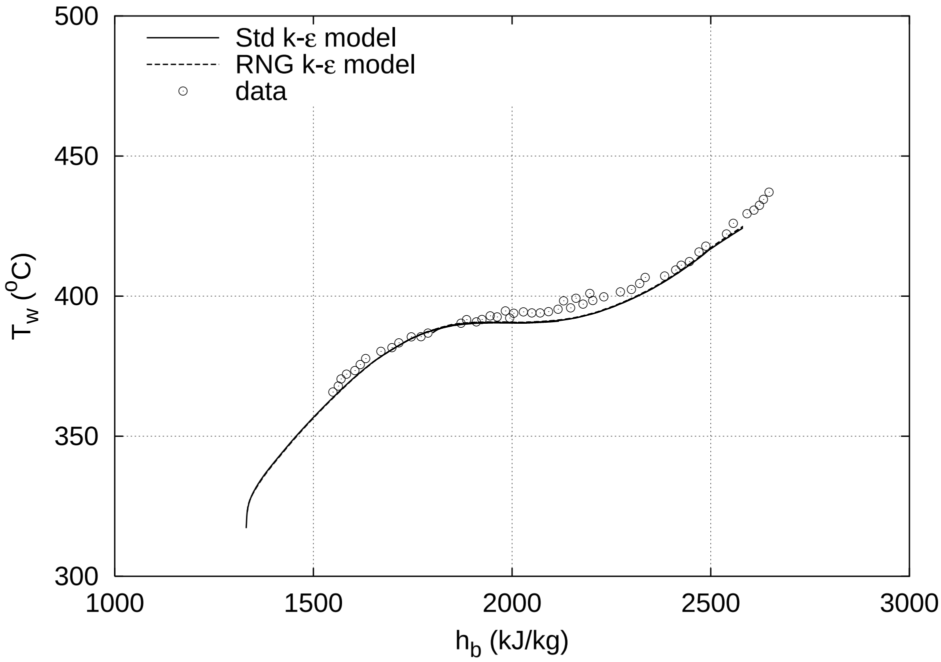

Fig. 3 Wall Temperature at $q''_w = 465 kW/m^2$

벽함수는 평판유동에서 벽에서부터의 무차원 거리인 y^+ 가 11.3보다 큰 지점에 존재하는 로그층(logarithmic layer)에 대해 잘 알려져 있는 특징을 사용하여 속도와 난류값들을 얻는다. 이를 통해 로그층 밑의 복잡한 난류값의 계산을 생략하게 된다.

2.3. 격자의 영향

계산의 결과를 분석하기 전에 계산 격자수가 충분한지를 검토하기 위해서 격자의 변화에 따른 결과의 영향을 살펴 보았다. 축방향으로는 최종 격자에서는 계산 격자의 간격을 일정하게 2mm로 지정하여 x방향으로 2200개의 격자를 생성하였다. 반지름 방향에 대해서는 총 50개의 격자를 사용하였다. 벽에 붙어있는 격자는 y_1^+ 이 벽함수 사용조건에 맞도록 20정도의 크기를 갖도록 조절하였으며, 나머지 격자를 축근처와 벽근처에 집중되도록 분포시켰다.

격자의 개수와 격자의 간격들을 변화시켜가며 그 영향을 검사하였다. 축방향의 격자간격을 절반으로 줄여서 계산을 해보았으나 계산결과에 끼치는 영향은 거의 없는 것으로 보아 축방향의 격자수가 충분한 것을 알 수 있었다. 반지름 방향의 격자의 변화에 있어서 계산 결과인 벽마찰계수에는 큰 영향을 주지 않았으며, 벽면의 온도에 대해서는 약 2~4^{o}C의 변화가 있었다. 특히 체적엔탈피가 유사임계점근처에 있을 때, 벽근처의 계산격자의 높이에 영향을 받는다. Yamagata et al.의 실험에서 벽면온도의 오차는 2^{o}C 정도로 보고하고 있으므로, 이 또한 무시할 만한 것으로 보인다.

3. 결과

3.1. 계산 결과

그림 3, 4와 5는 여러 난류모형으로 예측된 체적엔탈피에 대한 벽면온도를 Yamagata et al.의 실험결과와 비교한 그림이다. 벽면 열속이 233kW/m^{2}인 경우에 대한 결과는 465kW/m^{2}의 경우와 경향이 비슷하여 생략하였다.

