

〈論 文〉

접촉열저항이 있는 수직벽에서의 응고과정 해석

이진호* · 모정하** · 황기영***

(1994년 6월 23일 접수)

Analysis of the Solidification Process at a Vertical Wall with Thermal Contact Resistance

Jinho Lee, Jeong-Hah Moh and Ki-Young Hwang

Key Words : Thermal Contact Resistance(접촉열저항), Natural Convection(자연대류), Solidification(응고), Boundary-Fitted Coordinate(경계밀착좌표계), Solidified Volume Fraction(응고체적률)

Abstract

The role of thermal contact resistance between a casting and a metal mold as well as natural convection in the melt during solidification of a pure metal is numerically studied. Numerical simulation is performed for a rectangular cavity using the coordinate transformation by boundary-fitted coordinate and pure aluminum is used as the phase-change material. The influences of thermal contact resistance on the interface shape and position, solidified volume fraction, temperature field and local heat transfer are investigated.

기 호 설 명			
Ar	: 종횡비	U, V	: 속도
C_i	: 비열	u, v	: 무차원속도
g	: 중력가속도	X, Y	: 좌표
H, L	: 용기의 높이, 폭	x, y	: 무차원좌표
h_c	: 접촉열전달계수	α	: 열확산계수
h_f	: 잠열	α, β, γ	: 좌표변환 metric 계수
J	: Jacobian	β_i	: 열팽창계수
k	: 열전도계수	θ	: 무차원온도
P	: 압력	ν	: 동점성계수
Pr	: Prandtl수	ξ, η	: 변환된 좌표
Ste	: Stefan수	ρ	: 밀도
Ra	: Rayleigh수	τ	: 무차원시간
T	: 온도	하첨자	
t	: 시간	c	: 저온
		f	: 용점
		h	: 고온
		i	: 초기

*정회원, 연세대학교 기계공학과

**정회원, 원광대학교 기계공학과

***정회원, 국방과학연구소

l, s : 액상, 고상
 ξ, η, τ : ξ, η, τ 에 대한 미분

1. 서 론

물질의 응고과정은 결정성장(crystal growth), 금속주조, 용접 등과 같은 재료가공 뿐만 아니라 해양결빙, 지각변동 등 자연현상과 밀접하게 연관되어 있는 상변화현상으로서 많은 관심이 집중되고 있는 분야이다. 특히 최근에 이 분야에 대한 연구는 전기, 전자 및 금속재료산업과 관련된 첨단기술 분야에서 고도의 신소재 개발의 중요성이 크게 부각되면서 활발히 이루어지고 있다.

금속응고시 응고된 주조물의 구조 및 특성은 응고속도에 의하여 결정되는데 주조물의 특성은 응고속도를 증가시킴으로써 개선시킬 수 있다는 사실이 많은 연구자들에 의하여 밝혀졌다.^(1~3) 이러한 방법의 하나로 응고잠열을 빠르게 방출시킬 수 있는 영구주형(permanent mold) 혹은 칠(chill)을 사용하는데, 이 경우는 응고과정중에서 주형과 주물의 접촉면에서 미세한 공기틈(air gap)의 형성으로 인하여 접촉열저항이 존재하게 된다. 이러한 공기틈은 응고속도를 감소시키는 주요원인으로 작용하여 주조물의 특성을 떨어뜨린다. 주형과 주물의 접촉면에서 열전달계수는 주조물의 형상, 주형표면의 거칠기, 코팅재료의 종류 및 두께 등에 의하여 결정되며 열전달계수 값이 작게되면 응고시간이 길어지게 된다. 그러므로 양질의 주조품을 얻기 위해서는 주형과 주물의 접촉면을 통한 열전달 메커니즘을 규명하는 것이 매우 중요하다.

일반적으로 접촉면에서의 열전달해석은 실험적인 방법과 이론적인 방법으로 수행되어 왔는데, 실험적인 연구로 Sully⁽⁴⁾는 여러종류의 주형을 사용하여 순수금속의 응고시 시간변화에 따른 접촉면의 열전달계수를 측정하였으며, Nishida 등⁽⁵⁾은 순수 금속 및 합금의 주조시 기하학적 형상변화가 공기틈형성에 미치는 영향을 조사하였다. 또한 Robertson 등⁽⁶⁾은 근사해법으로 1차원 접촉열저항문제를 해석하였으며 Durham 등⁽⁷⁾은 순수금속과 합금에 대하여 수치적 방법으로 공기틈을 고려한 1차원 열전도문제를 해석하고 실험치와 비교하였다. 그리고 Ho^(8,9)등은 원통좌표계의 형상에 대해 실험과 수치해석을 병행하여 접촉면에서의 공기틈형성으로 인한 열전달계수 값을 구하였다. 한편 Fredriksson 등,⁽¹⁰⁾

Kumar 등⁽¹¹⁾은 주형과 주물의 접촉면에서 공기틈 생성과정과 열전달특성을 연구하였고, 여문수 등^(12,13)은 1차원 및 2차원모델에 대하여 접촉열저항을 고려한 금속의 응고과정을 수치해석하고 열전달특성을 고찰하였다.

이상에서 연구된 실험 및 수치계산 결과들은 액상내의 과열(superheat)로 인한 자연대류 효과를 무시하고 접촉면에서의 열저항만을 고려하여 응고문제를 해석하였다. 그러나 실제의 응고과정에서는 액상내에서 자연대류가 존재하며, 이는 상변화과정에 큰 영향을 미친다는 사실이 많은 해석 및 실험을 통하여 이미 밝혀진 바 있다.^(14~16) 따라서 본 연구에서는 주형과 주물사이에 접촉열저항이 존재하는 응고문제에 대하여 접촉열저항 뿐만 아니라 액상내의 자연대류까지 고려하여 순수금속의 응고과정을 수치해석적으로 조사하였다.

