

수평원통관 내에서 용융이 일어날 때의 열전달특성

염성배·홍창식*

홍익대학교 산업대학 공업화학과
서울대학교 공과대학 화학공학과 *

Heat Transfer Characteristics for Inward Melting in a Horizontal Cylinder

Sung Bae Yum · Chang Shik Hong*

Dept. of Chemical Technology College of Industry & Art Hongik Univ.
Dept. of Chemical Engineering College of Engineering Seoul National Univ. *

요 약

본 연구에서는 파라핀을 채운 수평 원관의 관벽을 가열하여 축열할 때에 관 내에서 일어나는 열전달현상을 다루었다. 용융이 진행됨에 따라 고액 밀도차에 의해서 고상이 아래로 가라앉는 침강형을 대상으로 하여 고상 윗부분의 액상에서는 자연대류를 고려한 열전달모델을 세우고, 고상의 하부와 관벽 사이의 액막에서는 중력과 부력 그리고 액막 내의 압력에 의한 힘 간의 평형관계를 이용하여 액막 내에서의 열전도모델을 세워 이를 수치모사하여 이론적으로 해석하였다. 그리고 실제 실험에 의하여 시간에 따른 용융형태를 사진으로 기록하여 이를 분석함으로써 용융량을 구하였고 유동장을 가시화하여 이론적 결과와 비교하였다. 실험에서 얻은 전체 용융량을 상부액상과 하부액막에서 녹은 양으로 구분하여 용융이 진행됨에 따른 각 부분에서의 용융속도 변화를 알아보았다.

ABSTRACT

Heat transfer characteristics of heat storing processes in paraffin-filled horizontal circular cylinder is studied. The unmelted solid paraffin is allowed to fall on the bottom wall under gravity. In the upper liquid phase, natural convection is considered to take place while in the lower liquid film between the solid paraffin and the wall conduction is thought to take place instead. Experimental analyses are also carried out. The amount of the latent heat stored is obtained by recording the timewisely changing side area of the solid paraffin photographically. The mass of paraffin melted in the upper section is

obtained by subtracting the amount of melted mass in the lower section from the total mass melted and therefrom variation of heat transfer rate in each section is studied.

NOMENCLATURE

F_b	: Buoyant force
F_g	: Gravitational force
F_p	: Force originated by pressure difference
g	: Gravitational acceleration
ΔH_f	: Latent heat of the paraffin
k	: Thermal conductivity of the liquid paraffin
L	: Length in the axial direction
p	: Pressure
Pr	: Prandtl number
R	: Radius of the tube
Ra	: Rayleigh number
r	: Coordinate in the radial direction
r_f	: Position of the solid-liquid interface
r_b	: Position of the tube wall
S_s	: Cross-sectional area of the solid paraffin
Ste	: Stefan number in the liquid phase
T_m	: Melting temperature
T_w	: Heating temperature
t	: Time
U	: Velocity in the lower liquid film
W	: Vorticity
\dot{z}	: Linear melting rate in the origin in the upright direction

GREEK LETTERS

α	: Thermal diffusivity
β	: Thermal expansion coefficient
γ	: Melting rate in the r -direction
μ	: Viscosity of the liquid paraffin
η	: Coordinate in the Landau transformation
ρ_l	: Density of the liquid paraffin used
ρ_s	: Density of the solid paraffin used
ϕ	: Coordinate in the angular direction
φ	: Coordinate in the Landau transformation

Ψ	: Stream function
δ	: Thickness of the lower liquid film
θ	: Coordinate in the angular direction

1. 서론

수평관 내에서의 용융은 최근의 여러 실험적, 이론적 연구가 입증하는 바와 같이 수직관에 비하여 열전달속도가 빠르고 제작이 수월하기 때문에 관심의 대상이 되고 있다. 이 연구들의 대부분은 고액상변화를 이용한 축열과정을 해석함에 목적을 두고 있다. 용융과정에 대한 연구는 크게 두가지로 분류할 수 있다. 고액간의 밀도차로 인하여 중력의 영향을 받아 고상이 가라 앉는 경우와 이를 배제하기 위하여 고상을 중심에 고정시키는 경우이다. 첫째의 용융형태를 침강형(wall-adjacent mode)이라 하고 둘째의 용융형태를 부유형(centered mode)이라고 한다. 부유형에 대한 연구는 Saitoh와 Hirose¹⁾가 n-Octadecane과 얼음의 용융을 대상으로 하여 액상에서의 자연대류에 의한 유동장과 온도분포를 이론적으로 해석한 이후에 Rieger 등²⁾이 n-Octadecane의 용융을 대상으로 하여 이론과 실험적 연구를 병행하여 해석하였다. 그외에 Ho 등³⁾과 Rieger 등⁴⁾이 용융과정에 대하여 이론적, 실험적인 연구를 한 바 있다. 침강형에 대한 연구는 Nicholas와 Bayazitoglu⁵⁾가 순수열전도모델을 사용하여 처음으로 해석을 시도한 이후, Bareiss와 Beer⁶⁾가 하부액막 내의 열전달에 중점을 둔 연구를 수행하였다. 그리고 Sparrow와 Geiger⁷⁾는 하부의 액막에 대해서는 Bareiss 등⁶⁾이 정립한 이론을 사용하고 상부의 액상에 대해서는 고액경계면의 이동은 비정상상태로 취급하고 유동장과 온도장은 정상상태를 가정하여 해석하였다. 그리고 실험을 하여 구한 시간에 따른 용융량에서 이론으로 구한 상부액상에서의 용융량을 뺀 양을 하부 액막에서의 용융량으로 규정하여 해석하였다.

본 연구에서는 부유형 용융보다 침강형 용융이 훨씬 빠른 속도로 일어나고 실제 용융과정에서 고액간의 밀도차로 고상파라핀이 가라앉게 되므로 침강형 용융을 대상으로 하였다. 이론적으로는 상부 액상과 하부 액막으로 구분하여 상부액상에 대해서는 자연대류의 영향을 고려한 비정상상태에서의 전달식을 유도하여 고액경계면과 상하부 경계점을 기준으로한 이차원적인 Landau 변환을 적용하였으며 하부액막에 대해서는 Bareiss와 Beer가 제안한 열전도모델⁶⁾을 사용하였다. 이 식들을 수치해석하여 시간에 따른 고액경계면을 추적하였고 상부액상에서의 유동장과 온도장, 그리고 용융형태와 용융량을 계산하였다. 실험적으로는 제작한 장치를 사용하여 시간에 따른 용융형태와 유동장을 사진으로 기록하여 해석하였다.

2. 이론적 해석

고상파라핀을 채운 수평원통관을 외부에서 가열하여 관내에 에너지를 저장할 때 관벽을 통하여 내부로 유입되는 열량은 먼저 녹은 액상파라핀을 거쳐서 고상파라핀으로 전달되며 이 에너지에 의해 고액경계면에서는 용융이 일어난다. 이때 관의 내부에서는 고상과 액상간의 밀도차에 의해서 상대적으로 밀도가 큰 고상파라핀이 침강하므로 시간이 경과할수록 고상의 윗부분에는 넓은 액상층이 형성된다. 용융하는 고상파라핀을 기준으로 하여 상부에는 관벽을 통하여 전달된 열이 넓은 액상층을 거쳐서 고상파라핀으로 전달되고, 하부에서는 얇은 액막을 사이에 두고 관벽으로부터 열이 전달된다.

상부의 액상에서는 온도분포에 따른 밀도차로 인하여 자연대류가 발생하므로 Fig.1과 같은 유동장이 형성된다. 뜨거운 관벽 주위의 가열된 액상파라핀은 밀도가 낮아 관벽을 따라 상승하는 흐름을 유발하게 되고 고액경계면 주위의 액상파라핀은 고상파라핀의 용융잠열로 열을 빼앗겨서 밀도가 높아져서 하강하게 된다. 관내의 두부분에서 열전달방식의 차이가 있으므로 각각 구분하여 해석하였다.

2.1 상부액상에서의 전달현상

(a) 모델의 설정

액상파라핀이 점유하는 상부는 용융온도의 고액경계면과 가열온도의 관벽으로 둘러싸여 있다. 이 계에서의 열전달을 이해하기 위해서는 액상 내에서의 자연대류에 의한 유동장을 해석해야 한다. 본 연구에서는 상변화온도로 예열한 고상파라핀을 외부에서 일정온도로 가열하는 과정을 대상으로 하였다. 상부액상에서의 전달현상을 해석하기 위하여 다음과 같은 가정을 하였다.

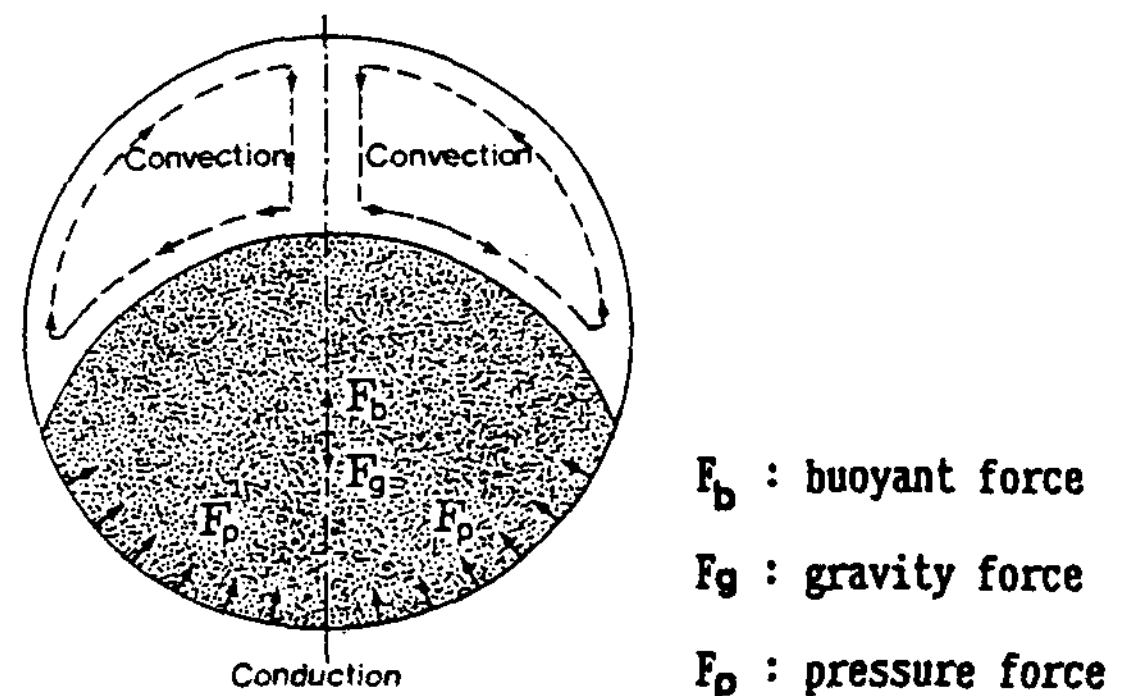


Fig.1 Two heat transfer modes viewed from the side for melting of paraffin in a horizontal cylinder

