

< 논 문 >

ACRT에 의한 초크랄스키 대류진동 제어

최정일* · 성형진*

(1996년 1월 15일 접수)

Control of Oscillatory Czochralski Convection by ACRT

Jung-II Choi and Hyung Jin Sung

Key Words : Czochralski Convection (초크랄스키 대류유동), Accerelated Crucible/Crystal Rotation Technique (도가니/결정봉 가속화 기법), Single Crystal Growth (단결정 성장), Striation Control (띠무늬 결함제어), Crystal/Melt Interface Homogeneity (결정/용융 경계면 균일성)

Abstract

A numerical study was made of the control of transient oscillatory flow modes in Czochralski convection. The reduction of temperature oscillation was achieved by changing the rotaion rate of crystal rod, $\Omega_s = \Omega_{s0}(1 + A_s \sin(2\pi f_s / t_{pt}))$. The temporal behavior of oscillatioy flow was scrutinized over broad ranges of two parameters, i.e., the rotation amplitude ($A_s \leq 0.5$) and the nondimensional frequency ($0.9 \leq f_s \leq 1.5$). The mixed convection parameter was ranged $0.225 \leq Ra/PrRe^2 \leq 0.929$, which encompassed the buoyancy-and forced-dominant convection regimes. Computational results revealed that the temperature oscillations could be reduced effectively by a proper adjustment of the control parameters. The uniformity of temperature distribution near the crystal rod was examined. The control of oscillatory flow modes was also made for a realistic, low value of Pr.

기 호 설 명

A_s : 결정봉의 회전각속도 증폭인자
 f_s : 결정봉의 회전각속도 주파수 인자
 g : 중력가속도
 H : 도가니 높이
 Pr : 프란틀 수, ν/α
 R_c : 도가니 반지름
 R_s : 결정 반지름
 Ra : 레이레이 수, $\beta g \Delta T H^3 / \alpha \nu$
 Re : 결정봉의 회전 레이놀즈 수, $\Omega_{s0} H^2 / \nu$
 r : 무차원 반경방향 좌표
 T : 온도

t : 무차원 시간
 u, v, w : 무차원 반경방향 속도, 원주방향 속도, 축방향 속도
 z : 무차원 축방향 좌표

그리스문자

α : 열확산 계수
 β : 열팽창 계수
 Γ : 선회속도, $r\omega$
 μ : 점성계수
 ν : 동점성계수
 θ : 무차원 온도
 ρ : 밀도

Ω_s : ACRT에 의한 결정봉의 회전각속도

Ω_{s0} : ACRT가 없는 경우의 결정봉의 회전각

*회원, 한국과학기술원

- 속도
 ω : 와도, $\omega/r = \partial w / \partial r - \partial u / \partial z$
 ψ : 자오면 유선함수
 상점자
 * : 차원변수

1. 서 론

초크랄스키(Czochralski) 방법에 의해 용융상태로 부터 단결정을 생산하는 공정은 매우 다양한 전자소자의 기본 재질(wafer)들의 생산에 대한 적합성때문에 산업계에서 광범위하게 많이 사용되어지고 있다. 특히, 이 방법은 주로 반도체 소자에 쓰이는 물질들에 대한 단결정의 성장법으로 널리 알려져 있다. 최근에 VLSI, LSI 등의 출현으로 고균일 단결정 생산이 산업계에서는 절실히 요구되어지고 있는 실정이다. 이에 따라 단결정내의 불순물의 불균일성은 더욱더 심각한 문제로 대두되고 있으며, 점점 더 고균일 단결정을 얻기위한 효과적인 초크랄스키 방법이 요구되어지고 있다. 전형적인 초크랄스키 공정은 결정봉이 회전하며, 도가니의 외벽에서는 용융상태를 유지하기 위하여 열이 가해지고, 또한 결정과 용융경계면에서는 응고가 일어나고, 그 경계면의 형상이 시간에 따라 변화하는 등 복잡한 구성요소를 지니고 있다.

결정의 품질은 용융액내의 열유동에 의해 좌우되어진다고 알려져있다. 초크랄스키 공정에서 대류는 주로 결정의 경계면과 도가니의 외벽의 온도차에 의한 자연대류와 결정 및 도가니의 회전에 의한 강제대류로서 유도되어진다. 이것들의 상호작용은 용융유동을 복잡한 문제로 만드는데, 떠무늬 결함(striation)으로 알려진 단결정의 결함은 주로 용융유동의 온도진동에 의해 발생된다.⁽¹⁾ 이러한 결함은 결정의 품질에 치명적인 영향을 끼치게 되고,⁽²⁾ 결정의 결함에 따라 저항의 변화를 초래하게 된다.⁽³⁾ 그러므로 본 연구에서는 결정내에 생성되는 결함을 줄이기 위해 초크랄스키 대류내의 진동현상을 제어하고자 한다.

초크랄스키 유동제어를 살펴보면, 기본적인 초크랄스키 방법에서 떠무늬 결함을 줄이기 위한 여러 방법을 시도하고 있다. 여러가지 방법 중에서 가장 두드러진 기술은 자기장에 의해 대류유동을 제어하는 방법이다.^(3,4) 근본적인 개념은 용융상태 내의

대류유동을 자기장에 의해 억제하는 것이다. 즉, 자기장의 방향(e.g., uniform, axial, transverse, axisymmetric, non-uniform, cusp magnetic field)을 변화시키는 등의 연구가 활발히 진행되었다.⁽⁵⁾ 그러나 자기장에 의해 좋은 결과를 얻을 수 있음에도 불구하고 자기장에 의한 제어방법은 그 고가의 설치비용 및 운영비 때문에 산업체에서 널리 쓰여지지 못하고 있는 실정이다. 용융유동의 진동을 줄이기 위한 다른 시도로서 무중력 조건을 이용하는 방법이 있다. 그러나 우주공간에서도 무중력이 이루어지지 않으며, 잔류중력으로서 미소중력이 존재한다.⁽⁶⁾ 지구궤도상의 실험실의 출현으로 저중력조건에서의 결정성장이 가능하게 되었지만, 중력을 줄이는 방법에 많은 어려움을 지니고 있으므로 경제적으로 현실성이 떨어지는 문제점을 지니고 있다. 앞서 논의된 제어방법들은 도가니 내의 용융유동을 가능한한 안정되게하여 도판트(dopant)나 불순물의 이동이 대류에 의해서 보다는 확산에 의해 좌우되도록 하는 것이다.⁽⁶⁾

대부분의 결정내의 결함을 제어하기 위한 방법은 대류억제에 한정되어져 있었다. 이 와는 대조적으로 본 연구에서는 결정봉의 회전속도를 주기적으로 변화시킴으로써 강제대류의 효과를 응용하여 용융유동을 균일화하려고 한다. 이는 주로 도가니/결정봉 회전의 가속화 기술(Accelerated Crucible/Crystal Rotation Technique; ACRT)로서 불려지고 있는 방법이다.⁽⁶⁾ ACRT 방법에 대한 제안은 효과적인 회저음(stirring)을 이용하여 온도와 농도의 균일화를 목적으로 Scheel 등⁽⁷⁾에 의해 처음으로 제안되어졌다. 이 방법은 간단한 전자회로 장치에 의해 결정봉 혹은 도가니의 회전속도를 변화시켜 줌으로써 종전의 제어방법 보다 주목할만하게 설치비 및 운영비면에서 경제적으로 효과적인 방법이다. 1980년 이후로 많은 연구자들에 의해 초크랄스키 방법에 적용하는 시도가 있었다.^(8~11) 그러나 대부분의 연구들은 초크랄스키 대류유동에 대한 고유한 진동현상의 충분한 이해가 없이 다루어졌다. 최근에 Sung 등⁽¹²⁾은 초크랄스키 모델에서의 진동유동에 대한 체계적인 연구가 수행되어졌다. 그들은 혼합대류인자에 따른 온도진동의 특성을 파악하였으며($0.132 \leq Ra/PrRe^2 \leq 1,303$), 그 진동현상은 초크랄스키 공정에서 필연적인 특성을 명시하였다.

