

〈論 文〉

수평원관내 얼음의 접촉용해과정

서정세* · 노승탁**

(1994년 4월 11일 접수)

Close-Contact Melting of Ice in a Horizontal Cylinder

Jeong-Se Suh and Sung Tack Ro

Key Words : Horizontal Cylinder(수평원관), Melting(용해), Natural Convection(자연대류)
Force-Balance(힘균형), Liquid Film(액막)

Abstract

Buoyancy-assisted melting of an unconstrained ice in an isothermally heated horizontal enclosure was numerically analyzed in a range of wall temperatures encompassing the density inversion point. The problem as posed here involves two physically distinct domains each of which has its own scales and respective heat transfer mode. These two domains join at the junction where the liquid squeezed out of the film region flushes into the lower melt pool. Both of these domains have been treated separately in the literature by a patching technique which invokes several, otherwise unnecessary, assumptions. The present study eliminates successfully such a superfluous procedure by treating the film and lower melt pool regions as a single domain. As a result of this efficient solution procedure, the interaction of the water stream ejected at the junction and the natural convection in the melt pool could be clarified for different wall temperatures. Though limited by two-dimensionality, the present results conformed indirectly the earlier reported transition of the flow pattern, as the wall temperature was increased over the density inversion point. The transient evolution of the melting surface, the time rate of change in melt volume fraction, the local and temporal variation of the heat transfer coefficients are analyzed and presented.

기 호 설 명

Ar : Archimedes수, $|\rho_s - \rho_l|gR^3/(\rho_s\nu^2)$

c : 비열 [$J \cdot kg^{-1} \cdot ^\circ C^{-1}$]

Fo : Fourier수, $\alpha_L t/R^2$

h : 열전달 계수, [$W \cdot m^{-2} \cdot ^\circ C^{-1}$]

h_{sf} : 잠열 [$J \cdot kg^{-1}$]

k : 열전도율 [$W \cdot m^{-1} \cdot ^\circ C^{-1}$]

Nu : Nusselt수, hR/k_L

p : 압력 [Pa]

Pr : Prandtl수, ν/α_L

r : 반경좌표 [m]

R : 원관 반지름 [m]

Ra : Rayleigh수, $\rho_m g \beta (T_w - T_f)^3 R^3 / (\rho_a \nu \alpha_L)$

s_u, s_D : 상층부, 하층부 용해거리 [m]

Ste : Stefan수, $c_L (T_w - T_f) / h_{sf}$

t : 시간 [s]

T_0 : 얼음 초기온도, $T_0 = -15^\circ C$

T_f : 용해온도, $T_f = 0^\circ C$

T_w : 벽면온도 [$^\circ C$]

u, v : x, y 방향의 속도성분 [$m \cdot s^{-1}$]

v_D : 얼음의 상승속도 [$m \cdot s^{-1}$]

V_0 : 얼음의 초기 부피 [m^3]

*정회원, 경상대학교 기계공학과

**정회원, 서울대학교 기계공학과

V_L, V_S : 물, 얼음의 부피 [m^3]

x, y : 직교좌표계 [m]

그리스문자

α_L : 열확산계수 [$m^2 \cdot s^{-1}$]

β : 열팽창계수 [$^{\circ}C^{-1}$]

δ : 액막두께 [m]

δ_0 : $\theta=0$ 에서 액막두께 [m]

δ_0^* : 무차원 액막두께, δ_0/R

ε : 이십거리 [m]

θ_L, θ_S : 물, 얼음의 무차원 엔탈피

θ_m : 물의 최대밀도점에서 무차원온도,
($T_m - T_f$)/($T_w - T_f$)

Θ, φ : 각좌표

ξ, η : 변환좌표

ν : 동점성계수 [$m^2 \cdot s^{-1}$]

τ : 무차원 시간, $\tau = Ste \cdot Fo$

상첨자

+ : 무차원

- : 평균

하첨자

0 : 초기

f : 융점

L : 액상

m : 최대밀도

S : 고상

w : 벽면

1. 서 론

본 연구는 잠열축열조 등과 같이 잠열을 이용하는 열시스템과 관련하여 수평원관내 얼음의 접촉용해과정에 대한 수치적 연구에 관심을 두기로 한다. 접촉용해는 최근에 이르러 지질학,⁽¹⁾ 핵기술,^(2,3) 잠열축열시스템⁽⁴⁻⁸⁾ 등에서의 다양한 응용으로 인해 상당한 연구가 이루어져 오고 있다. 접촉용해에 대한 연구는 지질학 분야에서 열원이 중력 또는 부력에 의해 주변의 지각을 용해시키면서 이동하는 현상을 분석하는 과정에서 시작되었다. 이런 경우 중력에 의해 하강하는 열원이 주위의 지각을 녹이는 과정이 상당한 관심거리로 연구되어 왔다.^(2,3,9) 한편, 접촉용해는 밀폐용기내에서 고상이 고정되지 않은채 중력 또는 부력에 의해 하강/상승운동을 할

때도 이루어진다. 접촉용해에 대한 연구는 구형용기에 대해 Moore와 Bayazitoglu⁽⁵⁾ 그리고 최근에는 Roy와 Sengupta⁽¹⁰⁾에 의해서도 이루어졌으며, 사각용기내의 경우에는 축열시스템의 관점에서 Yoo와 Ro⁽¹¹⁾ 그리고 Hirata 등⁽¹²⁾에 의해 이루어졌다. 그러나, 많은 자료를 통해서 살펴보면 수평원관내의 용해과정에 대한 연구가 대부분을 차지함을 알 수 있다. Nicholas와 Bayazitoglu⁽⁴⁾는 유한차분방정식을 통해 접촉용해과정동안 액상내 전도열전달과정을 해석하였으며, Bareiss와 Beer⁽⁶⁾는 적분방정식 접근법을 적용하여 그들의 실험결과와 잘 일치하는 해석결과를 얻었다. Sparrow와 Geiger⁽¹³⁾는 고상이 고정된 경우와 하강하는 경우를 서로 비교한 연구결과를 제시하였으며, Prasad와 Sengupta⁽⁸⁾는 용해영역에서 자연대류를 고려하고 액막영역내의 전도해석을 첨가하여 해석하였다. 그러나, 수평원관내 얼음의 접촉용해과정에 대해서는 Webb 등⁽⁷⁾에 의해 단지 실험적으로 연구되었다. 얼음의 용해과정에 대한 연구로 사각형용기내의 용해,⁽¹²⁾ 얼음조각의 압착용해,⁽¹⁴⁾ 자연대류를 고려한 수평원관 내부 및 외부에서의 용해⁽¹⁵⁻¹⁷⁾ 등이 있으며, 이들은 본 연구에서 고려하고자 하는 것과는 다른 용해특성을 다루고 있다.