- ① 축방향으로의 전달은 무시한다. ② 자연대류에 의한 액상유동은 뉴튼성 층류이다. ③ 운동방정식에서 부력에 의해서 유발되는 힘에 관련되는 밀도를 제외한 모든 물성치는 온도에 무관하다. (Boussinesq 근사) ④ 고액상변화에 따른 부피변화는 무시한다. ⑤ 하부의 액막으로부터 상부의 액상으로 유입되는 용융파라핀은 유동장에 영향을 미치지 못한다.

(b) 지배방정식과 초기 및 경계조건

상부 액상파라핀 내의 전달현상을 표현하기 위해서는 $r -$, $\theta -$ 방향의 운동방정식, 에너지지식 그리고 연속방정식이 필요하다. 따라서 이 식들에서의 종속변수로는 각 지점에서의 속도와 온도이다. 그러나 이 식들을 해석할 때에는 속도를 대신하여 와류도와 흐름함수를 정의하여 사용하였다.

좌표축의 선정

일반적으로 원통의 경우에는 중심을 좌표의 원점으로 잡으나 본 연구에 이를 사용할 경우에는 중심이 녹은 후에 상변화면의 위치값이 θ 에 대하여 두개가 될 수도 있으므로 상변화면을 추적하기가 어렵다. 그리고 녹기 전의 고상과라핀 중심을 원점으로 잡아 시간에 따라 원점을 이동시키는 방법⁹⁾과 관의 곡률을 그대로 유지하며 용융하는 고액경계면을 가정하여 원점을 이동시키는 방법⁷⁾도 있으나 원점이 시간에 따라 이동하므로 고액경계면과 아울러 원점도 추적해야 한다는 어려움이 있다. 따라서 관의 최하부를 원점으로 하는 (r, θ) 좌표를 사용하였다.

지배방정식

무차원변수를 사용하여 지배방정식을 쓰면 다음과 같다.

• 운동방정식

$$\begin{aligned} \frac{\partial W^*}{\partial t^*} + \frac{1}{\pi r^*} \left(\frac{\partial \Psi^*}{\partial r^*} \frac{\partial W^*}{\partial \theta^*} - \frac{\partial \Psi^*}{\partial \theta^*} \frac{\partial W^*}{\partial r^*} \right) \\ = Pr \left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial W^*}{\partial r^*} \right) + \frac{1}{\pi^2 r^{*2}} \frac{\partial^2 W^*}{\partial \theta^{*2}} \right] \\ - Pr Ra \left[\sin(\pi \theta^*) \frac{\partial T^*}{\partial r^*} + \frac{\cos(\pi \theta^*)}{\pi r^*} \frac{\partial T^*}{\partial \theta^*} \right] \quad (1) \end{aligned}$$

• 와류도-흐름함수 관계식

$$W^* = \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial \Psi^*}{\partial r^*} \right) + \frac{1}{\pi^2 r^{*2}} \frac{\partial^2 \Psi^*}{\partial \theta^{*2}} \quad (2)$$

• 에너지수지식

$$\begin{aligned} \frac{\partial T^*}{\partial t^*} + \frac{1}{\pi r^*} \left(\frac{\partial \Psi^*}{\partial r^*} \frac{\partial T^*}{\partial \theta^*} - \frac{\partial \Psi^*}{\partial \theta^*} \frac{\partial T^*}{\partial r^*} \right) \\ = \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial T^*}{\partial r^*} \right) + \frac{1}{\pi^2 r^{*2}} \frac{\partial^2 T^*}{\partial \theta^{*2}} \quad (3) \end{aligned}$$

• 무차원변수

$$\begin{aligned} t^* = \frac{\alpha t}{R^2} \quad r^* = \frac{r}{R} \quad \theta^* = \frac{\theta}{\pi} \\ T^* = \frac{T - T_m}{T_w - T_m} \quad \Psi^* = \frac{\Psi}{\alpha} \quad W^* = \frac{R^2 W}{\alpha} \quad (4) \end{aligned}$$

초기조건과 경계조건

T^* , W^* , Ψ^* 에 대한 초기조건과 경계조건을 정리하면 Table 1과 같다. 와류도의 r^* 에 대한 경계조건 $W^*(t^*, r_f^*, \theta^*)$ 와 $W^*(t^*, r_b^*, \theta^*)$ 는 식(2)를 이용하여 구한다. 그리고 고액경계면의 위치가 시간에 따라 변하므로 이를 추적하기 위한 방안이 있어야 한다. 이는 고액경계면에서의 에너지수지식으로부터 아래와 같이 구할 수 있다.

$$\frac{\rho_s}{\rho_l} Ste \frac{\partial r_f^*}{\partial t^*} = - \left[1 + \frac{1}{\pi^2 r_f^{*2}} \left(\frac{\partial r_f^*}{\partial \theta^*} \right)^2 \right] \frac{\partial T^*}{\partial r^*} \quad (5)$$

여기서 Ste 는 액상의 Stefan수로 다음과 같이 정의된다.

$$Ste = \frac{C_{pl}(T_w - T_m)}{\Delta H_f} \quad (6)$$

Table 1. Initial conditions and boundary conditions

Dependent Variables	Initial Conditions	Boundary Conditions			
		$r^* = r_f^*$	$r^* = r_b^*$	$\theta^* = 0$	$\theta^* = \theta_d^*$
Ψ^*		0	0	0	0
W^*	$W^*(0, r^*, \theta^*)$	$W^*(r_f^*)$	$W^*(r_b^*)$	0	0
T^*	$T^*(0, r^*, \theta^*)$	0	1	$\partial T^* / \partial \theta^* = 0$	$\partial T^* / \partial \theta^* = 0$

(c) Landau 변화

앞서 유도한 여러 식들을 이용하여 해를 구할 경우에 시간에 따른 고액경계면의 이동으로 인하여 대상구역이 변하므로 경계조건을 직접 사용할 때에 어려움이 있다. 따라서 시간에 따라 이동하는 고액경계면 r_f^* 와 고정경계면 r_b^* 사이의 거리를 묶고, $\theta^* = 0$ 와 $\theta^* = \theta_d^*$ 사이의 각도를 묶어서 대상구역 내에서의 상대적인

위치를 나타내는 새로운 좌표를 설정하면 편리하다. 이 목적으로 Landau변환⁸⁾을 사용하였다.

$$\eta = \frac{r^* - r_f^*(t^*, \theta^*)}{r_b^* - r_f^*(t^*, \theta^*)}, \quad \varphi = \frac{\theta^*}{\theta_d^*} \quad (7)$$

용융이 진행됨에 따라서 고액경계면과 상하경계점은 시간에 따라 변하지만 새로이 정의된 좌표에 의해서는 $\eta = 0$, $\varphi = 1$ 로 고정되므로

경계조건을 사용하기가 편리해진다. 이를 이용하여 식(1), (2), (3)을 바꾸면 다음과 같다.

• 운동방정식

$$\begin{aligned} & \frac{\partial W^*}{\partial t^*} + \frac{\partial W^*}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial t^*} + \frac{\partial W^*}{\partial \varphi^*} \frac{\partial \varphi}{\partial t^*} + \frac{1}{\pi r^*} \frac{\partial \eta}{\partial r^*} \\ & \frac{\partial \varphi}{\partial \theta^*} \left(\frac{\partial \Psi^*}{\partial \eta} \frac{\partial W^*}{\partial \varphi} - \frac{\partial \Psi^*}{\partial \varphi} \frac{\partial W^*}{\partial \eta^*} \right) \\ & = \text{Pr} \nabla_m^2 W^* - \text{PrRa} \left\{ [\sin(\pi \theta^*) \frac{\partial \eta}{\partial r^*} \right. \\ & \quad \left. + \frac{\cos(\pi \theta^*)}{\pi r^*} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta^*} \frac{\partial \eta}{\partial \varphi} \right] \frac{\partial T^*}{\partial \eta} \\ & \quad \left. + \frac{\cos(\pi \theta^*)}{\pi r^*} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta^*} \frac{\partial T^*}{\partial \varphi} \right\} \end{aligned} \quad (8)$$

• 와류도-흐름함수 관계식

$$W^* = \nabla_m^2 \Psi^* \quad (9)$$

• 에너지수지식

$$\begin{aligned} & \frac{\partial T^*}{\partial t^*} + \frac{\partial T^*}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial t^*} + \frac{\partial T^*}{\partial \varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial t^*} \\ & + \frac{1}{\pi r^*} \frac{\partial \eta}{\partial r^*} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta^*} \left(\frac{\partial \Psi^*}{\partial \eta} \frac{\partial T^*}{\partial \varphi} - \frac{\partial \Psi^*}{\partial \varphi} \frac{\partial T^*}{\partial \eta} \right) \\ & = \nabla_m^2 T^* \end{aligned} \quad (10)$$

여기서 ∇_m^2 은 다음과 같이 정의된다.

