

< 논 문 >

## 과냉각을 동반한 순수물의 냉각현상 해석

추미선\* · 윤정인\*\* · 김재돌\*\*\* · 鎌田佳伸\*\*\*\* · 加藤豊文\*\*\*\*\*

(1996년 7월 12일 접수)

### Analysis of Cooling Phenomenon of Water with the Supercooled

Mi-Seon Chu, Jung-In Yoon, Jae-Dol Kim, Yoshinobu Kamata and Toyofumi Kato

**Key Words :** Freezing Phenomenon(동결현상), Supercooled Region(과냉각 영역), Numerical Analysis(수치해석), Density Inversion(밀도역전), Cooling Rate(냉각속도), Ice Storage(빙축열)

#### Abstract

Ice formation in a horizontal circular cylinder has been studied numerically. From the numerical analysis results, it was found that there were three types of freezing pattern and that freezing phenomenon was affected largely by density inversion and cooling rate. The type of freezing pattern largely depends on the secondary flow which is generated by density inversion. When supercooling energy is released before the development of the secondary flow, the annular ice layer grows. If the energy is released when the secondary flow is considerably developed and the supercooled region is removed to the upper half part of the cylinder, an asymmetric ice layer grows. And if the energy is released after perfect development of the secondary flow, instantaneous dendritic ice formation over the full region occurs. Furthermore, this secondary flow was found to have an effect on heat transfer characteristics. The heat transfer rate becomes small at the instant when the secondary flow is generated, but becomes large with the development of the flow. It's concluded that for the facilitation of heat transfer it is desirable to keep water in liquid phase until the secondary flow is perfectly developed. This study gave an instruction of performance improvement of capsule type ice storage tank.

기 호 설 명			
$a$	: 열확산 계수, $m^2/s$	$H^*$	: 전열촉진율
$d$	: 원통내경, m	$Nu$	: Nusselt수
$Fo$	: Fourier수	$p$	: 압력, Pa
$g$	: 중력가속도, $m/s^2$	$Pr$	: Prandtl수
$h$	: 열전달률, $W/m^2 \cdot ^\circ C$	$q_i$	: 열유속, $W/m^2$
		$r$	: 반경방향 좌표
		$r_i$	: 관의 반경, m
		$S_m$	: 면적, $m^2$
		$t$	: 시간, s
		$T$	: 온도, $^\circ C$
		$u$	: 수평방향 속도, $m/s$

\*경상대학교 의류학과

\*\*회원, 부경대학교 냉동공조공학과

\*\*\*회원, 동명전문대학 건축설비학과

\*\*\*\*春川大學 家政學教室

\*\*\*\*\*東京農工大學 機械SYSTEMS工學科

$v$	: 수직방향 속도, m/s
$V_c$	: 냉각속도, $^{\circ}\text{C}/\text{s}$
$x$	: 수평방향 좌표
$y$	: 수직방향 좌표
$\beta$	: 팽창계수, $1/^{\circ}\text{C}$
$\psi$	: 유동함수
$\xi$	: 와도
$\theta$	: 원주방향 좌표
$\rho$	: 밀도, $\text{kg}/\text{m}^3$
$\Delta\rho$	: 밀도차, $\text{kg}/\text{m}^3$
$\nu$	: 동점성계수, $\text{m}^2/\text{s}$
$\lambda$	: 열전도율, $\text{W}/\text{m}\cdot^{\circ}\text{C}$
$\mu$	: 점성계수, $\text{Pa}\cdot\text{s}$

#### 첨자

$b$	: 혼합평균
$c$	: 과냉각 해제
$l$	: 국소
$m$	: 평균
$w$	: 벽면
$\infty$	: 최대

## 1. 서론

최근 냉방부하가 급증함에 따라 여름철 전력피크가 국가적으로 큰 문제가 되고 있다. 이와 같은 피크전력을 경감시키기 위해서는 에너지 저장 혹은 열원 구동 냉방시스템 보급 등이 중요한 과제이다. 에너지 저장기술 중 상변화(phase change)에 따른 현열과 잠열을 이용한 빙축열 공조시스템이 최근 큰 관심을 모으고 있다. 이 빙축열 기술은 공조용에 냉동기를 사용하기 시작한 1930년경에 이미 미국에서 이용되었으나,<sup>(1)</sup> 그 목적은 냉동기를 작게 하여 설비비를 감소시키는데 있었다. 이에 반해 오늘날은 냉동기 비용의 절감 뿐만 아니라 운전비 절감 즉, 전체 라이프 사이클 코스트(life cycle cost)의 감소를 목적으로 하고 있다. 축냉과정에서 과냉각이 발생하면 일정 온도에서 열에너지를 고효율로 축적할 수 있는 잠열 축열재로서의 이점을 상실하게 된다. 그러나, 관점을 달리하면 냉각 벽면상에 성장하는 동결층은 열저항으로 작용하기 때문에 액층을 유지하고 있는 과냉각층은 오히려 바람직할

가능성도 있다. 그러므로 축열조의 고효율화를 도모하기 위해서는 열전달 관점에서 이 과냉각 현상에 관한 기초적인 연구가 필요하다.

지금까지 액체의 과냉각 현상에 관해서는 많은 연구 결과가 있다. 예를 들면, 과냉각도에 주목하여 그것에 대한 액적의 응고확율을 구하고, 실험적으로 검토한 보고<sup>(2)</sup>가 있으며, 수도관내의 수돗물 동결 방지 입장에서 동결로 인해 관내가 막히게 되는 냉각조건을 실험과 수치계산에 의해 검토한 보고<sup>(3,4)</sup>도 있다. 한편, 빙축열 입장에서 연구 보고로는 직사각형 용기내에 물을 가득 채웠을 때의 과냉각 해제 메커니즘을 실험적으로 검토한 보고<sup>(5)</sup>가 있다. 또, 수평 동심원관내에서의 과냉각 동결현상을 열전달 관점에서 실험 및 수치해석에 의해 검토한 보고<sup>(6,7)</sup>도 있다. 이러한 종래의 연구들은 관외 동결에 주목되었고, 관내의 동결현상에 대해서는 주로 실험을 통하여 검토되어 있으며, 캡슐형 축열조를 가정한 관내 동결의 경우에 있어서 과냉각 현상을 수치해석에 의해 검토한 연구는 아직 미흡한 실정이다.

본 연구에서는 캡슐형 빙축열조를 가정하여 축열재로써 증류수를 선정하고, 수평 원통용기내에 증류수를 가득채웠을 때 과냉각수의 냉각 메커니즘을 해석적으로 밝힘과 동시에 열전달 관점에서 동결에 우수한 과냉조건을 검토하고자 하였다.

