

◎ 논문

층류 열성층유동 곡관에 대한 복합열전달 수치해석

조 종 철¹, 최 훈 기²

Numerical Analysis of Conjugate Heat Transfer in a Curved Piping System Subjected to Internal Stratified Laminar Flow

Jong Chull Jo, Hoon-Ki Choi

This paper addresses a numerical method for predicting transient temperature distributions in the wall of a curved pipe subjected to internal laminar thermally-stratified flow. A simple and convenient numerical method of treating the unsteady conjugate heat transfer in non-orthogonal coordinate systems is presented. Numerical calculations are performed for the transient evolution of thermal stratification in two curved pipes, where one has thick wall and the other has so thin wall that its presence can be negligible in the heat transfer analysis. The predicted results show that the thermally stratified flow and transient conjugate heat transfer in a curved pipe with a finite wall thickness can be satisfactorily analyzed by the present numerical method, and that the neglect of wall thickness in the prediction of pipe wall temperature distributions can provide unacceptably distorted results for the cases of pipes with thick wall such as safety related-piping systems of nuclear power plant.

Key Words: 층류열성층유동(Laminar Thermal Stratification Flow), 3차원 수치해석(Three-Dimensional Numerical Analysis), 유한체적법(Finite Volume Method), 비정상 복합열전달(Unsteady Conjugate Heat Transfer)

1. 서 론

가동원전의 원자로냉각재계통에 연결되는 안전 관련 몇몇 배관계통들에는 동 배관에 열피로 손상을 유도할 수 있는 열성층 유동 현상이 발생하는 것으로 알려져 있다. 지금까지 많은 원전들에서 가압기 밀립관 이동 및 지지대 파손과 급수노즐, 고압안전주입관 및 잔열제거관에서의 크랙 발생 등과 같은 열피로에 의한 심각한 기계적 손상을 경험한 바 있다. 열성층으로 인한 유체영역에서의 온도차는 배관에 축 및 원주 방

향으로의 열응력을 일으킨다. 열성층이 발생하는 배관벽에 야기되는 열응력을 정확히 평가하기 위해서는 관벽내외부의 온도분포를 계산하여야 한다. 지금까지 열성층 배관에서의 온도분포를 예측하기 위한 3차원 수치해석들이 여러 연구자들[1-4]에 의해 시도되어 오고 있다. 그런데 그러한 해석들에서는 배관벽 두께가 무시되어 배관내벽에 접하는 유체의 온도가 벽면의 온도와 동일하다고 간주됨으로써 계산결과의 적용성에 대한 의문을 갖게 하고 있다.

본 연구의 주된 목표는 열성층 배관벽에서의 과도온도분포를 예측할 수 있는 3차원의 열유동 수치해석 방법을 개발하는 것과 배관벽 두께를 무시하는 기존의 접근방법의 타당성과 적용성을 분석하는 것이다. 전도성 고체물질이 유체유동

* 2002년 7월 17일 접수

*1 정회원, 한국원자력안전기술원

*2 창원대학교 기계공학과

및 열전달 해석영역 내에 포함되는 경우인 복합 열전달 수치계산이 지금까지 다수 수행되어 왔지만 비직교좌표계에서의 비정상 복합열전달 해석의 이론을 명확히 기술하여 놓은 공개된 문서를 찾아보기 어렵다.

따라서 여기서는 Patankar[5]에 의해 개발된 등가전도율(equivalent conductivity) 개념을 적용하여 직교 및 비직교 좌표계에서의 비정상 복합열전달을 다루는 간편한 방법에 대한 이론을 수식으로 제시하고자 한다. 복잡한 기하학적 형상의 곡관 유동에 대한 수치해석을 위하여 경계 적합 비직교 곡선좌표계를 사용하고 계산결과로 주어지는 체크보드압력의 요동방지를 위해 비정상 유동문제에 적용 가능하도록 수정한 운동량 보존법[4]을 적용하였다. 그리고 압력-속도 커플링을 위하여 SIMPLEC 알고리즘[6]을 이용하고 대류항은 고차유계 대류항처리방법으로 근사시켰다.

수치해석은 역U자형 곡관에 대하여 일정두께를 고려하는 경우와 두께의 존재가 무시될 수 있는 경우 각각에 대하여 과도 열성층 발달의 모사와 유동장 및 벽에서의 온도분포 결정을 위하여 수행된다. 이러한 두 경우에 대한 수치계산결과들을 비교함으로써 벽두께의 고려 여부가 벽에서의 온도분포 예측 결과에 미치는 영향을 검토하였다.