$$\begin{aligned} \nabla_m^2 = & \left[\left(\frac{\partial \eta}{\partial r^*} \right)^2 + \frac{1}{\pi^2 r^{*2}} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \theta^*} \right)^2 \left(\frac{\partial \eta}{\partial \varphi} \right)^2 \right] \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \\ & + \left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial \eta}{\partial r^*} + \frac{1}{\pi^2 r^{*2}} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \theta^*} \right)^2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial \varphi^2} \right] \frac{\partial}{\partial \eta} \\ & + \frac{2}{\pi^2 r^{*2}} \frac{\partial \eta}{\partial \varphi^*} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \theta^*} \right)^2 \frac{\partial^2}{\partial \eta \partial \varphi} \\ & + \frac{1}{\pi^2 r^{*2}} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \theta^*} \right)^2 \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \end{aligned} \quad (11)$$

2.2 하부액막에서의 전달현상

(a) 모델의 설정

용융이 진행되면 아래로 가라앉은 고상파라핀과 하부의 관벽 사이에서는 고상에 작용하는 중력과 부력, 그리고 녹은 액상파라핀의 압력에 의한 힘이 평형을 이룬다. 이 부분에서의 전달현상을 해석하기 위하여 다음과 같은 가정을 하였다. ① 액막 내의 흐름은 뉴튼성 층류이다. ② 액막에서의 속도분포는 준정상상태로 표시할 수 있다. ③ 관벽과 고상파라핀 사이의 액막을 통한 전도가 유일한 열전달경로이다. ④ 액막의 두께는 반경에 비하여 매우 작아 유효이론을 적용한다. ⑤ 관벽을 통하여 유입된 열량은 고상파라핀을 용융하고 용융된 액상파

라핀을 관벽온도와 상변화온도의 평균으로 가열하는 데 쓰인다.

(b) 용융속도

고상파라핀이 중력에 의하여 하부로 작용하는 힘(F_g)은 고상파라핀이 액상파라핀 내에서 받는 부력(F_b)과 액막 내의 압력에 의해서 상부로 떠받치는 힘(F_p)에 의해 평형을 이루게 된다. 액막 내의 압력은 관의 중심 직하에서 가장 높고 좌우양단으로 갈수록 낮아진다. 압력은 중심에서의 각에 따라서 변하며 이를 $P(\phi)$ 라 할 때 압력에 의해 고상파라핀이 받는 힘 F_p 는 다음과 같다.

$$F_p = 2RL \int_0^{\theta_0} p(\phi) \cos \phi d\phi \quad (12)$$

따라서

$$(\rho_s - \rho_l) S_s g = 2R \int_0^{\theta_0} p(\phi) \cos \phi d\phi \quad (13)$$

가 된다. 여기서 S_s 는 고상파라핀의 단면적이고 L 은 축방향의 길이이다. 액막의 두께를 δ 라 하면 $\delta \ll R$ 이므로 가정 ①을 써서 r -방향으로의 운동방정식을 세워 액막 내의 속도분포를 구하면 다음과 같다.

$$u = \frac{1}{2\mu R} \frac{dp}{d\phi} [r^2 - (2R - \delta)r + R(R - \delta)] \quad (14)$$

단위시간에 단위면적당 r -방향으로 녹는 양을 γ 라 하면, 어떤 ϕ 에서 액막 내를 흐르는 유량은 γ 를 $\phi=0$ 에서 ϕ 까지 적분한 양과 같다. 그러므로 U 를 적분하여 $dp/d\phi$ 에 대하여 정리하여

$$\frac{dp}{d\phi} = -12 \frac{\mu}{\rho_l} \frac{R^2}{\delta^3} \int_0^{\phi} \gamma d\phi \quad (15)$$

를 얻고 가정 ③, ⑤에 의해서 액막 내로 유입하는 열속은

$$\gamma \left[\Delta H_f + \frac{C_{pl}}{2} (T_w - T_m) \right] = \frac{k}{\delta} (T_w - T_m) \quad (16)$$

가 되므로 $\phi=0$ 에서 단위시간당 용융에 의해서 줄어드는 고상의 두께를 \dot{z} 라 하면 \dot{z} 와 γ 의 관계는 다음과 같다.

$$\frac{\gamma}{\rho_s} = z \cos \phi \quad (17)$$

식(16), (17)로부터 액막의 두께 δ 을 구하여 식(16)에 대입하여 γ 에 대하여 정리한 후 식(15)를 적분하여 압력을 구하고 식(13)에 대입하여 적분하면 z 을 구할 수 있다.

$$z = \left[\frac{5}{24} \frac{(\rho_s - \rho_l) \rho_l g}{\mu \rho_s R^3} \left[\frac{k_l(T_w - T_m)}{\Delta H_f + C_{pl}(T_w - T_m)/2} \right]^{3/4} \right]^{1/4} \times \left[\frac{S_s}{\sin \phi_0 (1 - \sin^2 \phi_0 / 3 - \cos^4 \phi_0)} \right]^{1/4} \quad (18)$$

식(18)을 보면, 주어진 조건에 대하여 z 는 S_s 와 ϕ_0 에 의해 결정된다. ϕ_0 는 상부 액상에서의 상변화면을 시간에 따라 연속적으로 추적하여 구하고 S_s 는 상부와 하부에서의 용융량을 동시에 알아야 구할 수 있으므로 상부 액상에 대한 전달식과 이 식을 동시에 계산해야 한다.

3. 실험적 해석

3.1 파라핀의 물성치

본 연구에서 사용한 파라핀은 Shinyo Pure Chemical Co.에서 제조한 상변화온도 46-48°C 인 시약용으로 그 물성치는 Table 2와 같다. 파

라핀의 물성치 중에서 잠열, 상변화온도, 비열, 밀도, 열팽창계수와 점도는 측정을 하였으며 고상과 액상의 열전도도는 문헌치¹⁰⁾를 사용하였다. Fig.2는 사용한 파라핀의 D.S.C.곡선에서 볼 수 있듯이 사용한 파라핀의 상변화온도는 49.1°C를 중심으로 약 5°C에 걸쳐서 퍼져 있는 것으로 나타났다. 그러나 본 연구에서는 가열속도(Heating rate)가 가장 최고를 기록한 49.1°C를 상변화온도로 취급하였다.

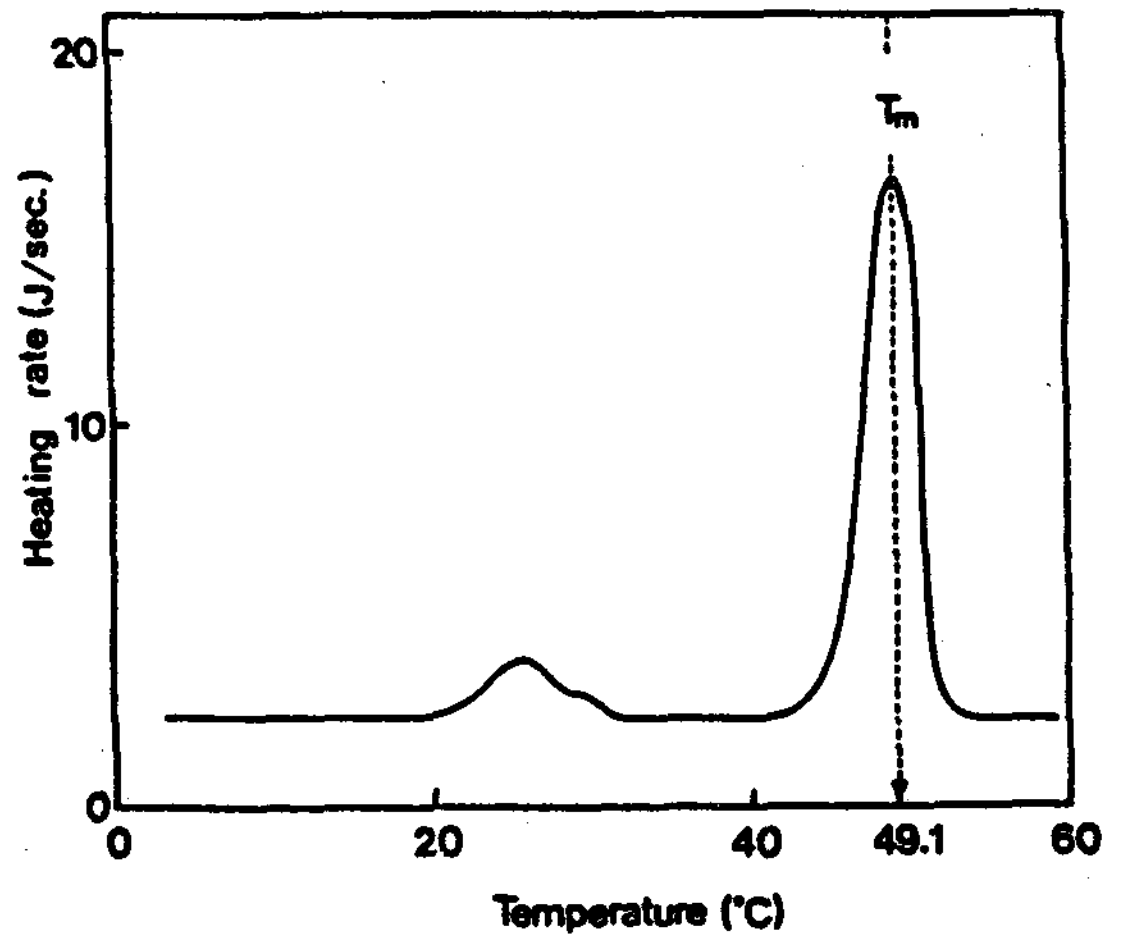


Fig.2 D.S.C. curve for the paraffin tested

Table 2. Physical properties of paraffin used

Properties	Unit	Value	Ref.
Melting temperature	°C	49.1	*
Solid density	kg/m	820	*
Liquid density	kg/m	$778.3 \text{Exp}[-8.249 \times 10^{-4}(T-50)]$	*
Thermal expansion coefficient	°C ⁻¹	8.249×10^{-4}	*
Viscosity	kg/(m.sec)	$9.658 \times 10^{-3} - 9.230 \times 10^{-5}T$	*
Latent heat	J/kg	154000.	*
Solid heat capacity	J/(kg.°C)	2180.	*
Liquid heat capacity	J/(kg.°C)	2110	*
Thermal conductivity of liquid	J/(m.°C.sec)	0.336	**
Thermal conductivity of solid	J/(m.°C.sec)	0.242	**