물의 밀도역전현상으로 인해 용해영역에서 형성되는 자연대류는 벽면온도가 최대밀도점 이상/이하인가에 따라 상당히 다른 유동형태를 보이게 된다. Webb 등⁽⁷⁾은 수평원관내 얼음의 용해과정에서 벽면온도가 최대밀도점이하인 경우에 용해과정이 일반상변화물질의 용해과정에서 나타나는 용해형태와 비슷하지만 뒤집힌 모양을 보이고 있음을 실험적으로 관찰하였다. 그들은 또한 유동가시화를 통해 벽면온도가 최대밀도점을 지나 증가할 때 유동이 천이되는 과정을 관찰하였으나, 실험결과를 수치적으로 검증하지 않았다. 본 연구에서는 수평원관내 얼음의 접촉용해과정을 수치적으로 해석하고자 하며, 특히 얼음 상층부에서 형성되는 액막내의 압착유동(squeeze flow)과 하층부에서 형성되는 용해영역내 자연대류 유동의 상호작용을 자세히 밝히고자 한다. 용해영역내 자연대류의 시간에 따른 천이과정과 관련하여 상경계면의 진행과정을 역시 언급하고자 한다. 해석방법과 관련하여 본 연구에서 적용하고 있는 풀이과정이 이전의 연구에서 사용되어온 것들과 비교하여 현저히 우수한 것으로 여겨진다. 지금까지 연구에서는 일반적으로 지배방정식과 경계

조건들이 액막과 용해영역에서 각각 달리 적용되며, 결국 두영역이 접합되는 부분에서 특별한 경계 조건의 처리가 요구된다. 액막영역에서 분출되는 유동과 용해영역에서 형성된 자연대류 유동의 상호작용으로 인해 접합부에서의 유동이 상당히 복잡하게 형성될 것으로 생각되며, 기존의 연구에서 사용되어온 두영역을 접합하는 방법으로는 불필요한 가정들의 도입이 불가피하게 된다. 본 연구에서는 액상영역을 구성하고 있는 액막영역과 용해영역을 하나의 영역으로 취급함으로써 위에서 언급한 기존 연구의 결점을 완전히 제거하였다. 이러한 새로운 접근방법에서 두드러지는 장점은 상경계면의 형상을 가정하지 않고 액막영역에서의 유동과 용해영역에서의 유동에 대한 상호작용 등을 명확히 규명할 수 있다는 점이다. 얼음의 상승운동은 두가지 방법 즉, 얼음에 작용하는 압력과 중력 및 부력에 의한 힘균형으로 부터 결정되는 방법과 대칭축 액막의 두께가 일정하게 유지되도록 결정되는 방법으로 해석된다. 해석의 결과들은 몇몇의 다른 벽면온도에 대해 얻어졌으며, 몇가지 중요한 변수들이 제시되었다.

2. 해 석

2.1 문제설정 및 수치모델

내부반경이 R 인 수평원관내 얼음의 접촉용해과

정을 Fig. 1에 개략적으로 도시하였다. 초기에 전체 시스템을 균일한 온도 $T_0 (< T_f)$ 로 유지하다가 $t=0$ 일 때 원관의벽의 온도를 일정한 $T_w (> T_f)$ 로 갑자기 올리면서 얼음을 녹이기 시작한다. 용해가 진행되면서 얼음은 부력에 의해 계속해서 상승하게 되고, 따라서 얇은 액막이 상층부에 형성된다. 액막내에서는 좁은 틈새 양면의 큰 온도차로 인해 용해가 활발히 일어나며, 용해된 물은 좁은 틈새를 따라 계속해서 용해영역으로 분출된다. 용해과정동안 액막의 두께는 거의 일정하게 유지되지만 용해영역은 시간에 따라 증가한다. 용해영역에서는 물의 밀도역전으로 인해 유동형태 및 열전달특성이 다소 달라진다. 본 연구에서는 물의 밀도역전현상과 용해형태와의 상호관계를 규명하는 데 주안점을 두고자 한다. 임의의 시간에서 용해과정의 대표적인 형태를 Fig. 1(a)에 나타내었으며, 특히, 이해를 돕기 위해 Fig. 1(b)에는 고상의 초기 중심을 원관의 중심과 일치시킴으로써 대칭축에서 상층부와 하층부에서의 용해거리(즉, s_u, s_D)를 각각 나타내었다. 효율적인 수치해석을 수행하기 위해 몇가지 가정들을 도입하였다. (a) 용해과정은 중력 방향에 대해 대칭으로 이루어지며, (b) 비압축성 뉴우톤 유체의 2차원 층류유동이고, (c) 온도변화에 따른 밀도변화를 제외한 다른 물성치들은 일정하다. 추가로 얼음의 상승운동은 2가지 다른방법으로 처리하였다. 하나는 얼음에 작용하는 순수의력

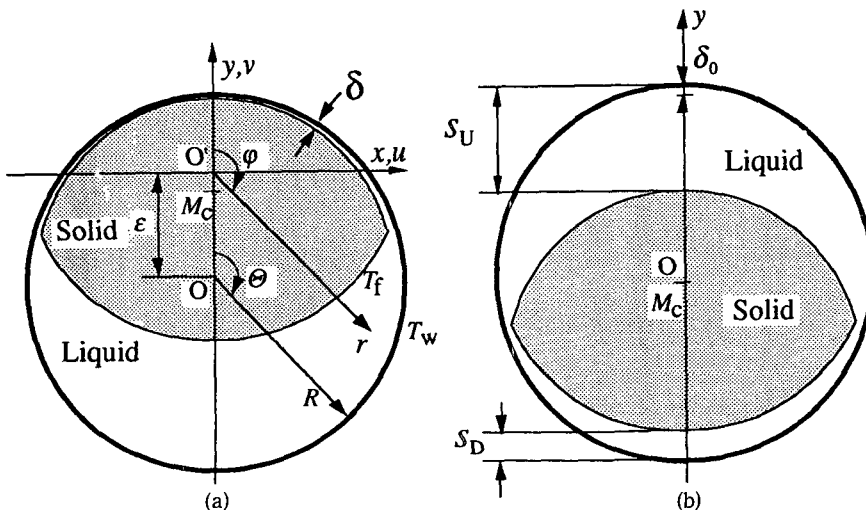


Fig. 1 (a) Schematic of the physical model for the close-contact melting process. (b) The mass center of the initial solid is artificially made coincident with the tube cell to elucidate the melting distances (s_u and s_D) along the upper and lower lines of symmetry

이 용해과정 동안 준정상상태에서 임의의 순간에 균형을 유지하도록 하는 것이며, 다른 하나는 용해의 전과정에 걸쳐 대칭축 액막의 두께를 일정하게 고정시키는 것이다. 후자의 경우는 구형용기내의 중력에 의한 접촉용해과정의 연구⁽¹⁸⁾에서 이미 적용한 바 있다.

