

가압기 밀림관내의 열성층 유동에 대한 수치해석

Numerical Analysis of Thermally Stratified Flow in the Pressurizer Surge Line

조종철, 김운일, 민복기, 오규명, 최석기

한국원자력안전기술원
대전광역시 유성구 구성동 19

한국원자력연구소
대전광역시 유성구 덕진동 150

요약

가압경수로의 가압기 밀림관에 나타나는 열성층 현상은 배관내에 상당한 국소 열응력과 전체 굽힘응력을 야기시키는 것으로 알려져 있어 열성층으로 인한 가압기 밀림관의 건전성 저해 잠재성 평가가 중요한 안전 현안의 하나로 다루어져 오고 있다. 열성층으로 인하여 밀림관 벽에 발생하는 응력의 평가결과에 대하여 충분히 높은 신뢰도를 보장하기 위해서는 선행조건으로서 관벽의 온도분포를 가능한 높은 정확도로 구하기는 것이 중요하다. 따라서 본 논문에서는 가압경수로 가압기 밀림관의 열성층 유동과 온도분포를 정확도가 보장 되도록 가능한 실제와 가깝게 수치해석적으로 모의할 수 있는 유한체적요소 모형과 해석방법을 제시하였다. 밀림관의 기하학적 형상과 밀림관내 고온 및 저온 유체간의 접촉 경계면이 격자선과 일치시켜 조정될 수 있도록 경계적합 비직교 곡선 좌표계를 이용한 격자생성으로 온도분포장을 미분화하였다. 본 연구에서 제안된 방법의 적용 예로써 전형적인 가압수형 경수로 가압기 밀림관에서의 열성층 유동 및 온도분포 계산을 수행하여 그 대표적인 결과를 제시하였다. 동 방법의 유효성을 입증하기 위하여 이용 가능한 정상상태 해석해와 비교·검토하였다. 또한 유체 경계면의 수위변동이 배관벽에서의 온도분포에 미치는 영향을 조사하였다.

ABSTRACT

Thermal stratification in the pressurizer surge line of pressurized water reactor has been known to cause considerable local thermal stress and global bending stress in the surge line piping, which may consequently threaten the integrity of the piping. Thus the assessment of the potential for piping damage due to the thermal stratification-induced stresses has become one of the major safety issues. To obtain reliable results of stress evaluation, it is necessary to determine as accurately and realistically as possible the transient temperature distribution in the wall of the piping in which thermally stratified flow occurs. This paper presents an effective numerical method for simulating the transient behavior of thermally stratified flow and temperature distributions in the pressurizer surge line piping using the finite volume. The method presented in this paper employs a body-fitted, non-orthogonal grid system to accommodate the piping wall of circular geometry and the interface of the two fluids at different temperatures, of which the level is variable. As an illustration, the present method was applied to calculate the thermally stratified flow and temperature distribution in the piping of a typical pressurizer surge line. For verifying the effectiveness of the method, the result was compared with available analytical steady-state solution. In addition, this study investigates the effects of level of the interface between two thermally stratified fluids on the transient temperature distribution in the piping.

1. 서론

열성층은 온도에 따른 물 밀도의 변화량이 상당하고 비열이 큰 반면에 물의 열전도성이 매우 낮기 때문에 생기는데, 하나의 공간에 고온의 물과 저온의 물이 머물고 상대적으로 밀도가 작은 고온의 물이 상부에 머물면서 서로 층을 이루는 현상을 말한다. 원자력 발전소 운전경험을 통하여 일반적으로 원자로 냉각재 계통에 연결된 배관내에서 열성층 현상이 발생할 수 있으며, 그러한 열성층으로 초래되는 배관 상하부의 온도차는 배관벽에 설계 제한치를 초과하거나 저주파 피로를 초래하는 과도한 열응력을 유발시킬 수 있음이 밝혀졌다 [1,2]. 가압기 밀림관은 원자로 1차 계통을 구성하고 있는 고온관들 중 하나이다. 고온관 냉각재보다 더 높은 온도의 가압수를 담고 있는 가압기 사이를 연결하는 관으로써 운전조건에 따라 고온 유체와 저온유체가 밀림관을 통하여 밀려들어오거나 나가며, 밀림관내에서 열성층을 이루며 공존함으로써 관벽에 심각한 열응력을 발생시켜 밀림관의 건전성을 위협한다. 열성층으로 초래되는 원주방향 온도구배의 효과는 배관에

축방향으로 높은 교변 열전달응력을 가하게 된다. 이와 같이 가압기 밀림관 열성층 문제가 가장 중요한 안전 현안의 하나로 부각됨에 따라 미국의 원자력규제기관인 U.S.NRC는 열성층 발생에 따른 가압기 밀림관 건전성 확인을 위한 계획의 수립 및 이행과 동 현안해결을 위한 적절한 조치 강구를 요구하는 Bulletin No. 88-11[2]을 발행하였다. 우리 나라에서도 사업자로 하여금 가압기 밀림관에서의 열성층현상 발생에 의한 밀림관 건전성 저해 영향을 평가하고, 필요시 적절한 후속 조치를 취하도록 요구한 바 있다. 일반적으로 열성층에 대한 배관의 건전성 저해 잠재성 평가는 실제 측정이나 실험적 모의 또는 해석적 모의로써 가능하다. 그러나 실제 현장 측정이나 실험적 모의에 의한 평가에는 많은 제약이 따르고 과다한 비용의 부담이 요구되는 문제점이 있다. 따라서 우리나라, 미국, 프랑스 등의 원전산업 선진국들에서는 가압기 열성층 유발 배관 건전성 저해 잠재성 평가를 위하여 적용성이 보장되는 해석적 방법의 개발을 중요한 연구과제의 하나로 다루어 오고 있다.