수치해석에 의한 Sung 등⁽¹²⁾의 연구를 기반으로

하여 본 연구에서는 앞서 언급한 ACRT를 적용하고자 한다. 원형좌표계에서 축대칭유동에 대해 모든 계산은 행해졌다. 궁극적으로 결정봉의 회전속도의 변화($\Omega_s = \Omega_{s0}(1 + A_s \sin(2\pi f_s/t_p t))$)에 의해 용융 온도진동을 감소시키는 것이다. 여기서 Ω_{s0} 는 ACRT를 적용하지 않았을 때의 회전속도이며, t_p 는 용융유동에서 나타나는 고유한 주기를 의미한다. 주목할 것은 이전의 ACRT 관련 연구들은 용융유동의 고유주기 t_p 를 고려하지 않았다. 본 연구에서는 제어인자, 즉, 회전속도의 증폭인자(A_s)와 주파수인자(f_s)에 대해 온도진동을 줄일 수 있는 최적조건에 대한 평가를 하였다. 여러가지 혼합대류인자($0.225 \leq Ra/PrRe^2 \leq 0.929$)에 대해 ACRT를 적용하여 결정봉의 회전에 의한 강제대류와 부력에 의한 자연대류의 상호작용에 따른 온도진동의 감소 메커니즘을 해석하였다. 공간적인 비균일성은 주로 불순물 농도의 반경방향 거시편석(macroscopic segregation)과 관련이 있다고 알려져있다.⁽¹³⁾ 이에 대해 ACRT에 의한 거시편석의 영향을 검토하기 위해 결정/용융 경계면 아래에서의 온도의 균일성(homogeneity)을 조사하였다. 그리고 낮은 Pr 수 유동에 대해서도 ACRT를 적용하여 온도진동의 감소효과를 조사하였다. 이러한 노력으로 결정에 나타나는 티무너 결함을 ACRT에 의해 효과적으로 줄일 수 있는 가능성을 입증하였다.

2. 수치해석방법

초크랄스키 대류문제의 기하학적 모형을 Fig. 1에 나타내었다. 도가니(crucible)내의 열유동은 축대칭을 유지하면서 회전하고 있으며, 결정봉이 성장되는 속도는 매우 작으므로 무시하였다. 그리고 결정봉과 용융 경계면이 평면으로 유지되면서 결정이 성장하며 결정과 도가니 외벽 사이의 자유표면은 열적으로 단열되어 있다고 가정하였다.

이 모델 문제를 풀기위해 계산상의 용이성과 수렴성의 측면을 고려하여 유선와도 방법(stream-vorticity method)을 사용하였다. 자오면상의 유선함수(stream function; ψ) 그리고 와도(vorticity; ω)와 속도와의 관계를 기술하면,

$$\frac{\omega}{r} = \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{\partial u}{\partial z}, \quad u = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad w = \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (1)$$

이고, 여기서 속도 성분(u, v, w)는 원통형 좌표계

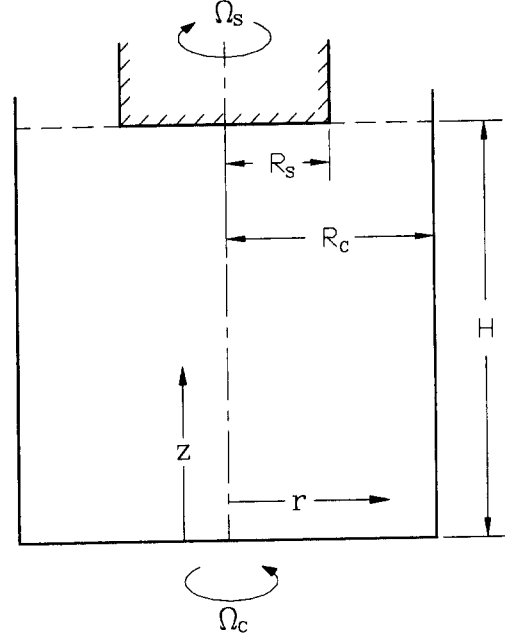


Fig. 1 Schematic diagram of the model

(r, θ, z)에서 방사상(radial), 축대칭(azimuthal), 축방향(axial) 속도를 나타낸다. 모든 수치인자에 대해서 다음과 같은 기준값에 의해 무차원화하였다.

$$(r, z) = (r^*, z^*)/H$$

$$t = t^*(\Omega_{s0})$$

$$(u, v, w) = (u^*, v^*, w^*)/\Omega_{s0}H$$

$$\theta = (T - T_c)/(T_H - T_c)$$

여기서 *는 차원을 가지는 양을 나타낸다. 위의 무차원화 변수에서 시간척도는 ACRT를 적용하지 않았을 때의 결정봉의 회전속도의 역수($1/\Omega_{s0}$)로서 선택되어졌으며, 길이 척도는 용융액의 높이(H)로서 정의하였다. 이에 대한 무차원화된 지배방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial(u\omega)}{\partial r} + \frac{\partial(w\omega)}{\partial z} \\ &= \frac{1}{Re} \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial v} \right) + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right] + \frac{Ra}{PrRe} r \frac{\partial \theta}{\partial r} \\ & \quad - \frac{2\Gamma}{r^2} \frac{\partial \Gamma}{\partial z} + \frac{\omega u}{r} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \Gamma}{\partial t} + \frac{\partial(u\Gamma)}{\partial r} + \frac{\partial(w\Gamma)}{\partial z} \\ &= \frac{1}{Re} \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \Gamma}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial z^2} \right] - \frac{u\Gamma}{r} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (ru\theta)}{\partial r} + \frac{\partial (w\theta)}{\partial z} = \frac{1}{PrRe} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right] \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) = \frac{\omega}{r} \quad (5)$$

여기서 Γ 는 선회속도(swirl velocity), 즉 $\Gamma = rv$ 를 나타낸다.