## 2. 이론해석

### 2.1 해석모델

이론해석을 수행함에 있어 다음과 같은 모델을 채용하였다.<sup>(8)</sup>

(1) 유체는 뉴턴유체이며, 부력항에서 밀도는 온도만의 함수로 고려하고, 대류항 등에 포함된 밀도는 일정값으로 하는 Boussinesq 근사를 적용한다.

(2) 유체와의 유동은 2차원으로 한다.

(3) 운동에너지에서 열에너지로의 비가역적인 이산은 무시한다.

### 2.2 기초 방정식

해석모델에서와 같은 가정을 적용하면 비정상 대류 열전달장의 지배 방정식은 다음과 같은 연속 방정식, 운동량 방정식, 에너지 방정식으로 나타낼 수 있다. 단, 운동량 방정식은  $x, y$ 방향 성분으로 나누어 나타내었다.

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

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

$$\rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + (\rho_\infty - \rho)g \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = a \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (4)$$

여기서, 사용한 기호는 열유체 공학에서 일반적으로 이용되고 있는 의미를 가지며, 유동함수  $\psi$  및 와도  $\xi$ 를 아래의 식과 같이 도입하였다.

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (5)$$

$$\xi = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = -\left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) \quad (6)$$

그리고, 원통용기에 대해서는 원통좌표계로 좌표 변환을 하면 식 (7)~(9)와 같은 세식을 얻을 수 있다.

$$\xi = -\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} \quad (7)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \frac{\partial \xi}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial \xi}{\partial \theta} - \nu \left( \frac{\partial^2 \xi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \xi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial \theta^2} \right) - g \left[ \cos \theta \frac{\partial \{(\rho_\infty - \rho)/\rho\}}{\partial r} - \frac{\sin \theta}{r} \frac{\partial \{(\rho_\infty - \rho)/\rho\}}{\partial \theta} \right] = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial T}{\partial \theta} = a \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} \right) \quad (9)$$

그리고, 무차원 방정식으로 변환하기 위하여 식 (10)과 같은 무차원수를 정의하고, 식 (8)의 부력항에 대해서는 일반적으로 팽창계수  $\beta$ 를 이용하여  $g(\rho_\infty - \rho) = \rho g \beta (T - T_\infty)$ 로 평가하지만, 본 연구에서는 밀도를 온도의 함수로서 평가하였다. 밀도와 온도의 관계는 과냉각 현상을 다루기 위하여 식 (11)과 같이 절대온도에 대한 식으로 변환하였다.<sup>(9)</sup>

$$R = \frac{r}{r_0}, \quad \Phi = \frac{\psi}{a}, \quad \Omega = \frac{r_0^2 \xi}{a}, \quad t^* = \frac{at}{r_0^2} (= F_0) \\ T^* = \frac{T}{T_c}, \quad Pr = \frac{\nu}{a} \quad (10)$$

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_0} (\beta_0 + \beta_1 T + \beta_2 T^2 + \beta_3 T^3 + \beta_4 T^4) \quad (11)$$

여기서,

$$\rho_0 = 0.9998396 \text{ (g/cm}^3\text{)}, \quad \beta_0 = 8.52499470$$

$$\beta_1 = -0.978388153 \times 10^{-1} \text{ (1/K)}$$

$$\beta_2 = 0.479241192 \times 10^{-3} \text{ (1/K}^2\text{)}$$

$$\beta_3 = -1.051064692 \times 10^{-6} \text{ (1/K}^3\text{)}$$

$$\beta_4 = 0.873702983 \times 10^{-9} \text{ (1/K}^4\text{)}$$

이상에서 최종적인 무차원 방정식은 식 (12)~(14)와 같이 나타낼 수 있다.

$$\Omega = -\frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial R} - \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} \quad (12)$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t^*} = \frac{1}{R} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial R} \frac{\partial \Omega}{\partial \theta} - \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right) + Pr \left( \frac{\partial^2 \Omega}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Omega}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \theta^2} \right) + Pr^2 Gr_c k_1 \left( \cos \theta \frac{\partial T^*}{\partial R} - \frac{\sin \theta}{R} \frac{\partial T^*}{\partial \theta} \right) \quad (13)$$

$$\frac{\partial T^*}{\partial t^*} = \frac{1}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial R} \frac{\partial T^*}{\partial \theta} - \frac{1}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \frac{\partial T^*}{\partial R} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial T^*}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 T^*}{\partial \theta^2} \quad (14)$$

여기서,

$$k_1 = T_c (\beta_1 + 2\beta_2 T_c T^* + 3\beta_3 T_c^2 T^{*2} + 4\beta_4 T_c^3 T^{*3})$$

$$Gr_c = g \beta T_c r_0^3 / \nu^2, \quad \beta = 1 / (K T_c)$$

$$K = \beta_0 + \beta_1 T_c T_\infty^* + \beta_2 T_c^2 T_\infty^{*2} + \beta_3 T_c^3 T_\infty^{*3} + \beta_4 T_c^4 T_\infty^{*4}$$

여기서,  $T_c$ 는 과냉각 해제(동결개시)시의 온도이며,  $T_\infty$ 는 최대 밀도를 나타내는 온도로 4°C를 적용하였다.

### 2.3 차분 방정식

수치계산에서는 자연대류 열전달의 해석에서 가장 일반적으로 사용되고 있는 유한차분법을 이용하였으며, Fig. 1은 유한차분 격자를 나타낸다. 그림에서  $R$ 방향은 10분할,  $\theta$ 방향은 36분할하고, 차분근사로는 시간에 대해서는 전진차분(forward difference method), 공간에 대해서는 중심차분(centered difference method)으로 하는 FTCS법을 채용하였다. 일차 및 이차의 중심차분근사는 아래의 식 (15), (16)과 같고, 일차의 전진차분근사는 식 (17)과 같다.

$$\frac{\partial F}{\partial X} \Big|_{x_i} = \frac{F(X_{i+1}) - F(X_{i-1}))}{2\Delta X} + O(\Delta X^3) \quad (15)$$

