

Czochralski 단결정 성장특성제어를 위한 자장형태에 관한 연구

김창녕, 김경훈*

경희대학교 기계공학과, 용인, 449-701
*금오공과대학 기계공학과, 구미, 730-701

Effect of Applied Magnetic Fields on Czochralski Single Crystal Growth

Chang-Nyung Kim and Kyung-Hoon Kim*

Dept. of Mech. Engr., Kung-Hee University, Yong-in, 449-701, KOREA
*Dept. of Mech. Engr., Kum-Oh Institute of Technology, Kumi, 730-701, KOREA

요 약

균일한 자장과 비균일한 자장이 도가니에 가하여졌을 때의 Czochralski 유동장이 수치적으로 해석되었다. 여기에서 부력의 효과, thermocapillarity 효과, 원심력의 효과, 자장의 효과등이 Czochralski 유동장을 지배하고 있다. 자오면에서의 속도성분과 회전방향의 속도성분이 구하여졌으며 온도, 전류의 흐름 등이 해석되었다. 균일한 자장의 경우에 세기가 증가하면 모든 속도성분이 작아지고 있으며 결정표면 아래에서 회전방향으로의 전류의 세기가 증가한다. 불균일한 자장의 경우에는 자장의 불균일성이 증가하면 자오면에서의 평면유동은 억제되는 반면 회전방향의 속도성분은 더 증가하게 된다. 이와 같은 여러 형태의 자장의 영향아래에서의 Czochralski 유동장에 대한 이해는 도가니(Crucible)안의 용질 및 불순물의 농도에 관한 거동을 연구할 수 있는 기초를 제공하고 있다.

ABSTRACT

A numerical analysis has been carried out on the Czochralski flow fields when uniform and nonuniform magnetic fields are applied. Czochralski flow fields are governed by buoyancy forces, thermocapillarity, centrifugal forces, and applied magnetic fields. In this analysis, pressure and three components of velocity vectors are obtained, and circumferential electrical currents are calculated. When a uniform magnetic field is applied, all the velocity components are decreased and the circumferential electric currents near the crystal surface are increased as the magnetic field intensity is increased. In the case of a nonuniform field, the flows in a meridional plane are suppressed and the circumferential velocity is increased as the nonuniformity is increased. The understanding on the Czochralski flow fields under the influence of magnetic fields can lead to the study on the behavior of the concentration of the solute and impurities.

1. 서 론

첨단산업에서 단결정의 필요성이 증대되고 있으며 이 단결정을 만들기 위한 기술들이 최근 수십년동안 발전되어오고 있다. 최근에 생산되는 단결정 물질의 많은 양이 Czochralski 방법에 의하여 제조되고 있다. 이 방법에서는 단결정으로 만들어질 물질이 도가니에 채워지고 이 물질은 용융점보다 약간 더 높은 온도를 유지하도록 가열되어진다. Pull rod에 달려 있는 seed crystal이 용융물질의 표면에 닿게 되면 결정이 성장하기 시작한다. 이러한 결정성장 과정은 수시간동안 지속되며 분당 약 1mm 정도의 비율로 pull rod를 끌어올리게 된다.

Pull rod가 잡아 당겨지므로 성장하는 결정은 외부로 끌어올려짐과 동시에 회전하게되어 성장표면의 근처에 있는 용융물질에 원심력이 가하여지게 된다. 또 성장하는 결정의 회전방향과는 반대방향으로 도가니를 회전시키는 경우가 있는데 이는 도가니가 불균일하게 가열되는 경우에 열적인 비대칭 현상이 생길 가능성을 줄여주기 위한 것인데 이로 인하여 용융물질에 원심작용이 발생하며, 이 결과 도가니 안에서는 회전유체가 갖는 특성을 가지게 된다.

결정 성장에 중요하다고 여겨지는 또 다른 인자로 용융물질의 자유표면에서의 반경방향의 온도구배를 들 수 있다. 굳어진 결정은 온도가 상대적으로 낮고 도가니 벽은 온도가 높기 때문에 이 온도구배가 발생한다. 이 반경방향의 온도구배 때문에 표면장력의 구배가 생기게 된다. 이러한 힘의 불균형때문에 용질과 불순물은 표면장력이 작은 곳에서 큰 곳으로 이동하게 되어 Marangoni convection(또는 thermocapillary convection)을 야기하게 된다.

많은 결정성장의 경우에 대해, 도가니 속의 용질이 전기를 통하는 물질인 경우가 있다. 예를 들어 결정화된 silicon은 반도체이지만 이에 해당되는 용질은 수은과 같은 도체이다. 이 때문에 자장의 효과에 의해 발생하는 자성력

(electromotive force)을 이용하여 도가니 안에서 발생할 가능성이 있는 맹렬한 유동과 비정상적인 유동을 제어하여 고요하게 만들 수 있다. 1980년 이래 시작된 이러한 연구들이 결정 성장에 있어서 고무적인 결과[1-3]들을 제시하고 있다. 특히 어떻게 자장을 외부에서 걸어주느냐에 따라 용융물질의 유동특성이 좌우되는데 이에 따라 결정성장이 큰 영향을 받게 된다.

Czochralski 방법에 magnetohydrodynamics (MHD)의 이론을 적용한 본격적인 연구가 Langlois와 Walker에 의하여 제시되었다[4]. 여기에서는 MHD 유동에서의 quasi-static 가정을 적용하여 displacement current와 charge density의 변화를 무시하였다. 또한 도가니안에서의 유동에서 전류와 자장에 관한 time scale이 유체유동의 time scale에 비해 매우 작기 때문에, 또 magnetic Reynolds number가 매우 작기 때문에 액체금속유동의 경우와 마찬가지로 취급될 수 있다는 것이 밝혀졌다.

