

## 다차원 열유동 해석을 위한 LILAC 코드의 검증

### Validation of LILAC code for Multi-dimensional Thermal Hydraulics

김종태, 김상백, 김희동

한국원자력연구소  
대전광역시 유성구 덕진동 150

#### 요 약

열전달과 유동은 원자력 시스템에서 매우 중요한 현상 중의 하나이다. 현재 원자로 용기 하반구에 재배된 용융물의 냉각 거동을 해석하기 위한 열수력 코드 LILAC을 개발하고 있다. LILAC 코드는 Navier-Stokes 방정식과 난류 및 열전달 모델을 수치적으로 풀어 해를 구한다. LILAC은 2차원, 축대칭 그리고 3차원 등 다차원 공간에 대해 해석이 가능하고 다층으로 이루어진 유체와 고체의 열전달을 연계 해석할 수 있다. LILAC 코드는 최종적으로 성층화가 이루어진 용융물의 높은 Rayleigh의 난류 자연대류 현상을 규명하는 것이다. 그러나 이전에 지금까지 연구되고 개발된 LILAC 코드의 정확도와 능력을 검증하는 것이 필요하며 이를 위해 잘 알려진 열유동 문제를 선택하여 해석하였다. LILAC 계산 결과는 실험값 및 다른 수치결과와 비교를 하였으며 그 정확도를 평가하였다. 본 연구를 통하여 LILAC 코드는 정확한 수치결과를 생산하며 원자력 분야의 열유동 해석에 유용한 도구로 사용될 수 있음을 확인하였다.

#### Abstract

Heat transfer and fluid flow are one of most important phenomena in nuclear system. Currently numerical simulation method called LILAC to analyse cooling of reactor core molten pool in a lower head vessel is developed. It solves Navier-Stokes equations with turbulence and heat transfer models. The solution domain can be 2-dimensional, axisymmetric and 3-dimensional. LILAC has a capability of multi-layered conjugate heat transfer with melt solidification. The final step of the LILAC code development is analysis of high Rayleigh number natural convection in a stratified molten pool. Before that it is necessary to validate accuracy of the numerical code by solving well known benchmark problems. In this article 13 problems are selected and solved using LILAC code. And the numerical results are compared with experimental data or other computed data. From this work it is found that LILAC produces numerical solutions accurately and it can be useful for analysis of thermal hydraulics in nuclear engineering.

#### 1. 서 론

핵 분열시 발생하는 고밀도 에너지를 이용하는 원자력발전은 열수력학과 매우 밀접한 관계가

있다. 열수력에 대한 정확한 이해는 원자로의 설계, 안전운전 및 중대사고 해석에 중요한 부분을 차지한다. 지금까지 원자력 분야에서의 열수력학은 실험과 이론 해석을 통하여 많은 발전을 이루었으며 특히 해석은 실험을 통해 얻은 물리적 현상의 이해 및 상관식 등을 이용해 활용 영역을 넓혀가고 있다.

TMI 사고와 같은 원자로 사고시 용융물은 하반구에 재배된 뒤 밀도 차에 의하여 금속층과 산화물층으로 분리되며 핵연료 산화물에서 발생하는 붕괴열에 의해 높은 Rayleigh수의 자연대류를 발생시킨다. 그리고 원자로 하반구에 남아 있는 냉각수에 의해 용융물의 상부표면은 비등 및 복사 열전달로 열을 방출하고 하부로는 원자로 용기 벽을 통해 열을 전달시킨다. 원자로 용기로 전달되는 열유속은 용기의 건전성 평가에 중요한 요소이며 이것의 정확한 계산을 위해 현재 열수력 코드 LILAC<sup>(1,2)</sup>을 개발하고 있다.

LILAC 코드는 2차원, 축대칭 그리고 3차원 등 다차원 공간에 대해 Navier-Stokes 방정식과 난류 및 열전달 모델을 수치적으로 풀어 해를 구한다. LILAC 코드는 최종적으로 성층화가 이루어진 용융물의 높은 Rayleigh수의 난류 자연대류 현상을 규명하는 것이다. 그러나 이전에 지금까지 연구되고 개발된 LILAC 코드의 정확도와 능력을 검증하는 것이 필요하며 이를 위해 잘 알려진 열유동 문제를 선택하여 해석하였다. LILAC 계산 결과는 실험값 및 다른 수치결과와 비교를 하였으며 그 정확도를 평가하였다.

## 2. 지배방정식과 수치결과

### 2.1 지배방정식

질량, 운동량 그리고 에너지의 보존방정식을 적분형 일반 방정식으로 표현하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho C \phi r d\Omega + \oint \rho C \phi \vec{V} \cdot r d\vec{A} = \oint \Gamma^{\phi} \nabla \phi \cdot r d\vec{A} + \int_{\Omega} S^{\phi} r d\Omega \quad (1)$$

변수  $\phi$ 는  $[1, u, v, w, T, k, \omega]$ 이며, C는 변수가 온도 T인 경우만 비열  $C_p$ 를 나타내고 그외에는 1의 값을 갖는다.

$$S^{\phi} = \begin{bmatrix} 0 \\ -\frac{\partial p}{\partial x} + (\rho - \rho_{ref})g_x \\ -\frac{\partial p}{\partial y} + (\rho - \rho_{ref})g_y \\ -\frac{\partial p}{\partial z} + (\rho - \rho_{ref})g_z \\ Q_v \\ \rho(Pr - \beta^*k\omega) \\ \rho(a\omega/k - \beta\omega^2) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{\partial}{\partial x}(\Gamma^{\phi} \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\Gamma^{\phi} \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z}(\Gamma^{\phi} \frac{\partial w}{\partial x}) \\ \frac{\partial}{\partial x}(\Gamma^{\phi} \frac{\partial u}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial y}(\Gamma^{\phi} \frac{\partial v}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z}(\Gamma^{\phi} \frac{\partial w}{\partial y}) \\ \frac{\partial}{\partial x}(\Gamma^{\phi} \frac{\partial u}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial y}(\Gamma^{\phi} \frac{\partial v}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial z}(\Gamma^{\phi} \frac{\partial w}{\partial z}) \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ Au \\ Av \\ Aw \\ \frac{\partial \rho \Delta H}{\partial t} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

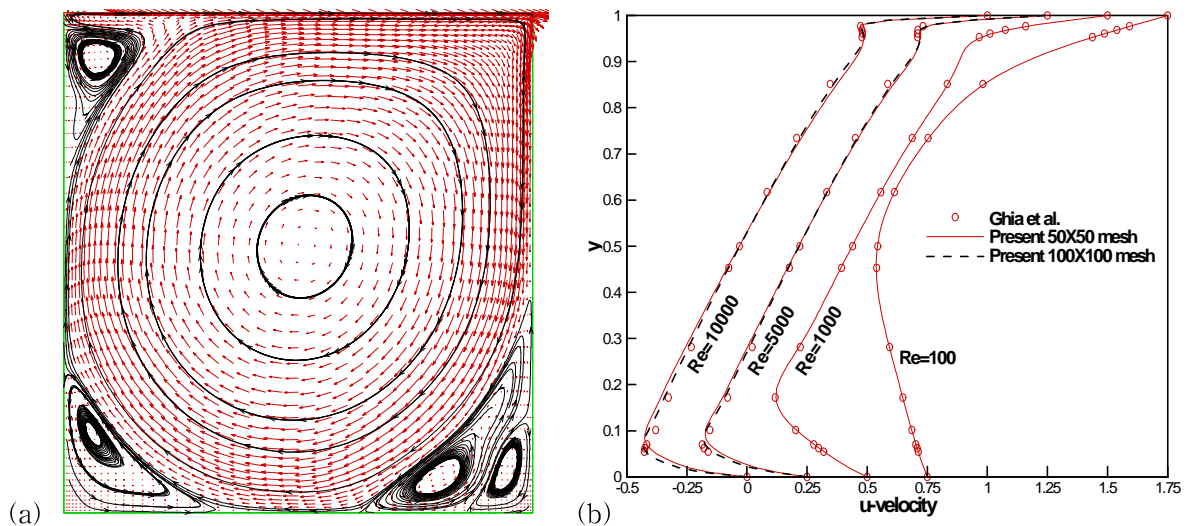
$S_{\phi}$ 는 원천항을 나타내는 것으로 첫 번째 항은 압력구배와 부력 그리고 열원 등을 포함한다. 두 번째 항은 점도의 변화에 따라 발생하는 점성 플럭스로서 온도에 따른 점도변화, 난류유동의 와 점도 등에 의해 발생한다. 그리고 세 번째 항은 용융물의 고화와 같이 상이 변화할 때 발생하는 잠열과 고화된 부분에서 운동량에 대한 저항을 의미한다. 2차원 유동에서는  $r$ 이 1이며, 축대칭 유동인 경우  $r$ 은 그 대칭 축(x 혹은 y)을 나타내며 각각에 대한 축대칭 원천항이 발생한다. 체력 항의 크기를 줄이기 위해  $\rho_{ref} \mathbf{g}$ 를 압력구배에 첨가함으로써 p는 압력에 정수압을 포함한 수정압력이 된다. 비압축성 유체에서 밀도는 온도만의 함수이며 온도차가 매우 크지 않으면 Boussinesq 가정을 이용하여 부력항의 밀도를 제외한 다른 항들에서 밀도변화를 무시 할 수 있다. 그리고 부력항을 체적팽창계수( $\beta$ )를 이용하여 나타내면 다음과 같다.

$$(\rho - \rho_{ref})\mathbf{g} = -\beta\rho_{ref}(T - T_{ref})\mathbf{g}$$

난류모델은 Wilcox의 1998년형  $k-\omega$  모델<sup>(3)</sup>을 사용하였으며 난류에너지 생성항 및 상수  $\alpha, \beta, \beta^*$  등은 참고 문헌을 이용하였다.