벽면 열속이 증가할수록 난류모형을 이용한 벽면온도의 예측은 오차가 커진다. 표준 k-ε 모형과 RNG k-ε 모형은 낮은 벽면열속에서 4^{o}C정도 낮게 예측하며, 높은 벽면열속에서는 10^{o}C정도 작게 예측한다. Realizable k-ε 모형은 큰 벽면열속에서만 계산되었으며, 결과는 벽면온도를 50~150^{o}C정도 크게 예측한다. 앞의 두 난류 모형은 1700~2300kJ/kg의 체적엔탈피를 갖는 영역에서 낮은 벽면온도 예측을 하며, 나머지 영역에서는 실험결과와 거의 일치하는 결과를 보인다. 이와는 다르게 Realizable k-ε 모형은 높은 벽면열속의 경우에 매우 큰 온도 상승을 보인다. 그림 5의 930kW/m^{2}의 경우에는 Yamagata et al.의 실험결과가 충분히 큰 체적엔탈피 영역까지 주어져 있지 않아서 그 영역에서의 난류 모형에 의한 예측을 실험값과 비교할 수 없었다.

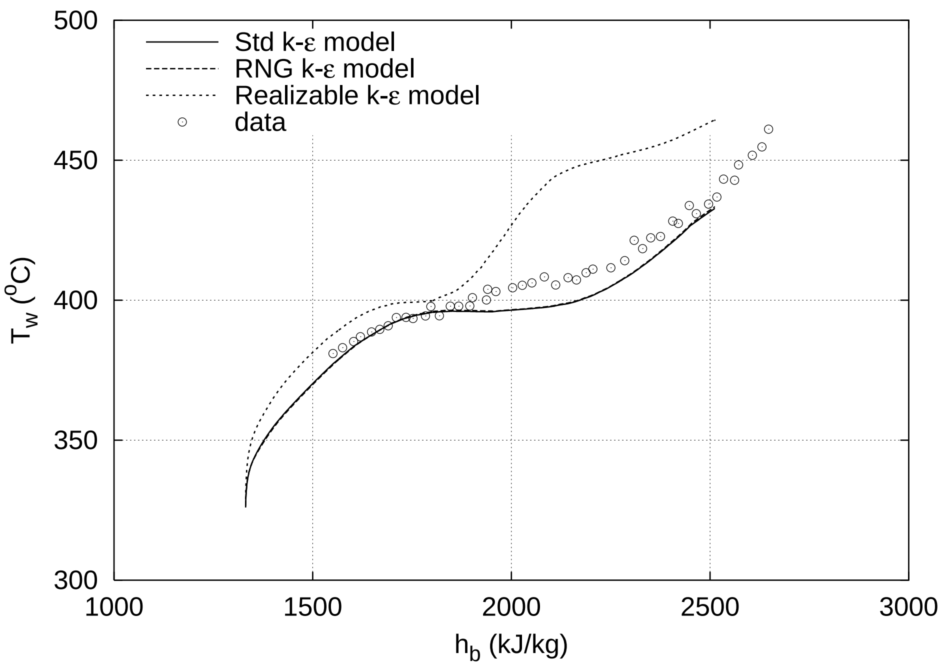

Fig. 4 Wall Temperature at $q''_w = 698 kW/m^2$

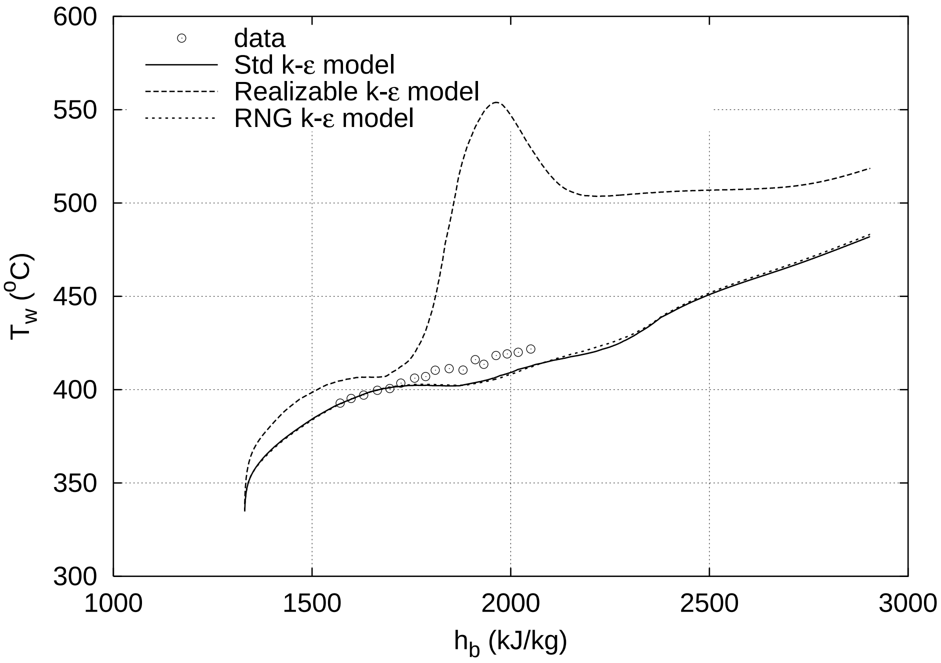

Fig. 5 Wall Temperature at $q''_w = 930 kW/m^2$

체적엔탈피가 1700~2300kJ/kg인 경우는 벽면근처가 유사임계점의 온도에 도달하기 시작해서 축에 수직인 단면의 전영역에서 유사임계점에 도달해 있는 경우이다. 그림 1에서 본 것과 같이 유사임계점에서는 각종 물성치가 크게 변한다. 유사임계점 근처에서의 온도변화에 따른 밀도의 급격한 변화를 포함하는 유동장의 큰 변화가 난류유동에 대해 영향을 미치지만, 이 영향이 밀도가 변화하지 않는 비압축성유동에 대해서 개발되어왔던 기존의 난류 모형들에서는 잘 예측되지 못하는 것으로 볼 수 있다.