결정성장 과정에서 용융물질의 유동을 대칭적으로 만들기 위해 축방향으로 균일한 자장을 걸어 주는 경우가 많은데 이 때에는 용융물질의 유동이 회전방향 대칭의 특성을 갖게 된다. 이 경우 도가니(furnace)의 자오면(meridional plane)에서 미분방정식을 풀어 유동을 해석할 수 있다. 이러한 회전방향 대칭의 경우에는 용질과 불순물의 유동을 제어하기가 쉽기 때문에 이러한 회전방향대칭 형태를 갖는 결정성장 과정은 실제로 매우 중요하다[5].

균일한 축방향의 자장이 걸려 있는 경우 원심력에 의한 유동이 차동적으로 강하게 억제되어 결정 성장에 불균일한 영향을 미치게 되는 경우가 있는데 이러한 현상을 피하기 위하여 축대칭 비균일 자장을 걸어줄 수 있다. 이 경우 buoyancy 및 thermocapillarity에 의한 자연 대류의 효과와 centrifugal pumping에 의한 강제대류의 효과가 균형을 이루도록 하여 질이 좋은 결정을 얻을 수 있다는 것이 Hicks et al.

[6]에 의하여 밝혀졌다. 즉 buoyancy와 thermocapillarity가 나타나는 곳에서는 강한 자장을 걸어주고, 성장표면 근처에서는 centrifugal pumping을 크게 억제하지 않기 위해 약한 자장을 걸어줄 수 있다.

본 연구에서는 온도차에 의한 대류의 영향, 도가니와 결정의 회전으로 인한 원심력의 영향, 표면장력의 영향을 받고 있는 도가니 안의 Czochralski 유동장에 자장의 효과가 어떻게 영향을 미치는 가를 연구하고자 한다. 위에서 살펴본 바와 같이 결정의 성장에 영향을 미치는 인자들이 많고, 자장 이외의 다른 인자들을 무시할 수 없는 경우에 지배방정식은 비선형의 특성을 갖게 되어 asymptotic expansion에 의존하는 해석적 방법이 아닌 수치해석 방법을 사용하기로 한다.

2. 문제설정 및 해법

2.1. 지배 방정식

외부에서 걸어준 자장이 z의 방향이며 quasi-steady approximation이 성립한다고 가정한다. Magnetic Reynolds number R_m 은 아래와 같이 정의되며 silicon의 경우에 대한 Czochralski 결정성장에서의 특성치가 제시된 Table 1로부터 다음의 값을 갖게 된다.

$$R_m = \mu_0 \sigma R^2 \Omega = (4\pi \times 10^{-7}) \times (1.0 \times 10^6) \times (0.095)^2 \times (1.57) = 1.78 \times 10^{-2} \quad (1)$$

$R_m \ll 1$ 이므로 Ampere의 법칙으로부터 유도되는 자장의 세기는 주어진 자장의 세기에 비하여 무시할 수 있으며 Faraday 법칙으로부터 전장은 거의 비회전성이 된다. 즉 용융물질내부에서의 자장의 세기는 외부에서 걸어준 자장의 세기와 같으며 전장은 비회전성이어서 전장의 세기를 어떤 스칼라의 포텐셜(전위)의 구배로 나타낼 수 있다. 또한 자장은 아래에 주어지는

식을 만족하게 된다.

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2)$$

Melt 내부의 유동은 자성력 $\vec{J} \times \vec{B}$ 를 포함하는 Navier-Stokes식에 의해 지배받게 되며 여기에서 열팽창은 부력항에서만 고려하기로 한다. 응고되는 결정이 윗쪽으로 끌어 올려지는 속도는 매우 작아 이에 따른 유체 유동은 무시할 만 하다고 가정한다. 점성 소산(粘性 疏散)과 Joule heating 및 결정물질의 응고열은 도가니의 바닥과 측면에서 공급되는 열에 비하여 무시할 만 하다고 가정하면 대류 현상과 확산 현상이 균형을 이루는 에너지 방정식이 온도장을 지배하게 된다. 또 비압축성 유동에 관한 질량 보존의 법칙을 적용하고, 전류의 흐름에 관하여 오옴의 법칙과 전하보존의 법칙을 사용한다. 또 자장이 축방향이므로 회전방향 대칭이 성립하여 아래와 같이 지배방정식을 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

$$\rho \left[u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} \right] = - \frac{\partial p}{\partial r} + \mu \nabla^2 u_r + \rho \frac{u_\theta^2}{r} - \rho u_r B_z^2 - \mu \frac{u_r}{r^2} \quad (4)$$

$$\rho \left[u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_\theta}{\partial z} \right] = \mu \nabla^2 u_\theta - \frac{u_r u_\theta}{\rho} - \mu \frac{u_\theta^2}{r^2} + \sigma \left[\frac{\partial \phi}{\partial r} B_z - u_\theta B_z^2 \right] \quad (5)$$

$$\rho \left[u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} \right] = - \frac{\partial p}{\partial z} - \rho g \left[1 - \alpha \left(T - T_0 \right) \right] + \mu \nabla^2 u_z \quad (6)$$

$$\frac{\partial J_r}{\partial r} + \frac{J_r}{r} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = 0 \quad (7)$$

$$J_r = \sigma \left(-\frac{\partial \phi}{\partial r} + u_\theta B_z \right) \quad (8)$$

$$J_\theta = -\sigma u_r B_z \quad (9)$$

$$J_z = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (10)$$

$$u_r \frac{\partial T}{\partial r} + u_z \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \nabla^2 T \quad (11)$$

여기에서 ∇^2 은 아래와 같이 나타내어 진다.

