

## 맥동관의 엔탈피유동에 대한 2차원 해석

### Two-Dimensional Analysis of Enthalpy Flow in a Pulse Tube

백상호\*, 정승철\*, 정은수\*\*

Sang-Ho Baek\*, Seung-Chul Jeong\*, Eun-Soo Jeong\*\*

**Abstract:** Enthalpy transport in a pulse tube was investigated by two-dimensional analysis of mass, momentum and energy equations of the gas as well as energy conservation of the tube wall. The mean temperature of the gas and the tube wall was obtained directly by assuming that the outer surface of a pulse tube wall is adiabatic. Axial profile of mean temperature is linear when the dimensionless frequency is small, but it deviates significantly from linear profile when the dimensionless frequency is large. Effects of operating frequency, tube wall thickness, velocity ratio and velocity phase angle between both ends of a pulse tube on net enthalpy flow were shown.

**Key Words:** pulse tube refrigerator, pulse tube, net enthalpy flow, two-dimensional analysis

#### 기호설명

$a$	음속 ( $=\sqrt{\gamma RT_m}$ )
$C_p$	정압비열
$\langle \dot{H} \rangle$	정미엔탈피유동
$i$	허수단위 ( $=\sqrt{-1}$ )
$k$	열전도도
$L$	맥동관의 길이 (Fig. 1)
$l$	맥동관벽의 두께
$Ma$	마하수 ( $=\omega s_1/\sqrt{\gamma RT_H}$ )
$p$	압력
$Pr$	프란틀수
$R$	기체상수, 맥동관의 반지름
$r$	반경방향 좌표 (Fig. 1)
$s_1$	$x=0$ 에서의 단면평균 변위길이 (Fig. 1)
$s_2$	$x=L$ 에서의 단면평균 변위길이 (Fig. 1)
$T$	온도
$T_H$	$x=L$ 에서의 온도, 기준온도
$t$	시간
$u$	$x$ -방향 속도
$\bar{u}$	$x$ -방향 속도의 단면평균 (Fig. 1)

$v$	$r$ -방향 속도
$x$	축방향 좌표 (Fig. 1)
$y$	$x$ 에 수직한 직교좌표 (Fig. 1)

#### 그리스문자

$\beta$	무차원화된 작동각속도 (식 (16))
$\gamma$	비열비
$\mu$	점도
$\rho$	밀도
$\phi$	맥동관 양쪽의 속도의 위상차
$\omega$	각속도

#### 상첨자

\* 무차원변수

#### 하첨자

0	축방향 온도구배가 0일 때의 값
1	1차항
2	2차항
$m$	시간평균
$s$	맥동관벽

## 1. 서 론

맥동관냉동기(pulse tube refrigerator)는 냉동기의 수명을 저하시키는 저온구동부가 없으므로 신뢰성이 높고 저온부의 진동이 적으며, 또한 구조가 간단하다는 장점을 갖고 있다. 맥동관냉동기는 신뢰성이 높다는 장점을 갖고 있으므로 초기에는 우주왕복선 탑재용이나 상온초전도체 냉각용의 소형 극저온냉동기로 개발되어 왔다. 그러나, 맥동관냉동기의 단점이었던 낮은 효율도 새로운 형태의 맥동관냉동기의 개발로 스틸링냉동기와 비슷한 수준으로 향상되었기 때문에 미국, 일본, 중국 등에서 소형 극저온냉동기 뿐만 아니라 대용량의 천연가스 액화용 냉동기나 전자부품을 극저온으로 냉각시키기 위한 냉동기로 실용화하려는 연구들이 매우 활발히 진행되고 있다.

맥동관냉동기의 냉동효과는 맥동관 내부의 정미엔탈피유동(net enthalpy transport)에 의하여 발생하므로 맥동관냉동기의 성능향상을 위해서는 맥동관 내부에서 일어나는 작동가스의 유동과 열역학적 거동을 이해하는 것이 필요하다. 지금까지 맥동관의 해석에 사용되어 온 1차원 모델들은 운동량과 열의 확산을 고려하지 않았기 때문에 이차유동(secondary flow)에 의한 정상상태의 대규모 흐름(steady large scale streaming)이나 가스와 맥동관벽 사이의 열전달이 맥동관냉동기의 성능에 미치는 영향을 규명할 수 없다.[1] 이러한 영향을 규명하기 위하여는 운동량과 열의 확산을 포함하는

\* 학생회원 : 홍익대학교 대학원 기계공학과 석사과정

\*\* 정 회 원 : 홍익대학교 기계공학과 부교수

원고접수 : 1999년 3월 01일

심사완료 : 1999년 4월 21일

2차원 해석모델이 필요하다.