## 2.1 2차원 공동 유동

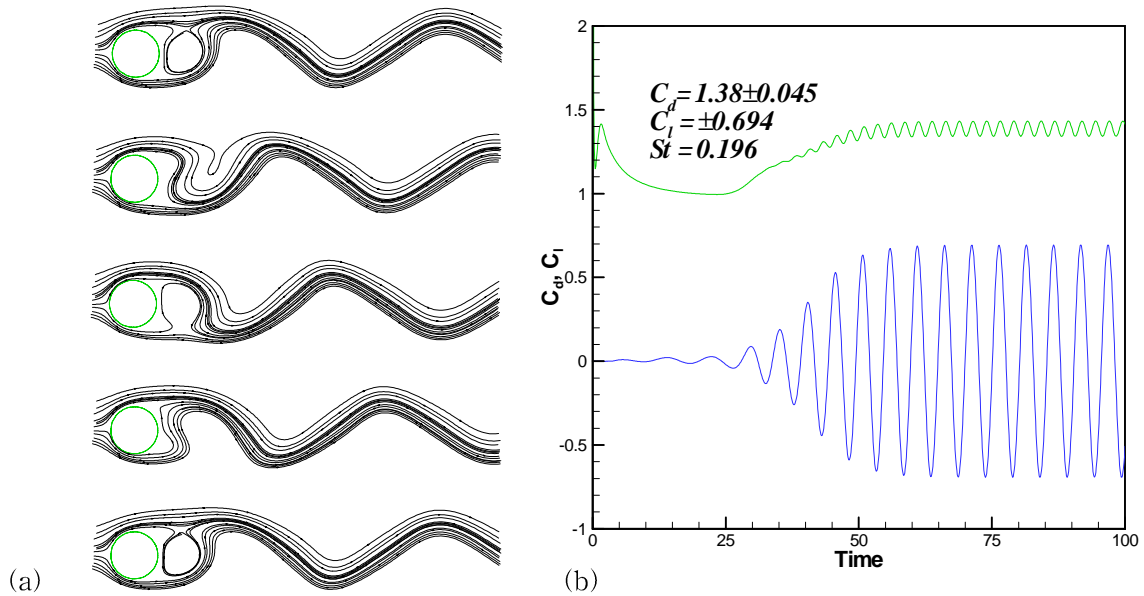
2차원 비압축성 공동 유동은 기하학적 형상이 단순한 반면 일정속도로 움직이는 위쪽 벽면에 의해 1차의 큰 와동이 공동의 중심에 형성되고 모퉁이에서 2차의 와동이 생성되는 복잡한 유동 구조를 만들기 때문에 많은 연구자들에 의해 수치기법이나 알고리즘의 검증에 의해 해석되어 왔다. 본 수치해법의 정확도를 파악하기 위하여 직사각형 격자를 사용하여 Reynolds수를 변화시켜 가며 계산하였으며 Ghia등<sup>(4)</sup>의 수치결과와 비교하였다. Fig. 1a는 Reynolds수 10000일 때 속도장과 유선을 보여주는 것으로 세 모퉁이에서 2차의 와동을 형성하고 있다. 특히 오른쪽 아래 모퉁이에서는 Reynolds수 5000부터 3차의 와동이 형성되기 시작하여 Reynolds수가 10000일 때는 매우 크게 발달되어 있음을 보여준다. Fig. 1b는 Reynolds수에 따라  $x$ 가 0.5인 공동 중심에서  $u$ 속도 분포를 Ghia의 결과와 비교한 것이다. Ghia는  $256 \times 256$ 의 직각격자에서 와도-유량함수법을 이용하여 계산하였다. Reynolds수가 10000인 경우  $50 \times 50$  격자에서는 아래 벽면 근처에서 Ghia의 결과에 비해 약간의 오차를 보이고 있으나  $100 \times 100$  격자에서는 거의 일치하는 속도분포를 보여준다.



**Fig. 1** (a)Velocity vectors and stream lines at Re=10000, (b)comparison of  $u$  velocity profiles at  $x=0.5$

## 2.2 2차원 원주 주위의 비정상 유동

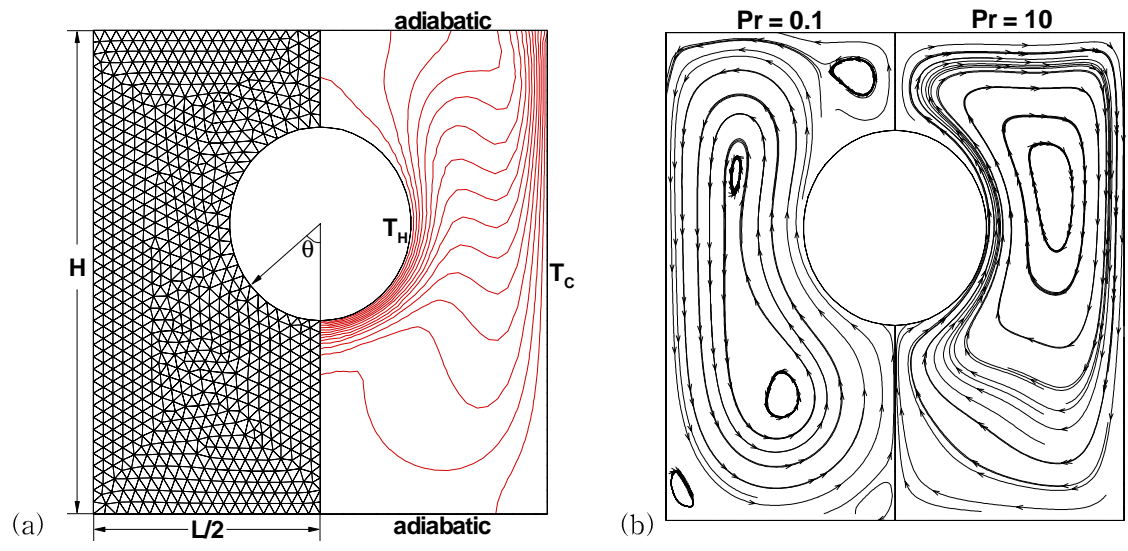
원형 실린더 주위의 유동은 레이놀즈 수가 40까지는 정상상태의 유동이며 40을 넘어서면서 와도홀림이 주기적으로 발생하는 비정상 유동이 된다. 비정상 수치해법을 검증하기 위하여 Reynolds수 200의 경우를 해석하였다. 실린더 직경을 기준으로 외부경계는  $30 \times 20$ 의 직사각형으로 하였으며 사용한 격자는 7639 개의 삼각형과 1769 개의 사각형으로 이루어졌다. Fig. 2a는 한 주기 내에서 시간 단계별로 유선을 보여주는 것으로 실린더 벽면에서 와도가 생성되고 떨어져나가는 것을 볼 수 있다. 계산된 항력계수는  $C_d = 1.38 \pm 0.045$ , 양력계수는  $C_l = \pm 0.694$ 이며 Strouhal 수는 0.196으로 다른 수치결과<sup>(5)</sup>와 잘 일치한다.



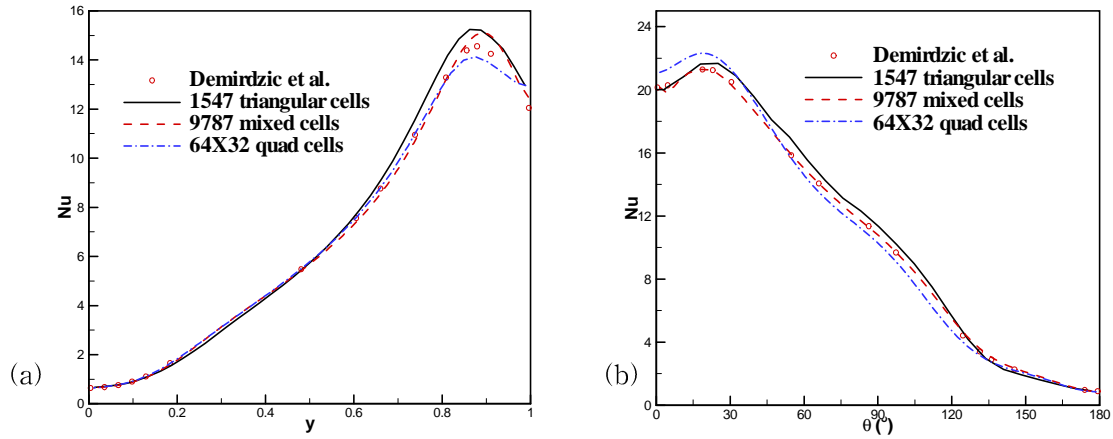
**Fig. 2**(a)Streamlines for flow over a circular cylinder at  $Re=200$  in a period, (b)Lift and drag coefficients versus time.