위에서 언급한 일음의 접촉용해과정을 효과적으로 해석하기 위해 먼저, 일반형 지배방정식을 직교 좌표계에 대해 보존식 형태로 나타내면

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x}\left[\rho u\phi - \Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x}\right] + \frac{\partial}{\partial y}\left[\rho v\phi - \Gamma\frac{\partial\phi}{\partial y}\right] = S(x, y) \quad (1)$$

이며, 액상에서는 연속방정식, 운동량방정식, 에너지 방정식으로 구성되고, 고상에서는 전도방정식으로 표현된다. 고상과 액상에서의 지배방정식들은 무차원 형태로 Table 1에 정리되어 있다. 다음으로 시간의존 경계고정좌표계 $x=x(\xi, \eta, t)$, $y=y(\xi, \eta, t)$ 를 사용하여 좌표변환을 수행하면 지배방정식(1)은

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(J\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial\xi}\left[\rho U\phi - \frac{\alpha_s\Gamma}{h_s}\frac{\partial\phi}{\partial\xi}\right] \\ & + \frac{\partial}{\partial\eta}\left[\rho V\phi - \frac{\alpha_l\Gamma}{h_l}\frac{\partial\phi}{\partial\eta}\right] \\ & = JS(\xi, \eta) - \frac{\partial}{\partial\xi}\left[\frac{\beta_s\Gamma}{h_s}\frac{\partial\phi}{\partial\eta}\right] - \frac{\partial}{\partial\eta}\left[\frac{\beta_l\Gamma}{h_l}\frac{\partial\phi}{\partial\xi}\right] \end{aligned} \quad (2)$$

그리고

$$\begin{aligned} U &= \alpha_s u_s - \beta_s u_l - X_t, \quad V = \alpha_l u_l - \beta_l u_s - Y_t \\ X_t &= y_\eta x_t - x_\eta y_t, \quad Y_t = x_\xi y_t - y_\xi x_t \\ u_s &= (x_\xi u + y_\xi v)/h_\eta, \quad u_l = (x_\eta u + y_\eta v)/h_\eta \end{aligned} \quad (3)$$

으로 얻어진다. 좌표변환식에서 나타나는 변환계수

들은 참고문헌들^(19,20)에서 이용할 수 있다. 운동량 방정식의 해석과정은 공변속도(covariant velocity) 성분을 주요변수로 선정하여 Karki와 Patankar⁽²¹⁾의 방식으로 처리하였다.

밀도역전효과는 밀도-온도관계식⁽²²⁾(0~20 °C의 범위)를 적용하므로써 고려되었다. 즉,

$$\rho_L = \rho_m(1 - \beta|T_L - T_m|^q) \quad (4)$$

여기서,

$$\begin{aligned} \rho_m &= 999.9720 \text{ kg/m}^3, \quad \beta = 9.297173 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-q} \\ T_m &= 4.029325 \text{ }^\circ\text{C}, \quad q = 1.894816 \end{aligned}$$

액상의 열물성치는 평균온도, 즉 $T_a = (T_f + T_w)/2$ 에서 결정하였다.

변환좌표계(ξ, η)에 덧붙여 물리적 공간에 격자계를 효과적으로 배열하기위해 보조좌표계(r, φ)를 도입하였으며, 즉,

$$x = r\sin\varphi, \quad y = r\cos\varphi \quad (5)$$

$$\begin{aligned} r &= \begin{cases} r_f\xi & 0 \leq \xi < 1 \\ r_f + (\xi - 1)(r_w - r_f) & 1 \leq \xi \leq 2 \end{cases} \\ \varphi &= \eta \quad (0 \leq \eta \leq \pi) \end{aligned} \quad (6)$$

여기서, 극좌표계가 방정식의 이산화과정에 관여되지 않으므로 식 (1)을 극좌표계로 변환시킬 필요가 없음에 주의해야 한다.

상경계면의 조건은 근본적으로 온도의 연속성, 질량과 에너지유속의 보존이 만족되도록 이루어져야 한다. 상경계면 조건에 대한 보다 상세한 내용들은 참고문헌^(19,20)에서 찾을 수 있으며, 여기서는 생략하기로 한다. 대칭면에서 단열, 벽면과 상경계면에서 일정한 온도조건이 주어졌으며, 속도장에 대해서는 대칭면에서 대칭조건, 벽면과 상경계면에

Table 1 Variables in the dimensionless governing equation. The time, length, velocity, pressure and enthalpy† are scaled by R^2/α_L , R , α_L/R , $\rho_L\alpha_L^2/R^2$ and $c_L(T_w - T_f)$, respectively

	ϕ^+	Γ^+	S^+
Solid	θ_s	α_s/α_L	0
Liquid	1	0	0
	u^+	Pr	$-\partial p^+/\partial x^+$
	v^+	Pr	$-\partial p^+/\partial y^+ + Ra \cdot Pr \cdot \theta_L - \theta_m ^q$
	θ_L	1	0

† $h_s = c_s(T_s - T_f) - h_{sf}$ and $h_L = c_L(T_L - T_f)$

대해 점착조건(no-slip condition)이 각각 주어졌다. 특히 고상의 상승운동을 고려하여 다음과 같은 점착조건을 주었다.

$$u=0, v=v_D \quad (7)$$

고상의 상승속도, 즉 $v_D(>0)$ 의 결정 방법에 대해서는 뒤에서 자세히 설명하기로 하겠다.

2.2 해석 방법

계산격자계는 고상영역과 액상영역에 대해 각각 ξ 방향으로 23개, η 방향으로 71개의 격자점들로 불균일하게 구성되었으며, 각 격자점은 식 (5), (6)을 통해 실제영역에 일대일로 사상된다. 이때 Fig. 2와 같이 속도 및 온도의 변화가 심한 상경계면과 용기벽면 근처에는 격자점들을 좀더 조밀하게 배치하였으며, 좌표의 중심은 용해가 상당히 진행된 후에도 상경계의 추적이 용이하도록 고상의 상층부 $\epsilon=0.5R$ 에 설정하였다.

고상의 상승속도 결정은 이미 언급한 바와 같이 두가지 방법, 즉 힘균형식에 의해 결정되는 경우와 대칭축 액막두께를 일정하게 하는 경우로 나누어 본 연구에서 이루어졌다. 각각의 경우에 대한 수치적 과정을 자세히 알아보도록 하자.

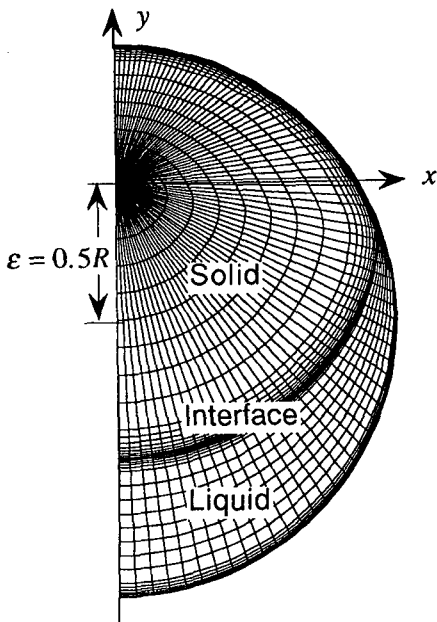


Fig. 2 The grid system for the computational domains at $\tau=0.0022$ and $T_w=7.6^\circ\text{C}$

접촉용해과정 동안에 고체에 작용하는 힘들로는 중력, 부력, 항력, 관성력, 표면마찰력 등이 있으며, 관성력과 표면마찰력은 상대적으로 적으므로 무시하기로 한다. 고체에 작용하는 힘들의 균형식은 준정상상태에서 다음과 같다.

$$F_P + F_C = F_B \quad (8)$$

또는

$$-\int_{\epsilon=1}^{\delta} \rho x_{\eta} d\eta + g \rho_s V_s = g \rho_L V_s \quad (9)$$