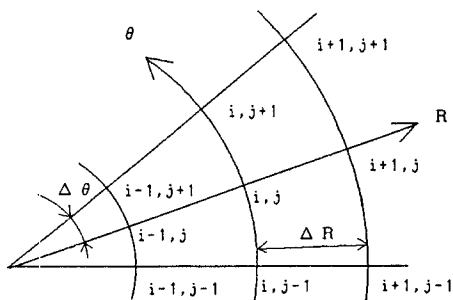
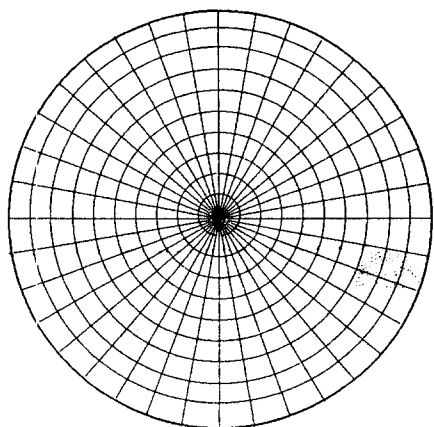


Fig. 1 Finite difference mesh

$$\left. \frac{\partial^2 F}{\partial X^2} \right|_{X_i} = \frac{F(X_{i-1}) - 2F(X_i) + F(X_{i+1}))}{\Delta X^2} + O(\Delta X^3) \quad (16)$$

$$\left. \frac{\partial F}{\partial X} \right|_{X_i} = \frac{F(X_{i+1}) - F(X_{i-1}))}{2\Delta X} + O(\Delta X^2) \quad (17)$$

이상의 세식을 이용하여 식 (12)~(14)를 차분화하면 아래의 세식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \Phi_{i,j} = & \frac{1}{2(R^2 \Delta \theta^2 + \Delta R^2)} [R^2 \Delta \theta^2 (\Phi_{i+1,j} + \Phi_{i-1,j}) \\ & + R \Delta R \Delta \theta^2 (\Phi_{i+1,j} - \Phi_{i-1,j}) / 2 + \Delta R^2 (\Phi_{i,j+1} \\ & + \Phi_{i,j-1}) + \Delta R^2 R^2 \Delta \theta^2 \Omega_{i,j}] \quad (18) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Omega_{i,j}^{(n+1)} = & \frac{\Delta t^*}{R} \left( \frac{\Phi_{i+1,j} - \Phi_{i-1,j}}{2\Delta R} \frac{\Omega_{i,j+1} + \Omega_{i,j-1}}{2\Delta \theta} \right. \\ & \left. - \frac{\Phi_{i,j+1} - \Phi_{i,j-1}}{2\Delta \theta} \frac{\Omega_{i+1,j} - \Omega_{i-1,j}}{2\Delta R} \right) + Pr \Delta t^* \\ & \left( \frac{\Omega_{i+1,j} - 2\Omega_{i,j} + \Omega_{i-1,j}}{\Delta R^2} + \frac{\Omega_{i+1,j} - \Omega_{i-1,j}}{2R\Delta R} \right. \\ & \left. + \frac{\Omega_{i,j+1} - 2\Omega_{i,j} + \Omega_{i,j-1}}{R^2 \Delta \theta^2} \right) \\ & + Pr^2 Gr_c K_1 \Delta t^* \left( \cos \theta \frac{T_{i+1,j}^* - T_{i-1,j}^*}{2\Delta R} \right. \end{aligned}$$

$$\left. - \frac{\sin \theta}{R} \frac{T_{i,j+1}^* - T_{i,j-1}^*}{2\Delta \theta} \right) + \Omega_{i,j} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} T_{i,j}^{*n+1} = & \frac{\Delta t^*}{R} \left( \frac{\Phi_{i+1,j} - \Phi_{i-1,j}}{2\Delta R} \frac{T_{i,j+1}^* - T_{i,j-1}^*}{2\Delta \theta} \right. \\ & \left. - \frac{\Phi_{i,j+1} - \Phi_{i,j-1}}{2\Delta \theta} \frac{T_{i+1,j}^* - T_{i-1,j}^*}{2\Delta R} \right) \\ & + \frac{\Delta t^*}{\Delta R^2} (T_{i+1,j}^* - 2T_{i,j}^* + T_{i-1,j}^*) \\ & + \frac{\Delta t^*}{2R\Delta R} (T_{i+1,j}^* - T_{i-1,j}^*) \\ & + \frac{\Delta t^*}{R^2 \Delta \theta^2} (T_{i,j+1}^* - 2T_{i,j}^* + T_{i,j-1}^*) \\ & + T_{i,j}^* \quad (20) \end{aligned}$$

이 세 식은 FTCS법에 의한 차분방정식이지만 차분의 안정화를 도모하기 위하여 본 해석에서는 유동방향을 고려하여 대류항에 대해서는 상류차분법(upwind difference method)을 적용하였다.

## 2.4 경계조건 및 계산방법

원통좌표계에서 해석을 수행하기 위하여 경계조건은 벽면과 중심에 두었다. Fig. 1에서 유동함수에 대한 경계조건은 식 (21)~(22)와 같고, 와도에 대한 경계조건은 먼저 벽면에서의 유동함수  $\Phi_{11,j}$ 을 Taylor 전개로 하고, 식 (12)로부터 벽면 및 중심에서 와도의 경계조건은 식 (23)~(24)와 같다.

$$\Phi_{11,j} = 0 \text{ (벽면에서 유동함수의 경계조건)} \quad (21)$$

$$\Phi_{1,j} = 0 \text{ (중심에서 유동함수의 경계조건)} \quad (22)$$

$$\Omega_{11,j} = -2 \frac{\Phi_{10,j}}{\Delta R^2} \text{ (벽면에서 와도의 경계조건)} \quad (23)$$

$$\Omega_{1,j} = 0 \text{ (중심에서 와도의 경계조건)} \quad (24)$$

또한, 온도에 대한 벽면에서의 경계조건은 시간의 함수로 취급하였으며, 벽면 및 중심에서 온도의 경계조건은 식 (25)~(26)과 같다.

$$\begin{aligned} T_{11,j}^{*n+1} = & T_{11,j}^{*n} - V_c \Delta t / T_c \\ & \text{(벽면에서 온도의 경계조건)} \quad (25) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T_{0,0}^{*n+1} = & T_{0,0}^{*n} + \frac{\Delta t^*}{4\Delta R^2} [(\Phi_{1,0} - \Phi_{-1,0}) \cdot \\ & (T_{0,1}^* - T_{0,-1}^*) + 4(T_{1,0}^* + T_{-1,0}^* + T_{0,1}^* \\ & + T_{0,-1}^* - 4T_{0,0}^*)] \\ & \text{(중심에서 온도의 경계조건)} \quad (26) \end{aligned}$$

이상이 계산에 필요한 경계조건이며, 계산에서는 유동함수  $\Phi$ 의 수렴을 빠르게 하기 위하여 SOR법을 이용하고, 양해법으로 계산을 수행하였다. 또한, 계산에 사용한 시간간격은 해의 수렴을 고려하여  $\Delta t^* = 0.00001$ 로 하였다.