### 2.3 2차원 공동 내에 놓여 있는 실린더 주위의 자연대류

Demirdzic 등<sup>(6)</sup>은 비직교 격자를 사용하는 경우 열전달 계산의 정확도를 평가하기 위하여 2차원 직사각형 덕트 내에 놓인 실린더의 자연대류 열전달을 해석하였다. 실린더 표면은  $T_H=1$ , 덕트의 수직벽은  $T_C=0$ 으로 등온조건을 주고 상부와 하부의 수평벽은 단열조건을 사용하였다. 이 문제는 기하학적 및 운동학적 좌우대칭을 이루며 Rayleigh수  $10^6$ 에서 Prandtl수에 따른 열전달 특성을 비교하였다. Fig. 3a는 사용한 격자와 Prandtl수 0.1일 때 온도분포를 보여준다. Fig. 3b에서 알 수 있는 것처럼 동일한 Rayleigh수에서도 Prandtl수의 영향이 매우 크게 나타난다.  $Pr=0.1$ 인 좌측의 유선을 보면 고온의 실린더 표면과 저온의 수직벽에서 유동박리가 일어나고 있지만  $Pr=1$ 인 우측의 그림에서는 어느 벽면에서도 유동박리가 일어나지 않는다.



**Fig. 3** (a)Left: computational mesh used for natural convection around cylinder in a square duct, right: temperature contours at  $Pr=0.1$ ,  $Ra=10^6$ , (b)streamlines left:  $Pr=0.1$  right:  $Pr=10$



**Fig. 4** Comparison of Nusselt number distributions, (a) along the vertical wall, (b) along the surface of circular cylinder, at  $Pr=0.1$ ,  $Ra=10^6$ .

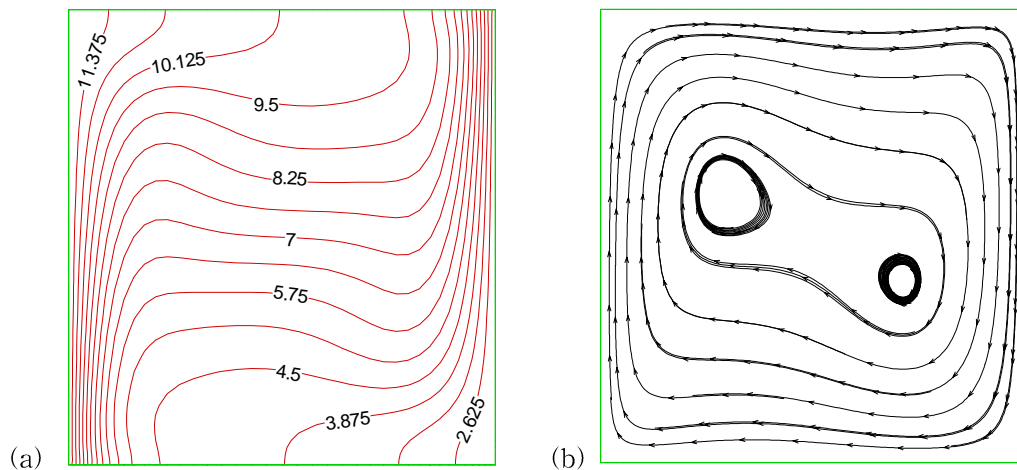
Fig. 4는  $Pr=0.1$ 에서 벽면을 따라 Nusselt수의 분포를 Demirdzic등의  $256 \times 128$  격자에서 계산한 결과와 비교하였다. 9787개의 혼합격자에서 얻은 값은 Demirdzic등의 결과와 매우 일치하고 있다.

#### 2.4 2차원 정사각형 캐비티 내의 층류 자연대류

2차원 정사각형 캐비티에서 두 수직벽의 온도차에 의한 자연대류는 중요한 bench-mark 문제로 사용되고 있다. Davis는 와도-유량함수법을 이용하여 계산하였으며 Hortmann등은 유한체적 SIMPLE 알고리즘을 이용하여 격자수에 무관한 해를 얻었다. 사용된 물성치는 table 1과 같으며 Rayleigh수에 따른 평균 Nusselt수를 비교하였다. 평균 Nusselt수는 수직벽을 통해 나가는 열유량을 더하여  $(k/LAT)L$ 로 무차원화한 값이다. Fig. 5는 Rayleigh수에 따라 유선과 온도분포가 변하는 것을 보여준다.  $Ra=10^5$ 인 경우 두 개의 와동은 원형의 모양을 하며 캐비티의 가운데 위치하는

**Table 1.** Fluid properties and cavity dimensions used in calculations

Ra	$\rho$	$\mu$	$\beta$	Pr	g	$T_H$	$T_C$	L
$10^3$	1.19	$1.8 \times 10^{-3}$	0.00341	0.71	9.81	12	2	0.045841
$10^6$	1.19	$1.8 \times 10^{-3}$	0.00341	0.71	9.81	12	2	0.098761



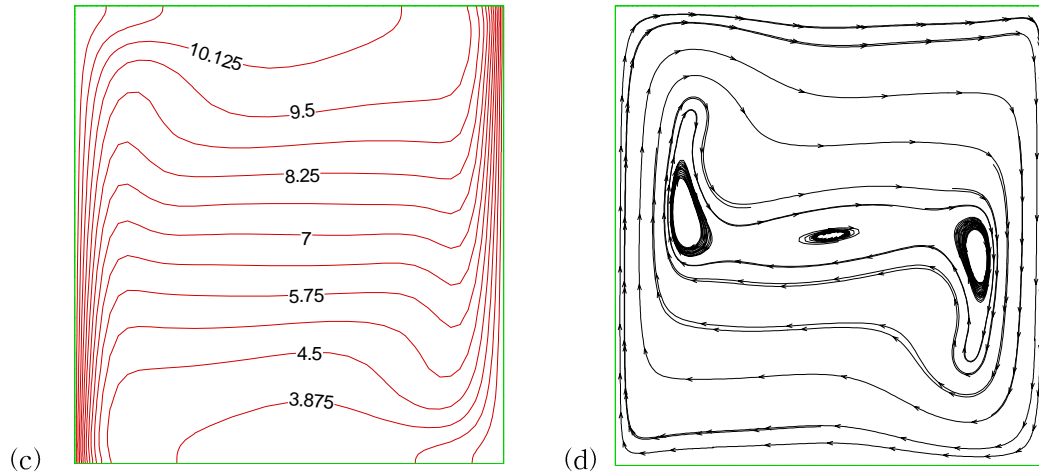


Fig. 5 Calculated isotherms and streamlines using  $40 \times 40$  cells, (a,b)  $Ra=10^5$ , (b,c)  $Ra=10^6$ .

반면  $Ra=10^6$ 에서는 두 개의 와동이 납작한 모양으로 변하여 두 수직벽 근처로 이동하고 가운데 새로운 와동이 형성되어 있다. 일반적으로 높은 Rayleigh수에서는 벽면에 납작한 와동이 붙어 있는 것을 볼 수 있는데 위의 계산에서는 Rayleigh수의 증가에 따른 유동형태의 변화를 파악할 수 있다. Table. 2에서 계산된 평균 Nusselt수를 Hortmann등<sup>(7)</sup>의 격자에 무관한 값과 비교하였다.

Table.2 Averaged Nusselt number

Ra	Present	Hortmann et al.	Error(%)
$10^5$	4.5364( $40 \times 40$ )	4.5231( $320 \times 320$ )	0.3
$10^6$	8.835( $40 \times 40$ )	8.825554( $640 \times 640$ )	0.1

## 2.5 2차원 캐비티 내에서 낮은 Prandtl수의 비정상 자연대류

2차원 정사각형 캐비티의 두 수직벽에 온도차가 존재하는 경우 고온벽을 따라 유체는 상승하였다가 저온벽을 따라 하강하는 자연대류를 형성한다. Mohamad등<sup>(8)</sup>은 Prandtl수에 따라 비정상 자연대류가 발생하는 임계 Grashof수가 존재함을 발견하고 특히 Prandtl수가 낮은 경우에는 임계 Grashof수도 낮아짐을 수치계산을 통해 알아냈다. 그리고 Choi등<sup>(9)</sup>은 유동의 대류유속을 처리하는 수치방법에 따라 비정상 상태의 해를 얻지 못하는 경우도 있음을 알아냈다.

