

〈論 文〉

재생기를 가진 실린더내의 왕복유동에 관한 열전달

김진호* · 이재현** · 강병하***

(1995년 1월 6일 접수)

Heat Transfer of Oscillating Flow in a Cylinder with Regenerator

Jin-Ho Kim, Jae-Heon Lee and Byung-Ha Kang

Key Words : Oscillating Flow(왕복유동), Regenerator(재생기), Moving Boundary Method
(이동경계법)

Abstract

The heat transfer of oscillating flow in a cylinder with regenerator was investigated by the moving boundary technique. The flow in regenerator was modeled by means of Brinkman-Forchheimer-Extended-Darcy equation. Results showed that when piston moved toward right, velocity vectors near cylinder wall at left piston and right side of regenerator inclined to symmetric axis and velocity vectors near cylinder wall at right piston and left side of regenerator inclined to cylinder wall. And the time averaged Nusselt number was increased by 46.73% when the oscillatory frequency became twice and decreased by 31.46% when the oscillatory frequency became half. The time averaged Nusselt number was increased by 18.09% when thickness of the regenerator became twice and decreased by 7.53% when thickness of the regenerator became half. But mesh size of regenerator hardly affected the Nusselt number. And efficiency of regenerator was larger as the oscillatory frequency was smaller, thickness and mesh size of regenerator was larger.

1. 서 론

원관내부 맥동유동에 관한 유동특성 및 열전달 특성의 예측은 초기에 혈관내 유동의 현상을 규명하기 위하여 시작되었으며, 공학적으로는 스테링기관의 설계를 위한 압력손실 및 열전달 특성을 이해하기 위하여 중요하다.

스테링기관(stirling engine)은 1816년 Stirling에 의해 고안되었으며, 이론 열효율이 카르노 사이클과 동일하여 효율이 높으며, 여러가지 에너지원을

이용할 수 있는 장점을 가진 외연기관이다. 1960년대 이후 저공해 저소음의 장점이 인식되어 가솔린 엔진을 대체할 목적으로 이 기기에 관한 본격적인 연구가 시작되었다. 스테링 사이클기는 원리적으로 엔진뿐만 아니라 냉동기 또는 히트펌프로도 이용될 수 있으며, 오존층 파괴의 주요 원인으로 지목받고 있는 프레온계 냉매를 작동유체로 사용하지 않으므로 근래에는 기존의 가정용 냉동 시스템을 대체할 수 있는 대체기기로서의 가능성에 관심이 모아지고 있다.

스테링기관을 구성하는 주요장치들로는 가열기, 냉각기 및 재생기 등이 있으며, 작동유체는 이들 사이를 왕복유동하면서 열교환을 수행한다.⁽¹⁾ 이에 관한 개략적인 형상을 Fig. 1에서 보여주고 있다.

*한양대학교 대학원

**정회원, 한양대학교 기계공학과

***정회원, 한국과학기술연구원 열유체실험실

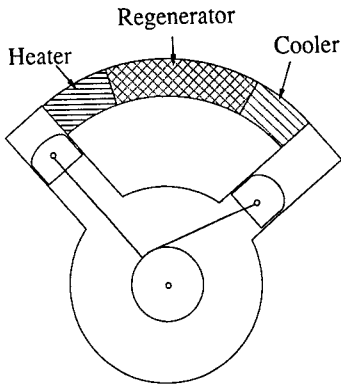


Fig. 1 Schematic diagram of stirling engine

스터링기관은 밀폐된 공간내의 작동유체를 외부에서 가열 혹은 냉각시켜, 왕복유동을 통해 일을 얻기 때문에, 일반적인 여타 열기관과는 구별되는 특징을 가진다. 따라서 스텐링기관의 성능향상을 위해서는 밀폐공간내 왕복유동에서의 유동 및 열전달에 대한 연구가 필수적이다. 이러한 연구취지에 따라 본 연구에서는 왕복유동 열전달에 관한 기초적인 연구를 수행하고자 하며 이를 위하여 양단에 피스톤을 장착하고 있으며 중앙에 재생기가 부착된 실린더를 해석대상으로 채택하였다.

시간에 따라 관내의 유동이 주기적으로 변화하는 열유동 특성에 관한 연구를 살펴보면 다음과 같다. Uchida⁽²⁾는 완전히 발달한 영역에서의 층류 맥동 유동 특성에 대한 완전해를 해석적으로 구하였다. Kurzweg 등⁽³⁾은 평면채널에서 왕복 유동장내의 열전달현상을 해석적으로 연구한 바 있으며 채널벽으로부터 유입되는 열량은 맥동이 없는 경우보다 상당히 증가함을 고찰하였다. 이때 열전달이 최대가 되는 조건은 왕복주파수 인자에 해당하는 Womersley수의 제곱과 Prandtl수의 곱이 원주율(π)와 같아질 때 ($\beta^2 Pr = \pi$)임을 보고하였다. 여기서 β 는 Womersley수이고, Pr 은 작동유체의 Prandtl수이다. 또한 난류 왕복유동에 대한 연구도 많은 연구가들에 의하여 진행되고 있으며,⁽⁴⁾ 왕복유동에서의 층류-난류 천이조건에 대해서는 어느 정도 일치하는 결과를 보고하고 있다. Kurzweg와 Zaho⁽⁵⁾는 작동유체로 물을 사용하고 각각 고온과 저온으로 유지되는 두 저장용기를 연결한 모세관내의 유동이 왕복유동인 경우 유효 열확산은 왕복유동이 없는 경우보다 약 17,900배 높게 나타남을 실험적으로 고찰하였다. Lee⁽⁶⁾는 무한히 긴 원관에서 유속이

단면에 대하여 균일하다는 가정하에 2차원 비정상 에너지 방정식의 해석해를 구하였다. Kim 등^(7,8)은 완전히 발달된 맥동유동장내 열적발달 영역에서의 열전달과 다공성 물질로 가득 채워진 2차원 채널에서의 맥동에 의한 비정상 대류열전달을 수치적으로 해석하였다.

이들 연구가들이 행한 대부분의 연구는 원형 또는 평면형 직관 내에서의 개방계(open system)에 관한 맥동유동 열전달을 취급한 것이므로 stirling 또는 VM 사이클과 같은 밀폐계(closed system)에 직접적으로 응용될 수 없으리라 판단된다. 밀폐계에서의 왕복유동에 관한 최근 연구는 Zaho 등⁽⁹⁾에 의하여 수행된 바 있다. 이들이 연구한 대상은 각각 다른 온도로 유지되는 저장용기(reservoir)에 폭이 좁은 채널을 통하여 열이 전달되는 것으로 채널내의 유동은 양단에 설치된 피스톤의 주기적인 운동으로 인하여 시간에 따라 주기적으로 변화하는 특성을 보인다. 이들의 모델은 2차원 평면 채널로서 실제에서 사용되는 원형관과는 다르다.

본 연구에서는 스텐링 사이클기의 열교환기 내에서 볼 수 있는 왕복유동 열전달에 관한 고찰을 위하여 양단에 피스톤이 설치되고 그 중앙에 재생기가 존재하는 실린더를 해석모델로 선정하였으며, 왕복유동이 존재하는 밀폐공간 내부에서 왕복유동 각속도와 재생기 두께 및 재생기의 메쉬크기 등이 실린더내의 열전달현상에 미치는 영향을 고찰하고자 한다.