열성층으로 인하여 밀림관 벽에 발생하는 응력의 평가 결과에 대하여 충분히 높은 신뢰도를 보장하기 위해서는 선행조건으로서 배관내의 열성층 유동과 열전달 해석을 통하여 관벽의 온도분포를 가능한 높은 정확도로 구하기는 것이 중요하다. 따라서 배관내 열성층 유동의 열수력학적 면모를 모형화하기 위한 연구들 [3-6]이 이루어져 오고 있다. 그러나 그러한 연구들에서는 관벽면의 온도분포를 구하는 방법이 1차원 또는 2차원의 보수적인 열전달 모형에 대한 해석적 또는 수치적 접근이었다. 2차원의 수치적 해석 연구에서도 해석장의 이산화 직교 좌표계와 일치하는 격자생성법을 적용함으로써 고온 및 저온 유체간의 경계면에 대한 모사가 만족스럽게 이루어지지 못하였다. 실제와 다른 모형에 대한 해석결과의 적용에는 제한이 따르며, 1차원 또는 2차원의 보수적 열전달 해석은 과다한 보수성 개입으로 실제와 크게 다르게 열성층의 영향을 모의하게 되어 평가결과에 신뢰도가 보장되지 않는 문제점을 야기시킬 수 있다.

따라서 본 논문에서는 가압경수로 가압기 밀림관의 열성층 유동과 온도분포를 정확도가 보장되도록 가능한 실제와 가깝게 수치해석적으로 모의할 수 있는 유한체적요소 모형과 해석방법을 제시하였다. 밀림관의 기하학적 형상과 밀림관내 고온 및 저온 유체간의 접촉 경계면이 격자선과 일치시켜 조정될 수 있도록 경계적합 비직교 곡선 좌표계를 이용한 격자생성으로 온도분포장을 미분화하였다. 본 연구에서 제안된 방법의 적용으로써 전형적인 가압수형 경수로 가압기 밀림관에서의 열성층 유동 및 온도분포 계산을 수행하여 그 대표적인 결과를 제시하였다. 동 방법의 유효성을 입증하기 위하여 이용 가능한 정상상태 해석해와 비교·검토하였다. 또한 유체 경계면의 수위변동이 배관벽에서의 온도분포에 미치는 영향을 조사하였다.

2. 열성층 유동의 수식화

2.1 해석 모형

해석결과에 최소한 보수성이 유지되도록 하기 위하여 밀림관이 초기에 저온(또는 고온) 유체만으로 채워져 있다가 순식간에 저온유체는 정체 상태로 유지되면서 고온유체가 관내로 유입되어 관 상부를 고온 유체가, 관 하부를 저온 유체가 차지하고 두 유체가 가압기 측 관 하부와 고온관측 상부를 잇는 대각선을 포함하는 평면을 경계면으로 하여 층을 이루는 것으로 가정하였다. 그리고 더 이상의 유체 유입·유출이 없고 관 길이 방향으로의 열 및 유체 이동이 없는 상태에서 관내부에서는 부력에 의한 유체의 자연대류가 발생하고 유체와 벽면사이에는 대류열전달이, 관 단면에서는 전도열전달이 일어나는 모형을 해석대상으로 선정하고 실제 해석에서는 두 유체의 경계면 수위가 임의의 위치에 있다고 간주한 모델을 고려하였다(Fig. 1 참조).

2.2 가정

해석 모형의 수식화를 위하여 다음과 같은 가정들을 도입하였다.

- (1) 배관벽을 따르는 축방향의 전도열전달은 일어나지 않으며, 관내부 유체 및 관벽면에 내부 열발생이 없다.
- (2) 온도차에 따른 유체밀도변화는 중력항에서만 일어나며 기타 유체 및 배관 물성치들은 일정하게 유지된다.
- (3) 유체는 비압축성이며 점성소산 및 복사열전달이 무시될 수 있다.
- (4) 고온 및 저온 유체간의 초기 경계면의 두께는 무시될 수 있을 정도로 작다.

2.3 지배방정식

직교 좌표계 y' 와 일반 좌표계 x' 의 좌표변환에 $y'=y'(x')$ 대한 Jacobian 행렬에서의 cofactor를 사용하여 2차원의 열유동장 지배 미분방정식을 일반 좌표계로 표시하면 다음과 같이 간결하게 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial}{\partial x^1} U_1 + \frac{\partial}{\partial x^2} U_2 = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (J\rho u_1) + \frac{\partial}{\partial x^1} \left[U_1 u_1 - \frac{\mu}{J} \left\{ \frac{\partial u_1}{\partial x^1} D_1^1 + \frac{\partial u_1}{\partial x^2} D_2^1 + b_1^1 w_1^1 + b_2^1 w_1^2 \right\} + P b_1^1 \right]$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x^2} \left[U_2 u_1 - \frac{\mu}{J} \left\{ \frac{\partial u_1}{\partial x^1} D_1^2 + \frac{\partial u_1}{\partial x^2} D_2^2 + b_1^2 w_1^1 + b_2^2 w_1^2 \right\} + P b_1^2 \right] = \rho g \beta (T - T_{ref}) J \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (J \rho u_2) + \frac{\partial}{\partial x^1} \left[U_1 u_2 - \frac{\mu}{J} \left\{ \frac{\partial u_2}{\partial x^1} D_1^1 + \frac{\partial u_2}{\partial x^2} D_2^1 + b_1^1 w_2^1 + b_2^1 w_2^2 \right\} + P b_1^1 \right] \\ + \frac{\partial}{\partial x^2} \left[U_2 u_2 - \frac{\mu}{J} \left\{ \frac{\partial u_2}{\partial x^1} D_1^2 + \frac{\partial u_2}{\partial x^2} D_2^2 + b_1^2 w_2^1 + b_2^2 w_2^2 \right\} + P b_2^2 \right] = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (J \rho C_p T) + \frac{\partial}{\partial x^1} \left[U_1 C_p T - \frac{k}{J} \left\{ \frac{\partial T}{\partial x^1} D_1^1 + \frac{\partial T}{\partial x^2} D_2^1 \right\} \right] \\ + \frac{\partial}{\partial x^2} \left[U_2 C_p T - \frac{k}{J} \left\{ \frac{\partial T}{\partial x^1} D_1^2 + \frac{\partial T}{\partial x^2} D_2^2 \right\} \right] = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

