【論 文】

水平傳導管과 圓筒사이에 隔板을 가진 環狀空間에서의 自然對流

Natural Convection in the Annulus between a Horizontal Conducting Tube and a Cylinder with Spacers

李 相 勳* 李 範 澈* 權 純 錫**

Sang Hoon Lee Bum Chul Lee Sun Sok Kwon

ABSTRACTS

Natural convection in the annulus between a horizontal conducting tube and a cylinder with spacers has been studied by 2-dimensional numerical method with finite difference techniques.

The effects of Rayleigh number, conductivities of conducting tube and spacer, and position of spacers were studied analytically.

In case of vertical spacers, the maximum local Nusselt number appears at $\theta \approx 150°$ in a conducting tube and $\theta \approx 30°$ in an outer cylinder. The local Nusselt numbers show positive values on the lower spacer, but negative values on the surface of the upper spacer.

In case of horizontal spacers, the flow over the spacer is more active than that of under the spacer as the Rayleigh number increases. The maximum local Nusselt appeares at $\theta = 180°$ in a conducting tube and at $\theta = 0°$ in an outer cylinder.

The local Nusselt numbers show positive values on the upward surface, but negative values on the downward surface of spacer. As the dimensionless conductivity increases, the mean Nusselt number remarkably increases at $K_w / K_f < 48$ and show almost even at $K_w / K_f \geqq 48$.

The mean Nusselt number of a conducting tube with vertical spacers is 5.12 percent less and with horizontal spacers is 11.33 percent less than that of a conducting tube without spacer at $Ra = 10^4$, $Pr = 0.7$ and $K_w / K_f = 48$.

NOMENCLATURE

Bi : Biot number, $h_i D_i / K_w$

D : tube diameter

g : gravitational acceleration

h : heat transfer coefficient

K : thermal conductivity

L : dimensionless width of gap, $(r_o - r_{io})$

Nu : Nusselt number, hD / k

Pr : Prandtl number, ν / α

* 東亞大學校 大學院

** 正會員：東亞大學校 工科大學

R : radial coordinate
Ra : Rayleigh number, $g\beta D_{io}^3 \Delta T/\upsilon\alpha$
r : dimensionless radial coordinate, R/D_{io}
U : radial velocity
u : dimensionless radial velocity, UD_{io}/α
V : angular velocity
v : dimensionless angular velocity, VD_{io}/α
W : vorticity
w : dimensionless vorticity, WD_{io}/α
α : thermal diffusivity
β : thermal coefficient of volumetric expansion
ΔT : temperature difference, (T_b-T_o)
δ_w : tube wall thickness
θ : angular coordinate
μ : absolute viscosity
υ : kinematic viscosity, μ/ρ
ρ : density
ϕ : dimensionless temperature, $(T-T_o)/\Delta T$
Ψ : stream function
ψ : dimensionless stream function, Ψ/α
ξ : $\Delta r/\Delta\theta$

Subscripts

b : inner tube bulk fluid
f : annulus fluid
i : inner tube inside surface
io : inner tube outside surface
o : outer cylinder inside surface
s : spacer
w : tube wall

Superscript

- : mean value

1. 序 論

環狀空間內에서 流體가 加熱 또는 冷却될때 密度變化에 의하여 發生하는 自然對流 熱傳達 現象은 集中式 太陽熱集熱裝置, 原子爐設計 등과 關聯되어 많은 硏究가 進行되어 왔다.

Bishop등[1]은 水平圓筒環狀空間內에 自然對流流動에 關한 特性을 주어진 增幅, 週期, 疲長에 따라, Powe등[2]은 壓力과 溫度의 變化에 따라 담배연기를 使用하여 空氣流動을 可視化하여 觀察하였다. Kuehn과 Goldstein[3]은 여러가지 Rayleigh數의 變化, Prandtl數의 變化, 直徑比에 대한 自然對流 熱傳達을 實驗 및 數直解로 求하였다. Kuehn[4]은 Mach-Zehnder 干涉計를 使用하여 試驗流體가 窒素가스인 경우, 壓力 0.005～3.5Mpa, Rayleigh數 2.5×10^4～2.5×10^5 범위에서 溫度分布를 求하였고, 內部圓筒의 位置가 外部圓筒의 中心에서 偏心되었을 때의 溫度分布도 測定하였다. Shilston과 Probert[5]는 Mach-Zehnder干涉計를 利用하여 環狀空間內의 流體가 空氣이고, 壓力이 大氣壓이며, 直徑比가 1.5, Grashof數가 0.55×10^4～1.44×10^5 범위에서 垂直隔板과 水平隔板이 附着된 경우의 溫度分布와 熱傳達係數를 求하였고, 流動은 연기미립자를 使用하여 可視化하였다. Lee[6]는 水平同心楕圓 環狀空間의 自然對流 現象에 對하여 數値解析과 實驗으로 硏究하였다. 數値解析에서는 立狀 또는 臥狀 位置의 變更에 따른 Rayleigh數, 內外管間의 間隔比 및 內外管의 偏心度의 影響等을 硏究하였으며, 實驗에서는 3個의 同心楕圓 環狀空間의 實驗모델에 對한 溫度分布를 求하였다. Kwon등[7]은 水平同心 環狀空間內에 120 間隔으로 3個의 隔板이 附着된 境遇의 自然對流 熱傳達에 對하여 實驗과 數値解로 傳熱特性을 硏究하였다. Chung등[8]은 單一水平管에서 內部에 强制亂流 흐름이 있고, 外部에 層流흐름이 있는 경우 Rayleigh數

$Ra = 10^6$, Prandtl 數, $Pr = 5$ 에서의 管熱傳導率과 두께가 1～75 및 0.06～0.15로 變化할때의 自然對流 熱傳達에 관하여 有限差分法을 利用하여 解析的으로 硏究하였다. Kwon등[9]은 水平傳導管과 水平圓筒사이의 環狀空間에서 傳導管의 熱傳導率과 Rayleigh數를 變數로하여 自然對流 熱傳達을 數値解析으로 硏究하였다.

以上과 같이 環狀空間에 關한 硏究는 多數 있으나 環狀空間을 熱的 絶緣空間 또는 電氣的 絶緣空間으로 使用하기 위하여 內部管을 外部圓筒內에 位置시키는 隔板(Spacer)을 가진 環狀空間에 關한 硏究는 찾아 볼 수 없었다.

本 硏究에서는 水平傳導管과 水平圓筒사이에 隔板을 가진 環狀空間에서 傳導管 內部가 體積平均溫度를 가진 流體의 亂流强制對流에서 熱傳達이 일어나는 境遇에 對하여 有限差分法을 適用하여 Rayleigh數, 傳導管과 隔板의 熱傳導率 및 隔板의 位置가 自然對流에 미치는 影響을 數値解析으로 考察하였다.

2. 基本理論

水平傳導管과 水平圓筒사이의 環狀空間에 垂直 및 水平隔板이 附着된 境遇의 幾何學的 形狀은 Fig.1과 같다. 熱傳達은 傳導管內部에서는 따뜻한 流體가 强制亂流 流動에 의하여, 傳導管에서는 傳導에 의하여 그리고 環狀空間에서는 流體의 層流自然對流에 의해 일어난다. 熱傳導率은 一定하고, 隔板의 두께는 무한히 얇다고 假定하여 隔板의 圓周方向 溫度勾配는 無視하였으며, 隔板과 圓筒間의 接合部는 完全한 接合으로 結合抵抗이 없는 것으로 假定한다. 環狀空間內의 流體는 粘性疎散, 壓縮性效果 및 輻射熱傳達을 無視하였으며, 모든 物理的 性質은 溫度差에 의한 密度變化를 除外하고는 모두 一定하다고 假定하였다.

위의 假定에 따라 2次的 定常層流流動의 基本方程式은 Navier-stokes 方程式 에너지方程式을 stream function과 vorticity를 導入하여 無次元方程式으로 정리하면 다음과 같다.

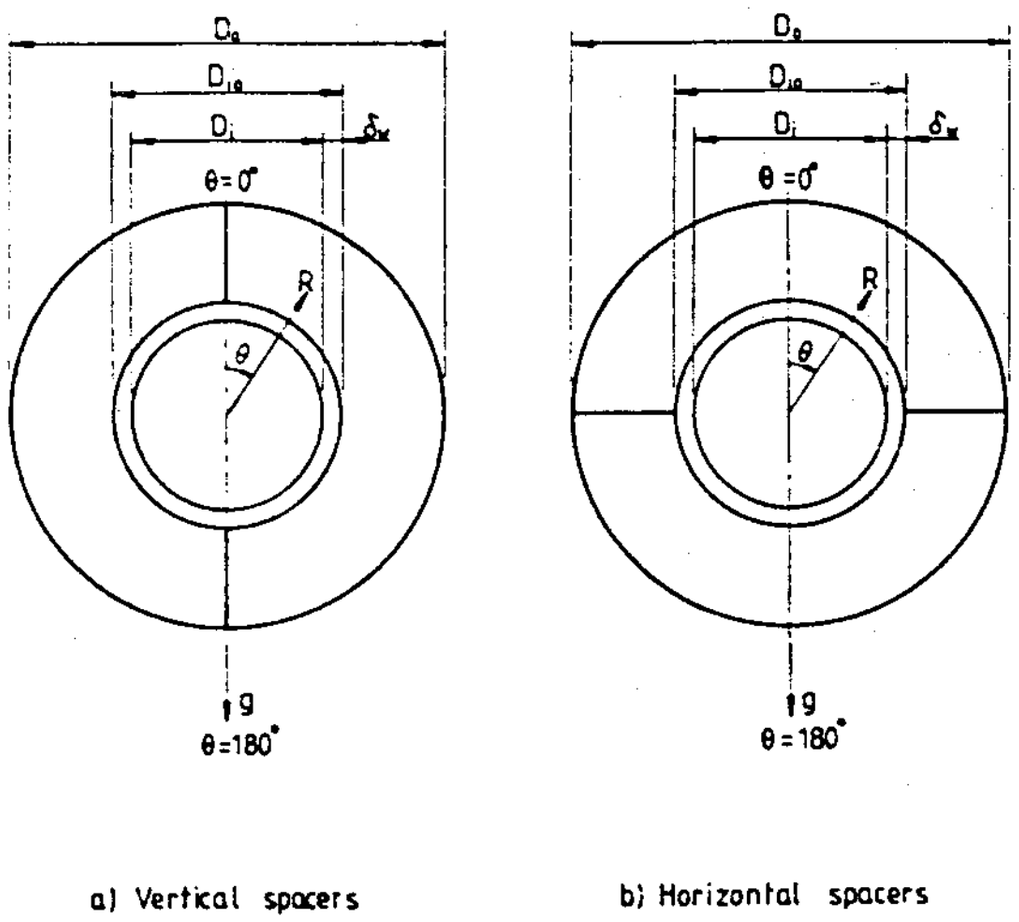

Fig.1 Schematic diagrams of the geometries investigated

$$\nabla^2 \phi_w = 0 \quad \cdots\cdots (1)$$

$$\nabla^2 \psi = -\omega \quad \cdots\cdots (2)$$

$$\nabla^2 \omega = \frac{1}{Pr}\left(u\frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{v}{r}\frac{\partial \omega}{\partial \theta}\right) + Ra\left(\sin\theta \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\cos\theta}{r}\frac{\partial \phi}{\partial \theta}\right) \quad \cdots\cdots (3)$$

$$\nabla^2 \phi = \left(u\frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{v}{r}\frac{\partial \phi}{\partial \theta}\right)$$

여기서

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \theta^2}, \quad u = \frac{1}{r}\frac{\partial \phi}{\partial \theta},$$

$$v = -\frac{\partial \phi}{\partial r} \quad \cdots\cdots (4)$$

式(1)은 傳導管에서의 溫度分布方程式이며 式(2), (3) 및 (4)는 環狀空間의 流體에 대한 stream function, vorticity 및 溫度에 대한 方程式이다. 無次元方程式 (1), (2), (3) 및 (4)의 解를 얻기 위한 境界條件은 다음과 같고 計算領域은 圓筒의 中心을 지나는 垂直軸에 對하여 左右對稱이므로 右側이 半이다.