그림 6은 벽면열속이 930kW/m^{2}의 경우에 대해 예측된 벽마찰계수를 보여주고 있다. 벽마찰계수는 벽면에서의 기울기를 간접적으로 확인할 수 있다. Moody's diagram에 의하면 이 경우의 레이놀즈수에서 원형관에서의 벽마찰계수는 난류유동의 경우 약 4.5×10^{-3}이며, 층류의 경우에는 0.16×10^{-3} 정도이다.

그림에서 보듯이 입구유동의 속도에 기준을 둔 벽마찰계수($C_{f,in}$)는 초기에는 일반적인 원형관 유동의 벽면마찰계수 값이나, 체적엔탈피의 예측이 실험결과에 비해서 작아지는 부분인 1m정도의 위치에서부터 벽마찰계수가 약간 감소하다가 급격하게 증가한다. 이는 축방향으로 진행될수록 벽에서부터 얻는 열로 인해 체적엔탈피가 증가하게 되고 밀도가 감소하게된다. 연속방정식을 만족시키도록 밀도의 감소한 만큼 속도가 증가되어 벽면에서의 속도구배가 커져서 벽마찰계수가 증가하게 된다.

관중심에서의 속도를 기준으로 한 벽마찰계수($C_{f,c}$)도 그림 6에 보여진다. 이 벽마찰계

수는 오히려 1m정도의 위치에서부터 오히려 감소하는 경향을 보여준다. 초기부분의 $C_{f,c}$가 Moody's diagram의 값에 비해 작은 이유는 Moody's diagram이 Reynolds값이 축에 수직인 단면에 대한 평균 축방향속도에 의해서 정의된 것에 비해 그림 6의 $C_{f,c}$는 평균속도보다 큰 축에서의 축방향속도를 기준으로 하였기 때문이다. $C_{f,c}$를 보면 유동이 흐르면서 완전발달된 난류유동에서 층류방향쪽으로 유동형태가 변화하고 있음을 유추할 수 있다. 이는 완전발달된 관유동이 가열되어 유사임계점을 통과하면서 밀도가 감소되고 속도가 증가하지만, 난류에너지의 증가가 증가된 속도에 비해 충분하지 않아서 난류상태를 유지못하고 층류상태로 변해가는 것으로 보인다.