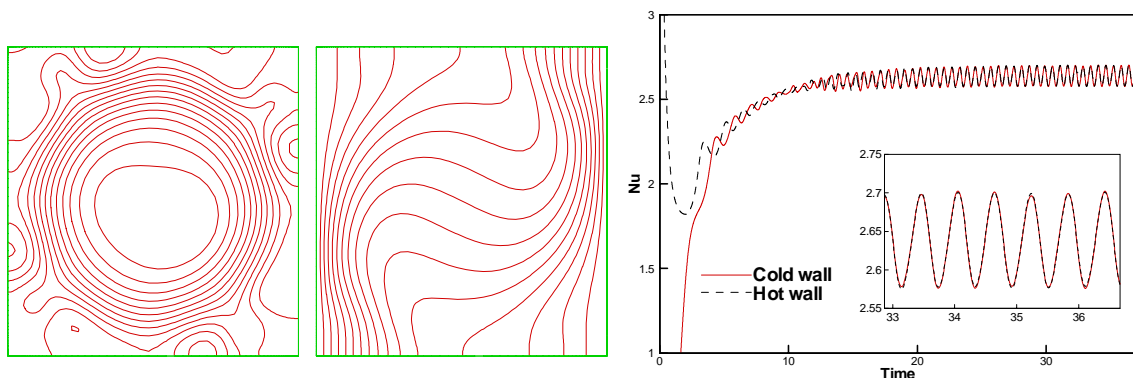


Fig. 6 (a)Left: Pressure, right: temperature contours at time  $t=36.5$ , (b)time history of average Nu number at a vertical wall.

계산에 사용된 격자는  $81 \times 81$ 의 사각 격자이며 대류항은 2차의 상류차분법을 사용하였다. 계산에 사용된 유체의 Prandtl수는 0.005이고 Grashof수는  $1 \times 10^7$ 이다.

Fig. 6b는 저온 수직벽에서 평균 Nusselt수를 시간에 따라 나타낸 것이다. 주기적 진동이 완전히 성장한 뒤에는 좌우 수직벽의 평균 Nusselt수는 일치함을 보이고 있다. Mohamad 등이 계산한 평균 Nusselt수는  $2.69 \pm 0.031$ 이고 Choi등이 계산한 평균 Nusselt수는  $2.64 \pm 0.052$ 이며 본 계산을 통해 얻은 값은  $2.64 \pm 0.06$ 으로 평균값은 비슷한 반면 진폭은 본 계산 결과가 가장 크게 나타났다.

Fig. 7은 한 주기 내에서 유동의 변화를 보여주는 그림으로 네 모퉁이에서 와동이 생성되었다가 다시 소멸되는 것을 볼 수 있다.

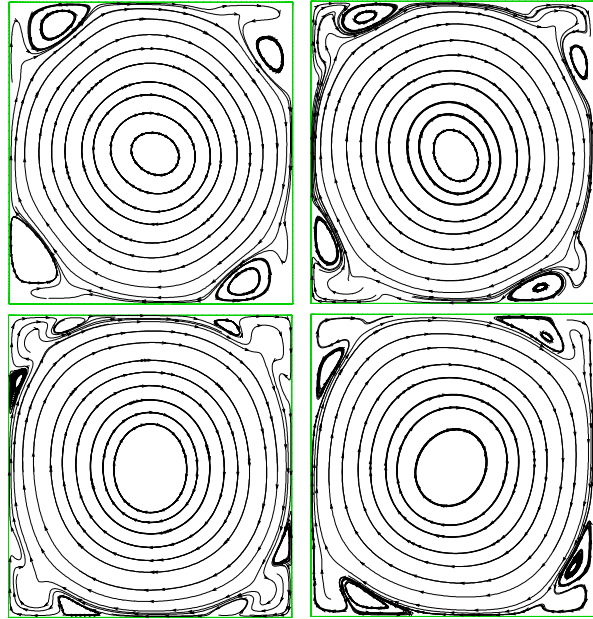


Fig. 7 Streamlines in a period of flow oscillation

## 2.6 2차원 캐비티 내에 열전도 물체가 존재하는 경우의 자연대류

고체와 유체가 같이 존재하며 열전달에 영향을 미치는 문제는 주변에서 많이 볼 수 있다. 이런 복합 열전달 문제에서 중요한 것은 고체와 유체의 경계에서 열유속 보존을 만족시켜야한다는 것이다. House등<sup>(10)</sup>은 2차원 정사각형 캐비티의 중앙에 위치한 고체 블록이 자연대류에 미치는 영향을 파악하기 위하여 다음과 같은 문제를 풀었다. 정사각형 캐비티는 두 수직벽의 온도차에 의해서 자연대류가 발생하며 무차원 길이(W/L)가 0.5인 고체 블록의 열전달 계수에 따라 자연대류의 유동 형태 및 등온 수직벽의 Nusselt수는 변하게 된다. 계산에 사용된 유체는 Prandtl수가 0.71이고 Rayleigh수는  $10^5$ 이다.

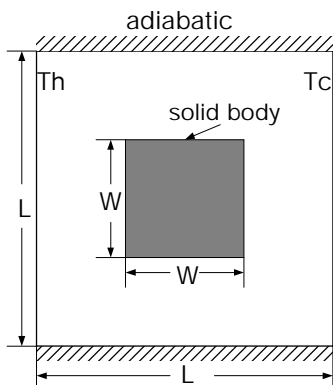


Fig. 8 Schematic of cavity with centered solid body

Table. 3 Nusselt numbers,  $W/L=0.5$ ,  $Pr=0.71$ ,  $Ra=10^5$

$k^*$	Present	House et al.
0.2	4.6286	4.6257
1.0	4.5086	4.5061
5.0	4.3251	4.3221

유체에 대한 고체 블록의 열전도비  $k^*(=k_s/k)$ 에 따라 수직벽의 평균 Nusselt수를 House등의 계산 결과와 비교하여 table. 3에 나타내었다. 고체 블록의 열전도 계수가 증가할수록 평균 Nusselt수가 감소하는 것은 전도에 의한 열전달이 그만큼 증가했다는 것을 의미한다.  $k^*=5$ 인 경우의 온도분포(fig. 9a)를 보면 고체 블록의 높은 열전도에 의해 상부의 수평 유로를 지나가는 유체는 열을 고체블록에 전달하게 되어 빨리 냉각된다. 그러나  $k^*=0.2$ 인 경우에는 고체 블록이 단열체와 같은 역할을 하여 상부의 수평 유로를 흐르는 유체는 고온상태를 유지한다.



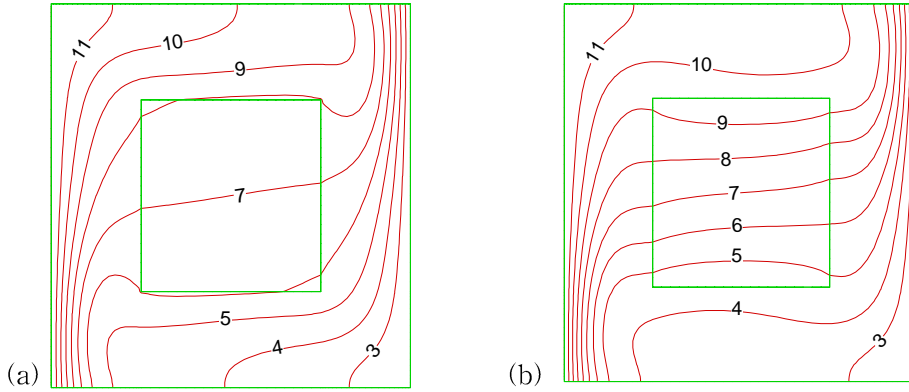


Fig. 9 Isotherms for W/L=0.5, Pr=0.71, Ra=10<sup>5</sup>, (a)k\*=5. (b)k\*=0.2

## 2.7 밀도반전이 있는 2층 유체의 자연대류

물은 3.98°C 전후에서 밀도가 증가했다 감소하는 밀도 반전 현상이 일어난다. Koster등<sup>(11)</sup>은 밀도 반전을 포함하는 2층 유체의 자연대류 현상을 연구하였다. 종횡비가 2인 2차원 박스 내에서 위층에는 실리콘 오일이 채워져 있고 아래층에는 밀도 반전이 있는 물로 채워져 있다. 오른쪽 벽은 밀도 반전이 일어나는 온도  $T_o$ 보다 낮은  $T_c=1^\circ\text{C}$ 로 고정되어 있고 왼쪽 벽면은  $T_o$ 보다 높은  $T_h$ 이며 Rayleigh수는 두 온도차이  $\Delta T(=T_h-T_c)$ 에 의해 결정된다.

$$Ra_{water} = Ra_1 = \left\{ \frac{g\beta\sigma^2 C_p \Delta T}{\mu k} \right\}_{water} L^3, \quad Ra_{silicone\ oil} = Ra_2 = \left\{ \frac{g\beta\sigma^2 C_p \Delta T}{\mu k} \right\}_{silicone\ oil} L^3$$

일반적으로 온도차가 있는 두 수직벽 사이의 유체는 고온벽에서 밀도의 감소로 상승류를 형성하여 저온벽에서 식으면서 하강하는 회전유동을 형성한다. 위층에 있는 실리콘 오일은 이와 같은 정규 와동을 형성하지만 밀도 반전이 존재하는 물에서는 이와 반대되는 유동이 형성된다.