1) 傳導管의 內部表面

$$\frac{hiDi}{Kw}\cdot\frac{Dio}{Di}(1.0-\phi_{wi})=Bi\cdot\frac{Dio}{Di}(1.0-\phi_{wi})$$

$$=-\frac{\partial\phi_w}{\partial\gamma}\quad\cdots\cdots(5)$$

2) 傳導管의 外部表面

$$\phi_{wio}=\phi_{io},\ \frac{Kw}{K_f}\frac{\partial\phi_w}{\partial\gamma}=\frac{\partial\phi}{\partial\gamma},\quad u=v=\psi=0,$$

$$\omega=\frac{\partial^2\psi}{-\partial\gamma^2}\quad(6)$$

3) 圓筒의 內部表面

$$\nu=v=\psi=0,\quad \omega=\frac{-\partial^2\psi}{\partial\gamma^2},\ \psi=0\quad\cdots\cdots(7)$$

4) 對稱軸

$$v=\psi=\omega=\frac{\partial u}{\partial\theta}=\frac{\partial\psi}{\partial\theta}=\frac{\partial\psi\omega}{\partial\theta}=0\quad\cdots\cdots(8)$$

5) 隔板

$$Ks\ \frac{\partial^2\psi}{\partial\gamma^2}=-\frac{1}{\gamma}\frac{\partial\phi}{\partial\theta},\quad u=\upsilon=\psi=0,$$

$$\omega=-\frac{1}{\gamma^2}\frac{\partial^2\phi}{\partial\theta^2}\quad\cdots\cdots(9)$$

3. 數値解析

數値解析은 有限差分法(finite difference method)을 適用하였으며 SOR 方法[10]을 使用하였다. 數値解析하기 위하여 格子는 半徑方向에 對하여 等間隔으로 傳導管壁內에서는 20個, 環狀空間에서는 21個, 圓周方向에 對하여 27個로 分割하였다. 圓周方向은 大部分 $\triangle\theta=10°$ 로 하되 隔板附近에서는 $\triangle\theta=2°$ 로 稠密하게 하였다. 收斂基準은 다음 같다.

$$\left|\frac{Q^m-Q^{m-1}}{Q^m}\right|<10^{-3}\quad\cdots\cdots(10)$$

여기서 Q는 stream function 또는 溫度를 나타내며 m은 反復回數를 나타낸다.

本 論文에서 使用된 計算機는 IBM-370 이며, 하나의 解를 求하는데 所要된 CPU時間은 4～6分, 反復回數는 50～600번으로 하였으며 流線과 等溫線은 CALCOMP-906 Plotter를 使用하여 그렸다. 數値解析하여 求한 解는 다음式에 의하여 局所 및 平均Nusselt 數를 計算하였다.

$$Nu_{Dio}=\frac{hD_{io}}{K_f}=-2r_{io}\frac{\partial\phi}{\partial\gamma})_{r_{io}=0.5}\quad\cdots\cdots(11)$$

$$Nu_{Do}=\frac{hD_o}{K_f}=2r_o\frac{\partial\phi}{\partial\gamma})_{r=r_o}\quad\cdots\cdots(12)$$

$$\overline{Nu}_{Dio}=\frac{1}{\pi r_{io}}\int_o^\pi Nu_{Dio}\,r_{io}\,d\theta\quad\cdots\cdots(13)$$

$$\overline{Nu}_{Do}=\frac{1}{\pi r_o}\int_o^\pi Nu_{Do}\,r_o\,d\theta\quad\cdots\cdots(14)$$

4. 結果 및 考察

Fig.2는 垂直隔板을 가진 環狀空間에서 Pr=0.7, Do/Dio=2.6, $K_w/K_f=48$, $\delta\omega$/Dio=

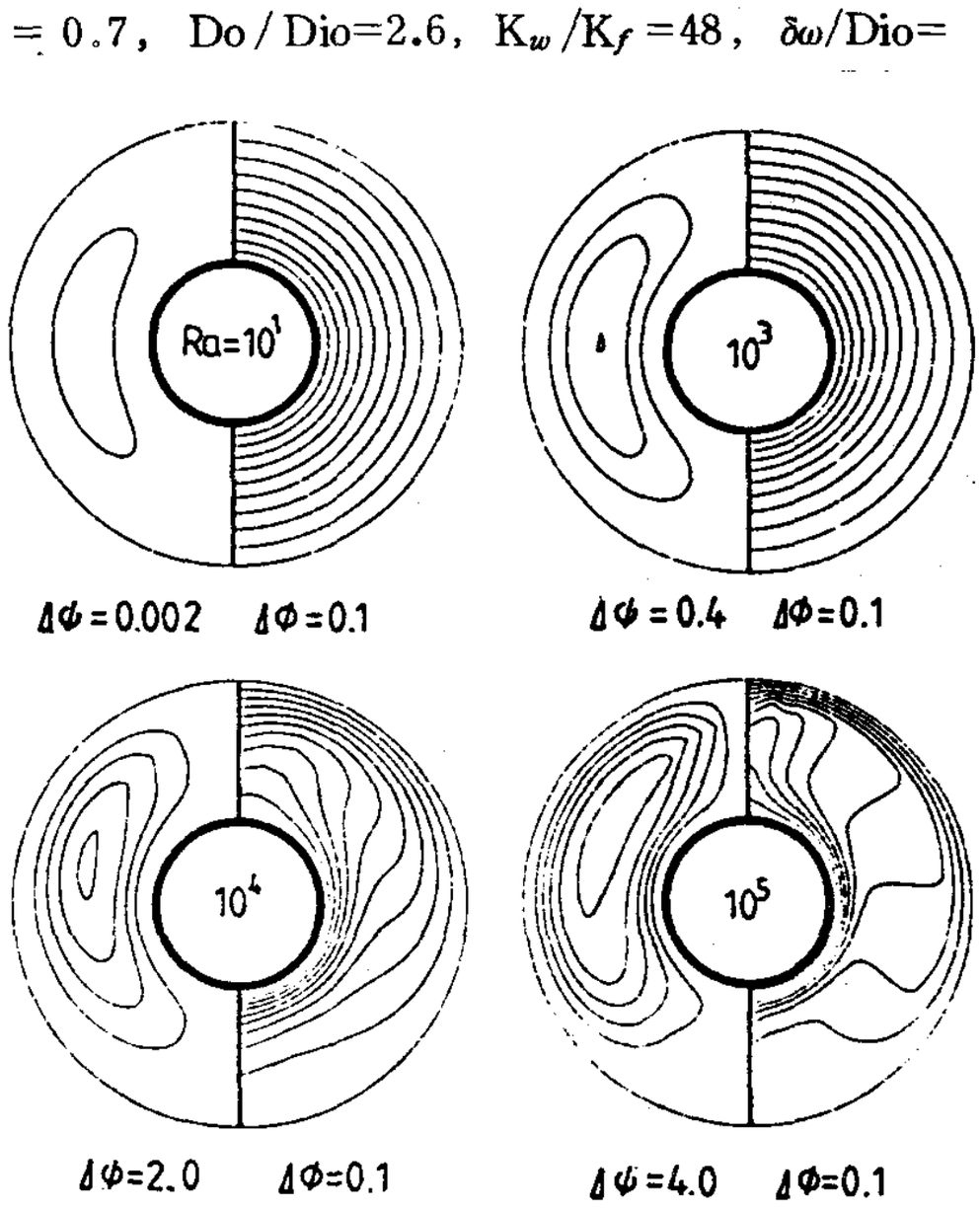

Fig.2 Streamlines and isotherms for various Rayleigh numbers at Pr=0.7, Do/Dio=2.6, $K_w/K_f=48$, δ_w/Dio=0.06, Nui=122.5, vertical spacers

0.06 및 Nui=122.5 일때 여러가지 Rayleigh 數에 對한 流線과 等溫線을 나타내었다. 여기에서 Ra=10 과 Ra=10^3 에서는 거의 流體流動이 없고, 等溫線의 變化가 없는 類似傳導에 의하여 熱傳達이 일어난다. Rayleigh 數가 증가함에 따라 流體流動이 活潑하고, 最大 stream function 의 位置는 上部로 移動하며, Ra=10^4 부터 等溫線은 점점 찌그러져 對流에 의한 熱傳達이 活潑하게 일어난다.

Fig.3 은 여러가지 Rayleigh 數에서 θ 에 대한 傳導管 (inner tube) 과 外部圓筒 (outer cylinder) 의 局所Nusselt 數分布를 나타내었다. 傳導管에서는 θ 가 증가함에 따라 $\theta \leqq 150°$ 에서는 局所 Nusselt 數가 증가하고, $\theta \geqq 150°$ 에서는 多少 減少한다. 그리고 最大 Nusselt 數는 $\theta \approx 150°$ 에서 나타난다. 이는 隔板이 $\theta \approx 0°$ 와 180° 에 位置하므로 $\theta = 0°$ 附近에서 隔板과 Plume 의 影響으로 낮은 局所Nusselt 數 나타내기 때문이다. 外部圓筒에서는 Ra=10^3 을 除外하고는 $\theta \leqq 30°$ 에서는 局所Nusselt 數가 증가하고, $30° \leqq \theta \leqq 150°$ 에서는 減少하였으며, $\theta \geqq 150°$ 에서는 多少 증가한다. 그리고 最大Nusselt 數는 $\theta \approx 30°$에서 나타난다. 이들은 隔板이 附着된 $\theta = 0°$ 附近에서 減少, $\theta = 180°$ 附近에서는 多少 증가시키는 影響을 주고 있음을 볼 수 있다.

Fig.4 는 $\theta = 90°$ 일때 여러가지 Rayleigh 數에서 $(r-r_{io})/L$ 에 대한 無次元溫度分布를 나타내었다. $(r-r_{io})/L$가 증가함에 따라 Rayleigh 數가 작을때는 無次元溫度分布가 거의 線形的으로 減少하여 類似傳導現象을 나타내고, Rayleigh 數가 증가함에 따라 環狀空間內에서 점차 對流流動이 일어남으로 인하여 無次元溫度勾配가 커지는 傾向이다.