이런 현상은 난류에너지의 크기를 관찰함으로써 더 확실히 확인할 수 있다. 그림 7은 표준 k-ε 모형으로 계산된 930kW/m^{2}의 벽면열속조건하에서 선정된 지점의 반지름방향 난류에너지 분포를 보여주고 있다. 난류에너지를 축에서의 축방향속도(U_c)로 무차원화하여 절대적인 크기를 비교하였다. 선정된 각 위치는 유사임계점의 전후이다. 초기 x=0.3m의 지점에서 큰 난류에너지를 갖던 유동이 유사임계점근처에서 갑작스러운 밀도감소로 인해 난류에너지가 U_c에 비해서 충분히 발달되지 못하고 있다. 그 지점을 통과한 이후에는 난류에너지가 점차적으로 증가하고 있다.

난류에너지가 U_c에 비해서 충분히 커지지 못함으로 말미암아 에너지가 벽면에서 충분히 유동장안쪽으로 잘 전달되지 못해서 벽면의 온도가 상대적으로 증가하게된다. 그림 8

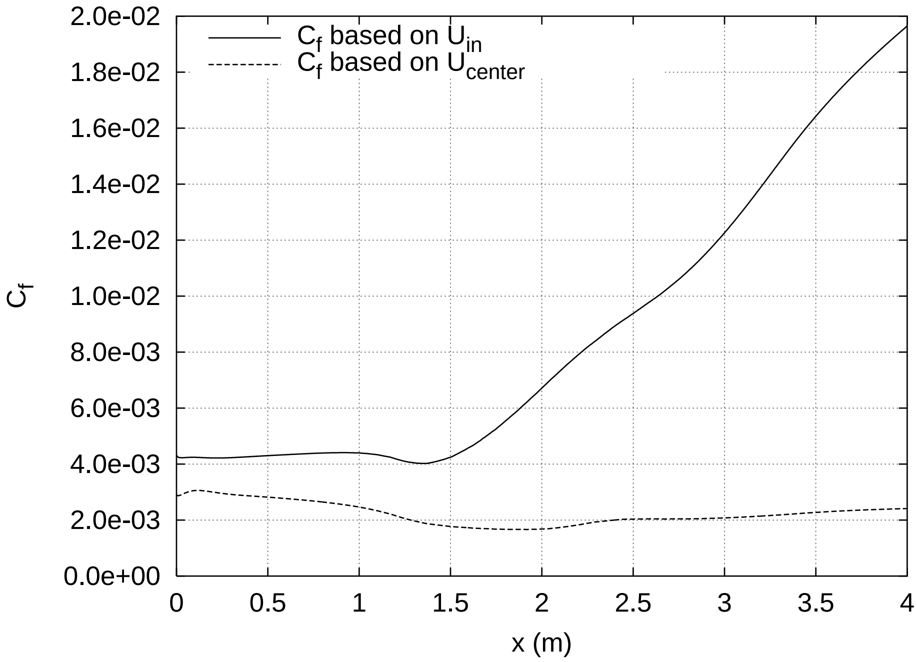

Fig. 6 Skin friction coefficient estimated by standard k-ε model at $q''_w = 930\mathrm{kW/m^2}$