고체는 상승속도 v_D 는 힘균형식 (9)을 만족하도록 결정되어야만 한다. 그러나, 상승속도를 암시적으로 처리하려면 압력 p , x_{η} , V_s 가 새로운 시간에서 반복계산에 의해 점진적 수렴과정으로 결정되어야 하며, 이러한 경우에 계산비용이 과다하게 된다. 따라서, 고체의 상승속도를 명시적으로 결정하기 위한 방법을 채택하기로 한다. 먼저, Bareiss와 Beer⁽⁶⁾이 사용한 윤행이론으로부터 압력과 상승속도가 다음과 같은 관계에 있음을 알 수 있다.

$$p(\eta, v_D) = C(\eta) v_D^b \quad (10)$$

여기서, C 는 기하학적 함수를 나타내고, v_D 는 Bareiss와 Beer⁽⁶⁾의 용해거리 변화율 \dot{s} 에 해당한다. 식 (10)을 순수항력 F_P 의 표현식에 넣으면

$$F_P = -\int \rho x_{\eta} d\eta = K v_D^b \quad (11)$$

이 되며, 여기서 $K = -\int C(\eta) x_{\eta} d\eta$ 이고 K 는 매 시간 고상의 기하학적 형상에 의해서만 결정된다. 시간증분 $\Delta\tau$ 동안 고상의 형상변화율이 매우 작아서 일정하다고 가정하면 식 (11)은 근사적으로

$$v_D \cong v_D^* \left[1 + \frac{1}{4} \frac{F_P - F_P^*}{F_P^*} \right] \quad (12)$$

이 되며, 여기서 상첨자 *는 이전시간을 나타낸다. 시간간격 $\Delta\tau = \tau - \tau^*$ 동안 시간 τ 일 때의 새로운 고체형상을 명시적으로 결정하는 과정에서 시간 τ^* 에서의 고체 상승속도가 더욱 우세하다고 가정한다. 그러면, F_B 와 F_C 는 고체의 새로운 체적 V_s 를 계산하므로써 단순히 계산될 수 있다. 식 (8)으로부터 시간 τ 에서의 F_P 값이 바로 계산된다. 다음 진행시간에서 고체의 새로운 상승속도가 식 (12)로부터 계산된다. 효율적인 해석을 위해 무차원 형태로 고상에 작용하는 힘균형식을 나타내면

$$-\int \rho^+ x_{\eta}^+ d\eta = Pr^2 \cdot Ar \cdot V_s^+ / \rho^* \quad (13)$$

이며, 여기서 $\rho^* = \rho_L / \rho_S$ 이다. 식 (13)으로부터 Archimedes 수인 Ar 수가 고상의 상승속도 크기를 결정하는 데 중요한 역할을 하고 있음을 알 수 있다.

한편, 용해과정동안 상층부 대칭축에서 액막두께를 일정하게 유지하도록 하는 경우에는 힘균형식을 따로 고려할 필요가 없으며, 앞에서 언급한 Ar 수가 용해과정에 영향을 미치는 변수의 집합에서 빠지게 된다. 대신에 상층부 대칭축 액막의 두께 δ_0 가 새로운 변수로 나타나서 이전의 Ar 수의 역할을 대신하게 된다. 이러한 방법의 최대 약점은 δ_0 의 값을 미리 알 수 있는 적당한 방법이 없다는 데 있다. 따라서, 몇번의 시행착오 예컨대, 예측 용해율 등과 같은 유용한 실험결과와 비교해 봄으로써 최적의 δ_0 값을 결정해야만 한다. 사실, 일정한 δ_0 의 가정을 도입하게 된 이유를 이전의 해석적 연구 결과로부터 찾을 수 있다. 예컨대, 액막두께와 용해거리의 실험적 관계식은 Bareiss와 Beer⁽⁶⁾이 제시한 식들로부터 유도하여 얻을 수 있으며,

$$\delta_0^+ = 1.245 \left[\frac{Ste \cdot \rho^*}{Pr \cdot Ar} \right]^{1/4} (0.81 + 0.27s_0^* + 0.18s_0^{*2}) \quad (14)$$

여기서, $s_0^* = s_0 / (2R)$, s_0 는 용해거리⁽⁶⁾이다. 시간에 대한 δ_0 의 미약한 의존성($s_0^* = s_0^*(\tau)$ 의 관계를 이전의 연구⁽⁶⁾에서 찾을 수 있음)이 식(14)로부터 명확해진다. 역시, 이전의 실험적 관찰로부터 접촉용해과정동안 액막두께가 거의 일정하게 유지되고 있음을 입증하고 있다. 이러한 가정에 대한 수치적 공식화에서는 $X_t = 0$ ($\xi = 1, \eta = 0$ 에서)로 되며, 이를 재구성하면

$$\xi = 1, \eta = 0 \text{에서 } v_D = -U/x_\eta \quad (15)$$

지배방정식은 멱법칙⁽²³⁾과 면적법칙^(19,20)을 이용하여 이산화하고, 이로부터 얻은 5점 형태의 이산화방정식에 대해 SIS 해법⁽²⁴⁾을 이용하여 해를 구한다. 연속방정식과 운동량방정식의 상호연관성은 SIMPLER 알고리즘⁽²³⁾으로부터 해결한다. 상경계의 이동은 명시적으로 처리되었으며, 매 시간 스텝에서 에너지 균형이 0.5% 이내에서 만족되었다.

3. 계산결과 및 토의

본 연구에서는 얼음의 초기과냉각 영향에 대해서 특별히 따로 살펴보지 않았으며, 얼음의 초기온도

를 기존의 실험결과⁽⁷⁾와 비교하기 위해 $T_0 = -15^\circ\text{C}$ 로 고정하였다. 벽면온도를 $T_w = 1.8, 5.3, 7.6, 12^\circ\text{C}$ 로 변화시키면서 용해영역의 자연대류 형태와 용해거동과의 연관성을 각각의 경우에 대해 조사하였다.

먼저, 본 연구에 사용한 수치해석방법은 $T_w = 7.6^\circ\text{C}$ 인 경우에 대해 Webb 등⁽⁷⁾의 실험결과와 비교를 통해 정량적으로 검증될 수 있다. Webb 등⁽⁷⁾은 액막영역과 용해영역에서 벽면온도가 다소 다르다는 것을 관찰하고 각 영역의 대표적인 벽면온도 즉, 액막영역 $T_{w, \text{close-contact}}$ 와 용해영역 $T_{w, \text{meltpool}}$ 를 사용하여 실험결과를 언급하고 있다. 본 연구에서는 용해율에 크게 영향을 미치는 $T_{w, \text{close-contact}}$ 를 벽면의 대표온도로 선택하여 실험결과와 비교하였다.