### 3. 결과 및 고찰

#### 3.1 냉각속도가 다른 경우

이론해석에 사용한 벽면에서의 냉각조건을 Fig. 2와 Table 1에 나타내며, 냉각조건은 연구 진행상 실험을 고려하여 세 가지 종류 즉, 냉각속도가 빠른 경우(Case 1), 중간인 경우(Case 2) 및 느린 경우(Case 3)를 이용하였다. 세 가지 경우 모두 원통의 축방향에서는 열출입이 없는 단열조건으로 하였다.

벽면에서 국소 열유속  $q_i$ 는 Fig. 3과 같이 등온선 모델로부터 구하여 국소 열전달률( $h_i = q_i / (T_b - T_w)$ )을 구하였다. 여기서,  $T_w$ 는 벽면온도,  $T_b$ 는 혼합 평균온도( $T_b = [\sum S_n (T_n + T_{n+1}) / 2] / \sum S_n$ )이며, 여기서,  $T_n$ ,  $T_{n+1}$ 은 등온선을,  $S_n$ 은 등온선 사이의 면적을 각각 나타낸다. 이 국소 열전달률을 이용하여 국소 Nusselt수 ( $Nu_i = h_i d / \lambda$ )를 정의하였다.

Fig. 4는 Case 1의 해석결과를 나타낸 것이다. 냉각개시 직후에는 등온선이 등심원상으로 분포하지만 시간 경과와 더불어 대류의 영향이 서서히 나타나 중심부가 요철형 등온선 분포를 이룬다. 이것에 대응하여 원통 상부에서  $Nu_i$ 수가 높은 값을 나타내고, 하부에서는 낮은 값을 나타내는 것을 확인할 수 있다. 그 후, 내부유체의 온도는 저하하지만 고온부는 원통 상부에 존재하는 상태가 계속된다. 유동장은 유동의 중심이 차츰 상부로 이동하며,  $t=50s$ 가 되면 원통 하부에 반대 방향의 유동중심이 발생하고, 온도장도 그 영향을 받기 시작한다. 이것은  $4^\circ\text{C}$ 에서 부력의 반전이 원인이며,  $60s$  후에는 이 반대 방향의 유동중심이 활발하게 되고,

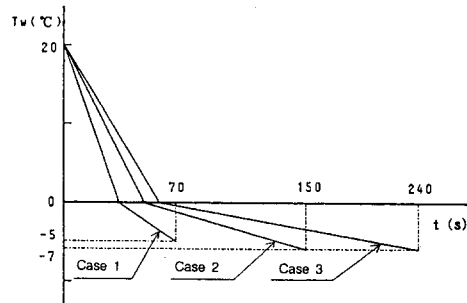


Fig. 2 Cooling patterns of three case on the difference cooling rate.

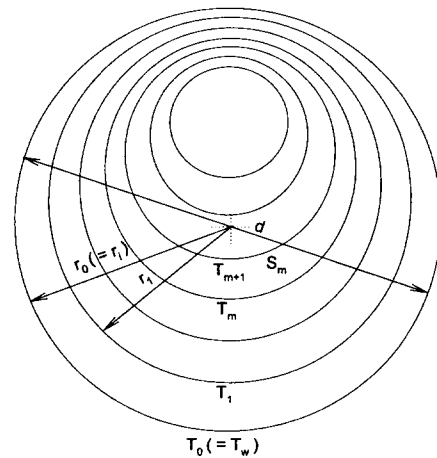


Fig. 3 Analysis model of isotherm

$70s$  후에는 초기의 유동중심과 달리 반대 방향의 대류가 전체 영역을 지배하게 된다. 이것에 대응하여  $Nu_i$  분포도 변화하여, 이때까지 상부에서 높은 값을 나타내고 있던 것이 차츰 하부가 높은 값을 나타내기 시작한다. 이것은 앞에서 표시한  $Nu_i$ 의

Table 1 Cooling conditions on the difference cooling rate.

	$T_0$ ( $^\circ\text{C}$ )	$T_c$ ( $^\circ\text{C}$ )	$V_c$ ( $^\circ\text{C}/\text{s}$ )	$t$ (s)
Case 1	20	-5	0.667	$0 \leq t \leq 30$
			0.125	$30 \leq t \leq 70$
Case 2	20	-7	0.400	$0 \leq t \leq 50$
			0.070	$50 \leq t \leq 150$
Case 3	20	-7	0.333	$0 \leq t \leq 60$
			0.039	$60 \leq t \leq 240$

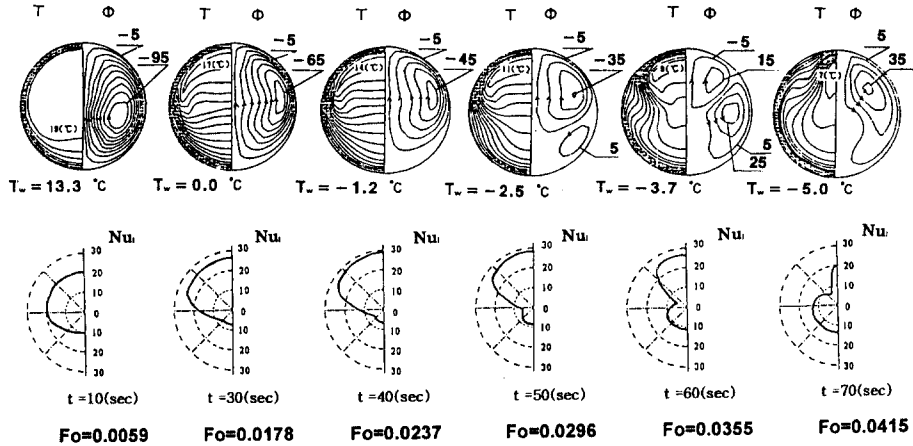


Fig. 4 Transient streamline, isotherm patterns and local Nusselt number for Case 1

정의에서도 알 수 있듯이, 반대 방향의 유동중심이 발생하기 이전에는 Fig. 4에서와 같이 대류에 의해 상부가 하부에 비해서 등온선이 조밀하게 분포하며, 이에 따라 상부에서 열유속이 높은 값을 나타내지만 반대 방향의 대류가 지배적으로 되면 하부가 상부에 비해 등온선이 조밀하게 분포하기 때문이다. 또, 70 s 후에 있어서 과냉각 영역은 거의 동심원상에 분포한다.