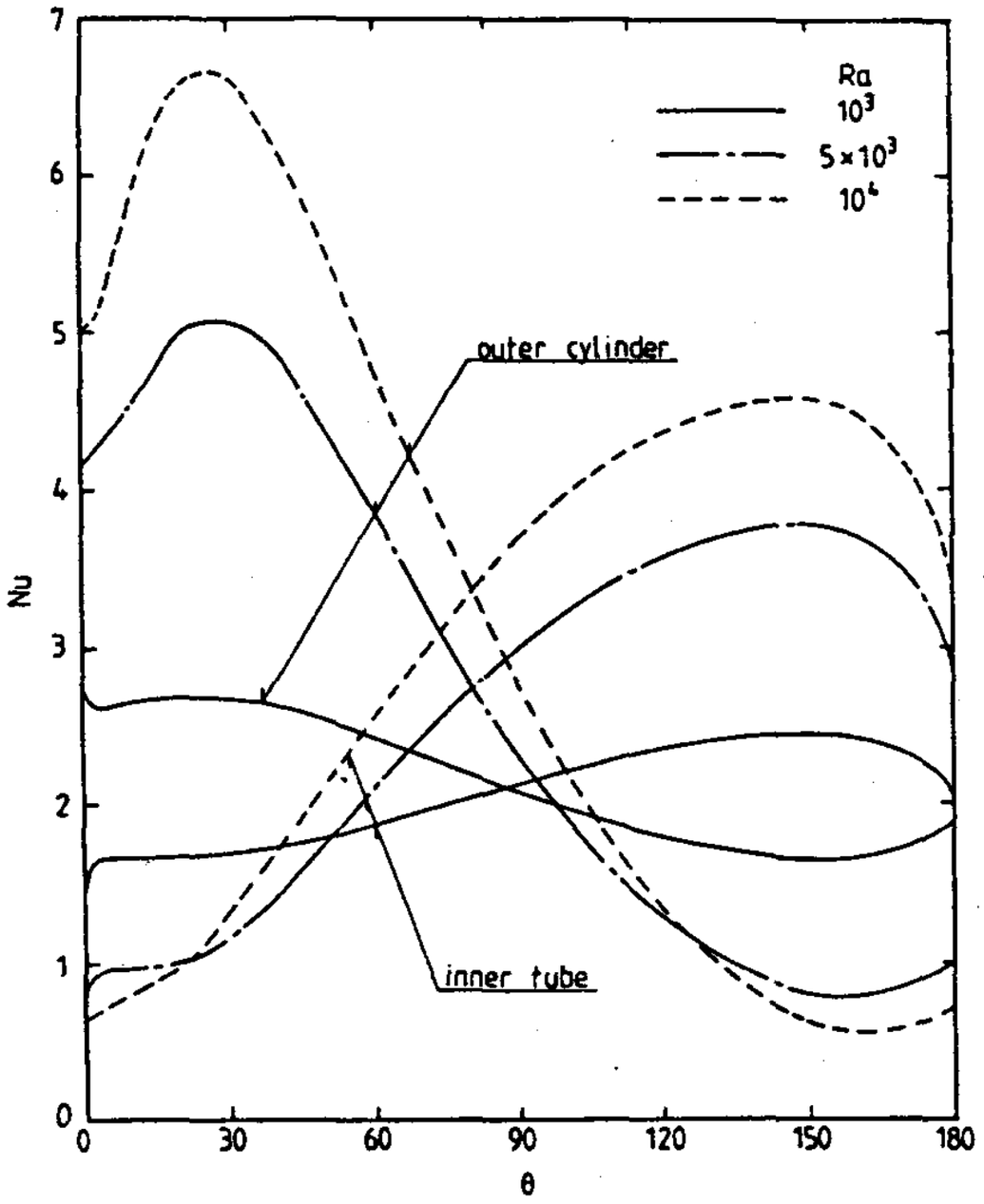

Fig.3 Local Nusselt number for various Rayleigh numbers at Pr=0.7, Do/Dio=2.6, K_w/K_f= 48, δ_w/Dio=0.06, Nui=122.5, vertical spacers

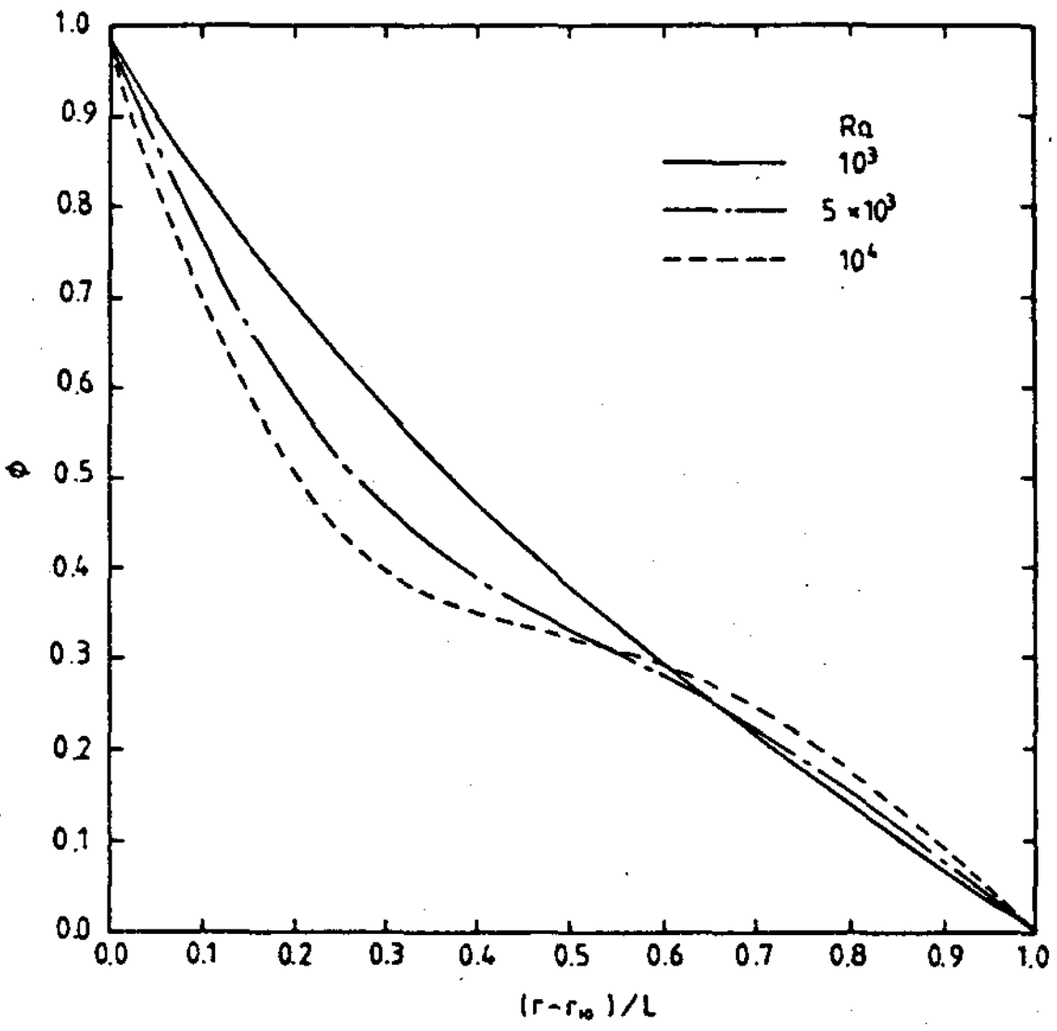

Fig.4 Dimensionless temperature distributions for various Rayleigh numbers at θ=90℃, Pr=0.7, Do/Dio=2.6, K_w/K_f= 48, δ_w/Dio=0.06, Nui=122.5, vertical spacers

Fig.5은 $\theta=90°$ 일때 여러가지 Rayleigh數에서 無次元半徑方向速度(u)와 圓周方向速度分布(v)를 나타내었다. 無次元半徑方向速度는 $Ra=10^3$ 에서는 거의 나타나지 않으나 $Ra \geqq 5\times10^3$ 에서는 Rayleigh數가 증가함에 따라 조금씩 증가함을 나타내며, $(r-r_{io})/L \approx 0.15$ 에서 速度方向이 바뀌며, 最大速度는$(r-r_{io})/\approx 0.55$ 에서 나타난다. 無次元圓周方向速度도 Rayleigh數가 증가 할수록 증가하며$(r-r_{io})/L \approx 0.45$ 에서 速度의 方向이 바뀌며, 最大速度는 $(r-r_{io})/L \approx 0.15$ 및 0.75 에서 나타난다. 이것은 環狀空間內의 對流가 주로 圓周方向流動으로 傳導管과 外部圓筒에 燐接한 部分에서 發生함을 나타낸다.

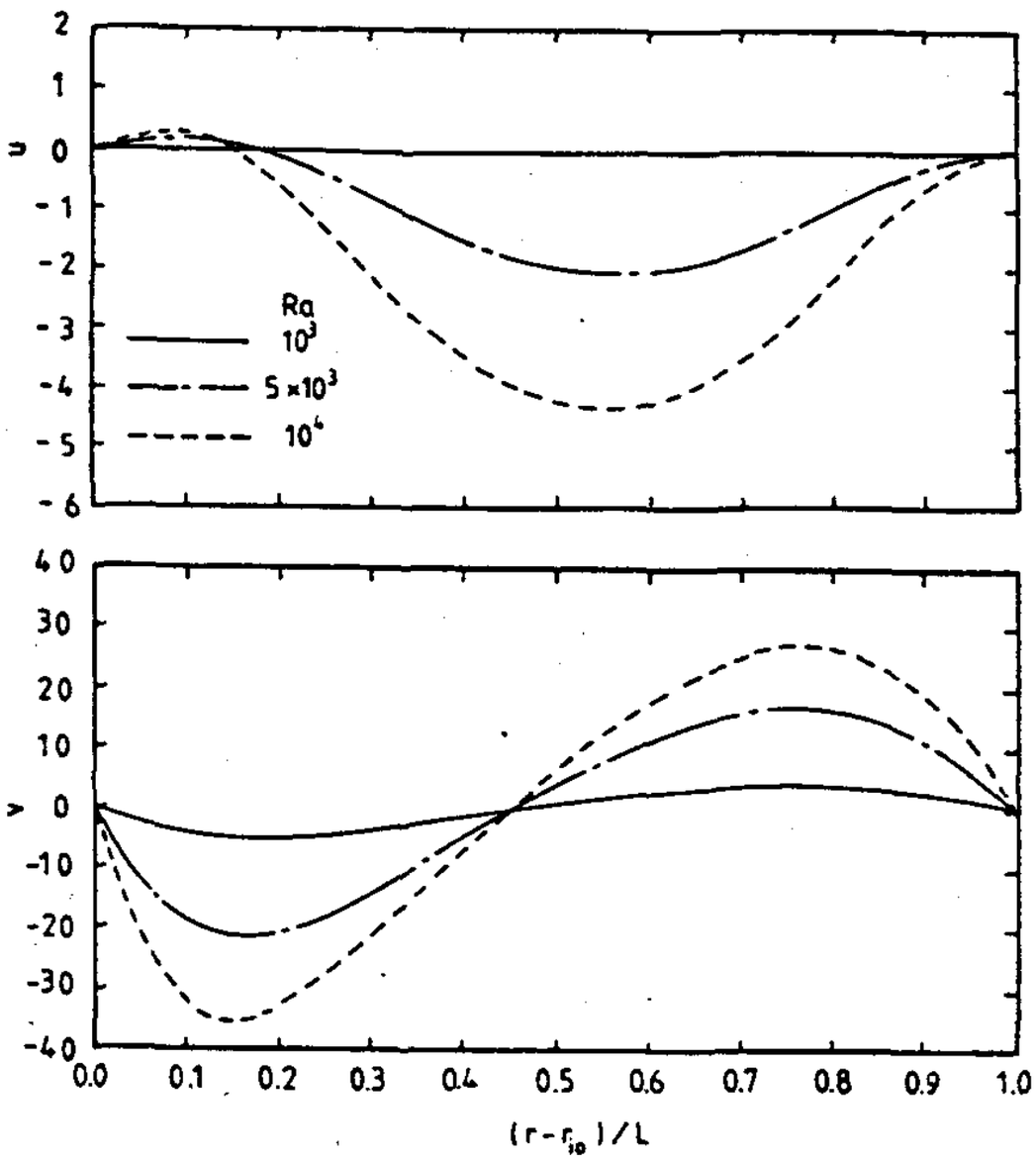

Fig.5 Demensionless velocity distributions for various Rayleigh numbers at $\theta=90°$, Pr=0.7, Do/Dio=2.6, $K_w/K_f=48$, δ_w/Dio=0.06, Nui=122.5, vertical spacers