맥동관 내부의 유동과 열역학적 거동에 대한 2차원 해석은 Jeong과 Smith[2], Jeong[3], 이호진 등[4], Lee 등[5], 그리고 강영구 등[6]에 의하여 수행되었다. 그러나, 지금까지의 연구들에서는 맥동관벽의 축방향 평균온도구배를 고려하지 않았거나, 평균온도분포가 선형적이라고 가정하여 축방향 온도구배가 이차유동과 엔탈피유동에 미치는 영향을 알아보았다. 그러므로, 지금까지의 연구결과들은 축방향 온도구배가 맥동관 내부의 정상상태의 질량흐름과 엔탈피유동에 미치는 영향을 정성적으로 예측하는데 유용하나 실제 맥동관냉동기의 맥동관 내부에서 일어나는 열 및 운동량의 전달현상들을 정량적으로 예측하는데 사용하기에는 곤란하다.

본 연구에서는 맥동관냉동기의 맥동관 내부에 있는 작동가스의 질량, 운동량, 에너지보존 뿐만 아니라 맥동관벽의 에너지보존도 동시에 고려하여 맥동관 내부에서 일어나는 열 및 운동량의 전달현상들을 정량적으로 예측할 수 있는 해석모델을 제시하였다. 맥동관의 외벽이 단열되었다는 조건을 이용하여 맥동관벽의 평균온도분포를 구하였다. 본 연구에서 제시된 맥동관의 해석모델을 이용하여 맥동관의 작동속도, 관벽의 두께, 맥동관 양쪽의 속도의 비와 위상차 등에 의하여 결정되는 무차원변수들이 무차원화된 정미엔탈피유동에 미치는 영향을 알아보았다.

## 2. 해석 모델

그림 1은 맥동관냉동기의 맥동관을 나타낸다. 그림 1에 보여진 맥동관의 왼쪽과 오른쪽에 저온열교환기와 고온열교환기가 각각 위치한다. 맥동관 내부의 작동가스는 맥동관 양쪽으로 들어오고 나가는 작동가스의 주기적인 운동에 의하여 압축과 팽창을 반복하며, 정미엔탈피는 저온열교환기에서 고온열교환기 방향으로 이동한다. 해석에 사용된 주요 가정들은 다음과 같다.

- (1) 가스의 왕복운동의 진폭  $s_1$ 과  $s_2$ 는 맥동관의 길이  $L$ 에 비하여 작다.
- (2) 맥동관의 반지름  $R$ 은 관의 길이  $L$ 에 비하여 매우 작으므로 작동가스의  $x$ -방향 온도와 속도의 구배는  $r$ -방향의 온도와 속도의 구배에 비하여 매우 작다. 또한, 압력은 맥동관의 한 단면에서 균일하다.
- (3) 작동가스가 움직이지 않을 때 맥동관벽과 작동가스의 온도는 평균온도  $T_m(x)$ 로 같다.
- (4) 작동유체는 이상기체이고, 유동은 층류이다.
- (5) 맥동관의 외벽은 단열되어 있다.

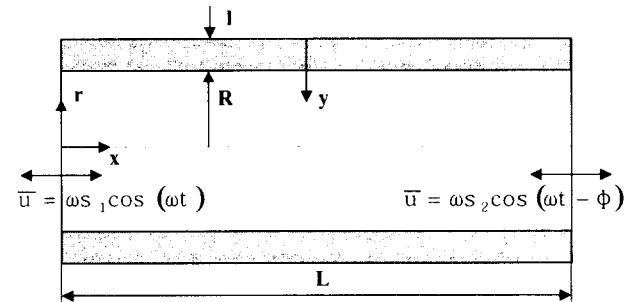


그림 1. 맥동관의 개략도.  
Fig. 1. Schematic diagram of a pulse tube.

위의 가정들을 이용하여 구한 작동가스의 질량보존, 운동량보존, 에너지보존, 이상기체 방정식과 맥동관벽의

에너지보존식은 다음과 같다.[7]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho v)}{\partial r} = 0 \quad (1)$$

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (2)$$

$$\rho C_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \left( \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} \right) + k \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \mu \left( \frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 \quad (3)$$

$$p = \rho RT \quad (4)$$

$$\rho_s C_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = k_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial y^2} \quad (5)$$

맥동관벽의 두께  $l$ 은 반지름  $R$ 에 비하여 매우 얇으므로 맥동관벽은 직교좌표로 해석하였다.

