

맥동관냉동기의 엔탈피이동

Enthalpy transport in pulse tube refrigerators

강 영 구*, 정 은 수**
Y. G. Kang, E. S. Jeong

Key words : Pulse tube refrigerator(맥동관냉동기), Net enthalpy flow(정미엔탈피유동), Enthalpy streaming(정상상태의 엔탈피흐름), Mass streaming(정상상태의 질량흐름), Axial temperature gradient(축방향 온도구배), Two-dimensional model(2차원 모델)

Abstract

Enthalpy transport in a pulse tube was investigated by two-dimensional analysis of mass, momentum and energy equations assuming that the axial temperature gradient in the pulse tube is constant. Time-averaged second-order conservation equations of mass, momentum and energy were used to show the existence of steady mass streaming and enthalpy streaming. Effects of axial temperature gradient, velocity amplitude ratio and heat transfer between the gas and the wall on the steady mass streaming and enthalpy streaming were shown. Enthalpy loss due to the steady mass streaming is zero for basic and orifice pulse tube refrigerators, but it is proportional to the axial temperature gradient and steady mass flow rate through a pulse tube for double inlet pulse tube refrigerators.

기 호 설 명

A	: 맥동관의 단면적	i	: 허수단위($=\sqrt{-1}$)
C_p	: 정압비열	k	: 열전도도
H	: 평판사이의 거리의 1/2(Fig.1)	L	: 맥동관의 길이(Fig.1)
$\langle H \rangle$: 정미엔탈피유동	M_{total}	: 맥동관내의 작동가스의 총질량
$\langle H \rangle_{id}$: 1차 속도와 온도에 의한 이상적인 정미엔탈피유동	\dot{m}	: 질량유량
$\langle H \rangle_{st}$: 정상상태의 질량흐름에 의한 정미엔탈피유동	Ma	: 마하수($=\omega s_1/\sqrt{\gamma RT_H}$)
		p	: 압력
		Pr	: 프란틀수
		R	: 기체상수
		s_1	: $x=0$ 에서의 단면평균 변위길이(Fig.1)
		s_2	: $x=L$ 에서의 단면평균 변위길이(Fig.1)
		T	: 온도
		T_H	: $x=L$ 에서의 온도, 기준온도

* 홍익대학교 대학원

** 홍익대학교 기계공학과

- t : 시간
- u : 벽에 평행한 방향의 속도(Fig.1)
- \bar{u} : 벽에 평행한 방향의 속도의 단면평균(Fig.1)
- v : 벽에 수직한 방향의 속도(Fig.1)
- x : 벽에 평행한 방향의 좌표(Fig.1)
- y : 벽에 수직한 방향의 좌표(Fig.1)

그리스 문자

- ϕ : 맥동관 양쪽의 속도의 위상차
- γ : 비열비
- μ : 점도
- ρ : 밀도
- ω : 각속도

상첨자

- * : 무차원변수

하첨자

- 0 : 축방향 온도구배가 0일 때의 값
- 1 : 1차항
- 2 : 2차항
- m : 평균값
- s : 2차항의 정상성분

1. 서 론

맥동관냉동기는 극저온냉동기의 수명을 저하시키는 저온마찰부가 없으므로 신뢰성이 높고 저온부의 진동이 적으며, 또한 구조가 간단하다는 장점들을 갖고 있다. 1963년 Gifford와 Longsworth⁽¹⁾에 의하여 개발된 기본형 맥동관냉동기에 비하여 냉동용량이 크게 향상된 오리피스 맥동관냉동기(orifice pulse tube refrigerator)가 1984년 Mikulin 등⁽²⁾에 의하여 제안된 이후 맥동관냉동기의 냉동용량과 효율을 향상시키고 최저냉동온도를 낮추려는 연구들이 활발히 진행되고 있다.^(3~7)

맥동관냉동기의 냉동효과는 맥동관 내부의 정미엔탈피이동(net enthalpy transport)에 의하여 발

생하므로 맥동관냉동기의 성능향상을 위해서는 맥동관 내부에서 일어나는 작동가스의 유동과 열역학적 거동을 이해하는 것이 필요하다. Lee 등⁽⁸⁾은 기본형과 오리피스형 맥동관냉동기 내부에 정상상태의 대규모 흐름(steady large scale streaming) 형태의 이차유동(secondary flow)이 존재한다는 것을 실험적으로 보였고, 이 이차유동에 수반되는 정상상태의 엔탈피흐름(enthalpy streaming)이 맥동관냉동기의 성능을 저하시키는 손실로 작용한다고 제안하였다. 지금까지 거의 모든 맥동관냉동기의 성능해석에 사용되고 있는 1차원 모델은 작동가스와 맥동관벽 사이의 열전달과 마찰을 무시하였으므로 Lee 등에 의하여 보여진 이차유동의 존재를 고려할 수 없다. 따라서, 이차유동이 맥동관에서 일어나는 엔탈피유동에 미치는 영향을 규명하기 위하여는 2차원 이상의 해석방법이 필요하다.

맥동관 내부의 유동과 열역학적 거동에 대한 2차원 해석은 Rott⁽⁹⁾, Jeong과 Smith⁽¹⁰⁾, Jeong⁽¹¹⁾, 이호진 등⁽¹²⁾, 그리고 Lee 등⁽¹³⁾에 의하여 수행되었다. Rott⁽⁹⁾는 긴 관에서 축방향 성분만 갖는 주기적 외부음향속도는 계산되었고 유체의 점도가 매우 낮다는 가정하에 경계층 외부의 속도를 구하여 이차유동에 대한 열전도의 영향을 보였다. Jeong과 Smith⁽¹⁰⁾는 축방향 온도구배가 없는 기본형 맥동관냉동기 형태의 장치내에서 정상상태의 이차유동이 존재한다는 것을 보였다. Jeong⁽¹¹⁾은 맥동관벽의 축방향 온도구배가 매우 작고 경계층의 두께가 얇은 경우에 대하여 기본형 맥동관냉동기 내부의 이차유동의 해를 해석적으로 구하였고 축방향 온도구배가 이차유동에 미치는 영향을 보였다. Jeong이 구한 정상상태의 이차유동은 경계층 바깥에서 Rott⁽⁹⁾의 근사해와 잘 일치하였다. 이호진 등⁽¹²⁾은 축방향 온도구배가 큰 경우에도 적용할 수 있는 수치적 모델을 제시하여 기본형 맥동관냉동기 내부의 2차 온도와 속도를 구하였다. Lee 등⁽¹³⁾은 축방향 온도구배가 없는 오리피스 맥동관냉동기의 맥동관에 2차원 모델을 적용하여 정상상태의 질량흐름(mass streaming)의 존재를 보였고 맥동관벽과 작동가스 사이의 열전달이 정미엔탈피유동에 미치는 영향을 보였다. Liang 등⁽¹⁴⁾은 맥동관 내부의 작동가스를 벽과 인접한 온도경계층 영역과 열전달

과 마찰을 무시할 수 있는 온도경계층 바깥 영역으로 나눈 복합맥동관모델(compound pulse tube model)을 사용하여 맥동관냉동기를 해석하였다.

맥동관냉동기에서 맥동관 내부의 작동가스는 축방향 온도구배를 갖는 벽과 접하며 주기적으로 속도와 압력이 변화한다. 본 논문에서는 맥동관의 축방향 온도구배가 일정하다고 가정하여 작동가스의 질량, 운동량, 에너지보존식 및 이상기체 상태방정식의 2차원 해석을 수행하였다. 2차 지배방정식들(second-order governing equations)을 시간평균하여 구한 정상상태의 2차 질량보존식, 운동량보존식, 에너지보존식을 사용하여 정상상태의 질량흐름과 엔탈피흐름의 존재를 규명하였다. 축방향 온도구배와 맥동관 양쪽의 속도의 비 등이 맥동관 내부에서 일어나는 정미엔탈피유동과 정상상태의 질량흐름, 그리고 맥동관냉동기의 주요 손실로 작용하는 정상상태의 질량흐름에 의한 엔탈피손실에 미치는 영향을 알아보았다.