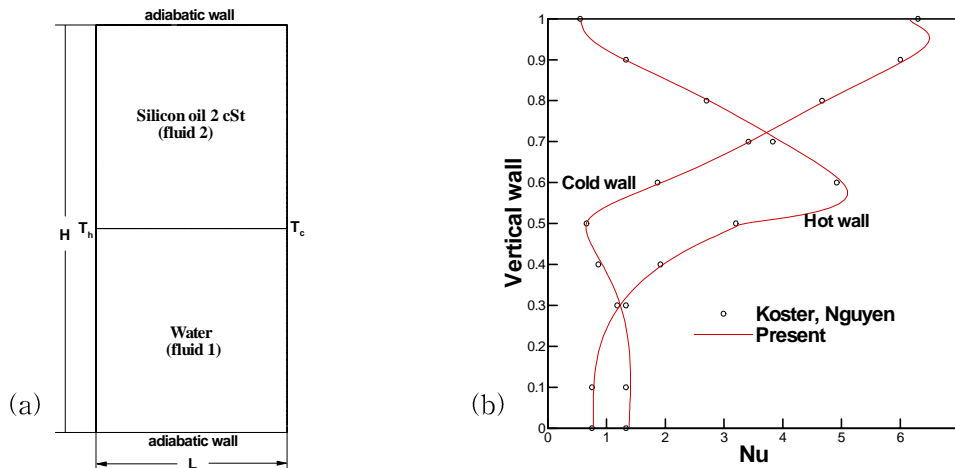
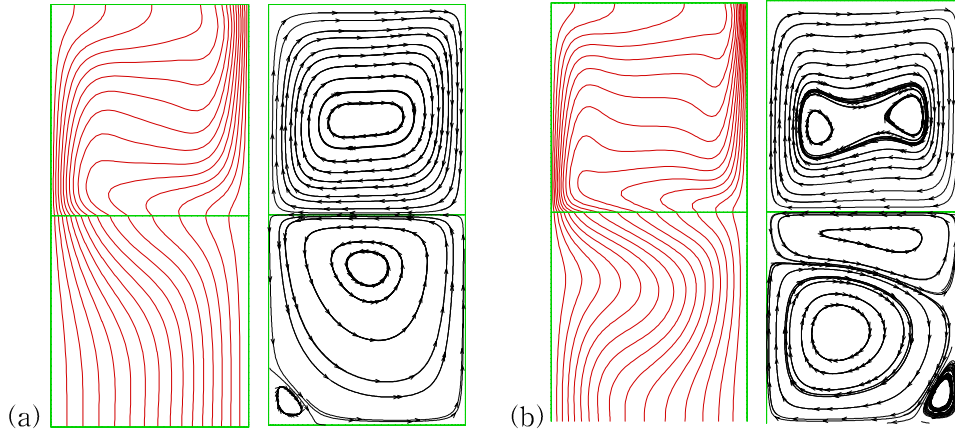


Fig. 10 (a)Schematic of two-layered pool model, (b)Local Nusselt number profile at  $Ra_1=10^3$ ,  $Ra_2=4.3 \times 10^4$ .

본 수치기법의 정확성을 검증하기 위하여  $50 \times 100$ 의 균일 격자에서 두 수직벽의 온도차  $\Delta T$ 가 5K 이고 물의 Rayleigh 수( $Ra_1$ )가  $10^3$ 인 경우에 대하여 수직벽에서 Nusselt수 분포를 Koster등의 결과와 비교하였다(fig. 10b). Fig. 11은 Rayleigh수에 따른 온도분포와 유선을 보여주고 있다. 위층의 실리콘 오일은 고온벽에서 상승하여 오른쪽의 저온벽에서 하강하는 유동 형태를 보이며 Rayleigh수가 증가하면서 하나의 와동이 두 개로 나뉘어진다. 밀도반전이 일어나는 아래층에서는 저온벽을 따라 물이 상승하여 인터페이스에서 위층과 같은 방향으로 흘러 고온벽에서 하강한다. 그러나 밀도반전의 영향으로 하단부에서는 고온벽을 따라 상승하는 와동을 형성한다.

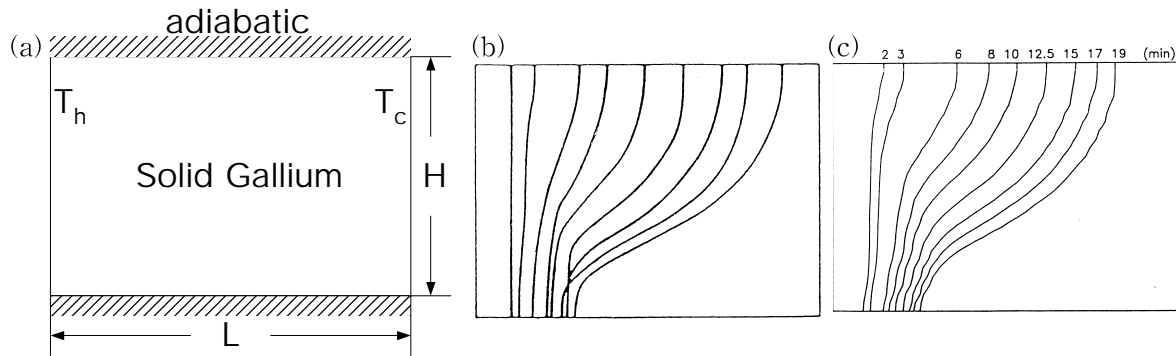




**Fig. 11** Isotherms and streamlines, (a) $Ra_1=10^3$ ,  $Ra_2=4.3 \times 10^4$ , (b) $Ra_1=10^4$ ,  $Ra_2=2.4 \times 10^5$ .

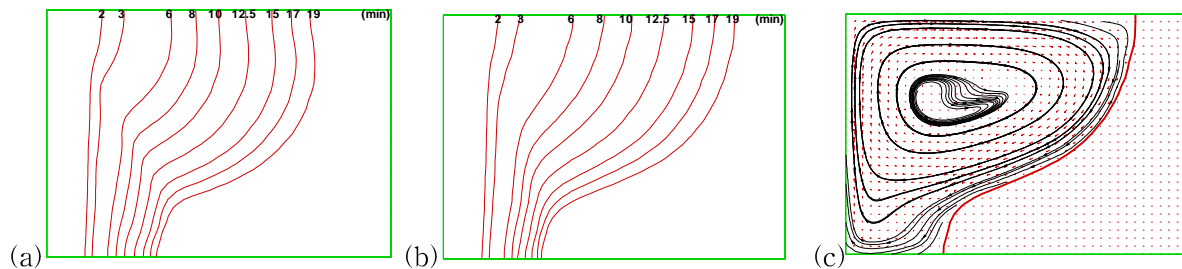
### 2.8 자연대류를 수반한 금속의 용융

Gau 등<sup>(12)</sup>은 고체 갈륨의 시간에 따른 용융을 실험하였으며 Brent 등<sup>(13)</sup>은 enthalpy-porosity법을 이용하여 고정격자에서 자연대류를 수반한 갈륨의 용융을 해석하였다.



**Fig. 12** (a)Schematic of the melting of a pure Gallium, (b)experimental melt front at various times by Gau et al., (c)melt front positions calculated by Brent et al.

실험에 사용된 조건은  $L=8.89\text{cm}$ ,  $H=6.35\text{cm}$ ,  $T_c=28.3^\circ\text{C}$ ,  $T_h=38^\circ\text{C}$  등이며, 순수 Gallium의 물성치는 참고문헌에 있는 것을 사용하였다. Fig. 12b는 Gau등이 실험으로 얻은 용융 갈륨의 경계를 시간에 따라 표시한 것이고 fig. 12c는 Brent등이 enthalpy-porosity법과 먹승 대류항 처리법으로 계산한 것이다. Enthalpy-porosity법은 엔탈피 형태의 에너지방정식에 상변화에 의한 잠열을 원천항



**Fig. 13** Calculated melt front locations at various times, (a)by 2nd-order upwind, (b)by power-law scheme, (c)velocity vectors and streamlines at time=19min.

으로 처리하고 고화된 부분에서의 운동량은 다공성 매질의 감쇠항으로 소멸시키는 방법으로 고정

격자를 사용하여 상변화 문제를 해석할 수 있는 방법이다. Fig. 13의 a,b는 계산된 상변화 경계의 시간에 따른 이동을 보여주고 있다. 2차의 대류항 도식보다 1차 정확도의 맥승기법이 더 실험치에 근접해 보이는 것은 Brent등이 맥승기법을 이용하여 enthalpy-porosity법을 만들었기 때문이라 생각되며 앞으로 좀더 연구를 해볼 필요가 있다.

### 2.9 반구 내에서 열원을 포함한 유체의 자연대류

열원이 있는 유체의 자연대류는 많이 연구된 분야 중의 하나이며 특히 원자로의 안전 해석에 있어서도 중요한 분야이다. 반구형 용기 내에서 유체는 열원에 의해 온도가 상승하고 외부 경계로 열을 방출하면서 자연대류를 형성한다. 반구 표면을 통해 방출되는 열유속의 크기 및 각도에 따른 분포는 중요한 관심사이다. Kelkar등<sup>(14)</sup>은 축대칭 반구모델을 이용하여 수치계산을 통해 열유속의 크기와 분포를 파악하고 Rayleigh수에 따른 열유동적 특징을 고찰하였다. 열원이 있는 자연대류는 열원의 크기로 무차원화된 수정 Rayleigh수를 사용하며 Nusselt수는 유체의 평균온도와 벽면 온도와의 차를 이용하여 구한다. Fig. 14a는 사용한 격자와 경계조건을 보여주는 그림으로 4767 개의 셀을 사용하였으며 유동장은 y-축에 대해 축대칭이고 상부와 하부의 경계는 등온조건을 사용하였다. Fig. 14b는 Rayleigh수가  $10^8$ 일 때의 유선과 온도분포를 보여주는 것으로 반구의 벽면 근처에 와동의 중심이 위치하고 있고 이 벽면을 따라 유체는 하강하면서 냉각되어 반구 바닥에 도달된 뒤 열원에 의해 다시 가열되면서 상승하는 유동 특성을 잘 보여주고 있다.