여기서,

$$U_1 = \rho(u_1 b_1^1 + u_2 b_2^1), \quad U_2 = \rho(u_1 b_1^2 + u_2 b_2^2) \quad (5)$$

$$D_m^j = b_k^j b_k^m \quad (6)$$

$$w_j^i = \frac{\partial u_i}{\partial x^k} b_j^k \quad (7)$$

그리고 기하학적 계수 b_i^j 는 좌표변환 $y^j = y^j(x^i)$ 에 대한 Jacobian matrix에서 $\partial y^j / \partial x^i$ 의 cofactor을, J 는 Jacobian matrix의 determinant를 나타낸다. 식 (1)-(4)에서, ρ , μ 및 p 는 각각 유체의 밀도, 속도, 및 점도를 나타낸다. 또한 k 는 유체 또는 배관의 열전도율, C_p 는 유체의 비열, β 는 체적열팽창계수, g 는 중력가속도, T_{ref} 는 기준온도, 그리고 u_i 는 y^i 방향으로의 Cartesian 속도성분을 나타낸다.

2.4 초기조건 및 경계조건

배관벽이 초기에 저온유체의 온도 T_c 로 유지되다가 내벽면의 상부가 온도 T_h 로 유지되는 고온유체에 노출된다. 이러한 경우의 초기조건은 다음과 같이 주어진다.

$$u_i = 0 \quad (i = 1, 2) \quad \text{in the whole solution domain, } t = 0 \quad (8a)$$

$$T = T_c \quad \text{in the pipe wall and the cold fluid layer, } t = 0 \quad (8b)$$

$$T = T_h \quad \text{in the hot fluid layer, } t = 0 \quad (8c)$$

해석영역이 기하학적으로나 열적으로 대칭이므로 영역의 절반만 해석하면 된다. 따라서 대칭선을 따라서는 대칭경계조건이 부과되고 고체벽면에서는 유체 속도가 상실되므로 실제 해석영역에 대한 경계조건은 다음과 같이 표현된다.

$$u_i = 0 \quad (i = 1, 2) \quad \text{at the inner surface of the pipe, } t > 0 \quad (9a)$$

$$-k \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{x^2} = h(T - T_\infty) \quad \text{at the outer surface of the pipe, } t > 0 \quad (9b)$$

$$u_2 = 0, \quad \frac{\partial u_1}{\partial x^1} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x^1} = 0 \quad \text{at the symmetry plane, } t > 0 \quad (9c)$$

여기서 n 은 벽표면에 외향수직을 나타내며, T_∞ 와 h 는 배관 외벽면의 주위 온도와 열전달 계수이다.

3. 수치 해법

3.1 해석 영역의 이산화

지배방정식 (1)-(3)은 해석영역에서 비직교 곡선 좌표 선들과 면들이 일치하는 유한개의 사각형 제어체적 셀들로 이산화되는 유한체적법으로써 수치해석된다. 전형적인 이산화 영역을 Fig. 2에 제시하여 놓았다. 제어체적 셀은 Fig. 3과 같다. 계산된 모든 변수 값들은 각 제어체적 셀의 기하학적 중심에서의 값이다. 고온유체와 저온유체 사이의 접촉경계면은 셀의 두 행들 사이 경계인 격자선들과 일치하도록 조정된다. Fig. 2와 같은 비직교 곡선 격자를 얻기 위해서 해석 영역을 Fig. 4에 나타낸 바와 같이 한 쌍의 편심 원통 사이의 동심 원공간 단면으로 가정한다. 외부 원통은 그 안쪽 면에 열성충화된 유체가 닿는 배관이고, 안쪽 고정 중심봉

은 계산에서 그것이 존재효과가 무시될 수 있을 정도로 작은 직경을 가지고, 그 중심은 배관(외부 원통)의 중심을 지나는 수직 대칭선과 유체 접촉경계의 교차점과 일치하는 위치에 있는 것으로 간주한다. 이 경우, 중심봉의 외부표면에 대해서는 다음의 경계 조건이 적용된다.

내부 중심봉의 외표면에서

$$\frac{\partial u_i}{\partial x^2} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x^2} = 0 \quad (i = 1, 2), \quad t > 0 \quad (10)$$

수평선 형태를 유지하는 유체 접촉경계면의 수위는 내부 중심봉을 수직 상하 방향으로 이동시켜 쉽게 조절할 수 있다. 이 경우 해석영역의 반쪽 영역만 해석하면 된다. 대수적 방법을 사용하여 격자를 생성하였다. 직선 격자선들은 중심봉의 중심을 통과하고 균등 각도로 배치되는 방사상의 선들이고, 대수식으로 선분을 나눈다. 본 연구에서는 51 개의 원주방향 구획들과 41 개의 방사상의 구획들로 구성되는 52×42 격자에 대하여 계산한다.

3.2 지배 방정식 이산화

앞에서 질량, 운동량 및 에너지의 수송을 묘사하는 미분방정식들은 이산화가 용이한 전개형태로 제시되었다. 본 연구에서 채용하는 유한체적법에서는 유한개의 계산 셀로 분리는 제어 체적들에 걸쳐 그러한 방정식들을 적분하게 된다. 본 연구에서는 대류 항을 Spalding [8]이 개발한 HYBRID 방법으로써 근사시켰고, 비정상 항은 후방향차분기법으로 처리되었다. 변수 φ 에 대한 대수식을 유도하여 정리하면 최종적으로 다음과 같은 일반적인 형태로 쓸 수 있다.

$$A_P \varphi_P = A_E \varphi_E + A_W \varphi_W + A_N \varphi_N + A_S \varphi_S + b_\varphi \quad (11)$$

여기서 b_φ 는 변수 φ 의 생성항이다.