2. 해 석

2.1 문제설정

본 연구에서는 주형과 주물간의 접촉면에 열저항이 존재하는 응고문제를 해석하기 위하여 선택한 모델은 Fig. 1과 같다. 모델의 상, 하면은 단열되어 있고 우측면은 용융온도(T_r) 이상으로 유지되며 좌측면은 용융온도 이하로 유지되므로 응고는 좌측에서부터 우측으로 일어나게 된다. 상변화물질은 순수 알루미늄이고 본 연구의 수치계산에서 사용된 조건은 Table 1과 같다. 초기에 액상영역은 용융

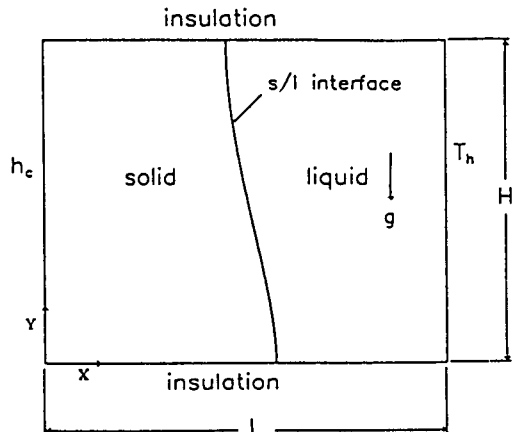


Fig. 1 Schematic representation of the physical model

Table 1 Numerical conditions in the present study

Ar	$(T_i - T_f)/(T_f - T_c)$	Ste	Ra	Pr
0.8	0.3333	0.0137	1.14×10^5	0.037

온도보다 높은 665°C로 유지되고 있으며, 응고된 고상영역과 접해 있는 좌측(냉각)면은 용융온도보다 낮은 645°C로 순간적으로 낮아진다고 가정한다.

2.2 지배방정식 및 경계조건

본 연구의 해석을 위해 사용된 가정은 다음과 같다.

- (1) 액체는 비압축성, Newton 유체로서 2차원 층류유동이다.
- (2) 부력항의 밀도를 제외한 각 상에서의 물성치는 일정하다.
- (3) 에너지방정식에서 점성소산(viscous dissipation)은 무시한다.

상기의 가정하에서 지배방정식 및 경계조건을 무차원화하기 위하여 다음과 같은 무차원변수를 도입한다.

$$\begin{aligned}
 Ar &= \frac{H}{L}, x = \frac{X}{L}, y = \frac{Y}{L}, u = \frac{UL}{\alpha} \\
 v &= \frac{VL}{\alpha}, p = \left(\frac{L}{\alpha}\right)^2 \frac{P}{\rho}, \theta_s = \frac{T_s - T_c}{T_f - T_c} \\
 \theta &= \frac{T - T_f}{T_h - T_f}, Pr = \frac{\nu}{\alpha} \\
 Ste &= \frac{C_i(T_h - T_f)}{h_f}, Fo = \frac{\alpha}{L^2} t \\
 \tau &= Ste \cdot Fo, Ra = \frac{g\beta_i(T_h - T_f)L^3}{\nu\alpha} \\
 \alpha_{si} &= \frac{\alpha_s}{\alpha}, k_{si} = \frac{k_s}{k}, Sc = \frac{(T_h - T_f)}{(T_f - T_c)} \quad (1)
 \end{aligned}$$

2차원 응고문제에 대한 연속방정식, 운동량방정식, 에너지방정식과 응고계면에서의 에너지균형식 및 경계조건을 식(1)의 무차원변수를 사용하여 무차원화하면 다음과 같이 표시된다.

- (1) 액상영역의 지배방정식

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2)$$

$$\begin{aligned}
 Ste \frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \\
 = -\frac{\partial P}{\partial x} + Pr \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (3)
 \end{aligned}$$

$$Ste \frac{\partial v}{\partial \tau} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y}$$

$$= -\frac{\partial P}{\partial y} + Pr \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + PrRa\theta \quad (4)$$

$$\begin{aligned}
 Ste \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} \\
 = \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \quad (5)
 \end{aligned}$$

- (2) 고상영역의 지배방정식

$$Ste \frac{\partial \theta_s}{\partial \tau} = \alpha_{si} \left(\frac{\partial^2 \theta_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta_s}{\partial y^2} \right) \quad (6)$$

- (3) 응고계면에서의 에너지균형식

$$x_\tau = \frac{k_{sl}}{Sc} \frac{\partial \theta_s}{\partial x} - \frac{\partial \theta}{\partial x} \quad (7a)$$

$$y_\tau = \frac{k_{sl}}{Sc} \frac{\partial \theta_s}{\partial y} - \frac{\partial \theta}{\partial y} \quad (7b)$$

- (4) 액상영역의 경계조건

$$y=0, y=Ar : \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0, u = v = 0 \quad (8a)$$

$$x=1 : \theta = 1, u = v = 0 \quad (8b)$$

$$\text{응고계면} : \theta = 0, u = v = 0 \quad (8c)$$

- (5) 고상영역의 경계조건

$$y=0, y=Ar : \frac{\partial \theta_s}{\partial y} = 0 \quad (9a)$$

$$\text{응고계면} : \theta_s = 1 \quad (9b)$$

$$t > 0, x=0 : k_s \frac{\partial \theta_s}{\partial x} = h_c L \theta_s \quad (9c)$$

여기서, h_c 는 주형과 주물간의 접촉면에서 열저항을 나타내는 열전달계수이다.