* : measured value

** : reference ¹⁰⁾

3.2 실험장치

실험장치는 파라핀충전관과 가열장치 그리고 온도조절장치로 구성되어 있다. 파라핀충전관과 가열장치의 내부는 Fig.3과 같다. 충전관의 상부에 고액전이에 따른 부피 증가분이 빠져나가도록 직경 3mm관을 설치하였다. 관의 양단면에 얇은 유리판을 이중으로 설치하여 측면으로부터의 사진촬영이 가능하도록 하였고 유리판 사이에 공기층을 둠으로써 축방향으로의 단열효과를 기대하였다. 유리판과 관의 접촉부에는 고무 O-링을 끼워 유리의 균열을 방지하고 액상파라핀이 새지 않도록 하였다. 관을 가열하기 위하여 운모층을 얇게 깔고 그 위에 가는 열선을 고르게 감았다. 그리고 온도를 정확하게 조절하기 위하여 100Ω의 백금저항을 관벽 내에 삽입하고 오차 ±0.1°C의 P.I.D. 온도조절기를 사용하였다. 사용한 관은 직경 60mm, 길이 200mm의 동관이다.

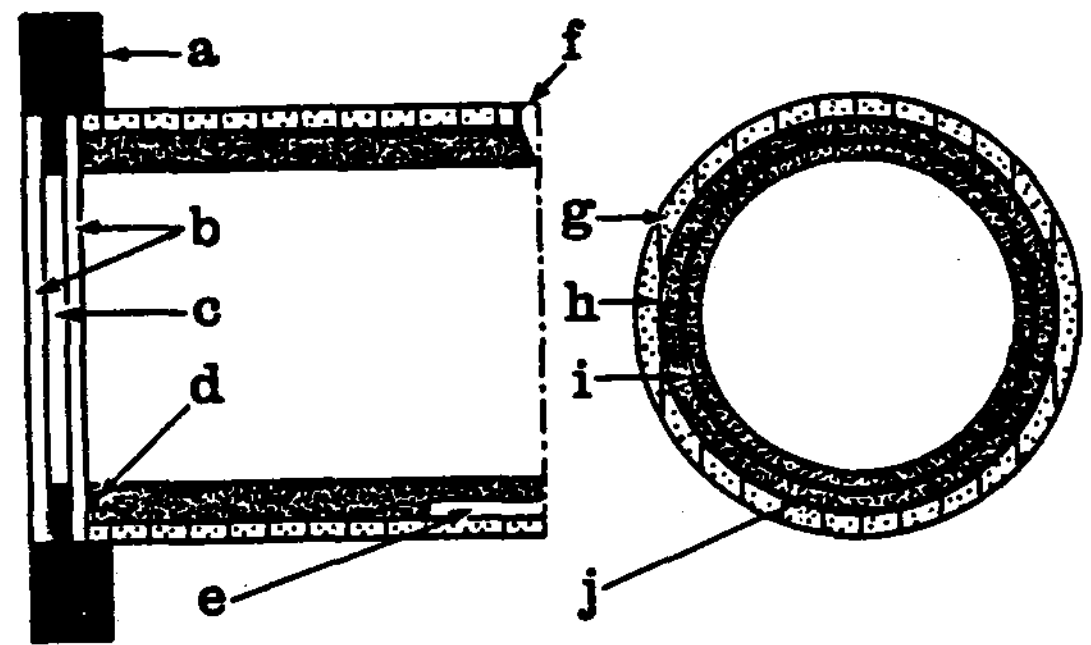


Fig.3 Details of experimental unit for melting process.

- | | |
|---------------------|----------------------|
| (a) stainless steel | (f) overflow channel |
| (b) glass | (g) insulator |
| (c) air gap | (h) heating wire |
| (d) O-ring | (i) O-ring |
| (e) Pt resistance | (j) copper pipe |

3.3 실험방법

파라핀을 200°C 이상의 온도로 가열하면 탄소 사이의 사슬이 끊어져서 물성치에 변화가 생기게 되고, 액상으로 대기중에 노출될 때에 많은 양의 공기가 용해되므로 관내에 파라핀을 채우기 전에 진공건조기 내에서 100°C 이내로 2시간 가열하였다. 관 내에 채운 파라핀을 용융온도보다 3°C 낮은 상태로 12시간 이상 응고시켜 온도를 균일하게 한 후 실험을 하였으며 실험조건에 따라 1~2분간격으로 단면 사진을 촬영하였다. 실험조건은 관벽의 가열온도를 상변화 온도보다 5°C, 10°C, 15°C 높은 상태로 하였다. 이 조건은 열원을 태양열로 하여 난방에 사용할 경우에 집열기로부터 축열조로 순환되는 물이나 공기의 온도를 고려하여 결정한 것이다.

4. 결과 및 검토

4.1 유동특성 및 열전달

관벽의 가열온도와 상변화온도의 차이가 5°C, 10°C, 15°C 일 경우에 시간에 따른 용융형상과 상부 액상에서의 온도분포 및 유동장을

Fig.4에 도시하였다. 원점으로부터 수직상부로의 고상파라핀 높이가 반경의 1.9, 1.6, 1.3, 1, 0.7, 0.4배일 때이며 각 과정에 도달할 때까지 소요되는 시간을 기재하였다.

• 상부액상에서의 온도장과 유동장

용융이 진행됨에 따라 온도장과 유동장이 변화하는 경향을 보면 용융초기에는 등온선이 고액경계면과 벽면 사이에 등간격으로 배열되고 액상에서의 유동도 매우 느리다. 이는 액상층이 얇으므로 경계면의 영향으로 인하여 유동이 장애를 받기 때문이고 온도장도 흐름의 영향을 크게 받지 않는다. 그러나 점차 용융이 진행될수록 유동공간이 넓어져서 자연대류가 활발해지고 이에 따라 온도장도 영향을 받아서 유동방향으로 휘어지는 것을 볼 수 있다.

따라서 액상이 상승하여 관벽과 부딪치는 부분과 액상이 하강하여 고액경계면과 부딪치는 부분에서의 온도구배는 커지게 된다. 그러나 용융이 좀더 진행되면 용융초기부터 가열되어 자연대류에 의해 상부로 이동한 뜨거운 액상파라핀이 윗부분에 자리잡게 되어 안정해진다. 따라서 이같은 상부의 안정한 구조가 넓게 형성될수록 자연대류에 의하여 관벽을 따라 상승

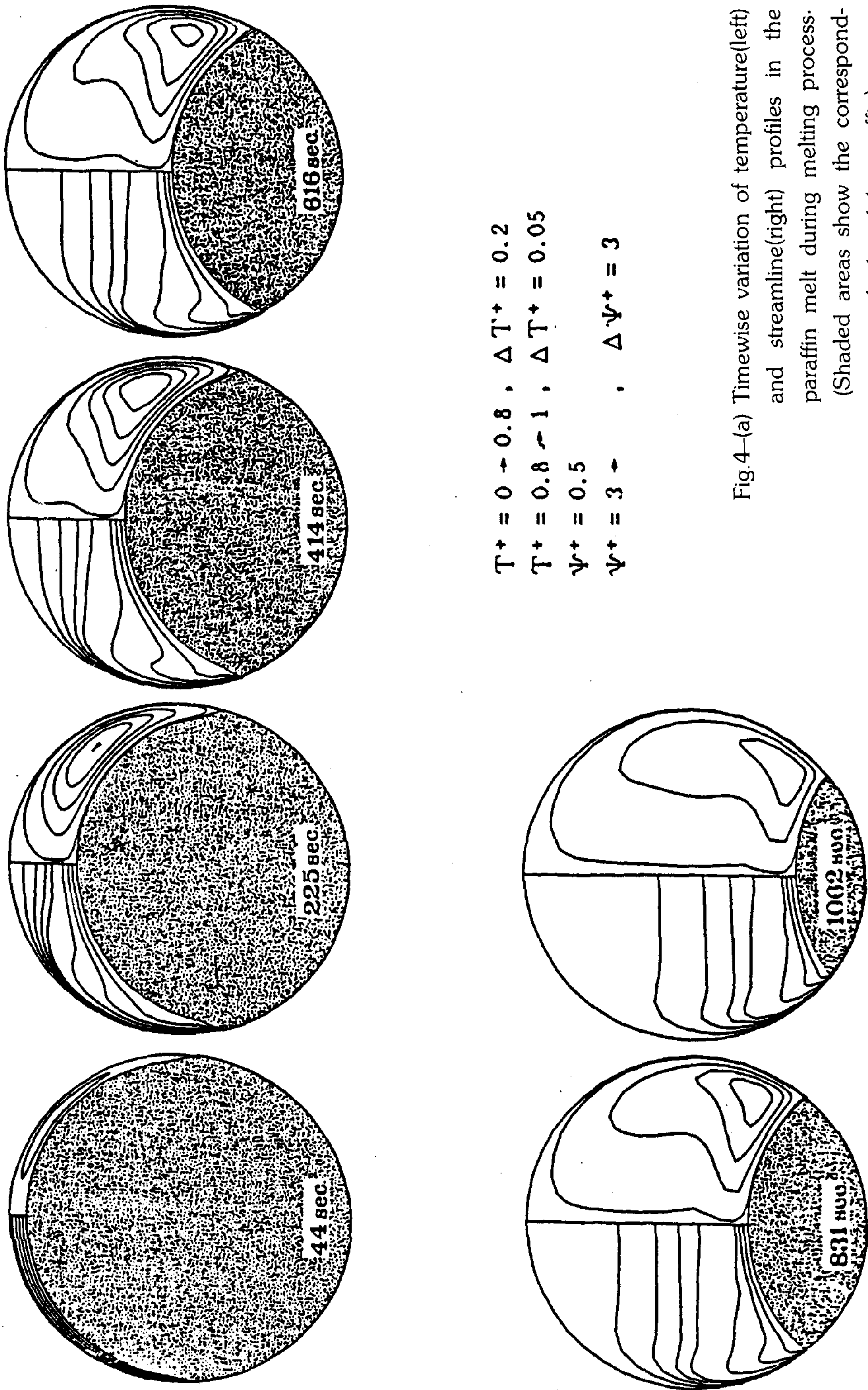


Fig.4-(a) Timewise variation of temperature(left) and streamline(right) profiles in the paraffin melt during melting process. (Shaded areas show the corresponding unmelted solid paraffin)