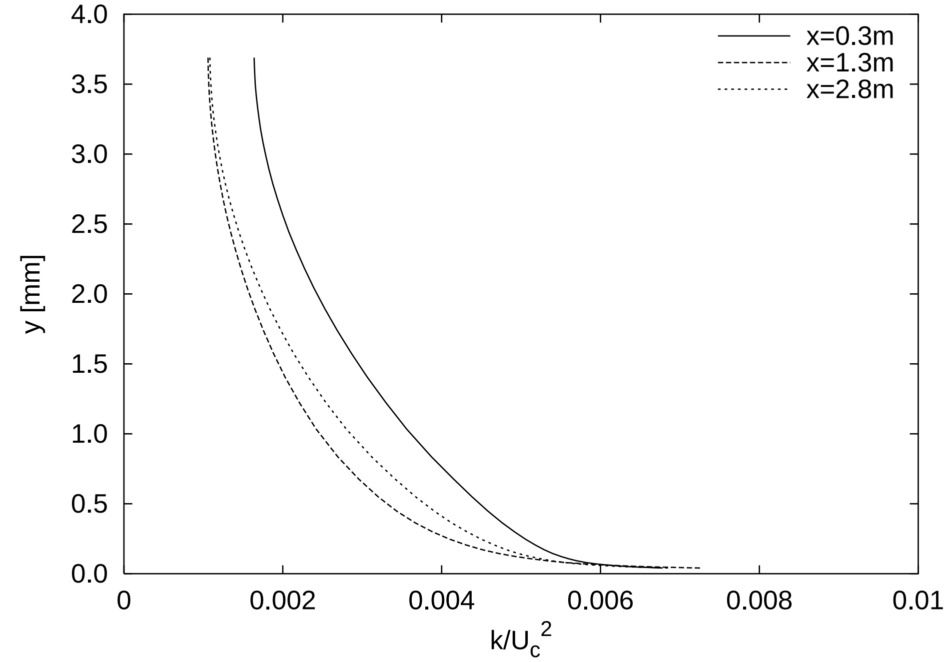

Fig. 7 Turbulent kinetic energy estimated by standard k-ε model at $q''_w = 930 \mathrm{kW/m^2}$

은 표준 k-ε 모형으로 계산된 930kW/m^{2}의 벽면열속조건하에서 선정된 지점의 반지름방향 온도 분포를 보여주고 있다. 온도는 축방향으로 진행될수록 점진적으로 증가하고 있으며, 초기에 완만하던 기울기는 두번째 지점에서 급격한 경사를 보이다가 이후에 다시 완만해 진다. 그림 7에서 나타난 난류에너지의 크기변화에 따라서 난류열확산계수(turbulent thermal diffusivity)가 변화하여 열전달을 변화시킨다.

3.2. 고찰

초임계압조건에서 가열되는 관속에서 유동이 진행될 때 유사임계점 근처에서 유동은 급격한 밀도감소로 인한 속도증가를 경험하게된다. 앞 절에서 본 것처럼 난류에너지는 속도증가율에 비해 늦게 성장한다. 그런 이유로 인해 난류유동에서 층류유동쪽으로 진행되게 된다. 디퓨저에서도 관찰되는 유동의 가속도는 이런 현상이 난류구조에 영향을 미쳐 재층류화(relaminarization)을 발생시킨다. 가속도를 받는 조건에서 난류유동의 예측은 기존의 모형이 비교적 잘 예측하는 것으로 보고되고 있다[12)]. 초임계압조건에서는 비교적 좁은 구간에서 급격한 가속이 되는 영역으로 볼 수 있어, 디퓨저의 경우보다는 훨씬 심각한 조건에 놓여있는 유동으로 볼 수 있다.

초임계압수의 유동에 영향을 주는 또 다른 인자로는 부력을 꼽을 수 있다. 일반적으로 비압축성 유동의 경우에는 Boussinesq의 근사를 사용하여 온도에 따른 밀도변화를 고려한다. 그러나, 초임계압수의 유동에서는 온도에 대한 밀도변화를 직접 입력하여 계산을 수

행한다. 난류모형의 난류에너지 전달방정식에는 부력에 의한 난류에너지의 생성항을 다음과 같은 형태로 고려하고 있다.

$$G_b = g\beta\overline{wT'} = \beta g_i \frac{\mu_t}{Pr_t}\frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (4)$$

위 식에서 w와 T'는 각각 중력방향의 속도요동성분과 온도요동성분이며, β는 열팽창계수이다. 위 항은 안정화된 유동 즉 뜨거운 액체가 윗쪽에 있는 경우에는 난류에너지를 감소시키고, 차거운 액체가 위에 있는 불안정한 유동상태에서는 난류에너지를 증가시키는 역할을 한다. 현재의 수직상승하는 초임계압수의 유동에서는 뜨거운 액체가 윗쪽에 존재하므로 난류에너지의 생성이 방해받고 있는 경우라 할 수 있겠다.

난류에 의한 열전달증대를 고려하기 위해서 난류프란틀수(Pr_t)를 이용하여 와점성의 크기와 비례하도록 난류열확산계수가 계산된다. 액체금속의 경우처럼 프란틀수인 Pr이 작은 경우에는 Pr_t의 변화가 유동장에 큰 영향을 미치지 않는 것으로 보고되고 있어 특별히 유동장에 대한 Pr_t에 의한 영향은 고려되지 않았다.