2.3 좌표변환

불규칙한 형상의 이동경계면을 처리하기 위하여 시간의존 경계밀착좌표계에 의한 좌표변환방법을 사용한다. 각 영역에 대한 지배방정식을 좌표변환시키면 다음과 같이 표시된다.

- (1) 액상영역

$$Ste J_\tau + \tilde{u}_\epsilon + \tilde{v}_\eta = 0 \quad (10)$$

$$\begin{aligned}
 Ste (Ju)_\tau + (\tilde{u}u)_\epsilon + (\tilde{v}v)_\eta \\
 = Pr \left[\left(\frac{\alpha}{J} u_\epsilon \right)_\epsilon + \left(\frac{\gamma}{J} u_\eta \right)_\eta \right. \\
 \left. - \left(\frac{\beta}{J} u_\eta \right)_\epsilon - \left(\frac{\beta}{J} u_\epsilon \right)_\eta \right] \\
 - [(y_\eta P)_\epsilon - (y_\epsilon P)_\eta] \quad (11)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Ste (Jv)_\tau + (\tilde{u}v)_\epsilon + (\tilde{v}v)_\eta \\
 = Pr \left[\left(\frac{\alpha}{J} v_\epsilon \right)_\epsilon + \left(\frac{\gamma}{J} v_\eta \right)_\eta - \left(\frac{\beta}{J} v_\eta \right)_\epsilon - \left(\frac{\beta}{J} v_\epsilon \right)_\eta \right] \\
 - [(x_\epsilon P)_\eta - (x_\eta P)_\epsilon] + JPrRa\theta \quad (12)
 \end{aligned}$$

$$Ste(J\theta)_\tau + (\bar{u}\theta)_\epsilon + (\bar{v}\theta)_\eta$$

$$= \left(\frac{\alpha}{J}\theta_\epsilon\right)_\epsilon + \left(\frac{\gamma}{J}\theta_\eta\right)_\eta - \left(\frac{\beta}{J}\theta_\eta\right)_\epsilon - \left(\frac{\beta}{J}\theta_\epsilon\right)_\eta \quad (13)$$

(2) 고상영역

$$Ste(J\theta_s)_\tau + (\bar{u}\theta_s)_\epsilon + (\bar{v}\theta_s)_\eta$$

$$= \alpha_{sl} \left[\left(\frac{\alpha}{J}\theta_{s\epsilon}\right)_\epsilon + \left(\frac{\gamma}{J}\theta_{s\eta}\right)_\eta - \left(\frac{\beta}{J}\theta_{s\eta}\right)_\epsilon - \left(\frac{\beta}{J}\theta_{s\epsilon}\right)_\eta \right] \quad (14)$$

여기서, $\bar{u}, \bar{v}, \bar{u}$ 및 \bar{v} 는 좌표변환과 관련된 계수로써

$$\bar{u} = y_\eta (u - Ste x_\tau) - x_\eta (v - Ste y_\tau) \quad (15a)$$

$$\bar{v} = x_\epsilon (v - Ste y_\tau) - y_\epsilon (u - Ste x_\tau) \quad (15b)$$

$$\bar{u} = -Ste (y_\eta x_\tau - x_\eta y_\tau) \quad (15c)$$

$$\bar{v} = -Ste (x_\epsilon y_\tau - y_\epsilon x_\tau) \quad (15d)$$

이며, metric 계수 α, β, γ 및 Jacobian J 는 다음과 같이 정의된다.

$$\alpha = x_\eta^2 + y_\eta^2 \quad (16a)$$

$$\beta = x_\epsilon x_\eta + y_\epsilon y_\eta \quad (16b)$$

$$\gamma = x_\epsilon^2 + y_\epsilon^2 \quad (16c)$$

$$J = x_\epsilon y_\eta - x_\eta y_\epsilon \quad (16d)$$

2.4 수치해석

본 수치계산은 Patankar⁽¹⁷⁾의 유한체적법으로 수행하였다. 계산격자계는 고상과 액상영역 각각에 대하여 25×21로 구성하였으며 계산수행을 위한 고상영역의 초기위치는 2-영역 응고문제의 엄밀해를 구하여 결정하였다. 수치계산을 위한 시간증분은 모의수치실험을 수행하여 얻은 결과를 토대로 2.7 초로 하였으며 그 결과 매우 안정된 수치해를 얻었다.

3. 해석결과 및 고찰

3.1 수치해의 타당성

수직벽과 주물의 접촉면에 존재하는 열저항이 응고과정에 미치는 영향을 고찰하기 위해서는 먼저 본 연구에서 사용된 수치이론에 대한 타당성 작업, 즉 기존 연구결과와의 비교연구가 선행되어야 한다. Fig. 2는 순수주석의 응고에 대한 응고계면의 위치 및 형상을 Wolff와 Viskanta⁽¹⁸⁾의 실험 및 수치결과와 비교한 것이다. 이 그림에서 응고초기