2. 해석모델 및 지배방정식

Fig.1은 두 평행평판으로 근사한 맥동관을 나타낸다. 맥동관의 단면은 원형실린더 형태를 갖고 있지만 해석을 간단히 하기 위하여 평행평판으로 근

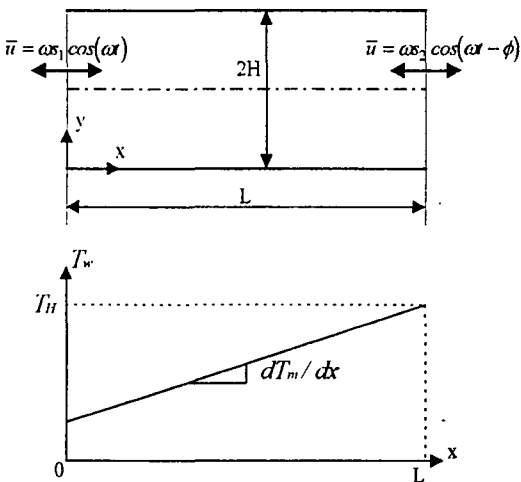


Fig.1 Schematic diagram of a pulse tube and wall temperature profile

사하였다. $x=0$ 은 맥동관과 저온열교환기 사이의 경계를 나타내고 $x=L$ 은 맥동관과 고온열교환기 사이의 경계를 나타낸다. 맥동관냉동기에서 저온열교환기의 온도, 즉 냉동온도는 작동조건에 따라 변하나 고온열교환기의 온도는 거의 일정하므로 $x=L$ 에서의 온도 T_H 는 일정하며, 평판들의 축방향 온도구배는 dT_m/dx 로 일정하다. 작동가스는 각속도 ω 로 왕복운동을 하는데, 맥동관 양쪽 끝에서 변위길이(displacement length)의 단면평균은 각각 s_1, s_2 이고 위상차는 ϕ 이다. $x=L$ 에서의 변위길이 s_2 가 0이면 기본형 맥동관냉동기에 해당하고, 오리피스 맥동관냉동기나 이중입구 맥동관냉동기에서는 s_2 가 0이 아닌 값을 갖는다.

맥동관의 2차원 해석에 사용된 주요 가정들은 다음과 같다.

- (1) 가스의 왕복운동의 진폭 s_1, s_2 는 맥동관의 길이 L 에 비하여 작다.
- (2) 평판 사이의 거리 $2H$ 는 맥동관의 길이 L 에 비하여 매우 작으므로 x -방향으로의 온도와 속도의 구배는 y -방향의 온도와 속도에 비하여 무시할 수 있다. 또한, 압력은 맥동관의 한 단면에서 균일하다.
- (3) 평판의 열용량은 가스의 열용량보다 매우 크므로 평판의 온도는 시간에 대하여 일정하다. 작동가스가 움직이지 않을 때 평판과 가스의 온도는 평균온도 $T_m(x)$ 로 같다.
- (4) 작동가스의 점도 μ , 열전도도 k , 정압비열 C_p 등의 물리적 성질은 일정하다.
- (5) 가스는 이상기체이고 유동은 층류이다.

2.1 속도, 온도, 밀도, 압력의 1차해

위의 가정들을 사용하여 구한 질량, 운동량, 에너지보존식들과 이상기체의 상태방정식은 Jeong⁽¹¹⁾에 기술되어 있다. 지배방정식의 변수들을 다음과 같이 무차원화할 수 있는데

$$x^* = \frac{x}{L} \quad y^* = \frac{y}{H} \quad t^* = \frac{t}{1/\omega} \quad u^* = \frac{u}{\omega s_1}$$

$$v^* = \frac{v}{\omega s_1 H/L} \quad T^* = \frac{T}{T_H} \quad p^* = \frac{p}{p_0} \quad \rho^* = \frac{\rho}{\rho_0} \quad (1)$$

여기서 p_0 와 ρ_0 는 각각 축방향 온도구배 dT_m/dx

가 0일 때의 평균압력과 평균밀도이다. 무차원화된 속도, 온도, 밀도의 1차해는 다음과 같이 표현되는데, 1차해들의 실수부만 물리적 의미를 갖는다.

$$u_1^*(x^*, y^*, t^*) = i \frac{s_1/L}{\gamma Ma^2} \frac{1}{\rho_m^*} \frac{d\hat{p}_1^*}{dx^*} \left\{ 1 - A(\beta, y^*) \right\} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} v_1^*(x^*, y^*, t^*) = & i \frac{s_1/L}{\gamma Ma^2} \frac{1}{\rho_m^*} \frac{d^2 \hat{p}_1^*}{dx^{*2}} \left[-y^* + E(\beta) \right. \\ & \left. - \frac{C(\beta, y^*)}{(1+i)\beta} \right] + i \frac{s_1/L}{\gamma Ma^2} \frac{1}{p_m^*} \frac{dT_m^*}{dx^*} \frac{d\hat{p}_1^*}{dx^*} \left[-y^* \right. \\ & \left. + G(\beta, y^*) \right] + i \frac{1}{\gamma (s_1/L)} \frac{\hat{p}_1^*}{p_m^*} \left[-y^* \right. \\ & \left. - (\gamma-1) \left\{ F(\beta) - \frac{D(\beta, y^*)}{(1+i)\beta\sqrt{Pr}} \right\} \right] \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T_1^*(x^*, y^*, t^*) = & \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{\hat{p}_1^*}{\rho_m^*} \left\{ 1 - B(\beta, y^*) \right\} \\ & - \frac{1}{\gamma Ma^2} \left(\frac{s_1}{L} \right)^2 \frac{1}{\rho_m^*} \frac{dT_m^*}{dx^*} \frac{d\hat{p}_1^*}{dx^*} \left\{ 1 - \frac{Pr}{1-Pr} A(\beta, y^*) \right. \\ & \left. + \frac{1}{Pr-1} B(\beta, y^*) \right\} \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho_1^*(x^*, y^*, t^*) = & \frac{1}{\gamma} \frac{\hat{p}_1^*}{T_m^*} \left\{ 1 + (\gamma-1) B(\beta, y^*) \right\} \\ & + \frac{1}{\gamma Ma^2} \left(\frac{s_1}{L} \right)^2 \frac{1}{T_m^*} \frac{dT_m^*}{dx^*} \frac{d\hat{p}_1^*}{dx^*} \left\{ 1 - \frac{Pr}{1-Pr} A(\beta, y^*) \right. \\ & \left. + \frac{1}{Pr-1} B(\beta, y^*) \right\} \quad (5) \end{aligned}$$

무차원화된 1차 압력을 $\hat{p}_1^*(x^*, t^*) = \hat{p}_1^*(x^*) e^{i\omega t^*}$ 형태로 놓으면 1차 압력의 파동방정식(wave equation)은 다음 식과 같이 표현할 수 있다.⁽¹²⁾

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx^*} \left[\left\{ 1 - E(\beta) \right\} \frac{d\hat{p}_1^*}{dx^*} \right] + \left\{ 1 - \frac{Pr}{Pr-1} E(\beta) \right. \\ \left. + \frac{1}{Pr-1} F(\beta) \right\} \frac{1}{T_m^*} \frac{dT_m^*}{dx^*} \frac{d\hat{p}_1^*}{dx^*} \\ + \frac{Ma^2}{(s_1/L)^2} \left\{ 1 + (\gamma-1) E(\beta) \right\} \frac{\hat{p}_1^*}{T_m^*} = 0 \quad (6) \end{aligned}$$

