

저레이놀즈형 난류모델을 이용한 가열수직관 내 초임계압수의
강제대류 열전달 전산해석

Numerical Simulation on the Forced Convective Heat Transfer of
Water at Supercritical Pressure Flowing in a Heated Vertical Tube
Using Low Reynolds Turbulence Models

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

요 약

가열수직관 내를 흐르는 초임계압수에 대해 Yamagata의 열전달 실험^[17]을 참조하여 전산해석을 수행하였다. Yamagata의 실험 중 관경 7.5mm, 가열길이 2m, 압력 245 bar, bulk 온도 300~420°C, 열속범위 465~930 kW/m² 및 질량유속 1,280 kg/m²s의 조건을 대상으로 FLUENT 코드로 계산을 수행하였으며 실험결과와 각각 비교하였다. 해석결과 유량에 비해 상대적으로 작은 열속인 465 kW/m²의 조건에서는 일부 모델을 제외하고는 난류모델에 따른 차이가 크지 않았으며, 물성치의 변화가 매우 큰 구간임에도 불구하고 Yamagata의 실험 결과를 오차 20% 미만에서 비교적 잘 예측하였다. 그러나 650 kW/m² 이상의 상대적으로 큰 열속 조건에서는 대부분의 난류모델들이 실험 결과와 크게 차이를 보였는데 이중 RNG $k-\epsilon$ 모델을 사용하고 벽면에 enhanced wall treatment를 사용한 경우가 실험결과와 가장 근접한 결과를 보였으며 오차 약 25% 정도로 예측하였다.

Abstract

Numerical simulation was made referring to the Yamagata's experiment for heat transfer of supercritical water flowing in a vertical tube. Numerical simulation was performed for the conditions of tube diameter of 7.5mm, heated tube length of 2m, operation pressure at 245 bar, bulk temperatures from 300 to 420°C, heat fluxes from 465 to 930 kW/m² and mass velocity 1,260 kg/m²sec, by FLUENT code and compared to the Yamagata's experiments. At the heat flux, 465 kw/m², a satisfactory results was obtained within the error range lower than 20% comparing calculations with Yamagata's experiment, and the difference between turbulence models was not so big. But at the heat flux, 930 kw/m², the difference between the calculations and Yamagata's experiment increased to about 25%, and the difference between turbulence models increased significantly. The case using RNG $k-\epsilon$ and enhanced wall treatment option of the turbulence models predicted the Yamagata's experiment most well.

1. 서론

초임계압수냉각원자로(Supercritical Water-cooled Reactor; SCWR)는 냉각재의 압력을 약 25 MPa 이상, 운전온도를 약 290~550℃로 하여 초임계압 상태(647.096 K, 22.064 MPa 이상)로 운전함으로써 냉각재의 상변화를 배제하고 열용량을 높여 냉각재 재고량을 대폭 줄일 수 있을 뿐 아니라 plant 열효율을 약 45% 까지 올리는 새로운 개념의 원자로이다. 국내에서는 초임계압수냉각 원자로에 대한 관심이 높아지고 있으나 아직 대상원자로에 대한 개념이 설정되지 않았을 뿐 아니라 설계에서 요구되는 초임계수의 열전달 특성에 대한 연구가 전혀 이루어진 바 없다. 외국에서는 1950년대부터 꾸준히 초임계압 유체에서의 열전달 현상을 연구하여 여러 가지의 상관식을 제안했으나 적용조건에 따라 각 상관식 간에 많은 차이를 보이고 있어 일반적으로 적용하기에는 한계가 있다.

초임계압수냉각원자로 노심에서는 노심 입구에서 출구에 이르는 수직 상승유로에서 열전달이 지속적으로 일어나며 이 사이에서 유체는 유사임계점(pseudo-critical point)을 지나가는 것이 특징이다. Dickson and Welch(1958)^[1], Domin(1963)^[2], Swenson 등(1965)^[3] 및 Shitman(1966)^[4]의 초임계압수 강제대류 열전달 실험과 Koppel and Smith(1961)^[5], Hall 등(1966)^[6], Tanaka 등(1968)^[7] 및 Melik-Pashev 등(1968)^[8]의 CO₂에 대한 실험결과로부터 초임계압에서 열전달계수는 유사임계점 근처에서 현저히 커지게 됨이 확인되었다. 그러나 열속이 커지면 열전달계수의 최대치는 감소하여 결과적으로 유사임계점 근처에서는 열전달계수가 저하되는 열전달 열화(heat transfer deterioration)가 발생되는 것이 확인되었다. 이러한 현상은 Shitsman(1963)^[9], Vikrev and Lokshin(1964)^[10], Hall 등(1967-68)^[11], Shitman(1967-68)^[12], Alferov 등(1969)^[13], Bourke 등(1970)^[14], Shiralkar and Griffith(1970)^[15] 및 Ackerman(1970)^[16]의 연구에서도 확인되었다. 이러한 유사임계점 근처에서의 열전달 계수의 특이한 거동은 관 단면을 가로지르는 유체의 물성치가 크게 변화하는데 기인한다. 왜냐하면, 그림 1에서 보는 바와 같이 유사임계 영역에서는 작은 온도변화에서도 유체의 물성치가 크게 변하기 때문이다. 이러한 열전달의 특이 현상은 pseudo-nucleate-boiling 모델, pseudo-film-boiling 모델과 같은 여러 모델이 제시되고 있으나 초임계압 열전달 현상을 충분히 설명하지는 못하고 있다.

초임계압수냉각원자로의 노심 열수력 설계나 유체계통 내의 열교환기에서의 열전달 성능을 해석하기 위해서는 넓은 운전조건영역에서 물과 증기의 열전달 현상을 정확히 예측할 수 있어야 한다. 이를 위해서는 벽면 근처의 미세영역에 대한 열유동 현상 해석이 매우 중요하며, 적절한 난류 모델 선정을 포함한 수치해석 방법을 찾는 것이 필요하다.

본 연구에서는 초임계압 화력발전소의 설계와 관련하여 수행된 Yamagata^[17]의 실험 중 관직경 7.5mm, 가열길이 2m, 압력 245 bar, bulk 온도 300~420℃, 열속범위 465~930 kW/m² 및 질량유속 1,280 kg/m²s의 조건에 대해 전산해석적 방법으로 모사하여 초임계압수에 대한 열전달해석에 전산해석코드의 이용 가능성을 평가하였다. 본 연구에서 모사하고자하는 현상은 벽면에서의 물성 및 열유동 변화가 매우 크므로 난류모델은 벽면밀집격자를 사용하는 난류 모델들을 사용하였다. 해석코드로는 상용전산유체해석코드인 FLUENT를 사용하였다.