수직상승하는 초임계압수의 유동장에는 가속도와 부력항이 난류에너지를 감소하는 방향으로 유동이 진행되고 있기 때문에 열전달이 감소하고 있는 것으로 보인다. 이러한 영향을 고려할 수 있도록 난류모형에 첨가된 수정항들은 대부분 비압축성유동장 혹은 밀도

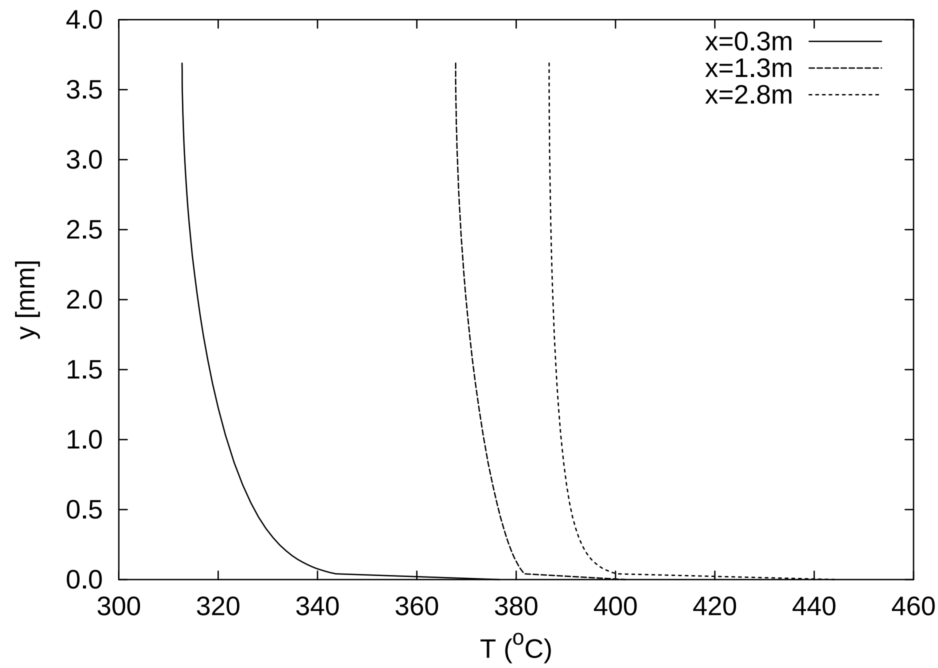

Fig. 8 Temperature estimated by standard k-ε model at $q''_w = 930 kW/m^2$

변화가 미미한 부분에 대해서 고려되었으므로, 본 연구의 결과에서 알 수 있듯이 초임계 압수의 유동에는 비교적 좋지 않은 결과를 보인다.

본 연구의 해석대상인 실험을 전산모사한 Koshizuka et al.[3)]의 논문에서는 Low-Reynolds k-ε 모형중의 하나인 Jones- Launder[13)]의 모형을 이용하고, parabolic 해법을 이용하여 모사를 하였다. 그 논문의 그림 3에서는 열전달계수의 비교를 하였으나, 실험에서 벽면온도가 가지고 있는 오차가 2°C정도임을 고려하여 결과를 판단해야 한다. 비록 Low-Reynods 모형을 사용하여 벽면근처의 층류저층(laminar sublayer)과 버퍼층까지 모사하였으나, 열전달 계수의 예측은 실험과 차이를 보이고 있다. 열전달 계수가 실험에 비해서 낮게 예측되고 있는 것으로 보아 벽면의 온도가 크게 예측되고 있는 것으로 생각할 수 있다. 이는 벽함수를 이용한 본 연구의 결과에서 벽면의 온도가 작게 예측되고 있는 것과 비교하면 다른 경향성을 보이고 있음을 알 수 있다.

저레이놀즈 k-ε 모형은 벽에 접하는 격자의 높이를 제한하는 조건으로 인해 수렴이 어려우며, 계산시간이 매우 증가된다. 더욱이 복잡한 형상에 대해서 이러한 격자조건을 맞추면서 격자를 생성하는 것이 어렵기 때문에 격자에 대한 조건이 느슨한 벽함수를 사용하는 난류모형을 택하는 것이 좋을 것으로 보인다. 이를 위해서는 초임계압조건에서도 잘 예측할 수 있도록 벽함수와 난류전달방정식에 적절한 수정이 가해져야 할 것으로 보인다.