위의 지배방정식들의 해는 섭동법(perturbation method)을 이용하여 구하였다. 섭동법에서는 모든 변수들이 다음과 같이 시간평균항, 1차항, 그리고 고차항들의 합으로 표현된다.[8]

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_m + \rho_1 + \rho_2 + \dots & u &= 0 + u_1 + u_2 + \dots \\ v &= 0 + v_1 + v_2 + \dots & T &= T_m + T_1 + T_2 + \dots \\ p &= p_m + p_1 + p_2 + \dots & T_s &= T_{sm} + T_{s1} + T_{s2} + \dots \end{aligned} \quad (6)$$

식 (6)의 표현들은 지배방정식 (1)-(5)에 대입하고 1차항들만 모으면 다음과 같이 1차 지배방정식들을 구할 수 있다.

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m u_1)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho_m v_1)}{\partial r} = 0 \quad (7)$$

$$\rho_m \frac{\partial u_1}{\partial t} = - \frac{\partial p_1}{\partial x} + \mu \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial u_1}{\partial r} \right) \quad (8)$$

$$\rho_m C_p \left( \frac{\partial T_1}{\partial t} + u_1 \frac{dT_m}{dx} \right) = k \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) + \frac{\partial p_1}{\partial t} \quad (9)$$

$$\rho_1 = - \rho_m T_1 / T_m + \frac{\gamma}{a^2} p_1 \quad (10)$$

$$\rho_s C_s \frac{\partial T_{s1}}{\partial t} = k_s \frac{\partial^2 T_{s1}}{\partial y^2} \quad (11)$$

1차항들은 시간에 따라 주기적으로 변화하므로 다음과 같이 복소함수 형태로 표현할 수 있는데 실수부만이 물리적인 의미를 갖는다.

$$\begin{aligned} u_1(x, r, t) &= \hat{u}_1(x, r) e^{i\omega t} & v_1(x, r, t) &= \hat{v}_1(x, r) e^{i\omega t} \\ p_1(x, t) &= \hat{p}_1(x) e^{i\omega t} & T_1(x, r, t) &= \hat{T}_1(x, r) e^{i\omega t} \\ \rho_1(x, r, t) &= \hat{\rho}_1(x, r) e^{i\omega t} & T_{s1}(x, y, t) &= \hat{T}_{s1}(x, y) e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (12)$$

지배방정식의 해를 일반화하기 위하여 변수들을 다음과 같이 무차원화하고

$$\begin{aligned} x^* &= \frac{x}{L} & r^* &= \frac{r}{R} & t^* &= \frac{t}{1/\omega} & u^* &= \frac{u}{\omega s_1} \\ p^* &= \frac{p}{p_0} & v^* &= \frac{v}{\omega s_1 R/L} & T^* &= \frac{T}{T_H} & \rho^* &= \frac{\rho}{\rho_0} \end{aligned} \quad (13)$$

식 (12)의 표현들을 1차 지배방정식들에 대입하여 구한 무차원화된 1차속도와 온도는 다음 식들과 같이 표현된다.

$$\hat{u}_1^*(x^*, r^*) = i \frac{s_1/L}{\gamma Ma^2} \frac{1}{\rho_m^*} \frac{d\hat{p}_1^*}{dx^*} \left[ 1 - \frac{J_0[(i-1)\beta r^*]}{J_0[(i-1)\beta]} \right] \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \hat{T}_1^*(x^*, r^*) = & \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{\hat{p}_1^*}{\rho_m^*} \left[ 1 - \frac{1}{1+\epsilon_s} \right. \\ & \times \left. \frac{J_0[(i-1)\beta\sqrt{\text{Pr}} r^*]}{J_0[(i-1)\beta\sqrt{\text{Pr}}]} \right] \\ & - \frac{1}{\gamma Ma^2} \left( \frac{s_1}{L} \right)^2 \frac{1}{\rho_m^*} \frac{dT_m^*}{dx^*} \frac{d\hat{p}_1^*}{dx^*} \\ & \times \left[ 1 - \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}-1} \frac{J_0[(i-1)\beta r^*]}{J_0[(i-1)\beta]} \right. \\ & + \frac{1}{\text{Pr}-1} \frac{1+\epsilon_s f_\nu/f_x}{1+\epsilon_s} \\ & \times \left. \frac{J_0[(i-1)\beta\sqrt{\text{Pr}} r^*]}{J_0[(i-1)\beta\sqrt{\text{Pr}}]} \right] \quad (15) \end{aligned}$$