시간에 따른 용해율 변화에 대해 $T_w = 7.6^\circ\text{C}$ 인 경우를 Fig. 3에 나타내었다. 여기서, 심볼은 Webb 등⁽⁷⁾의 실험결과이며, Bareiss와 Beer⁽⁶⁾의 해석방법에 의한 본 연구의 전도해석결과도 역시 나타나 있다. 먼저, 전도해석과 힘균형식에 의한 해석결과 모두가 용해율을 상당히 과대예측하고 있다. 이는 실험⁽⁷⁾에서 관측한 벽면온도중 낮은 온도를 해석의 벽면온도로 하였다는 점을 고려할 때 매우 불만족스러운 결과이다. 하지만, Bareiss와 Beer⁽⁶⁾의 연구를 제외하고는 접촉용해과정에 대한 다수의 해석적 연구들^(5,8,10)에서도 Bareiss와 Beer⁽⁶⁾의 방법에 기초하여 예측한 용해율이 그들의 실험치보다 다소 높다. 이는 실험에 사용된 상변화물

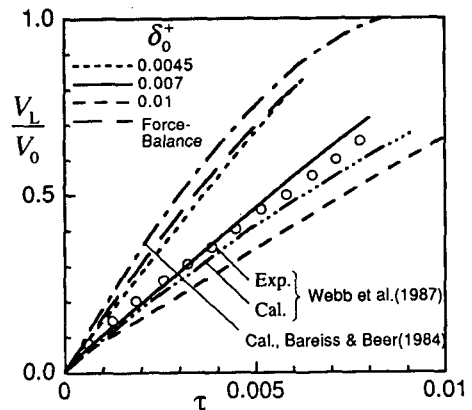


Fig. 3 Melt volume fraction for $T_w = 7.6^\circ\text{C}$. In the present calculation, $Ar = 3.84 \times 10^7$, $\rho^* = 1.087$, $Pr = 12.23$, $Ste = 0.0953$ and $Ra = 2.34 \times 10^6$ are used

질내에 열전달을 저해할 수 있는 산소가 잔류하고 있다는 것과 용해시 체적팽창(본 연구에서는 용해시 체적수축)효과 등을 해석에서 고려하지 않았다는 데 기인하는 것으로 생각된다. 그러나, 재미있게도 Webb 등⁽⁷⁾이 제시한 해석해가 그들이 밝힌 전도해석방법⁽⁶⁾을 채택하였음에도 불구하고 실험과 매우 잘 일치하는 결과를 보이고 있으나, 같은 전도해석방법⁽⁶⁾으로 얻은 본 연구의 해석결과와 비교하였을 때 상당한 차이가 있다. 이러한 불명확한 모순에 대해 본 연구에서는 반복된 실험을 하였음에도 불구하고 상황을 설명하는데 실패하였으며, 앞에서 언급한 기존연구들^(5,8,10)의 해석결과와 경향으로 보아 Webb 등⁽⁷⁾이 제시한 해석해에 대해 신뢰성이 상당히 의문시 된다. 다시, 일정한 δ_0 의 접근방법에 대해 Fig. 3의 결과를 보면 $\delta_0^* = 0.7\%$ 일 때 실험결과와 잘 일치하고 있으며, δ_0^* 가 좀더 증가한 $\delta_0^* = 1\%$ 에서는 열저항의 증가로 인해 용해율이 상당히 감소한다. 한편, $\delta_0^* = 0.45\%$ 인 경우가 힘균형식에 의한 예측결과와 근사적으로 일치한다는 사실에 주목할 필요가 있다.

시간에 따른 δ_0^* 의 변화를 나타내고 있는 Fig. 4의 도움으로 앞에서 언급한 일정한 δ_0 의 접근방법과 힘균형식방법에서의 용해율이 비교적 일치하는

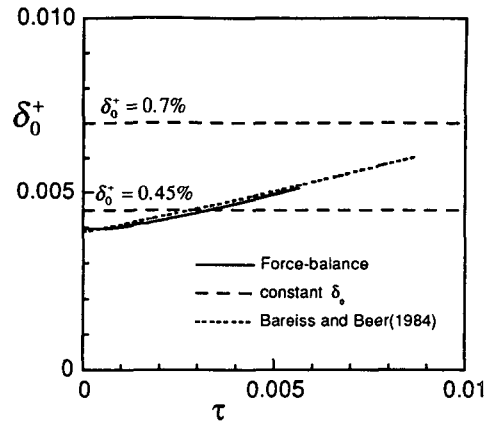


Fig. 4 Film layer thickness at for $\theta=0$ for $T_w=7.6$ C. The dotted line designates equation (14)

이유를 가장 잘 설명할 수 있을 것이다. 물론, 일정한 δ_0 의 접근법은 Fig. 4에서 수평선으로 나타난다. $\delta_0^* = 0.45\%$ 가 힘균형식 접근법에서 δ_0^* 의 시간평균값에 매우 근접하고 있음이 분명하며, 이로부터 앞에서 언급한 일치성이 입증된다. 용해율이 δ_0^* 의 역수에 근사적으로 비례하기 때문에 δ_0^* 의 시간에 따른 변화경향은 용해과정을 분석하는데 있어 매우 중요하다. 액막두께가 시간에 따라 증가하고

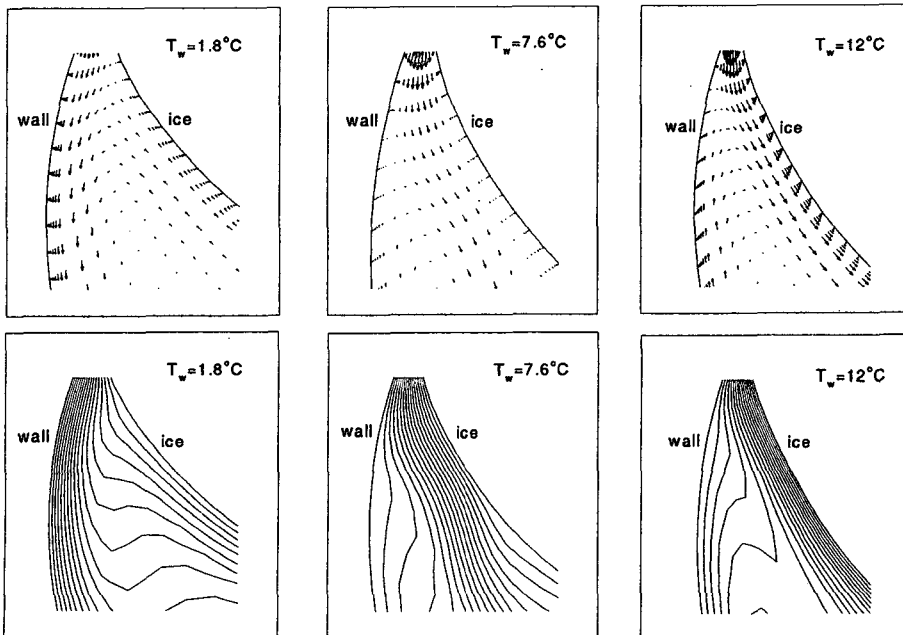


Fig. 5 Interaction of the water stream ejected from the port of the film region and the natural convection in the melt pool