2. 지배방정식 및 난류모델

정상상태 축대칭 2차원 유동에 대하여 축방향으로 x 반경방향으로 r 좌표를 잡고 연속방정식, 운동량방정식, 에너지보존방정식을 나타내면 다음과 같은 일반 보존방정식으로 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u \phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v \phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + S_{\phi} \quad (1)$$

여기서

ϕ : 일반종속변수

u : 축방향(x) 속도

v : 반경방향(r) 속도

각 보존방정식에서의 계수 및 종속변수는 표 1과 같이 정리된다.

Table 1. Dependent variables and coefficients of the conservation equations

방정식	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
연속방정식	1	0	0
운동량방정식	u	μ_{eff}	$-\frac{\partial p}{\partial x} - S_u$
	v	μ_{eff}	$-\mu_{eff} \frac{2v}{r^2} - \frac{\partial p}{\partial r} - S_v$
에너지방정식	h	μ_{eff} / σ_h	S_h

난류모델 또한 식(1)과 같은 일반적인 형태로 나타낼 수 있다. 각 난류모델의 계수 및 종속변수는 표 2와 같이 정리된다. 표 2에서 G_k 는 평균속도변화율에 의한 난류에너지(k)의 생성항이며 G_b 는 부력에 의한 난류에너지 k 의 생성항이다. 또한 S 는 사용자가 정의하는 생성항이며 Y 는 압축성 유체에 추가되는 항으로 S 와 Y 는 본 논문에서는 0이다. RNG 모델에서의 R항은 유선 곡률의 변화가 심한 유동에서 ε 을 보정해 주기 위해 추가된 항이다.

Standard, RNG, Realizable $k-\varepsilon$ 모델은 벽면경계층 외곽의 고 Reynolds 영역 해석을 위한 난류 모델이며, Standard, SST $k-\omega$ 모델 및 저 레이놀즈 모델들은 감쇄함수를 사용하여 벽면 경계층의 점성저층 영역의 저 Reynolds 영역과 경계층 외곽의 고 Reynolds 영역을 동시에 해석하는 난류 모델이다. 각 난류모델별 난류점성계수(turbulent or eddy viscosity)는 다음과 같이 정의된다.

o Standard, RNG, Realizable $k-\varepsilon$ 모델

$$\mu_t = C_\mu \frac{\rho k^2}{\varepsilon}$$

o Low Reynolds $k-\varepsilon$ 모델들

$$\mu_t = C_\mu f_\mu \frac{\rho k^2}{\varepsilon}$$

Table 2. Dependent variable and coefficient of the turbulence models

Turbulence Model	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
Standard $k-\varepsilon$	k	$(\mu + \mu / \sigma_k)$	$G_k + G_b - \rho\varepsilon - Y_M + S_k$
	ε	$(\mu + \mu / \sigma_\varepsilon)$	$C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{\varepsilon 3} G_b) - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon$
RNG $k-\varepsilon$	k	$\alpha_k \mu_{eff}$	$G_k + G_b - \rho\varepsilon - Y_M + S_k$
	ε	$\alpha_\varepsilon \mu_{eff}$	$C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{\varepsilon 3} G_b) - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon + S_\varepsilon$
Realizable $k-\varepsilon$	k	$(\mu + \mu / \sigma_k)$	$G_k + G_b - \rho\varepsilon - Y_M + S_k$
	ε	$(\mu + \mu / \sigma_\varepsilon)$	$\rho C_1 S \varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1c} \frac{\varepsilon}{k} C_{3c} G_b + S_\varepsilon$
Low Reynolds No. $k-\varepsilon$	k	$(\mu + \mu / \sigma_k)$	$G_k + G_b - \rho\varepsilon - Y_M + S_k$
	ε	$(\mu + \mu / \sigma_\varepsilon)$	$C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{\varepsilon 3} G_b) - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon$
Standard $k-\omega$	k	$(\mu + \mu / \sigma_k)$	$G_k - Y_k + S_k$
	ω	$(\mu + \mu / \sigma_\omega)$	$G_\omega - Y_\omega + S_\omega$
SST $k-\omega$	k	$(\mu + \mu / \sigma_k)$	$G_k - Y_k + S_k$
	ω	$(\mu + \mu / \sigma_\omega)$	$G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega$

o Standard, SST(Shear-stress Transport) $k-\omega$ 모델

- Standard $k-\omega$ 모델

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega}, \quad \alpha^* = \alpha_\infty^* \left(\frac{\alpha_0^* + \text{Re}_t / R_k}{1 + \text{Re}_t / R_k} \right)$$

- SST $k-\omega$ 모델

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max \left[\frac{1}{\alpha}, \frac{\Omega F_2}{\alpha_1 \omega} \right]}, \quad \Omega = \sqrt{2 \Omega_{ij} \Omega_{ij}}, \quad F_2 = \tanh(\Phi_2^2)$$

난류모델에서 사용되는 상수들은 표 3에 기술되어 있다. 또한 감쇄함수 및 경계조건은 표 4에 정리되어 있다. 각 기타 자세한 내용은 참고문헌^[18]에 기술되어 있으므로 본 논문에서는 생략하고자 한다.