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (12)$$

위의 과정으로부터 세 속도 성분 u_r , u_θ , u_z 과 압력은 식 (3), (4), (5), (6)에 의하여, 전위 및 전류의 흐름은 식 (7), (8), (9), (10)에 의하여, 온도는 식 (11)에 의하여 각각 계산되어 진다.

2.2. 경계 조건

성장하는 결정은 각속도 Ω_c 로 회전하고 있으며, 표면온도는 결정의 용융온도 T_s 이다. z -방향 운동방정식으로부터 압력에 관한 경계조건을 얻을 수 있으며 결정 표면은 전기를 통하지 않는다고 가정한다. 그리하여 결정성장표면에서의 경계조건은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} u_r &= 0 \\ u_\theta &= \Omega_c r \\ u_z &= 0 \\ T &= T_s \\ \frac{\partial p}{\partial z} &= -\rho g [1 - \alpha(T - T_0)] + \mu \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \\ \frac{\partial \phi}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \quad (13)$$

자유표면에서는 z 의 변화에 따른 u_r 의 변화

율이 반경방향의 온도구배에 비례하므로

$$\frac{\partial u_r}{\partial z} = \frac{1}{\mu} \frac{dr}{dT} \frac{dT}{dr} \quad (14)$$

이 성립한다. 여기에서 온도의 변화에 대한 표면장력의 변화율 $\frac{dr}{dT}$ 는 $-1.04 \times 10^{-4} \text{N/mK}$ 로 주어진다. 도가니의 회전으로 인하여 자유표면이 완전히 평편하지는 않고 약간의 곡률(曲率)을 가지고 있으나 자장이 걸려있는 경우에는 용융물질의 회전에 의한 반경방향의 압력구배는 현저하지 않기 때문에 자유표면이 평편하다고 가정하기로 한다. 이러한 자유표면에서는 아래와 같은 다른 속도성분에 관한 조건이 성립한다.

$$\frac{\partial u_\theta}{\partial z} = 0 \quad (15 a)$$

$$u_z = 0 \quad (15 b)$$

자유표면에서는 주위의 온도가 T_e 로 주어지는 상황에서 복사열 전달이 일어난다고 가정하고 용융물질 표면에서 자유표면위의 아르곤 가스로 전도 또는 대류의 작용을 통하여 전달되는 열전달이 이러한 복사열 전달에 비해 무시할 만큼 작다고 가정한다. 용융물질의 표면온도 T 를

$$T = T_s + T_{ex} \quad (16)$$

로 나타내기로 하면(여기에서는 T_s 는 결정물질의 용융온도임) 자유표면에서의 열전달은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} -k \frac{\partial T}{\partial z} &= \epsilon \sigma_r [(T_s + T_{ex})^4 - T_e^4] \\ &\cong \epsilon \sigma_r [T_s^4 + 4T_s^3 T_{ex} - T_e^4] \\ &= \epsilon \sigma_r (T_s^4 - T_e^4) + 4\epsilon \sigma_r T_s^3 (T - T_s) \end{aligned} \quad (17 a)$$

$$= -\epsilon\sigma_r(3T_s^4 + T_e^4) + 4\epsilon\sigma_r T_s^3 T$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\epsilon\sigma_r}{k} (3T_s^4 + T_e^4) - \frac{4\epsilon\sigma_r T_s^3}{k} T \quad (17 \text{ b})$$

여기에서 주위의 온도 T_e 를 결정물질의 용융 온도인 1685K로 가정하기로 한다[7]. 자유표면에서 압력과 전위에 관한 경계조건은 결정표면에서의 경우와 같다.

각속도 Ω 로 회전하는 도가니의 측면 벽에서는

$$\begin{aligned} u_r &= 0 \\ u_\theta &= \Omega R \\ u_z &= 0 \end{aligned} \quad (18)$$

이 성립하며, 용융온도 T_s 보다 $\Delta T (=100\text{K})$ 만큼 높은 온도인 $T_s + \Delta T$ 가 주어진다. 압력에 관한 경계조건은 r 방향의 운동방정식에서 아래와 같이 얻어진다.

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} \right] \quad (19)$$

또 측면벽은 전기적으로 절연되어 있으므로 식 (8)로부터 아래의 식이 성립한다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial r} = u_r B_z \Big|_{r=R} = \Omega R B_z \quad (20)$$

도가니 바닥면에서는

$$\begin{aligned} u_r &= 0 \\ u_\theta &= \Omega r \\ u_z &= 0 \end{aligned} \quad (21)$$

이 성립하며 도가니 바닥의 중심부 ($T=T_s + \Delta T/2$)에서 도가니 바닥의 가장자리 ($T=T_s + \Delta T$)까지 바닥의 온도가 선형적으로 변화한다

고 가정한다. 바닥면에서의 압력에 관한 경계조건은 아래와 같이 주어지며

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g [1 - \alpha(T - T_0)] + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (22)$$

전위에 대하여서는

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (23)$$

가 성립한다.