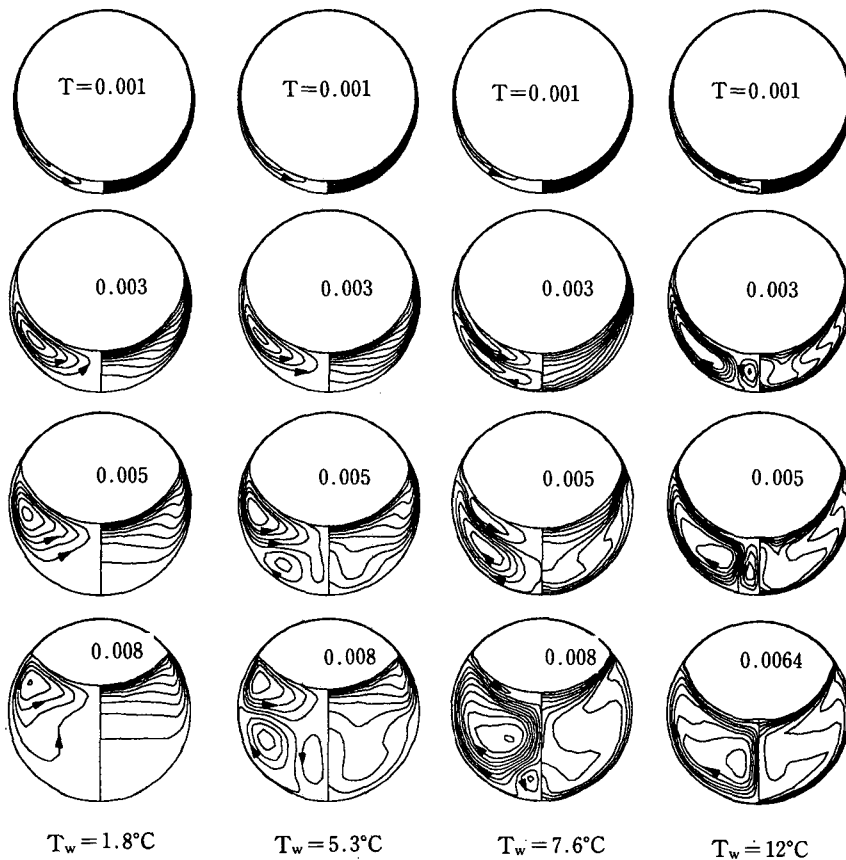


Fig. 6 Contour plots for the timewise progression of the streamlines and isotherms at several different wall temperatures

있음을 Fig. 4에서 알 수 있다. 이는 용해로 인한 얼음부피의 감소와 더불어 순수부력이 줄어들는데 기인한다. 그림을 좀더 세밀히 살펴보면, Bareiss와 Beer⁽⁶⁾의 전도해석, 즉 식⁽¹⁴⁾의 해가 본 연구의 평균형식 접근법에 의한 결과와 비교했을 때 비슷하지만 좀더 높게 나타나고 있다. 그러나, 적분식에 의한 해석⁽⁶⁾으로 부터 얻은 용해율이 평균형식으로 부터 얻은 것보다 큰 값이며 (Fig. 3 참조), 이는 아마도 적분식에 의한 해석에서 용해영역에서의 용해량이 상대적으로 더 크게 이루어지기 때문 일 것이다.

액막으로부터 분출되는 유동이 접합부근처에서 용해영역내의 자연대류와 벽면온도에 따라 어떻게 작용하는지를 알아보기 위해 Fig. 5에 $T_w=1.8, 7.6, 12^\circ\text{C}$ 의 경우에 대해 나타내었다. 지금부터 제시하는 결과들은 모두 일정한 $\delta\theta$ 접근법 ($\delta\theta=0.7\%$ 일 때)의 경우에 대해 나타낸 것이다. 시각적 명확성

을 위해 액막과 용해영역의 접합부지역근처에서 속도와 온도분포를 확대하여 나타내었다. $T_w < 4^\circ\text{C}$ 의 경우인 $T_w=1.8^\circ\text{C}$ 에서는 액막에서 분출되는 유동이 용해영역내 존재하는 반시계방향 유동셀과 만나서 서로 합쳐지는 경향을 보이고 있다. 동시에 온도장의 등온선이 형성된 유동형태에 의해 벽면근처에 조밀하게 분포되어 있다. 이러한 유동형태는 실험적으로 관찰된 바와 같이 n-heptadecane의 접촉용해(참고문헌⁽⁷⁾의 Fig. 4를 참조)에서 나타나는 유동형태를 뒤집어 놓은 것과 같다. 대조적으로 Fig. 5에서 $T_w > 4^\circ\text{C}$ 의 경우인 $T_w=7.6, 12^\circ\text{C}$ 를 보면, 분출되는 유동이 용해영역내의 시계방향 유동셀과 만난후에 얼음의 표면을 따라 흐르는 경향을 보이고 있으며, 이러한 경향이 벽면온도가 높을수록 더욱 뚜렷하게 나타나고 있다. 온도장에서도 유동의 경향과 더불어 얼음면으로 등온선이 조밀하게 형성되고 있으며, 역시 벽면온도가 높을수록 이러

한 경향이 더욱 뚜렷하다. 한편, 밀도역전점 전후의 두 경우 모두에서 용해영역내의 주유동셀이 벽면온도와 관계없이 접합부 입구속으로 깊숙히 침투하고 있다는 것에 주목할만 하다. 유동의 상반된 거동을 보여준 Fig. 5에 대해 Webb 등⁽⁷⁾이 유동가시화를 통해 이미 관찰한 바 있다. 후술하듯이 상반된 유동형태는 고상의 좌우양단 근처의 국소열전달률에 영향을 주면서 결과적으로 얼음의 곡률반경을 바꾸게 된다.

용해영역에서 유동과 온도분포의 변천과정을 무차원 시간에 따라 $T_w=1.8, 5.3, 7.6, 12^\circ\text{C}$ 의 각각에 대해 Fig. 6에 연속적으로 나타내었다. 각각의 그림에서 임의의 연속되는 두 등온선사이의 온도차는 $0.1(T_w - T_f)$ 로 되어 있으며, 역시 얼음의 형태와 시간에 따른 진행과정을 유추할 수 있다. 그러나, 좁은 액막영역에서는 이러한 유선 및 등온선들이 크기의 제한으로 잘 식별되지 않고 있다.

본 연구의 해석이 2차원 대칭에 대해 이루어졌지만 해석결과들이 Webb 등⁽⁷⁾의 실험적 관측과 일치하고 있다. $T_w < 4^\circ\text{C}$ 인 경우, 즉 $T_w=1.8$ 에서는 반시계방향 유동셀이 용해영역에서 발달하여 시간이 지나면서 더욱 강해진다. 실험의 관찰⁽⁷⁾에서도 유동셀의 중심이 용해영역이 확장됨에 따라 위로 이동하고 있으며, 하층부 벽면근처에서는 정체현상이 이루어지고 있다. 이 경우 유동형태의 관측결과⁽⁷⁾를 보면 일반상변화물질의 접촉용해에서 접할 수 있는 것의 뒤집힌 형태이다. 액막에서 분출하는 액상이 벽에 인접하여 아래로 흐르고 있으며, Fig. 5에서 확인된 바와 같다. 그러나, $T_w > 4^\circ\text{C}$ 인 경우에는 벽면온도가 밀도의 역전점 온도와 차이가 클수록 유동이 더욱 복잡해진다. Webb 등⁽⁷⁾은 유동영역을 3가지 — 벽면온도가 밀도 역전점보다 낮은 영역, 약간 높은 영역 그리고 상당히 높은 영역 — 로 나누어 서술하였다. 그들의 실험에서 높은 벽면온도의 경우에 3차원 좌우대칭 유동이 지배적으로 관찰되었다. 본 연구의 해석결과를 정성적으로 살펴보면 T_w 이 T_m 보다 높을수록 시계방향 유동셀이 더욱 강하게 형성되며, 반면에 T_w 이 T_m 보다 적절히 높은 경우에는 두개의 상반되는 유동셀이 서로 다투고 있다. $T_w=12^\circ\text{C}$ 인 경우를 보면 얼음의 표면을 따라 하향하는 시계방향유동이 지배적이며, T_w 가 낮아지면서 이것의 강도가 두개의 상반된 유동셀의 경쟁효과로 인해 미약해져 천이되고 있음을 Fig. 6에서 암시하고 있다. 이러한 천이과정이 비