Fig.6은 여러가지 無次元熱傳導率에 대한 傳導管과 外部圓筒의 局所Nusselt數分布를 나타내었다. 一般的으로 $K_w/K_f=1.8$ 인 境遇에는 Nusselt數가 현저히 작게 나타나고 $K_w/K_f \geqq 48$ 인 境遇에는 局所Nusselt數의 變化가 微小 하였다. $K_w/K_f=1.8$ 을 除外하고는 無次元熱傳導率이 증가하면 隔板의 影響으로 局所Nusselt數가 傳導管의 上部에서는 크게, 下部에서 작게 나타난다. 이는 隔板의 無次元熱傳導率이 크면 隔板으로 부터 下部環狀 空間에 熱傳達이 많이 일어나 傳導管에서의 熱傳達을 妨害하기 때문이다. 外部圓筒에서는 이와 反

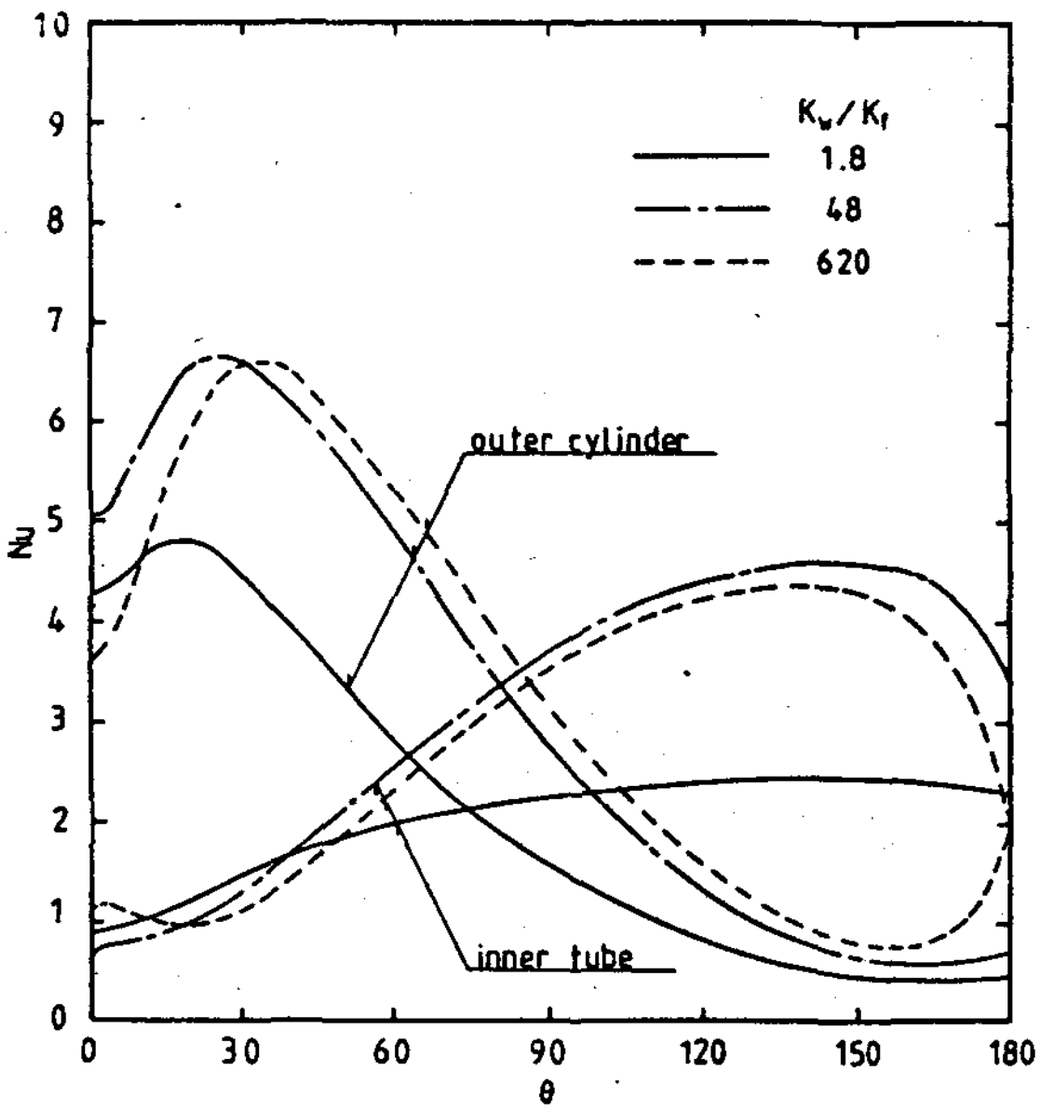

Fig.6 Local Nusselt number for various conductivities at $Ra=10^4$, Pr=0.7, Do/Dio=2.6, δ_w/Dio=0.06, Nui=122.5, vertical spacers

對 現象이 나타난다. 또 $K_w/K_f=1.8$ 인 境遇는 傳導管이 거의 斷熱狀態이므로 이로 인하여 隔板의 影響이 微小함을 알 수 있다.

Fig.7은 여러가지 無次元熱傳導率에 대한 上部隔板表面과 下部隔板表面의 局所Nusselt數分布를 나타내었다. 上部隔板에서는 局所Nusselt數가 음의값을 나타내고 下部隔板에서는

양의값을 나타내었다. 이는 上部隔板에서는 隔板附近에 熱이 많이 모이며 外部로의 傳熱은 傳導率이 높은 隔板을 통하여 放熱되기 때문이다. 下部隔板에서는 隔板에서 對流熱傳達이 活潑하기 때문이다.

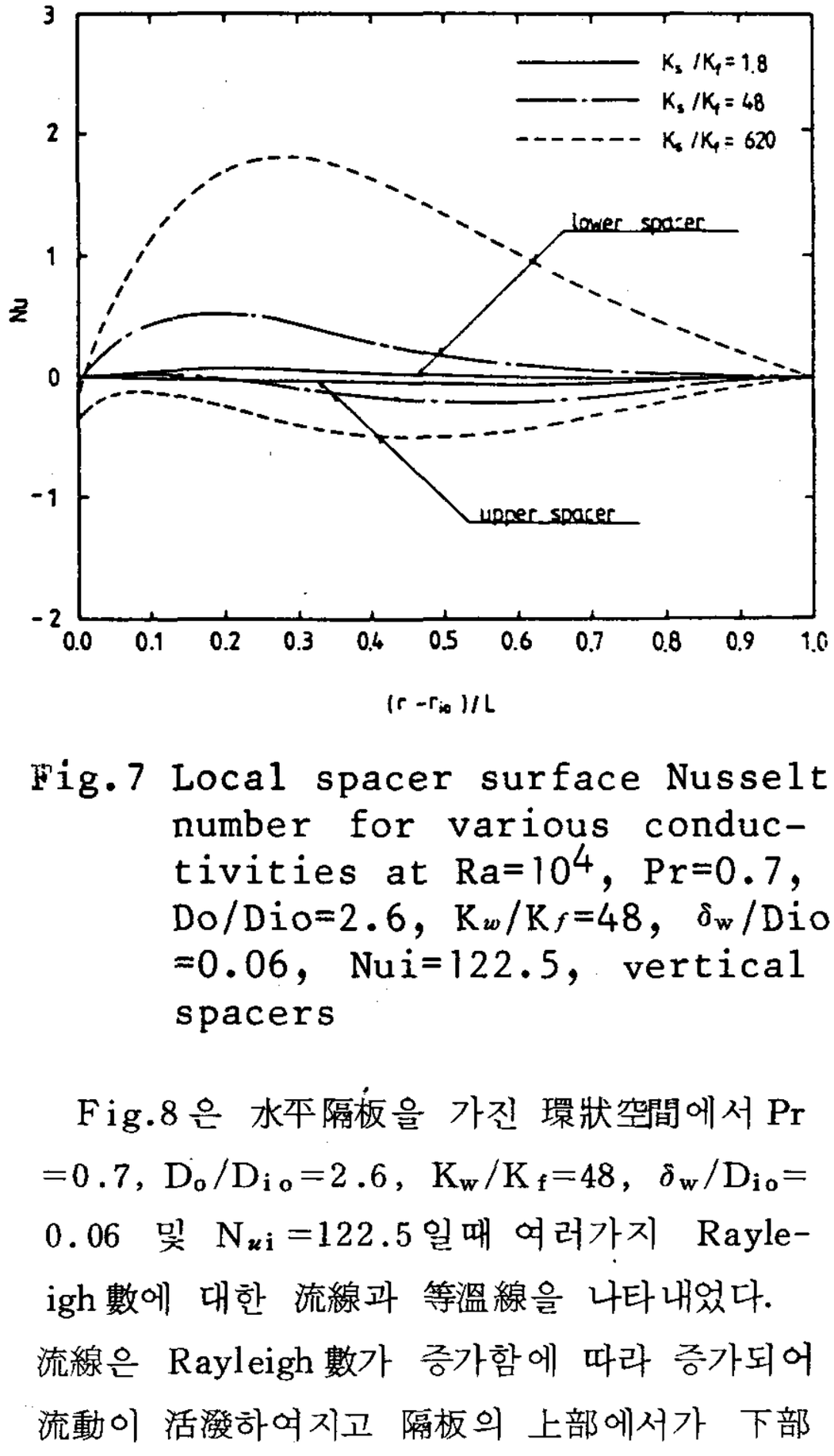

Fig.7 Local spacer surface Nusselt number for various conductivities at $Ra=10^4$, Pr=0.7, Do/Dio=2.6, K_w/K_f=48, δ_w/Dio =0.06, Nui=122.5, vertical spacers

Fig.8은 水平隔板을 가진 環狀空間에서 Pr =0.7, D_o/D_{io}=2.6, K_w/K_f=48, δ_w/D_{io}= 0.06 및 N_{ui}=122.5일때 여러가지 Rayleigh數에 대한 流線과 等溫線을 나타내었다. 流線은 Rayleigh數가 증가함에 따라 증가되어 流動이 活潑하여지고 隔板의 上部에서가 下部보다 流體流動이 현저히 증가하였다. 等溫線은 Rayleigh數가 증가함에 따라 점차 찌그러지면서 傳導에 의한 熱傳達에서 對流로 의한 熱傳達로 옮아감을 알 수 있으며 隔板에 의한 熱傳達로 隔板附近에서 等溫線이 찌그러지게 나타나 이곳에서 현저한 熱傳達의 變化를 볼 수 있다.