2. 모델의 선정

본 연구에서 다루고자 하는 왕복유동 열전달에 관한 해석모델을 Fig. 2에 나타내었다. 그림에 보이는 바와 같이 반경이 a 인 실린더의 양단에는 행정거리가 Δx 인 피스톤이 장착되어 있으며, 이들 피스톤은 거리 L 을 유지하며 동일위상으로 주기적인 왕복유동을 하게 된다. 좌·우측 피스톤의 시간 t 에 따른 위치는 각각 $(\Delta x/2)(1.0 - \cos \omega t)$ 및 $L + (\Delta x/2)(1.0 - \cos \omega t)$ 으로 표현될 수 있으며 여기서 ω 는 왕복유동 각속도이다. 두 피스톤 사이의 중앙에는 두께 s , 공극률 ϵ 인 재생기가 설치되어 있다. 이때 재생기의 재질로는 SUS304인 적층금속망(메쉬크기 150)으로 공극률 ϵ 이 0.754인 것이 선정되었는데 이는 실제에서 흔히 볼 수 있는 재질에 해당한다. 재생기와 재생기의 좌·우측 피스톤

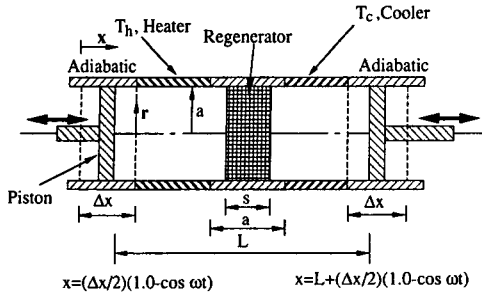


Fig. 2 Schematic diagram of present model

사이의 실린더 벽은 각각 고온 T_h , 저온 T_c 로 유지되며, 피스톤과 재생기가 설치된 실린더 벽은 단열되어 있다. 열은 고온 T_h 로 유지되는 재생기의 좌측 실린더 벽으로부터 저온 T_c 로 유지되는 재생기의 우측 실린더 벽으로 전달되며, 이때 열은 작동유체를 통하여 전도와 대류의 형태로 전달될 것이다. 위와 같은 물리영역 내부에는 작동유체로서 헬륨이 충전되어 있다고 간주하였다. Fig. 2에 보인 물리적 모델의 대략적인 크기 및 SUS304과 헬륨의 열물성치를 Table 1에 나타내었다.

Table 1 Physical dimensions and properties of present model at reference condition

Dimensions	Radius(a)	5 cm
	Stroke(ΔX)	5 cm
	Length(L)	30 cm
SUS304	Density(ρ_s)	7700 kg/m ³
	Specific heat(C_{Ps})	449.4 J/kgK
	Conductivity(k_s)	12 W/mK
Helium at 500 K	Density(ρ_l)	0.0488 kg/m ³
	Specific heat(C_{Pl})	5193 J/kgK
	Conductivity(k_l)	0.36 W/mK
	Dynamic viscosity(ν_l)	94.71×10^{-2} m ² /s
	Pr	0.666
Regenerator	Mesh size	150
	Porosity	0.754
	Wire diameter	0.06 mm
	Thickness(s)	2.5 cm

왕복유동이 존재하는 유동장에서의 유동 및 열전달을 지배하는 매개변수로는 왕복주파수 인자에 해당하는 Womersley수 β , 피스톤의 행정거리 Δx , 재생기두께 s 및 재생기 금속망의 메쉬크기와 공극률 ϵ 에 의존되는 Darcy수 등이 있으나 본 연구에서는 일차적으로 왕복유동 각속도, 재생기 두께 및 재생기의 메쉬크기가 실린더 내부의 왕복유동에 관한 열전달에 미치는 영향을 알아보기로 한다.

3. 지배방정식 및 경계조건

3.1 지배방정식

본 연구의 물리적 모델을 해석하기 위하여 선정된 좌표계는 Fig. 2에 보이는 바와 같이 x - r 원통좌표계이며, 이에 상응하는 속도성분은 각각 u (x -방향), v (r -방향)이다. 이 그림에 보이는 물리적 모델의 좌우측에 놓여진 피스톤은 시간에 따라 주기적으로 동일위상의 왕복운동을 하며, 이때 행정거리와 왕복유동 각속도는 각각 Δx 와 ω 이다. 상기 물리적 모델에서의 열 및 유동현상에 관한 지배방정식은 다음의 가정을 통하여 단순화되어진다.

- (1) 유동은 비압축성 층류유동이다.
 - (2) 체력의 효과는 무시된다.
 - (3) 작동유체의 모든 물성치는 일정하게 유지된다.
 - (4) 재생기는 다공성 물질로 간주된다.
- 유체영역에서의 무차원 지배방정식 :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (RV) = 0 \quad (1)$$

$$\beta^2 \frac{\partial U}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial X} (U^2) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (RVU) = -\frac{\partial P}{\partial X} + \left[\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial U}{\partial R} \right) \right] \quad (2)$$

$$\beta^2 \frac{\partial V}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial X} (UV) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (RV^2) = -\frac{\partial P}{\partial R} + \left[\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial V}{\partial R} \right) \right] - \frac{V}{R^2} \quad (3)$$

$$\beta^2 \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial X} (U\theta) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (RV\theta) = \left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \theta}{\partial R} \right) \right] \quad (4)$$

재생기영역에서의 무차원 지배방정식 :

$$\frac{\partial U_D}{\partial X} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (RV_D) = 0 \quad (5)$$

$$\beta^2 \frac{\partial U_D}{\partial \tau} + \frac{\partial U_D^2}{\partial X} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (RV_D U_D) = -R_D^2 \frac{\partial P}{\partial X} + \left[\frac{\partial^2 U_D}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial U_D}{\partial R} \right) \right]$$

$$-\left(\frac{\varepsilon}{Da} + \frac{\varepsilon C_E}{\sqrt{Da}} \sqrt{U_D^2 + V_D^2}\right) U_D \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \beta^2 \frac{\partial V_D}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial X} (U_D V_D) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R V_D^2) \\ &= -R_D^2 \frac{\partial P}{\partial R} + \left[\frac{\partial^2 V_D}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial V_D}{\partial R} \right) \right] \\ & \quad - \frac{V_D}{R^2} - \left(\frac{\varepsilon}{Da} + \frac{\varepsilon C_E}{\sqrt{Da}} \sqrt{U_D^2 + V_D^2} \right) V_D \quad (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & R_c \beta^2 \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial X} (U_D \theta) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R V_D \theta) \\ &= \frac{R_k}{Pr} \left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \theta}{\partial R} \right) \right] \quad (8) \end{aligned}$$