여기서

$$\begin{aligned} \beta = \frac{H}{\sqrt{2\mu/(\rho_0\omega)}} = \frac{H}{\sqrt{2\mu/(\rho_0\omega)}} \sqrt{\rho_m/\rho_0} \\ = \beta_0 \sqrt{\rho_m^*} \quad (7) \end{aligned}$$

$$\beta_0 = \frac{H}{\sqrt{2\mu/(\rho_0\omega)}} \quad (8)$$

$$A(\beta, y^*) = \frac{\cosh[(1+i)\beta(1-y^*)]}{\cosh[(1+i)\beta]} \quad (9)$$

$$B(\beta, y^*) = \frac{\cosh[(1+i)\beta\sqrt{Pr}(1-y^*)]}{\cosh[(1+i)\beta\sqrt{Pr}]} \quad (10)$$

$$C(\beta, y^*) = \frac{\sinh[(1+i)\beta(1-y^*)]}{\cosh[(1+i)\beta]} \quad (11)$$

$$D(\beta, y^*) = \frac{\sinh[(1+i)\beta\sqrt{Pr}(1-y^*)]}{\cosh[(1+i)\beta\sqrt{Pr}]} \quad (12)$$

$$E(\beta) = \frac{\tanh[(1+i)\beta]}{(1+i)\beta} \quad (13)$$

$$F(\beta) = \frac{\tanh[(1+i)\beta\sqrt{Pr}]}{(1+i)\beta\sqrt{Pr}} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} G(\beta, y^*) = & \frac{3Pr-1}{2(Pr-1)} \left\{ E(\beta) - \frac{C(\beta, y^*)}{(1+i)\beta} \right\} \\ & - \frac{1}{Pr-1} \left\{ F(\beta) - \frac{D(\beta, y^*)}{(1+i)\beta\sqrt{Pr}} \right\} \\ & + \frac{(1-y^*)}{2} A(\beta, y^*) - \frac{\tanh[(1+i)\beta]}{2} \\ & C(\beta, y^*) - \frac{1}{2\{\cosh[(1+i)\beta]\}^2} \quad (15) \end{aligned}$$

1차 축방향 속도(식(2))와 1차 축방향 속도의 경계조건 $\bar{u}_1(x=0, y, t) = \omega s_1 \cos(\omega t)$, $\bar{u}_1(x=L, y, t) = \omega s_2 \cos(\omega t - \phi)$ 에서 파동방정식(6)의 경계조건을 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\left. \frac{d\hat{p}_1^*}{dx^*} \right|_{x^*=0} = -\frac{i\rho_m^*\gamma Ma^2}{(s_1/L)\{1-E(\beta)\}} \quad (16)$$

$$\left. \frac{d\hat{p}_1^*}{dx^*} \right|_{x^*=1} = -\frac{i\rho_m^*\gamma Ma^2 (s_2/s_1)}{(s_1/L)\{1-E(\beta)\}} e^{-i\phi} \quad (17)$$

Fig.1의 맥동관에 영향을 미치는 무차원변수들은 1차해에서 알 수 있는 바와 같이 β_0 , s_1/L , s_2/s_1 , dT_m^*/dx^* , Ma , Pr , γ 이다. 맥동관냉동기의 무차원 변수들은 Lee 등⁽¹³⁾에 의하여 제시되었는데 본 논문의 β_0 의 제곱은 Lee 등이 제시한 Valensi수에 비례하고, L/s_1 은 팽창계수(expansion param-

ter), 그리고 s_2/s_1 은 맥동관 양쪽의 속도의 비에 해당한다.

한 맥동관냉동기에 작동가스를 일정한 양 충전한 후 성능평가를 할 때 작동가스의 평균압력은 작동 조건에 따라 변하나 맥동관냉동기 내부의 작동가스의 총질량은 일정하다. Fig.1의 맥동관의 축방향 온도구배가 dT_m/dx 일 때 평균온도는 $T_m(x) = T_{11} - dT_m/dx \times (L - x)$ 로 표현되므로 맥동관 내부의 총질량은 다음과 같다.

$$M_{total} = \int_0^L \rho_m(x) A dx = \int_0^L \frac{p_m}{RT_m(x)} A dx = \frac{p_m A}{R} \frac{1}{dT_m/dx} \ln\left(\frac{T_{11}}{T_{11} - (dT_m/dx)L}\right) \quad (18)$$

여기서 A 는 맥동관의 단면적이다. 축방향 온도구배가 0일 때의 작동가스의 총질량은 다음 식과 같이 표현된다.

$$M_{total} = \int_0^L \rho_0 A dx = \frac{p_0 AL}{RT_{11}} \quad (19)$$

맥동관냉동기 내부의 작동가스의 총질량은 일정하므로 식(18)과 (19)에서 무차원화된 평균압력은 다음과 같이 구할 수 있다.

$$p_m^* = \frac{p_m}{p_0} = - \frac{dT_m^*/dx^*}{\ln(1 - dT_m^*/dx^*)} \quad (20)$$

이상기체 상태방정식과 식(20)에서 무차원화된 평균밀도를 구하면 다음과 같다.

$$\rho_m^*(x^*) = \frac{\rho_m(x)}{\rho_0} = \frac{p_m/RT_m(x)}{p_0/RT_0} = \frac{p_m^*}{T_m^*(x^*)} = - \frac{dT_m^*/dx^*}{T_m^*(x^*) \ln(1 - dT_m^*/dx^*)} \quad (21)$$

2.2 시간평균된 2차 질량, 운동량, 에너지보존식

2차 질량보존식과 운동량보존식⁽¹¹⁾을 시간평균을 취하여 무차원화하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial \langle \rho_m^* u_1^* \rangle}{\partial x^*} + \rho_m^* \frac{\partial v_1^*}{\partial y^*} = - \frac{\partial \langle \rho_m^* u_1^* \rangle}{\partial x^*} - \frac{\partial \langle \rho_m^* v_1^* \rangle}{\partial y^*} \quad (22)$$

$$\frac{\partial^2 u_1^*}{\partial y^{*2}} = 2 \frac{\beta_0}{\gamma Ma^2} \frac{s_1}{L} \frac{dp_m^*}{dx^*} + 2\beta_0 \frac{s_1}{L} \rho_m^* \left\langle u_1^* \frac{\partial u_1^*}{\partial x^*} \right\rangle + 2\beta_0 \frac{s_1}{L} \rho_m^* \left\langle v_1^* \frac{\partial u_1^*}{\partial y^*} \right\rangle + 2\beta_0 \left\langle \rho_m^* \frac{\partial u_1^*}{\partial t^*} \right\rangle \quad (23)$$

여기서 $\langle \rangle$ 는 시간평균을 나타내고, u_1^* 와 v_1^* 는 각각 무차원화된 벽에 평행한 방향과 수직한 방향의 2차 속도의 정상성분을 나타낸다. p_m^* 는 무차원화된 2차 압력의 정상성분이다.

식(22)를 $y^*=0$ 에서 $y^*=1$ 까지 적분하면 v_1^* 와 ρ_m^* 는 $y^*=0$ 과 $y^*=1$ 에서 0이므로 다음과 같이 되고

$$\frac{\partial}{\partial x^*} \int_0^1 [\rho_m^* u_1^* + \langle \rho_m^* u_1^* \rangle] dy^* = 0 \quad (24)$$

식(24)를 x^* 에 관하여 적분하면 무차원화된 정미질량유량을 다음과 같이 얻을 수 있다.

$$\dot{m}_m^* = \frac{\dot{m}_m}{\rho_0 \omega s_1 H} = \int_0^1 [\rho_m^* u_1^* + \langle \rho_m^* u_1^* \rangle] dy^* = const. \quad (25)$$

여기서 $\rho_m^* u_1^*$ 는 축방향 2차 속도의 정상성분에 의한 질량유속, $\langle \rho_m^* u_1^* \rangle$ 은 축방향 1차 속도와 1차 밀도에 의한 정미질량유속을 나타낸다. 기본형이나 오리피스형 맥동관냉동기에서 맥동관의 한 단면을 통과하는 정미질량유량은 0이 되어야 하므로 $\dot{m}_m^* = 0$ 이다. 그러나, 이중입구 맥동관냉동기에서는 맥동관의 양쪽 끝이 이중입구 밸브에 의하여 연결되어 있으므로 정미질량유량이 0이 되지 않는다.⁽¹⁶⁾ 이중입구 맥동관냉동기를 수치해석한 Wang⁽¹⁶⁾의 결과에 의하면 맥동관을 통과하는 정미질량유량은 주기적으로 변화하는 질량유량의 진폭을 평균한 값의 약 5% 정도이다.