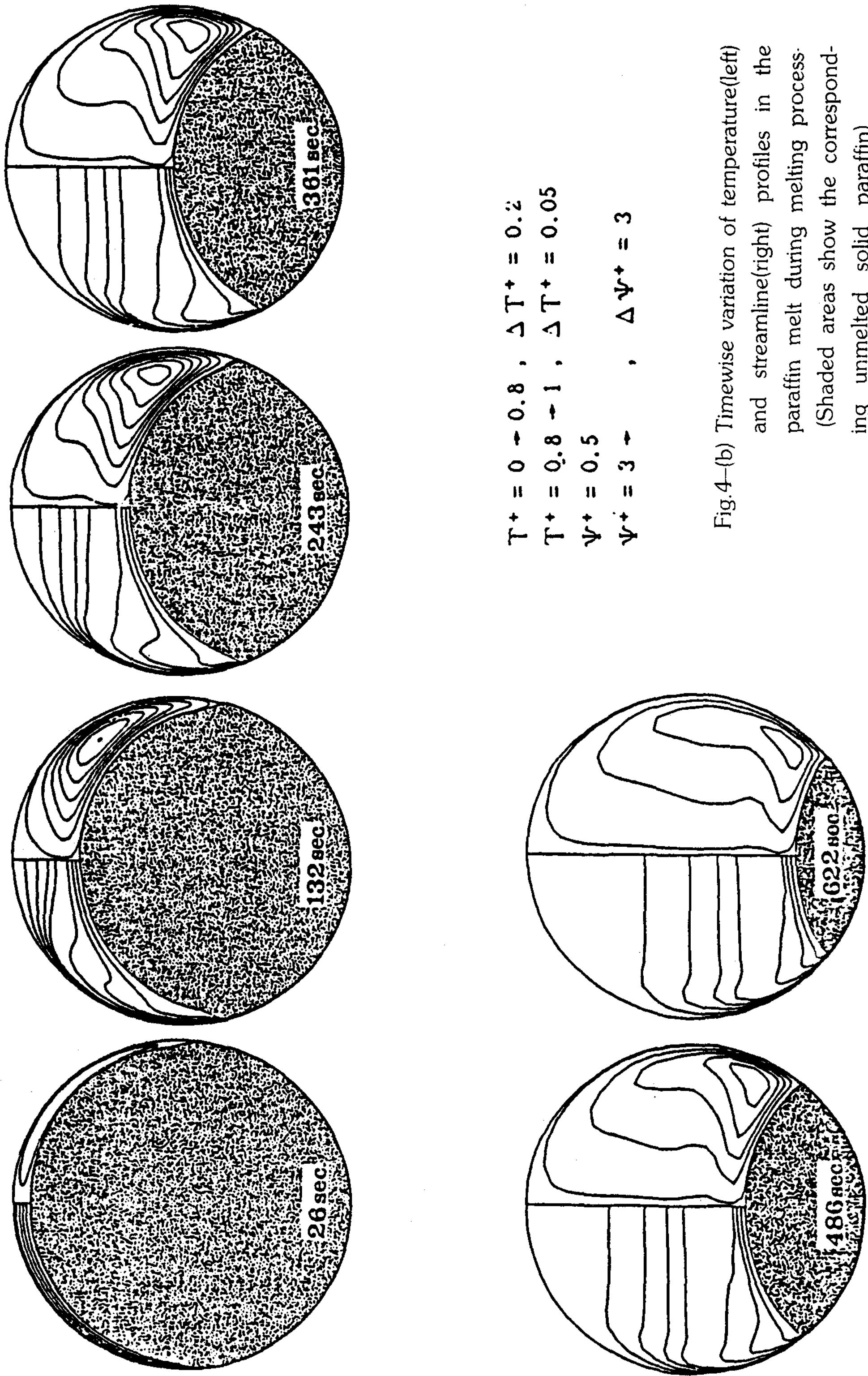


Fig.4-(b) Timewise variation of temperature(left) and streamline(right) profiles in the paraffin melt during melting process. (Shaded areas show the corresponding unmelted solid paraffin) $\Delta T = 10^\circ\text{C}$

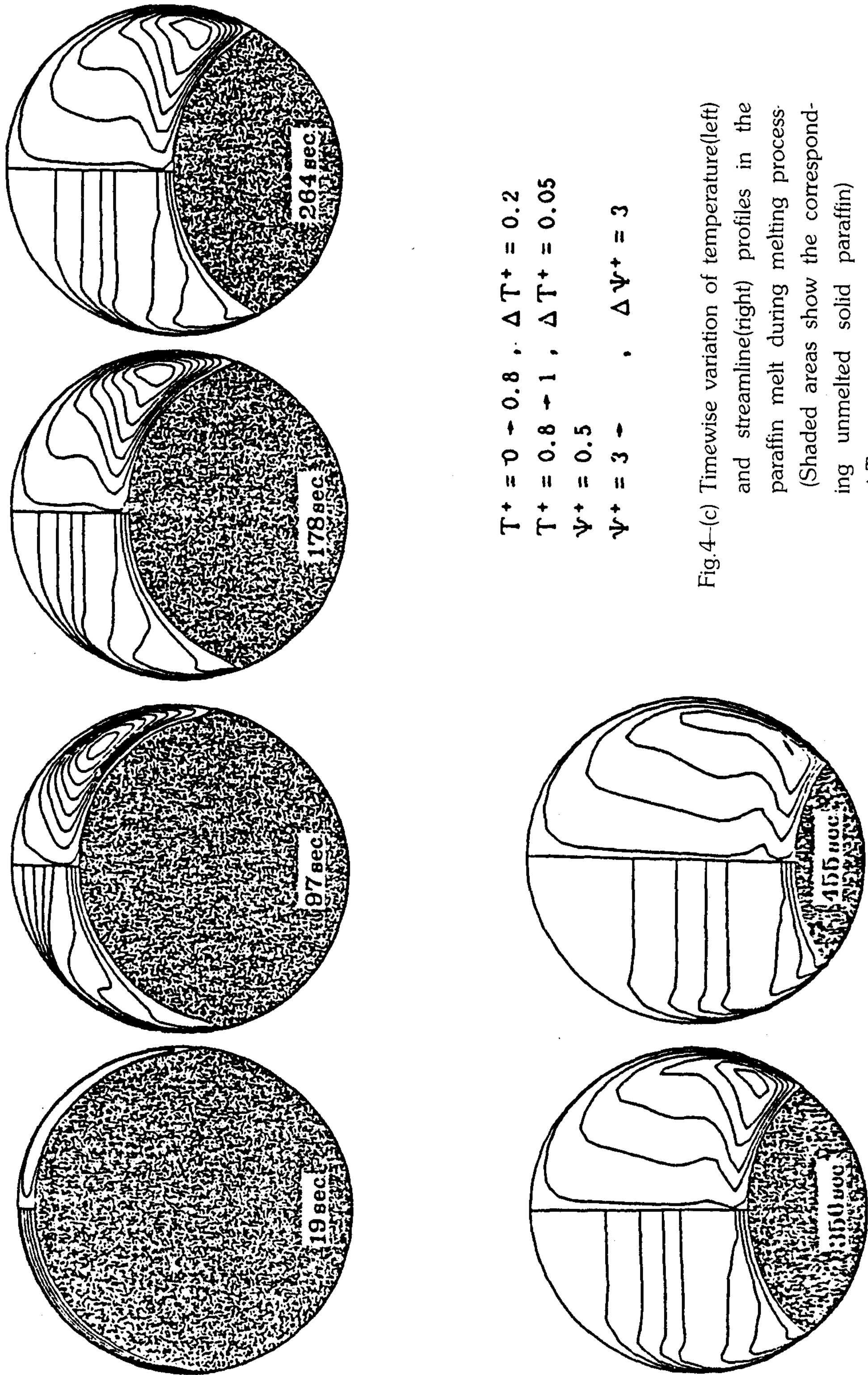


Fig.4-(c) Timewise variation of temperature(left) and streamline(right) profiles in the paraffin melt during melting process (Shaded areas show the corresponding unmelted solid paraffin) $\Delta T = 15^\circ\text{C}$

하던 흐름은 방해를 받게 된다.

용융이 진행될수록 경계면의 영향이 감소하는 것과 윗쪽의 안정한 층이 생성되는 것은 자연대류에 서로 상반되는 역할을 하므로 두 영향의 상대적인 크기에 의해서 액상의 유동은 활발해지다가 축소한다. 그리고 관벽온도가 높을수록 자연대류의 추진력이 크므로 유동은 보다 활발하게 일어난다.

Sparrow와 Geiger⁷⁾가 준정상상태 하에서 해석한 결과에 의하면 관 내의 전 지역에서 고르게 유동이 일어나며 온도장도 유동의 영향을 거의 받지 않는다. 본 연구의 결과와 상이한 이유는 다음과 같은 차이 때문이다.

첫째, 상하부경계에서의 모델이 다르기 때문이다. 본 연구에서는 하부에서 상부로 유입하는 양은 상부액상에 영향을 주지 않는다는 조건을 사용한 반면 Sparrow와 Geiger는 하부에서 용융한 양이 상부로 유입하고 물질수지를 맞추기 위하여 동일 양이 관의 상부에서 외부로 방출된다는 조건을 사용하였다.