Table 3. Constant of the turbulence models

Turbulence Models	C_μ	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	σ_k (or α_k)	σ_ϵ (or α_ϵ)
Standard $k - \epsilon$ ^[19]	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3
RNG $k - \epsilon$ ^[20]	0.0845	1.42	1.68	1.393	1.393
Realizable $k - \epsilon$ ^[21]	$f(k, \epsilon, U^*)$	1.44	-	1.0	1.2
Abid ^[22]	0.09	1.45	1.83	1.0	1.4
Lam-Bremhorst ^[23]	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3
Launder-Sharma ^[24]	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3
Yang-Shih ^[25]	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3
Abe-Kondoh-Nagano ^[26]	0.09	1.50	1.90	1.4	1.4
Chang-Hsieh-Chen ^[27]	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3
Standard $k - w$ ^[28]	-	-	-	2.0	2.0
SST $k - w$ ^[18,29]	-	-	-	1.176/1.0	1.0/2.0

3. 경계조건 및 해석 방법

본 해석에서는 그림 2와 같은 수직 원통관을 2차원 축대칭으로 가정하여 해석을 수행하였다. 해석격자는 그림 2에서와 같이 직사각형 정열격자로 구성하였으며, 저 레이놀즈형 난류모델 및 enhanced wall treatment를 사용하는 경우 각 모델에서 요구하는 벽면 첫 번째 격자는 $y^+ \approx 1$ 이므로 벽면으로부터 첫 번째 격자는 $y^+ \approx 1$ 을 사용하고 벽면에서 중심으로 가면서 점진적으로 격자간격이 증가하도록 설정하였다. y^+ , x , r 방향에 대한 격자민감도 분석을 통해 선정된 격자는 입출구 영역을 제외하면 100×1000 격자이다. 본 해석에서는 Yamagata 실험과 동일한 방법으로 열속과 입구 유체온도를 변화시켜 벽면온도 또는 열전달계수의 변화를 계산하였다. 해석 Case는 표 5에 요약하였다.

Table 4. Damping Function and Wall B.C of Low Reynolds Number Models

Turbulence Models	f_μ	f_1	f_2	D	E	Wall B.C.
Abid ^[22]	$\tanh(0.008R_y)(1+4R_t^{-3/4})$	1	$\left[1-\frac{2}{9}\exp\left(-\frac{R_t^2}{36}\right)\right]\left[1-\exp\left(-\frac{R_y}{12}\right)\right]^2$	0	0	$\tilde{\varepsilon} = 0$
Lam-Bremhorst ^[23]	$\left[1-\exp(-0.0165R_y)\right]^2\left(1+\frac{20.5}{R_t}\right)$	$1+\left(\frac{0.05}{f_\mu}\right)^3$	$1-\exp(-R_t^2)$	0	0	$\frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = 0$ or $\varepsilon_w = \nu\left(\frac{\partial^2 k}{\partial y^2}\right)$
Launder-Sharma ^[24]	$\exp\left[\frac{-3.4}{(1+R_t/50)^2}\right]$	1	$1-0.3\exp(-R_t^2)$	$-\frac{\nu}{2k}\left(\frac{\partial k}{\partial y}\right)^2$	$2\nu\nu_t\left(\frac{\partial^2 k}{\partial y^2}\right)^2$	$\tilde{\varepsilon} = 0$
Yang-Shih ^[25]	$\sqrt{1-\exp(-a_1R_y-a_2R_y-a_3R_y)(1+R_t^{-2})}$	$0.95+0.05\frac{Gk}{\rho\varepsilon}$	$\frac{1}{(1+R_t^{-2})}$	0	$\nu\nu_t\left(\frac{\partial^2 k}{\partial y^2}\right)^2$	$\varepsilon_w = \nu\left(\frac{\partial^2 k}{\partial y^2}\right)$
Abe-Kondoh-Nagano ^[26]	$\left[1-\exp\left(-\frac{y^*}{14}\right)\right]\left[1+\frac{5}{R_t^{3/4}}\exp\left\{-\left(\frac{R_t}{200}\right)^2\right\}\right]$	1	$\left[1-\exp\left(-\frac{R_t}{3.1}\right)\right]^2\left[1-0.3\exp\left(-\frac{R_y^2}{42.25}\right)\right]$	0	0	$\varepsilon_w = \nu\left(\frac{\partial^2 k}{\partial y^2}\right)$
Chang-Hsieh-Chen ^[27]	$\left[1-\exp(-0.0215R_k)\right]^2\left(1+31.66/R_t^{5/4}\right)$	1	$\left[1-0.01\exp(-R_t^2)\right]^2\left[1-0.0631\exp(-0.0631R_y)\right]$	0	0	$\varepsilon_w = \nu\left(\frac{\partial^2 k}{\partial y^2}\right)$

Note: 여기서 y 는 벽면으로부터의 수직거리를 의미한다.

$$a_1 = -1.5 \times 10^{-4} \quad a_2 = -5 \times 10^{-7} \quad a_3 = -1 \times 10^{-10}$$

$$\nu_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\tilde{\varepsilon}} \quad R_t = \frac{k^2}{\nu \varepsilon}, \quad R_y = \frac{\sqrt{k} y}{\nu}, \quad R_y^+ = \frac{U_\tau y}{\nu} \quad \tilde{\varepsilon} = \varepsilon - D \quad (\text{near wall } \varepsilon = D)$$

Table 5. Case summary

Turbulence Model		Heat Flux [kW/m ²]	Inlet Condition [°C]	Wall Treatment
<i>k</i> - ϵ	Standard	465	573, 630, 650, 658	Enhanced Wall Treatment
		698	573, 640	
		930	573, 610, 650	
	RNG	465	573, 630, 650, 658	Enhanced Wall Treatment
		698	573, 640	
		930	573, 610, 650	
	Realizable	465	573, 630, 650, 658	Enhanced Wall Treatment
		698	573, 640	
		930	573, 610, 650	
	Abid	465	573, 630, 650, 658	Low-Reynolds Model
		698	573, 640	
		930	573, 610, 650	
	Lam-Brenhorst	465	573, 630, 650, 658	Low-Reynolds Model
		698	573, 640	
		930	573, 610, 650	
	Launder-Sharma	465	573, 630, 650, 658	Low-Reynolds Model
		698	573, 640	
		930	573, 610, 650	
	Yang-Shih	465	573, 630, 650, 658	Low-Reynolds Model
		698	573, 640	
		930	573, 610, 650	
Abe-Kondoh-Nagano	465	573, 630, 650, 658	Low-Reynolds Model	
	698	573, 640		
	930	573, 610, 650		
Chang-Hsieh-Chen	465	573, 630, 650, 658	Low-Reynolds Model	
	698	573, 640		
	930	573, 610, 650		
<i>k</i> - ω	Standard	465	573, 630, 650, 658	Low-Reynolds Model
		698	573, 640	
		930	573, 610, 650	
	SST	465	573, 630, 650, 658	Low-Reynolds Model
		698	573, 640	
		930	573, 610, 650	

4. 해석결과 및 고찰

원형관 내를 흐르는 초임계압수에서의 열전달은 열속과 유량의 관계에 따라 유량 대비 열속이 작은 저열속 regime과 유량대비 열속이 큰 고 열속 regime의 두 가지 regime으로 분류된다^[17]. 본 논문에서는 Yamagata의 실험에서 저 열속 regime으로 분류되는 관경 7.5mm, 압력 245 bar, 질량유속 1,260 kg/m²s, 열속 465, 698 및 930 kW/m²의 수직상승 유동에 대해 FLUENT 코드를 사용 전산해석적으로 모의한 결과에 대하여 기술한다.