여기서

$$\beta = \frac{R}{\sqrt{2\mu/(\rho_m \omega)}} = \beta_0 \sqrt{\rho_m^*} \quad (16)$$

$$\beta_0 = \frac{R}{\sqrt{2\mu/(\rho_0 \omega)}} \quad (17)$$

$$f_\nu = 2 \frac{J_1[(i-1)\beta]/J_0[(i-1)\beta]}{(i-1)\beta} \quad (18)$$

$$f_x = 2 \frac{J_1[(i-1)\beta\sqrt{\text{Pr}}]/J_0[(i-1)\beta\sqrt{\text{Pr}}]}{(i-1)\beta\sqrt{\text{Pr}}} \quad (19)$$

$$\epsilon_s = -i \frac{\sqrt{k\rho_m C_p}}{\sqrt{k_s \rho_s C_s}} \frac{J_1[(i-1)\beta\sqrt{\text{Pr}}]/J_0[(i-1)\beta\sqrt{\text{Pr}}]}{\tanh[(1+i)\beta_s]} \quad (20)$$

$$\beta_s = \frac{l}{\sqrt{2k_s/(\rho_s C_s \omega)}} \quad (21)$$

$$Ma = \frac{\omega s_1}{\sqrt{\gamma RT_H}} \quad (22)$$

이다.

식 (10), (14), (15)를 이용하여 작동가스의 질량 보존식 (7)에  $r$ 을 곱하여  $r$ 에 관하여 0부터  $R$ 까지 적분하면 1차 압력의 파동방정식을 다음과 같이 구할 수 있고

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \hat{p}_1^*}{dx^{*2}} = & \frac{1}{1-f_\nu} \left[ \left\{ \frac{f_x - f_\nu}{(1-\text{Pr})(1+\epsilon_s)} - 1 + f_\nu \right\} \right. \\ & - 1.68014 \times \left. \left\{ 1 - f_\nu + \left( \frac{J_1[(i-1)\beta]}{J_0[(i-1)\beta]} \right)^2 \right\} \right] \frac{1}{T_m^*} \frac{dT_m^*}{dx^*} \frac{d\hat{p}_1^*}{dx^*} \\ & - \frac{Ma^2}{(s_1/L)^2} \frac{1 + (\gamma-1)f_x/(1+\epsilon_s)}{1-f_\nu} \frac{\hat{p}_1^*}{T_m^*} \quad (23) \end{aligned}$$

식 (14)와 1차 축방향 속도의 경계조건들에서 파동방정식의 경계조건을 구하면 다음과 같다.

$$\bar{u}_1(x=0, t) = \omega s_1 \cos(\omega t),$$

$$\bar{u}_1(x=L, t) = \omega s_2 \cos(\omega t - \phi)$$

$$\frac{d\hat{p}_1^*}{dx^*}(x^*=0) = - \frac{i\rho_m^* \gamma Ma^2}{(s_1/L)\{1-f_\nu\}} \quad (24)$$

$$\frac{d\hat{p}_1^*}{dx^*}(x^*=1) = - \frac{i\rho_m^* \gamma Ma^2 (s_2/s_1)}{(s_1/L)\{1-f_\nu\}} e^{-i\phi} \quad (25)$$

맥동관벽의 열전도와 맥동관 내부의 작동유체에 의한 축방향 정미엔탈피유동은 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \langle \dot{H} \rangle = & \int_0^R \left[ \rho_m C_p \langle u_1 T_1 \rangle + \left\langle -k \frac{\partial T}{\partial x} \right\rangle \right] 2\pi r dr \\ & + 2\pi R \int_0^l \left\langle -k_s \frac{\partial T_s}{\partial x} \right\rangle dy \quad (26) \end{aligned}$$

여기서  $\langle \rangle$ 은 시간평균을 나타낸다. 식 (26)을  $\pi R^2 \rho_0 C_p \omega s_1 T_H$ 로 나누어 다음과 같이 무차원화된 정미엔탈피유동을 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} \langle \dot{H}^* \rangle = & \left( \frac{1}{2} \right) \left( \frac{s_1}{L} \right) \frac{1}{Ma^2} \frac{\gamma-1}{\gamma^2} \frac{1}{\rho_m^*} \text{Im} \left[ \frac{d\hat{p}_1^*}{dx^*} \hat{p}_1^* \right. \\ & \times \left. \left( 1 - \tilde{f}_\nu - \frac{f_x - \tilde{f}_\nu}{(1+\epsilon_s)(1+\text{Pr})} \right) \right] \\ & + \left( \frac{1}{2} \right) \left( \frac{s_1}{L} \right)^3 \frac{1}{\gamma^2} \frac{1}{Ma^4} \frac{1}{1-\text{Pr}} \frac{1}{\rho_m^*} \frac{dT_m^*}{dx^*} \\ & \times \frac{d\hat{p}_1^*}{dx^*} \frac{d\tilde{p}_1^*}{dx^*} \text{Im} \left[ \tilde{f}_\nu + \frac{(f_x - \tilde{f}_\nu)(1+\epsilon_s f_\nu/f_x)}{(1+\epsilon_s)(1+\text{Pr})} \right] \\ & - \frac{(R/L)^2}{2\beta_0^2 \text{Pr} (s_1/L)} \left( 1 + 2 \frac{\beta_0^2}{\beta_s^2} \text{Pr} \left( \frac{l}{R} \right)^3 \frac{\rho_s C_s}{\rho_0 C_p} \right) \\ & \times \frac{dT_m^*}{dx^*} \quad (27) \end{aligned}$$

가정 (5)와 같이 맥동관의 외벽은 단열되어 있으므로 맥동관의 입의 단면을 통과하는 정미엔탈피유동은 일정하다.