위의 식 (1)~(8)을 무차원화하는데 사용한 무차원변수는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \tau &= \omega t, \quad X = \frac{x}{a}, \quad R = \frac{r}{a} \\ U &= \frac{u}{\nu_f/a}, \quad V = \frac{v}{\nu_f/a}, \quad U_D = \frac{u_D}{\nu_{eff}/a} \\ V_D &= \frac{v_D}{\nu_{eff}/a}, \quad P = \frac{p a^2}{(\rho \nu^2)_f}, \quad Da = \frac{K}{a^2} \\ \theta &= \frac{T - T_a}{T_h - T_c}, \quad T_a = \frac{T_h + T_c}{2}, \quad \beta = a \sqrt{\frac{\omega}{\nu_f}} \\ Pr &= \frac{\nu_f}{a}, \quad R_k = \frac{k_{eff}}{k_f}, \quad R_v = \frac{\nu_{eff}}{\nu_f} \\ R_c &= \frac{(\rho C_p)_{eff}}{\varepsilon (\rho C_p)_f}, \quad \delta = \frac{s}{a} \\ (\rho C_p)_{eff} &= \varepsilon (\rho C_p)_f + (1 - \varepsilon) (\rho C_p)_s \\ k_{eff} &= \varepsilon k_f + (1 - \varepsilon) k_s \quad (9) \end{aligned}$$

여기서, u_D, v_D 는 Darcy속도, C_p, ν 및 ρ 는 각각 비열, 동점성계수 및 밀도이고, K, C_E 및 ε 는 각각 침투율(permeability), Ergen상수 및 재생기의 공극률이다. 침투율 K 는 재생기의 공극률과 재생기를 구성하고 있는 적층금속망의 개별 지름의 함수인 $\varepsilon^3 d_m^2 / 180 (1 - \varepsilon)^2$ 으로 간주한다.⁽¹⁰⁾ 여기에서 d_m 은 재생기 적층금속망의 개별 지름이다. Ergen상수는 다공성 물질을 표현하는 모델식중 관성항의 계수이며, 그 값은 0.55로 선정하였다. 아울러 하첨자 eff, f 및 s 는 각각 재생기의 유효물성치, 유체의 물성치 및 재생기의 물성치임을 표시한다. 본 연구에서 인용한 다공성 물질의 해석모델로서 Brinkman-Forchheimer-extended-Darcy model⁽¹⁰⁾을 사용하였으며 이에 관한 자세한 언급은 참고문헌으로 대체한다.

위의 식에서 β, Pr 및 Da 는 각각 Womersley 수, Prandtl수 및 Darcy수이고, a 는 작동유체의 열확산계수, R_v, R_k 및 R_c 는 각각 재생기와 작동

유체의 동점성계수비, 열전도계수비 및 열용량비이고, δ 는 재생기두께와 반지름의 비이다. ν_{eff} 와 ν_f 은 근사적으로 같기 때문에 R_v 의 값은 1로 하였다.⁽¹¹⁾ Womersley수 β 는 반지름 a 와 Stoke 경계층 두께 $\sqrt{\nu/\omega}$ 의 비 혹은 점성확산시간 a^2/ν 와 왕복주기의 시간 $1/\omega$ 의 비로서 표현되며 왕복유동 주파수를 대표하는 무차원수이다. Darcy수 Da 는 침투율 K 와 반지름의 제곱의 비로써 표현되며 유체가 다공성 물질영역에 얼마나 쉽게 침투할 수 있는가를 나타내는 무차원수이다. 유체영역과 재생기 영역에서의 보존방정식은 다음과 같은 하나의 보존방정식으로 표현될 수 있다.⁽¹²⁾

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R V) = 0 \quad (10)$$

$$\begin{aligned} & \beta^2 \frac{\partial U}{\partial \tau} + \frac{\partial U^2}{\partial X} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R V U) \\ &= -\frac{\partial P}{\partial X} + \left[\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial U}{\partial R} \right) \right] \\ & \quad - X_p \left(\frac{\varepsilon}{Da} + \frac{\varepsilon C_E}{\sqrt{Da}} \sqrt{U^2 + V^2} \right) U \quad (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \beta^2 \frac{\partial V}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial X} (U V) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R V^2) \\ &= -\frac{\partial P}{\partial R} + \left[\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial V}{\partial R} \right) \right] \\ & \quad - \frac{V}{R^2} - X_p \left(\frac{\varepsilon}{Da} + \frac{\varepsilon C_E}{\sqrt{Da}} \sqrt{U^2 + V^2} \right) V \quad (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & (X_p (R_c - 1) + 1) \beta^2 \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial X} (U \theta) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R V \theta) \\ &= \left(X_p \left(\frac{R_k}{Pr} - 1 \right) + 1 \right) \left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \theta}{\partial R} \right) \right] \quad (13) \end{aligned}$$

여기서, X_p 는 유체영역과 재생기영역을 구분하기 위해 도입한 변수이며, 식(14)와 같이 정의된다. 또한 재생기영역($X_p=1$)에서 속도 U, V 는 Darcy 속도인 U_D, V_D 를 지칭한다.

$$X_p = \begin{cases} 0 & ; \text{유체영역에서} \\ 1 & ; \text{재생기영역에서} \end{cases} \quad (14)$$

3.2 무차원 경계조건

Fig. 2에 나타낸 실린더 좌측 피스톤의 위치는 시간에 따라 주기적으로 변화하며 그 위치는 아래와 같이 표현된다.

$$x = (\Delta x / 2) (1.0 - \cos \omega t) \quad (15)$$

좌측 피스톤 표면에서의 속도값을 얻기 위하여 식(15)를 시간에 대해 미분한 후 무차원하면 아래

와 같은 무차원 경계조건을 얻을 수 있다.

$$U = \beta^2 \left(\frac{\Delta X}{2} \right) \sin \tau \quad (16)$$

우측 피스톤의 무차원 속도도 같은 방법으로 구할 수 있고 동일한 형태가 된다. 그러므로 본 연구에서 채택한 모델의 속도 및 온도에 관한 무차원 경계조건은 아래와 같다.

$$\frac{\partial U}{\partial R} = 0, \quad V = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial R} = 0 \quad \text{at } R = 0 \quad (17)$$

$$U = 0, \quad V = 0 \quad \text{at } R = 1 \quad (18)$$

$$\left. \begin{aligned} \theta = 0.5 \quad \text{at } \Delta X \leq X \leq \frac{\Delta X}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{L}{a} - \delta \right) \\ \theta = -0.5 \quad \text{at } \frac{\Delta X}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{L}{a} + \delta \right) \leq X \leq \frac{L}{a} \end{aligned} \right\} \text{at } R = 1$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial R} = 0; \quad \text{나머지 실린더 벽면에서.}$$

$$\left. \begin{aligned} U &= \beta^2 \left(\frac{\Delta X}{2} \right) \sin \tau \\ V &= 0 \\ \frac{\partial \theta}{\partial X} &= 0 \end{aligned} \right\} \text{피스톤의 좌우측면에서} \quad (20)$$

4. 수치해석방법

본 연구의 관심영역에 해당하는 실린더 내부는 피스톤의 시간에 따른 이동으로 수치계산영역이 시간의 경과와 함께 변화하게 된다. 즉, 계산영역의 경계면이 시간에 따라 이동하는 이동경계(moving boundary)를 포함한다. 경계가 이동함으로써 야기되는 문제점을 해결하기 위하여 아래와 같은 시간 의존 좌표계(time dependent coordinate)를 도입하였다.

$$\xi = \xi(x, t), \quad \eta = \eta(y) \quad (21)$$

이러한 시간의존 좌표계를 도입하게 되면 계산영역의 크기는 시간의 변화에 무관하게 일정하게 된다. 이에 관한 수치적인 해석방법은 Kim⁽¹³⁾의 연구에서 자세히 취급하고 있으므로 생략하기로 한다.