그림 3의 (a), (b)와 (c)에는 465, 698 및 930 kW/m²의 각 열속 조건 대한 전산해석 결과와 Yamagata 실험에서 측정된 벽면온도(t_w), bulk온도와 엔탈피의 관계를 각각 나타냈다. 그림에서 각 선은 각 난류모델별 전산해석결과를 나타내고 검은 사각형 점은 Yamagata 실험결과를 나타낸다.

전산해석결과 그림 3(a)의 465 kW/m²의 열속 조건에서는 벽면온도가 bulk 온도의 증가에 따라 완만하게 증가하는 거동을 하며 bulk 온도와 관 벽면 온도의 차는 크지 않았다.

Standard, RNG, Realizable $k-\epsilon$ 모델에 의한 해석결과는 실험결과와 약 $\pm 3\text{ }^\circ\text{C}$ 미만으로 예측하였으며, 벽면온도와 bulk 온도의 온도차는 실험값과 최대 20% 미만의 차이를 보였다. 또한 일부구간을 제외하고 Standard, Realizable $k-\epsilon$ 모델은 실험결과보다 다소 높게 RNG $k-\epsilon$ 모델은 실험결과보다 다소 낮게 계산하였다. 전반적으로 Launder-Sharma의 저 레이놀즈 모델을 제외한 전 난류모델들이 물성치가 급변하는 유사임계점 근처에서도 실험결과를 잘 모사하였다. 저레이놀즈 형 $k-\epsilon$, $k-w$ 난류모델에서는 유사임계점 근처에서 일시적으로 벽면온도가 상승하는 현상이 나타나고 있다.

그림 3(a)에서 유체의 bulk 온도가 가임계점(압력 245 bar에서 $t_m=382.9\text{ }^\circ\text{C}$)에 가까워지면 벽면과 bulk온도의 차가 감소하고, 즉 열전달계수는 급격히 증가하고 가임계 점 주변에서 열전달계수가 최대가 되는 것을 알 수 있다. 이러한 경향은 Yamagata 실험과도 잘 일치한다.

반면, 그림 3(b), (c)의 698, 930 kW/m^2 열속 조건에 대한 계산결과에서는 유사임계점 근처를 제외한 곳에서는 저열속 조건의 온도분포와 비슷한 경향을 보이나, Launder-Sharma 모델을 제외한 모든 난류모델에서 bulk temperature가 유사임계점 근처에 도달하면 관 벽면온도는 급상승하고 bulk 온도가 이 점을 통과한 다음에는 벽면온도는 다시 감소하였다. 이러한 관 내벽의 온도는 급격히 상승하나 bulk 온도는 낮아 내벽과 bulk온도의 차가 급격히 증가하여 열전달계수가 작아지는 현상을 “열전달 열화(heat transfer deterioration)” 라고 하는데 이것은 초임계압 조건에서 발생하는 특이한 열전달 특성이다.

Yamagata 실험에서는 698, 930 kW/m^2 열속조건에서 열전달 열화현상이 발생하지 않았으나 전산해석에서는 Launder Sharma모델을 제외한 전 난류모델에서 698, 930 kW/m^2 열속조건에서 열전달 열화현상이 발생하였으며, 그림 3(b), (c)에 나타난 바와 같이 난류모델 별로 열화현상의 발생정도는 크게 차이가 났다. 이러한 열전달 열화현상은 bulk 온도가 가임계점 이상이 되면서 소멸되는 것으로 나타났다.

난류모델별로 살펴보면 698, 930 kW/m^2 의 열속 조건 모두에서 벽면에 밀집된 격자를 주는 enhanced wall treatment 방식을 사용하는 Standard, RNG, Realizable $k-\epsilon$ 난류모델에서는 열전달 열화현상이 비교적 완만하게 나타나고 있으며 저 레이놀즈 형 $k-\epsilon$, $k-w$ 난류모델에서는 열전달 열화현상이 심화되어 나타난다.

Yamagata의 실험결과와 전산해석결과의 차이가 가장 큰 열속은 930 kW/m^2 이다. 이 열속 조건에서 enhanced wall treatment를 사용하는 난류모델 중에서도 RNG $k-\epsilon$ 모델이 실험에 가장 근접한 해석결과를 보인다. 열전달 열화가 발생하는 유사임계점 근처에서의 RNG $k-\epsilon$ 모델의 예측값은 실험값 보다 약 $10\text{ }^\circ\text{C}$ 정도 높으며 벽면온도와 bulk 온도의 온도차는 실험에 비해 약 25% 정도 컸다.

이러한 열전달 열화현상은 Yamagata의 실험에서는 열속 930 kW/m^2 까지는 발생하지 않았는데 전산해석코드가 열전달 열화현상이 발생하는 지점을 실험보다 더 낮은 열속 조건에서 예측하고 있는 것을 알 수 있다. 이러한 차이는 Launder Sharma 난류모델을 제외한 각 난류모델이 물성치의 변화가 큰 가임계점에서의 난류영향을 정확히 예측하지 못하는 것과 전산해석조건은 정상상태유동이므로 실험조건과의 미세한 유동차이로 인한 열전달계수 변화에 기인하는 것으로 판단된다. Yamagata 실험에서도 순환수 펌프에 의해 야기되는 압력맥동이 열전달계수를 증가시켜 벽면온도를 떨어뜨리는 것으로 나타났으므로 열전달계수는 유동조건에 따라 크게 다르게 나타날 수도 있을 것으로 예상된다.

그림 4, 5, 6에는 열속 465 및 930 kW/m^2 에 대해 그림 3(a), (b)의 A, B 및 C, D 점에 해당하는 엔탈피에서 관 단면에서의 원통관 중심($r=0$)으로부터 벽면($r=0.375$)까지를 축방향 속도, 온도분포 및 난류에너지(k)를 나타내었다.