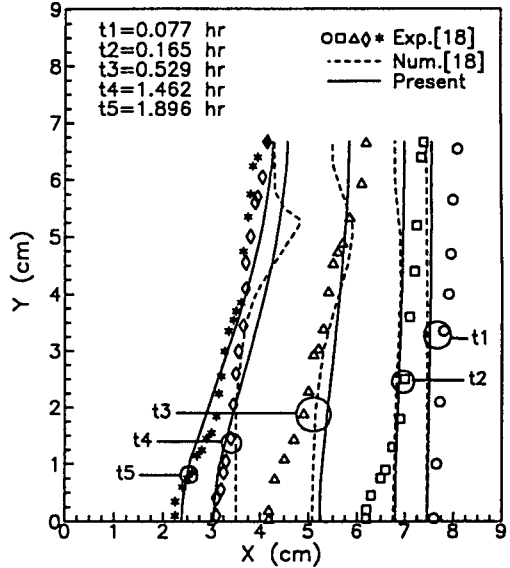


Fig. 2 Comparison of interface shape and position with experimental contours: $T_i=233^\circ\text{C}$, $T_n=233^\circ\text{C}$, $T_c=229^\circ\text{C}$, $Ar=0.75$, $Ra=1.59 \times 10^5$, $Ste=0.0132$

(0.077 hr)에는 본 연구결과와 Wolff 등⁽¹⁸⁾의 수치 해석결과와 비슷하나 실험결과 보다는 응고율이 증가함을 알 수 있다. 이와같이 수치값과 실험값 사이에 약간의 차이가 나는 이유는 수치계산에서는 냉각면의 초기온도가 정확히 냉각온도(T_c)로 유지된다고 가정하고 계산하였으나, 실험에서는 실험의 특성상 액상내에 약간의 과열상태가 존재하여 순간적으로 냉각온도에 이르지 못하기 때문으로 판단된다.

응고가 진행됨에 따라 본 연구결과와 실험결과와의 차이는 줄어들게 되고 응고시간 0.529 hr일 때 용기 밀면부근에서 본 연구결과보다 실험에서 응고율이 보다 증가하게 됨을 알 수 있다. 이는 Wolff 등⁽¹⁸⁾이 지적했듯이 용기밀면의 단열상태가 완전하지 못하여 주위로 약간의 열방출이 있었기 때문으로 사료된다. 응고시간 1.896 hr인 경우 본 연구결과는 실험결과와 거의 일치하였다. Wolff 등⁽¹⁸⁾의 수치해석결과는 응고중반 이후에는 용기 상단부 부근에 응고계면이 불안정한 형상을 나타내며 실험결과와 큰 차이를 나타내었고, 응고시간 1.896 hr인 경우에는 수치해석상의 불안정으로 제시하지 않았다. 따라서 응고계면의 위치 및 형상에 대하여 Wolff 등⁽¹⁸⁾의 실험 및 수치해와 비교하여 본 결

과, 본 연구에서 수행한 예측결과가 타당함을 알 수 있다.

3.2 응고계면의 위치 및 형상

Figs. 3~5는 접촉열저항의 크기를 나타내는 열전달계수(h_c)가 각각 $10, 10^2, 10^7 \text{ W/m}^2\text{K}$ 인 경우 시간에 따른 응고계면의 위치와 형상을 나타낸 그림으로서, 접촉열저항의 크기에 상관없이 전반적으로 비슷한 양상을 보이고 있다. 응고초기에는 거의 선형적으로 나타나며 전도에 의한 열전달이 지배적이다. 그러나 시간이 지남에 따라 액상영역에서 밀도차에 의한 부력의 발생으로 응고계면의 상단부는 고상쪽으로, 하단부는 액상쪽으로 휘는 경향을 보

인다. 액상내의 고온부에서 액체의 밀도는 작아짐에 따라 유체는 부력을 얻게 되어 뒷쪽으로 상승하고, 고상근처의 저온부에서는 밀도가 상대적으로 커짐에 따라 아랫쪽으로 하강한다. 이때 유체의 연속조건에 의해 고온부에서 상단면으로 움직이는 유체는 왼쪽으로 유동하고 저온부에서 하단면으로 내려간 유체는 오른쪽으로 유동한다. 이러한 유동에 의해서 응고계면 상단부로 유동한 유체는 고상쪽으로 열을 전달하고 하단으로 내려오면서 온도가 내려가게 된다. 따라서 온도가 높은 응고계면 상단부는 응고속도가 늦어지고 온도가 낮은 하단부는 응고가 빨리 진행된다. 시간이 더욱 지나면 부력의 발생이 활발해져서 응고계면의 형상은 더욱 휘게 된다.

접촉열저항이 응고계면에 미치는 영향을 살펴보면, $h_c=10 \text{ W/m}^2\text{K}$ 인 경우 큰 접촉열저항으로 인하여 냉각면은 열저장소(heat sink)로서 거의 역할을 하지 못하기 때문에 응고계면은 밀면부근을 제외하고는 시간이 지남에 따라 거의 이동하지 못한다. $h_c=10^2 \text{ W/m}^2\text{K}$ 로 증가함에 따라 응고계면은 벽면의 냉각효과 증가로 보다 빠르게 이동하게 된다. 완전접촉에 가까운 조건인 $h_c=10^7 \text{ W/m}^2\text{K}$ 인 경우 응고계면의 형상은 접촉열저항을 무시한 자연대류가 존재하는 순수금속의 응고인 경우와 유사한 양상을 나타냄을 볼 수 있다.