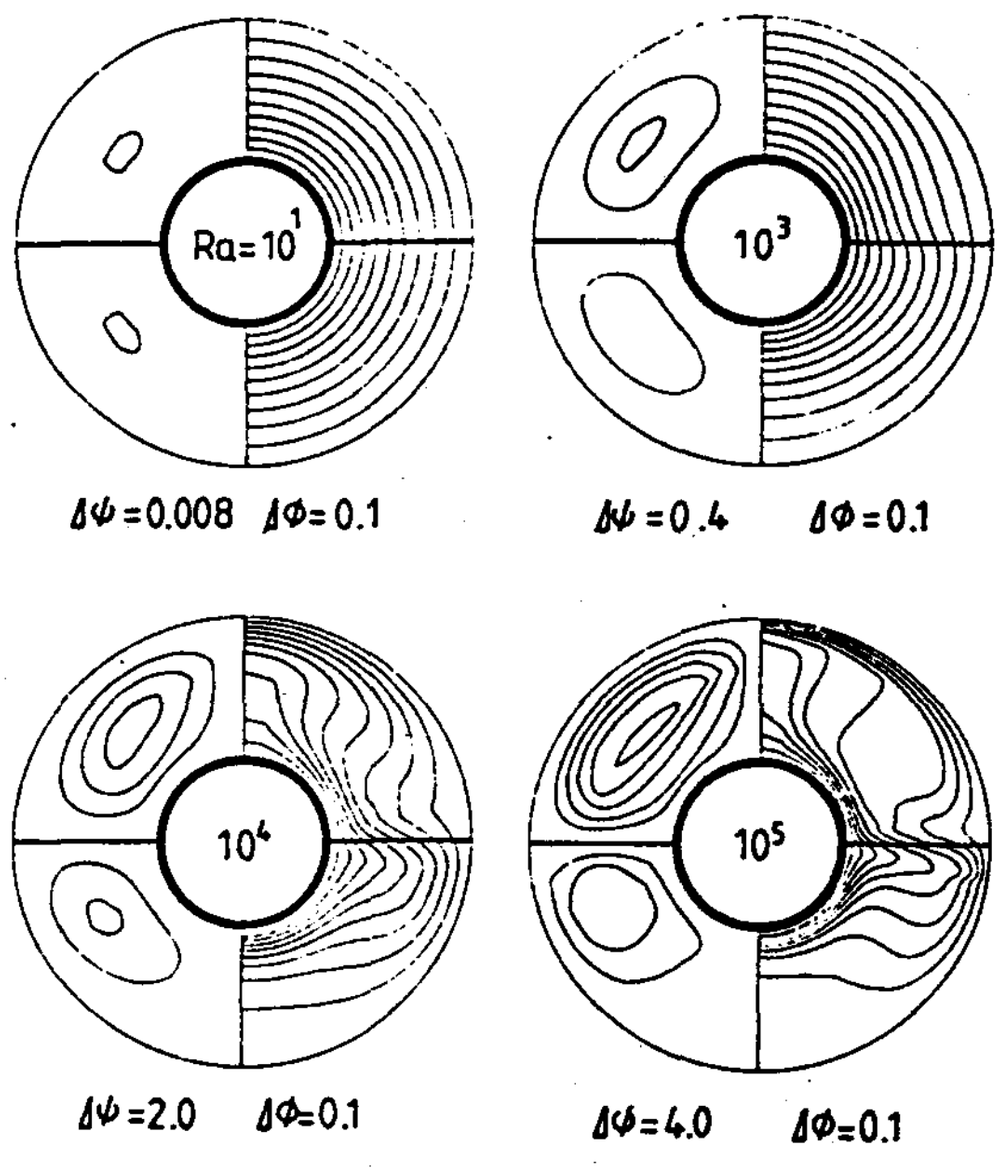

Fig.8 Streamilines and isotherms for various Rayleigh numbers at Pr=0.7, Do/Dio= 2.6, K_w/K_f=48, δ_w/Dio=0.06, Nui=122.5, Horizontal spacers

Fig.9는 여러가지 Rayleigh數에서 θ에 대한 傳導管과 外部圓筒의 局所Nusselt數分布를 나타내었다. 傳導管에서 局所Nusselt數는 θ가 증가함에 따라 $\theta \leqq 70°$에서는 현저히 증가하고, $70° \leqq \theta \leqq 90°$에서는 急激히 減少하며, $90° \leqq \theta \leqq 100°$에서는 微小하게 증가하다가 減少하며 $\theta \geqq 100°$에서는 증가하였다. 最大局所Nusselt數는 隔板의 上部空間에서는 $\theta \approx 70°$, 下部空間에서는 $\theta = 180°$에서 나타난다. 外部圓筒에서 局所Nusselt數는 $\theta \leqq 80°$에서는 현저히 減少하고, $80° \leqq \theta \leqq 100°$에서는 急激히 증가하며 $\theta \geqq 100°$에서는 減少한다. 最大局所Nusselt數는 $\theta = 0°$에서 나타난다. 또 一般的으로 Rayleigh數가 증가하면 自然對流가 活潑해지고 局所Nusselt數分布는 크게 나타난다.

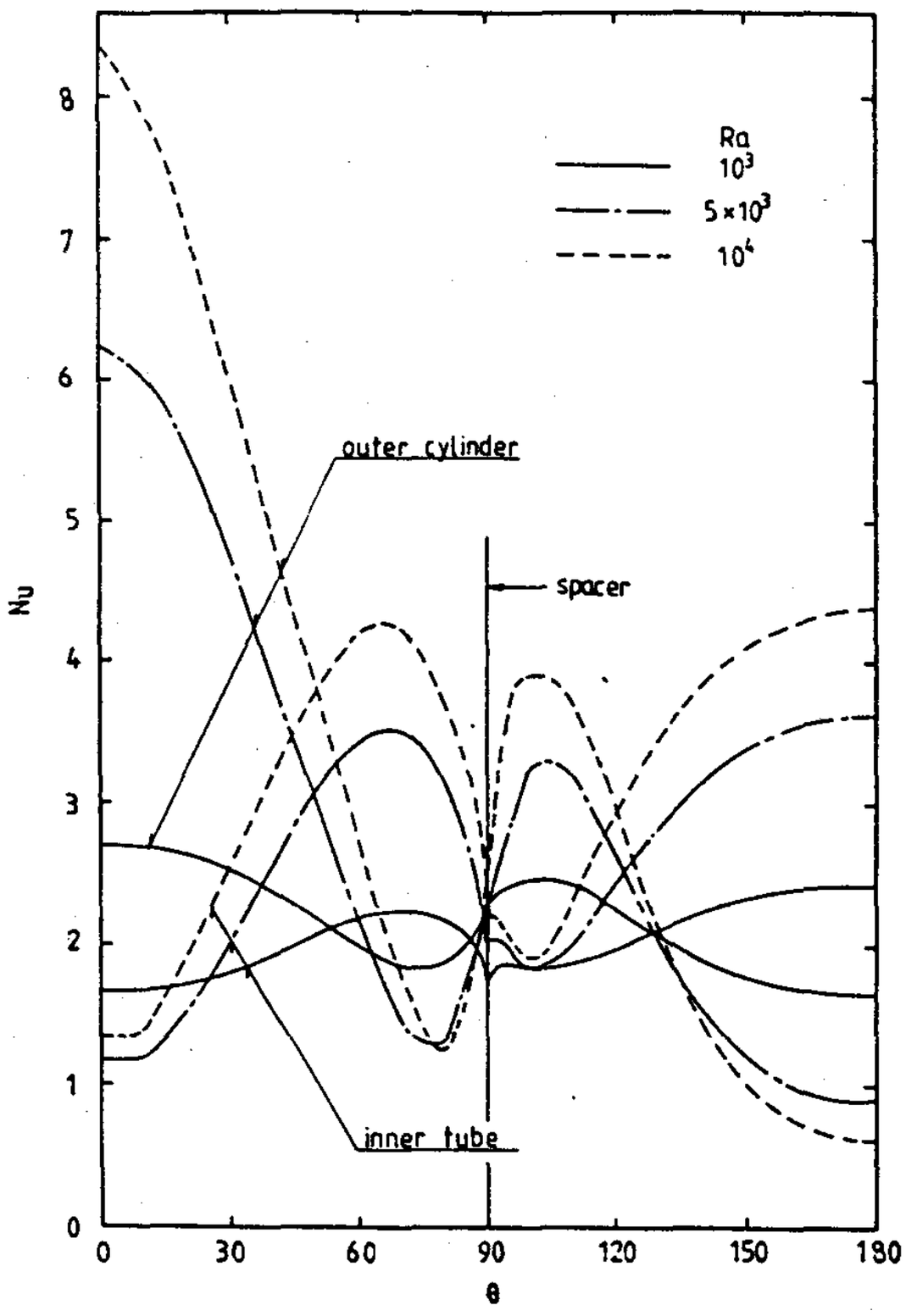

Fig.9 Local Nusselt number for various Rayleigh numbers at Pr=0.7, Do/Dio=2.6, K_w/K_f=48, δ_w/Dio=0.06, Nui=122.5, horizontal spacers

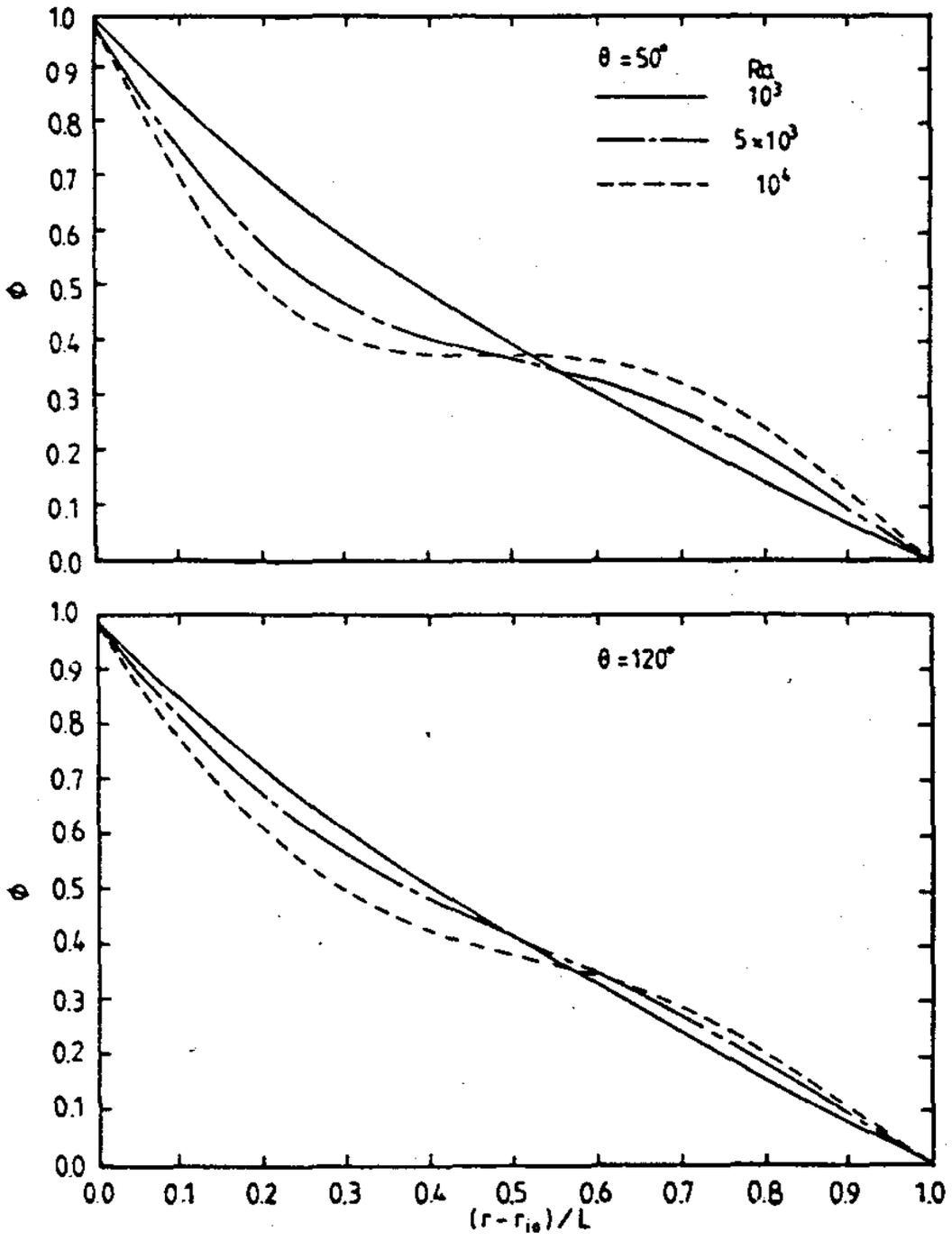

fig.10 Dimensionless temperature distribustions for various Rayleigh numbers at Pr=0.7, Do/Dio=2.6, K_w/K_f=48, δ_w/Dio=0.06, Nui=122.5, horizontal spacers

Fig.10은 여러가지 Rayleigh數에 대한 θ = 50° 와 120° 일때의 (r-r_{io})/L에 대한 無次元溫度分布를 나타내었다. 一般的으로 Rayleigh數가 증가하면 無次元溫度勾配는 (r-r_{io})/L=0 과 1 에서 크게 나타난다. 이는 Rayleigh數가 증가하면 環狀空間內에서 점차 對流流動이 活潑하게 일어나기 때문이다. θ= 50° 와 120° 일때를 比較해 보면 隔板의 下部空間에서는 隔板이 自然對流 熱傳達에 障碍가 되기 때문에 θ=120° 의 無次元溫度勾配가 多少 낮다.