그림에서 상대적으로 작은 열속인 465 kW/m^2 의 조건에서는 일반영역 (A)와 유사임계점 근처 (B)에서의 축 방향 유속 분포는 서로 큰 차이를 보이지 않았다. 그러나 열속이 큰 930 kW/m^2 의 조건에서는 일반영역 (D)와 유사임계점 근처 (C)에서의 축 방향 유속의 분포가 큰 차이를 보이고 있다. 열속이 클 경우 유사임계점 근처에서 부력에 의한 영향이 증가하여 벽면 근처를 제외한 내부의 축방향속도 구배가 완만해지는 경향을 보이고 있다. 그러나 열속이 큰 경우에도 bulk 온도가 유사임계점을 지난 (D)의 축방향 유속분포는 (A), (B)와 유속분포와 유사하였다.

그림 5에서 (A)와 (B) 그리고 (D)에서 온도분포의 차이가 발생하는 현상은 (B) 및 (D)에서 bulk 유체는 유사임계점 근처에 있어 열용량(C_p)이 크기 때문에 발생하는 현상이다. 그러나 (C)에서는 bulk 유체가 유사임계점에 완전히 도달하지 않아 원통 중심부근의 온도분포가 (A)와 유사하게 나타나고 있고, (C)의 벽면근처에서는 열전달 열화현상에 의해 유체온도가 급상승하고 있다.

그림 6에서 (A)와 (B) 그리고 (D)에서의 난류에너지 분포는 전반적으로 서로 유사하다. 그러나 (C)의 경우 난류모델별로 난류에너지 분포의 차이가 증가하였다. (C)와 (D)를 비교할 때 난류에너지의 전반적인 크기가 차이를 보이는 것은 밀도감소에 따른 평균유속의 증가에 기인한다. (B)와 (C)에서 나타난 바와 같이 Standard, RNG $k-\epsilon$ 모델에서는 난류에너지를 저 레이놀즈 모델보다 크게 예측하므로 그림 3의 (b), (c)에서와 같이 벽면온도가 낮게 계산되는 것이다.

이상에서 살펴볼 때, Launder-Sharma 모델은 일반적인 영역의 유동에 대해서도 큰 오차를 보이고 있어 코드 구현상의 오류가 있는 것으로 판단된다. 이 모델을 제외한 전 난류모델에서 465 kW/m^2 열속조건에서는 물성치가 급변하는 유사임계점 근처에서도 실험결과를 비교적 근사적으로 모의하고 있어, 초임계압의 저열속 조건에 대한 열전달 해석을 위해 2-방정식 난류모델을 사용한 전산해석이 가능한 것으로 판단된다. 이들 2-방정식 난류모델 중 Standard, Realizable, RNG $k-\epsilon$ 모델과 enhanced wall treatment 옵션을 사용한 경우의 해석이 실험과 가장 근접하게 나타났다.

그러나 Launder-Sharma 모델을 제외한 전 난류모델에서 $698, 930 \text{ kW/m}^2$ 열속조건에서 실험의 고열속조건에서 발생하는 열전달 열화현상이 발생하고 있어 Yamagata 실험결과와 다소 차이를 보이고 있다. 전산해석에서는 열전달 열화현상이 발생하는 유량대 열속의 경계값을 정확히 예측할 수 없었으나 고열속 조건에서 발생하는 열전달 열화현상이 저 열속조건에서 발생하는 것으로 나타나 난류모델 개선을 통한 초임계 유체에 대한 전산해석이 가능한 것으로 판단된다. 열속조건 $698, 930 \text{ kW/m}^2$ 에서는 RNG $k-\epsilon$ 모델과 enhanced wall treatment를 사용한 경우의 계산이 Yamagata의 실험을 가장 근접하게 예측하고 있다. 따라서 유량 $1,260 \text{ kg/m}^2\text{sec}$, 930 kW/m^2 이하의 저 열속 조건에서는 전산해석에서는 RNG $k-\epsilon$ 모델과 벽면근처 유동해석 enhanced wall treatment를 사용하는 것이 적절한 것으로 판단된다.

최근에는 초임계 유체에 대한 열전달열화가 큰 관심의 대상이 되고 있다. 그러나 이러한 현상의 메카니즘에 대한 명확한 설명은 아직 정확히 규명되지 않고 있다. 본 해석에서도 이러한 열전달열화 현상이 나타나고 있으나 그 메카니즘을 확정적으로 확인할 수는 없었으며 앞으로 좀더 집중적인 연구가 필요할 것이다. 또한 초임계압수냉각원자로의 개발을 위해서

는 실험과 더불어 물성치 변화를 고려한 개선된 난류모델의 보완/개발이 필요한 것으로 판단된다.

5. 결론

원형관 내를 흐르는 초임계압수에서의 열전달은 열속과 유량의 관계에 따라 유량 대비 열속이 작은 저열속 regime과 유량대비 열속이 큰 고 열속 regime의 두 가지 regime으로 분류된다. 본 논문에서는 Yamagata의 실험에서 저 열속 regime으로 분류되는 관경 7.5mm, 압력 245 bar, 질량유속 1,260 kg/m²s, 열속 465, 698 및 930 kW/m²의 수직상승 유동에 대한 실험을 전산해석적으로 모의하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

- 가. 전산해석결과 465 kW/m²의 열속 조건에서는 벽면 유동해석을 위해 enhanced wall treatment를 사용하고 난류모델로 Standard, RNG, Realizable $k-\epsilon$ 모델을 사용한 경우 실험결과의 차이가 약 ± 3 °C 미만으로 가장 근접한 결과를 보이며, 벽면온도와 bulk 온도의 온도차는 실험값과 최대 20% 미만의 차이를 보였다.
- 나. 열속조건 698, 930 kW/m²의 전산해석결과에서는 Launder-Sharma 모델을 제외한 모의한 모든 난류모델에서 벽면온도가 유사임계점 근처에 도달하면 관 벽면 온도는 급상승하고 bulk 온도가 이 점을 통과한 다음에는 벽면온도는 다시 감소하는 “열전달 열화(heat transfer deterioration)” 현상이 발생하였다. 반면, Yamagata 실험에서는 698, 930 kW/m² 열속조건에서 열전달 열화현상이 발생하지 않았다.
- 다. 열속조건 698, 930 kW/m²에서 저 레이놀즈 난류모델보다 enhanced wall treatment 사용한 경우가 실험결과와 근접했으며, enhanced wall treatment를 사용하는 난류모델 중에서도 RNG $k-\epsilon$ 모델이 실험값에 가장 근접한 결과를 보였다. 열전달 열화가 발생하는 유사임계점 근처에서의 RNG $k-\epsilon$ 모델의 예측값은 실험값 보다 약 10 °C 높았으며 벽면온도와 bulk 온도의 온도차는 실험값 보다 25% 정도 높았다.