회전축에서는 아래에 주어진 경계조건이 만족된다.

$$\begin{aligned} u_r &= 0 \\ u_\theta &= 0 \\ \frac{\partial u_z}{\partial r} &= 0 \\ \frac{\partial T}{\partial r} &= 0 \\ \frac{\partial p}{\partial r} &= 0 \\ \frac{\partial \phi}{\partial r} &= 0 \end{aligned} \quad (24)$$

2.3. 무차원 파라미터

Melt의 유동과 열전달을 지배하는 힘들이 다양하기 때문에 이 힘들의 비율을 나타내는 무차원 수를 고려하는 것이 필요하다. 이러한 무차원 수로는 관성력에 대한 자성력의 크기를 의미하는 interaction parameter (N), 점성력에 대한 자성력의 크기를 의미하는 Hartmann number (M), 자성력에 대한 원심력의 크기를 의미하는 원심 펌프 파라미터(λ), 자성력에 대한 부력의 크기를 의미하는 buoyancy parameter (β), 점성력에 대한 관성력의 크기를 의미하는 Reynolds number (Re), 온도확산에 대한 속도확산의 크기를 의미하는 Prandtl number (P) 등이다. 본 연구에서 특성속도 U 를 도가니의 각속도 Ω 와 도가니의 반지름 R 의 곱으로

나타내기로 하면 이들 여러 무차원 파라미터들은 아래와 같이 서술된다.

$$\begin{aligned}
 N &= \frac{\sigma B_0^2 R}{\rho U} = \frac{\sigma B_0^2}{\rho \Omega} \\
 M^2 &= \text{Re} \cdot N = \frac{\sigma B_0^2 R^2}{\mu} \\
 \lambda &= \frac{\rho \Omega^2 R}{\sigma U B_0^2} = \frac{\rho \Omega}{\sigma B_0^2} \quad (25) \\
 \beta &= \frac{\rho g \alpha (\Delta T)}{\sigma U B_0^2} = \frac{\rho g \alpha (\Delta T)}{\sigma \Omega R B_0^2} \\
 \text{Re} &= \frac{\rho \Omega R^2}{\mu} \\
 \text{Pr} &= \frac{\nu}{\alpha}
 \end{aligned}$$

2.4. 수치 해법

위에서 주어진 미분방정식을 풀기 위하여 staggered grid를 이용한 finite volume method를 사용하며, 유동속도, 자장, 부력등이 적절한 압력장을 형성하도록 하기 위하여 유체의 운동방정식을 미분하여 압력에 관한 타원형 미분방정식을 이용한다.

앞에서 주어진 식(3)~(11)이 staggered grid system에서 각각의 격자에 대해 적분되었다. 각각의 식을 계산할 때 TDMA의 방법을 사용하였으며 식(13)~(24)로 주어진 경계조건은 차분식의 형태로 바꾸어 사용하였다. $n_x \times n_y = 33 \times 33$ 의 계산 격자가 사용되었으며 반경방향으로는 균일한 격자가 사용되었으나, 축방향으로는 도가니의 바닥과 자유표면(및 결정표면) 근처에 많은 격자가 배치되도록 하는 비균일 격자가 사용되었다. 또 대류항과 확산항은 hybrid 방법으로 처리되었으며 반복 계산 과정에서 계산 격자안에서의 연속의 법칙이 성립하도록 속도장을 수정하며 계산하였다.

3. 계산결과 및 고찰

자장이 걸려있는 Czochralski 결정성장을 위한 장치가 Fig. 1에 나타나 있으며 Table 1에는

silicon의 경우에 대한 Czochralski 결정성장에서의 여러 특성치가 제시되어 있다. 이 유동장에서 도가니 벽면의 회전속도를 기준으로 한 Re 수는 4.72×10^4 이고 열확산과 관계되는 Pr 수는 1.04×10^{-2} 이며 $\text{Gr}/(\text{Re})^2$ 은 5.91×10^{-2} 이다.

3.1. 축방향으로 걸린 균일한 자장의 경우

축방향으로 균일한 자장이 걸린 경우에 대한 Czochralski 유동장이 해석되었다. Table 2에는 자장의 세기 $B = 0.1, 0.2$ T에 대한 interaction parameter, Hartmann number, centrifugal pumping parameter, buoyancy parameter의 값이 나타나 있다. 앞으로 제시될 그림에서 좌표계의 원점은 도가니(crucible) 바닥의 중앙에 위치하고 있으며 횡축은 회전축 방향을, 종축

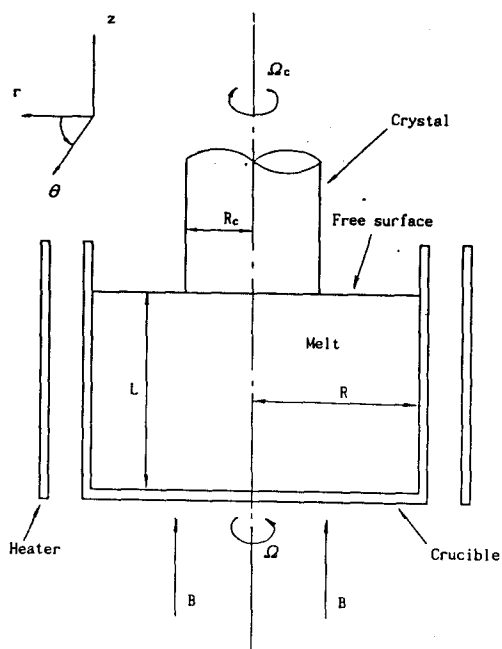


Fig. 1. Czochralski flow field with an axial magnetic field and cylindrical coordinate system(the origin is the center of the bottom).