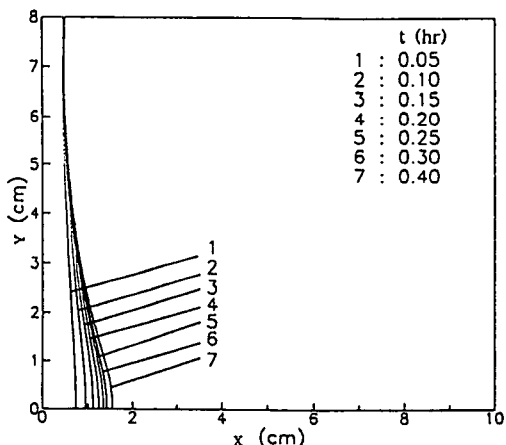


Fig. 3 Solid-liquid interface shape and position at preselected times in the case of $h_c=10 \text{ W/m}^2\text{K}$

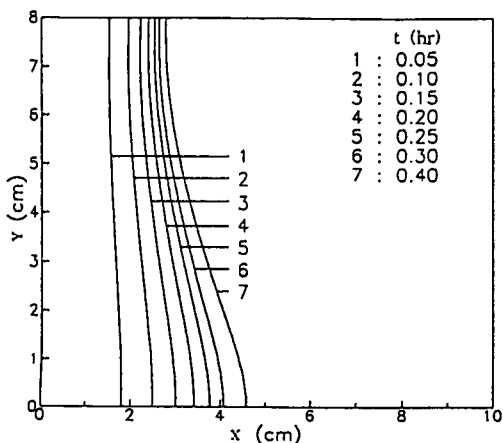


Fig. 4 Solid-liquid interface shape and position at preselected times in the case of $h_c=10^2 \text{ W/m}^2\text{K}$

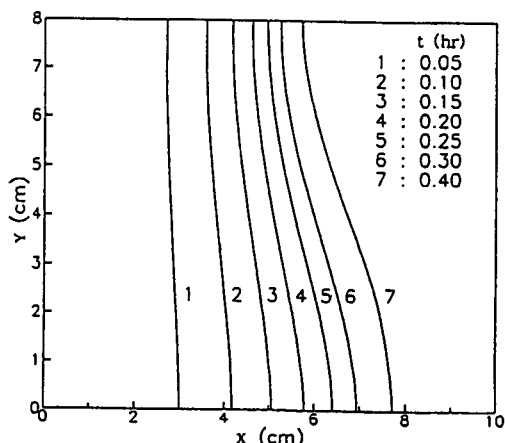


Fig. 5 Solid-liquid interface shape and position at preselected times in the case of $h_c=10^7 \text{ W/m}^2\text{K}$

3.3 응고체적률

응고체적률은 초기의 액상체적에 대한 응고된 고

상의 체적비로 정의된다. Fig. 6은 h_c 의 변화에 따른 응고체적률의 변화양상을 나타낸 그림이다. 응고초기에는 응고체적률이 h_c 의 크기와는 상관없이

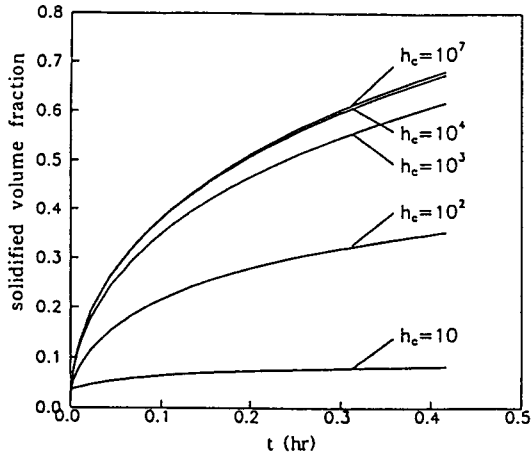
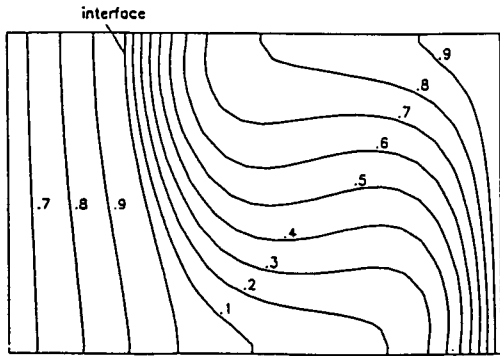


Fig. 6 Temporal variation of the solidified volume fraction for the five heat transfer coefficient cases

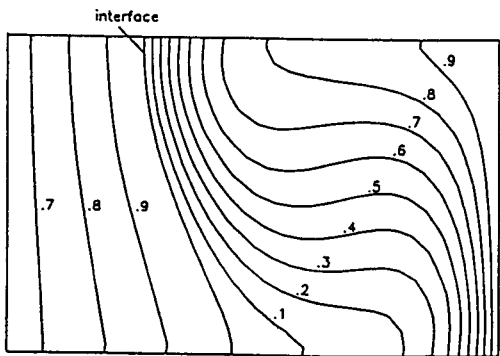
급격하게 증가하나 시간이 지남에 따라 액상영역에서 자연대류 유동이 발생하므로 인하여 응고체적률의 증가는 점차적으로 줄어들게 됨을 볼 수 있다. $h_c=10 \text{ W/m}^2\text{K}$ 인 경우에는 응고시간 0.01 hr 이후에는 응고률이 거의 일정한 값을 나타낸다. $h_c=10^4 \text{ W/m}^2\text{K}$ 이상인 경우에는 h_c 값에 상관없이 응고율이 거의 같으며 이는 응고체적률에 대한 h_c 의 임계값을 나타낸다.