6. 참고문헌

- [1] N.L. Dickinson and C.P. Welch, Heat transfer to supercritical water, *Trans. ASME* 80, 746-752, 1958.
- [2] G. Domin Wärmeübergang in kritischen und über kritischen Bereichen von Wasser in Rohren, *BWK 15*, 527-532, 1963.
- [3] H.S. Swenson, J.R. Carver and C.R. Kakarala, Heat transfer to supercritical water in smooth-bore tube, *Journal of Heat Transfer* 87, 477-484, 1965.
- [4] M.E. Shitsman, The effect of natural convection on temperature conditions in horizontal tubes at supercritical pressures, *Thermal Engng* 13, 69-75, 1966.
- [5] L.B. Koppel and J.M. Smith, Turbulent heat transfer in the critical region, *Int. Dev. in Heat Transfer*, Part III. 585-590, ASME. 1961.
- [6] W.B. Hall, J.D. Jackson and S.A. Khan, An investigation of forced convection heat transfer to supercritical pressure carbon dioxide, *Proceedings of the Third International Heat Transfer Conference*, Vol. 1, 257-266, 1966.
- [7] H. Tanaka, N. Nishiwaki and M. Hirata, Turbulent heat transfer to supercritical carbon dioxide, *Proceeding of 1967 Semi-International Symposium, Heat and Mass Transfer*, Vol. 2, 127-134, 1968.

- [8] N.I. Melik-Pashaev, V.N. Kobel'kov and M.D. Phyugin, Investigation of convective heat transfer at supercritical pressures, *High Temp.* 6, 263-266, 1968.
- [9] M.E. Shitsman, Impairment of the heat transmission supercritical pressures, *High Temp.* 1, 237-244, 1963.
- [10] Y.V. Vikrev and V.A. Lokshin, An experimental study of temperature conditions in horizontal steam-generating tubes at supercritical pressures, *Thermal Engng.* 11, 105-109, 1964.
- [11] W.B. Hall, J.D. Jackson and A. Watson, A review of forced convection heat transfer to fluids at supercritical pressures, *Proc. Instn Mech. Engrs* 182, Part 3 I, 10-22, 1967-68.
- [12] M.E. Shitsman, Natural convection effect on heat transfer to turbulent water flow in intensively heated tubes at supercritical pressures, *Proc. Instn Mech. Engrs* 182, Part 3 I, 36-41, 1967-68.
- [13] N.S. Alferov, R.A. Rybin and B.F. Balunov, Heat transfer with turbulent water flow in a vertical tube under conditions of appreciable influence of free convection. *Thermal Engng.* 16, 90-95, 1969.
- [14] P.J. Bourke, D.J. Pulling, L.E. Gill and W.H. Denton, Forced convective heat transfer to turbulent CO₂ in the supercritical region, *Int. J. Heat Mass Transfer* 13, 1339-1348, 1970.
- [15] B. Shiralkar and P. Griffith, The effect of swirl inlet conditions flow direction and tube diameter on the heat transfer to fluids at supercritical pressures, *J. Heat Transfer* 92, 465-474, 1970.
- [16] J.W. Ackerman, Pseudoboiling heat transfer to supercritical pressure water in smooth and ribbed tubes, *J. Heat Transfer* 92, 490-498, 1970.
- [17] Yamagata, K., Nishikawa, K., Hasegawa, S., Fujii, T. and Yoshida, S., 1972, "Forced convective heat transfer to supercritical water flowing in tubes," *Int. J. Mass Transfer*, Vol.15, 2575 - 2593, 1972.
- [18] Fluent User's Guide
- [19] B.E. Launder and D.B. Spalding. *Lectures in Mathematical Models of Turbulence.* Academic Press, London, England, 1972.
- [20] D. Choudhury. Introduction to the Renormalization Group Method and Turbulence Modeling. Fluent Inc. Technical Memorandum TM-107, 1993.
- [21] T.H. Shih, W.W. Liou, A. Shabbir, Z. Yang and J. Zhu, A New $k-\epsilon$ Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows-Model Development and Validation, *Computers Fluids*, 24(3): 227-238, 1995.
- [22] Abid, R., "Evaluation of Two-Equation Turbulence Models for Predicting Transitional Flows", *International Journal of Engineering Science*, Vol. 31, pp. 831-840, 1993.
- [23] C.K.G. Lam and K.A. Bremhorst, Modified form of the $k-\epsilon$ model for predicting wall turbulence, *ASME J. Fluids Eng.* 103, 456-460, 1981.
- [24] B.E. Launder and B.I. Sharma, Application of the energy dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc, *Lett. Heat Mass Transfer* 1, 131-138, 1974.
- [25] Z. Yang and H.T. Shih, New time scale based $k-\epsilon$ model for near-wall turbulence, *AIAA J.* 31, 1191-1198, 1993.
- [26] K. Abe, T. Kondoh and Y. Nagano, A new turbulence model for predicting fluid

flow and heat transfer in separating and reattaching flows - I. Flow field calculations, *Int. J. Heat Mass Transfer* 37, 139-151, 1994.

- [27] K.C. Chang, W.D. Hsieh and C. S. Chen, A modified low-Reynolds-number turbulence model applicable to recirculating flow in pipe expansion, *ASME J. Fluids Eng.* 117, 417-423, 1995.
- [28] D.C. Wilcox. *Turbulence Modeling for CFD*, DCW Industries, Inc., La Canada, California, 1998.
- [29] F.R. Menter. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications, *AIAA Journal*, 32(8): 1598-1605, 1994.