2. 문제의 수식화

2.1 지배방정식

곡관내를 흐르는 유체를 일정한 물성을 갖는 뉴턴 유체라고 가정하면 일반좌표계에서의 지배방정식들은 다음과 같이 표시될 수 있다.

$$\frac{\partial}{\partial x^j}(U_j) = 0 \tag{1}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(J\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x^j} \left[U_j u_i - \frac{\mu}{J} \left\{ \frac{\partial u_i}{\partial x^m} B_m^j + b_k^j w_i^k \right\} + P b_i^j \right] \\ = \rho g_i \beta (T - T_{ref}) J \end{aligned} \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(J\rho C_p T) + \frac{\partial}{\partial x^j} \left[U_j C_p T - \frac{k}{J} \frac{\partial T}{\partial x^m} B_m^j \right] = 0 \tag{3}$$

여기서,

$$U_i = \rho u_k b_k^i, B_m^j = b_k^j b_k^m, w_j^i = \frac{\partial u_i}{\partial x^k} b_j^k \tag{4}$$

식(1)-(4)에서 u_i 는 변환좌표계 $y^i = y^i(x^j)$ 방향으로의 세 직교속도성분을, 기하계수 b_k^j 는 좌표변환에 대한 Jacobian 행렬에서 $\partial y^i / \partial x^j$ 의 cofactor를 나타내고, J는 Jacobian 행렬의 determinant이며 y^i 는 직교좌표계이다.

2.2 초기 및 경계 조건

기하학적으로나 열적으로 대칭성을 유지하면서 고온유체가 내부를 흐르고 있는 유한 벽 두께의 곡관에 어느 순간 고온유체가 흘러 들어가면서 형성되는 열성층 유동의 일반적인 상황을 고려하기로 한다. 이 경우, 대칭성을 고려하면 해석은 그 절반의 대칭영역에 대해서만 수행하면 될 것이다. 따라서 그 대칭면을 따라서 대칭 경계조건을 모든 속도성분들과 온도에 대하여 적용할 수 있다. 배관 외벽은 단열로 가정한다. 이러한 경우 초기조건과 경계조건은 다음과 같이 주어진다.

$$u_i = u_{i,in}, T = T_{in} \quad \text{배관입구에서} \tag{5}$$

$$\frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{x^2} = 0 \quad \text{배관외벽에서} \tag{6}$$

$$u_2 = 0, \frac{\partial u_1}{\partial x^3} = \frac{\partial u_3}{\partial x^3} = 0, \frac{\partial T}{\partial x^3} = 0 \quad \text{대칭평면에서} \tag{7}$$

$$\frac{\partial T}{\partial x^1} = 0 \quad \text{배관출구에서} \tag{8}$$

또한, 배관출구에서의 총괄질량보존이 만족되도록 속도성분들이 조정되어진다.

3. 수치해석

3.1 해석영역 및 지배방정식의 이산화

상기 식(1)-(4)를 유한체적법[5]을 사용하여 수치해석하기 위하여 해석영역을 유한 개수의 육면체 제어체적 셀들로 분할하였다. 이때 비직

교 곡선좌표선들은 셀 표면들과 일치하게 된다. 본 연구에서 사용된 수치격자의 모형을 Fig.1에 나타내어 놓았다. 수치격자들은 대수적인 방법을 사용하여 절반의 대칭영역에 대하여 생성시켰다.

유한체적법에 따라서 지배방정식들을 이산화하였으며 대류항들은 고차유계기법인 HLLP[7]로써 근사시켰다.

3.2 운동량보간법

복잡한 기하학적 구조물내의 유동해석을 위하여 최근에 몇몇 연구자들이 비직교 경계적합 격자를 사용하여 운동량방정식을 해석하는 다양한 해석방법을 개발하였다.

그 중에서 Rhie와 Chow[8]가 개발한 비교차 운동량보간법은 효율적인 방법중의 하나로서, 알고리즘이 단순한 특성 때문에 널리 사용되고 있다. 이 방법에서는 Cartesian 속도 성분을 종속변수로 사용하여 운동량방정식을 제어체적(셀) 중심 위치에서 풀며, 제어체적 표면 속도 성분은 주변 제어체적 중심 Cartesian 속도 성분에 보간법을 적용하여 구한다.

본 연구에서는 Rhie 와 Chow의 해법[8]을 시간 간격에 무관한 비정상유동(unsteady flows) 해석에 적용될 수 있도록 수정된 방법[4]을 사용하였다.

4. 비정상 복합열전달의 수치해석

온도를 종속변수로 하는 직교좌표계에서의 에너지 방정식을 다음과 같이 쓸 수 있다.