3.4 온도장 및 유동장

Fig. 7 및 Fig. 8은 각각 $h_c=10^2$ 및 $10^7 \text{ W/m}^2\text{K}$ 인 경우 무차원 온도분포를 나타내며, 3.2절에서 응고계면의 밀면부근에서 응고률이 보다 증가되었는 것은 이러한 온도장을 통해서 원인을 찾아 볼 수 있다. 즉, 액상영역의 국소 온도구배는 자연대류로 인해 응고계면의 하부보다 상부에서 더 크게 되었으며 이로 인한 높은 열전달로 상부에서 응고율은 감소하게 되므로 응고계면의 상부는 하부보다 늦게 이동하게 된다. $h_c=10^7 \text{ W/m}^2\text{K}$ 인 경우 고상

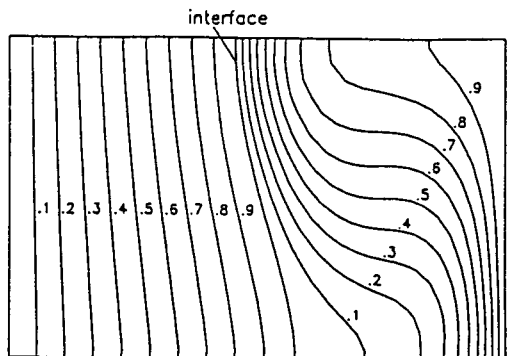


(a) $t=0.2 \text{ hr}$

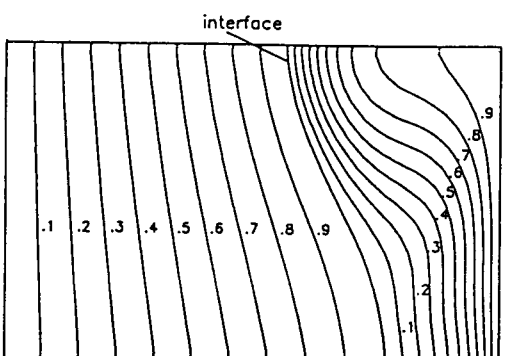


(b) $t=0.4 \text{ hr}$

Fig. 7 Temperature distribution with time for $h_c=10^2 \text{ W/m}^2\text{K}$



(a) $t=0.2 \text{ hr}$



(b) $t=0.4 \text{ hr}$

Fig. 8 Temperature distribution with time for perfect contact, $h_c=10^7 \text{ W/m}^2\text{K}$

영역의 온도는 응고계면의 곡선으로 인한 구배를 제외하고는 거의 직선적인 분포를 나타내며, 고상 영역 밀면 부근에서 온도구배는 응고계면의 형상으로 인하여 상부에서의 온도구배보다 비교적 작게 되었다. 그러나 $h_c=10^2 \text{ W/m}^2\text{K}$ 인 경우 고상영역의 온도는 $h_c=10^7 \text{ W/m}^2\text{K}$ 인 경우보다 접촉열저항으로 인하여 비교적 높았고 온도구배는 낮게 되었다.

Fig. 9 및 Fig. 10은 각각 $h_c=10^2$ 및 $10^7 \text{ W/m}^2\text{K}$ 인 경우의 유동장을 나타내며, 자연대류로 인하여 유체는 오른쪽의 고온면을 따라 올라가서 왼쪽의 응고계면을 따라 내려오는 반시계방향의 유동이 일어난 것을 볼 수 있다. $h_c=10^2 \text{ W/m}^2\text{K}$ 인 경우 $t=0.2 \text{ hr}$ 일 때에는 커다란 주유동셀만 액상영역 가운데에 존재하였지만 응고가 진행되어 $t=0.4 \text{ hr}$ 일 때에는 2차 유동셀이 용기의 오른쪽 상부 코너 부근에 나타남을 볼 수 있다. 한편 $h_c=10^7 \text{ W/m}^2\text{K}$ 인 경우에는 $h_c=10^2 \text{ W/m}^2\text{K}$ 인 경우보다 액상영역이 줄어들어서 자연대류 강도가 약해짐으로 인하여 최대 유동함수(ψ) 값이 줄어들고 코너부근에서

보다 강한 2차 유동셀이 생성됨을 볼 수 있다. 응고가 진행됨에 따라 주유동셀의 중심 위치는 $h_c=10^2 \text{ W/m}^2\text{K}$ 일 때에는 그대로 유지되지만 $h_c=10^7 \text{ W/m}^2\text{K}$ 일 때에는 위로 약간 이동함을 볼 수 있다.

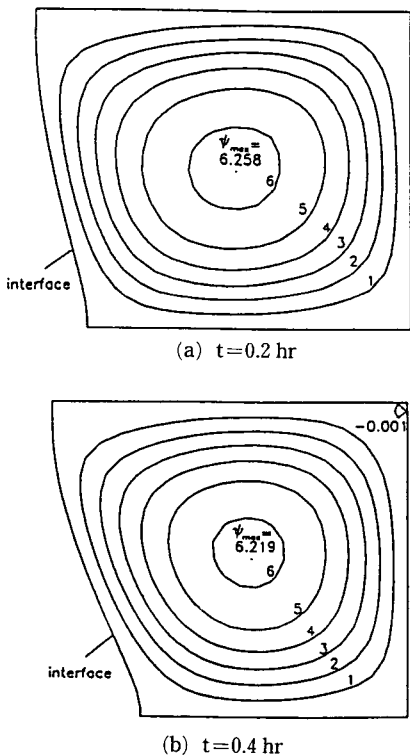


Fig. 9 Streamlines with time for $h_c=10^2 \text{ W/m}^2\text{K}$

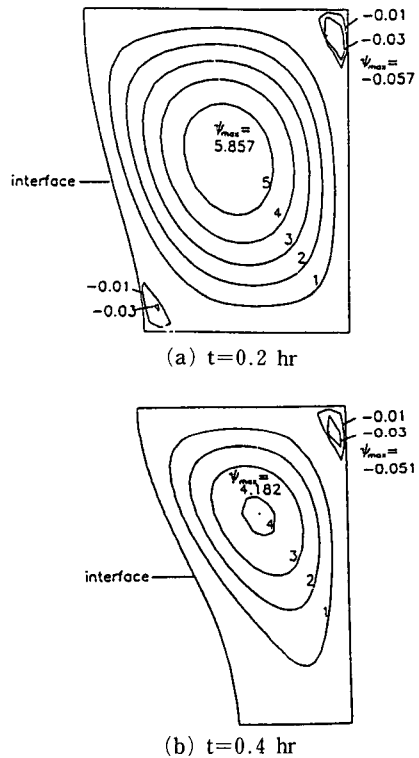


Fig. 10 Streamlines with time for perfect contact, $h_c=10^7 \text{ W/m}^2\text{K}$