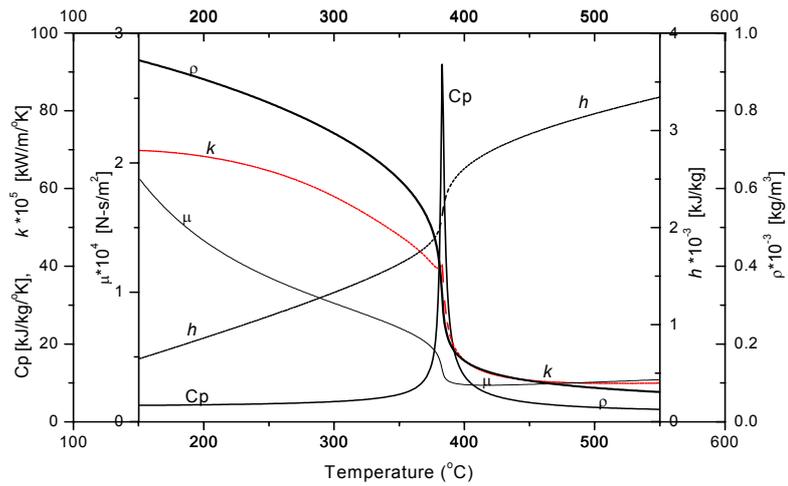


Figure 1. Physical properties of supercritical water at 245 bar

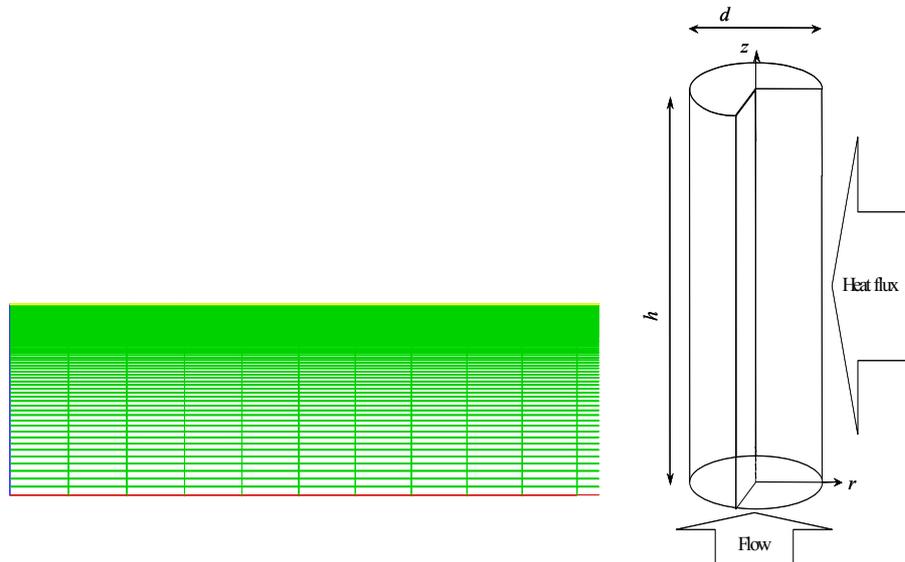
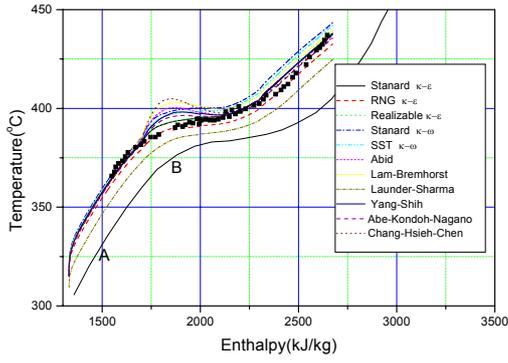
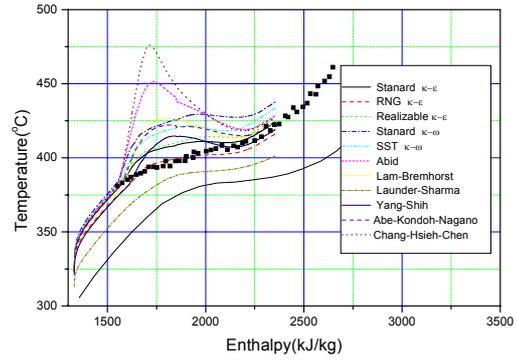


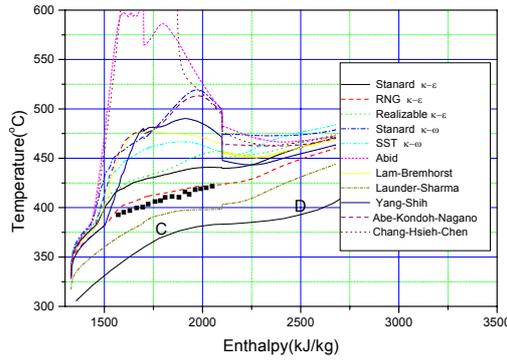
Figure 2. Grid of the inlet region and shape of calculation domain