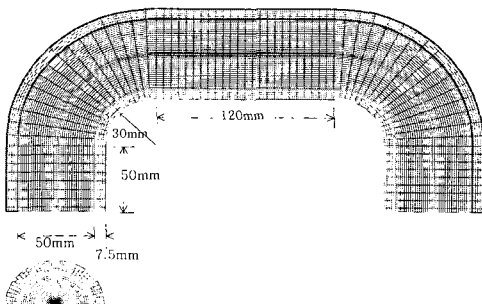


Fig. 1 Geometry and grids of the reversed U-pipe

유체영역에서

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_f C_{p_f} T) + \frac{\partial}{\partial y^i}(\rho_f C_{p_f} u_j T) = \frac{\partial}{\partial y^i}(k_f \frac{\partial T}{\partial y^i}) \quad (9)$$

고체영역에서

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_s C_{p_s} T) = \frac{\partial}{\partial y^i}(k_s \frac{\partial T}{\partial y^i}) \quad (10)$$

유체-고체 경계면 e 에서 다음의 연속 열플럭스 조건이 만족되어야 한다.

$$-k_f \frac{\partial T}{\partial y^i} \Big|_e = -k_s \frac{\partial T}{\partial y^i} \Big|_e \quad (11)$$

다음 Fig.2에 나타낸 기호설명에 따라 위의 경계조건식 (11)을 다음과 같은 이산화 형태로 표시할 수 있다.

$$-k_f \frac{T_i - T_f}{\Delta y^i_f} = -k_s \frac{T_s - T_i}{\Delta y^i_s} \quad (12)$$

상기 식을 정리하여 유체-고체 경계면에서의 온도 T_e 를 구하면 다음 식으로 주어진다.

$$T_e = \frac{1}{\Delta y^i_s k_f + \Delta y^i_f k_s} (\Delta y^i_f k_s T_s + \Delta y^i_s k_f T_f) \quad (13)$$

복합열전달 문제를 바로 푸는 방법은 경계 온도 T_e 를 유체-고체 경계면에서의 온도경계조건으로 사용하여 식(9)와 식(10)을 푸는 것이다.

그러나 이러한 방법을 적용하기 위해서는 에너지방정식을 고체영역과 유체영역 각각에 대하여 개별적으로 풀어야 하므로 전산 프로그램이 복잡해진다. 따라서 일반적인 용도의 전산 코드는 동 방법을 실행시키기가 어렵다. 이러한 어려움을 피하기 위해서, Patankar[5]가 에너지 방정식을 유체와 고체 영역에서 동시에 푸는 것이 가능하도록 하는 등가전도를 개념을 도입하였다.

식(13)으로 주어지는 경계온도를 사용하면 유체-고체 경계면에서의 열플럭스를 다음과 같이 T_s 와 T_f 의 항으로 나타낼 수 있다.

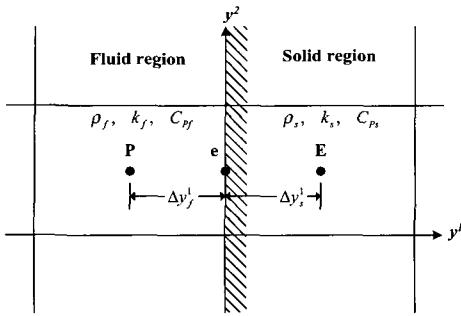


Fig. 2 Fluid-solid interface in an orthogonal grid.

$$q_e = -k_e \frac{T_s - T_f}{y_s^1 - y_f^1} \quad (14)$$

$$k_e = \frac{k_s k_f}{(1 - f_e)k_f + f_e k_s} \quad (15)$$

$$f_e = \frac{\Delta y_f^1}{\Delta y_s^1 + \Delta y_f^1} \quad (16)$$

여기서, 식(15)로 주어지는 등가전도율 k_e 은 수치격자가 균일한 경우에는 k_f 와 k_s 의 조화평균이다. 식(14)는 식(11)으로부터 유도되므로 k_e 을 유체-고체 경계면에서의 에너지방정식에 대한 확산계수(diffusivity)로 사용하면 연속 열플럭스 조건이 만족된다. 이러한 등가전도율의 물리적 유효성이 참고문헌[5]에 잘 설명되어 있다.