맥동관 내부에 있는 작동가스의 질량이 일정하다고 가정하면 무차원화된 평균압력  $p_m^*$ 은 다음과 같이 표현된다.

$$p_m^* = \frac{\hat{p}_m}{p_0} = 1 / \int_0^1 \frac{1}{T_m^*(x^*)} dx^* \quad (28)$$

본 연구에서는 식 (25)와 (27)의 해를 4차 Runge-Kutta 방법을 사용하여 동시에 구하였다. 주어진 냉동온도  $T_c^* = T_m^*(x^*=0)$ 에 대하여 무차원화된 평균압력  $p_m^*$ 를 가정한다.  $x^*=1$ 에서의 온도조건  $T^*(x^*=1)=1$ 과 압력구배의 경계조건(식 (25))이 모두 만족될 때까지 정미엔탈피  $\langle \dot{H} \rangle^*$ 와  $x^*=0$ 에서의 압력  $\hat{p}_1^*(x^*=0)$ 을 변화시키며  $x^*=0$ 에서  $x^*=1$ 까지 계산을 반복한다.  $x^*=1$ 에서의 경계조건들이 만족되면 평균온도  $T_m^*(x^*)$ 를 사용하여 식 (28)에서  $p_m^*$ 를 계산하고 이 값을 이용하여 식 (25)와 (27)의 해를 다시

구한다.  $p_m^*$ 가 수렴될 때까지 이 과정을 반복하였다.

### 3. 결과 및 토의

본 연구의 계산에 사용된 무차원 변수들의 기준조건은  $s_1/L=0.1$ ,  $R/L=0.1$ ,  $Pr=0.7$ ,  $\gamma=5/3$ ,  $s_2/s_1=0.3$ ,  $\phi=90^\circ$ ,  $\beta_0=10$ ,  $\beta_s=0.5$ ,  $T_c^*=0.6$ 이다. 무차원화에 사용된 기준압력  $p_0=1\text{MPa}$ 이고 기준온도  $T_H=300\text{K}$ 이다.

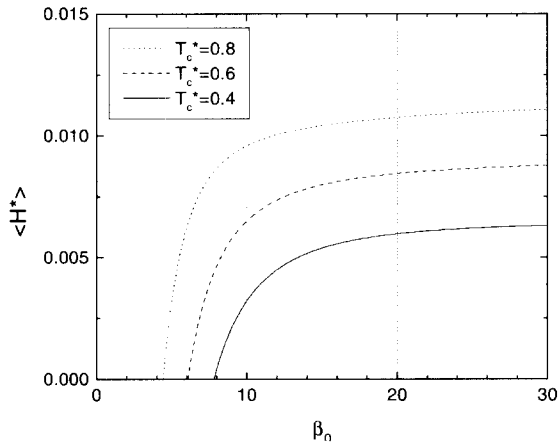


그림 2. 정미엔탈피유동에 대한  $\beta_0$ 의 영향.  
Fig. 2. Net enthalpy flow vs.  $\beta_0$ .

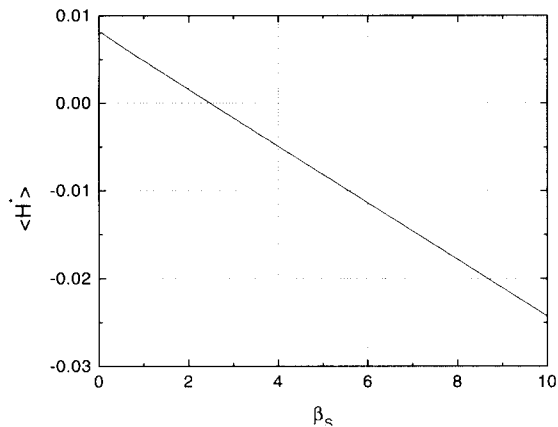


그림 3. 정미엔탈피유동에 대한  $\beta_s$ 의 영향.  
Fig. 3. Net enthalpy flow vs.  $\beta_s$ .