물리적 이해를 돕기 위하여 2차 에너지방정식은 무차원화하지 않았다. 시간평균을 취한 2차 에너지방정식은 다음과 같다.

$$-k \frac{\partial^2 T_s}{\partial y^2} + \rho_m C_p u_1 \frac{dT_m}{dx} = - \frac{\partial}{\partial x} \langle \rho_m C_p u_1 T_1 \rangle - \frac{\partial}{\partial y} \langle \rho_m C_p v_1 T_1 \rangle - \mu \left\langle u_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2} \right\rangle - \mu \left\langle \left(\frac{\partial u_1}{\partial y} \right)^2 \right\rangle - \langle \rho_m u_1 \rangle C_p \frac{dT_m}{dx} \quad (26)$$

식(26)을 $y=0$ 에서 $y=H$ 까지 적분하면 v_1 은 $y=0$ 과 $y=H$ 에서 0이고, $y=H$ 에서 $\partial T_s / \partial y = 0$ 이므로 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$-k \frac{\partial T_s}{\partial y} \Big|_{y=0} = \frac{d}{dx} \int_0^H \rho_m C_p \langle u_1 T_1 \rangle dy + C_p \frac{dT_m}{dx} \int_0^H [\rho_m u_s + \langle \rho_1 u_1 \rangle] dy \quad (27)$$

식(27)의 우변의 두번째 항에서 축방향 온도구배 dT_m/dx 는 상수이고, 또한 적분값도 식(25)에서 알 수 있는 바와 같이 상수이다. 식(27)의 좌변은 맥동관벽에서 작동가스의 열유속을 나타내므로

$$\dot{q}_s = -k \frac{\partial T_s}{\partial y} \Big|_{y=0} = \frac{d\langle H \rangle}{dx} \quad (28)$$

로 표현될 수 있는데, 여기서 $\langle H \rangle$ 는 $y=0$ 와 $y=H$ 사이를 통과하는 엔탈피유동의 시간평균, 즉 정미엔탈피유동이다. 식(27)과 (28)에서 $\langle H \rangle$ 를 구하면 다음과 같다.

$$\langle \dot{H} \rangle = \int_0^H \rho_m C_p \langle u_1 T_1 \rangle dy + C_p \frac{dT_m}{dx} \int_0^H [\rho_m u_s + \langle \rho_1 u_1 \rangle] dy \times x \quad (29)$$

식(29)의 우변의 첫번째 항은 주기적으로 변화하는 1차 속도와 온도에 의한 정미엔탈피유동(net enthalpy flow)이고, 두번째 항은 정상상태의 질량흐름에 의한 정미엔탈피유동을 나타낸다. 기본형과 오리피스형 맥동관냉동기에서는 정미질량유량이 0이므로 오직 1차 속도와 온도에 의한 정미엔탈피유동만 존재한다. 질량흐름에 의한 엔탈피유동이 없고 맥동관벽이 단열되었을 경우 1차 속도와 온도에 의한 정미엔탈피유동은 식(27)에서 알 수 있는 바와 같이 맥동관의 각 단면에서 일정인데, 이것을 이상적인 정미엔탈피유동이라 부른다. 맥동관 냉동기의 1차원 모델에서는 이상적인 엔탈피유동만 고려된다.

3. 수치해석 방법

1차 압력의 복소진폭 \hat{p}^* 은 파동방정식(6)을 수치적으로 적분하여 구하였다. 수치적분방법은 4차 Runge-Kutta 방법을 사용하였는데, 경계조건 식(16)과 $x^*=0$ 에서의 \hat{p}^* 를 가정하여 수치적분한 결과가 식(17)을 만족할 때까지 반복하여 계산한

다. \hat{p}^* 이 구해지면 식(2)~(5)에서 1차해들을 구할 수 있다.

2차 축방향 속도의 정상성분 u_s^* 는 식(23)을 \hat{p}^* 와 마찬가지로 4차 Runge-Kutta 방법을 사용하여 구하였다. u_s^* 의 경계조건은 $u_s^*(x^*, y^*=0)=0$, $\partial u_s^*/\partial y^*(x^*, y^*=1)=0$ 이므로 $\partial u_s^*/\partial y^*(x^*, y^*=0)$ 의 값을 가정하여 계산한 결과가 $\partial u_s^*/\partial y^*(x^*, y^*=1)=0$ 을 만족할 때까지 반복하여 계산하였다. 식(23)의 dp_s^*/dx^* 도 미지수인데, 식(23)에서 구한 u_s^* 가 정미질량유량식 (25)를 만족할 때까지 dp_s^*/dx^* 값을 다시 가정하여 반복계산한다.

4. 결과 및 토론

4.1 이상적인 정미엔탈피유동

1차 속도와 온도에 의한 이상적인 정미엔탈피유동을 무차원화하면 다음 식과 같다.

$$\langle \dot{H} \rangle_{id}^* = \frac{\langle \dot{H} \rangle_{id}}{\rho_0 C_p \omega S T_H H} = \int_0^1 \rho_m^* \langle u_1^* T_1^* \rangle dy^* \quad (30)$$

Fig.2는 오리피스 맥동관냉동기의 축방향 온도구배 dT_m^*/dx^* 가 0일 때의 무차원화된 정미엔탈피유동을 보여준다. x^* 가 증가할수록 정미엔탈피유동은 감소하는 것을 볼 수 있는데, 이것은 Lee 등⁽¹³⁾이 보인 결과와 같은 경향을 보여준다. β_0 가 증가할수록 정미엔탈피유동이 감소하는 기울기는 작아지고, 저온열교환기와 인접한 부분에서는 정미엔탈피유동은 감소하며 고온열교환기와 인접한 부분에서는 정미엔탈피유동이 증가한다. β_0 가 증가할수록 맥동관벽과 작동가스 사이의 열전달은 감소하므로 β_0 는 Lee 등⁽¹³⁾이 보인 Fourier수가 정미엔탈피유동에 미치는 영향과 같은 경향을 보인다.

맥동관냉동기의 맥동관벽의 축방향 온도분포는 냉동온도가 4K 정도로 매우 낮은 경우⁽¹⁷⁾를 제외하고는 열교환기들과 인접한 짧은 구간에서는 거의 일정하고, 열교환기들에서 먼 대부분의 구간에서는 축방향 온도구배가 거의 일정하다.^(18,19) 따라서, 본 연구에서 사용한 맥동관벽의 축방향 온도분포가 선형이라는 가정은 열교환기들과 인접한 부분을 제외한 맥동관에 대하여 유효한 가정이다.