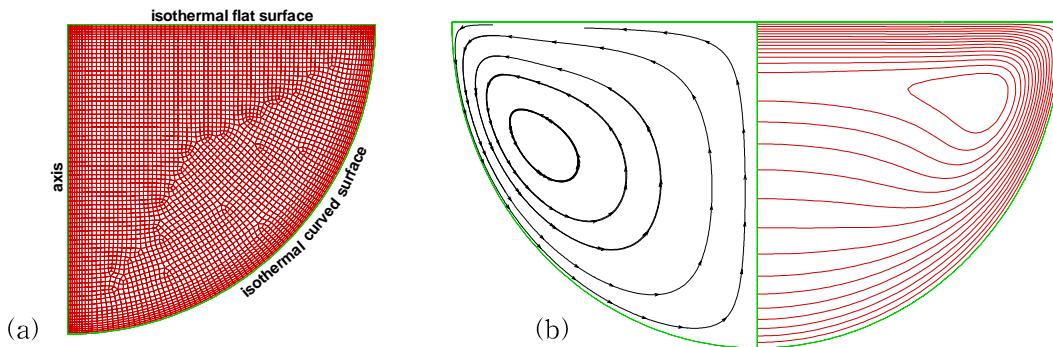


Fig. 14 (a)Computational mesh and boundary conditions, (b)Streamlines and temperature contours at  $Pr=1.0$  and  $Ra=10^8$ .

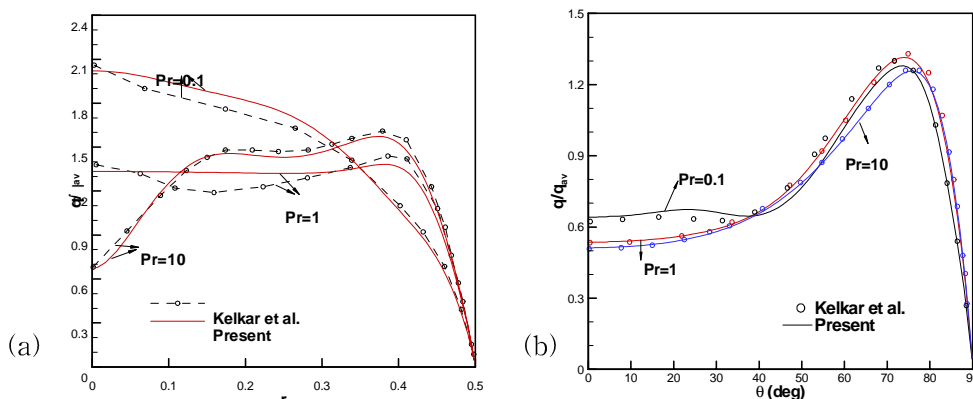
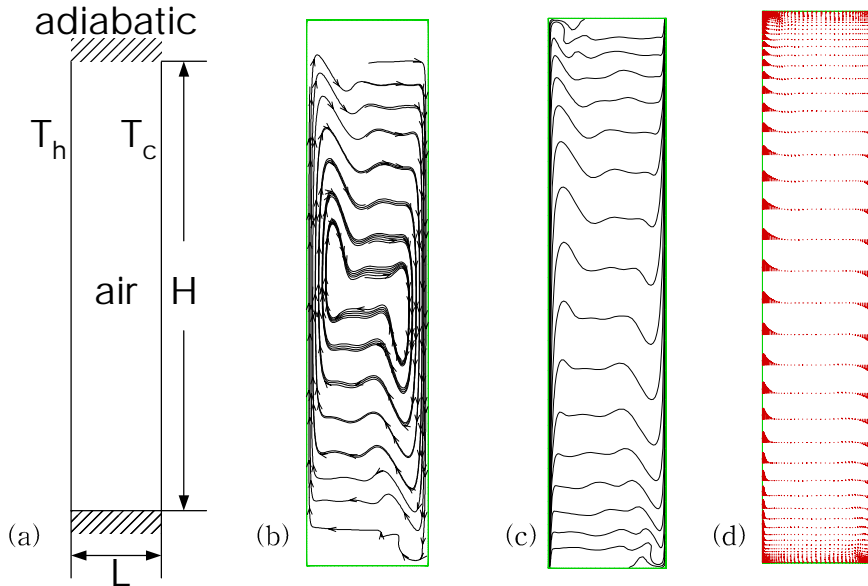


Fig. 15 Local heat flux distributions at  $Ra=10^8$ , (a)flat surface, (b)curved surface.

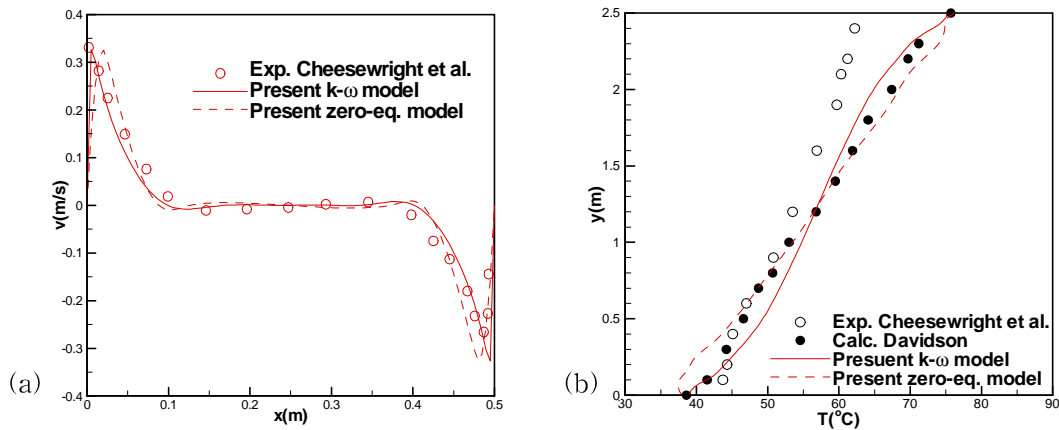
Fig. 15는 상부와 하부 경계면에서 Prandtl수에 따른 열유속의 분포를 보여준다. Rayleigh수가  $10^8$ 에서 하부 곡면을 통해 나가는 열유속은 Prandtl수에 거의 영향을 받지 않으나 상부 경계면의 열유속은 많이 차이를 보이고 있다.

## 2.10 2차원 직사각형 캐비티 내의 난류 자연대류

Cheesewright<sup>(15)</sup>은 수치해석 코드의 검증을 위하여 가로세로비가 1:5인 직사각형 내에서 공기의 난류 자연대류를 실험하였다. 채널 내의 속도분포는 LDA로 측정하였으며 온도분포는 열전대를 사용하여 측정하였다. Davidson<sup>(16)</sup>은 레이놀즈수  $k-\epsilon$  모델을 수정하여 이 문제를 해석하였으며 Peng 등은  $k-\omega$  모델을 사용하여 해석하였다.



**Fig. 16** (a)Schematic of turbulent buoyant flow in a tall cavity, (b)streamlines, (c)isotherms, (d)velocity vectors

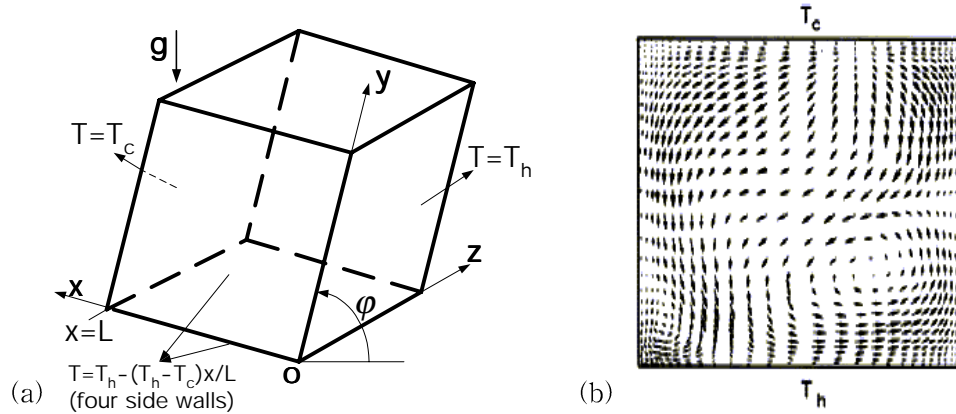


**Fig. 17** (a)Comparison of velocity distributions at  $y/H=0.5$ , (b)comparison of temperature distributions at  $x/L=0.5$