본 연구의 관심영역은 시간의 경과에 따라 물리적 영역의 크기가 변화하므로 매 시간단계에서 격자망을 새로 생성시켜 주어야 하며 이때 사용된 어느 시간단계에서의 대표적인 격자망의 구조를 Fig.

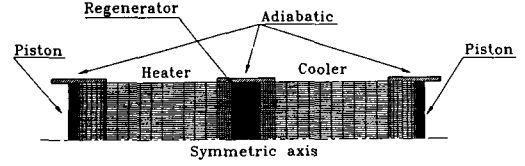


Fig. 3 Grid illustration

3에서 보여주고 있다. 계산영역에서 물리량의 변화가 심하게 나타날 것으로 예상되는 지점에 보다 밀집된 격자점을 부여하여 비균일 격자망을 구성하였고, 격자망의 총수는 64×30 으로 선정하였다.

이러한 계산영역을 지배하는 방정식들은 제어체적방법(finite volume method)에 의하여 이산화하여 아래와 같은 식을 얻었다.

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b \quad (22)$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + a_P^0 - S_P (\Delta V)_P$$

$$a_P^0 = \rho_P^0 (\Delta V)_P / \Delta t$$

$$a_E = D_e A (F_e / D_e) + [|0., -F_e|]$$

$$a_W = D_w A (F_w / D_w) + [|0., F_w|]$$

$$a_N = D_n A (F_n / D_n) + [|0., -F_n|]$$

$$a_S = D_s A (F_s / D_s) + [|0., F_s|]$$

$$b = a_P^0 \phi_P^0 + S_c (\Delta V)_P \quad (23)$$

$$D_e = \frac{y_e \cdot \Gamma_e \cdot (\Delta y)_e}{(x_e)_e \cdot (\delta \xi)_e}, \quad D_w = \frac{y_w \cdot \Gamma_w \cdot (\Delta y)_w}{(x_e)_w \cdot (\delta \xi)_w}$$

$$D_n = \frac{(y x_e)_n \cdot \Gamma_n \cdot (\Delta \xi)_n}{(\delta y)_n}$$

$$D_s = \frac{(y x_e)_s \cdot \Gamma_s \cdot (\Delta \xi)_s}{(\delta y)_s}$$

$$F_e = \{ \rho y \cdot (u - \tilde{u}) \}_e, \quad F_w = \{ \rho y \cdot (u - \tilde{u}) \}_w$$

$$F_n = \{ \rho y \cdot \nu \cdot x_e \}_n, \quad F_s = \{ \rho y \cdot \nu \cdot x_e \}_s$$

$$A(P) = \max \{ |0., (1 - |P|)^5| \} \quad (24)$$

여기서, ϕ 는 일반중속변수, 하첨자 P 와 E, W, N 및 S 는 각각 주격자점의 위치와 그것의 동, 서, 북 및 남쪽 격자점의 위치, e, w, n 및 s 는 주격자점의 동, 서, 북 및 남쪽 경계면의 위치에서의 값임을 표시한다. Γ 은 확산계수이고, 상첨자 0 및 하첨자 ξ 은 각각 이전 시간단계에서의 값 및 편미분되었음을 나타낸다. \tilde{u} 는 격자의 시간에 따른 이동으로 인해 생성된 항으로 격자의 x -방향속도라고 볼 수 있다. 위와 같은 이산화방정식을 얻는데 있어서 Patankar가 제안한 SIMPLER 알고리즘⁽¹⁴⁾을 사용하였고, 시간 및 공간에 대한 도식은 각각 완전암시도식(fully implicit scheme) 및 역승도식(power scheme)을 사용하였다.

본 연구에서 다루고 있는 실린더내의 유동 및 열 전달현상은 시간단계와 함께 변화하는 비정상 열유동으로서 이를 처리하기 위하여 본 계산에서는 하나의 주기를 120개의 시간단계로 나누어 계산하였다. 각 시간단계에서는 이전 계산값과 현재 계산값의 상대오차가 0.01% 이하일 때 수렴된 것으로 간주하여 다음 시간단계의 계산을 계속 수행하였다. 각 계산단계에서 에너지방정식은 연속방정식 및 운동량방정식에 종속되므로 연속방정식과 운동량방정식의 해를 먼저 수렴시킨후 에너지방정식의 해를 수렴시켰다. 왕복유동이 존재하는 열유동장에서 초기조건을 정확하게 부여하는 것은 불가능하므로 적절한 값을 부여하여 계산을 시작하였다. 부적절한 초기값이 계산에 미치는 영향을 최소화하기 위해 여러 주기의 반복계산이 요구되며 같은 위상각을 갖는 이전 주기의 물리량과 현주기의 물리량이 상대오차 1% 이내에서 만족할 때 물리량들의 시간에 따른 변화가 주기성 정상상태(periodic steady state)에 도달한 것으로 간주하였고, 보통 7~8 주기정도 가 요구되었다.

5. 결과 및 고찰

본 연구에서는 Fig. 2에 보이고 있는 물리영역 내부의 왕복유동 열전달현상을 수치적으로 고찰하는데 있어서 주요 매개변수에 해당하는 Womersley수 β , 재생기의 두께비 δ 및 재생기 메쉬크기의 영향을 알아보기 위하여 다음과 같은 기준조건을 선정하였다. 기준조건으로는 피스톤 사이의 거리와 반지름의 비가 $6(L/a=6)$ 이고, 피스톤의 행정거리는 반지름과 동일($\Delta x=a$)하며, 왕복유동 각속도 ω 가 12π rad/s(즉, Womersley수 $\beta=17.99$), 재생기두께 s 가 2.5 cm(즉, 재생기두께비 $\delta=0.5$) 및 재생기의 메쉬크기가 150(메쉬지름 0.06 mm, 공극률 0.754)인 경우를 선정하였다. 이 기준조건으로부터 왕복유동 각속도 ω 를 12π 에서 6π , 24π 로, 재생기 두께 s 를 2.5에서 1.25, 5 및 메쉬크기를 150에서 50, 100 및 200(각각 메쉬지름 0.23, 0.1 및 0.05 mm, 공극률 0.645, 0.711 및 0.729)으로 변화시키면서 8가지 경우에 관한 수치계산을 수행하여 왕복유동 각속도, 재생기의 두께 및 재생기의 메쉬크기가 열전달에 미치는 영향에 대해 고찰하였다.