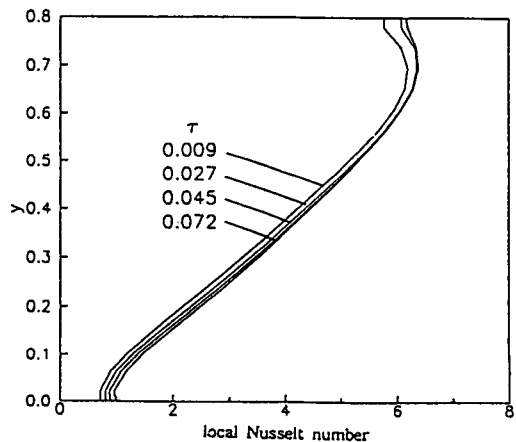


Fig. 11 Local Nusselt number with time at the solid-liquid interface for $h_c=10^2 \text{ W/m}^2\text{K}$

3.5 열전달률

Fig. 11 및 Fig. 12는 $h_c=10^2 \text{ W/m}^2\text{K}$ 및 $10^7 \text{ W/m}^2\text{K}$ 인 경우 응고계면에서 시간에 따른 국소 Nusselt수의 변화를 각각 나타내고 있다. 응고계면에서 국소 Nusselt수의 변화를 통해서 자연대류가 액상영역내에서 중요한 역할을 함을 알 수 있다. 반시계방향으로 유동하는 더운 유체가 응고계면에 도달하는 $y=0.7$ 부근에서 국소 열전달이 최대가 되었으며 $h_c=10^2 \text{ W/m}^2\text{K}$ 인 경우 응고계면에서 국소 Nusselt수의 크기는 응고시간에 따라 약간 증가하지만 $h_c=10^7 \text{ W/m}^2\text{K}$ 인 경우에는 응고계면의 상

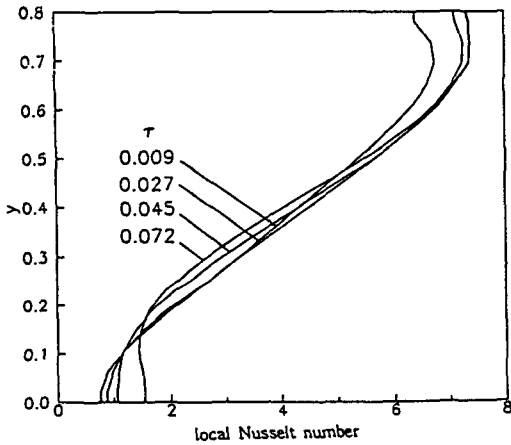


Fig. 12 Local Nusselt number with time at the solid-liquid interface for perfect contact, $h_c=10^7 \text{ W/m}^2\text{K}$

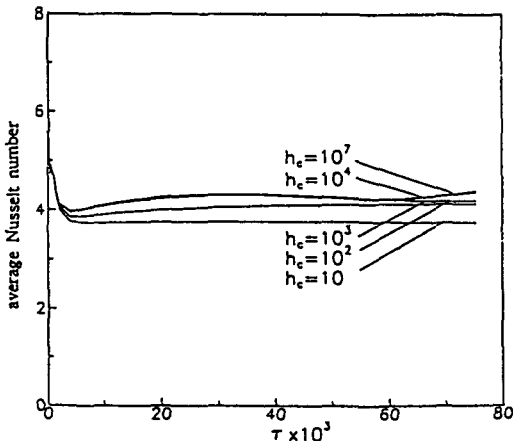


Fig. 13 Temporal variation of the average Nusselt number at the solid-liquid interface

부에서는 증가하지만 하부에서는 감소하는 경향을 볼 수 있다. 이는 접촉열저항이 높은 경우에는 액상과 고상간의 열전달과정에 영향이 크지 않음을 의미한다.

Fig. 13은 응고계면에서 시간에 따른 평균 Nusselt수를 여러가지 h_c 인 경우에 대해 나타낸다. 평균 Nusselt수는 응고초기에 급격하게 변하지만 자연대류 유동이 형성된 후에는 시간에 따른 변화는 미소하다. 그림에서 평균 Nusselt수는 $h_c=10$ 인 경우 $\tau=0.004$ 이후에는 모든 시간에 걸쳐 일정하나 $h_c=10^3 \text{ W/m}^2\text{K}$ 이상에서는 약간 증가한다. 이는 h_c 가 $10^3 \text{ W/m}^2\text{K}$ 이상인 경우에는 액상영역으로 부터 응고계면을 통한 고상영역의 열전달은 더 이상 영향이 없으므로 완전 접촉조건에 거의 접근했음을 알 수 있다.

4. 결 론

본 연구에서는 주형과 주물간의 접촉면에서 열저항이 존재하는 응고문제에 대하여 액상내의 자연대류와 접촉열저항이 순수급속의 응고과정에 미치는 영향을 수치해석한 결과 다음의 결론을 얻었다.