3.3 운동량 보간법

복잡한 기하학적 구조에서의 유동장에 대하여 보다 더 우수한 해를 구하기 위한 목적으로 최근에 몇몇 연구자들이 비직교 경계적합 좌표계를 이용하여 운동량 방정식을 계산하는 다양한 방법을 개발하였다. 그 중에서 원래 Rhie 와 Chow [9]가 개발한 비교차 운동량 보간법은 효율적인 방법중의 하나로서, 알고리즘이 단순한 특성 때문에 널리 사용되고 있다. 이 방법에서 운동량 방정식은 Cartesian 속도 성분을 종속변수로 사용하여 셀 중심 위치에서 풀며, 셀 표면 속도 성분은 주변 셀 중심 Cartesian 속도 성분에 대한 운동량 방정식의 보간법으로 구할 수 있다. 본 연구에서는 시간 간격에 무관한 비정상류(unsteady flows)에 대한 수렴해를 얻기 위하여 고안된 수정된 Rhie & Chow 방법[10]을 사용하였다.

운동량 방정식은 Rhie & Chow 방법에서 셀 중심 위치에서 내삽보간으로 푼다. 셀 중심의 속도 성분에 대하여 이산화된 운동량 방정식은 다음과 같이 외삽보간으로 표현된 저이완계수(under-relaxation factors)의 항으로 쓸 수 있다.

$$u_{1,P} = (H_{u_1})_P + (D_{u1}^1)_P (P_W - P_e)_P + (D_{u1}^2)_P (P_s - P_n)_P + (E_{u_1})_P u_{1,P}^{n-1} + (1 - \alpha_{u_1}) u_{1,P}^{l-1} \quad (12a)$$

$$u_{2,P} = (H_{u_2})_P + (D_{u2}^1)_P (P_W - P_e)_P + (D_{u2}^2)_P (P_s - P_n)_P + (E_{u_2})_P u_{2,P}^{n-1} + (1 - \alpha_{u_2}) u_{2,P}^{l-1} \quad (12b)$$

여기서, $H_{u_i} = \alpha_{u_i} \left\{ \sum A_{nb}^{u_i} u_{i,nb} + (S_c^{u_i} \Delta V) \right\} / A_P^{u_i}$

$$D_{u_i}^j = \alpha_{u_i} b_i^j / A_P^{u_i}$$

$$E_{u_i} = \frac{\alpha_{u_i} \rho \Delta V}{\Delta t} \bigg/ A_P^{u_i} \quad (i = 1, 2) \quad (13)$$

$$A_P^{u_i} = \sum A_{nb}^{u_i} - S_P^{u_i} \Delta V + \frac{\rho \Delta V}{\Delta t}$$

α_{u_i} ($i = 1, 2$) 는 u_1, u_2 에 대한 저이완계수이고, 상첨자 $n-1, l-1$ 은 각각 이전 시간 단계와 반복 단계를 나타낸다. 예를 들면, 동쪽 면에서 셀 표면 속도 성분에 대한 운동량 방정식의 이산화 형태는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$u_{1,e} = (H_{u_1})_e + (D_{u1}^1)_e (P_P - P_E) + (D_{u1}^2)_e (P_{se} - P_{ne}) + (E_{u_1})_e u_{1,e}^{n-1} + (1 - \alpha_{u_1}) u_{1,e}^{l-1} \quad (14a)$$

$$u_{2,e} = (H_{u2})_e + (D_{u2}^1)_e (P_P - P_E) + (D_{u2}^2)_e (P_{se} - P_{ne}) + (E_{u1})_e u_{2,e}^{n-1} + (1 - \alpha_{u2}) u_{2,e}^{l-1} \quad (14b)$$

이러한 수정 Rhie & Chow 방법에서 셀 표면 속도 성분은 주변 셀 중심 속도 성분에 대한 운동량 방정식의 보간법을 통하여 외삽으로 구할 수 있다. 다음의 가정은 이러한 셀 표면 속도 성분을 계산하기 위하여 도입된다.

$$(H_{u1})_e \approx f_e^+ (H_{u1})_E + (1 - f_e^+) (H_{u1})_P \quad (15)$$

$$(D_{u1}^2)_e (P_{se} - P_{ne}) \approx f_e^+ (D_{u1}^2)_E (P_s - P_n)_E + (1 - f_e^+) (D_{u1}^2)_P (P_s - P_n)_P \quad (16)$$

$$\frac{1}{(A_p^u)_e} \approx \frac{f_e^+}{(A_p^u)_E} + \frac{(1 - f_e^+)}{(A_p^u)_P} \quad (17)$$

여기서 f_e^+ 는 격자점 사이 거리의 항으로 정의되는 기하학적 보간인자이다. 비슷한 가정이 북쪽 면에서의 속도인자를 계산하는데 도입된다.