등가전도율 개념을 도입함으로써, 유체 및 고체 영역들에서의 에너지방정식들을 연립으로 풀 수 있다. 그러나 대류 및 비정상 항들에서의 C_{P_f} 및 C_{P_s} 의 의존 때문에 에너지방정식을 풀기 위해서는 프로그램 작성에 세심한 주의가 요구된다. 이러한 문제점을 피하기 위해서 식(9)는 C_{P_f} 로 식(10)은 C_{P_s} 로 각각 나누어 전술된 바와 같이 경계면에서의 등가확산계수를 도입하는 경우에는 C_{P_s} 가 C_{P_f} 와 같지 않으면 경계면에서의 연속 열플럭스 조건이 만족되지 않을 것이다.

따라서 이러한 문제를 극복하기 위하여 본 연구에서는 식(9)와 식(10)을 모두 C_{P_f} 로 나누

어 유체-고체 경계면에서의 연속 열플럭스 조건이 만족되도록 하였다. 그 결과로 얻어지는 관계식들을 변형하면 각 영역에서의 에너지방정식을 다음과 같이 쓸 수 있다.

유체영역

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_f T) + \frac{\partial}{\partial y^i}(\rho_f u_j T) = \frac{\partial}{\partial y^i} \left(\frac{\mu_f}{Pr_f} \frac{\partial T}{\partial y^i} \right) \quad (17)$$

고체영역

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_f \rho_{fact} T) = \frac{\partial}{\partial y^i} \left(\frac{\mu_f}{Pr_f} \Gamma_{fact} \frac{\partial T}{\partial y^i} \right) \quad (18)$$

$$\rho_{fact} = \left(\frac{\alpha_f}{\alpha_s} \right) \left(\frac{k_s}{k_f} \right) \Gamma_{fact} = \left(\frac{k_s}{k_f} \right) \quad (19)$$

여기서, 식(17)은 전산유체역학에서 통상 사용되는 에너지 방정식의 일반형태와 동일함을 알 수 있으며 특히 SIMPLE계의 해석방법들에서 그러하다.

상기 식들로부터 비정상 복합열전달 해석에서 필수적인 일들은 ρ_{fact} 와 Γ_{fact} 를 고체영역 지배방정식에서 유체의 밀도 및 확산계수에 각각 곱하는 것과 식(15)에서와 같은 방식으로 유체-고체 경계면에서의 등가확산계수를 도입하는 것임을 인식할 수 있다. 수치격자가 비직교일 때, 유체-고체 경계에서의 연속 열플럭스 조건은 다음과 같이 표시될 수 있다.

$$-k_f \nabla T_f \cdot n = -k_s \nabla T_s \cdot n = -k_e \nabla T \cdot n \quad (20)$$

Fig.3에 나타난 기호설명에 따르면, 비직교격자 경우의 유체-고체 경계면에서의 등가전도율은 직교좌표계의 경우와 동일한 방식으로 다음과 같이 유도될 수 있다.

$$k_{eq} = \frac{C_1 C_2 (T_s - T_f) + C_1 (C_4 + C_6) + C_2 (C_3 + C_5)}{(C_1 + C_2) [C_7 (T_s - T_f) + C_8 + C_9]} \quad (21)$$

$$C_2 = k_s \frac{1}{\Delta x_s^1} (e^1 \cdot n)_s$$

$$C_3 = k_f \frac{(T_{e1} - T_{e2})}{\Delta x_f^2} (e^2 \cdot n)_f$$

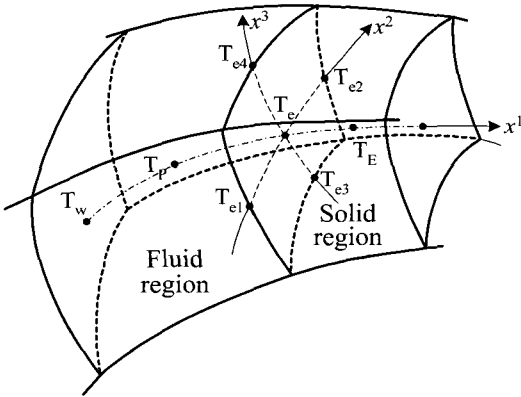


Fig. 3 Fluid-solid interface in a three dimensional non-orthogonal grid.