결정봉과 용융경계면에서의 온도는 결정의 용융점(melting point)으로 지정하였으며, 도가니의 외벽에는 일정한 온도조건을 부가하였다. 자유표면에서의 수직방향의 속도는 거시적인 유동 추정에 의해 무시하였다. ACRT 방법의 적용으로 결정봉 아래의 회전속도를 다음과 같이 정의하였다, $\Omega_s = \Omega_{s0}(1 + A_s \sin(2\pi f_s / t_p))$. 여기서 Ω_{s0} 는 ACRT를 적용하지 않았을 때의 회전속도이며, t_p 는 용융액내의 주어진 조건에서의 고유한 무차원 온도진동주기이다. 위와 같이 ACRT 방법을 단순화시키기 위하여 회전속도의 변화량을 하나의 주파수만을 가지는 정현파로서 정의하였으며, 결정봉의 회전에만 적용시켰다. 각 경계조건과 ACRT에 의한 회전속도 변화에 대한 조건들을 기술하면 다음과 같다.

$$z=0, \quad 0 < r < R_c/H: \\ \psi=0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial r} = \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad \Gamma=0, \quad \theta=1 \quad (6)$$

$$z=1, \quad 0 < r < R_s/H: \\ \psi=0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial r} = \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \\ \Gamma = \left[1 + A_s \sin\left(\frac{2\pi}{t_p} f_s t\right) \right] r^2, \quad \theta=0 \quad (7)$$

$$z=1, \quad R_s/H < r < R_c/H: \\ \psi=0, \quad \omega=0, \quad \frac{\partial \Gamma}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0 \quad (8)$$

$$r=0, \quad 0 < z < 1: \\ \psi=0, \quad \omega=0, \quad \Gamma=0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial r} = 0 \quad (9)$$

$$r=R_c/H, \quad 0 < z < 1: \\ \psi=0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial r} = \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad \Gamma=0, \quad \theta=1 \quad (10)$$

본 연구에서는 유한차분법에 기초를 둔 수치해석 방법을 사용하였다. Pr 수가 비교적 높은 경우에는 41×81 의 균일 격자계에서 행해졌으며, Pr 수가 낮은 경우($Pr \leq 0.1$)에는 레이놀즈 수가 높기 때문에 벽면에서의 Ekman 경계층의 분해능을 고려하여 121×121 의 밀집 격자계를 사용하였다. 대

류항에 대한 처리는 HPLA 방법을 사용하였다. 시간에 대해서는 Crank-Nicolson 방법을 사용하였으며, 수치해는 SIP(Strongly Implicit Procedure)를 근간으로 하였다.⁽¹⁴⁾ 비정상문제에 대한 초기조건으로는 도가니와 결정을 고정시킨 경우인 자연대류조건을 수렴해를 사용하였다. 수렴판정으로는 $\sum |\phi^{new} - \phi^{old}| / |\phi|_{max} \leq 10^{-3}$ 를 사용하였다. 여기서 ϕ^{new} 와 ϕ^{old} 는 계산되어지는 변수이며 그리고 $|\phi|_{max}$ 는 그 변수의 최대치를 나타낸다. 계산은 HP-715 워크스테이션에서 행해졌으며, 한 경우에 대한 계산시(실리콘 오일) 약 8시간 정도가 소요되었다.

3. 결과 및 토론

수치예측을 시작하기 이전에 본 수치모사의 신뢰성과 정확성을 검토하는 것이 필요하다. 이에 대하여는 Sung 등의 결과에서 이미 검증되었듯이,⁽¹²⁾ 본 모사방법에 의한 수치 결과와 같은 조건에서의 Ozoe 등⁽¹⁵⁾의 실험에 의한 결과와 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 앞서 언급하였듯이, 결정성장과정의 회전력과 부력에 의한 강제대류와 자연대류의 상대적 크기를 나타내는 무차원 혼합대류수인 $Ra/PrRe^2$ 의 값에 따라 용탕내의 온도진동 특성이 다르게 나타났다. 즉, 자연대류가 지배적인 영역에서는 온도진동의 상승이 비교적 천천히 일어나다가 갑자기 하강하는 현상을 보여주고 있다. 자연대류와 강제대류의 상대적 크기가 비슷한 영역에서는 온도진동이 상호균형을 맞추어 일어나고, 반면 강제대류가 지배적인 영역에서는 온도진동이 비교적 불규칙적임을 알 수 있다. 이는 결정봉의 회전에 기인한 것으로 알려져 있다.⁽¹²⁾ 이러한 무차원 혼합대류의 크기에 따라 진동 특성이 다르므로 이를 근거로 하여 결정봉의 회전각속도를 시간에 따라 변화시켜(ACRT) 온도진동을 감소시키려는 것이 본 연구의 목적이다. 수치해석시 적용한 작동유체는 Sung 등⁽¹²⁾과 Ozoe 등⁽¹⁵⁾이 적용한 실리콘 오일을 사용하였고, 그 자세한 물성치와 형상자료가 Table 1에 주어져 있다. 다른 조건들은 모두 앞서 사용한 조건과 같으며, $Ra=1694600$, $Pr=4580$, 그리고 $20.0 \leq Re \leq 40.6$ 이다.

3.1 자연대류가 지배적인 영역 ($Ra/PrRe^2 = 0.929$)

결정성장과정시 시간이 지남에 따라 회전결정봉

Table 1 Properties of the fluid

Propeties and dimensions	Silicon oil	Munakata ⁽¹⁷⁾
Density (ρ)	971 (kg/m^3)	5.7×10^3 (kg/m^3)
Kinematic viscosity (ν)	5×10^{-4} (m^2/s)	4.9×10^{-7} (m^2/s)
Volumetric coefficient (β)	9.5×10^{-3} (K^{-1})	1.9×10^{-4} (K^{-1})
Thermal diffusivity (α)	1.1×10^{-7} (m^2/s)	7.2×10^{-6} (m^2/s)
Crucible radius (R_c)	5.0×10^{-3} (mm)	7.75×10^{-2} (mm)
Crystal radius (R_s)	2.5×10^{-3} (mm)	3.88×10^{-2} (mm)
Crucible height (H)	1.0×10^{-2} (mm)	3.88×10^{-2} (mm)
Temperature difference (ΔT)	10 (K)	40 (K)

의 회전에 의해 도가니의 중앙 밑으로부터 뜨거운 열덩어리는 끌려들어 온도가 상승하게 된다. 한편, 도가니의 옆 벽면에서부터 부력의 영향으로 가열된 뜨거운 열덩어리는 안쪽의 결정봉의 차가운 열덩어리를 용탕의 중앙으로 하강하게 한다. 따라서 이러한 현상이 주기적으로 발생되어 용탕의 중앙 상위 부분 (r, z) = (0, 0.7)에서 예측된 온도는 계속적으로 진동하게 된다(Fig. 2). 뜨거운 열덩어리가 상대적으로 차가운 열덩어리를 지배하게 되는 경우, 즉 부력이 지배적인 영역 ($Re=20.0$)에서는 Fig. 2

에 나타난 것처럼 온도가 비교적 천천히 상승되다가 갑자기 하강하는 현상을 보여주고 있다($A_s=0.0$). 그러나 Sung 등⁽¹²⁾의 연구에서 보여준 것처럼 부력의 영향이 더욱더 커지면 ($Re=16.8$), 온도 진동이 점진적으로 줄어들어 궁극적으로 온도진동이 사라지게 된다(onset of oscillation).