위의 가정을 이용하여 식 (14a)는 E_{u1} 항을 외삽으로 표현함으로써 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} u_{1,e} = & \left[f_e^+ u_{1,E} + (1 - f_e^+) u_{1,P} + (D_{u1}^1)_e (P_P - P_E) - f_e^+ (D_{u1}^1)_E (P_w - P_e)_E \right. \\ & \left. - (1 - f_e^+) (D_{u1}^1)_P (P_w - P_e)_P \right] \\ & + (1 - \alpha_{u1}) \left[u_{1,e}^{l-1} - f_e^+ u_{1,E}^{l-1} - (1 - f_e^+) u_{1,P}^{l-1} \right] \\ & + \frac{\alpha_{u1} \rho}{\Delta t} \left[\frac{(\Delta V)_e}{(A_p^u)_e} u_{1,e}^{n-1} - f_e^+ \frac{(\Delta V)_E}{(A_p^u)_E} u_{1,E}^{n-1} - (1 - f_e^+) \frac{(\Delta V)_P}{(A_p^u)_P} u_{1,P}^{n-1} \right] \end{aligned} \quad (18)$$

식 (18)의 오른쪽 첫 번째 괄호 항은 원래의 Rhie & Chow 방법이다. Majumdar [11]는 두 번째 괄호 항이 생략되면 수렴된 결과는 이완계수에 좌우된다는 것을 밝혔다. 동일한 이유로 마지막 괄호 항의 생략은 시간 간격에 좌우되는 수렴된 결과를 이끌어 낸다. 저자들이 알기로는 현재까지 누구도 비정상항으로부터 생기는 마지막 항에 대하여 문헌에 언급하지 않았다. 상기의 두 항이 실제 계산에서는 상대적으로 작고 수렴된 결과의 정확도에 심각한 영향을 주지는 않지만 수렴된 결과가 이완계수와 시간간격에 좌우된다는 것은 분명히 바람직하지 않다. 식(18)은 이완계수와 시간간격에 무관한 수렴된 결과를 얻기 위하여 셀 표면 속도 성분 뿐만 아니라 셀 중심의 속도 성분도 이전 시간 단계와 반복 단계의 값을 저장하여야 함을 나타낸다.

4. 결과 및 토의

본 연구에서는 원형의 배관에서의 열성층유동에 대하여 적용하기 위하여 고안한 수치해석 방법을 가압경수로 가압기 밀림관의 열성층 문제에 적용하였다. 밀림관의 기하학적 모양과 대부분의 계산 변수는 Jung et al. [6]의 연구에서 사용한 것과 같다. 가동 중인 원자력 발전소에서는 밀림관의 외부는 단열되어야 하므로 외부 표면은 단열인 것으로 가정한다. 여기에서는 세가지 경우의 유체 경계 수위에 대하여 조사하였다. 이 세가지 경우의 유체 접촉경계면 수위는 d_i 를 밀림관의 내경이라고 할 때, 안쪽 벽 표면의 바닥 점을 통과하는 수평 기준선에서 각각 높이가 $0.25 d_i$, $0.5 d_i$ 및 $0.75 d_i$ 의 위치에 있다. 계산을 단순화하기 위하여 유체는 일정한 물성을 갖는 Newtonian 유체이며 Boussinesq 근사가 유효하다고 가정하고, 이러한 가정하에 길이, 시간, 속도 및 온도 변수는 각각 r_i , $(r_i / g\beta\Delta T)^{1/2}$, $(g\beta\Delta T r_i)^{1/2}$, and $\Delta T = (T_h - T_c)$ 와 같은 기준척도를 사용하는 무차원 변수이다. 여기서 r_i 는 밀림관의 내경이고, g 는 중력가속도, β 는 체적팽창계수이다. 모든 경우에 계산에서 사용되는 무차원 시간 간격은 0.1 이다. 각 시간 간격에서 운동량 방정식, 에너지 방정식 또는 압력 보정 방정식의 무차원 잉여값의 절대값 합의 최대가 10^{-6} 보다 작을 때 반복계산이 중지되도록 하였다. 운동량 방정식 및 에너지 방정식에 대하여 이완계수는 각각 0.7 과 1.0 을 사용하였다.

선정된 몇 가지의 경과시간에서의 전형적인 계산결과를 무차원 유선함수 contours 와 무차원 등온선으로 도식화하였다. Fig. 5 는 세가지 다른 유체 접촉경계 수위에 대한 과도 stream function contours 이다. Fig. 5 에서 보여주듯이 고온유체와 주변 배관 및 저온유체사이에 높은 온도차이로 인하여 자연대류가 저온유체 영역보다 고온유체 영역에서 보다 더 격렬하게 일어난다. 고온유체와 저온유체의 혼합은 시간 경과에 따라 매우 천천히 일어난다. 따라서 정상상태 조건에 이르기까지는 매우 긴 시간이 소요된다. 고온유체 영역과 저온유체 영역 사이에 미미한 혼합 현상이 관찰되나 유체 표면의 가장자리 영역에서는 다소 활발히 일어난다. 이는 배

관 벽에서 원주 방향으로 전도에 의한 열전달 때문이다. Fig. 6은 위에서 말한 세가지 경우의 과도기 등온선을 보여 준다. 초기에는 예상되는 바와 같이 내부 벽에 근접한 고온유체 영역과 유체 표면에서의 온도 구배가 매우 급하다. 시간이 경과함에 따라 배관 벽의 맨 위와 바닥의 온도 차이는 최대값까지 증가하다가 없어질 때까지 감소한다. 또한 Fig. 7은 반지를 방향으로 배관 벽의 맨 위의 온도 구배가 배관 벽의 바닥뿐만 아니라 같은 유체 표면 수위에서 중앙 영역보다 크다는 것을 보여준다. Fig. 8은 경계 수위 $0.25d_i$, $0.5d_i$ 및 $0.75d_i$ 에서의 3가지 다른 경과시간에 대하여 각도의 함수로 국부 Nusselt 수가 변하는 것을 나타낸 것이다. 평균 Nusselt 수는 시간이 경과함에 따라 0으로 줄어들고, 배관을 흐르는 유체의 양이 증가함에 따라 증가함을 보여준다. 이는 유체와 벽면 사이의 온도 차가 크면 클수록 Nusselt 수가 커진다는 사실로 볼 때 타당한 것으로 보인다. 운전중인 원자력 발전소의 밀림관의 열성층화로 인한 주요 효과는 맨 위와 바닥 사이의 심각한 온도차로 초래되는 변형, 휨, 및 관련 응력으로서 최초 설계시 고려되지 않은 사항이다. 또한, 축방향 성층화는 정해진 배관 단면에서 천체적인 휨 효과와 국부적 응력 모두에 영향을 미친다. 따라서 맨 위와 바닥의 온도 차이 및 분포 뿐만 아니라 배관의 축방향 변화는 배관의 건전성 평가에서 고려되어야 하는 가장 중요한 요소의 하나이다. Fig. 9는 유체 경계 수위가 $0.25d_i$ 인 경우의 맨 위와 바닥의 온도 분포를 보여주며, Fig. 9는 유체 경계 수위의 세가지 다른 경우에 대하여 외부와 내부 표면에서 과도기 바닥부터 맨 위까지의 벽면 온도차를 보여준다. Fig. 9 및 Fig. 10에서 보여주듯이 온도차의 최대값은 외부 벽면에서 보다 내부 벽면에서 더 크며, 500에서 1300까지의 무차원 시간범위대에서는 최대값이 증가하다가, 이후 시간이 경과함에 따라 감소한다. Fig. 9 및 Fig. 10은 맨 위와 바닥의 최대 온도차는 유체 접촉경계 수위의 변화에 따라 결정되는 축방향 성층화 형상에 의해 영향 받는다는 것을 보여준다. 맨 위와 바닥의 온도차가 최대가 되는 배관부위 발생은 유체 경계 수위가 $0.5d_i$ 높이 약간 아래인 경우인 것으로 예상된다. 배관부위의 정확한 위치를 찾기 위해서는 좀더 깊은 연구가 수행되어야 할 것이다