$$C_4 = k_s \frac{(T_{e1} - T_{e2})}{\Delta x_s^2} (e^2 \cdot n),$$

$$C_5 = k_f \frac{(T_{e3} - T_{e4})}{\Delta x_f^3} (e^3 \cdot n)_f,$$

$$C_6 = k_s \frac{(T_{e3} - T_{e4})}{\Delta x_s^3} (e^3 \cdot n)_s,$$

$$C_7 = \frac{(e^1 \cdot n)}{\Delta x^1}, \quad C_8 = \frac{(T_{e1} - T_{e2})}{\Delta x^2} (e^2 \cdot n),$$

$$C_9 = \frac{(T_{e3} - T_{e4})}{\Delta x^3} (e^3 \cdot n),$$

$$e^m = \frac{1}{J} (\beta_1^m i + \beta_2^m j + \beta_3^m k)$$

$$\Delta x^1 = (\Delta x^1)_f + (\Delta x^1)_s,$$

비직교격자 경우의 등가열전도율이 수치격자의 비직교성으로 인하여 온도와 결합됨 (coupled)을 알 수 있다. 그러나 에너지방정식이 각 시간단계에서 반복적으로 풀리므로 어떤 문제도 일으키지 않는다. 등가전도율이 매 반복수준에서 신규로 갱신되는 온도장을 사용하여 갱신된다.

5. 결과 및 토의

저자들이 아는 바로는 실제 곡관벽 두께의 영향을 고려한 열성층배관에 대한 배관벽 및 유

동장에서의 과도온도분포를 측정된 실험결과가 알려져 있지 않다. 다만, Ushijima[9]가 벽두께의 영향이 무시될 수 있는 역 U자형 덕트(단면이 50mm×50mm의 정사각형인 점과 두께가 무시될 정도인 점을 제외하고는 Fig.1과 동일)내에서 입구평균속도 Vin=5mm/s로 흐르는 30℃ 물을 어느 순간부터 10sec 동안 10℃ 만큼 선형적으로 강하시켜 10sec 후부터 20℃의 물을 흐르게 함으로써 형성되도록 한 열성층유동장 (Reynolds수 Re =500, Richardson 수 Ri (= gβΔTd / V_{in}²) =9.8)에서 덕트 대칭중단면과 중간지점횡단면 상의 과도온도분포를 측정된 바 있다.

그래서 본 연구에서 사용한 전산코드의 검증을 위하여 Ushijima의 실험결과[9]와 동 실험모형에 대한 본 전산코드 계산결과 (배관벽 두께의 존재를 무시한 경우에 대한)를 비교하는 연구[4]가 기 수행된 바 있다. 동 연구의 결과, 덕트 대칭중단면과 중간지점횡단면 상의 과도온도분포가 상호 잘 일치하여 현재의 해석에 확장 사용된 전산코드의 적용성이 유지되는 것으로 확인되었다. (상세내용에 대해서는 문헌[4]를 참조 바람.)

본 연구에서 제시된 수치해법을 열성층 곡관에 적용하기 위하여 열적 및 기하학적으로 대칭인 절반의 해석영역에 적용하였다. 이를 위하여 Fig.1에 나타낸 바와 같이 동 해석영역을 벽두께를 해석영역에 포함시키는 경우에는 74x30x36의 격자를, 벽두께를 고려하지 않는 경우에는 74x22x36의 격자를 대수적으로 생성시켰다. 두께 12.5mm인 배관(재질: SA-762-TP-316)의 내경 di=50mm, 배관입구 유체속도 Vin=5mm/s, 초기 배관내 정상유동 유체온도 200℃, 과도유동개시 유입유체온도 100℃에 기초한 Re 수는 약 1000이며 Ri 수는 약 7840으로서 부력이 유동장에 강하게 영향을 미치는 열성층 층류가 형성되는 경우를 본 연구에서 해석하였다. 본 수치계산에서 사용된 대표적인 매개변수들의 값으로서 배관 열전도율은 ks = 15.4 W/m℃ 이고, 유체에 대한 배관벽의 열확산계수 및 연전도율의 비는 각각 as / af = 22.2 및 ks / kf = 22.65 이다.

이러한 열성층 유동을 수치모사하기 위하여

먼저 배관내에 고온(200°C)의 유체가 흐르는 경우에 대한 정상상태 해를 구한 후, 그 정상상태 해를 초기조건으로 하여 순간적으로 저온(10°C)의 유체가 흘러 들어오는 과도상태에 대한 해를 구하였다. 계산은 0.05 sec의 시간단계로 120 sec 까지 진행되었으며, 각 시간단계에서 계산의 수렴조건은 운동량 방정식, 압력수정 방정식, 및 에너지 방정식의 잉여값들에 대한 합의 절대치들의 최대치가 10^{-4} 보다 작아지는 것으로 정하였다.