논의의 편의를 위하여 고온 실린더 벽면에서의 Nusselt수 Nu , 공간평균 Nusselt수 \overline{Nu} 및 시간

평균 Nusselt수 \overline{Nu}_{av} 등을 아래와 같이 정의하였다. 저온 실린더 벽면에서의 Nusselt수를 정의하지 않은 이유는 이후의 고찰에서도 언급되겠지만 유동의 주기성으로 인한 온도구배의 주기적 변화 때문에 고온 실린더 벽면에서의 Nusselt수와 저온 실린더 벽면에서의 Nusselt수는 180° 의 위상차를 갖을 뿐 그 값이 동일하기 때문이다.

$$Nu = \frac{ha}{k}$$

$$h = \left\{ -k \frac{\partial T}{\partial r} \right\}_{r=a} / (T_h - T_c) \quad (25)$$

$$\overline{Nu} = \int NudS / \int dS \quad (26)$$

$$\overline{Nu}_{av} = \int \overline{Nu} dS / \int dt \quad (27)$$

여기서, h 는 실린더 고온 벽면에서의 국소대류 열전달계수이고, S 는 고온 T_h 로 유지되는 실린더 벽면의 표면적을 가리킨다.

또한 재생기의 열적효율을 알아보기 위하여 아래와 같이 재생기의 효율을 정의하였다.

$$\eta_r = Q_{act} / Q_{max}$$

$$= (T_{h,in} - T_{c,out}) / (T_{h,in} - T_{c,in}) \quad (28)$$

이때,

$$Q_{max} = \dot{m} C_p (T_{h,in} - T_{c,in})$$

$$Q_{act} = \dot{m} C_p (T_{h,in} - T_{c,out}) \quad (29)$$

$$T_{h,in} = \int \left[\int_{m>0} \dot{m} T dA / \int_{m>0} \dot{m} dA \right] dt / \int dt \Big|_{x=(L+\Delta x-s)/2}$$

$$T_{c,in} = \int \left[\int_{m<0} \dot{m} T dA / \int_{m<0} \dot{m} dA \right] dt / \int dt \Big|_{x=(L+\Delta x+s)/2}$$

$$T_{c,out} = \int \left[\int_{m>0} \dot{m} T dA / \int_{m>0} \dot{m} dA \right] dt / \int dt \Big|_{x=(L+\Delta x+s)/2} \quad (30)$$

이다.

5.1 타당성 검토

본 수치계산의 타당성을 검증하기 위해서 Fig. 4와 같이 피스톤 사이의 거리가 반지름의 30배이고, 재생기가 존재하지 않는 모델을 선정하여 계산을 수행한 후, 양 피스톤 중앙지점에서의 속도분포를 이전 연구에 의하여 구해진 엄밀해(exact solution)

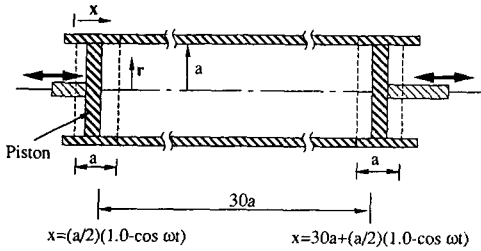


Fig. 4 Schematic diagram of model for comparison

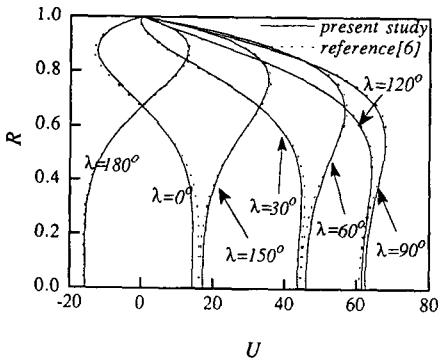


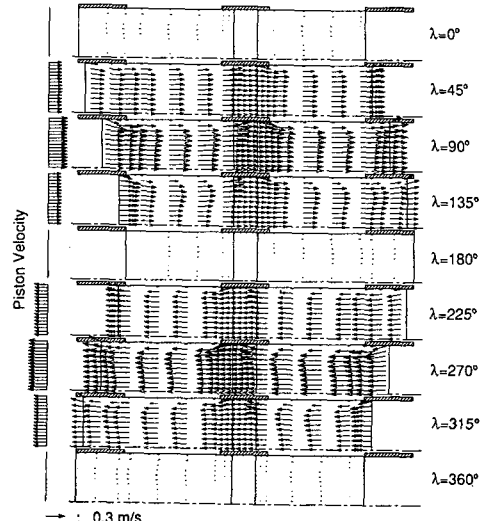
Fig. 5 The comparison of velocity-u between reference⁽⁶⁾ and present work during a half cycle at $\omega=12\pi$ rad/s, $L/a=30$ without regenerator

와 비교하였다. 이에 관한 결과를 Fig. 5에서 보여 주고 있으며, 그림에서 종축은 속도의 크기, 횡축은 중심축으로부터의 거리이고, λ 는 주기적 정상 상태에 도달한 후의 위상각($0 \leq \lambda \leq 360^\circ$)이다. 또한 점선은 Lee⁽⁶⁾가 구한 속도분포로서 1차원 비정상해이며 실선은 본 연구에서 구한 속도분포이다. 이때 Womersley수 β 의 값은 17.99이다. 본 연구의 수치해석결과와 Lee의 결과는 상당히 잘 일치하고 있음을 볼 수 있다. 이로부터 본 연구에서 사용한 이동경계를 이용한 수치계산방법이 타당하다는 것을 검증할 수 있다.

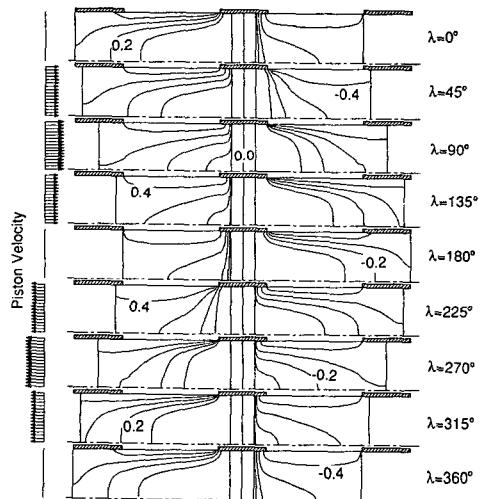
5.2 기준조건에서의 유동장 및 온도분포

기준조건인 경우, 위상각 λ 를 45°씩 증가시키면서 속도벡터와 등온도분포를 Fig. 6(a)와 (b)에 나타내었다. 그림에서 빗금친 부분은 단일인 부분을 나타내고, 재생기가 존재하는 부분을 사각형으로 표시하였으며, Fig. 6(a)의 좌측부분에 나타낸 속도 벡터는 좌우측 피스톤의 속도벡터이다. 또한 그 하단에 기준 속도벡터를 표시하였다.