Fig. 5는 Case 2의 해석결과를 나타낸 것이다. 냉각개시 75 s 후까지는 Case 1의 60 s 후까지와 동일한 형태의 온도장, 유동장 및  $Nu_i$  분포의 이동이 확인되지만, 105 s 후에는 Case 1에서는 발생되지 않았던 고온부가 상부에서 중심부로 이동하는 현상이 나타난다. 이것 역시 부력의 반전에 기인하는

반대 방향의 대류 발달이 원인인 것으로 생각된다. 이때의 온도분포에 대응하는  $Nu_i$  분포도 상부에서는 비교적 낮은 값을 나타내지만, 전체적으로 거의 같은 값을 나타내어 지금까지 나타나지 않았던 특징적인 분포로 되어 있다. 그 후 135 s 후 및 150 s 후에는 고온부가 중심부에서 하부로 이동함에 따라 반대 방향 대류의 영향으로 상부에 비해서 하부가 상당히 높은  $Nu_i$  수를 나타내게 된다. 150 s에서의 과냉각 영역은 상부 전영역과 하부의 벽면 근처에 분포하고 있다.

Fig. 6은 Case 3의 해석결과를 나타낸 것이다. 냉각개시 150 s 후까지는 Case 2와 동일한 형태로 온도장, 유동장 및  $Nu_i$  분포의 추이가 확인되지만 그 이후 Case 2와의 차이는 벽면 근처에서의 온도

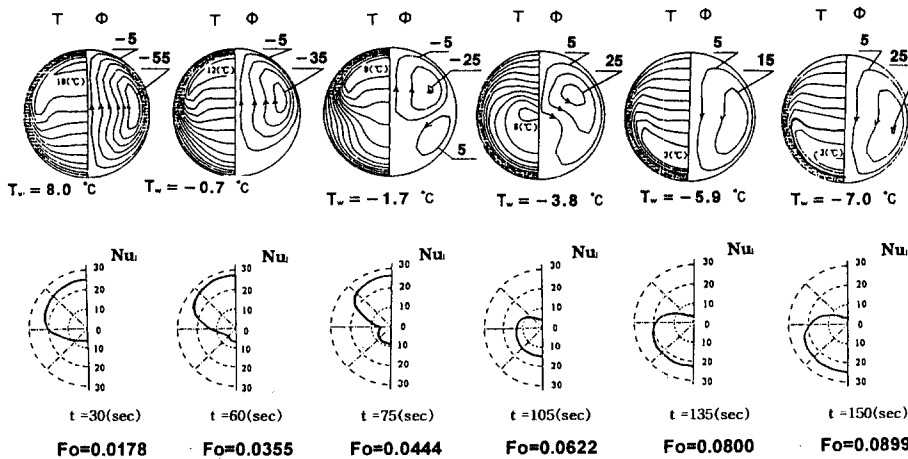


Fig. 5 Transient streamline, isotherm patterns and local Nusselt number for Case 2

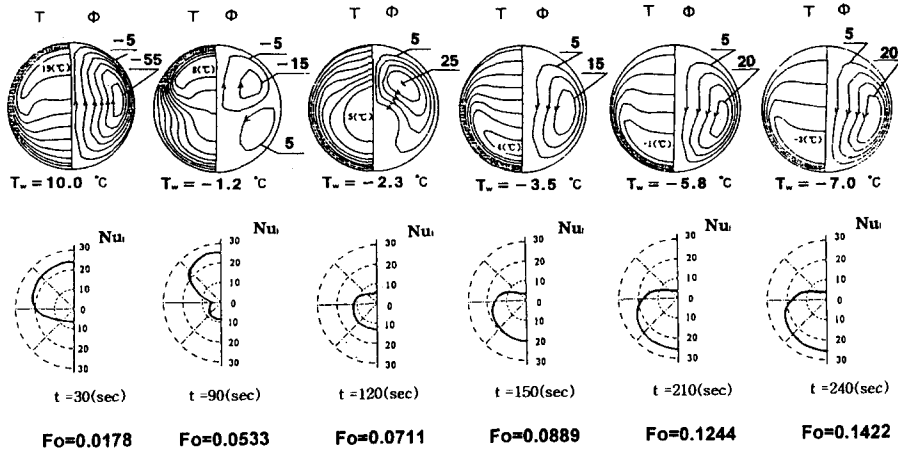


Fig. 6 Transient streamline, isotherm patterns and local Nusselt number for Case 3

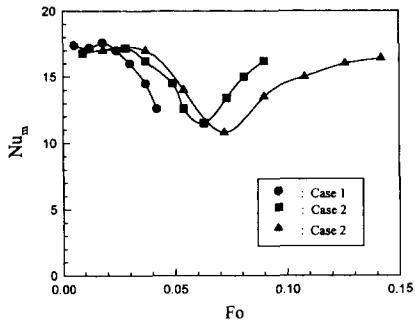


Fig. 7 Relations between Fourier number and averaged Nusselt number on the difference cooling rate.

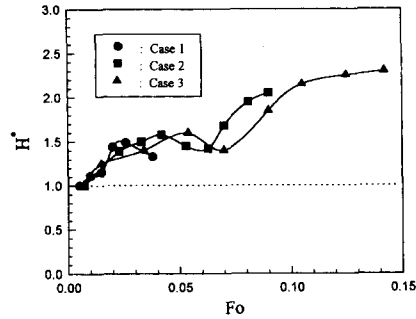


Fig. 8 Relations between Fourier number and  $H^*$  on the difference cooling rate.

구배가 감소하여 열유속 값이 낮아진 것이다. 또, 240 s 후의 과냉각 영역은 원통내 전체 영역을 점유하고 있다는 것을 알 수 있다.