록 실험⁽⁷⁾에서 관찰한 3차원 유동셀로의 천이과정과는 다소 다를지라도 수치적으로 나타났다는 점에서 본 연구의 해석이 매우 고무적이라 하겠다. 3차원 유동셀은 아래부분의 가열로 인한 강한 열역학적 불안정으로 인해 발생하는 것으로 믿어지며, 예컨대 Götler와도가 천이과정의 원인으로 취급된다(참고문헌⁽⁷⁾에서 인용된 Herrmann 등).

벽면온도가 상경계면의 곡률반경 변화에 미치는 영향을 보기위해 Fig. 7에 상경계면의 진행형상을 나타내었다. 이미 언급하였듯이 4°C 전후의 T_w 의 값에 따라 서로 다른 유동형태가 일어났다. 유동의 반전이 하층부 상경계면으로의 열전달률에 영향을 주어 경계면의 곡률반경을 변화시킴을 Fig. 7에서 보여주고 있다. 그림으로 부터 벽면온도가 밀도역

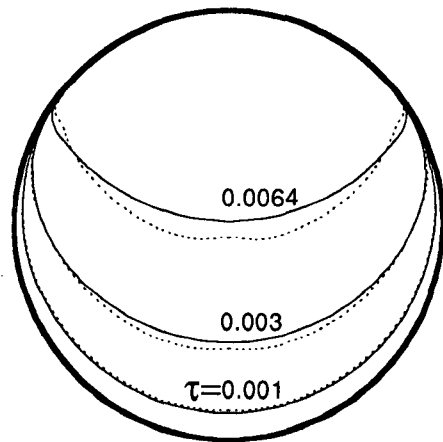


Fig. 7 Transient evolution of the melting front for $T_w=1.8^\circ\text{C}$ (solid lines) and $T_w=12^\circ\text{C}$ (dotted lines)

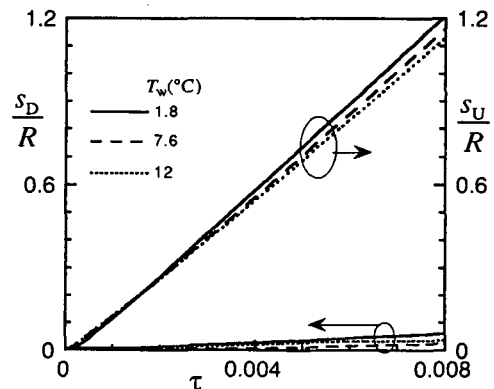


Fig. 8 Melting distances along the lower (s_D) and upper (s_U) lines of symmetry.

전점 이상으로 올라가면서 하층부 상경계면의 평균 곡률반경이 R 보다 낮아지고 있다는 결론을 끌어낼 수 있다. 이것은 상경계면의 곡률이 일정하다고 가정하여 해석한 기존의 연구들^(4,6,8,13)의 방법이 높은 벽면온도를 갖는 얼음의 용해과정에 대해서는 부적절하다는 것을 의미한다.

무차원 시간에 대해 대칭축의 상/하층부 용해거리 (Fig. 1참조)의 변화를 각각 Fig. 8에 나타내었다. 상/하층부 용해거리의 상대적 비교를 위해 그림의 종축크기를 동일하게 설정하였다. 벽면온도를 달리하여 나타내어 보았으나 구형용기의 경우에 대해 용해영역에서 대류에 의한 용해가 다소 의미있게 이루어진다는 이전 연구^(10,18)의 결과와는 달리 용해영역에서의 용해량의 비율 정도가 상대적으로 낮게 이루어지고 있다.

벽면과 상경계면에서 국소열전달계수의 분포를 Fig. 9에 나타내었다. 본연구에서 다루고 있는 접촉용해의 경우 액막과 용해영역에서의 용해율이 10배 정도의 차이를 나타낸다. 따라서, 벽면과 상경계면에 대한 평균열전달계수는 그다지 중요하지 않으며, 결과를 지면상 생략하였다. 액막과 용해영역의 좌우양단 부근에서 열전달계수가 갑작스럽게 감소함을 Fig. 9로부터 알 수 있다. 시간경과에 따라 얼음의 형상이 더욱 렌즈모양으로 변해가면서 Nu 수는 각도에 따라 더욱 급속한 변화를 보이고 있다. 용해가 진행되면서 사선영역이 왼쪽으로 이동하는 것으로부터 벽면과의 접촉면적이 줄어들고 있음을 확연히 알 수 있다. 접합부와 일치하는 사선

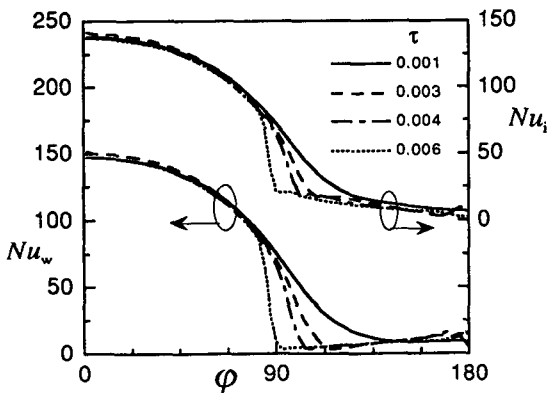


Fig. 9 Distribution of the local heat transfer coefficient at the capsule wall (Nu_w) and the solid-liquid interface (Nu_i) for several elapsed times for the case of $T_w=12^\circ\text{C}$

지역이 시간경과에 따라 좁아지는 경향을 보면 용해중기까지 넓은 지역에 걸쳐 완만하게 형성되어 있으며, 이는 기존의 두영역을 접합하는 연구접근 방법이 용해 초기 및 중기 단계에서 매우 부적절한 결과를 보일 수 있음을 암시하고 있다.