둘째, 온도장과 유동장을 준정상상태로 취급하느냐 비정상상태로 취급하느냐 하는 점이다. 상황의 변화에 대하여 유동장은 매우 빠르게 변하므로 준정상상태를 가정하여도 무방하나 온도장은 점진적으로 변하게 되므로 비정상상태로 처리해야 한다. 그리고 준정상상태의 가정을 온도장에 적용할 경우에는 액상의 상부에 축적된 뜨거운 액상층을 예견할 수 없으므로 유동장도 다른 형태를 띈다.

• 상부액상과 하부액막에서의 전열속도 변화
하부액막을 통한 용융속도는 식(18)과 같으나 같은 비율의 고상파라핀이 용융한 상태에서 관벽의 가열온도와 상변화온도의 차이에 따른 효과를 분리하여 정리하면 다음과 같다.

$$z \sim \left(\frac{Ste}{1+Ste/2} \right)^{0.75} \quad (19)$$

이 관계에 따르면 가열온도와 상변화온도의 차이가 5°C, 10°C, 15°C가 되면 하부액막에서의 용융속도비는 1:1.64:2.17이 된다. 그리고 이론적으로 구한 고액경계면 주변의 온도분포는 서로 비슷하므로 용융속도는 온도차에 비례한다고 볼 수 있다. 따라서 용융속도비는 1

:2:3이 될 것이다. 이 비율을 근거로 하여 관 전체에 대한 용융속도비는 1:1.64-2:2.17-3이 될 것이다. 이 비율만으로는 상부액상과 하부액막에서의 상대적인 용융속도비를 구할 수는 없으나 관벽온도가 변함에 따라서 관의 각 부분이 용융에 미치는 영향력의 변화는 알 수 있다.

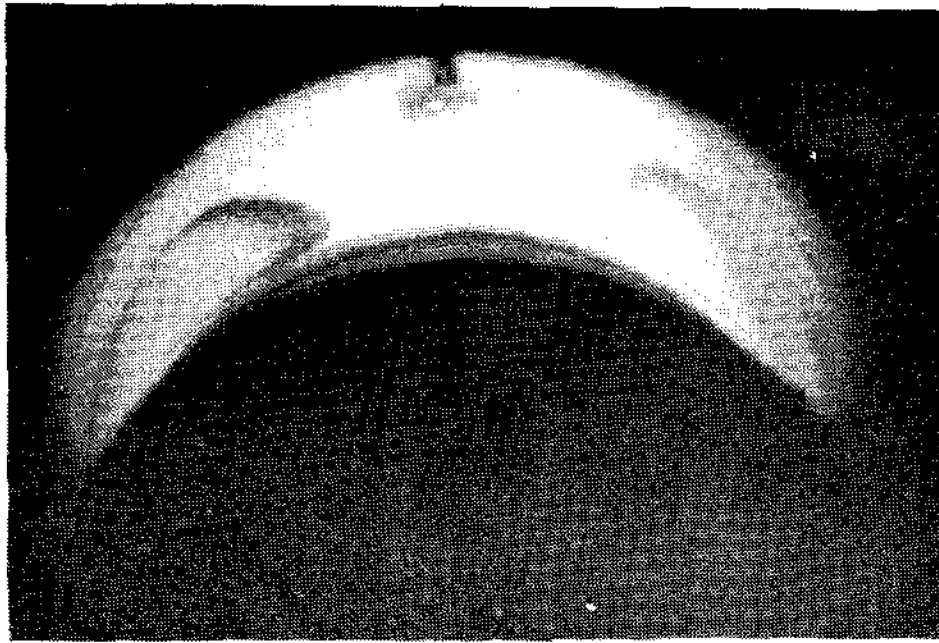
관벽온도에 따라 도시한 6단계의 용융형태에서 각 단계별로 소요되는 시간을 기준으로 용융속도를 계산해 보면 단계에 무관하게 1:1.69:2.33이 된다. 관벽온도에 따라서 상부액상과 하부액막에서의 용융비율이 어떻게 변하는지를 보면 온도차가 10°C일 때보다 15°C일때가 상부액상에서의 용융비율이 더 크다는 것을 알 수 있다. 이는 온도차가 커짐에 따라 하부액막에서의 용융속도보다 상부액상에서의 용융속도가 상대적으로 더 빨라진다는 것을 의미한다.

그 원인은 후에 언급하겠다. 벽면온도가 높을수록 용융량이 많으므로 상변화온도의 액상파라핀이 많아지지만 고액경계면 주위의 온도분포는 큰 영향을 받지 않는다. 이는 상부액상에서의 자연대류에 의하여 열의 이동이 활발하게 일어나서 뜨거운 액상을 고액경계면으로 더 많이 이동시키기 때문이다. 따라서 상부액상에서 관벽온도 가까이 가열된 액상의 두께도 얇아진다.

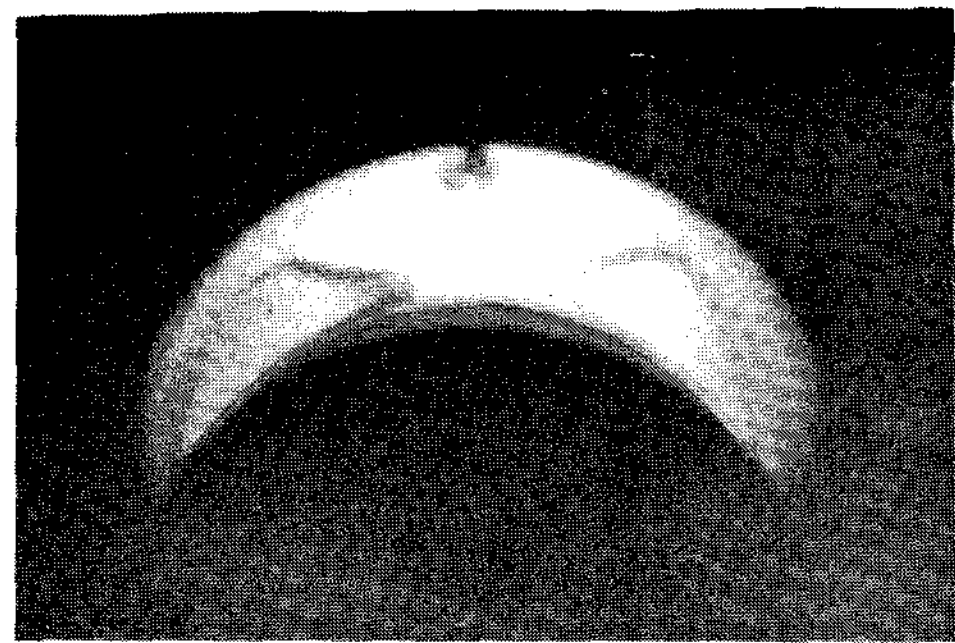
4.2 실험에서 구한 용융형태와 유동장

실험에서 구한 용융형태는 하부액막에서 상하부의 경계로 갈수록 관벽과 고상파라핀 사이의 간격이 넓어짐을 볼 수 있다. 이는 하부액막에서 용융한 액상파라핀이 액막내를 흘러갈수록 그 양이 증가하므로 고상파라핀을 스쳐지나며 그 면을 용융시켰기 때문이다.

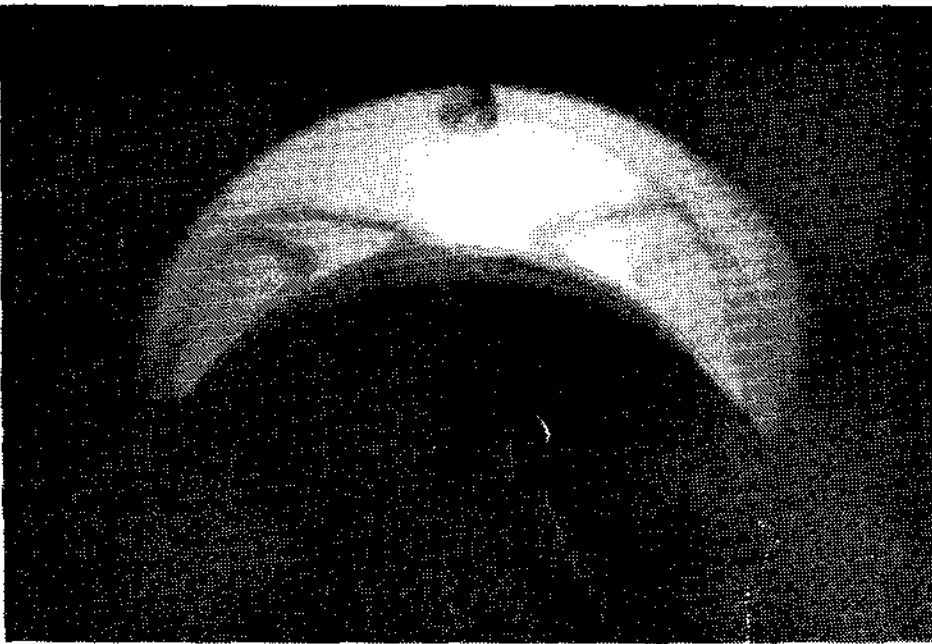
따라서 하부액막의 간격이 넓어지면 열전달 저항이 커지게 되므로 용융속도는 늦어진다. 실제 실험에서 측정된 시간이 이론적으로 계산한 것보다 더 오래 걸렸다. Fig.5는 상부액상의 유동장이 대칭선 방향으로 오목해지는 변화과정을 기록한 것이다. 이론적으로 구한 결과와 같이 대칭선 방향으로 볼록하던 흐름선이 점점 오목해진다. 그리고 고상파라핀 면을 따라 하



(a)



(b)



(c)



(d)

Fig.5 Photographs for the changing streamline pattern.