Fig. 7은 Fourier수  $Fo$ 와 평균 Nusselt수  $Nu_m$ 의 관계를 나타낸 것이다. 여기서, 평균 Nusselt수  $Nu_m$ 는 국소 Nusselt수  $Nu_w$ 의 산술평균 값이다. 그림에서와 같이 Case 1에서는  $Nu_m$ 이 초기에 높은 값을 나타내지만 그 후 점차적으로 감소하고 있는 것을 알 수 있다. 이  $Nu_m$ 이 감소하기 시작하는 시간에 해당하는 흐름장을 관찰해 보면 반대 방향 대류가 발생하는 시간에 대응하고 있어 이 반대 방향 대류가  $Nu_m$ 의 값을 감소시키는 원인을 나타내고 있다. Case 2에서는  $Nu_m$ 이 초기에 높고, 그 후 감소하는 것은 Case 1과 동일하지만  $Fo=0.06$  부근에서부터 다시 증가하는 경향을 나타내는 것이 양자의 차이점이다. 이 극소점은 초기 반대 방향 대

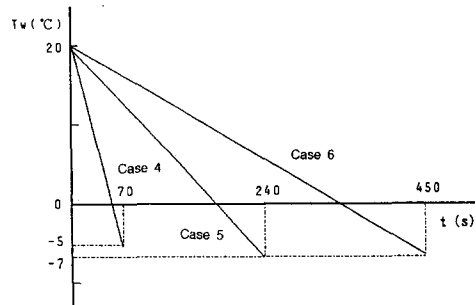


Fig. 9 Cooling patterns of three case on the constant cooling rate.

류만의 유동장으로 된 시간에 대응하며, 그 후 증가하는 과정은 벽면 근방에 있어서 유속이 증가하는 과정에 대응하고 있다. 이와 같은 결과는 대류의 형태와 벽면 근처의 유속이 열전달에 큰 영향을 미치는 것으로 생각된다. Case 3에서는 Case 2와

거의 동일한 형태를 나타내지만 최종적으로 횡구배로 되는 것이 차이점이다. 이것은 Case 3의 후반에 있어서 유동장이 안정한 상태에 이르는데, 이러한 유동상태가  $Nu_m$ 에 영향을 미치기 때문으로 생각된다.

대류에 의한 전열촉진 효과를 조사하기 위하여, 무차원수  $H^*$  ( $H^* = [\text{열전달에 의해 얻어진 } q_i / (T_b - T_w)] / [\text{열전도에 의해 얻어진 } q_i / (T_b - T_w)]$ )를 정의하였다. 여기서, 분자는 열전달 계산에서 얻어진 값으로 평균열전달률을 나타내며, 분모는 비정상 열전도 방정식을 동일한 냉각조건에서 계산하여 얻어진 값이다. 따라서,  $H^*$ 는 대류에 의해 어느 정도 전열이 촉진되는가를 나타내는 값이며, 이  $H^*$ 와  $F_0$ 의 관계를 Fig. 8에 나타내었다. 그림에서 냉각속도가 작은 Case 3과 Case 2가 Case 1에 비해 장시간 액상을 유지하고 있기 때문에 최종적으로 높은 값을 나타내고 있어, 냉각속도가 느린 쪽이 대류에 의한 전열촉진 효과를 얻을 수 있음을 알 수 있다. 이와 같이 열전달의 관점에서는 냉각속도가 느린 Case 2, 3이 우수한 것으로 나타났다.

### 3.2 냉각속도가 일정한 경우

보다 일반성을 가진 논리를 전개하기 위하여 세

가지 냉각조건 (Case 4, 5, 6)을 냉각속도 일정 조건으로 검토하고자 한다. Fig. 9와 Table 2에 나타난 냉각조건을 이용하여 Fig. 10, 11, 12에 온도장, 유동장 및 Nusselt수의 시간적인 변화를 나타내었으며, Fig. 13에 Fourier수와 평균 Nusselt수의 관계를 나타내었다. 평균 Nusselt수  $Nu_m$ 과 무차원수  $H^*$ 는 냉각속도가 다른 경우에서의 동일한 정의를 따른다. 또, 온도장, 유동장과 국소 Nusselt수 분포 및 Fourier수와 평균 Nusselt수의 관계에 관해서는 지금까지 나타난 결과와 시간적으로는 차이가 있지만 현상적으로는 동일한 결과이기 때문에 여기서는 설명을 생략한다.

Fig. 14는 Fourier수  $F_0$ 와 혼합 평균온도  $T_b$ 의 관계를 나타낸 것이다. 어느 경우에 있어서나  $T_b$ 는 시간의 경과에 따라 직선적으로 감소하지만 감소율은 냉각속도에 비례하고, Case 4, 5, 6의 순으로 작아진다.

Fig. 15는 온도차 ( $T_b - T_w$ )의 시간적 변화를 나타낸 것이다. 여기서, 온도차 ( $T_b - T_w$ )은  $T_w$ 의 변화를 일정하게 주고 있으므로 내부의 냉각이 어느 정도 진행되고 있는가를 나타내는 하나의 척도가 되며, 이 값이 작아지는 만큼 내부의 냉각량이 큰 것을 나타낸다. Case 4에서는 1차 대류의 발달에

Table 2 Cooling conditions on the constant cooling rate.

	$T_0$ (°C)	$T_c$ (°C)	$V_c$ (°C/s)	t(s)
Case 4	20	-5	0.357	$0 \leq t \leq 70$
Case 5	20	-7	0.113	$0 \leq t \leq 240$
Case 6	20	-7	0.060	$0 \leq t \leq 450$

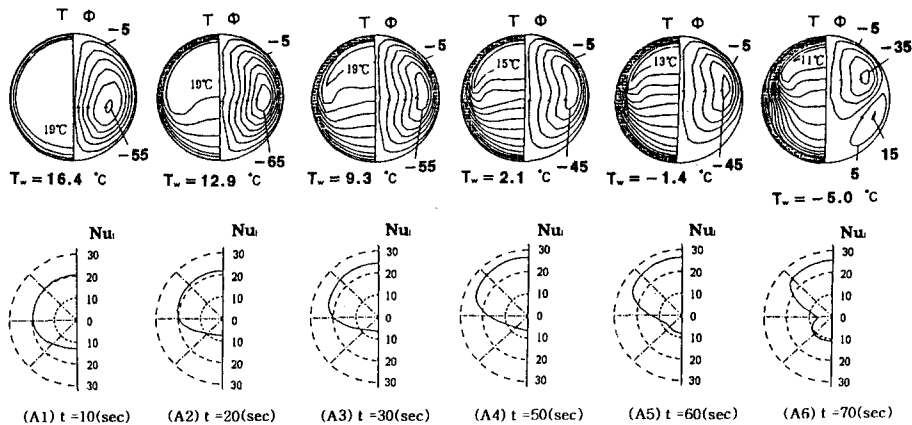


Fig. 10 Transient streamline, isotherm patterns and local Nusselt number for Case 4



대응하여 온도차( $T_b - T_w$ )의 증가율이 차츰 작아 지지만 A6의 시간( $t=70s$ )에서는 오히려 약간 크게 나타났다. 이것은 Fig. 10(A6)의 유동장에서 알 수 있는 바와 같이 원통 하부에서 2차 대류가 발생하여, 1차와 2차 두 종류의 대류가 공존하여 서로 간에 혼합 상쇄되어 전열을 악화시키기 때문이라 생각된다. Case 5에서도 1차대류의 발달에 따라 ( $T_b - T_w$ )의 증가율이 조금씩 작아지지만, B4의 시간( $t=180s$ )에서는 반대로 다소 커지는 것을 확인할 수 있다. 그 후, 2차 대류만의 유동장이 형성됨에 따라 ( $T_b - T_w$ )의 증가율은 작아진다. Case 6에서는 C5의 시간( $t=390s$ )까지는 Case 5와 동일한 형태로 변화하지만, 그 후 ( $T_b - T_w$ )의 값 자체가 감소하는 것을 알 수 있으나, 이것은 2차 대류의 발달 때문으로 생각된다.