Fig. 4(a)와 4(b)는 각각 벽두께를 고려하는 경우와 무시하는 경우에 대하여 배관유동장 대칭면에서의 온도장의 과도진화를 보여 주고 있다. 예측온도장은 고온 및 저온 유체의 온도를 사용하여 정규화시켰으며 등온선의 간격은 0.1이다. 초기단계($t=0\sim 20\text{sec}$)에서는 입구로 유입되는 저온유체가 하류 방향으로 고온유체를 밀어내면서 위로 흘러 들어간다. 저온유체가 첫째 곡관부에 도달하면 입구유동의 관성과 고온유체의 부력사이의 힘 평형으로 배관의 하부공간을 차지하면서 유입되기 시작한다. 저온유체가 더 하류로 이동하여 출구에 도달($t=30\text{sec}$)하더라도 배관상부를 차지하는 고온유체의 온도는 변하지 않고 고온 및 저온 유체들간의 접촉경계면에서 심한 온도구배가 형성된다. 그러한 접촉경계면에서의 온도구배는 시간의 경과에 따라 더욱 가파르게 변하고 출구 근방에서 강한 혼합이 존재한다($t=40\text{sec}\sim$). 그리고 나서 배관의 상부영역에 안정된 열성층이 형성되기 시작하고($t=60\text{sec}\sim$), 출구 근방에서 혼합이 완료되면서 안정화된 열성층은 한동안 변화하지 않은 채로 유지된다. 현재의 문제에서는 Ri 수가 매우 높기 때문에 열성층 영역이 대부분의 배관 상부영역을 차지한다. 한가지 주목해야 할 점은 일단 열성층유동이 형성되면 저온유체와 고온유체가 잘 혼합되지 않는다는 것이다.

Fig. 4에서와 같이 두 유체간 접촉경계면에서의 온도구배는 열성층이 형성됨에 따라 커지기 시작하여, 60sec 근방에서 아주 가파르게 나타나며, 100sec의 시간이 경과한 이후에는 두 유체간의 열전달로 인하여 접촉경계면에서의 온도구배가 점차 완화된다. 또한, 동 그림은 벽두께 고려 여부에 따라 온도장의 형상이 매우 다르다는 것을 알려 주고 있다. 동일한 시간(60sec)에

벽두께를 무시한 경우의 접촉경계면의 온도구배가 벽두께를 고려한 경우보다 훨씬 크다는 것을 보여주고 있다. 이는 고온유체와 동일한 초기온도를 갖는 벽으로부터 저온 유체로의 열전달이 저온유체의 온도상승을 초래함으로써 두 유체간 접촉경계면의 온도구배를 악화시켰기 때문이다.

Fig. 5(a)와 (b)는 각각 벽두께를 고려한 경우와 무시한 경우에 대한 배관 중심단면에서의 등온선을 나타낸 것이다. 혼합과정 초기단계에서는 벽하부 근방에서 온도구배는 미미하며, 벽두께 고려 여부에 따라 반경방향의 온도분포 및 온도구배가 다르게 나타난다. 특히 벽영역에서의 온도분포는 큰 차이를 보이고 있다. Fig. 5에서 열성층으로 인한 두 유체간 온도구배가 가장 심한 시간은 벽두께가 고려된 경우는 80~100sec에서 이며, 벽두께가 고려되지 않은 경우는 30~60sec로 예측할 수 있다. 이런 결과는 벽두께 고려 여부에 따라 열셋의 발달시기 및 열성층 유체와 배관벽에서의 온도구배 예측결과가 달라 질 수 있음을 보여준다.

초기에 고온유체와 동일 온도로 유지되는 배관 내부를 저온 유체가 유입되기 시작하면서 열성층 유동이 발달하기 때문에 성층유체경계면에 의해 접수되는 배관내벽면 영역 근방의 온도구배는 커지며, 그러한 가파른 열성층 지속기간 동안에 축방향, 원주방향 및 반경방향의 세 방향으로 동시에 형성된다. Figs. 4-5에 나타나 있듯이, 반경방향 온도구배는 열성층 초기단계에서는 심하게 나타나다가 시간경과에 따라 완화된다. 반면에 원주방향온도구배는 초기단계에서는 그다지 심하지 않으나 열성층이 발달하면서 점차 가파르게 변하다가 배관상부영역에서 안정된 열성층 형성되고 난 후에 마침내 최대치에 도달한다.

이러한 관찰은 벽두께를 고려한 계산 결과인

Fig. 4(a) 및 5(a)로부터만 가능하며 벽두께를 무시한 계산 결과인 Fig. 4(b) 및 5(b)에서는 불가능하다. 비록 유동장의 모사는 두 경우가 서로 유사하게 나타나지만 벽영역에서의 온도분포는 큰 차이를 보이고 있다.