본 연구에서는 부력의 영향이 지배적인 영역 ($Re=20.0$)에서 결정봉의 회전각속도를 주기적으로 변화시켜(ACRT), 각각의 온도진동의 변화를 조사하였다($Ra=1694600$, $Pr=4580$). 즉 $\Omega_s = \Omega_{s0}(1 + A_s \sin(2\pi f_s / t_p))$ 의 관계식으로부터 $0 \leq A_s \leq 0.5$ 와 $0.9 \leq f_s \leq 1.3$ 의 범위내에서 변화시킬 때 온도진동의 특성을 조사하였다. 여기서 주목할 것은 가진 주파수인자(f_s)는 $A_s=0.0$ 인 경우 본래의 온도진동 주파수($2\pi/t_p$)를 근거로하여 상대적인 크기 비로서 무차원 주파수를 정의하였다. Fig. 2(a)에서 나타난 것처럼 f_s 는 고정시키고($f_s=1.0$), A_s 를 변화시키면서 온도진동 변화를 살펴보면, 아주 미세한 온도진동의 감소는 나타나지만 전체적으로 그 감소 크기는 작음을 알 수 있다. 다음으로 A_s 는 고정시키고($A_s=0.40$), 가진 주파수를 변화시키면(Fig. 2(b)) 온도진동의 감소현상은 조금 더 두드러짐을 알 수 있다. $f_s=0.9$ 인 경우 온도진동의 주파수는 ACRT 적용 주파수와 같게 나타났다. 그러나 전체적으로는 ACRT에 의한 온도진동의 감쇠효과가 미약함을 보여주고 있다.

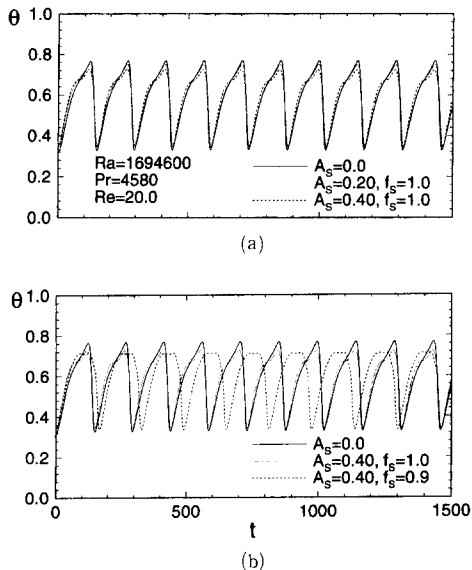


Fig. 2 (a) The effect of A_s on temperature oscillation at $(r, z) = (0, 0.7)$ for $Ra/PrRe^2=0.929$
 (b) The effect of f_s on temperature oscillation at $(r, z) = (0, 0.7)$ for $Ra/PrRe^2=0.929$

3.2 자연대류와 강제대류가 상응하는 영역 ($Ra/PrRe^2=0.539$)

자연대류나 강제대류가 서로 크기가 비슷한 영역에서의 본 연구의 ACRT를 적용해 보려고 한다

($Re=26.2$). 이때 $A_s=0.0$ 인 경우는 Sung 등의 결과에서 보듯이, 비교적 온도진동 형태가 균형 있는 정현파 모형을 나타내며 좀더 조직적이다.⁽¹²⁾ 우선 A_s 의 영향을 고찰해보면 ($0.0 \leq A_s \leq 0.4$), 온도진동의 영향이 앞의 $Re=20.0$ 인 경우보다 큼을 알 수 있다($f_s=1.0$ 으로 고정). ACRT의 온도진동 감소효과를 좀더 정량화하기 위해 온도진동 감소율 ($1-\Delta\theta/\Delta\theta_0$)을 정의하여 Fig. 3에 삽입시켰다. 여기서 $\Delta\theta_0$ 는 기존의 ACRT의 효과가 없는 $A_s=0.0$ 인 경우에서 온도진동의 최대값과 최소값의 차이를 나타내며, $\Delta\theta$ 는 ACRT에 의한 온도진동의 진폭을 나타낸다. 삽입 그림에서 알 수 있듯이 온도진동 감소율의 최대치가 $A_s=0.30$ 에서 나타나고, 그 감소율은 약 20% 정도임을 알 수 있다. 다음은 $A_s=0.30$ 으로 고정시키고, f_s 의 영향에 따른 온도진동 감소율을 Fig. 3(b)에 나타내었다. 이 경우 온도진동 주파수는 f_s 에 따라 상당히 변하고 있음을 알

수 있으며, 삽입 그림에서 보듯이 $f_s=1.2$ 에서 그 최대 감소율은 $A_s=0.0$ 의 경우와 비교하여 볼 때, 약 33% 정도임을 보여주고 있다.

앞선 연구결과에서 보여준 바와 같이, ACRT의 온도진동 감소영향은 확실하다는 것을 알 수 있다. 이러한 온도진동 감소현상을 좀더 면밀히 조사하기 위해, Fig. 4에 자오면상의 온도분포를 예시하였다. 여기서 상호 비교를 위해 (a) $A_s=0.0$, (b) $A_s=0.30$, $f_s=1.0$ 그리고 (c) $A_s=0.30$, $f_s=1.2$ 를 선택하여 도시하였다. 우선 $A_s=0.0$ 인 경우, 시간이 지남에 따라 차가운 열덩어리가 회전하는 결정봉의 가장자리로부터 주기적으로 하강하고 있

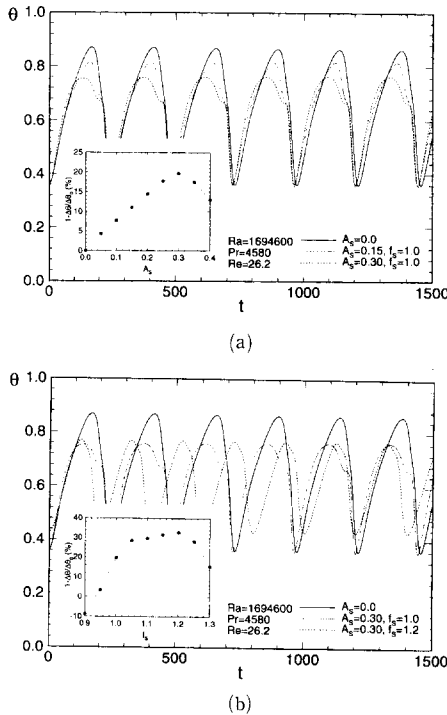


Fig. 3 (a) The effect of A_s on temperature oscillation at $(r, z) = (0, 0.7)$ for $Ra/PrRe^2=0.539$: Optimal value of A_s for decreasing temperature oscillation (b) The effect of f_s on temperature oscillation at $(r, z) = (0, 0.7)$ for $Ra/PrRe^2=0.539$: Optimal value of f_s for decreasing temperature oscillation

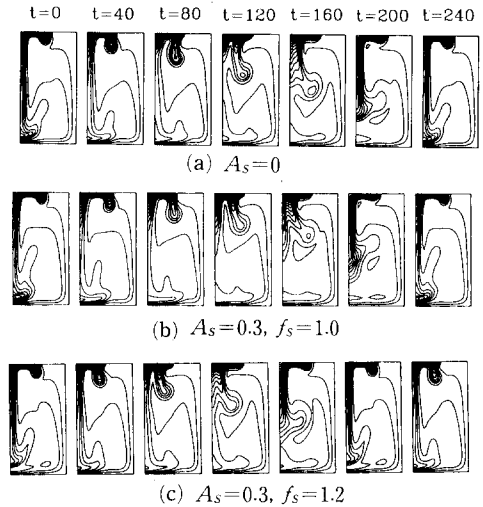


Fig. 4 Contour plots of isotherms (θ) in the meridional plane for $Ra/PrRe^2=0.539$