내부에 있어서 자연대류의 크기를 밀도차( $\Delta\rho =$

$|\rho_w - \rho_h|$ )로 정의하였다. 여기서,  $\rho_w$  및  $\rho_h$ 는 각각 온도  $T_w$ 와 온도  $T_b$ 에 있어서의 밀도이다.

Fig. 16은 Fourier수  $F_o$ 와  $\Delta\rho$ 의 관계를 나타낸 것이다. Case 4에서는 시간 0에서 A2( $t=20s$ )에 걸쳐  $\Delta\rho$ 는 증가하고, A2에서 A5( $t=60s$ )에 걸쳐 감소하며, A5에서 A6( $t=70s$ )에 걸쳐 다시 증가한다. 이와 같은 거동은 물이 최대 밀도를 나타내는 온도 3.98°C 근방에서  $\Delta\rho$ 의 감소 때문이다.  $\Delta\rho$ 의 이 시간적 거동은 Fig. 13에 나타난 평균 Nusselt수  $Nu_m$ 의 시간적 거동과 일정한 시간지연을 보이면서 잘 대응하고 있다. 즉, Fig. 16의 A1에서 A2 및 A2에서 A5의 과정이 Fig. 13의 A2에서 A3 및 A3에서 A6의 과정에 각각 잘 대응하고 있다. 그외 Case 4와 5의 경우에서도 동일한 형태의 대응을 확인할 수 있다. 이와 같이  $Nu_m$ 의 시간적 거동이 일정한 시간 지연을 가지며  $\Delta\rho$ 의 시간

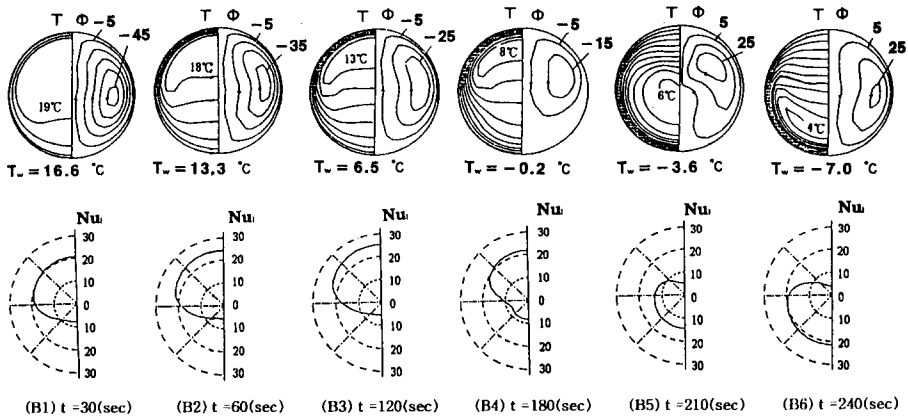


Fig. 11 Transient streamline, isotherm patterns and local Nusselt number for Case 5

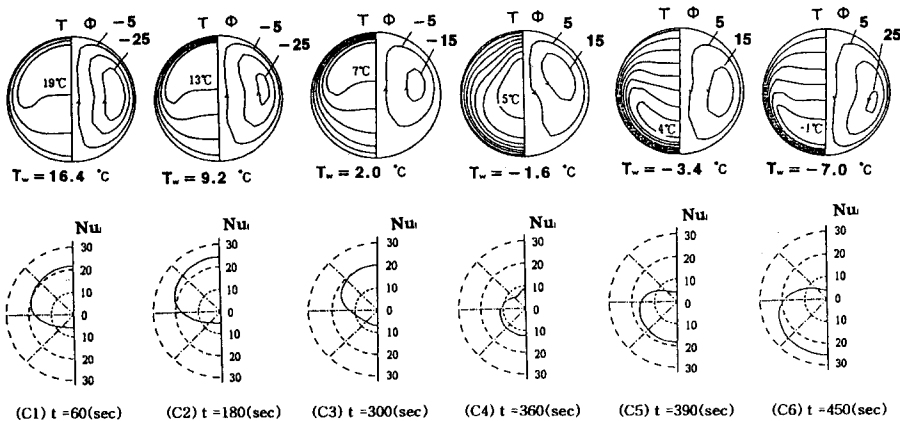


Fig. 12 Transient streamline, isotherm patterns and local Nusselt number for Case 6

적 거동에 잘 일치하는 것은 3.98 °C에서 물의 밀도역전이 열전달 특성에 직접 영향을 미치고 있는 것을 나타낸다. 이 지연을 나타내는 시정수(time constant)는 여기서 정의한  $\Delta\rho$ 와 유체의 점성계수에 의해 결정되리라 생각된다.

Fig. 17은  $H^*$ 와  $Fo$ 의 관계를 나타낸 것이다. 그림에서 냉각 진행에 따른 2차대류의 발생 및 그 발달에 의해  $H^*$ 의 값은 감소하는 것을 알 수 있다. 그러나 냉각속도가 느린 경우, 즉 서냉인 Case 5와 6에서는 냉각의 후반에서 2차 대류의 발달에 의해  $H^*$  값이 증가하는 것을 확인할 수 있다.  $H^*$ 는 대류에 의해 얼마 만큼 전열이 촉진되었는가를 나타내는 값으로, 이 값의 증가는 전열이 촉진된 것을 나타낸다. 따라서, 장시간 액상을 유지하는 Case 5와 6에서는 Case 4에 비해 전열 촉진효과가 얻어진 것을 알 수 있다.