특히, 벽두께를 고려하는 경우에는 벽내의 면에서의 과도온도분포가 큰 차이를 보이고 있으나 벽두께를 무시한 계산에서는 벽과 접촉하는 유동유체의 외곽면에서의 온도가 벽내외면의

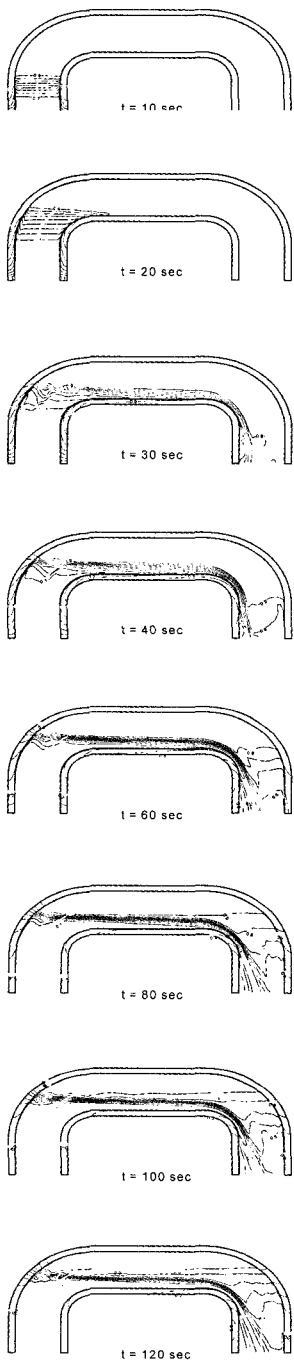


Fig. 4 (a) Development of temperature field at the symmetry plane of the U-pipe with wall thickness

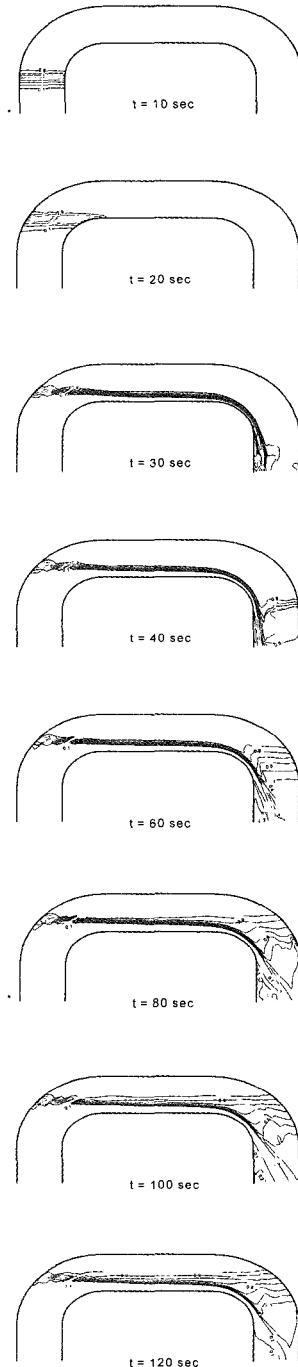


Fig. 4 (b) Development of temperature field at the symmetry plane of the U-pipe without wall thickness