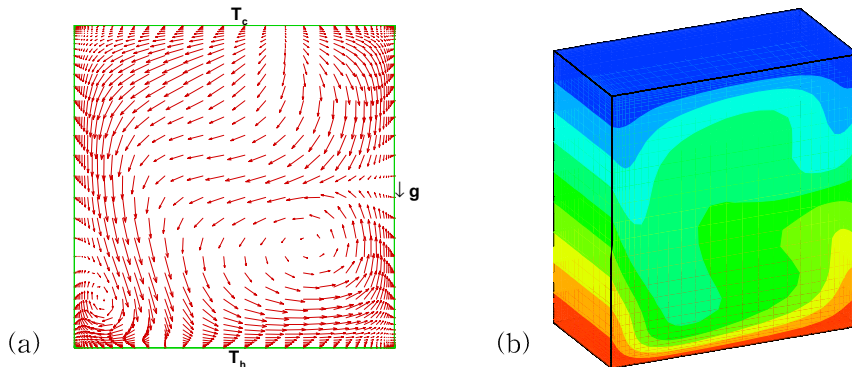
채널의 높이  $H$ 는 2.5m, 폭  $L$ 은 0.5m이고  $T_c$ 는  $34.2^\circ\text{C}$ ,  $T_h$ 는  $80^\circ\text{C}$ 이다. 그리고 Rayleigh수는  $4 \times 10^{10}$ 이다. Fig. 16은 Wilcox의 1998년형  $k-\omega$  모델을 사용하여 계산한 결과를 보여준다. Fig. 17a에서  $y/H=0.5$ 에서 구한  $v$ -속도 분포를 Cheesewright 등의 실험결과와 비교하였다. 벽면에서 와점성 계수의 감쇠항을 사용하지 않은 와도를 이용한 산술 모델(zero-eq. 모델)은 벽면 근처에서의 급격한 속도변화를 잘 예측하지 못하였다. 그리고  $x/L=0.5$ 에서  $y$ -방향으로 온도분포를 실험값 및 Davidson이 구한 값과 비교하였다. Fig. 17b에서 알 수 있는 것처럼 다소 큰 오차를 보임을 알 수 있다.

### 2.11 3차원 캐비티 내의 자연대류

자연대류에 관한 검증문제로 많이 활용되는 실험들은 단일 경계조건과 2차원 유동을 가정한다. 그러나 이런 조건들은 실험실에서 물리적으로 만들어내기가 불가능하므로 Leong 등<sup>(17)</sup>은 등온조건만을 사용한 3차원 캐비티 내의 자연대류를 실험하고 이것을 CFD 코드의 검증 문제로 제시하였다. Fig. 18a에서 보는 것처럼  $x=0$ 인 평면은 고온( $T_h=307\text{K}$ ),  $x=L(=0.1272\text{m})$ 인 평면은 저온( $T_c=300\text{K}$ )이고 그 외 다른 네 면은  $T=T_h-(T_h-T_c)x/L$ 으로 모든 면이 등온 조건을 사용하고 있다. 실험에 사용된 유체는 공기이며 Rayleigh수는 캐비티 압력을 조정하여 설정하였다. 본 연구에서는 캐비티의 기울기  $\phi$ 가 0인 경우에 대하여 계산을 수행하였다.



**Fig. 18** (a)Sketch defining the cubical cavity benchmark problem, (b)velocity plot at the symmetric plane( $z=L/2$ ) calculated by Leong et al.,  $\phi=0^\circ$ ,  $Ra=10^5$ .



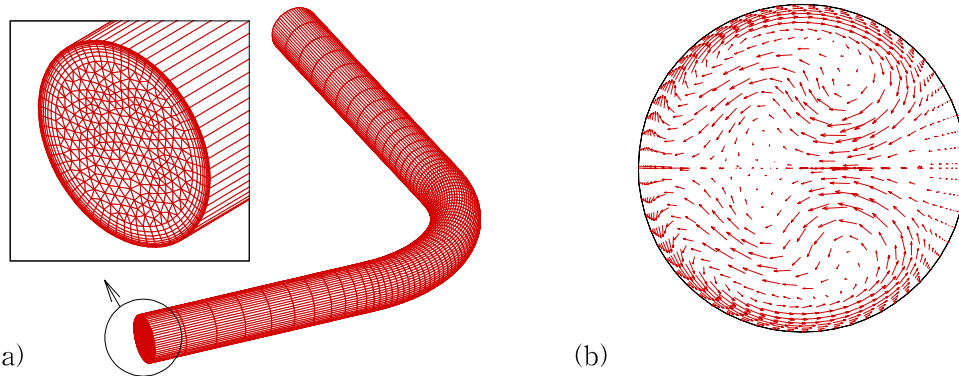
**Fig. 19** (a)Calculated velocity plot at the symmetric plane( $z=L/2$ ), (b)temperature distribution on the surfaces of cavity,  $\phi=0^\circ$ ,  $Ra=10^5$ .

벽면에 밀집된  $41 \times 41 \times 25$ 의 육면체로 구성된 격자를 사용하였고  $z=L/2$  평면에 대해 운동학적 대칭이므로 캐비티의 반을 계산하였다. Fig. 18b(Leong 등)와 fig. 19a(계산 결과)는 대칭면에서의 속도벡터를 보여주는 것으로 유동 패턴이 매우 일치함을 알 수 있다. Fig. 19b는 캐비티 표면의 온도 분포를 보여주며 계산된 평균 Nusselt수는 3.48로 Leong 등이 실험에서 얻은  $3.474 \leq Nu \leq 3.544$ 의 범위 안에 든다.

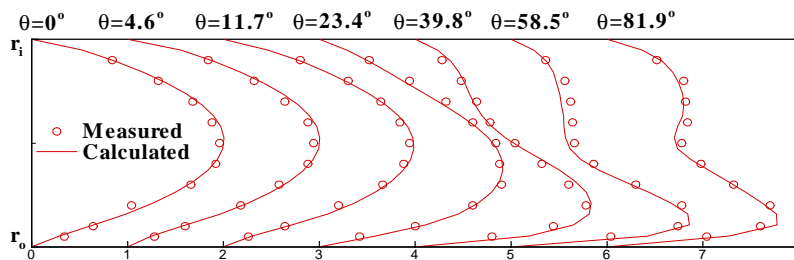
### 2.12 원형단면을 갖는 90° 곡관 유동

Bovendeerd 등<sup>(18)</sup>은 원형 단면을 갖는 90° 곡관내의 비압축성 층류유동을 실험하였다. 관의 직경(D)과 평균유동속도(V)를 기준으로 한 레이놀즈 수는 700이며, 관의 곡률반경은 3D이고 90° 곡관부 입구에서 완전히 발달된 유동이 유입하도록 하기 위하여 직관부의 길이를 50D로 하였다. 이번 수치해석에서는 5D의 직관부를 곡관부 앞에 두고 입구조건은 완전히 발달된 속도분포를 해석해를 이용하여 주었다. 유동은 x축 방향으로 유입하여 곡관부를 지나 y축 방향으로 유출하며 xy

평면에 대칭이다. 해석기법이 격자의 비대칭성에 무관하게 대칭유동을 만들어냄을 보이기 위하여 전체 관에 대하여 해석하였다. Fig. 20a는 사용한 격자를 보여주며, 먼저 입구의 원형단면에서 삼각형과 사각형의 혼합격자를 생성한 뒤 관의 중심축을 따라 적층하여 33,250개의 프리즘과 39,690개의 육면체로 구성된 격자를 생성하였다. 정렬격자로 원형곡관 내의 격자를 생성하는 경우 일반적으로 특이점을 포함하거나 찌그러짐이 큰 격자의 생성을 피할 수 없으나, 비정렬 혼합격자를 사용함으로써 격자의 찌그러짐을 거의 없앨 수 있었다. Fig. 21에서는 곡관부에서의 주유동방향의 속도성분을 실험값과 비교하였으며, 잘 일치함을 알 수 있다.



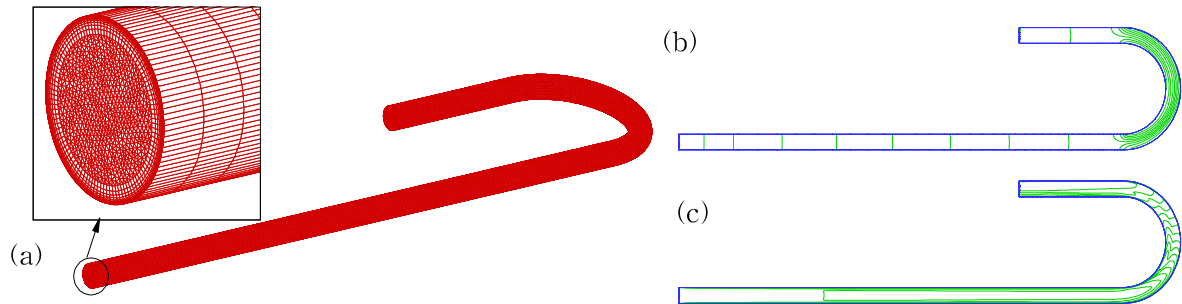
**Fig. 20** (a)Hybrid mesh for the 90° curved pipe, npoin=59427, nhex=39690, npri=33250, (b) velocity vectors on the plane at  $\theta=90^\circ$ .