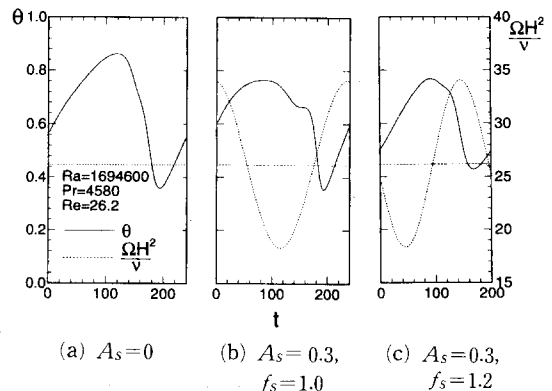


Fig. 5 The relation between the rotation rate of crystal rod (Ω) and temperature oscillation (θ) for $Ra/PrRe^2=0.539$

다($t_p=245$). 이는 도가니의 벽면으로부터 가열된 부력이 차가운 열덩어리를 중앙으로 몰아 하강시키고 있기 때문이다. Fig. 5(a)는 한 주기 동안의 온도진동과정을 나타내고 있다. 이 경우 회전각속도는 Ω_{s0} 로 일정하다. 다음으로 $A_s=0.30$, $f_s=1.2$ 인 경우를 관찰해보면, Fig. 4(b)에서 처럼 $t=0$ 에서 $t=60$ 까지는 회전력의 증가로 인하여 원심력에 의한 차가운 열덩어리가 결정봉의 바깥쪽 영역으로 밀려지고 있음을 발견할 수 있다. 그러나 $t=60$ 이후부터는 결정봉의 회전에 의한 강제대류가 줄어들므로써 상대적으로 부력의 힘이 커지게 되며, 따라서 결정봉의 차가운 열덩어리를 더욱 중앙으로 몰아 하강시키고 있다. Fig. 5(b)에 회전각속도 변화(Ω_s)와 그에 따른 온도진동(θ)을 보여주고 있는데, $60 \leq t \leq 180$ 영역에서는 회전력의 감소로 상대적인 부력이 증가하게 되어 중앙부분에서 온도의 최대치가 감소하게 된다. $180 \leq t \leq 240$ 영역에서는 다시 차가운 열덩어리가 결정봉의 회전에 의해 결정봉 아래로 밀집되며 온도는 점진적으로 증가하게 된다. 따라서 본 연구의 ACRT에 의한 온도의 최대값은 기존의 온도 최대값($A_s=0.0$)보다 감소하게 되며 온도의 최대값은 약 $t_p/6$ 정도 위상차가 앞서는 특성을 보여주고 있다.

이와는 달리, 제어인자가 $A_s=0.30$, $f_s=1.2$ 인 경우를 살펴보면, Fig. 4(c)처럼 온도의 주기적 형상이 좀더 빠르게 진행되고 있음을 알 수 있다 ($t_p \approx 200$). Fig. 5(c)에서 보여주고 있는 것처럼 ($0 \leq t \leq 100$)에서는 회전각속도의 감소로 인하여 결정봉 밑의 차가운 열덩어리가 밀집되는 정도가 약해져서 온도가 서서히 증가되고 있다. 따라서 온도의 최대점은 감소하게 된다. 또한 회전력의 감소로 인해 상대적으로 도가니 벽면에서의 부력의 힘이 증가되어 결정봉 밑의 차가운 열덩어리를 중앙으로 집중시키는 역할을 하게 된다. 반면 $100 \leq t \leq 200$ 에서는 결정봉의 회전 각속도가 다시 증가하여 차가운 열덩어리의 도가니 아래 벽으로의 이동을 저해하고, 재가열되어지는 열유동을 결정/용융 경계면 아래로 밀집시킴으로써 온도의 최소값이 증가되어 온도진동이 이전보다 감소된다.

3.3 강제대류가 지배적인 영역($Ra/PrRe^2=0.225$)

Figure 6은 강제대류가 지배적인 영역($Ra/PrRe^2=0.225$)에서의 ACRT를 적용시 온도진동

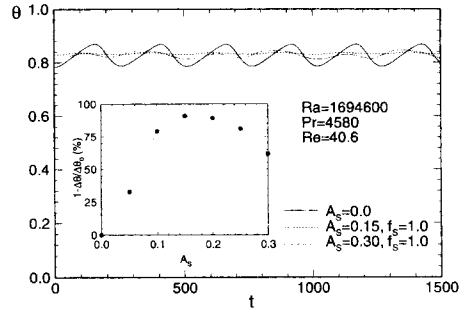


Fig. 6 The effect of A_s on temperature oscillation at $(r, z) = (0, 0.7)$ for $Ra/PrRe^2=0.225$: Optimal value of A_s for decreasing temperature oscillation

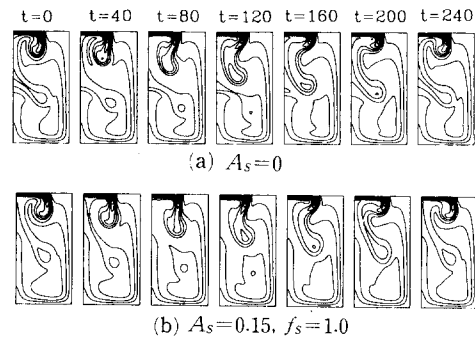


Fig. 7 Contour plots of isotherms (θ) in the meridional plane for $Ra/PrRe^2=0.225$

을 나타낸 것이다. 주파수를 고정시키고($f_s=1.0$), A_s 를 변화시킬 때 Fig. 6에서 보여주는 바와 같이 온도진동 감소효과가 상당함을 알 수 있다. 삽입 그림에서 알 수 있듯이 온도진동감소율($1-\Delta\theta/\Delta\theta_0$)이 90% 이상임을 보여주고 있다($A_s=0.15$ 부근). 앞의 여러 경우와 비교하여 보면, ACRT의 온도진동 감소효과는 자연대류가 지배적인 영역보다 강제대류가 지배적인 영역에서 더욱 더 크게 나타남을 알 수 있다.

강제대류가 지배적인 영역에서 온도진동 감소효과가 현저히 나타남을 좀 더 체계적으로 조사하기 위하여 Fig. 7에 시간에 따른 자오면에서의 등온선을 나타내었다. Figure 7(a)는 $A_s=0.0$ 인 ACRT가 적용되지 않은 경우이고, Fig. 7(b)는 $A_s=0.15$, $f_s=1.0$ 인 경우이다. $A_s=0.0$ 인 경우 온도의 시간적 변화를 살펴보면, 높은 회전력에 의해($Re=40.6$) 결정봉 주위에서의 얽어진 Ekman 경계층이 중앙하부로 전파되고, 반면 도가니 밑면에서의 뜨거운 열덩어리가 올라와서 이 차가운 열

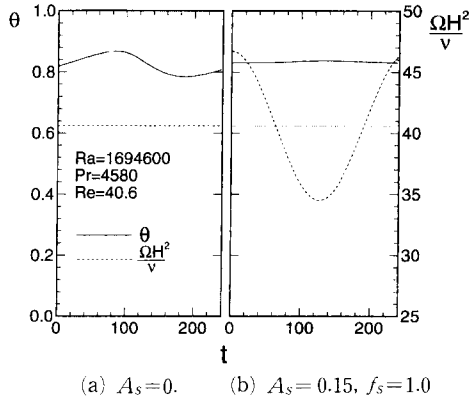


Fig. 8 The relation between the rotation rate of crystal rod (Ω_s) and temperature oscillation (θ) for $Ra/PrRe^2=0.225$