Table 1.

Crucible radius	$R = 0.095\text{m}$
Crystal radius	$R_c = 0.038\text{m}$
Crucible Depth	$L = 0.095\text{m}$
Crucible angular velocity	$\Omega = 1.57 \text{ rad/s} (= 15 \text{ rev/min})$
Crystal angular velocity	$\Omega_c = -2.30 \text{ rad/s} (= 22 \text{ rev/min})$
Magnetic permeability	$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$
Electric conductivity	$\sigma = 1.0 \times 10^6 \text{ S/m}$
Density	$\rho = 2330 \text{ kg/m}^3$
Volumetric expansion coefficient	$\alpha = 1.41 \times 10^{-5} /\text{K}$
Characteristic temperature difference	$\Delta T = 100\text{K}$
Kinematic viscosity	$\nu = 3.0 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$
Specific heat	$c_p = 1.0 \times 10^3 \text{ J/kgK}$
Thermal conductivity	$k = 67 \text{ W/mK}$
Melting point	$T_s = 1685\text{K}$
Melt emissivity	$\epsilon = 0.318$

Table 2.

	$B = 0.1 \text{ T}$	$B = 0.2 \text{ T}$
Interaction parameter N	2.73	1.09×10^1
Hartman number M	3.59×10^2	7.19×10^2
Centrifugal pumping parameter λ	2.33×10^{-1}	5.83×10^{-3}
buoyancy parameter β	2.16×10^{-2}	5.40×10^{-3}

은 반경방향을 각각 나타낸다.

Fig. 2에는 $B = 0.1, 0.2 \text{ T}$ 의 경우에 대한 meridional plane에서의 유동을 보이고 있다. 여기에서 $B = 0.2 \text{ T}$ 의 경우에는 $B = 0.1 \text{ T}$ 의 경우보다 평면유동이 더욱 억제되어 있음을 알

수 있다. 또 나중에 보이게 될 결정끝 부분 근처의 자유표면(및 결정표면)에서 나타나는 큰 온도구배 때문에 thermocapillary flow가 발생하며 일반적으로 유동을 억제하는 효과가 있는 자장의 세기가 약할 때에 이러한 thermoca-

pillarity가 크게 나타난다. 결정끝 부분의 자유 표면에서 가속된 반경방향의 반대방향으로의 속도성분이 결정표면의 중앙부분으로 갈수록 점차 줄어들게 되며 결정표면의 아래쪽에 순환류를 만들어 내지는 않고 있다.

Fig. 3에는 회전방향의 속도성분이 나타나 있으며 유동장의 대부분에서 $B = 0.2$ T의 경우에 더 작은 속도분포를 보이며, 이때 crucible의 벽면에서 회전방향속도의 구배가 크게 된다. 여기에서 결정표면아래의 일부영역에서 회전방향의 속도가 크게 나타나고 있는데 이는 결정표면 아래의 회전축 부근에서 반경방향으

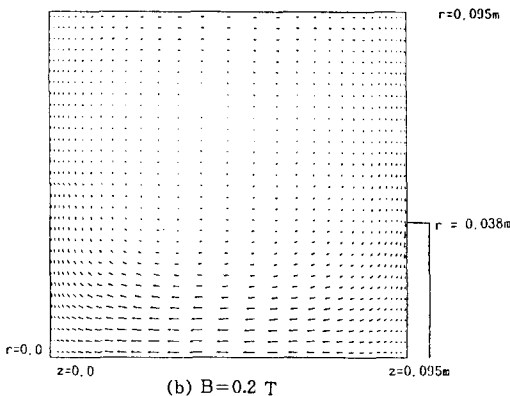
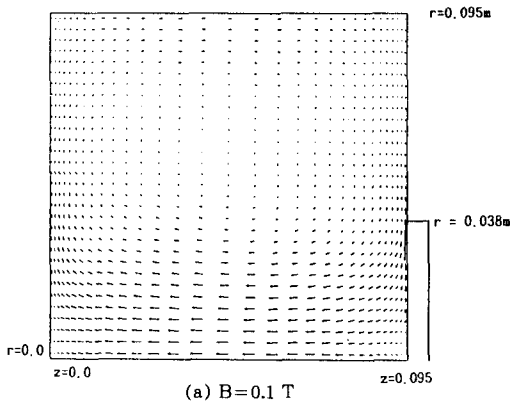


Fig. 2. Velocity vectors in a meridional plane with a uniform magnetic field [$\rightarrow : 0.04$ m/s].

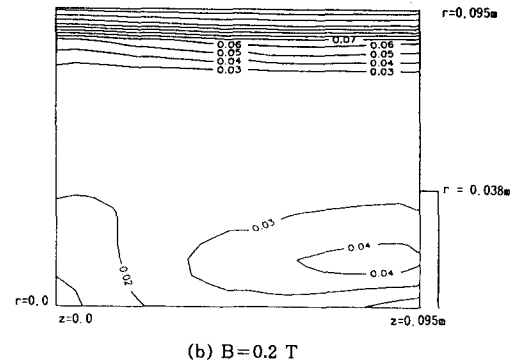
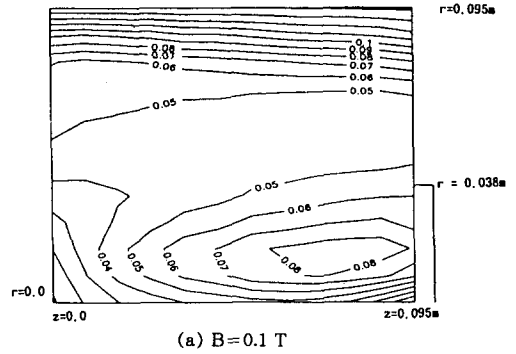


Fig. 3. Distribution of circumferential velocities with a uniform magnetic field [unit : meter/sec].