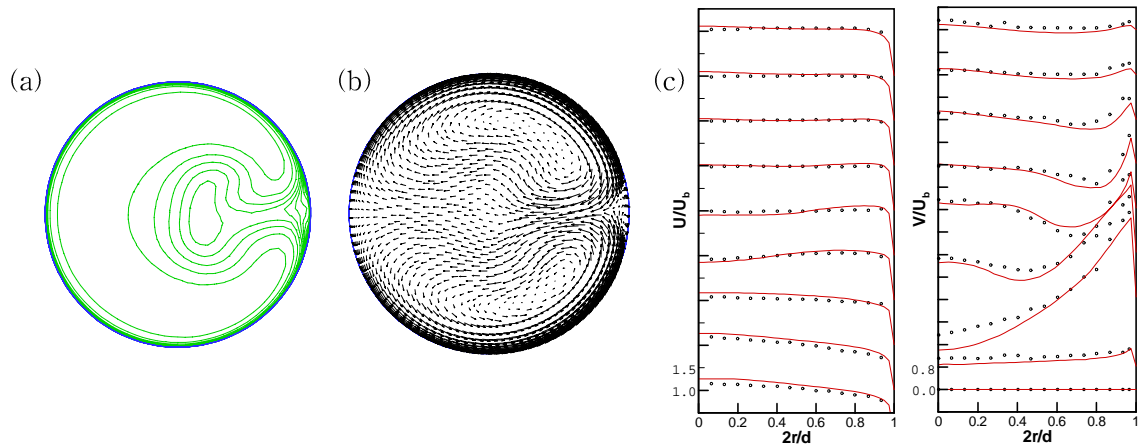
**Fig. 21** Measured and calculated streamwise velocity profiles on the plane of symmetry: o measurements(Bovendeerd et al.), - calculated.

### 2.13 원형단면을 갖는 180° 곡관 내의 난류유동

Azzola등<sup>(19)</sup>은 180° 곡관 내의 난류유동에 대하여 LDV를 이용하여 주유동 방향과 원주방향의 속도를 측정하였다. 유동 평균속도로 표현한 Reynolds수( $Re = \rho U_b d / \mu$ )는 57,400과 110,000에 대해 실험을 하였으며 관의 직경에 대한 곡률반경  $R_c/D$ 는 3.375이다. 그리고 곡관부의 앞과 뒤에 54.7D의 직관을 연결하여 완전발달된 난류유동이 곡관부에 유입되도록 하였다. LILAC 코드의 3차원 난류유동 해석 정확도를 검증하기 위하여 Reynolds수 57400에 대하여 계산하였다. 계산 시간을 줄이기 위하여 곡관부의 앞에는 30D의 직관을 뒤에는 7D의 직관이 있는 것으로 모의하였다. 직관 입구에서의 유입속도는 균일하게 주었고 Wilcox의 1998년형 k- $\omega$  모델을 사용하였다. 계산에 사용된 격자는 프리즘 셀이 158080개, 육면체 셀이 215030개로 총 373120개의 셀로 구성되었다. Fig. 22a는 계산에 사용된 격자계의 표면 격자를 보여주는 그림으로 육면체 격자가 관의 벽면에서 밀집된 것을 볼 수 있다. Fig. 22b는 대칭 단면에서 등압력선도로 직관부에서는 유동방향에 따라 압력인 단조감소하다가 곡관부에서 원심력에 의해 복잡한 압력장을 형성하고 있다. Fig. 23a는 곡관부 단면  $\theta=90^\circ$ 에서 주유동 방향 속도분포이고 fig. 23b는 2차 유동의 속도 벡터를 보여준다. 원심력과 경계층의 영향으로 관 중심에서는 안쪽(그림의 오른쪽)에서 바깥쪽으로 흐르는 2차 유동과 안쪽 벽면 근처에서 작은 와동이 형성되어 있음을 알 수 있다. Fig. 23c에서 주유동과 원주방향속도 분포를 Azzola등의 실험값과 비교하였다.



**Fig. 22** (a)Computational mesh for 180° curved pipe, (b)pressure contours and (c)u-velocity contours at symmetric plane.



**Fig. 23** (a)Calculated streamwise velocity contours at  $\theta=90^\circ$ , (b)secondary velocity vectors, (c) comparisons of velocity profiles, left: streamwise velocity, right: circumferential velocity, locations of the data are  $-2, 3^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 177^\circ, +1, +3, +4$  from bottom.

### 3. 결론

용융물의 고화등 복합적인 열전달을 포함하는 높은 Rayleigh수의 난류 자연대류 현상을 모의하기 위하여 개발하고 있는 LILAC 코드의 정확도를 검증하기 위하여 2차원 및 3차원의 여러 열유동 문제를 해석하였으며 계산 결과는 실험값 및 다른 수치결과와 비교하였다. 본 연구를 통하여 LILAC 코드는 매우 정확한 수치결과를 생산하며 원자력 분야의 열유동 해석에 유용한 도구로 사용될 수 있음을 확인하였다.

### 후기

본 연구는 과학기술부 중장기과제에서 재정적 지원을 받았습니다.

### 참고문헌

- [1] 김종태, 강경호, 김상백, 김희동, “2층으로 성층화된 풀 내에서의 자연대류 열전달과 고화현상에 대한 연구,” 한국전산유체공학회지, 6권, 1호, pp1-13, 2001
- [2] 김종태, 강경호, 박래준, 김상백, “고화된 용융물 피막과 압력용기 사이에 형성된 간극을 통한 냉각 현상 모델링,” 한국원자력학회, 2001 춘계학술발표회 논문집, 2001
- [3] Wilcox, D.C., Turbulence Modeling for CFD, DCW Industries, 2000
- [4] Ghia, U, Ghia, K.N. and Shin, C.T. "High-Re Solutions for Incompressible Flow Using the Navier-Stokes Equations and a Multigrid Method," J. Comp. Phys., Vol.48, pp.387-411, 1982



- [5] Braza, M., Chassaing, P and Minh, H.H., "Numerical Study and Physical Analysis of the Pressure and Velocity Fields in the Near Wake of a Circular Cylinder," *J. of Fluid Mechanics*, Vol. 165, pp.79-130, 1986
- [6] Demirdzic, I., Lilek, Z. and Peric, M., "Fluid Flow and Heat Transfer Test Problems for Non-orthogonal Grids: Bench-mark Solutions," *Int. J. for Num. Meth. in fluids*, Vol.15, pp329-354, 1992
- [7] Hortmann, M., Peric, M. and Scheuerer, G., "Finite Volume Multigrid Prediction of Laminar Natural Convection: Bench-mark Solution," *Int. J. for Num. Meth. in fluids*, Vol.11, pp189-207, 1990
- [8] Mohamad, A.A. et al., "Transient Natural Convection of Low-Prandtl-Number Fluids in a Differentially Heated Cavity," *Int. J. for Num. Meth. in fluids*, Vol.13, pp61-81, 1991
- [9] Choi, S.K. et al., "Use of Momentum Interpolation Method and Evaluation of Higher-Order Bounded Schemes for Oscillatory Natural Convection of Liquid Metal," *KSME Int. Journal*, Vol.13, No.5, pp421-431, 1999
- [10] House, J.M., et al., "Effect of a Centered Conducting Body on Natural Convection Heat Transfer in an Enclosure," *Numerical Heat Transfer A*, Vol.18, pp213-225, 1990
- [11] Koster, J.N. and Nguyen, K.Y., "Steady Natural Convection in a Double Layer of Immiscible Liquids with Density Inversion," *Int. J. Heat Mass transfer*, Vol.39, No.3, pp467-478, 1996
- [12] Gau, C. and Viskanta, R., "Melting and Solidification of a Pure Metal on a Vertical Wall," *J. Heat Transfer*, Vol.108, pp.174-181, 1986
- [13] Brent, A.D., Voller, V.R. and Reid, K.J., "Enthalpy-Porosity Technique for Modeling Convection-Diffusion Phase Change: Application to the Melting of a Pure Metal," *Numerical Heat Transfer*, Vol.13, pp297-318, 1988
- [14] Kelkar, K.M., Schmidt, R.C. and Patankar, S.V., "Numerical Analysis of Laminar Natural Convection of an Internally Heated Fluid in a Hemispherical Cavity," *Proceedings of ANS Conference*, pp355-364, 1992
- [15] Cheeswright, R. King, K.J. and Ziai, S., "Experimental Data for the Validation of Computer Codes for the Prediction of Two-Dimensional Buoyant Cavity Flows," *ASME HTD Winter Annual Meeting*, Vol.60, pp75-81, 1986
- [16] Davidson, L., "Calculation of the Turbulent Buoyancy-Driven Flow in a Rectangular Cavity Using an Efficient Solver and Two Different Low-Reynolds Number k- $\epsilon$  Turbulence Models," *Numerical Heat Transfer A*, Vol.18, pp129-147, 1990
- [17] Leong, W.H. et al., "Experimental Nusselt Numbers for a Cubical-Cavity Benchmark Problem in Natural Convection," *Int. J. Heat and Mass transfer*, Vol.42, pp1979-1989, 1999
- [18] Bovendeerd, P.H.M., Steenhoven, A.A., Vosse, F.N. and Vossers, G. "Steady Entry Flow in a Curved Pipe," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 177 (1987), pp. 233-246
- [19] Azzola, J. et al., "Developing Turbulent Flow in a U-bend of Circular Cross-Section Measurement and Computation," *ASME J. of Fluids Eng.*, Vol.108, pp214-221, 1986