그림 2는 무차원 냉동온도  $T_c^*$ 가 각각 0.4, 0.6, 0.8인 경우에  $\beta_0$ 가 무차원 정미엔탈피유동에 미치는 영향을 보여준다. 식 (17)에서 알 수 있는 것처럼  $\beta_0$ 는 맥동관의 반지름과 속도경계층의 두께의 비를 의미한다. 작동각속도  $\omega$ 나 맥동관의 반지름  $R$ 을 바꾸어  $\beta_0$ 를 조절할 수 있는데 본 연구에서는 작동각속도  $\omega$ 를 변화시켰다. 그림 2에서  $\beta_0$ 가 일정할 경우 냉동온도

$T_c^*$ 가 낮아질수록 정미엔탈피유동, 즉 냉동용량은 감소하는 것을 볼 수 있다. 또한, 냉동온도  $T_c^*$ 가 일정한 경우에는  $\beta_0$ 가 증가할수록 정미엔탈피유동이 증가하는데, 이것은 오리피스 맥동관냉동기의 정미엔탈피유동이 작동각속도가 증가할수록 증가한다는 Rawlins 등

[9]과 Wu 등[10]의 결과와 같은 경향을 보인다.

맥동관벽의 두께와 관벽의 온도경계층의 두께의 비  $\beta_s$ 가 정미엔탈피유동에 미치는 영향을 그림 3에 나타내었다. 식 (21)에서 알 수 있는 것처럼 작동각속도  $\omega$ 가

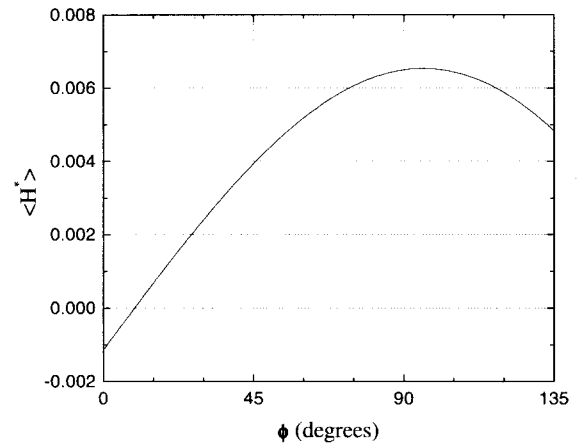


그림 4. 정미엔탈피유동에 대한 속도위상차의 영향.  
Fig. 4. Net enthalpy flow vs. velocity phase angle.

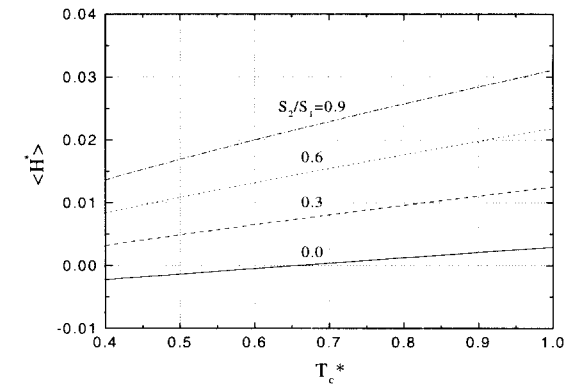


그림 5. 정미엔탈피유동에 대한 속도비의 영향.  
Fig. 5. Effect of velocity ratio on net enthalpy flow.

일정할 경우  $\beta_s$ 가 커진다는 것은 맥동관벽의 두께가 비례하여 증가한다는 것을 의미한다. 따라서,  $\beta_s$ 가 증가할수록 맥동관벽을 통한 고온열교환기에서 저온열교환기로의 전도열손실은 선형적으로 증가하므로 정미엔탈피유동은 선형적으로 감소하는 것을 볼 수 있다.

그림 4는 맥동관 양쪽의 속도 사이의 위상차  $\phi$ 가 정미엔탈피유동에 미치는 영향을 나타낸다.  $\phi$ 가  $90^\circ$  부근에서 정미엔탈피유동이 최대가 되는 것을 볼 수 있는데, 이것은 축방향 온도구배가 없다고 가정하였을 때의 Lee 등[11]의 결과와 일치한다.

맥동관 양쪽의 속도의 비  $s_2/s_1$ 가 정미엔탈피유동에 미치는 영향을 그림 5에 나타내었다. 기본형 맥동관냉동기에서 고온열교환기 우측은 막혀 있으므로  $s_2/s_1=0.0$ 은 기본형 맥동관냉동기에 해당하고,  $s_2/s_1 \neq 0.0$ 은 오리피스 맥동관냉동기나 이중입구 맥동관냉동기에 해당한다.  $s_2/s_1=0.0$ 일 경우  $T_c^* < 0.65$ 에서는 정미엔탈피유동이 음이므로 냉동효과를 얻을 수