로의 전위의 변화가 다른 곳에 비하여 급격하다는 사실에 기인하고 있다[식(5) 참조].

Fig. 4에는 Czochralski 유동장의 온도분포가 나타나 있다. 여기에서 용융물질 내부에서의 온도분포는 대류작용의 영향을 많이 받고 있다는 것이 확인하여 결정의 끝부분(즉 자유표면과 결정표면이 맞닿는 곳)에서 반경방향으로의 온도구배가 크기 때문에 이에 따른 축방향으로의 반경방향 속도구배가 크게 되며 이는 Fig. 2에 나타난 바와 같이 자유표면(및 결정표면)을 따라서 반경방향의 반대방향의 속도성분을 만들어준다.

Fig. 5에는 회전방향으로의 전류의 세기가 표시되어 있다. 자유표면(및 결정표면)과

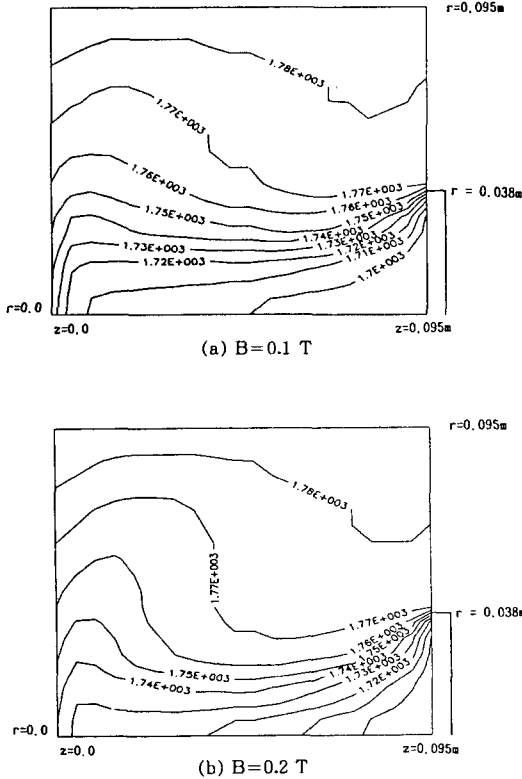


Fig. 4. Temperature distribution with a uniform magnetic field [unit : Kelvin].

crucible의 바닥을 따라서 반경방향의 속도성분이 상대적으로 크기 때문에 자장의 방향과 직각으로 위치하고 있는 crucible의 바닥면과 자유표면 (및 결정성장 표면)에 달라붙어 있는 Hartmann layer에 (특히 결정의 끝부분에) 이 회전 방향의 전류가 집중되어 있으며 이러한 회전방향의 전류는 $B = 0.2 \text{ T}$ 인 경우에 더 강한 것으로 나타나 있다.

3.2. 축방향으로 걸린 불균일한 자장의 경우

Fig. 6에 표시되어 있는 축방향으로 걸려있는 두 가지 형태의 불균일한 자장에 대한 Czochralski 유동장이 구하여졌다. Fig. 7에는 자오면에서의 용융물질의 유동을 나타내고 있다. 두가지 다른 형태의 불균일한 자장의 경우

에는 균일한 자장($B = 0.1 \text{ T}$)의 경우(Fig. 2 (a))에 비하여 이 평면에서의 유동속도가 더욱 작게 되며 특히 type 2의 경우에 이러한 현상이 더욱 현저하다. 또 type 2의 경우에는 회전축 부근의 도가니 바닥부분에서 유동속도가 아주 작아지게 된다.

Fig. 8에서는 결정부근에서의 meridional flow를 자세히 나타내고 있다. 여기에서 thermocapillary flow가 크게 나타나고 있고 또 결정표면의 중앙부분에서 시계방향의 순환류가 나타나고 있으며 이러한 순환류는 type 2의 경우에 더욱 현저하다.

Fig. 9에는 회전방향의 속도성분이 나타나 있다. 균일한 자장의 경우와 마찬가지로 여기

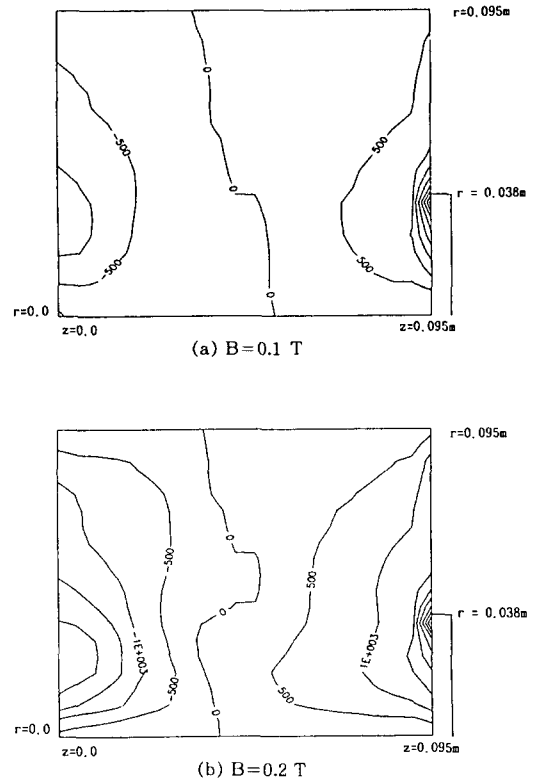


Fig. 5. Distribution of circumferential electric currents with a uniform magnetic field [unit : ampere/(meter)²].