4. 결 론

본 연구에서는 수평원관내 얼음이 부력에 의해 상승하면서 용해하는 과정을 수치적으로 해석하였다. 연구결과로부터 접촉용해과정동안 유동과 온도 분포의 변화과정이 일반상변화물질의 접촉용해과정에서 접하는 것과 근본적으로 다름을 알 수 있었다. 벽면온도가 밀도역전점 이하일 때는 용해영역의 유동이 n-heptadecane의 접촉용해에서 나타나는 유동의 뒤집어진 꼴로 나타났으며, 이는 이전의 실험 관측결과⁽⁷⁾와 일치하고 있다. 그러나, 밀도역전점 이상의 벽면온도에 대해서는 유동형태가 밀도역전을 이루는 등온선을 사이에 두고 형성된 서로 반대방향으로 회전하는 두개의 유동셀의 경쟁으로 인해 매우 복잡한 양상을 띠었다. 밀도역전점보다 벽면온도가 높아짐에 따라 얼음표면을 따라 흐르는 유동셀이 지배적으로 되며, 밀도역전점보다 낮은 벽면온도의 경우에 형성된 유동셀과 반대인 유동방향을 갖는다. 이러한 유동의 반전현상이 기존의 실험적 연구⁽⁷⁾와 정성적으로 일치하고 있다. 그러나, 기존의 연구⁽⁷⁾에서 관찰한 하층부의 유동이 3차원 유동셀로 천이되는 과정을 본 연구에서 채택한 2차원 좌우대칭의 해석으로 예측하는 데는 한계가 있다. 본 연구에서는 액막과 용해영역을 접합하는 해석방식에서 탈피하여 액상영역을 단일영역으로 취급함으로써 액막에서 분출되는 유동과 용해영역내에 형성된 자연대류의 복잡한 상호작용을 명쾌하게 규명하였으며, 국소열전달계수의 분포를 살펴봄으로써 기존의 연구에서 무시한 접합부에서의 유동과 열전달 과정의 상호작용 효과를 구체화하였다. 상경계면의 진행과정에서 높은 벽면온도에 대해 하층부 상경계면의 곡률반경이 원관의 반경보다 작다는 것을 알았으며, 이는 곡률반경을 일정하게 가정하는 기존의 연구방법이 본 연구의 경우에는 부적절하다는 것을 의미한다. 용해영역에서 자연대류에 의한 용해량이 구형용기인 경우에 비해 상대적으로 적게 이루어지고 있음을 알았다. 일반적으로 힘균형에 의한 예측결과가 용해율을 과다예측하고 있음

이 판명되었으며, 이러한 의문점을 밝히기 위해 보다 깊이있는 연구가 요구된다.

참고문헌

- (1) Marsh, B. D., 1978, "On the Cooling of Ascending Andesitic Magma," *Phil. Trans. Roy. Soc.*, Vol. A288, pp. 611~625.
- (2) Cohen, J. J., Schwartz, L. L. and Tewes, H. A., 1974, "Economic and Environment Evaluation of Nuclear Waste Disposal by Underground in Situ melting," *Am. Nucl. Soc. Trans.*, Vol. 18, pp. 194~195.
- (3) Emerman, S. H. and Turcotte, D. L., 1980, "Stokes' Problem with Melting," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 26, pp. 1625~1630.
- (4) Nicholas, D. and Bayazitoglu, Y., 1980, "Heat Transfer and Melting front Within a Horizontal cylinder," *J. Solar Energy Engng*, Vol. 102, pp. 299~232.
- (5) Moore, F. E. and Bayazitoglu, Y., 1982, "Melting Within a Spherical Enclosure," *J. Heat Transfer*, Vol. 104, pp. 19~23.
- (6) Bareiss, M. and Beer, H., 1984, "An Analytical Solution of the Heat Transfer Process During Melting of an Unfixed Solid Phase Change Material Inside a Horizontal Enclosure," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 27, pp. 739~746.
- (7) Webb, B. W., Moallemi, M. K. and Viskanta, R., 1987, "Experiments on Melting of Unfixed Ice in a Horizontal Cylindrical Capsule," *J. Heat Transfer*, Vol. 109, pp. 454~459.
- (8) Prasad, A. and Sengupta, S., 1987, "Numerical Investigation of Melting Inside a Horizontal Cylinder Including the Effects of Natural Convection," *J. Heat Transfer*, Vol. 109, pp. 803~806.
- (9) Moallemi, M. K. and Viskanta, R., 1985, "Melting Heat Transfer Around a Migrating Heat Source," *J. Heat Transfer*, Vol. 107, pp. 451~458.
- (10) Roy, S. K. and Sengupta S., 1990, "Gravity-Assisted Melting in a Spherical Enclosure : Effect of Natural Convection," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 33, pp. 1135~1147.
- (11) Yoo, H. and Ro, S. T., 1990, "Melting Process with the Solid Bulk Motion in a Rectangular cavity," *Proc. 9th Int. Heat Transfer Conf.*, Jerusalem, pp. 283~288.
- (12) Hirata, T., Makino, Y. and Kaneko, Y., 1991, "Analysis of Close-Contact melting for Octadecane and Ice Inside Isothermally Heated Horizontal Rectangular Capsule," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 34, pp. 3097~3106.
- (13) Sparrow, E. M. and Geiger, G. T., 1986, "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.
- (14) Hong, H. and Saito, A., 1993, "Numerical Method for Direct Contact Melting in Transient Process," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 36, pp. 2093~2103.
- (15) Ho, C. J. and Chen, S., 1986, "Numerical Simulation of Melting of Ice Around a horizontal Cylinder," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 29, pp. 1359~1369.
- (16) Saitoh, T. and Hirose, K., 1981, "Numerical Method for the Two-Dimensional Freezing Problem Around a Horizontal Cylinder Encompassing a Density Inversion Point," *Bull. JSME*, Vol. 24, pp. 147~152.
- (17) Rieger, H. and Beer, H., 1986, "The Melting Process of Ice Inside a Horizontal Cylinder : Effects of Density Anomaly," *J. Heat Transfer*, Vol. 108, pp. 166~173.
- (18) Suh, J.-S., Kim, C.-J., Lee, J. S. and Ro, S. T., 1993, "A Full-Equation-Based Analysis of Gravity-Assisted Melting of Subcooled Phase-Change Medium Inside a Spherical Capsule," *in Phase Change Heat Transfer, ASME HTD*, Vol. 262, 85-91.
- (19) Kim, C.-J. and Kaviany, M., 1992, "A Numerical Method for Phase-Change Problems with Convection And Diffusion," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 35, pp. 457~467.
- (20) Kim, C.-J., Ro, S. T. and Lee, J. S., 1993, "An Efficient Computational Technique to Solve the Moving Boundary Problems in the Axisymmetric Geometries," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 36, pp. 3759~3764.

- (21) Karki, K. C. and Patankar, S. V., 1988, "Calculation Procedure for Viscous Incompressible Flows in Complex Geometries," *Numer. Heat Transfer*, Vol. 14, pp. 295~307.
- (22) Gebhart, B. and Mollendorf, J. C., 1977, "A New Density Relation for Pure and Saline Water," *Deep Sea Res.*, Vol. 24, pp. 831~848.
- (23) Patankar, S. V., 1980, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow.*, Hemisphere, Washington, DC.
- (24) Lee, S.-L., 1989, "A strongly Implicit Solver for Two-Dimensional Elliptic Differential Equations," *Numer. Heat Transfer*, Vol. 16B, pp. 161~178.