5. 결론

수평 원형 배관에서의 열성층 유동 계산을 위한 수치 해석 방법을 서술하였다. 수위가 변하는 두 유체의 접촉경계면과 원형 형상의 배관의 벽에 적용하기 위하여 유체 과도 현상 계산에 비직교 경계적합 격자계 (body-fitted non-orthogonal grid system)를 이용한 방법을 사용하였다. 배관내 초기온도가 서로 다른 두 유체의 유동 및 온도분포에 대한 과도거동을 유한체적법을 사용하여 모의하였다. 본 연구에서 제안된 방법을 가압기 밀림관의 열성층화 현상에 적용하였으며, 다른 결과와 비교하여 자세히 논의하였다. 계산 결과는 제안된 방법이 열성층화 문제를 해석하는데 유용함을 보여주고 있다.

본 연구에서 대류항은 수치해석에서 널리 사용되고 있는 HYBRID 방법에 따른 근사시켰으나, 계산결과와 정확도를 향상하기 위해서는 향후 적용 가능한 고차유계 대류항처리 기법들에 대한 광범위한 비교 연구의 수행이 필요할 것으로 사료된다. 그리고 현재의 방법에 대한 확고한 검증을 위해서는 이용 가능한 실험자료와의 비교를 통한 추가적인 조사가 요구된다.

끝으로, 제안된 방법은 복잡한 기하학적 형태의 배관과 탱크 등에서의 다양한 열성층 유동 문제들에 확대 적용될 수 있음을 강조한다.

REFERENCES

- [1] USNRC, "Thermal Stress in Piping Connected to Reactor Coolant System," NRC Bulletin No. 88-08, 1988.
- [2] USNRC, "Pressurizer Surge Line Thermal Stratification," NRC Bulletin No. 88-11, 1988.
- [3] Smith W.R. et al., 1988, "A solution for the Temperature Distribution in a Pipe Wall Subjected to Internally Stratified Flow", Proceedings of the 1988 Joint ASME-ANS Nuclear Power Conf., Myrtle Beach, South Carolina, pp. 45-50.
- [4] Talja, A., and Hansjosten, E., 1990, "Results of Thermal Stratification Tests in a Horizontal Pipe Line at the HDR-Facility", Nucl. Eng. and Design, Vol. 118, pp.29-41.
- [5] Ensel, C., et al., "Stress Analysis of a 900 MW Pressurizer Surge Line Including Stratification Effects," Nucl. Eng. and Design 153, 197-203, 1995.
- [6] Jung, I. S., et al., "Thermal Stratification in a Horizontal Pipe of Pressurizer Surge Line," Transactions of KSME; B, Vol.20, No.4, 1449-1457, 1996.
- [7] Yu, Y.J., et al., "Structural Evaluation of Thermal Stratification for PWR Surge Line," Nucl. Eng. and Design 178, 211-220, 1997.
- [8] Patankar, S. V., 1980, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere, Washington, DC.
- [9] Rhie, C. M., and Chow, W. L., 1983, "Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Airfoil with Trailing Edge Separation", AIAA J., Vol. 21, No. 11, pp. 1525-1532.
- [10] Jo, J. C., et al., "Heat Transfer Analysis of Thermal Stratification in Piping Connected to Reactor Coolant System", Proceedings of HTHAS98, October 1998, Pusan, Korea.
- [11] Majumdar, M., 1988, "Role of Underrelaxation in Momentum Interpolation for Calculation of Flow with Nonstaggered Grids, Numerical Heat Transfer", Vol. 13, pp. 125-132.

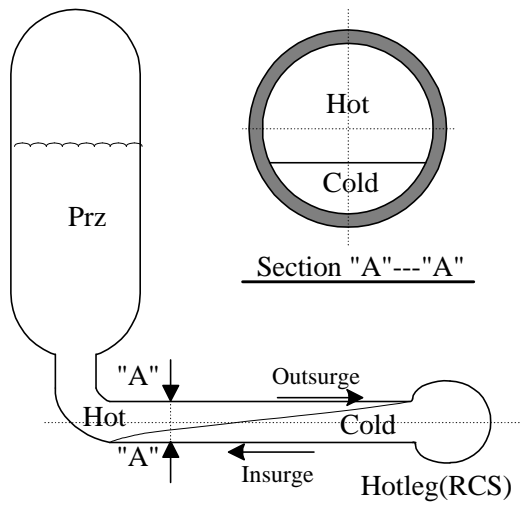


Fig. 1 Thermally stratified flow in a circular pipe.