덩어리를 부서뜨리게 된다. 전체적으로 온도 진동의 시간적 변화량에 대한 평균값은 높아지게 된다. 또한 자연대류가 지배적인 영역과는 달리 차가운 열덩어리가 뜨거운 열덩어리에 의해 빨리 사라지므로 온도진동 폭이 아주 작아지게 된다(Fig. 6). 반면 ACRT가 적용될 경우($A_s=0.15, f_s=1.0$), Fig. 7(b)에 나타난 것처럼 전반적인 온도진동 형태는 $A_s=0.0$ 의 것과 비교하여 비슷한 양상을 보이고 있다. 하지만 ACRT의 적용 경우에는 차가운 열덩어리의 움직임이 대체적으로 회전축에서 점점 멀어지며 회전축 중심까지의 이동은 둔화되고 있다. $0 \leq t \leq 80$ 구간은 $A_s=0.0$ 인 경우에서의 온도 상승구간이다. 그러나 차가운 열덩어리는 회전속도의 증가로 인하여(Fig. 8(b)), 거의 $t=0$ 에서 결정의 끝부분(tip)에서 생성된 지점에서 수직으로 도가니 아래면을 향해 떨어진다. 이런 이유로 결정봉의 회전의 중심축 부근 열유동은 변함 없이 일정한 온도를 지니는 분포를 지니게 된다. $80 \leq t \leq 160$ 에서는 미약하지만 부력에 의한 효과로 차가운 기구 형태의 열덩어리는 중심축 쪽으로 이동하지만, 이미 생성부터 결정봉의 끝부분에서 시작하였고, $t=80$ 까지 수직으로 하강하였으므로, 그 열덩어리의 중심축으로의 움직임은 본 연구에서 예측된 지점의 온도에 그다지 영향을 끼치지 못한다. 또한 그 열덩어리의 중심축 방향으로의 움직임으로 중심축까지 영향이 미치지 못한 채 다시 회전에 의한 차가운 유동이 결정봉 아래로 밀집되어지고, 그 열덩어리는 도가니 내의 뜨거운 영역으로 사라져버린다. 그러므로 결정봉의 중심축 바로 아래부분의 일정한

온도에 의해, ACRT를 사용하여 결정을 성장시킬 때, 성장된 결정의 안쪽 영역에서의 결함을 줄일 수 있을 것이라 기대된다.

3.4 온도의 반경방향 균일성

결정이 용융상태로부터 응고성장될 때, 결정의 결함은 거시편석(macroscopic segregation)과 미시편석(microscopic segregation; striation)으로 분류된다. 본 연구에서 취급하고 있는 온도의 시간적 변화량은 주로 미시적인 편석에 영향을 미치고, 불순물(dopant) 농도의 반경방향(radial) 거시편석은 주로 경계면의 모양에 의해 결정되어진다. 일반적으로 경계면의 모양은 응고에 의해 유도되는 경계면에서의 열전달량의 평형에 의해 결정되어진다.⁽¹⁶⁾ 그러므로 응고된 결정과 용융면의 접촉면에서의 열유속(heat flux)은 결정성장 메카니즘에서의 경계면의 균일성(homogeneity)에 대한 중요한 인자이다. 본 연구에서는 결정성장 경계면을 평형하다고 가정하였다. 온도의 반경방향의 균일성은 성장된 결정의 반경방향으로의 불균일성을 야기하므로, 결정성장 경계면에서의 온도의 시공간적 분포에 대한 논의가 필요하다.

결정/용융 경계면에서의 온도의 균일성을 조사하기 위해 본 연구에서는 경계면 부근($z=0.95$)에서 온도의 시간적, 공간적 분포를 조사하였다. 강제대류가 지배적인 영역($Re=40.6$)에 대하여 (a) $A_s=0.0$ 인 경우와 (b) $A_s=0.15, f_s=1.0$ 인 ACRT 적용경우로 분류하여 온도분포의 균일성을 Fig. 9에 나타내었다. 이 그림에서 알 수 있듯이, 시간(t)이 고정되었을 때, 반경방향의 거리(r)를 변화시키면서 온도분포가 조사되어진다면, 어떤 특정시간에서의 반지름에 대한 온도의 균일성이 명확히 나타날 것이다. 반면 어떤 특정위치에서의(반경방향의 거리를 고정시켰을 때) 시간 축을 따라 온도 분포를 나타내면, 시간에 따른 온도의 균일성을 보여주게 된다. $A_s=0.0$ 인 경우 결정봉의 원주 안쪽 영역($0 \leq r \leq 0.15$)에서는 온도분포가 대체적으로 균일하게 분포되어 있다. 하지만 결정봉의 가장자리 영역($0.15 \leq r \leq 0.25$)에서는 매우 심하게 온도가 감소하는 형태를 띄고 있다. 결정봉 아래의 전반적인 영역에서는 결정봉의 회전에 의해 유도되어지는 얇은 Ekman 경계층의 생성 때문에 차가운 열덩어리의 밀집으로 온도장은 균일하게 된다. 그러나, 가장자리 영역에서의 온도장의 비균일화 현

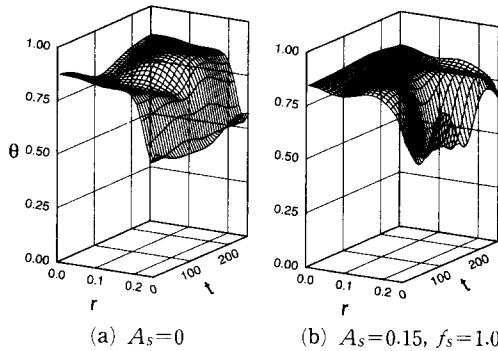


Fig. 9 The radial temperature homogeneity below the crystal/melt interface ($z=0.95$) for $Ra/PrRe^2=0.225$

상은 Ekman 경계층이 주기적인 결정봉의 원주 아래로의 원형의 차가운 열 덩어리의 유동에 의해 깨어지기 때문이라 해석된다. 이러한 결정봉 아래에서의 반경방향 온도분포의 불규칙성은 ACRT 적용 경우 ($A_s=0.15$, $f_s=1.0$)에서 현저히 줄어들었다 (Fig. 9(b)). 앞서 언급한 대로 시간적인 온도진동은 거의 나타나지 않으며, 결정봉 안쪽 영역에서도 반경방향의 온도는 $A_s=0.0$ 의 경우보다 더욱 균일하게 분포되어 있다. 그러나 결정봉의 가장자리 근처 ($0.15 \leq r \leq 0.25$)에서는 온도의 균일성은 상당히 깨어짐을 알 수 있다. 이러한 불균일성은 결정봉의 가장자리 근처에서의 결정봉과 자유표면의 회전속도변화에서 발생하는 끝 와류 (tip vorticity)에 의해 온도가 심하게 변화하기 때문이다. 즉 ACRT의 경우 결정봉의 성장시 응고에 중요한 영향을 주는 영역 ($0 \leq r \leq 0.15$)에서는 균일성이 유지되지만 바깥영역 ($0.15 \leq r \leq 0.25$)에서는 균일성이 상당히 깨어짐을 알 수 있다. 또한 거시적 편석에 중요한 영향을 주는 공간적 균일성도 ACRT의 경우 상당히 개선되어 결정봉과 경계면에서의 방사상 편석이 더욱 균질화되게 되어 결정의 품질을 향상시킬 수 있을 것으로 기대된다.