(a) Heat Flux= 465 kW/m²

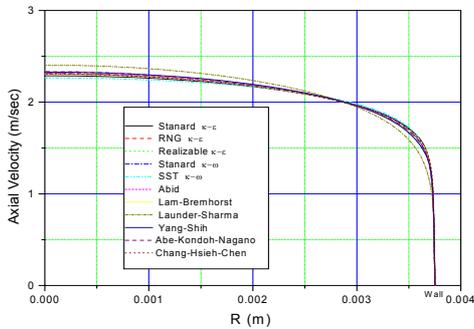


(b) Heat Flux= 698 kW/m²

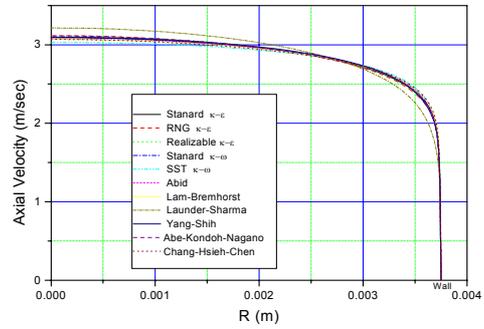


(c) Heat Flux= 930 kW/m²

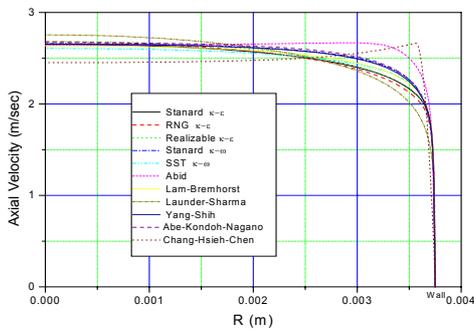
Figure 3. Wall temperature distribution



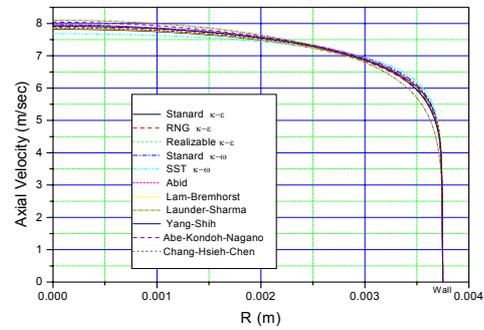
(A) q=465 kW/m², Enthalpy =1600kJ/kg



(B) q=465 kW/m², Enthalpy=1900kJ/kg

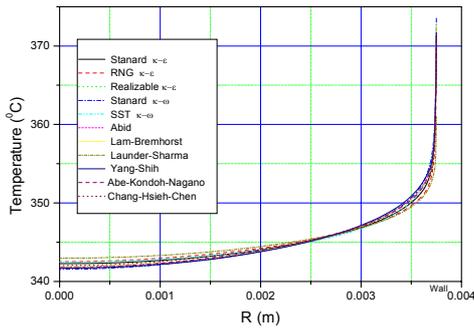


(C) q=930 kW/m², Enthalpy=1800kJ/kg

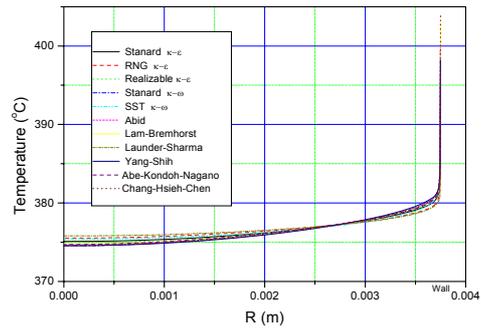


(D) q=930 kW/m², Enthalpy=2500kJ/kg

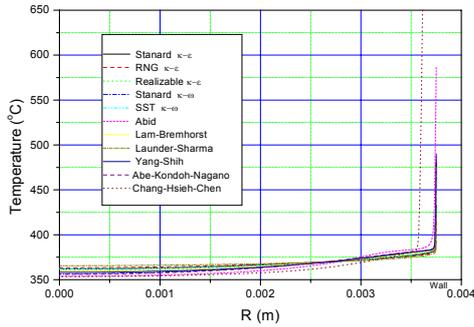
Figure 4. Radial distribution of the axial velocity at A, B, C, B



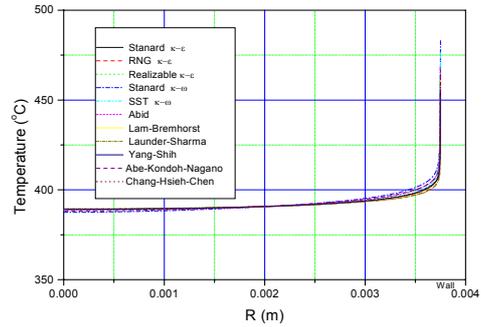
(A) $q=465 \text{ kW/m}^2$, Enthalpy=1600kJ/kg



(B) $q=465 \text{ kW/m}^2$, Enthalpy=1900kJ/kg

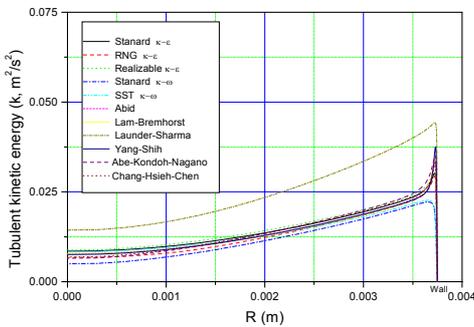


(C) $q=930 \text{ kW/m}^2$, Enthalpy=1800kJ/kg

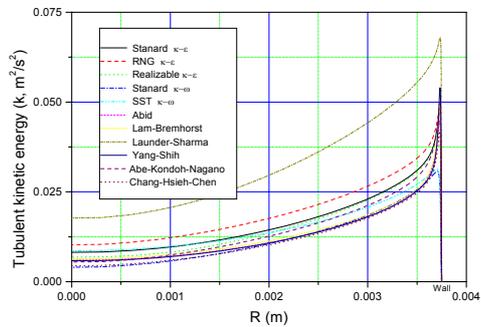


(D) $q=930 \text{ kW/m}^2$, Enthalpy=2500kJ/kg

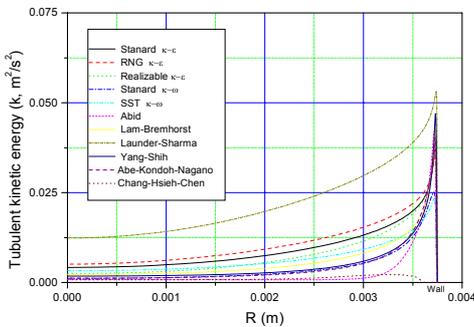
Figure 5. Radial distribution of the temperature at A, B, C, B



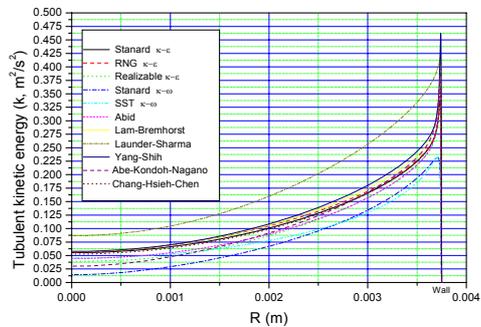
(A) $q=465 \text{ kW/m}^2$, Enthalpy=1600kJ/kg



(B) $q=465 \text{ kW/m}^2$, Enthalpy=1900kJ/kg



(C) $q=930 \text{ kW/m}^2$, Enthalpy=1800kJ/kg



(D) $q=930 \text{ kW/m}^2$, Enthalpy=2500kJ/kg

Figure 6. Radial distribution of the turbulent kinetic energy at A, B, C, B