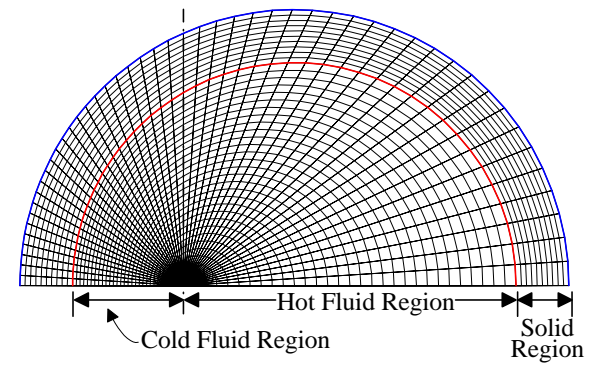


Fig. 2 The curvilinear non-orthogonal mesh.

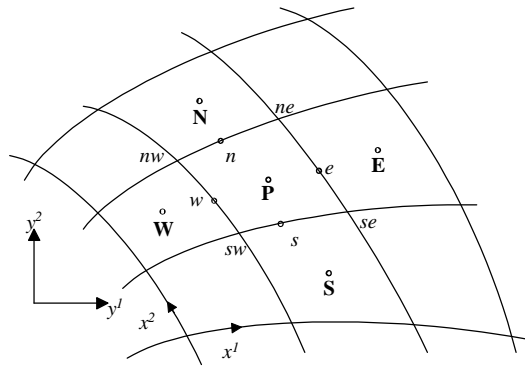


Fig. 3 A typical control volume cell in the computing mesh.

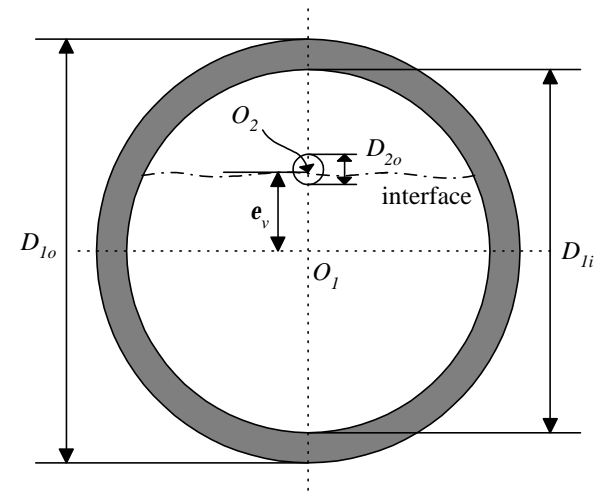
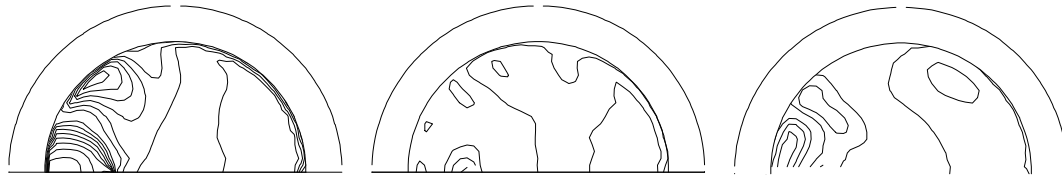
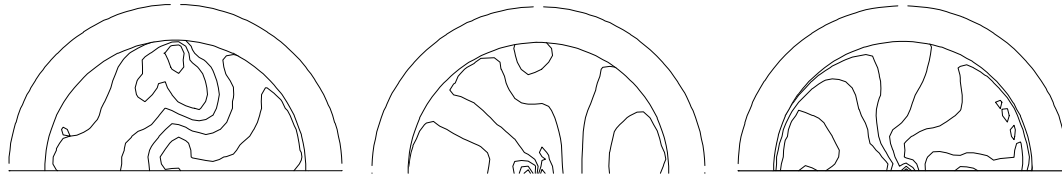


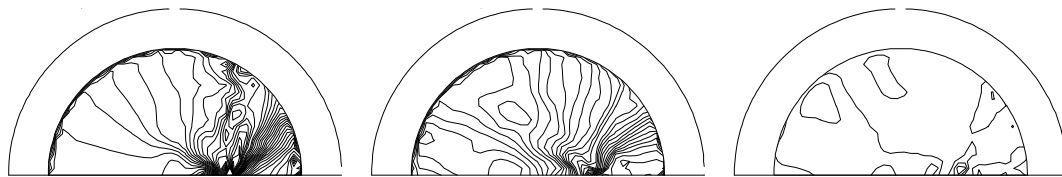
Fig. 4 The imaginary eccentric cylinder model for mesh generation.



a) Lvl $0.25d_i$, time = 100[-3E-5 (3E-6) 2E-5], 1000[-9E-6 (3E-6) 9E-6], 1500[-4E-6 (1E-6) 2.5E-6]

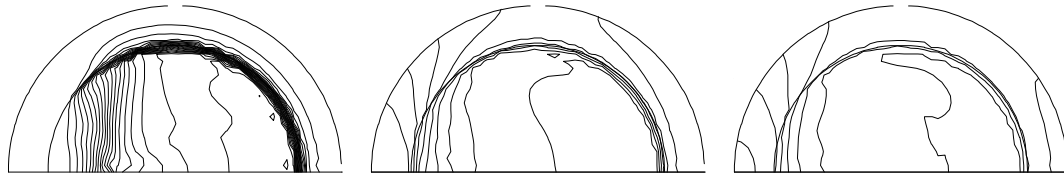


b) Lvl $0.5d_i$, time = 100[-7E-6 (3E-6) 1E-5], 1000[-1E-5 (3E-6) 9E-6], 2000[-1E-5 (3E-6) 9E-6]