3.5 결정봉의 반지름 영향

최근에 들어 산업체에서는 고집적회로 (LSI)에 실리콘 웨이퍼를 사용하기 위해 큰 사이즈의 결정 성장 필요성이 늘고 있다. 이것을 수치적으로 모사하기 위하여 도가니의 반경과 결정봉의 반지름의 비율을 4/8에서 5/8로 증가시켰다. 그리고 다른 수치적조건들은 앞서 논의된 바와 같게하고, $Re=$

Table 2 Effect of crystal radius on $1-\Delta\theta/\Delta\theta_0$

R_s/R_c	Re_{so}		
	20.0	26.2	40.6
4/8	14.9%	32.8%	90.8%
5/8	25.0%	37.8%	39.3%

20.0, 26.2 그리고 40.6에서 회전 레이놀즈 수 (Re)에 따라 ACRT를 적용하였다. Table 2는 각기 다른 조건에서의 ACRT를 이용하여 회전요동의 크기 및 주파수를 변화시켰을 때, 각각의 최적 조건에서의 온도의 최대감소율을 나타내고 있다.

반지름의 비율이 5/8일 때에도 앞서 논의된 것과 유사하게 강제대류의 효과가 더욱 증대됨에 따라 (즉, Re 가 증가됨에 따라) 제어에 의한 온도진동의 최대감소율은 증가한다. 이로서 ACRT를 사용함에 있어서 제어이전의 유동조건에 따라 제어의 효율성은 좌우되며, 강제대류를 지니는 유동조건에서는 더욱더 효율적인 제어의 가능성이 입증된다. 그러나 같은 Re 수에 대해 반지름을 증가 시킴에 따라 Table 2를 살펴보면, 자연대류가 지배적인 영역 ($Re=20.0$; $Ra/PrRe^2=0.225$)에서는 반지름의 증가에 의해 유동은 회전에 의해 지배되는 영역의 증가로 상대적으로 회전에 의해 좀 더 지배를 받게 되므로, 앞서 언급한대로 제어의 효율성은 높아져 그 때의 온도진동의 감소율은 25% 정도이다. 마찬가지로 자연대류와 강제대류가 서로 상충하는 영역인 $Re=26.2$ ($Ra/PrRe^2=0.539$)인 경우 반지름의 증가로 인해 상대적인 강제대류의 영향이 증가되어 온도진동의 감소율 역시 증가되어 나타난다 (32.8%에서 37.8%로). 이와는 달리, $Re=40.6$ ($Ra/PrRe^2=0.225$)인 경우 반지름이 4/8인 경우에는 제어에 의해 온도진동을 90% 정도까지 줄일 수 있었던 것에 비해 온도진동의 진폭이 약 40% 정도 밖에 줄어들지 않았다. 이는 빠른 회전수의 경우 ($Re=40.6$) 반지름의 확대로 용탕 내의 유동에 섭동이 가중되어 결정봉의 가장자리에서 끝 와류 (tip vorticity)를 촉진시키기 때문이라 해석된다.

3.6 용탕 내의 온도분포

지금까지의 온도의 시간적 관찰은 결정봉의 회전 축에서의 결정봉과 용융경계면에서 조금 아랫부분

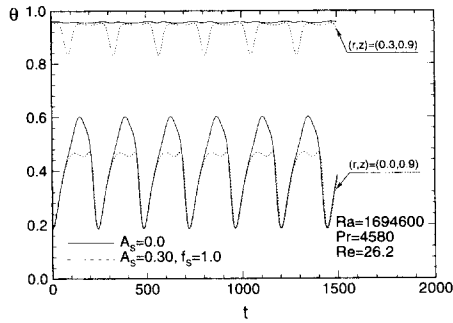


Fig. 10 The effect of ACRT on temperature oscillation at different positions for $Ra/PrRe^2=0.539$ (a) $A_s=0.0$. (b) $A_s=0.30, f_s=1.0$

에서 행해졌다. 즉, 온도진동 예측지점은 $(r, z) = (0, 0.7)$ 이었다. Fig. 10은 자연대류와 강제대류가 상응하는 영역($Ra/PrRe^2=0.539$)에서, 도가니 내의 다른 지점에서의 온도의 시간적 변화를 측정하였는데, $A_s=0.0$ 과 $A_s=0.30, f_s=1.0$ 에서의 결과를 비교하고 있다. 이 온도진동 결과에서 보면, 결정봉 회전축 부근($(r, z) = (0, 0.9)$)에서는 ACRT에 의한 온도진동 효과가 상당함을 보여주고 있다. 그러나 결정봉의 가장자리 영역($(r, z) = (0.3, 0.9)$)에서는 오히려 온도의 시간적 변화폭이 증폭됨을 알 수 있다. 이는 ACRT의 회전요동에 의해 차가운 열덩어리가 결정봉의 가장자리로 밀려서 생기게 되고, 또한 가장자리 아래부분으로 이동함으로써 온도진동이 증폭되게 된다. 따라서 결정봉의 중심부에서는 온도진동의 감소가 현격히 나타나지만, 결정봉의 가장자리에서는 온도진동이 오히려 증가됨을 알 수 있다.

3.7 낮은 Pr 수 유동의 경우

실리콘오일($Pr=4580$)에 의한 실험적 고찰은 그 오일의 투명성 때문에 유동가시화에 의해 많이 행해지고 있다.⁽¹⁵⁾ 본 연구에서도 실험과의 비교를 위해 실리콘 오일을 그대로 사용하여 ACRT를 검증하였다. 그러나 실제 결정성장 공정에 있어서의 프란틀 수는 매우 낮다. 그래서 수치적 안정성과 실제 시스템의 물성치를 고려하여 Munakata가 제시한 결정성장의 물성치를 이용하여 수치모사를 수행하였다.⁽¹⁷⁾ 이러한 물성치들과 형상자료는 Table 1에 요약되어 있다. 수치모사에 쓰여지는 무차원수들을 살펴보면, $Pr=0.068, Ra=1 \times 10^5, Re=2 \times 10^3, R_c=2H, R_s=0.5R_c, \Omega_{s0}=0.712(\text{rad/s})$,

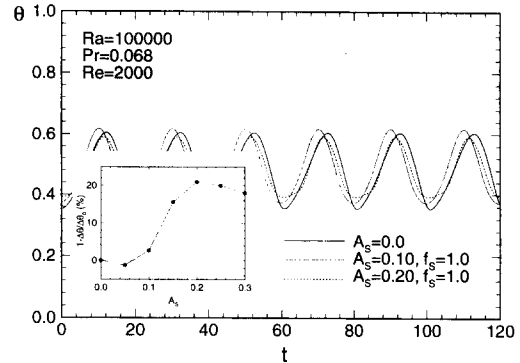


Fig. 11 The effect of A_s on temperature oscillation at $(r, z) = (0, 0.7)$ for low Pr number case: Optimal value of A_s for decreasing temperature oscillation