강하는 흐름도 상하경계까지 내려간 후에 관벽을 따라 상승하는 것을 볼 수 있다. 축방향으로 불균일한 용융이 일어나는지를 보기 위하여 용융종기에 기록한 Fig.6에서 축방향으로의 용융 형태 변화는 없었다. 관벽온도가 변해도 용융 형태에는 큰 변화를 관찰할 수 없었다.

4.3 용융량

• 상부액상과 하부액막에서의 용융량

실험으로부터 구한 시간에 따른 고상파라핀의 용융량과 그 중에 하부액막을 통한 용융량

을 Fig.7에 도시하였고, 어떤 시점까지의 용융량 중 하부액막에서 녹은 비를 용융진행도와 관벽온도차에 따라 Table 3에 정리하였다. 먼저 관벽온도의 영향을 보면, 관벽온도가 높을수록 하부액막에서의 용융비율은 작아진다. 하부액막에서는 관벽온도가 높을수록 용융량이 많아지므로 증가한 액상파라핀이 액막을 통과하기 위해서는 액막의 두께가 두꺼워져야 한다.

따라서 관벽과 고상파라핀간의 열전달저항은 커지게 되고 따라서 하부액막에서의 용융비율은 낮아지게 된다. 용융의 진행도에 따른 영향

을 보면 용융이 진행될수록 그때까지의 용융량 중 하부액막에서 용융한 비율은 커진다. 용융 초기에는 상부액상에서도 매우 빠른 속도로 용융하므로 많은 비율이 상부액상에서 녹게 되지만 용융이 진행될수록 상부에서의 용융속도가 급감하므로 하부액막에서의 용융비율은 증가하게 된다.

Bareiss와 Beer⁶⁾는 85-90%가 하부액막에서 용융한다고 발표하였고 Sparrow와 Geiger⁷⁾는 88-94%가 하부액막에서 용융한다고 발표한 바 있다. 이는 본 연구에서의 75-80%와 차이가 있다. 전자의 논문에서는 상부액상의 열전

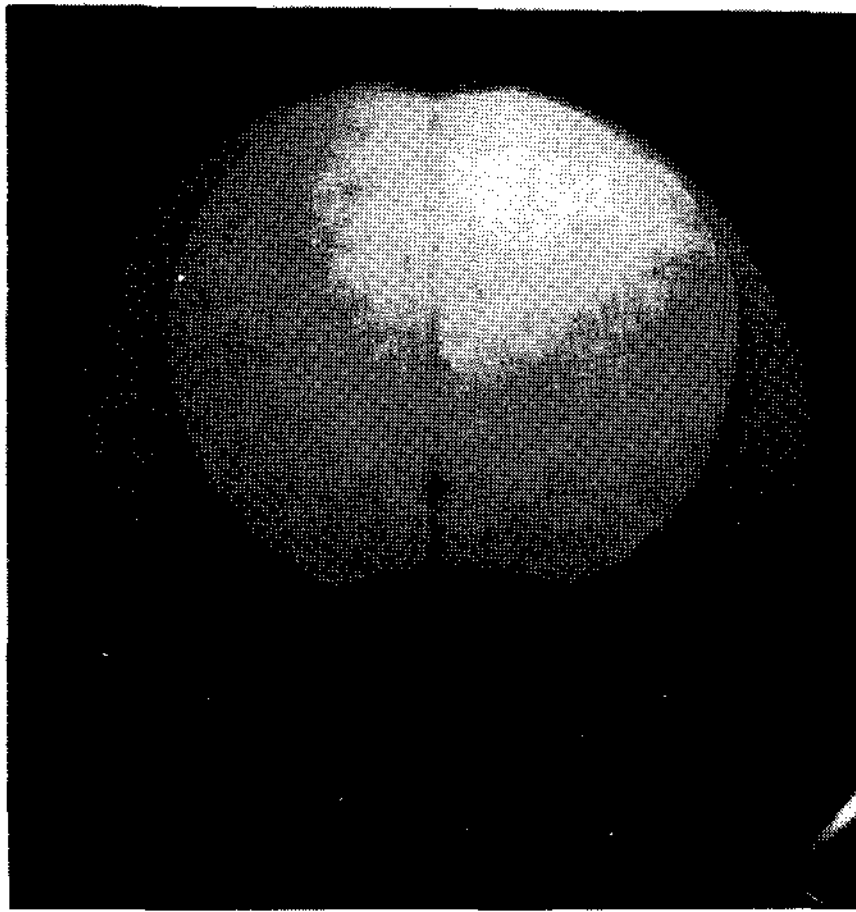


Fig.6 Variation of melted shape in axial direction

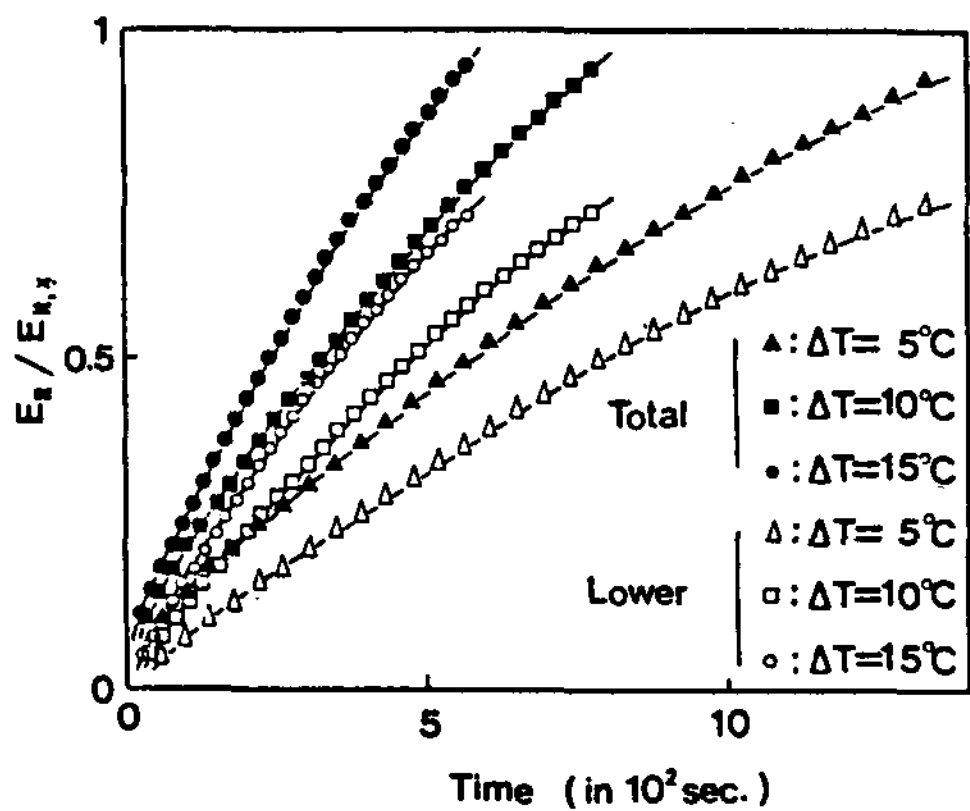


Fig.7 Comparison of the rate of melting in the lower liquid film with the total rate of melting

달을 수평평판 사이의 열전달에 적용되는 단순 관계식을 사용하였으며 후자의 경우에는 실험에서 구한 전체 용융량과 상부액상에서 이론적으로 구한 용융량을 사용하여 그 비율을 계산하였다.

Table 3. Fraction of the melted mass by conduction at the bottom in direct contact with the wall

m / M	Temperature difference (T _w -T _m)		
	5°C	10°C	15°C
30%	69.5%	67.1%	66.8%
60%	77.3%	75.2%	74.2%
90%	79.7%	77.2%	75.9%

• 실험에서 구한 용융속도

실제 시간을 횡축으로 사용하여 용융량을 Fig.7에 도시하였다. 용융이 진행됨에 따라 용융속도는 늦어지나 전체 용융시간을 결정할 정도로 늦어지지는 않는다. 각 데이터를 환경과 온도차에 대해 객관화하기 위하여 환경에 대하여 무차원화한 Fourier 수와 온도차에 따른 영향을 상쇄시키기 위한 Stefan 수를 곱하여 Fo Ste를 횡축으로 하여 이론과 실험에서 구한 용융량을 Fig.8에 도시하였다. 90%의 용융에 소요되는 시간을 비교해 보면 이론적 결과가 1.15배 정도 빠르게 나왔다. 전체 용융량과 하부액막에서의 용융량이 Fig.7 보다는 접근하였으