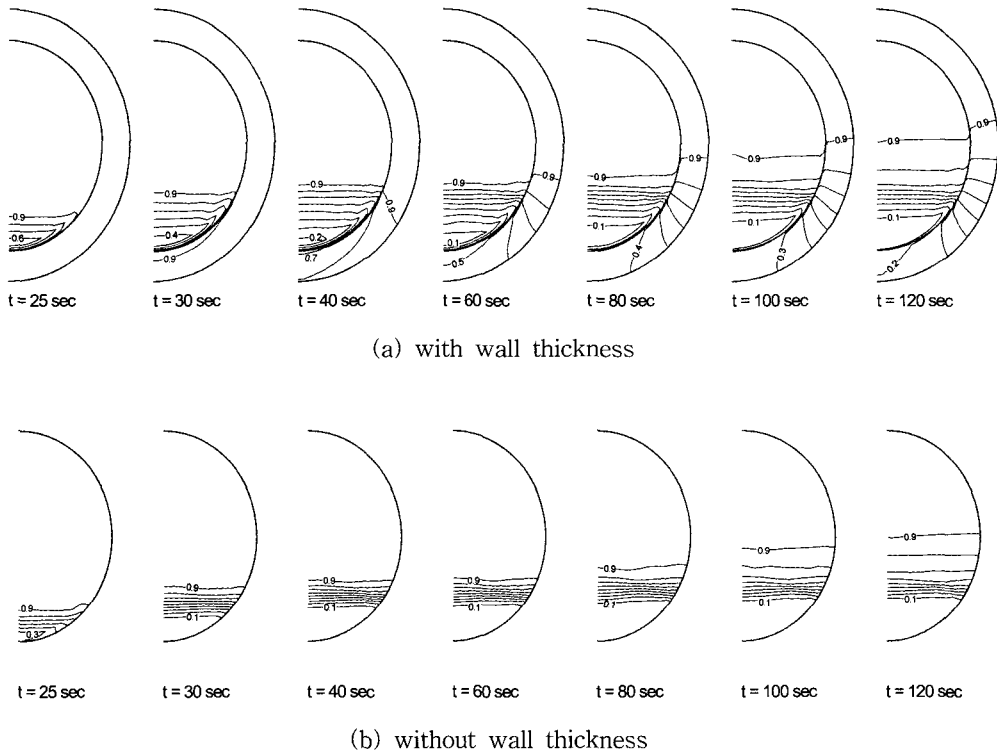


Fig. 5 Development of temperature field at the center cross-sectional plane of the U-pipe

온도와 동일한 것으로 간주함으로써 실제 벽에서의 온도응답과 매우 다른 정보가 얻어지게 된다.

이렇게 왜곡된 정보를 사용하여 배관의 건전성을 평가하면 그 평가결과의 보수성을 확인하기 어렵기 때문에 원전 운영의 안전성과 경제성 관점에서 바람직하지 못한 결과가 초래될 수 있음에 유의해야 한다.

상기의 고찰로부터 본 수치해석방법이 내부 열성층유동이 있는 배관에서의 비정상 유동과 복합열전달을 푸는데 효과적이라고 평가되며 동 수치해석방법에 기초하여 개발된 전산코드는 열성층배관에 대한 열용력해석에 필수적 입력자료인 배관벽에서의 과도온도분포를 예측하는데 이용될 수 있으리라고 기대된다.

6. 결론

유한 벽두께를 갖는 곡관내의 열성층유동의

발달을 모사할 수 있는 수치해석방법을 소개하였으며, 열성층배관벽의 과도온도분포 예측시 벽 두께의 고려여부가 계산결과에 미치는 효과를 조사하였다.

동 수치해석방법으로 본 연구에서 예제로 선정된 열성층배관 모형에 대하여 계산한 유동장 및 벽영역의 과도온도분포를 검토한 결과, 동 해석방법은 유한 두께를 갖는 곡관내의 열성층 유동장의 비정상 거동을 잘 모사하는 것으로 평가되었다.

그리고 열성층 배관의 벽에서의 과도온도분포 예측시 벽두께를 무시하는 경우에는 상당히 왜곡된 결과를 초래할 수 있음이 밝혀졌다.

참고문헌

- [1] Abou-rjeily, Y. and Barois, G., "Numerical Prediction of Stratified Pipe Flows in PWRs," Nucl. Eng. & Des., Vol.147,

- (1993), pp.47-51.
- [2] Baron, F., Gabillard, M. and Lacroix, C., "Experimental Study and Three-Dimensional Prediction of Recirculating and Stratified Pipe Flow in PWR," Proc. NURETH4-Karlsruhe, (1989), pp.1354-1361.
- [3] Baik, S.J., Im, I.Y. and Ro, T.S., "Thermal Stratification in the Surge Line of the Korean Next Generation Reactor," Pro. OECD NEA/ WANO Special Meeting. Paris, (1998).
- [4] Jo, J.C. et. al., "Three-Dimensional Numerical Analysis of Thermally Stratified Flow in a Curved Piping System," ASME PVP-Vol. 414-1, (2000), pp.31-48.
- [5] Patankar, S.V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, McGraw-Hill, New York, (1980).
- [6] Doormal, J.P. Van and Raithby, G.D., "Enhancements of the SIMPLE Method for Predicting Incompressible Fluid Flows," Numer. Heat Transfer, Vol.7, (1984), pp. 147-163.
- [7] Zhu, J., "A Low-Diffusive and Oscillation-Free Convection Scheme," Comm. Appl. Numer. Methods. vol.7, (1991), pp.225-232.
- [8] Rhie, C.M. and Chow, W.L., "Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Airfoil with Trailing Edge Separation," AIAA J., 21-11, (1983), pp.1525- 1532.
- [9] Ushijima, S., "Prediction of Thermal Stratification in a Curved Duct with 3D Body-Fitted Co-ordinates," Int. J. Numer. Methods Fluids, Vol.19, (1994), pp.647-665.