축방향 온도구배가 정미엔탈피유동에 미치는 영

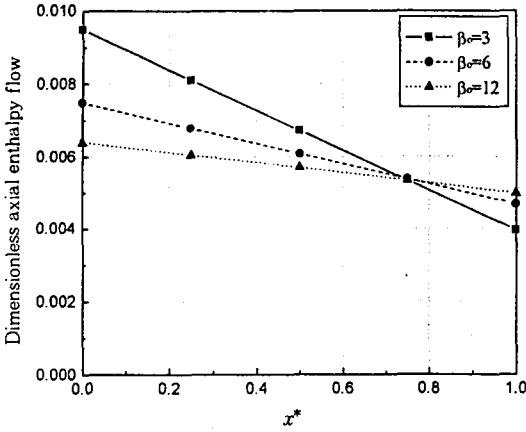


Fig.2 Dimensionless axial enthalpy flow vs. x^* for zero axial temperature gradient ($s_1/L=0.0875$, $Pr=0.7$, $\gamma=1.4$, $Ma=2 \times 10^{-4}$, $s_2/s_1=0.3$, $\phi=90^\circ$)

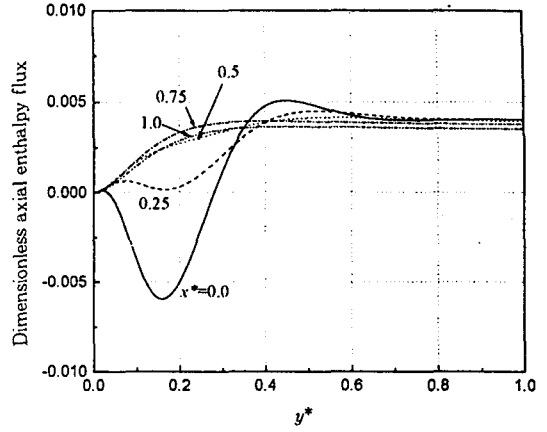


Fig.4 Dimensionless axial enthalpy flux profiles at several x^*s ($s_1/L=0.0875$, $Pr=0.7$, $\gamma=1.4$, $Ma=2 \times 10^{-4}$, $s_2/s_1=0.3$, $\beta_0=6$, $dT_m^*/dx^*=0.6$, $\phi=90^\circ$)

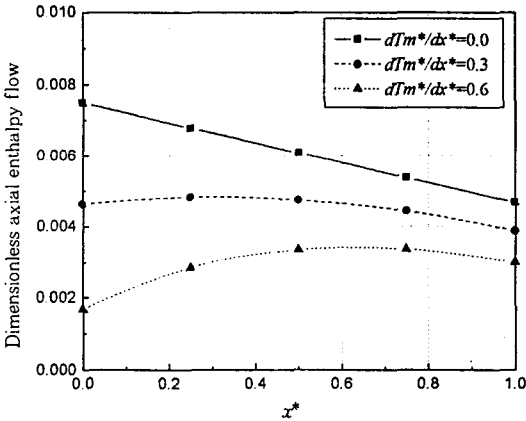


Fig.3 Dimensionless axial enthalpy flow vs. x^* for several axial temperature gradients ($s_1/L=0.0875$, $Pr=0.7$, $\gamma=1.4$, $Ma=2 \times 10^{-4}$, $s_2/s_1=0.3$, $\beta_0=6$, $\phi=90^\circ$)

향을 Fig.3에 보였다. dT_m^*/dx^* 가 0일 때는 정미엔탈피유동이 x^* 가 증가할수록 감소하나, $dT_m^*/dx^*=0.3, 0.6$ 일 경우에는 약간 증가하다가 감소하는 것을 볼 수 있다. 맥동관냉동기가 정상상태에 도달하면 맥동관의 외부가 단열되었을 경우 맥동관의 각 단면에서 맥동관벽의 축방향 열전도와 작동가스에 의한 정미엔탈피유동의 합은 일정할 것이다. 그러나, 본 연구에서는 맥동관벽의 온도가 시

간에 대하여 일정하다고 가정하였으므로 정미엔탈피유동이 축방향으로 증가하는 부분에서는 작동가스가 맥동관벽에서 정미열을 받고, 감소하는 부분에서는 작동가스에서 맥동관벽으로 정미열이 이동한다고 생각할 수 있다. 축방향 온도구배가 증가할수록 정미엔탈피유동이 감소하는 것을 볼 수 있는데, 이것은 다른 조건이 같을 때 냉동온도가 낮을수록 냉동용량이 감소하는 것으로 생각할 수 있다.

Fig.4는 $dT_m^*/dx^*=0.6$ 일 때의 축방향 정미엔탈피유속의 벽에 수직방향분포를 보여준다. 맥동관벽에서 먼 중심부에서 정미엔탈피유속은 균일한 분포를 보이고, 저온열교환기에서 고온열교환기의 방향으로 전달되며, 그 크기도 x^* 에 영향을 받지 않는다. $x^*=0$ 에서는 맥동관벽 가까이의 온도경계층에서 정미엔탈피가 저온열교환기 방향으로 전달되나 x^* 가 증가하면서 온도경계층 내부의 정미엔탈피유속이 증가하며 고온열교환기로 향하는 것을 볼 수 있다. 이러한 온도경계층 내부의 정미엔탈피유속의 크기와 방향의 변화때문에 Fig.3에 보인 바와 같이 저온열교환기에서 고온열교환기로 갈수록 정미엔탈피유동의 크기는 증가한다.

Fig.5는 $dT_m^*/dx^*=0.6$, $s_2/s_1=0.3$ 인 오리피스 맥동관냉동기의 정미엔탈피유동에 대한 β_0 의 영향을 보여준다. β_0 가 3, 6, 12일 경우 모두 x^* 가 증

가하면서 정미엔탈피유동은 증가하다가 최대값에 도달한 후 약간 감소하는 것을 볼 수 있다. β_0 가 작을수록 정미엔탈피유동이 감소하는데, β_0 가 작다는 것은 맥동관벽과 작동가스 사이의 열전달이 많다는 것을 의미하므로, 오리피스 맥동관냉동기의 경우 맥동관벽과 작동가스 사이의 열전달이 많을수록 냉동용량은 감소한다는 것을 알 수 있다.

맥동관 양쪽의 변위길이의 비(s_2/s_1), 즉 속도의 비가 정미엔탈피유동에 미치는 영향을 Fig.6에 나타내었다. 기본형 맥동관냉동기에서 고온열교환기 우측은 막혀 있으므로 $s_2/s_1=0.0$ 은 기본형 맥동관냉동기에 해당하고, $s_2/s_1 \neq 0$ 은 오리피스 맥동관냉동기나 이중입구 맥동관냉동기(double inlet pulse tube refrigerator)에 해당한다. $s_2/s_1=0.0$ 일 경우에는 정미엔탈피유동이 거의 0에 가깝고, $x^*=0$ 가까이에서 정미엔탈피유동이 음이므로 Fig.6의 계산조건($\beta_0=6$, $dT_m^*/dx^*=0.6$)에서는 냉동효과를 얻을 수 없다는 것을 의미한다. 기본형 맥동관냉동기의 냉동효과는 맥동관벽과 작동가스 사이의 열전달에 의한 표면열펌핑에 의하여 일어나므로 β_0 가 냉동효과를 얻기에는 너무 크다고 생각된다. s_2/s_1 이 증가할수록 정미엔탈피유동이 커지는 것을 알 수 있는데, 이것은 이중입구 맥동관냉동기가 오리피스 맥동관냉동기에 비하여 냉동용량을 크게 향

상시킬 수 있다는 것을 의미한다. 오리피스 맥동관냉동기에서는 압축기에서 나온 작동가스가 모두 저온열교환기를 통하여 맥동관으로 유입되나 이중입구 맥동관냉동기에서는 압축기를 나온 작동가스의 일부가 고온열교환기를 통하여 맥동관으로 유입되므로, 이중입구 맥동관냉동기가 오리피스 맥동관냉동기에 비하여 s_2/s_1 가 크다.

4.2 정상상태의 질량흐름

Fig.7은 오리피스 맥동관냉동기의 축방향 이차속도의 정상성분을 보여준다. u_z^* 는 벽 가까이와 중심부에서 고온열교환기에서 저온열교환기 방향으로 흐르며, 그 사이의 구간에서는 반대방향으로 흐른다. 축방향 온도구배 dT_m^*/dx^* 가 증가할수록 중심부의 속도와 벽과 중심부 사이의 고온열교환기 방향으로의 최대속도가 감소한다. 이러한 경향은 Jeong⁽¹¹⁾과 이호진 등⁽¹²⁾이 보인 기본형 맥동관냉동기의 이차유동의 결과와 비슷한 경향을 보이고 있다.