$\Omega_{c0}=0$ 이다. 본 수치모사 인자들은 레이놀즈 수와 레이레이 수가 실제 결정성장 조건보다는 조금 낮은 경우이다. 그러나 본 수치모사에 쓰여진 레이놀즈 수도 비교적 높기 때문에 벽 근처에서 Ekman 경계층의 두께가 상당히 얇아지므로, 그 경계층의 분해능을 고려하여 밀집 격자계(121×121)를 사용하였다. Sung 등⁽¹²⁾이 지적하였듯이, 수치해석에서 자오면상의 등온선은 낮은 Pr 수의 영향으로 많은 양이 확산되어짐을 알 수 있다. $A_s=0.0$ 인 경우 온도의 시간적 특성으로서 그 유동의 주기적 현상은 $t_p=20$ 이다. 이 고유한 주기에 따라 회전속도 요동의 크기가 $0.0 \leq A_s \leq 0.3$ 인 영역에 대해 온도진동의 시간적특성이 $(r, z) = (0.0, 0.7)$ 에서 예측되었다(Fig. 11). $A_s=0.0$ 에서의 온도의 시간적 특성을 살펴보면, 용융유동의 온도는 시간에 따라 심하게 진동하고 있음이 나타난다. 이러한 경향성은 Fig. 2(a)에서 와의 특징과 비슷하며, 주로 유동 전체가 부력에 의한 효과를 지배적으로 받고 있는 경우와 유사하다. 또한 수치모사에 적용된 도가니의 형상이 반경방향으로 긴 직사각형 형상이고, 그에 상응하는 회전 레이놀즈 수도 낮으므로 상당히 자연대류가 우세하다는 것을 추측할 수 있다. Fig. 11의 삽입 그림을 보면, 시간적인 온도의 변화량은 회전요동의 크기에 따라 약 20% 정도까지 줄어들음을 알 수 있다.

4. 결론

본 연구에서는 초크랄스키 대류내의 온도진동 특

성을 바탕으로 ACRT를 적용하여 도가니 내의 온도진동 제어를 시도하였다. ACRT에 의한 온도진동 감소율 $1-\Delta\theta/\Delta\theta_0$ 가 무차원 혼합대류인자($Ra/PrRe^2$)에 대해 특성화되었다. 부력의 효과가 지배적인 영역($Ra/PrRe^2=0.929$)에서는 ACRT에 의한 온도진동 제어효과가 미약하지만, 강제대류가 지배적인 영역($Ra/PrRe^2=0.225$)에서 $A_s=0.15$, $f_s=1.0$ 인 최적조건에서 온도진동 감소율이 약 90% 정도였다. 결정의 크기가 4/8에서 5/8로 확대되었을 때, 온도진동 제어의 효과가 검토되었다. 결정 성장시 결정/용융 경계면 부근에서의 온도의 시간적 균일성 및 공간적 균일성에 대한 ACRT의 효과가 조사되었다. ACRT의 적용으로 결정봉의 중앙부분에서는 온도진동 감소효과를 얻을 수 있었지만, 반면 결정봉의 가장자리 영역에서는 다소 온도진동이 증폭된 결과를 얻었다. 낮은 Pr 수 유동에 대해서 ACRT를 적용시켰으며, 그 결과 온도진동의 특성은 부력이 우세한 영역의 유동과 유사하였으며, 온도진동 감소율은 약 20% 정도였다.

참고문헌

- (1) Kuroda, D., Kozuka, H. and Takano, Y., 1978, "The Effect of Temperature Oscillations at the Growth Interface on Crystal Perfection," *J. Crystal Growth*, Vol. 68, pp. 613~623.
- (2) Kishino, S., Kamamori, M., Yoshihiro, H., Tajima, M. and Lizuka, T., 1979, "Heat Treatment Behavior of Microdefects and Residual Impurities in Cz Silicon Crystals," *J. Appl. Phys.*, Vol. 50, pp. 8240~8243.
- (3) Utech, H. P. and Flemings, M. C., 1966, "Elimination of Solute Banding in Indium Antimonide Crystals by Growth in a Magnetic Field," *J. Appl. Phys.*, Vol. 30, pp. 2021~2024.
- (4) Chedzey, H. A. and Hurle, D. T. J., 1966, "Avoidance of Growth-Striate in Semiconductor and Metal Crystals Grown by Zone-Melting Techniques," *Nature*, Vol. 210, pp. 933~934.
- (5) Series, R. W. and Hurle, D. T. J., 1991, "The Use of Magnetic Fields in Semiconductor Crystal Growth," *J. Crystal Growth*, Vol. 113, pp. 305~328.
- (6) Langlois, W. E., 1985, "Buoyancy-Driven Flows in Crystal-Growth Melt," *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 17, pp. 191~215.
- (7) Scheel, H. J. and Schulz-Dubois, E. O., 1971, "Flux Growth of Large Crystals by Accelerated Crucible Rotation Technique," *J. Crystal Growth*, Vol. 8, pp. 304~306.
- (8) Scheel, H. J. and Mueller-Krumbhaar, H., 1980, "Crystal Pulling using ACRT," *J. Crystal Growth*, Vol. 49, pp. 291~296.
- (9) Mihelcic, M., Schrock-pauli, C. Wingerth, K., Wenzl, H., Uelhoff, W. and Van der Hart, A., 1981, "Numerical Simulation of Forced Convection in the Classical Czochralski Method in ACRT and CACRT," *J. Crystal Growth*, Vol. 53, pp. 337~354.
- (10) Mihelcic, M., Schrock-pauli, C., Wingerth, K., Wenzl, H., Uelhoff, W. and Van der Hart, A., 1982, "Numerical Simulation of Free and Forced Convection in the Classical Czochralski Method and in CACRT," *J. Crystal Growth*, Vol. 57, pp. 300~317.
- (11) Rappl, P. H. O., Matteo, L. F., Scheel, H. J., Barros, M. R. X. and Schiel, D., 1984, "Hydrodynamic Simulation of Forced Convection in Czochralski Melts," *J. Crystal Growth*, Vol. 70, pp. 49~55.
- (12) Sung, H. J., Jung Y. J. and Ozoe, H., 1995, "Prediction of Transient Oscillatory Flow in Czochralski Convection," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 38, pp. 1627~1636.
- (13) Brown, R. A., 1988, "Theory of Transport Process in Single Crystal Growth from the Melt," *AICHE Journal*, Vol. 34, pp. 881~911.
- (14) Stone, H. L., 1968, "Iterative Solution of Implicit Approximations of Multidimensional Partial Differential Equations," *SIAM J. Num. Anal.*, Vol. 5, pp. 530~558.
- (15) Ozoe, H., Toh, E. and Inoue, T., 1991, "Transition Mechanism of Flow Modes in Czochralski Convection," *J. Crystal Growth*, Vol. 110, pp. 472~480.
- (16) Kobayashi, N., 1978, "Computational Simulation of the Melt Flow During Czochralski Growth," *J. Crystal Growth*, Vol. 43, pp. 357~363.

- (17) Munakata, T., 1989, "Onset of Oscillatory Flow in a Czochralski Growth Melt and its Suppression by Magnetic field," *Ph. D dissertation*, University of Tokyo.