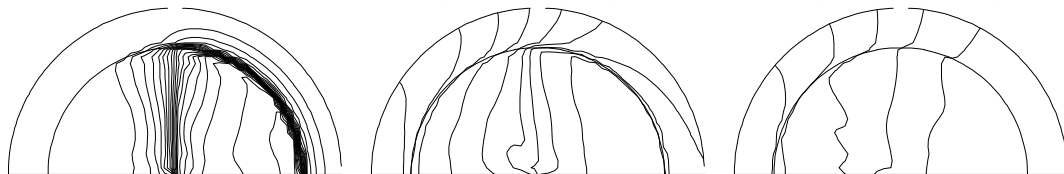


c) Lvl $0.75d_i$, time = 100[-8E-5 (3E-6) 6E-6], 1000[-3E-5 (2E-6) 3E-5], 2000[-1.3E-5 (3E-6) 6E-6]

Fig. 5 Transient stream function contours.



a) Lvl $0.25d_i$, time = 100[0.05(0.05)1.0], 1000[0.15(0.05)0.6], 1500[0.25(0.05)0.55]



b) Lvl $0.5d_i$, time = 100[[0.05(0.05)0.95], 1000[0.05(0.05)0.45], 2000[0.05(0.05)0.40]



c) Lvl $0.75d_i$, time = 100[0.05(0.05)0.8], 1000[0.05(0.05)0.3], 2000[0.05(0.05)0.3]

Fig. 6 Transient isotherms.

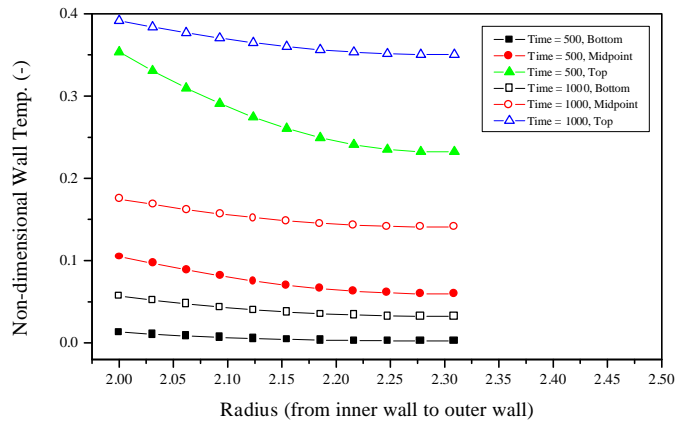


Fig. 7 Temperature gradients in the radial direction in the top and bottom regions.

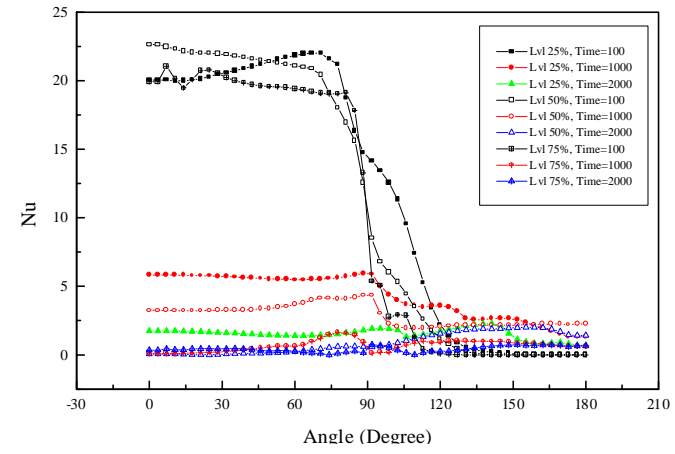


Fig. 8 Variations of the local Nusselt number.

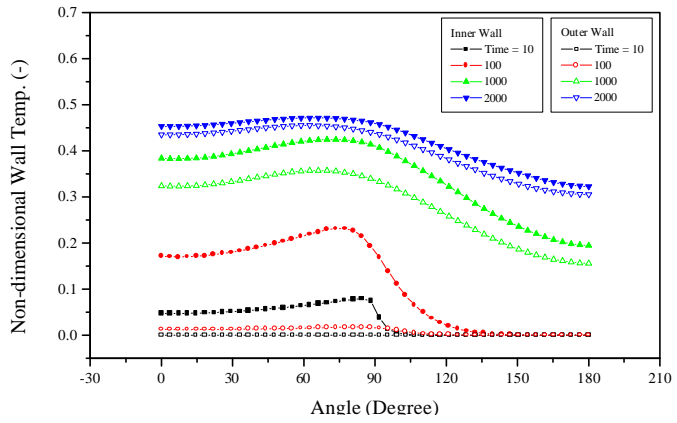


Fig. 9 Transient top to bottom wall temperature distributions for the level $0.25d_i$.

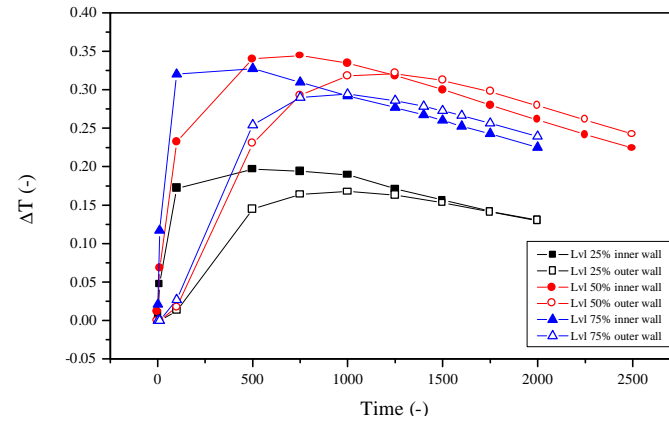


Fig. 10 Transient top to bottom wall temperature differences both at the inner and outer wall surfaces.