기본형과 오리피스 맥동관냉동기에서 맥동관의 한 단면을 통과하는 정미질량유량은 0이 되어야 한다. Fig.8은 정미질량유속의 벽에 수직한 방향으로의 분포를 보여준다. 맥동관의 한 단면에서 벽 가까이와 중심부에서는 질량이 고온열교환기에서

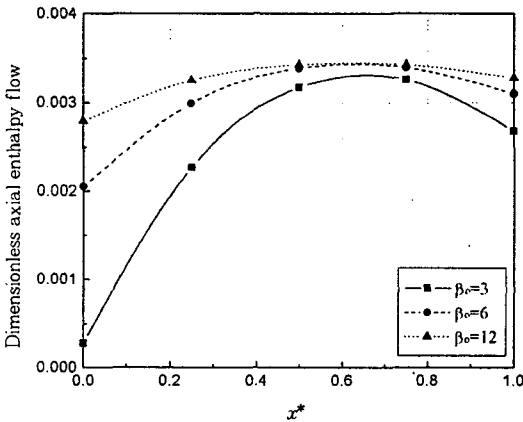


Fig.5 Dimensionless axial enthalpy flow vs. x^* for several β_0 's($s_1/L=0.0875$, $Pr=0.7$, $\gamma=1.4$, $Ma=2 \times 10^{-4}$, $s_2/s_1=0.3$, $dT_m^*/dx^*=0.6$, $\phi=90^\circ$)

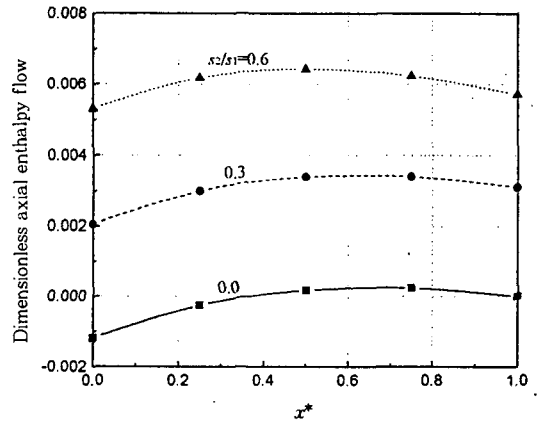


Fig.6 Dimensionless axial enthalpy flow vs. x^* for several velocity ratios($s_1/L=0.0875$, $Pr=0.7$, $\gamma=1.4$, $Ma=2 \times 10^{-4}$, $\beta_0=6$, $dT_m^*/dx^*=0.6$, $\phi=90^\circ$)

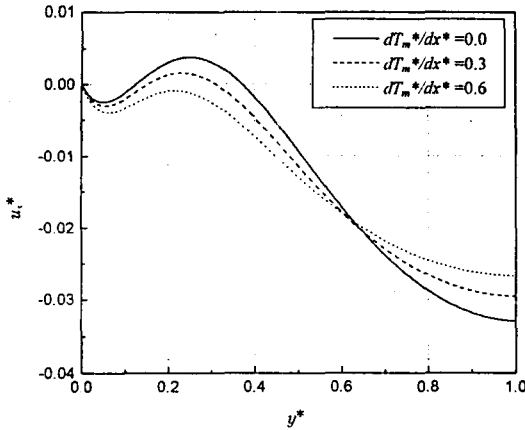


Fig.7 Dimensionless steady second order axial velocity profiles for several axial temperature gradients($s_1/L=0.0875$, $Pr=0.7$, $\gamma=1.4$, $Ma=2 \times 10^{-4}$, $s_2/s_1=0.3$, $\beta_0=6$, $\phi=90^\circ$, $x^*=0.5$)

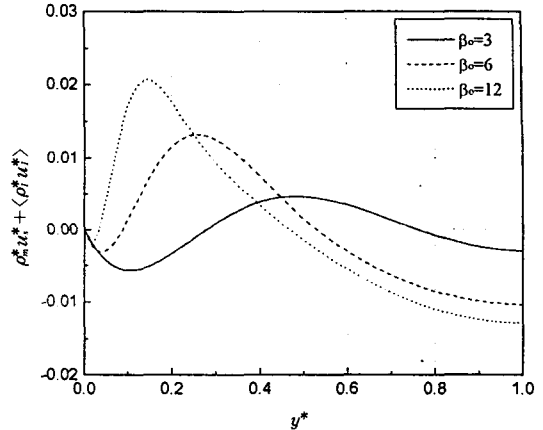


Fig.9 Dimensionless steady mass flux profiles for several β_0 's($s_1/L=0.0875$, $Pr=0.7$, $\gamma=1.4$, $Ma=2 \times 10^{-4}$, $s_2/s_1=0.3$, $dT_m^*/dx^*=0.6$, $\phi=90^\circ$, $x^*=0.5$)

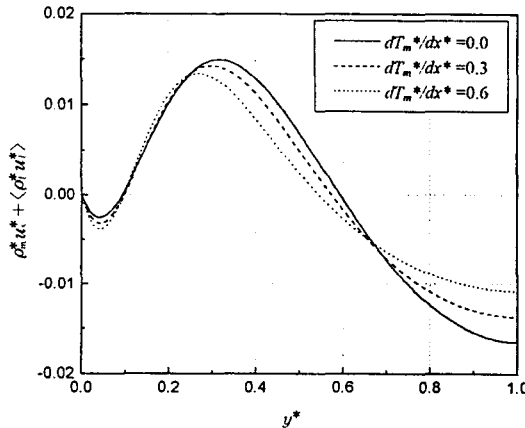


Fig.8 Dimensionless steady mass flux profiles for several axial temperature gradients ($s_1/L=0.0875$, $Pr=0.7$, $\gamma=1.4$, $Ma=2 \times 10^{-4}$, $s_2/s_1=0.3$, $\beta_0=6$, $\phi=90^\circ$, $x^*=0.5$)

저온열교환기 방향으로 이동하고, 그 사이에서는 반대방향으로 이동하는 것을 알 수 있다. 이러한 이중경계층(double boundary layer)의 존재는 Lee 등⁽¹³⁾에 의해서도 보여졌다. 축방향 온도구배 dT_m^*/dx^* 가 증가할수록 벽 가까이 제1경계층에서 저온열교환기 방향으로 흐르는 질량유속은 증가하나, 중심부의 질량유속과 제1경계층과 중심부 사이의

제2경계층의 질량유속의 크기는 감소한다. Fig.7과 8에서 축방향 2차 속도의 정상성분 u_i^* 에 의한 정미질량유량은 고온열교환기에서 저온열교환기로 흐르나, 축방향 1차 속도와 1차 밀도에 의한 정미질량유속 $\langle \rho^* u_i^* \rangle$ 에 의한 정미질량유량은 저온열교환기에서 고온열교환기로 흐르는 것을 알 수 있다.

Fig.9는 β_0 가 오리피스 맥동관냉동기의 정미질량유속에 미치는 영향을 보여준다. β_0 는 평판사이의 거리와 속도경계층의 비이므로 β_0 가 커질수록 경계층의 두께는 감소한다. β_0 가 증가할수록 제1경계층의 질량유속은 감소하나 제2경계층과 중심부의 질량유속의 크기는 증가한다. 정상상태의 질량흐름은 경계층 내부의 Reynolds 응력에 의하여 발생하고, 기본형과 오리피스 맥동관냉동기의 경우 경계층 바깥의 흐름은 한 단면의 정미질량유량이 0이 되도록 움직인다.⁽¹³⁾ 따라서, β_0 가 증가할수록 경계층의 두께가 얇아지고 Reynolds 응력의 크기가 증가하므로, 한 단면의 정미질량유량의 시간평균은 0이지만 β_0 가 증가할수록 저온열교환기에서 고온열교환기 방향으로 흐르는 정상상태의 질량유량과 고온열교환기에서 저온열교환기 방향으로 흐르는 질량유량의 크기는 증가한다.