Fig.11은 (r-r_{io})/L에 대한 여러가지 Rayleigh數에서 θ=50° 일때 無次元半徑方向速度分布와 圓周方向速度分布를 나타내었다. 無次元半徑方向速度는 微小하게 나타나고, Rayleigh數가 증가함에 따라 증가함을 나타내며, (r-r_{io})/L≈0.17 에서 速度方向이 바뀌며 最大速度는 (r-r_{io})/L≈0.55 에서 나타난다. 無次元圓周方向速度는 (r-r_{io})/L≈0.47 에서 速度方向이 바뀌며, 最大速度는 (r-r_{io})/L≈ 0.15 및 0.8 에서 나타난다.

Fig.12는 θ=120° 일때 여러가지 Rayleigh數에서 (r-r_{io})/L 에 대한 無次元半徑方向速度分布와 圓周方向速度를 나타내었다. 無次

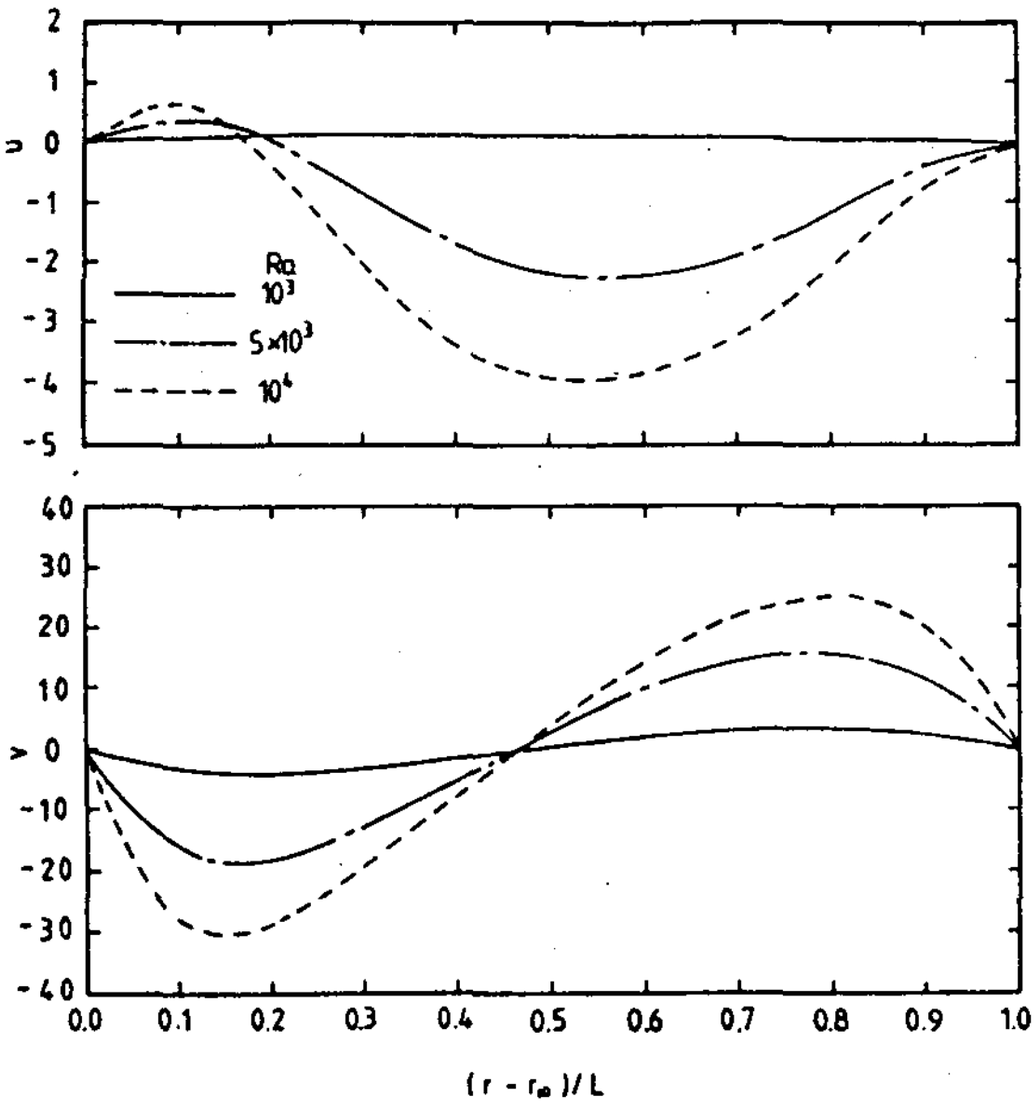

Fig.11 Dimensionless Velocity distributions for Various Rayleigh numbers at O=50°C, Pr=0.7, Do/Dio=2.6, δ_w/Dio =0.06, Nui=122.5, horizontal spacers

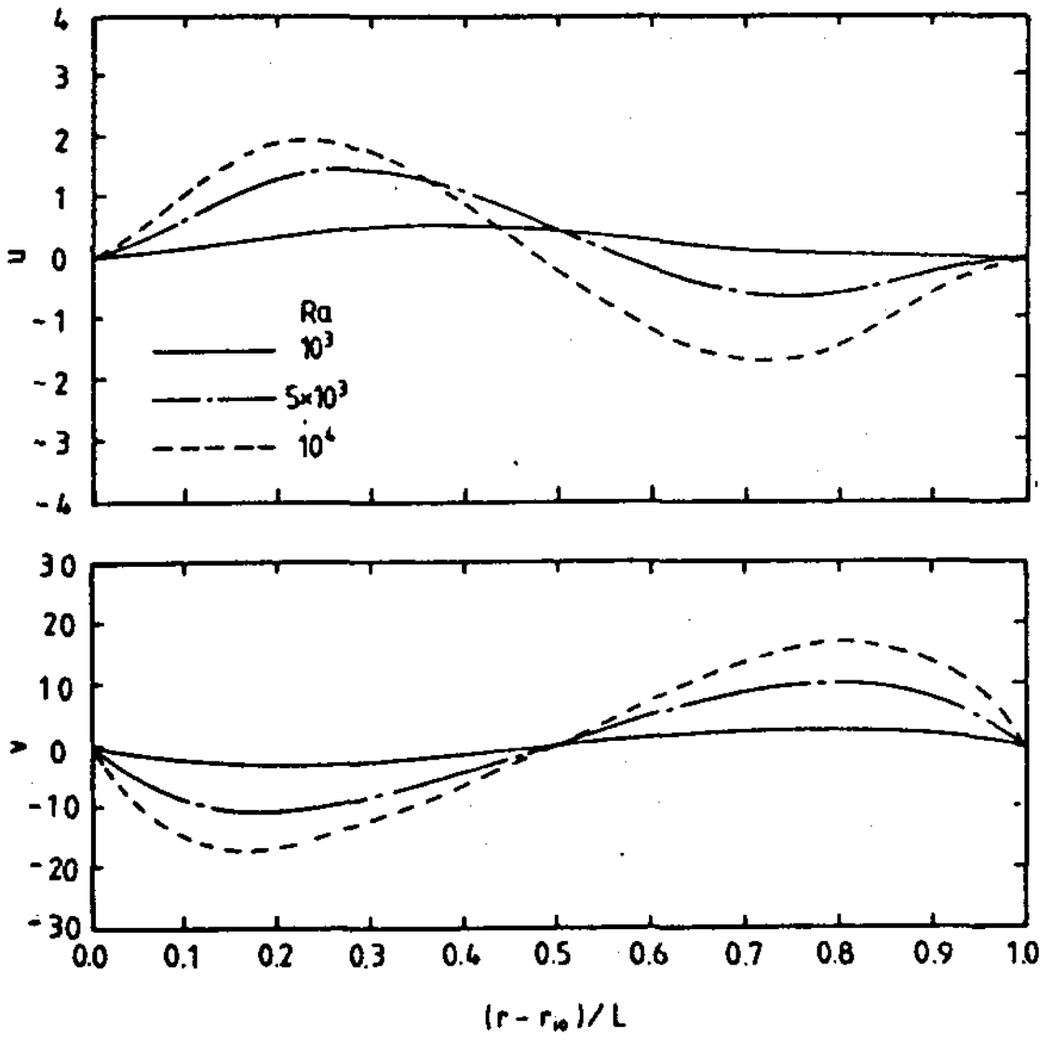

Fig.12 Demensionless Velocity distributions for Various Rayleigh numbers at O=120°C, Pr=0.7, Do/Dio=2.6, δ_w/Dio =0.06, Nui=122.5, horizontal spacers

元半徑方向의 最大速度는 $Ra=10^3$, 5×10^3 및 10^4에서 각각 $(r-r_{io})/L=0.35$, 0.25 및 0.2에서 나타나며 Rayleigh數가 증가할수록 傳導管쪽으로 移動하여 나타난다. 無次元圓周方向速度도 Rayleigh數가 증가할수록 증가하며 $(r-r_{io})/L\approx0.5$에서 速度方向이 바뀌고 最大速度는 $(r-r_{io})/L\approx0.15$와 0.8에서 나타난다. Fig.11의 結果와 比較하여 보면 $\theta=120°$는 隔板의 下部空間으로 隔板이 對流 熱傳達에 障碍가 되기 때문에 無次元半徑方向速度와 圓周方向速度는 다같이 낮게 나타난다.

Fig.13은 여러가지 無次元熱傳導率에서 θ에 대한 傳導管과 外部圓筒의 局所Nusselt 數分布를 나타내었다. 傳導管에서는 θ가 증가함에 따라 $\theta\leqq70°$에서는 증가하고, $70\leqq\theta\leqq90°$에서는 減少하며, $\theta\geqq100°$에서는 증가한다. $K_w/K_f=1.8$을 除外하고는 無次元熱傳導率이 증가하면 局所Nusselt 數分布는 $\theta\leqq130°$에서 局所Nusselt 數가 減少하고, $\theta\geqq130°$에서 증가한다. 이는 隔板의 無次元熱傳導率이 크면 隔板으로 부터 上部 環狀空間에 熱傳達이 많이 일어나 傳導管에서의 熱傳達을 妨害하기 때문이다. 外部圓筒에서는 $\theta\leqq80°$에서는 현저히 減少하며, $80°\leqq\theta\leqq100°$에서는 急激히 증가하며 $\theta\geqq100°$에서는 減少한다. 그리고 無次元熱傳導率이 클수록 局所Nusselt 數가 크게 나타난다. 이 現狀은 Fig.9의 Rayleigh數 變化에서와 거의 類似하다. 無次元熱傳導率이 증가함에 따라 $K_w/K_f\geqq48$에서는 큰 變化를 볼 수 없으며, $K_w/K_f=1.8$은 相對的으로 현저히 局所Nusselt 數가 낮음을 알 수 있다.