위상각 λ 가 0° , 180° 와 $360^\circ(=0^\circ)$ 인 시점에서



(a) Velocity vectors



(b) Isotherms

Fig. 6 Velocity vectors and isotherms during a cycle with regenerator

속도벡터의 크기가 다른 위상각에서의 속도벡터 크기보다 상대적으로 작게 나타남을 관찰할 수 있는데 이는 위상각 λ 가 0° , 180° 과 360° 인 위상각에서 피스톤의 속도가 0이기 때문에 나타나는 현상이다. 그림에도 실린더 내부에 미약한 유동장이 형성된 것을 관측할 수 있는데, 이는 피스톤이 정지한 순간으로서 이전 시간에서의 내부 작동유체의 운동에 의한 관성력의 작용이다. 또한 동일한 위상각에서 대칭축 부근의 속도벡터와 실린더 벽면근처의 속도

벡터의 방향이 서로 반대방향이거나 속도벡터의 크기가 실린더의 중심 근처보다 실린더 벽면근처에서 더욱 크게 나타남을 볼 수 있다. 그 이유는 작동유체가 실린더 중앙부근에서는 관성력의 지배를 받고 실린더의 벽면근처에서는 주로 점성력의 지배를 받기 때문에 나타난 현상이다. 이러한 속도 크기의 영향으로 일반적인 원관 유동에서의 벽면 속도구배보다 왕복유동에서의 속도구배가 크고, 이러한 속도구배는 열전달을 향상시키는 원인이 된다. 또한 피스톤속도의 절대값이 같은 위상각인 45°, 225°과 135°, 315°인 경우를 비교해 보면 전체적인 속도벡터의 크기가 위상각이 135°과 315°인 경우보다 45°과 225°인 경우에 작음을 볼 수 있다. 이러한 현상은 피스톤의 주기적인 왕복유동에 기인하며, 피스톤의 속도가 계속 증가하는 경우의 내부 속도벡터의 크기가 속도가 감소하는 경우의 것보다 크기 때문이다. 위상각 λ 가 0°에서 90°로 증가함에 따라 속도벡터의 크기가 증가하다 위상각 λ 가 90°에서 180°인 영역에서는 속도벡터의 크기가 감소하는 현상을 볼 수 있는데 이는 피스톤의 속도가 정현파적으로 변화하기 때문이다. 따라서 실린더내부 속도의 절대값은 위상각 λ 가 90°와 270°인 위상각에서 최대값을 가지며 $\lambda=0^\circ$ 및 180°인 위상각에서 최소값을 갖는다. 이에 따라 실린더 벽면에서 위상각의 변화에 따른 속도구배는 피스톤의 속도가 최대가 되는 위상각에서 가장 크며 피스톤의 속도가 0인 위상각에서는 최소 속도구배를 보일 것임을 예상할 수 있다.

$\lambda=45^\circ\sim 135^\circ$ 인 위상각에서의 속도벡터를 관찰해 보면 좌측 피스톤 상부의 속도벡터가 대칭축 쪽으로 편향되고, 우측 피스톤 상부의 속도벡터는 실린더 벽면 쪽으로 편향되어 있음을 볼 수 있다. 그 이유는 아래와 같이 설명될 수 있다. 실린더의 단면적은 실린더 벽면 근처가 대칭축 부근보다 크고, 피스톤과 피스톤에서 약간 떨어진 실린더 벽면 부근의 x -방향속도를 비교하면 피스톤 표면에서의 속도가 실린더 벽면 부근의 속도보다 크기 때문에 피스톤의 속도로 인한 피스톤 표면의 질량 플럭스는 실린더 벽면 부근에서의 것보다 크다. 이러한 질량 플럭스의 차이가 좌측 실린더 내부 벽면 근처의 속도벡터를 대칭축 쪽으로 편향시킨다고 사료된다. 동일한 이유로 우측 피스톤 실린더 벽면 근처의 속도벡터는 실린더 벽면 쪽으로 편향되고 있다.

재생기 내부에서 대칭축 부근의 속도벡터의 크기

와 실린더 벽면 근처에서 속도벡터의 크기가 비슷한데 이는 압력강하 요인이 고르게 분포되어 있다는 가정⁽¹⁴⁾을 사용하여 재생기를 다공성 물질로 취급하였기 때문이다. 또한 재생기 좌측의 실린더 벽면 근처 속도벡터가 실린더 벽면 쪽으로 편향되어 있고, 재생기 우측에서는 대칭축 쪽으로 편향되어 있음을 볼 수 있다. 이는 재생기내의 속도가 위치에 관계 없이 거의 일정하여 앞에서 논의한 좌우측 피스톤 부근의 실린더 벽면 근처의 속도편향과 동일한 원인 때문이라고 사료된다.

위상각을 45°씩 증가시키며 실린더 내부의 등온선을 9개의 등간격으로 Fig. 6(b)에 나타내었다. 위상각 λ 가 0°에서 180°로 시간이 진행함에 따라 작동유체가 좌측 피스톤 쪽에서 우측 피스톤 쪽으로 흘러가 등온선이 고온측 실린더 내부에 밀집되어 있다가 넓게 분포된 후에 저온측 실린더 내부에 다시 밀집되고 있음을 볼 수 있고, 위상각 λ 가 180°에서 360°로 진행되는 경우에는 그 반대현상이 일어남을 볼 수 있다. 위상각 λ 가 0°인 경우와 45°인 경우에는 고온측 공간의 등온선은 비슷한 지점에 위치하고, 위상각 λ 가 180°인 경우와 225°인 경우의 저온측 등온선이 비슷한 지점에 위치하는데 이는 앞에서 설명한 유체 관성력의 영향으로 사료된다. 위상각이 0°~45°인 경우 등온선이 고온측 실린더 내부에 밀집되어 있고, 위상각이 135°~180°인 경우에는 저온측 실린더 내부에 밀집되어 있는 것으로 보아 두 실린더 벽면에서의 온도구배는 180°의 위상차를 갖을 것이라는 것과 고온측 실린더 벽면에서의 온도구배가 최대가 될 때 저온측 실린더 벽면에서는 온도구배는 최소가 될 것임을 예측할 수 있다. 또한 재생기 내부에는 하나의 등온선만이 존재하는데 이는 재생기 내부의 온도가 균일하다는 것을 의미하며 재생기의 열물성치가 유체의 열물성치에 비해 상당히 크기 때문이라고 사료된다.

5.3 재생기가 없는 경우에서의 유동장 및 온도 분포

기준조건에서 위상각을 45°씩 증가시키면서 속도벡터와 온도분포를 각각 Fig. 7(a)와 (b)에 나타내었다. 그림에서 빗금친 부분은 단열인 구간을 나타낸다.

또한 Fig. 7(a)의 좌측에 피스톤의 속도를 표시하였고, 그 하단에는 기준속도를 표시하였다. 그림의

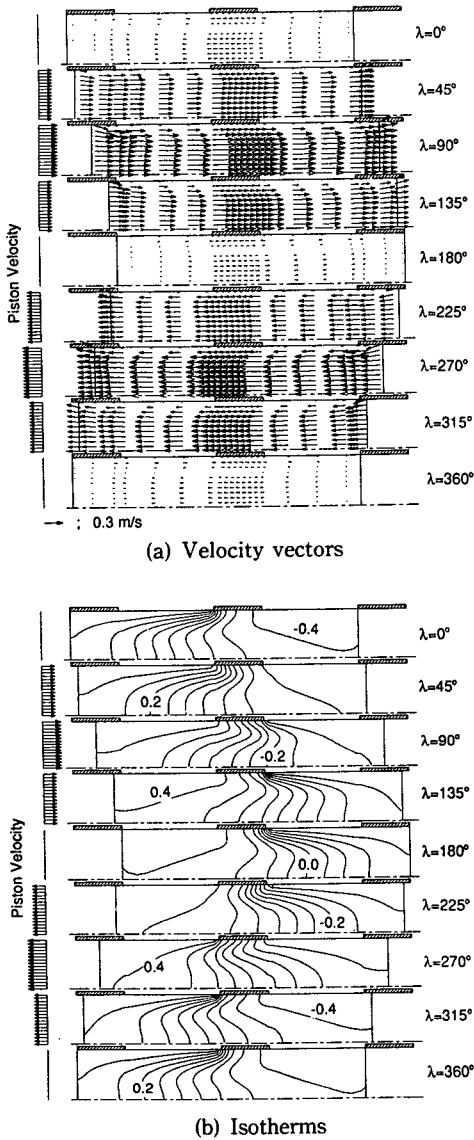


Fig. 7 Velocity vectors and isotherms during a cycle without regenerator

대체적인 경향은 Fig. 6(a)와 유사하고 다만 재생기가 존재하지 않기 때문에 재생기의 존재로 인한 영향은 전혀 보이지 않고 있다.