맥동관 양쪽의 속도의 비(s_2/s_1)가 정미질량유속에 미치는 영향을 Fig.10에 나타내었다. s_2/s_1 이 증

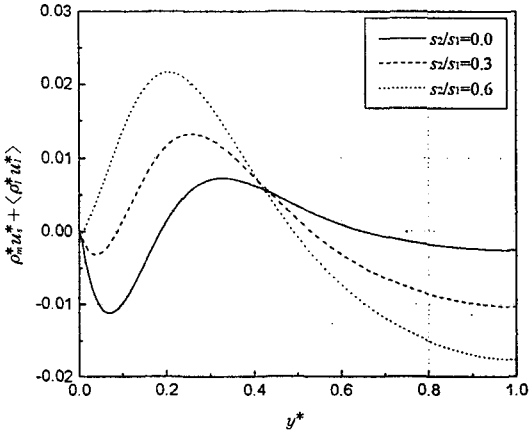


Fig.10 Dimensionless steady mass flux profiles for several velocity ratios($s_1/L=0.0875$, $Pr=0.7$, $\gamma=1.4$, $Ma=2 \times 10^{-4}$, $\beta_0=6$, $dT_m^*/dx^*=0.6$, $\phi=90^\circ$, $x^*=0.5$)

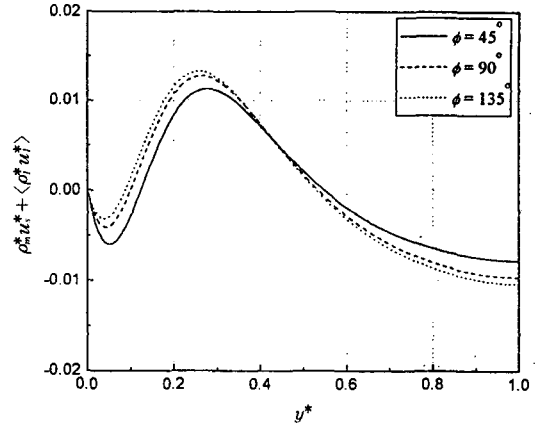


Fig.11 Dimensionless steady mass flux profiles for several phase angles($s_1/L=0.0875$, $Pr=0.7$, $\gamma=1.4$, $Ma=2 \times 10^{-4}$, $s_2/s_1=0.3$, $\beta_0=6$, $dT_m^*/dx^*=0.6$, $x^*=0.5$)

가할수록 제1계층 내부의 고온열교환기에서 저온열교환기 방향으로 흐르는 질량유량은 감소한다. $s_2/s_1=0.6$ 일 경우에는 벽 가까이 제1계층은 거의 존재하지 않는다. s_2/s_1 이 증가할수록 제2계층의 저온열교환기에서 고온열교환기 방향으로 흐르는 정미질량유속의 최대값이 증가하고, 정미질량유속이 최대가 되는 위치가 벽 가까이로 이동하는 것을 볼 수 있다. s_2/s_1 이 커질수록 정상상태의 질량흐름의 크기가 증가하는데, 이것은 기본형 맥동관냉동기보다 오리피스 맥동관냉동기와 이중입구 맥동관냉동기로 갈수록 정상상태의 질량흐름이 커진다는 것을 의미한다.

Fig.11은 맥동관 양쪽의 속도의 위상차가 정미질량유속에 미치는 영향을 보여준다. 오리피스형과 이중입구 맥동관냉동기에서 맥동관 양쪽의 속도의 위상차는 90° 에 가까우므로 위상차를 45° , 90° , 135° 로 변화시켜 보았다. 위상차가 커질수록 제1계층 내부의 질량유속은 감소하나, 제2계층과 중심부의 질량유속은 증가한다. 속도의 위상차가 정미질량유속에 미치는 영향은 β_0 나 맥동관 양쪽의 속도의 비(s_2/s_1)가 정미질량유속에 미치는 영향에 비하여 작은 것을 알 수 있다.

저온열교환기에서 고온열교환기 방향으로의 맥동관의 위치에 따른 정미질량유속분포의 변화를

Fig.12에 나타내었다. x^* 가 증가할수록 정미질량유속의 크기가 감소하는데, 이것은 $s_2/s_1=0.3$ 이므로 고온열교환기로 갈수록 1차 속도가 감소하기 때문으로 생각된다.

4.3 정상상태의 질량흐름에 의한 엔탈피손실

정상상태의 질량흐름은 운동량계층 내부의 Reynolds 응력에 의하여 발생한다.⁽¹³⁾ Fig.8, 9, 10에서 볼 수 있는 바와 같이 맥동관벽 가까이 운동량계층 내부에서 Reynolds 응력에 의한 정상상태의 질량흐름은 고온열교환기에서 저온열교환기 방향이다. 기본형과 오리피스형 맥동관냉동기에서는 맥동관의 한 단면을 통과하는 정미질량유량이 0이어야 하므로 식(25)의 $\dot{m}^*=0$ 을 만족하기 위하여 계층 외부의 정상상태의 흐름이 일어난다.⁽¹³⁾ 그러므로, 기본형과 오리피스형 맥동관냉동기에서는 식(29)에서 알 수 있는 바와 같이 정상상태의 질량흐름에 의한 정미엔탈피유동은 존재하지 않는다. 그러나, 이중입구 맥동관냉동기의 경우에는 맥동관의 양쪽 끝이 이중입구밸브에 의하여 연결되어 있으므로 정미질량유량이 0이 아니고 Reynolds 응력에 의한 정상상태의 질량흐름의 방향으로 흐를 것이다. 정상상태의 질량흐름이 고온열교환기에서 저온열교환기 방향으로 존재하면 고

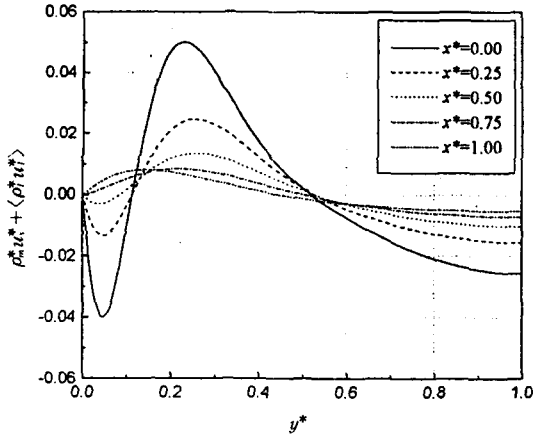


Fig.12 Dimensionless steady mass flux profiles at several x^* 's ($s_1/L=0.0875$, $Pr=0.7$, $\gamma=1.4$, $Ma=2 \times 10^{-4}$, $s_2/s_1=0.3$, $\beta_0=6$, $dT_m^*/dx^*=0.6$, $\phi=90^\circ$)

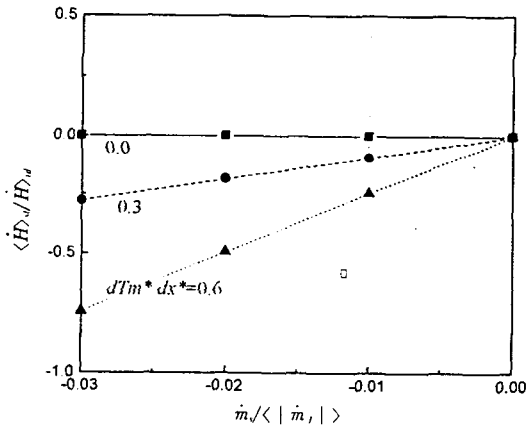


Fig.13 Effects of steady mass flow and axial temperature gradient on the enthalpy streaming loss of DPT ($s_1/L=0.0875$, $Pr=0.7$, $\gamma=1.4$, $Ma=2 \times 10^{-4}$, $s_2/s_1=0.3$, $\beta_0=6$, $\phi=90^\circ$)