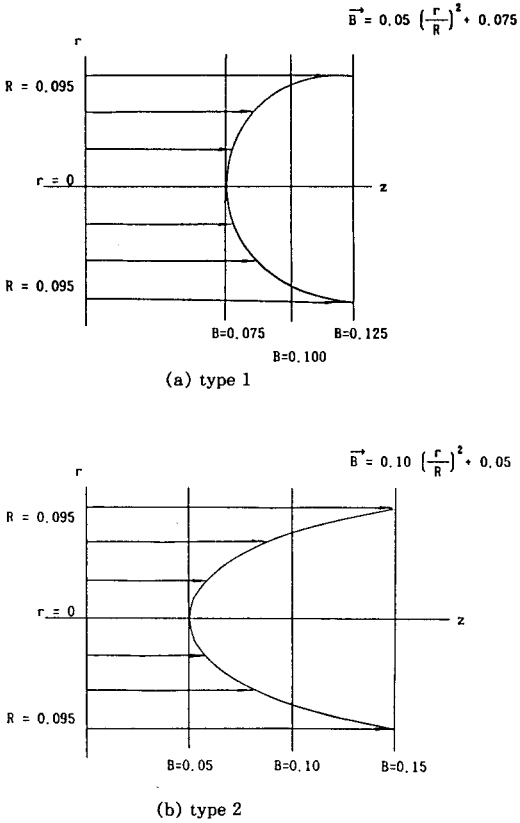


Fig. 6. Two different nonuniform magnetic fields applied to a Czochralski flow field.

에서도 반경방향의 전위의 변화가 결정 및 도가니의 회전과 함께 회전방향의 속도성분을 지배하고 있다. 균일한 자장이 걸려있는 경우($B = 0.1$ T)에는 Fig. 3(a)에 나타나 있는 바와 같이 회전하는 도가니의 벽면 근처와 결정표면 아래의 회전축 부근에서 이 속도성분이 크게 나타나고 그 이외의 지역에서는 이 속도성분이 작게 나타나고 있다. 그러나 type 1 또는 2로 주어진 불균일한 자장의 경우에는 도가니 벽면 부근에서의 빠른 속도성분이 나타나는 곳에는 강한 자장이, 결정표면 아래의 일부 영역을 제외한 회전축 부근의 낮은 속도성분이 나타나는 곳에는 약한 자장이 작용하고 있어, Fig. 3(a)의 경우에 나타나는 유동장 전체에서 볼 수 있는 속도구배의 큰 차이가 여기에서는 나타나지 않고 있다. 그러나 불균일한 자장이 결정표면 아래의 일부 영역에서 회전방향 속도 성분이 크게 나타나는 현상을 억제하지 못하고 있다.

Fig. 10에는 불균일한 자장의 경우에 나타나는 온도분포를 보이고 있다. 두 가지 다른 형태의 자장에 대하여 온도분포는 큰 차이를 보이지 않으며 균일한 자장($B = 0.1$ T)의 경우 (Fig. 4(a))와도 크게 다르지 않게 나타나고

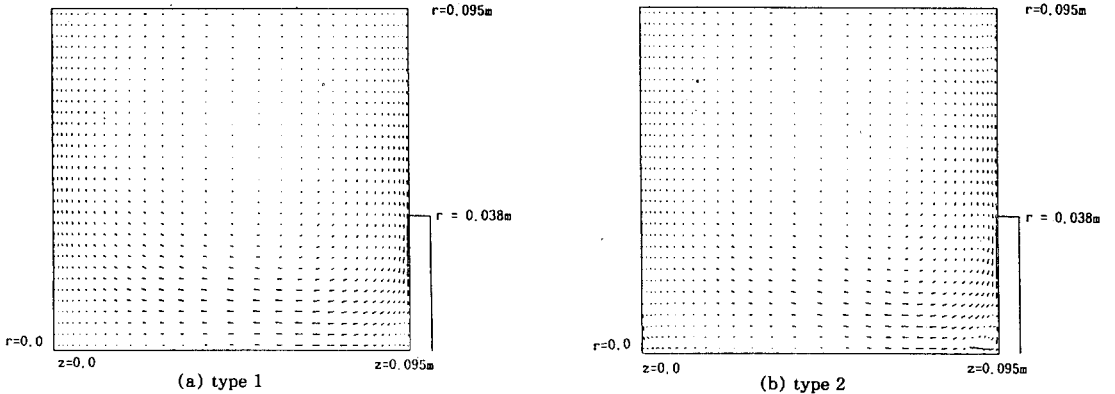


Fig. 7. Velocity vectors in a meridional plane with a nonuniform magnetic field [$\rightarrow : 0.04\text{m/s}$].