위상각을 45°씩 증가시켜가며 실린더 내부의 등온선을 등간격으로 9등분하여 Fig. 7(b)에 나타내었다. 재생기가 존재하는 경우인 Fig. 6(b)에서 재생기의 좌우에 같은 수의 등온선이 존재하고 등온선의 간격이 일정하지 않음과는 달리, 재생기가 존재하지 않는 Fig. 7(b)에서는 등온선이 어느 정도 일

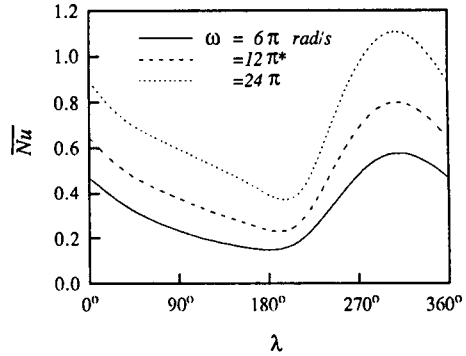


Fig. 8 The spatial averaged Nusselt number at the wall of hot cylinder during a cycle for various angular velocities, *; reference condition

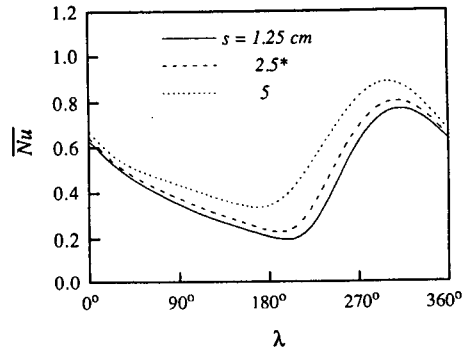


Fig. 9 The spatial averaged Nusselt number at the wall of hot cylinder during a cycle for various thickness regenerator, *; reference condition

정한 간격을 유지하며 분포되어 있는 것을 볼 수 있다.

5.4 왕복유동 각속도가 열전달에 미치는 영향

다른 조건이 기준조건과 동일하고 왕복유동 각속도 ω 가 6π , 12π 및 24π rad/s인 경우 고온측 실린더 벽면에서의 공간 평균 Nusselt수 \overline{Nu} 의 변동을 위상각에 따라 Fig. 8에 나타내었다. 이 그림에서 횡축은 위상각($0^\circ \leq \lambda \leq 360^\circ$)이며 종축은 고온측 실린더 벽면에서의 공간 평균 Nusselt수의 값을 나타낸다. 그림에서 한 주기 동안의 공간 평균 Nusselt수 \overline{Nu} 를 보면 근사적으로 정현파에 가깝게 변화하고 있음을 볼 수 있다. 이는 한 주기동안 유동장의 세기가 정현파적으로 변화하기 때문이라 사료된다. 왕복유동 각속도가 24 π 로 기준조건에서의 Nusselt수가 전반적으로 기준조건에서의 Nusselt수보다 크게 분포하는 데 이는 단위시간당

Table 2 Properties of regenerator for various mesh size

Mesh size	Porosity(ϵ)	Wire diameter	Conductivity ratio(R_k)	Heat capacity ratio(R_c)	Darcy number(Da)
50	0.645	0.23 mm	20.28	3759	2.5×10^{-7}
100	0.711	0.1 mm	16.69	2776	9.56×10^{-8}
150*	0.754	0.06 mm	14.36	2228	5.67×10^{-8}
200	0.729	0.05 mm	15.71	2539	2.93×10^{-8}

*; Reference condition

피스톤이 왕복하는 회수가 기준조건인 경우보다 많기 때문이다. 즉, 실린더 내부의 작동유체가 저온면과 고온면 사이를 왕복하는 회수가 증가하기 때문에 고온면에서의 열전달률을 나타내주는 \overline{Nu} 값은 왕복유동 각속도가 큰 경우에 크게 나타난다. 왕복유동 각속도가 기준조건보다 2배 증가한 경우 시간평균 Nusselt수 \overline{Nu}_{av} 는 46.73% 증가하고, 왕복유동 각속도가 기준조건에서 1/2배 감소한 경우에는 31.46% 감소한다.

5.5 재생기의 두께가 열전달에 미치는 영향

재생기의 두께 s 가 1.25, 2.5 및 5 cm인 경우 위상각에 따라 고온 실린더 벽면에서 공간평균 Nusselt수 \overline{Nu} 의 변화를 Fig. 9에 나타냈으며 이때 다른 조건은 기준조건과 동일하고 재생기의 두께 s 만이 변수이다. 이 그림에서 보이는 \overline{Nu} 의 값은 3가지 재생기두께에서 한 주기동안 정현파적으로 변화하고 있으며 이는 앞서 논의한 한 주기 동안의 유동 세기의 증감과 관련이 있다. 재생기두께가 증가할수록 Nusselt수가 전 위상각 영역에서 증가했음을 볼 수 있는데 이는 재생기 내부의 열물성치가 유체의 열물성치에 비해서 커서 열전달이 잘되는 영역이 증가하여 일어나는 현상이라 사료된다. 재생기의 두께 s 가 기준조건인 2.5에서 5로 2배 증가할 때 시간평균 Nusselt수 \overline{Nu}_{av} 는 18.09% 증가하고, 1.25로 1/2배 감소할 때는 7.53% 감소한다.

5.6 재생기의 메쉬크기가 열전달에 미치는 영향

재생기의 메쉬크기를 여러가지로 변화시켜 가며 위상각에 따른 공간평균 Nusselt수 \overline{Nu} 의 변화를 Fig. 10에 나타내었다. 그림에서 재생기의 메쉬 크기의 변화는 공간평균 Nusselt \overline{Nu} 를 거의 변화시키지 못함을 볼 수 있다. 이는 메쉬크기가 작을때

는 메쉬지름이 커지고 메쉬크기가 클 때는 메쉬 지름이 작아져 재생기내의 열물성치의 변화를 야기하는 공극률의 변화가 최소 0.645에서 최대 0.754로 그리 크지 않고 다른 변수들의 변화도 크지 않기 때문에 Nusselt수에 거의 영향을 미치지 못하기 때문이라 사료된다. 메쉬크기의 변화에 따르는 내부 물성치 및 Darcy수 등을 메쉬크기에 따라 Table 2에 보였다. 재생기의 메쉬크기가 기준조건인 150에서 50 및 100으로 변화하면 시간평균 Nusselt수 \overline{Nu}_{av} 는 각각 1.18% 및 0.58% 감소하고, 200으로 변화하면 0.35% 증가한다.