이상에서와 같이 일반성을 가진 냉각속도 일정조건에서의 과냉각 현상을 수치해석에 의해 검토하였

다. 그 결과, 3.98 °C에서 물의 밀도역전으로 인해 발생하는 2차 대류의 존재가 열전달 특성에 큰 영향을 미침을 확인할 수 있었다. 즉, 급냉의 경우에는 1차대류와 2차대류가 공존하여 상호간에 유동을 혼합 상쇄하므로서 전열효과를 잃게 된다. 이에 반해 서냉의 경우에는 2차대류가 충분히 발달하고, 1차대류에서 2차대류로 천이하기까지 액상을 유지

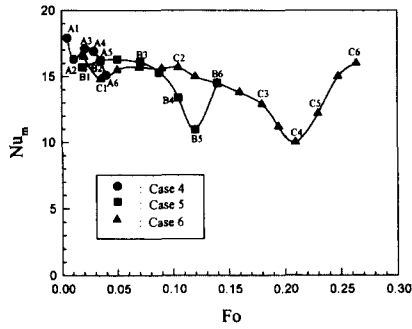


Fig. 13 Relations between Fourier number and averaged Nusselt number on the constant cooling rate.

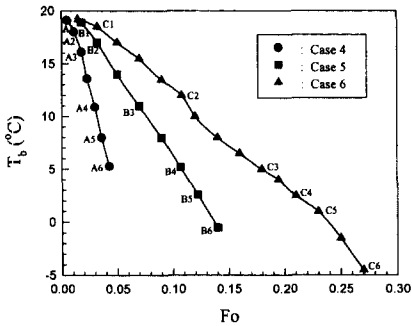


Fig. 14 Relations between Fourier number and mixed mean temperature on the constant cooling rate.

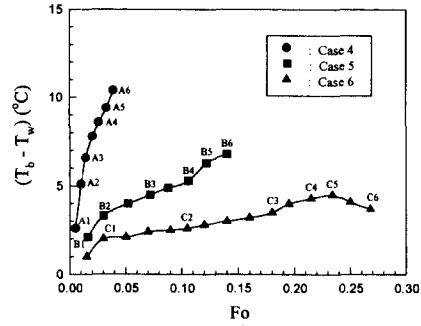


Fig. 15 Relations between Fourier number and temperature difference

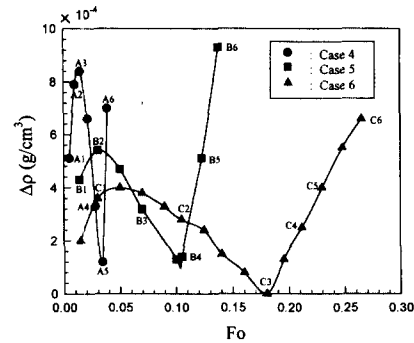


Fig. 16 Relations between Fourier number and density difference.

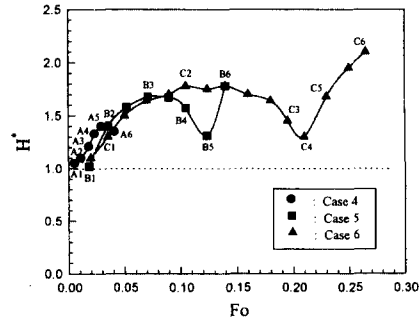


Fig. 17 Relations between Fourier number and  $H^*$  on the constant cooling rate.

하므로 열전달은 양호한 결과로 되었다. 따라서, 캡슐형 빙축열의 경우에는 열전달 특성 및 전열면적의 크기로부터 서냉에 의해 과냉각 영역을 넓은 범위로 확장한 후에 과냉각을 해제하는 편이 유리하다고 할 수 있다.

#### 4. 결론

본 연구에서는 캡슐형 빙축열조에서 발생하는 과냉각 현상에 주목하여 수평 원통용기내에 증류수를 가득 채워 냉각속도를 변화시켜 이론 해석을 수행한 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 냉각속도의 차이에 따라 과냉각 영역의 형태는 크게 3 종류로 구분되었다. 즉, 냉각속도가 큰 경우에는 과냉각 영역이 벽면 근처에 동심원상으로 분포되었고, 작은 경우에는 전체 영역에 분포하였으며, 그 중간의 경우에는 비대칭형으로 분포되어 서로 다른 형태로 분포됨을 확인할 수 있었다.

(2) 동결상의 차이는 냉각속도의 차이에 의해 영향을 받지만, 그 근본 원인은 3.98℃에서의 물의 밀도 역전현상에 의해 발생하는 2차 대류의 존재가 원인임을 알 수 있었다.

(3) 서냉의 경우는 급냉의 경우에 비하여 냉각과정의 후반에서 열전달이 향상되는 경향을 나타내었고, 장시간 액상을 유지하는 서냉 쪽이 열전달의 관점에서는 우수하였다.

#### 참고문헌

(1) 高田秋一, 1987, “氷蓄熱の課題と將來,” 日本

冷凍協會, Vol. 62, No. 715, pp. 42~56.

(2) 一宮浩市, 望月康徳, 1984, “液滴の過冷却凝固について,” 日本冷凍協會論文集, Vol. 1, No. 1, pp. 37~42.

(3) Gilpin, R. R., 1977, “The Effect of Cooling Rate on the Formation of Dendritic Ice in a Pipe with No Main Flow,” *Heat Transfer*, Vol. 99, No. 3, pp. 419~424.

(4) Cheng, K. C. & Takeuchi, M., 1976, “Transient Natural Convection of Water in a Horizontal Pipe With Constant Cooling Rate Through 4℃,” *Journal of Heat Transfer*, Vol. 98, No. 4, pp. 581~587.

(5) 柏木孝夫, 伊藤伸治, 1987, “過冷却域を有する水の凍結開始に及ぼす自然対流の影響,” 日本機械學會論文集B, Vol. 53, No. 490, pp. 1822~1827.

(6) 鳴海明, 柏木孝夫, 酒徳裕二, 1990, “水平同心圓筒内での過冷却を伴う水の冷却・凍結過程に関する研究,” 日本機械學會論文集B, Vol. 56, No. 527, pp. 213~220.

(7) 윤정인, 김재돌, 加藤豊文, 1995, “수평 2열 원통관 주위의 동결형상에 관한 연구,” 공기조화 냉동공학 논문집, Vol. 7, No. 1, pp. 89~97.

(8) 加藤, 雨宮ほか, 1988, “過冷却域を有する圓筒器内の凍結舉動,” 日本冷凍協會學術講演會論文集, pp. 45~48.

(9) Fujii, T., 1974, “Fundamentals of Free Convection Heat Transfer,” *Progress in Heat Transfer Engineering*, Vol. 3, Tokyo, pp. 66.