없다는 것을 의미한다. 기본형 맥동관냉동기의 냉동효과는 맥동관벽과 작동가스 사이의 열전달에 의한 표면열 펌핑에 의하여 일어나므로  $\beta_0$ 가 냉동효과를 얻기에는 너무 크다고 생각된다.  $s_2/s_1$ 이 증가할수록 정미엔탈피 유동이 커지는 것을 알 수 있는데, 이것은 이중입구 맥

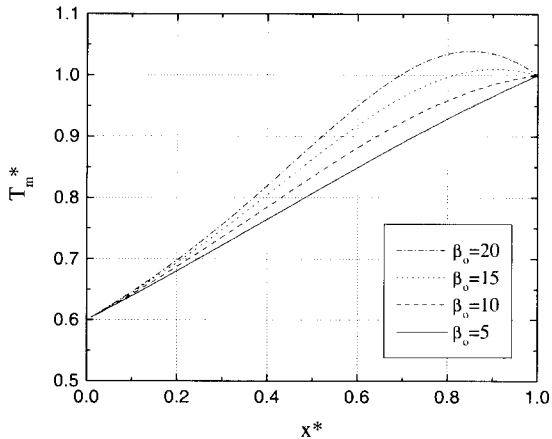


그림 6. 평균온도분포에 대한  $\beta_0$ 의 영향.  
Fig. 6. Effect of  $\beta_0$  on mean temperature profile.

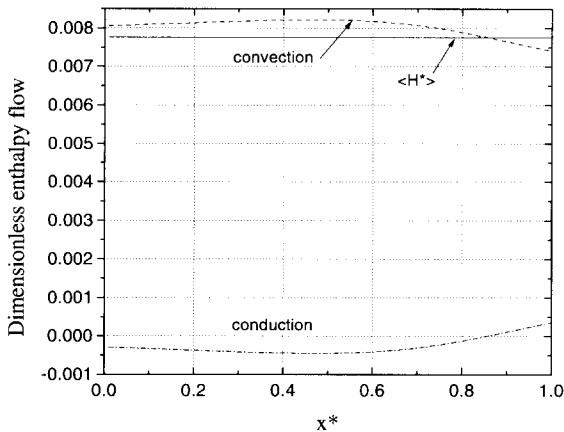


그림 7. 무차원 엔탈피유동의 축방향 변화.  
Fig. 7. Dimensionless enthalpy flow vs.  $x^*$  ( $\beta_0=20$ ).

동관냉동기가 오리피스 맥동관냉동기에 비하여 냉동용량을 크게 향상시킬 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.

그림 6은 평균온도의 축방향 분포를 보여준다.  $\beta_0=5$ 일 경우 평균온도는 거의 선형적인 분포를 보이나  $\beta_0=15, 20$ 인 경우에는 평균온도의 최대값이 고온열교환기의 온도보다 높은 것을 볼 수 있다.  $\beta_0$ 가 증가할수록 평균온도의 최대값은 증가하고 평균온도가 최대가 되는 지점이 고온열교환기에서 멀어지는 것을 볼 수 있다.

$\beta_0=20$ 일 때의 정미엔탈피유동의 길이방향 변화를 그림 7에 나타내었다. 식 (27)에서 알 수 있는 것처럼 맥동관의 한 단면을 통과하는 정미엔탈피유동  $\langle H^* \rangle$ 는 작동가스의 왕복운동에 의한 정미엔탈피유동(식 (27)의

우변의 첫 번째와 두 번째 항)과 맥동관벽과 작동가스의 열전도에 의한 정미엔탈피유동(식 (27)의 우변의 세 번째 항)의 합으로 표현된다. 그림 7의 'convection'은 작동가스의 왕복운동에 의한 정미엔탈피유동을 나타내고 'conduction'은 맥동관벽과 작동가스의 열전도에 의한 정미엔탈피유동을 나타낸다. 맥동관의 외벽은 단열되었다고 가정하였으므로 맥동관의 한 단면을 통과하는 정미엔탈피유동  $\langle H^* \rangle$ 는 일정하나 작동가스의 왕복운동에 의한 정미엔탈피유동과 전도에 의한 정미엔탈피유동은 맥동관의 축방향으로 변화하는 것을 볼 수 있다. 작동가스의 왕복운동에 의한 정미엔탈피유동은 저온열교환기에서 고온열교환기 방향으로 이동하고 전도에 의한 정미엔탈피유동은 대부분의 구간에서 고온열교환기에서 저온열교환기 방향으로 이동하는 것을 알 수 있다.  $\beta_0=20$ 일 경우  $x^*>0.5$ 에서는 작동가스의 왕복운동에 의한 정미엔탈피유동이 감소하므로 맥동관의 한 단면을 통과하는 정미엔탈피유동  $\langle H^* \rangle$ 는 일정하다는 조건을 만족시키기 위하여 정미엔탈피유동은 증가해야 한다. 따라서, 평균온도분포의 기울기는 그림 6과 같이  $x^*>0.5$ 에서는 점점 감소하며  $x^*=0.85$  부근에서 평균온도가 최대가 되고,  $x^*>0.85$ 에서 정미엔탈피유동은 고온열교환기 방향으로 이동하는 것을 볼 수 있다.