5.7 매개변수들이 재생기의 효율에 미치는 영향

각 매개변수들이 재생기에 미치는 영향을 알아보기 위하여 각 경우의 재생기 효율을 Table 3에 표시하였다. 상첨자 *은 기준조건임을 나타낸다. 표에서 왕복유동 각속도가 증가하면 재생기의 효율이 낮아짐을 볼 수 있는데 이는 왕복유동 각속도가 증

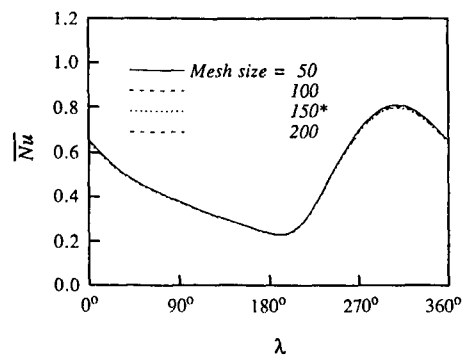


Fig. 10 The spatial averaged Nusselt number at the wall of hot cylinder during a cycle for various mesh size of regenerator, *; reference condition

Table 3 Efficiency of regenerator for various condition

Condition	Value	Efficiency of regenerator
Angular velocity	3 Hz	0.931
	6 Hz*	0.869
	12 Hz	0.791
Thickness of regenerator	2.5 cm	0.628
	5 cm*	0.869
	10 cm	0.967
Mesh size of regenerator	50	0.595
	100	0.838
	150*	0.869
	200	0.967

* ; Reference condition

가함에 따라 내부유체의 속도가 증가하여 재생기와 내부 작동유체가 열전달을 할 수 있는 시간이 짧아지기 때문이라 사료된다. 재생기의 두께가 증가함에 따라 재생기의 효율이 증가함을 볼 수 있는데 이는 재생기의 체적이 증가하여 내부유체와 재생기 사이의 열전달 면적이 증가했기 때문이라고 사료된다. 또한 재생기의 메쉬크기가 증가함에 따라 식 (28)로 정의된 재생기의 효율이 증가함을 볼 수 있는데 이것 역시 재생기 내의 유효열전달 면적이 증가하였기 때문이라 사료된다. 하지만 Fig. 10에서 보았듯이 실린더 벽면과 실린더내부 작동유체 사이의 열전달량이 비슷한 것으로 미루어 보아 재생기의 효율과 실린더 내외의 열전달량 사이에는 직접적인 관계가 없으리라 생각된다.

6. 결 론

재생기가 존재하는 실린더 내의 왕복유동에 의한 열전달을 수치적으로 해석한 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 피스톤이 좌측에서 우측으로 이동하는 경우, 좌측 피스톤 및 재생기 우측 실린더 벽면 근처에서의 속도벡터는 중심축 쪽으로 편향되고, 우측 피스톤 및 재생기 좌측 실린더 벽면 근처에서의 속도벡터는 실린더 벽면 쪽으로 편향됨을 볼 수 있다.

(2) 한 주기 동안 고온측 실린더 벽면에서의 시간 평균 Nusselt수 \overline{Nu}_{av} 는 왕복유동 각속도가 기준조건인 12π rad/s에서 24π rad/s로 2배 증가하는 경우에는 46.73% 증가하고, 6π rad/s로 1/2배 감소하는 경우에는 31.46% 감소한다.

(3) 재생기두께 s 가 2.5 cm에서 5 cm로 2배 증가한 경우 시간평균 Nusselt수 \overline{Nu}_{av} 는 18.09%로 증가한 반면에 1.25 cm로 1/2배 감소한 경우에는 7.53% 감소한다.

(4) 본 연구에서 채택한 범위내에서 재생기의 메쉬크기를 변화시켜도 시간평균 Nusselt수 \overline{Nu}_{av} 는 크게 변화하지 않는다.

(5) 재생기의 효율은 왕복유동 각속도가 감소할수록, 재생기의 두께가 증가할수록 그리고 재생기의 메쉬크기가 증가할수록 증가한다.

후 기

이 연구의 일부는 한국과학재단 지정 터보·동력 기계 연구센터의 지원으로 수행되었으며, 관계자 여러분께 감사의 말씀을 드립니다.

참고문헌

- (1) Urieli, I. and Berchowitz, D. M., 1984, *Stirling Cycle Engine Analysis*, Adam Hilger Ltd., Bristol.
- (2) Uchida, S., 1956, "The Pulsating Viscous Flow Superposed on the Steady Laminar Motion of Incompressible Fluid in a Circular Pipe," *ZAMP*, pp. 403~421.
- (3) Kurzweg, U. H., 1985, "Enhanced Heat Conduction in Oscillating Viscous Flows Within Parallel-Plate Channels," *J. Fluid Mech.*, Vol. 150, pp. 291~300.
- (4) Simon, T. W. and Seume, J. R., 1988, *A Survey of Oscillating Flow in Stirling Engine Heat Exchangers*, NASA Contractor Report 182108.
- (5) Kurzweg, U. H. and Zhao, L., 1984, "Heat Transfer by High-Frequency Oscillations," *Phys. Fluid*, Vol. 27, No. 11, pp. 2624~2627.
- (6) 이대영, 1994, 원관내 층류왕복유동에 의한 열전달, 서울, 서울대학교 박사학위논문.
- (7) Kim, S. Y., Kang, B. H. and Hyun, J. M., 1993,

- "Heat Transfer in the Thermally Developing Region of a Pulsating Channel Flow," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 36, No. 17, pp. 4257~4266.
- (8) Kim, S. Y., Kang, B. H. and Hyun, J. M., 1994, "Heat Transfer from Pulsating Flow in a Channel Filled with Porous Media," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 37, No. 14, pp. 2025~2033.
- (9) Zhao, A. X. and Kurzweg, U. H., 1990, "Extension of the SIMPLE Algorithm to Heat Transfer in Time-Periodic Flows with Moving Boundaries," *Numer. Heat Transfer*, Part B, Vol. 18, pp. 189~203.
- (10) Kaviany, M., 1991, *Principles of Heat Transfer in Porous Media*, Springer-Verlag, Hong Kong.
- (11) Ludgren, T. S., 1972, "Slow Flow Through Stationary Random Beds and Suspension of Spheres," *J. Fluid Mech.*, Vol. 51, pp. 273~299.
- (12) Beckermann, C., Ramadhyani, S. and Viskanta, R., 1987, "Natural Convection Flow and Heat Transfer Between a Fluid Layer and a Porous Layer Inside a Rectangular Enclosure," *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 109, pp. 363~370.
- (13) Kim, C. J. and Kaviany, M., 1992, "A Numerical Method for Phase Change Problems with Convection and Diffusion," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 35, No. 2, pp. 457~467.
- (14) Patankar, S. V., 1980, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-Hill, New York.
- (15) Patankar, S. V. and Spalding, D. B., 1978, "Computational Analysis of the Three Dimensional Flow and Heat Transfer in a Steam Generator," *Forsch. Ingenieurwes*, Vol. 44, pp. 47.