Fig.14는 여러가지 無次元熱傳導率에 대한 隔板上部表面과 隔板下部表面의 局所Nusselt數

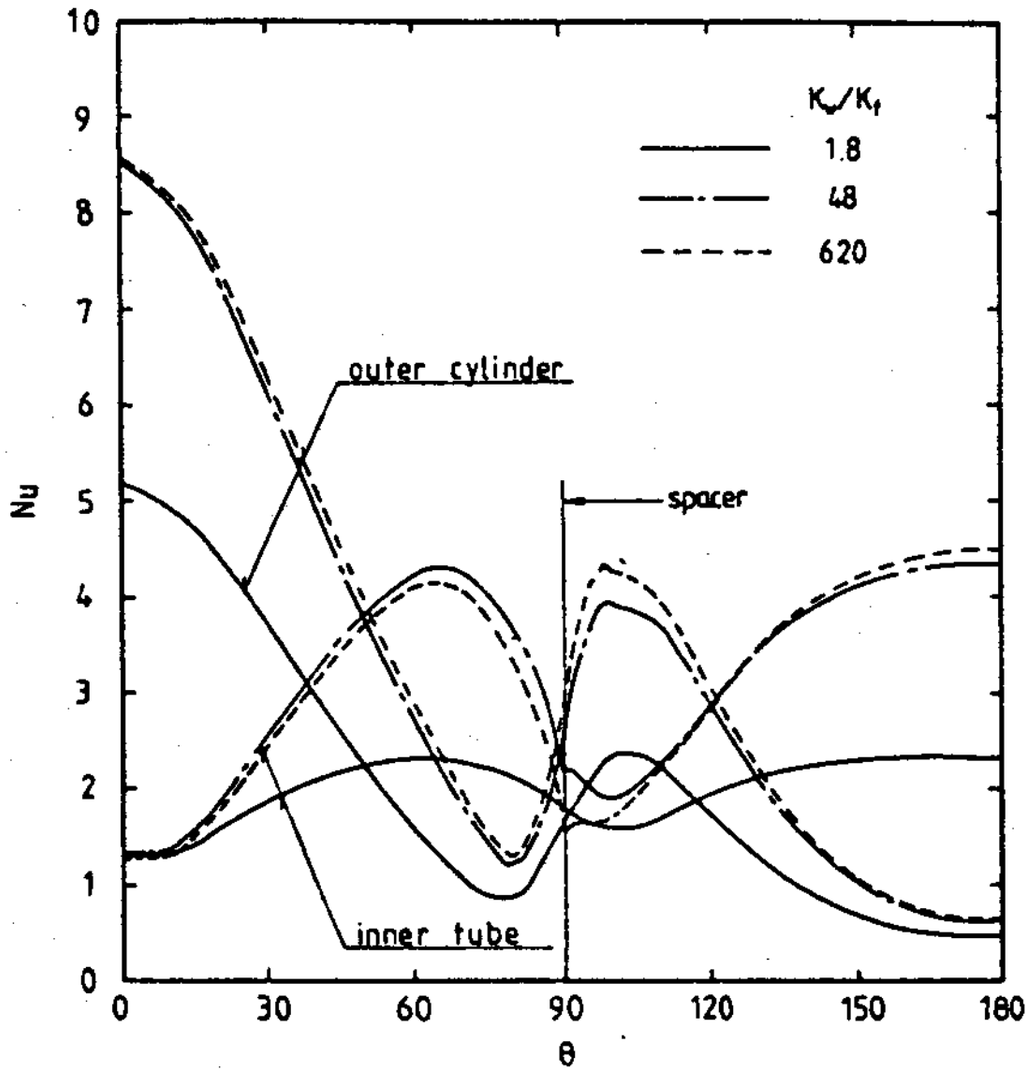

Fig.13 Local Nusselt number for Various conductivities at Ra=10^4, Pr=0.7, Do/Dio=2.6, δ_w/Dio=0.06, Nui=122.5, horizontal spacers

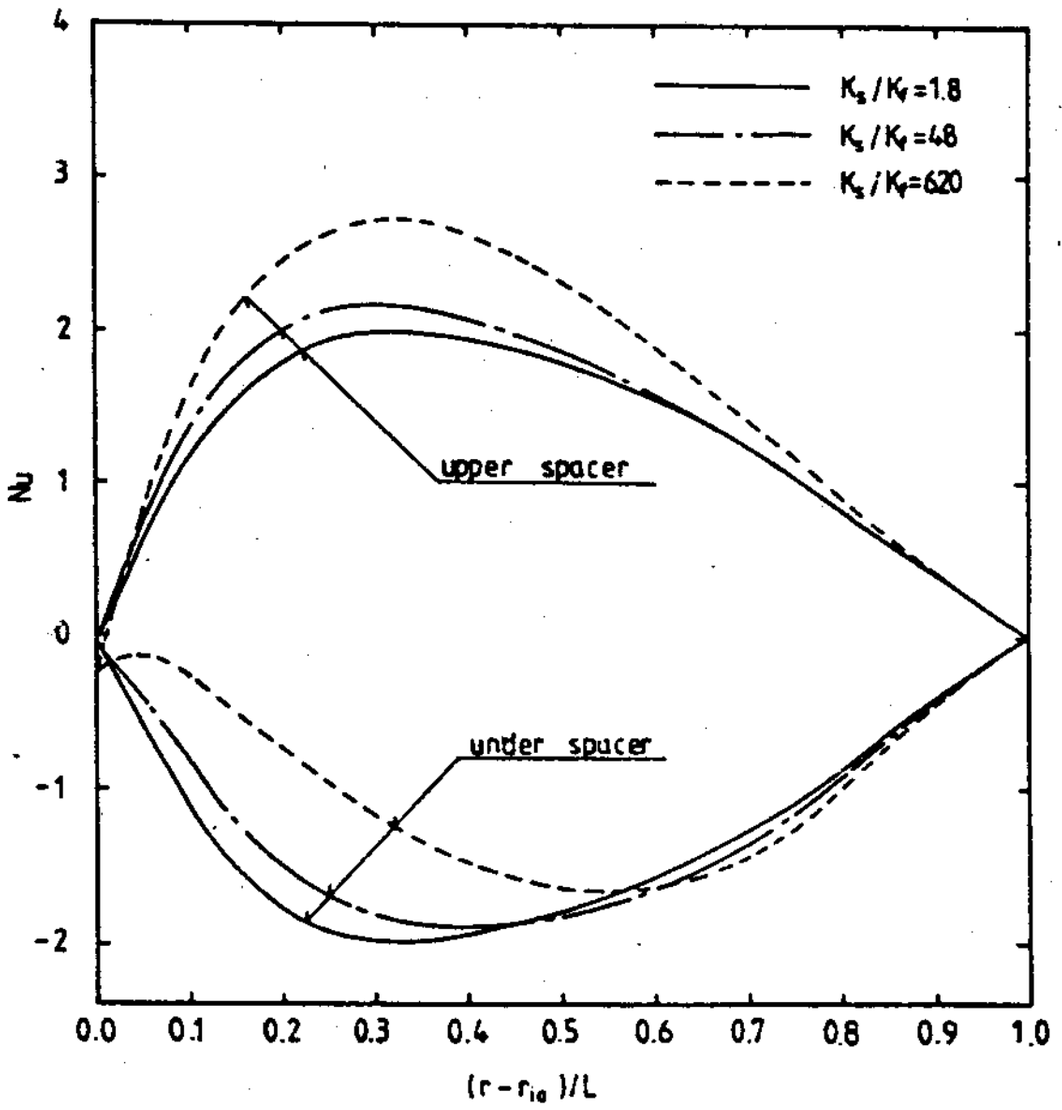

Fig.14 Local spacer surface Nusselt number for various conductivities at Ra=10^4, Pr=0.7, Do/Dio=2.6, K_w/K_f=48, dw/Dio=0.06, Nui=122.5, horizontal spacers

를 나타내었다. 隔板上部表面에서는 양의값을 나타내고, 無次元熱傳導이 증가할수록 Nusselt 數가 증가하였다. 隔板下部表面에서는 Nusselt 數가 음의값을 나타내었다. 이는 垂直隔板이 附着된 境遇의 上部隔板表面과 마찬가지로 隔板下部에 熱이 모여 周圍流體로 부터 隔板으로 傳導되기 때문이다.

Fig.15는 垂直隔板과 水平隔板을 가진 環狀空間에서 流線과 等溫線을 比較한 것이다. 流線은 垂直隔板의 境遇가 水平隔板으로 나누어진 境遇에 비하여 流動이 더욱 活潑하고 等溫線은 水平隔板의 경우 隔板이 對流熱傳達을 遮斷함에 의하여 垂直隔板의 경우에 비하여 環狀空間에서의 自然對流는 多少 鈍化되었다.

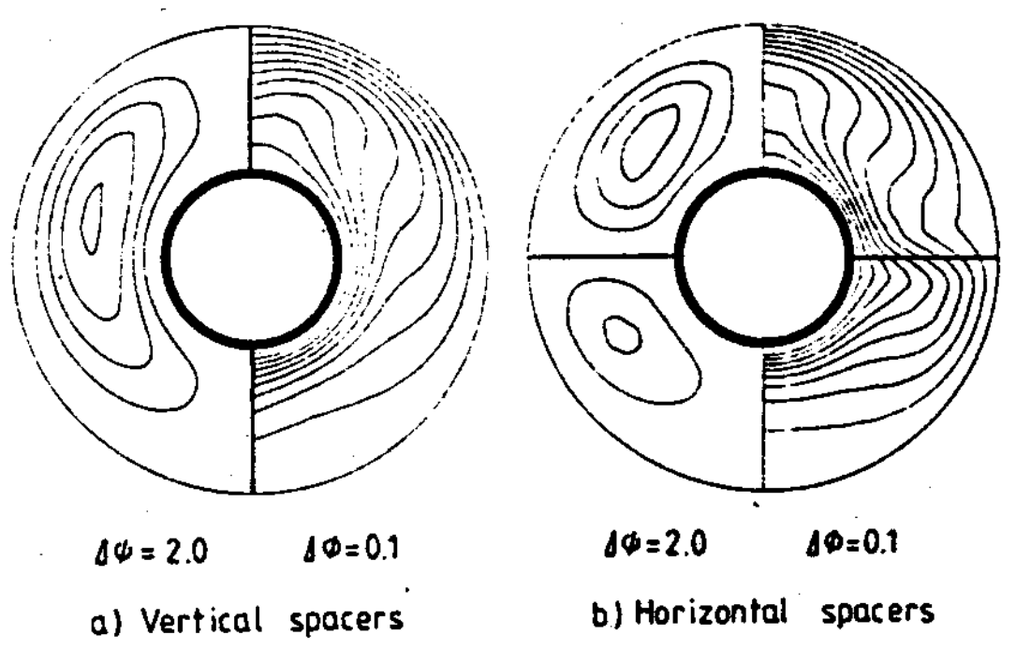

Fig.15 Comparisons of streamlines and isotherms for vertical spacers and horizontal spacers at Ra=10^4, Pr=0.7, Do/Dio=2.6, K_w/K_f=48, δ_w/Dio=0.06, Nui=122.5

Fig.16은 隔板이 없는, 垂直隔板 및 水平隔板의 경우 θ에 대한 傳導管의 局所Nusselt 數分布를 나타내었다. 局所Nusselt數는 隔板이 없는 경우에 比較하여 垂直隔板의 경우는 一般的으로 낮게 나타나고, 水平隔板의 경우는 上部에서는 높게, 下部에서는 낮게 나타난다. 이 現象은 垂直隔板은 管 上下部에서, 水平隔板은 管 下部에서의 對流流動에 障碍를 주고 있기 때문이다.