온열교환기에서 저온열교환기로 엔탈피가 직접 흐르게 되어 냉동용량을 감소시키게 되므로 정상상태의 질량흐름은 맥동관냉동기에 손실로 작용하게 된다.^(5,13) 이중입구 맥동관냉동기에서 식(29)의 우변의 첫째 항, 즉 이상적인 정미엔탈피유동이 일정하다고 가정하면, $\dot{m}^* < 0$ 이므로 고온열교환기에서의 정미엔탈피유동은 저온열교환기에서의 정미엔

탈피유동보다 식(31)의 값만큼 감소하게 되는데, 이것을 정상상태의 질량흐름에 의한 엔탈피손실 또는 정상상태의 엔탈피흐름(enthalpy streaming)이라 부른다.

$$\langle \dot{H} \rangle_{st} = C_p \frac{dT_m}{dx} \int_0^H [\rho_m u + \langle \rho_1 u_1 \rangle] dy \times L = \dot{m}_1 C_p \Delta T_m \quad (31)$$

여기서 ΔT_m 은 고온열교환기와 저온열교환기의 온도차이다.

축방향 온도구배와 정미질량유량이 엔탈피흐름과 이상적인 엔탈피유동의 비, $\langle \dot{H} \rangle_{st} / \langle \dot{H} \rangle_{st}$ 에 미치는 영향을 Fig.13에 나타내었다. 정상상태의 질량흐름에 의한 엔탈피손실은 축방향 온도구배와 정상상태의 질량흐름의 크기에 비례하는 것을 알 수 있다. 또한, 정상상태의 질량흐름에 의한 엔탈피손실은 Lee 등⁽¹³⁾이 예측한 바와 같이 1차 속도와 온도에 의한 이상적인 정미엔탈피유동의 1/10 정도의 크기를 갖는 것을 알 수 있다.

5. 결 론

본 논문에서는 맥동관의 축방향 온도구배가 일정하다고 가정하여 작동가스와 맥동관벽사이의 열전달과 마찰을 고려한 2차원 해석을 수행하였다. 정상상태의 2차 질량보존식, 운동량보존식, 에너지보존식을 사용하여 정상상태의 질량흐름과 엔탈피흐름의 존재를 규명하였으며, 축방향 온도구배의 맥동관 양쪽의 속도의 비 등이 맥동관 내부에서 일어나는 정미엔탈피유동과 정상상태의 질량흐름, 그리고 맥동관냉동기의 주요 손실로 작용하는 정상상태의 질량흐름에 의한 엔탈피손실에 미치는 영향을 알아보았다.

1차 속도와 온도에 의한 이상적인 정미엔탈피유동은 맥동관의 축방향 온도구배가 커질수록 감소하며, 맥동관의 양쪽의 속도의 비 s_2/s_1 와 β_0 가 커질수록 증가한다. 정상상태의 질량흐름의 크기는 맥동관의 양쪽의 속도의 비 s_2/s_1 와 β_0 가 커질수록 증가하나, 축방향 온도구배가 커질수록 감소한다. 정상상태의 질량흐름에 의한 엔탈피흐름은 엔탈피를 고온열교환기에서 저온열교환기로 직접 흐르게 하므로 맥동관냉동기의 냉동용량을 저하시키는 손실

로 작용한다. 기본형과 오리피스 맥동관냉동기에서는 맥동관의 정미질량유량이 0이므로 정상상태의 질량흐름에 의한 엔탈피손실은 없다. 그러나, 이중 입구 맥동관냉동기에서는 정상상태의 질량흐름에 의한 엔탈피손실은 축방향 온도구배와 정미질량유량에 비례하며, 이상적인 정미엔탈피유동의 약 1/10 정도의 크기를 갖는다.

후 기

이 연구는 1996년도 한국과학재단 연구비(과제 번호 : 961-1006-055-2) 지원에 의한 결과입니다. 관계자 여러분께 감사드립니다.

참 고 문 헌

1. Gifford, W. E. and Longsworth, R. C., 1963, "Pulse tube refrigeration", ASME Paper No. 63-WA-290.
2. Mikulin, E. I., Tarasov, A. A., and Shkrebyonock, M. P., 1984, "Low temperature expansion tubes", *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 29, pp. 629~637.
3. Richardson, R. N., 1986, "Pulse tube refrigerator-an alternative cryocooler?", *Cryogenics*, Vol. 26, pp. 331~340.
4. Storch, P. J. and Radebaugh, R., 1988, "Development and experimental test of an analytical model of the orifice pulse tube refrigerator", *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 33, pp. 851~859.
5. Zhu, S., Wu, P. and Chen, Z., 1990, "Double inlet pulse tube refrigerators; an important improvements", *Cryogenics*, Vol. 30, pp. 514~520.
6. David, M., Marchael, J. C., Simon, Y. and Guiloin, C., 1993, "Theory of ideal orifice pulse tube refrigerator", *Cryogenics*, Vol. 33, No. 2, pp. 154~161.
7. Wang, C., Ju, Y. L. and Zhou, Y., 1996, "The experimental investigation of a two-stage pulse tube refrigerator", *Cryogenics* Vol. 36, No. 8, pp. 605~609.
8. Lee, J. M., Kittel, P., Timmerhaus, K. D., and Radebaugh, R., 1993, "Flow patterns intrinsic to the pulse tube refrigerator", *Proceedings of the 7th International Cryocooler Conference*, pp. 125~139.
9. Rott, N., 1974, "The influence of heat conduction in acoustic streaming", *J. Appl. Math. Phys.*, Vol. 25, pp. 417~421.
10. Jeong, E. S. and Smith, J. L., Jr., 1992, "Secondary flow in reciprocating machinery", *Proceedings of ASME National Heat Transfer Conference*, Vol. 24, pp. 97~104.
11. Jeong, E. S., 1996, "Secondary flow in basic pulse tube refrigerators", *Cryogenics*, Vol. 36, No. 5, pp. 317~323.
12. 이호진, 채왕병, 정은수, 1997, "맥동관냉동기의 2차속도와 온도", *공기조화냉동공학 논문집*, 제9권, 제2호, pp. 239~248.
13. Lee, J. M., Kittel, P., Timmerhaus, K. D., and Radebaugh, R., 1995, "Steady Secondary Momentum and Enthalpy Streaming in the Pulse Tube Refrigerator", *Cryocoolers 8*, Plenum Press, New York.
14. Liang, J., Ravex, A., and Rollang, P., 1996, "Study on pulse tube refrigeration Part 2: Theoretical modelling", *Cryogenics*, Vol. 36, No. 2, pp. 95~99.
15. Lee, J. M., Kittel, P., Timmerhaus, K. D., and Radebaugh, R., 1996, "Useful scaling parameters for the pulse tube", *Advances in Cryogenic Engineering* Vol. 41, pp. 1347~1355.
16. Wang, C., 1997, "Numerical analysis of 4K pulse tube coolers: Part II. Performance and internal Processes". *Cryogenics*, Vol. 37, No. 4, pp. 215~220.
17. Wang, C., 1997, "Numerical analysis of 4K pulse tube coolers: Part I. Numerical Simulation", *Cryogenics*, Vol. 37, No. 4, pp. 207~214.

18. Wang, C., Wang, S. Q., Cai, J. H., and Yuan, Z., 1995, "Experimental study of multi-bypass pulse tube refrigerator", *Cryogenics*, Vol. 35, No. 9, pp. 555~558.
19. 이강선, 정은수, 최현오, 1994, "오리피스 맥동관냉동기의 수치적 해석", *공기조화냉동공학 논문집*, 제6권, 제3호, pp. 282~290.