(1) 접촉열저항의 크기에 상관없이 응고계면의 형상은 유사하나, 큰 접촉열저항($h_c < 10 \text{ W/m}^2\text{K}$)인 경우 응고계면이 아주 느리게 이동하며, 응고계면의 상단부는 거의 이동하지 않고 하단부는 자연대류로 인하여 시간에 따라 미소하게 이동한다. 접촉열저항이 감소하면 응고계면은 보다 빨리 이동하고 $h_c > 10^4 \text{ W/m}^2\text{K}$ 인 경우의 응고계면의 형상은 접촉열저항을 무시한 순수급속 응고인 경우와 유사한 형상을 나타낸다.

(2) 응고초기에는 응고체적률이 급격히 증가하지만 자연대류 유동이 형성된 후에는 점차적으로 둔해진다. 큰 접촉열저항인 경우 응고체적율은 $t=0.01 \text{ hr}$ 이후에는 거의 일정하며 $h_c > 10^4 \text{ W/m}^2\text{K}$ 에서는 h_c 의 증가에 따라 거의 영향이 없다.

(3) 온도장과 유동장은 접촉열저항의 정도에 따라 상이한 양상을 나타내며 응고계면에서 평균 Nusselt수는 자연대류 유동이 형성되기 전에는 급격히 증가하지만 형성된 후에는 시간에 따라 거의 영향이 없다. 평균 Nusselt수는 $h_c=10 \text{ W/m}^2\text{K}$ 인 경우에는 시간에 따라 거의 일정하지만 $h_c > 10^4 \text{ W/m}^2\text{K}$ 인 경우에는 h_c 가 증가함에 따라 약간 증가한다.

참고문헌

- (1) Withey, D. H. and Loper, C. R., 1969, "Effects of the Use of Chills in Heavy Section Ductile Iron Castings," *AFS Trans.*, Vol. 77, pp. 267~280.
- (2) Jones, C. A., Fisher, J. C. and Bates, C. E., 1971, "Permanent Mold Casting of Gray, Ductile and Malleable Iron." *AFS Trans.*, Vol. 79, pp. 547~559.
- (3) Berry, J. T., 1970, "Effects of Solidification Conditions on Mechanical Behavior of Aluminum Cast Alloys," *AFS Trans.*, Vol. 78, pp. 421~428.
- (4) Sully, L. J. D., 1976, "The Thermal Interface Between Castings and Chill Molds," *AFS Trans.*, Vol. 100, pp. 735~744.
- (5) Nishida, Y., Droste, W. and Engler, S., 1986, "The Air-Gap Formation Process at the Casting-Mold Interface and the Heat Transfer Mechanism through the Gap," *Metall. Trans. B*, Vol. 17B, pp. 833~844.
- (6) Robertson, S. R. and Fascetta, E. F., 1977, "An Analytical Technique for Determination of the Thermal Contact Resistance Between a Solidifying Metal and Mold," *Metall. Trans. B*, Vol. 8B, pp. 619~624.
- (7) Durham, D. R. and Berry, J. T., 1974, "Role of the Mold-Metal Interface During Solidification of a Pure Metal Against a Chill," *AFS Trans.*, Vol. 52, pp. 101~110.
- (8) Ho, K. and Pehlke, R. D., 1984, "Mechanisms of Heat Transfer at a Metal-Mold Interface," *AFS Trans.*, Vol. 61, pp. 587~598.
- (9) Ho, K. and Pehlke, R. D., 1985, "Metal-Mold Interfacial Heat Transfer," *Metall. Trans. B*, Vol. 16B, pp. 585~594.
- (10) Fredriksson, H. and Thegerström, M., 1979, "On the Formation of an Air Gap Between the Mould and the Strand in Continuous Casting," *Scandinavian J. Metall.*, Vol. 8, pp. 232~240.
- (11) Kumar, T. S. P. and Prabhu, K. N., 1991, "Heat Flux Transients at the Casting/Chill Interface During Solidification of Aluminum Base Alloys," *Metall. Trans. B*, Vol. 22B, pp. 717~727.
- (12) 여문수, 손병진, 이관수, 1992, "주형/주물 접촉면에서의 접촉열저항을 고려한 상변화문제에 관한 연구," 대한기계학회논문집, 제16권, 제2호, pp. 348~355.
- (13) 여문수, 손병진, 김우승, 1992, "공기층저항을 고려한 사각형 주형내에서의 2차원 상변화문제에 관한 연구," 대한기계학회논문집, 제16권, 제6호, pp. 1205~1215.
- (14) Szekeley, J. and Chhabra, P. S., 1970, "The Effect of Natural Convection on the Shape and Movement of the Melt-Solid Interface in the Controlled Solidification," *Metall. Trans. B*, Vol. 1B, pp. 1195~1203.
- (15) Sparrow, E. H., Schmidt, R. R. and Ramsey, J. W., 1978, "Experiment on the Role of Natural Convection in the Melting of Solids," *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 100, pp. 11~16.
- (16) 김무근, 노승탁, 1992, "수직원관주위에서 밀도차와 자연대류를 고려한 응고과정해석," 대한기계학회논문집, 제16권, 제1호, pp. 142~155.
- (17) Patankar, S. V., 1980, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere Publishing Corp., Washington.
- (18) Wolff, F. and Viskanta, R., 1988, "Solidification of a Pure Metal at a Vertical Wall in the Presence of Liquid Superheat," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 31, pp. 1735~1744.