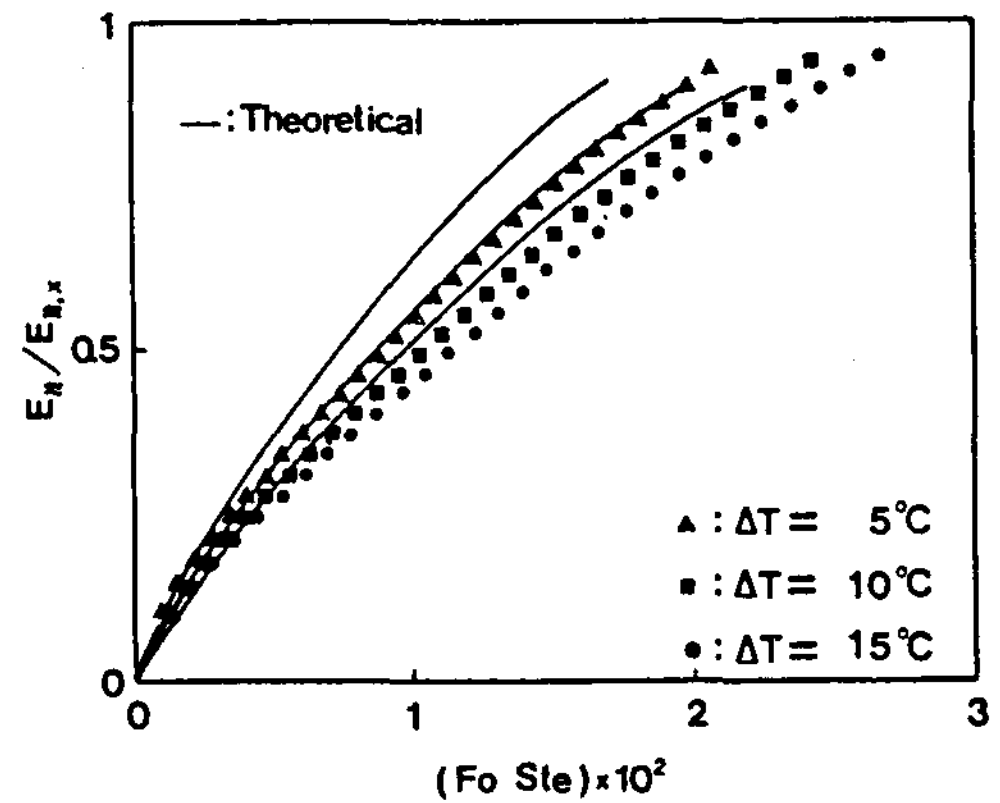


Fig.8 Comparison of experimental and theoretical results

나 여전히 차이를 보인다. 온도차가 작을수록 용융량의 데이터가 위 쪽에 있는 것은 온도차가 2배, 3배로 커짐에 따라서 용융속도는 2배, 3배가 되지 않음을 뜻한다. 용융량이 온도에 따라서 차이가 나는 주된 원인은 하부 액막에서의 용융량에 비롯됨을 알 수 있다. 이론식(19)에서 하부 액막에서의 용융속도가 대략적으로 Stefan수의 0.75승에 비례한다는 데 착안하여 상부액상과 하부액막에서의 상대적인 용융량을 감안하여 Stefan수의 0.8승에 비례한다고 가정

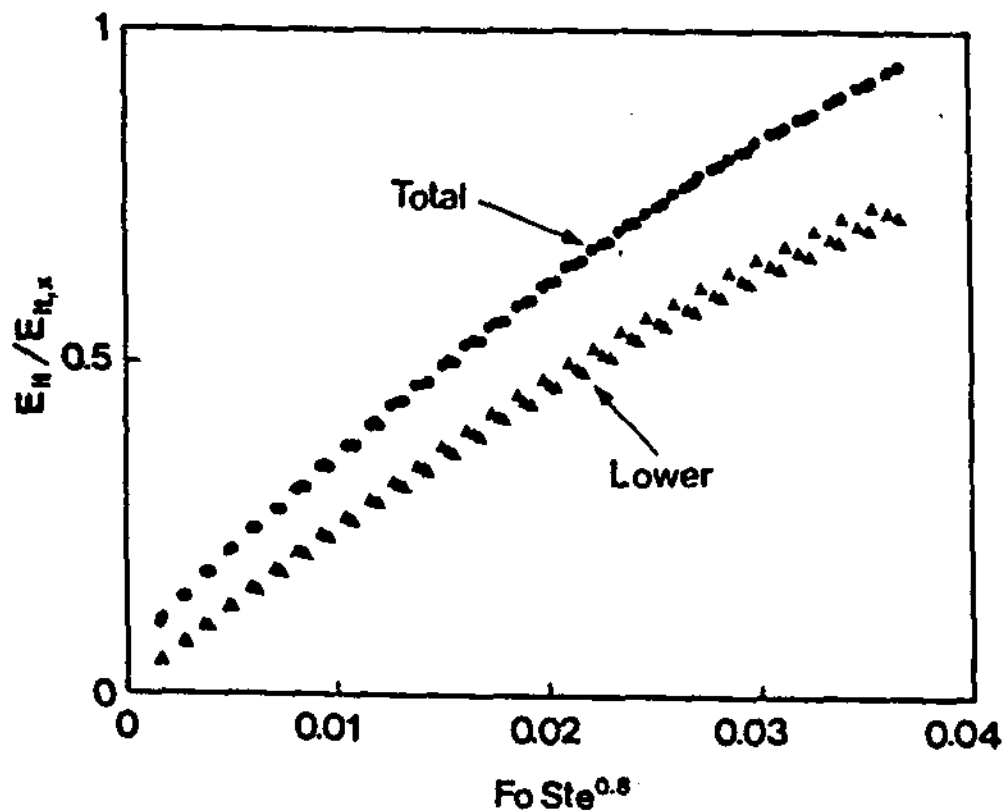


Fig.9 Plot of the melted mass fraction against $F_o Ste^{0.8}$

하여 $F_o Ste^{0.8}$ 을 횡축으로 하여 용융비를 Fig.9에 도시하여 보았다. 하부액막에서의 용융비는 약간의 차이를 보이나 전체 용융량은 온도차에 무관하게 일치해 있음을 볼 수 있다. 즉, 전체 용융량을 $F_o Ste$ 에 대하여 표시하는 것보다 $F_o Ste^{0.8}$ 에 대하여 표시하는 것이 관벽온도와 환경에 대한 객관화한 표현임을 알 수 있다.

5. 결 론

본 연구에서는 파라핀을 채운 수평원통관을 가열할 때에 일어나는 용융과정에서의 열전달특성을 이론과 실험을 거쳐 해석함으로써 다음과 같은 결론을 얻었다.

- 1) 전체의 용융량 중 상부액상에서의 용융량이 차지하는 비율은 20-25%였다.
- 2) 용융이 진행됨에 따라 고상파라핀의 용융속도는 늦어지나 전체 용융시간에 심각한

영향을 주지는 않는다.

- 3) 관벽의 온도가 높아짐에 따라서 상부액상에서의 용융비율은 커지고 액상 내의 유동도 활발해 진다.
- 4) 상부액상에서의 자연대류를 고려한 열전달 모델과 하부액막에서 대한 열전도모델을 사용하여 수평관 내에서의 용융과정을 효과적으로 해석할 수 있었으며 실험결과와도 잘 일치하였다.

참고문헌

- 1) T. Saitoh and K. Hirose, 'High Rayleigh number solutions to problems of latent heat thermal energy storage in a horizontal cylinder capsule,' J. of Heat Transfer, Vol. 104, pp.545-553(1982).
- 2) H. Reiger, U. Projahn, M. Bareiss and H. Beer, 'Heat transfer during melting inside a horizontal tube,' J. of Heat Transfer, Vol.105, pp.226-234(1983).
- 3) C. J. Ho and R. Viskanta, 'Heat transfer during inward melting in a horizontal tube,' Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.27, pp.705-716(1984).
- 4) H. Rieger and H. Beer, 'The melting process of ice inside a horizontal cylinder: Effects of density anomaly,' J. of Heat Transfer, Vol.108, pp.166-173(1986).
- 5) D. Nicholas and Y. Bayazitoglu, 'Heat transfer and melting front within a horizontal cylinder,' J. of Solar Energy Engineering, Vol.102, pp.229-232(1980).
- 6) M. Bareiss and H. Beer, 'An analytical solution of the heat transfer process during melting of an unfixed solid phase change material inside a horizontal tube.' Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.27, pp.739-746(1984).
- 7) E. M. Sparrow and G. T. Geiger, 'Melting in a horizontal tube with the solid either constrained or free to fall under gravity,'

- Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.29,pp.1007-1019(1986).
- 8) H. G. Landau, 'Heat conduction in melting solid,' Quarterly of Applied Mathematics, Vol.8,pp.81-94(1950).
- 9) 홍창식, 이재성, '수평원통관과 수직원통관 내에서 용융이 일어날 때의 열전달에 관한 실험적 연구 : 제2보 : 수평원통관에 든 파라핀' 서울대학교 공대연구보고, 제 19권 제2호, pp.165-174(1987).
- 10) 이재성, 박재성, '상변화 매체를 이용한 태양열 저장에 관한 연구,' 서울대학교 공대연구보고, 제 16권 제1호, pp.11-25 (1984).

후 기

본 연구는 홍익대학교의 학술연구 지원에 의하여 이루어졌다. 관계 제위에게 감사의 뜻을 전한다.

ABSTRACT

The present study was to investigate the use of a phase change material for hydronic radiant floor heating. Two identical unit test cells sized $1.8\text{m}^L \times 1.8\text{m}^W \times 1.8\text{m}^H$ were built and installed with specially designed $1.6\text{m}^T \times 9\text{cm}^W \times 80\text{cm}^H$ aluminum Ondol-panels holding 1.25kg of calcium chloride hexahydrate(CCH) each.

It was found that the Ondol-panel with CCH reduced the room temperature fluctuations and maintains the phase changing temperature for considerably long duration, 2~4 times of heating hour, over no-CCH one.

Heat Transfer Characteristics for Inward Melting in a Horizontal Cylinder**Sung Bae Yum · Chang Shik Hong***

Dept. of Chemical Technology College of Industry & Art Hongik Univ.

Dept. of Chemical Engineering College of Engineering Seoul National Univ.*

ABSTRACT

Heat transfer characteristics of heat storing processes in paraffin-filled horizontal circular cylinder is studied. The unmelted solid paraffin is allowed to fall on the bottom wall under gravity. In the upper liquid phase, natural convection is considered to take place while in the lower liquid film between the solid paraffin and the wall conduction is thought to take place instead. Experimental analyses are also carried out. The amount of the latent heat stored is obtained by recording the timewisely changing side area of the solid paraffin photographically. The mass of paraffin melted in the upper section is obtained by subtracting the amount of melted mass in the lower section from the total mass melted and therefrom variation of heat transfer rate in each section is studied.

Photoconductive Characteristics of CdSe Thin Films**Choon Saing Jhoun · Dong Suk Kim · Chang Soo Huh***

Inha Univ.

Korea Electrotechnology Research Institute(KERI)*

ABSTRACT

In this paper, photoconductive pure CdSe films and CdSe films doped with various impurities are fabricated by vacuum deposition and subsequent heat treatment in vacuum. The substrate is kept at 200°C during deposition and temperature generally makes the films more photoconductive. The photocurrent of the films increase linearly with light illumination. Spectral response of photoconductivity is measured at the wave length range of 380nm to 850nm. The maximum response is found at 700nm in pure CdSe films, but it shifts to the longer wavelength in impurity-doped CdSe films.