Fig.17은 隔板이 없는, 垂直隔板 및 水平隔板의 경우 θ에 대한 外部圓筒의 局所Nusselt數分布를 나타내었다. 局所Nusselt數는 隔板이 없는 경우에 比較하여 $\theta \leqq 24°$에서는 水平隔板의 경우는 높게, 垂直隔板의 경우는 낮게 나타나고, $24° \leqq \theta \leqq 91°$에서는 垂直隔板의 경우는 높게, 水平隔板의 경우는 낮게 나타나며, $\theta \geqq 91°$에서는 모두 높게 나타난다. 이는 垂直隔板의 경우 隔板을 통한 環狀空間에 傳熱된 流體가 外部圓筒表面으로 傳達되기 때문이다.

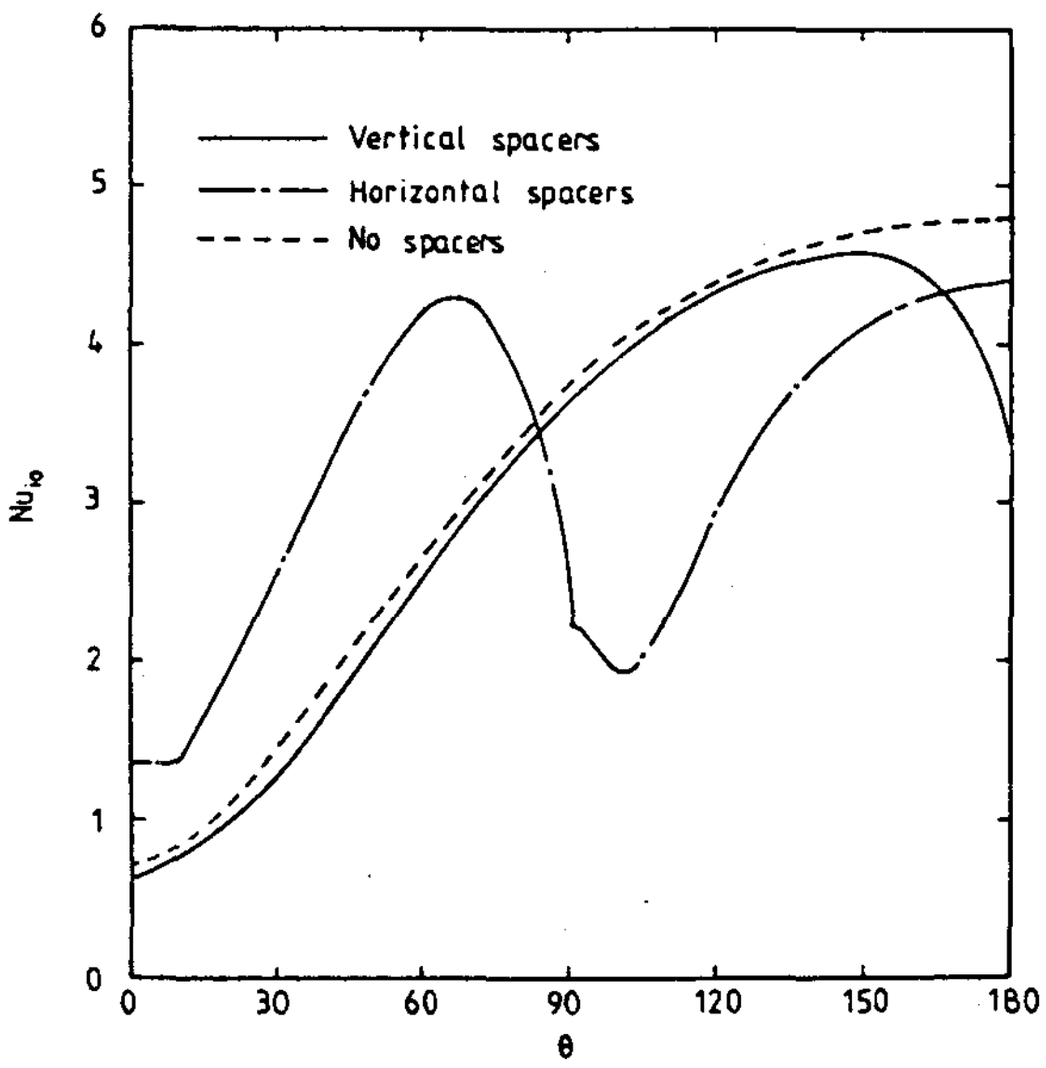

Fig.16 Local Nusselt number of inner tube at $Ra=10^4$, Pr=0.7, Do/Dio=2.6, K_w/K_f=48, δ_w/Dio=0.06, Nui=122.5

5. 結　論

水平傳導管과 圓筒사이의 隔板을 가진 環狀空間에서 自然對流를 數値解析으로 硏究한 結果 다음과 같은 結論을 얻었다.

(1) 垂直隔板의 경우 最大局所Nusselt數는 傳導管에서는 $\theta \approx$ 150°에서, 外部圓筒에서는 $\theta \approx$ 30°에서 나타난다.

(2) 水平隔板의 경우 Rayleigh數가 증가함에 따라 隔板의 上部가 下部보다 流動이 더욱 活潑하게 나타나고, 最大局所Nusselt數는 傳導管에서는 $\theta = 180°$에서, 外部圓筒에서는 $\theta = 0°$에서 나타난다.

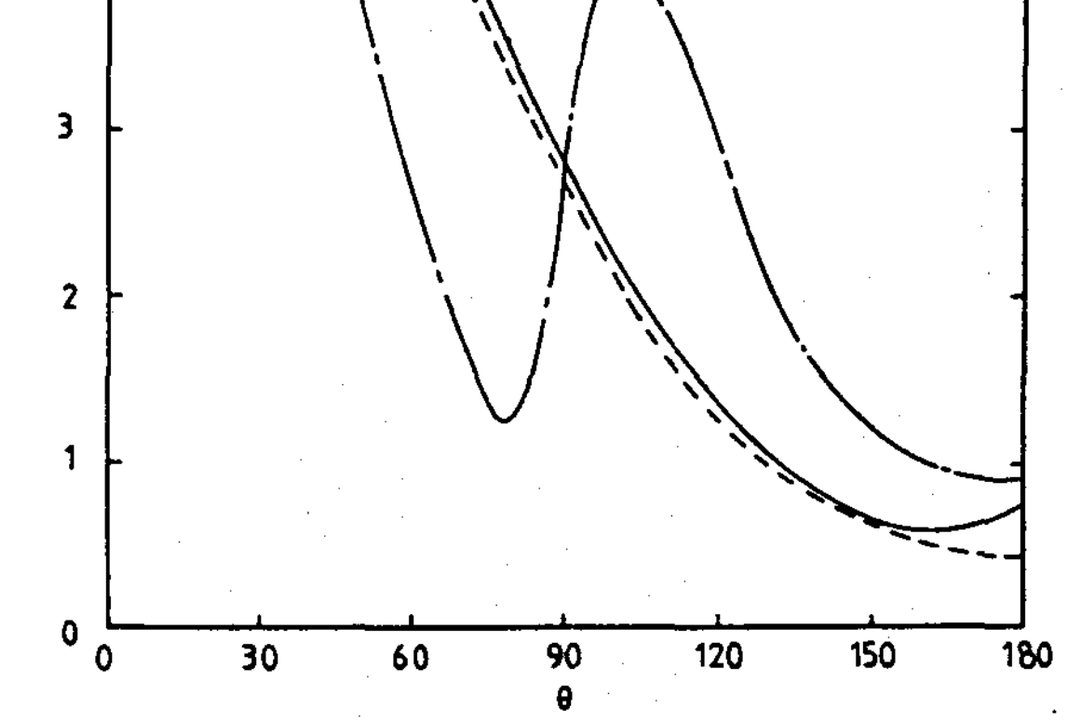

Fig.17 Local Nusselt number of outer cylinder at $Ra=10^4$, Pr=0.7, Dw/Dio=2.6, K_w/K_f=48, δ_w/Dio=0.06 Nui=122.5

(3) 無次元熱傳導率이 증가함에 따라 平均Nusselt數는 $K_w/K_f < 48$에서는 현저히 증가하나, $K_w/K_f \geqq 48$에서는 거의 유사한값을 나타낸다.

(4) $Ra=10^4$, $Pr=0.7$ 및 $K_w/K_f=48$인 경우 傳導管의 平均Nusselt數는 隔板이 없는 경

우와 比較하여 垂直隔板의 경우는 5.12 % 낮고, 水平隔板의 경우는 11.33 % 낮게 나타난다.

(5) 垂直隔板의 경우, 上部隔板에서는 局所 Nusselt 數가 음의 값을 나타내고, 下部隔板에서는 양의값을 나타내었다.

(6) 水平隔板의 경우 隔板上部表面에서는 局所Nusselt 數가 양의값을 나타내고, 隔板下部表面에서는 음의값을 나타내었다.

REFERENCES

1. E.H. Bishop & C.T. Carley & R.E. Powe, "Natural Convective Oscillatory Flow in Cylindrical Annuli", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 11, pp. 1741-1752, 1968.
2. R.E. Powe & C.T. Carley & E.H. Bishop, "Natural Convective Flow Patterns in Cylindrical Annuli", J. Heat Transfer ASME, pp. 310-314, 1969.
3. T.H. Kuehn and R.J. Goldstein, "An Experimental and Theoretical Study of Natural Convection in the Annulus Between Horizontal Concentric Cylinders", J. Fluid Mech., Vol. 74, pp. 695-719, 1976.
4. T.H. Kuehn, "Natural Convection Heat Transfer from a Horizontal Circular Cylinder to a Surrounding Cylindrical Enclosure", Ph.D. Thesis, University of Minnesota, 1976.
5. M.J. Shilston and S.D. Probert, "Effects of Horizontal and Vertical Spacers on the Heat Transfer across a Horizontal Annular, Air-Filled Cavity", Applied Energy, 4, 1978.
6. J.H. Lee, "Natural Convection in Horizontal Elliptical Annuli", Ph.D. Thesis, Seoul National University, 1979.
7. S.S. Kwon, T.H. Kuehn and T.S. Lee, "Natural Convection in the Annulus between Horizontal Circular Cylinders with Three Axial Spacers", ASME J. of Heat Transfer, Vol. 104, pp. 118-124, 1982.
8. H.S. Chung, B.H. Kang and S.S. Kwon, "Effects of Conductivity and Thickness on Natural Convection Heat Transfer from a Horizontal Circular Tube", ASME. Vol. 10, No. 2, pp. 265-279, 1986.
9. S.S. Kwon, H.S. Chung and S.Y. Kim, "Natural Convection Heat Transfer from a Horizontal Conducting Tube to a Surrounding Cylinder", Energy R & D, Vol. 9, No. 1, 1987.
10. S.V. Patankar, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", McGraw-Hill Co., New York, 1980.