4. 결론

초임계압수의 유동을 전산모사하여 다음과 같은 사실을 알 수 있었다. 표준 k-ε 모형과 RNG k-ε 모형은 Yamagata et al.의 실험중 본 연구에서 선정된 경우에 있어서 거의 비슷한 예측을 보인다. 낮은 벽면열속에서 예측된 벽면온도는 실험과 작은 차이를 보였으며, 벽면열속이 큰 경우에는 차이가 커진다. Realizable k-ε 모형은 초임계압수의 관내유동을 예측하는데 부적절한 것으로 보인다.

본 연구의 대상인 초임계압수는 벽면열속으로 인한 지속적인 열공급으로 인한 체적온도의 증가때문에 발생하는 밀도감소가 발생한다. 이로 인한 가속도와 또다른 인자인 부력의 영향으로 인해 기존의 난류모형을 이용한 예측이 부정확하게 된 것으로 보인다. 부정확한 와점성계수의 예측으로 인해 벽면에서 공급되는 에너지가 충분히 관내 유동으로 전달되지 못해서 오류가 발생된 것으로 보인다. 적절한 수정항을 이용하여 기존의 난류모형을 유사임계점의 근처에서 크게 예측하도록 수정하면 이 영향을 극복할 수 있을 것으로 보이며, 이것은 향후에 더 연구가 진행되어야 한다. 또한 유량이 작고 열량이 큰 경우에서는 본 연구에서 나타난 결과와는 다른 결과가 나올 것으로 예측되어 더 많은 연구가 필요할 것으로 보인다.

5. 참고문헌

1) Cheng, X., Schulenberg, T., "Heat transfer at supercritical Pressures – Literature Review and application to a HPLWR," Wissenschaftliche Gerichte, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe, Mai 2001.

2) Deissler, R. G., Cleveland, O., "Heat transfer and fluid friction for fully developed turbulent flow of air and supercritical water with variable fluid properties," *Trans. ASME*, Vol. 76, pp. 73-85, 1954.

3) Koshizuka, S., Takano, N., and Oka, Y., "Numerical analysis of deterioration phenomena in heat transfer to supercritical water," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 38, No. 16, pp. 3077-3084, 1995.

4) Yamagata, K., Nishikawa, K., Hasegawa, S., Fujii, T., and Yoshida, S., "Forced convective heat transfer to supercritical water flowing in tubes," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 15, pp.2575-2593, 1972.

5) Wagner, W. and Pruß, A., "The IAPWS Formulation 1995 for the Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance for General and Scientific Use," *J. Phys. Chem. Ref. Data*, Vol. 31, No. 2, pp. 387-535, 2002.

6) Wagner, W., Cooper, J. R., Dittmann, A., Kijima, J., Kretzschmar, H.-J., Kruse, A., Mares, R., Oguchi, K., Sato, H., Stocker, I., "The IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam," *ASME J. Eng. Gas Turbines and Power*, Vol. 122, pp. 150-182, 2000.

7) Fernández-Prini, R., "Revised Release on the IAPS Formulation 1985 for the Thermal Conductivity of Ordinary Water Substance," IAPWS, 1998.

8) Fernández-Prini, R., "Revised Release on the IAPS Formulation 1985 for the Viscosity of Ordinary Water Substance," IAPWS, 1997.

9) Wilcox, D. C., *Turbulence modeling for CFD*, 2^{nd} ed., DCW Industries, 1998.

10) Yakhot, V. and Orszag, S. A., "Renormalization Group Analysis of Turbulence: 1. Basic Theory," *Journal of Scientific Computing*, Vol. 1, pp. 3-51, 1986.

11) Shih, T.-H., Liou, W. W., Shabbir, A., Yang, Z., and Zhu, J., "A New k-ε Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows - Model Development and Validation," *Computers Fluids*, Vol. 23, No. 3, pp. 227-238, 1995.

12) Kays, W. M. and Crawford, M. E., *Convective Heat and Mass Transfer*, 3^{rd} ed., McGraw-Hill, Inc., 1993.

13) Jones, W. P. and Launder, B. E., "The calculation of low-Reynolds-number phenomena with a two-equation model of turbulence," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 16, pp. 1193-1130, 1973.