#### 4. 결 론

본 연구에서는 가스와 맥동관벽의 시간평균온도를 직접 계산할 수 있는 맥동관의 2차원 해석모델을 제시하였으며, 이 모델을 이용하여 맥동관의 작동속도, 관벽의 두께, 맥동관 양쪽의 속도의 비와 위상차가 정미엔탈피유동에 미치는 영향을 알아보았다.

맥동관의 정미엔탈피유동은 무차원화된 작동속도  $\beta_0$ 와 맥동관 양쪽의 속도의 비  $s_2/s_1$ 가 커질수록 증가하며, 냉동온도가 낮아질수록 감소한다. 맥동관벽의 두께가 커질수록 정미엔탈피유동은 감소하며, 맥동관 양쪽의 속도 사이의 위상차  $\phi$ 가  $90^\circ$  부근에서 정미엔탈피유동은 최대가 된다.  $\beta_0$ 가 작을 경우 맥동관의 평균온도는 거의 선형적인 분포를 보이나  $\beta_0$ 가 매우 큰 경우에는 평균온도의 최대값이 고온열교환기의 온도보다 높아지며 비선형적인 분포를 갖는다.

#### 감사의 글

이 연구는 1998년도 한국과학재단 연구비(과제번호 : 981-1006-040-2) 지원에 의한 결과입니다. 관계자 여러분께 감사드립니다.

#### 참 고 문 헌

- [1] J. M. Lee, P. Kittel, K. D. Timmerhaus, and R. Radebaugh, "Flow patterns intrinsic to the pulse tube refrigerator," Proceedings of the 7th International Cryocooler Conference, pp.125-139, 1993
- [2] E. S. Jeong and J. L. Smith Jr., "Secondary flow in reciprocating machinery," Proceedings of ASME National Heat

Transfer Conference, Vol. 24, pp. 97-104, 1992

[3] E. S. Jeong, "Secondary flow in basic pulse tube refrigerators," *Cryogenics*, Vol. 36, No. 5, pp. 317-323, 1996

[4] 이호진, 채왕병, 정은수, "맥동관냉동기의 2차속도와 온도," *공기조화냉동공학 논문집*, 제 9권, 제2호, pp. 239-248, 1997

[5] J. M. Lee, P. Kittel, K. D. Timmerhaus, and R. Radebaugh, "Steady Secondary Momentum and Enthalpy Streaming in the Pulse Tube Refrigerator," *Cryocoolers* 8, pp. 359-369, 1995

[6] 강영구, 정은수, "맥동관냉동기의 엔탈피 이동," *공기조화냉동공학 논문집*, 제 10권, 제2호, pp. 180-192, 1998

[7] R. B. Bird, W. E. Stewart, and E. N. Lightfoot, *Transport Phenomena*, John Wiley & Sons, 1960

[8] H. Schlichting, *Boundary Layer Theory*, McGraw-Hill, 1979

[9] W. Rawlins, R. Radebaugh, P. E. Bradley and K. D. Timmehaus, "Energy Flows in an Orifice Pulse Tube," *Adv. Cryo. Eng.*, Vol. 39, pp. 1449-1456, 1994

[10] P. Y. Wu, L. Zhang, L. L. Qian, and L. Zhang, "Numerical Modeling of Orifice Pulse Tube Refrigerator by using the Method of Characteristics," *Adv. Cryo. Eng.*, Vol. 39, pp. 1417-1423, 1994

[11] J. M. Lee, P. Kittel, K. D. Timmehaus, and R. Radebaugh, "Higher Order Pulse Tube Modeling," *Cryocoolers* 9, pp. 345-353, 1997

저자 소개



**백상호(白尙鎬)**

1973년 9월 21일 생, 1998년 홍익대 기계공학과 졸업, 현재 동대학원 기계공학과 석사과정.



**정승철(鄭承哲)**

1974년 2월 24일 생, 1997년 홍익대 기계공학과 졸업, 1999년 동대학원 기계공학과 졸업(공학석사), 현재 삼성전자 반도체사업부 근무.



**정은수(鄭恩洙)**

1959년 2월 5일 생, 1981년 서울대 기계공학과 졸업, 1983년 한국과학기술원 기계공학과 졸업(공학석사), 1991년 미국 M.I.T. 기계공학과 졸업(공학박사), 현재 홍익대학교 기계공학과 부교수.