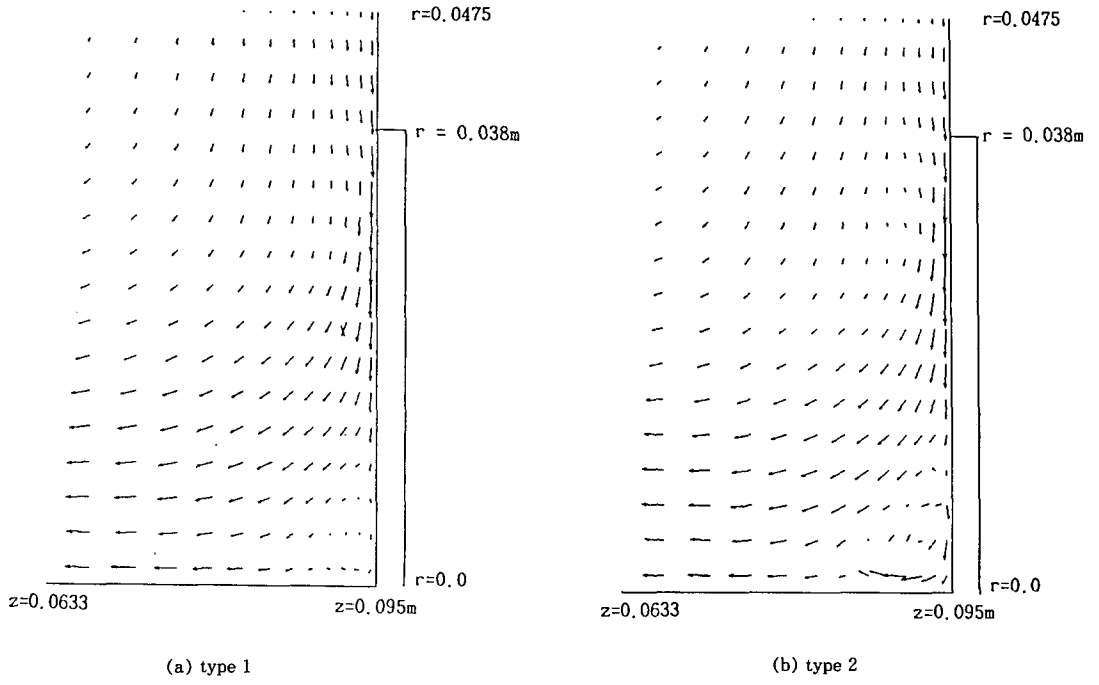


Fig. 8. Detailed velocity vectors near the crystal surface with a nonuniform magnetic field.

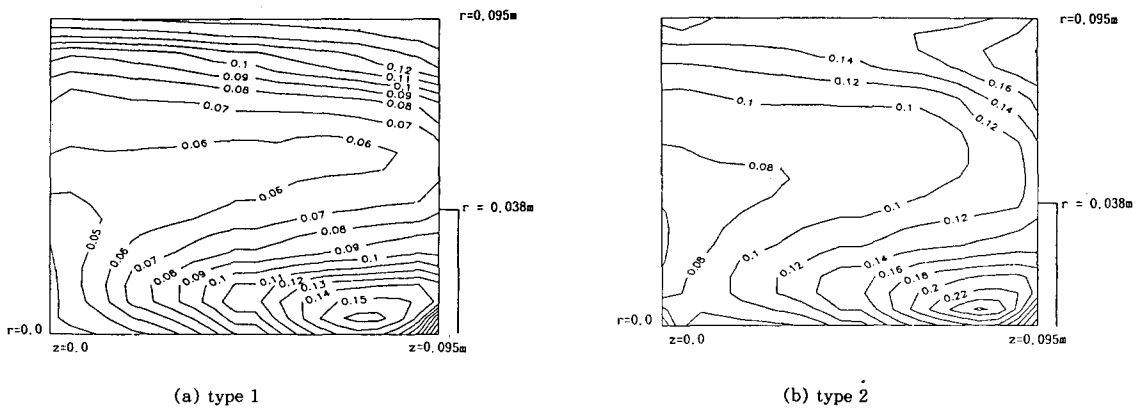


Fig. 9. Distribution of circumferential velocities with a nonuniform magnetic field [unit : meter/sec].

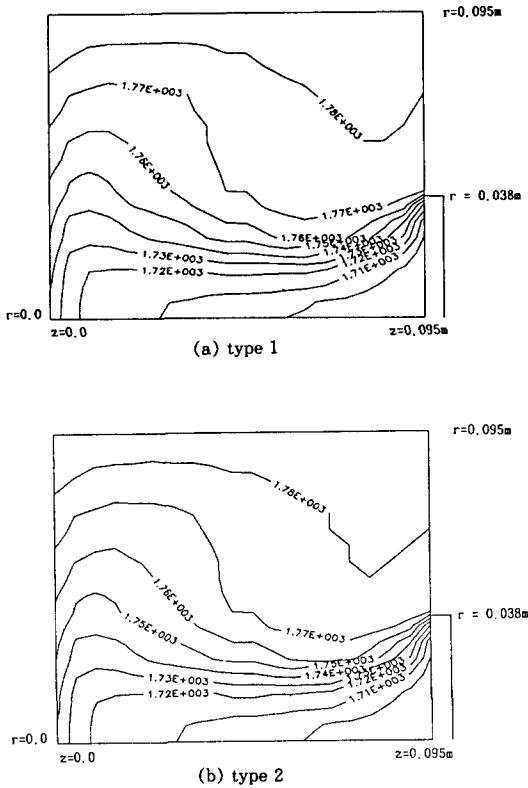


Fig. 10. Temperature distribution with a nonuniform magnetic field [unit : Kelvin].

있다. 여기에서도 자유표면 및 결정표면에서 thermocapillarity를 유발시키는 큰 온도구배가 보인다.

Fig. 11에는 회전방향으로의 전류의 세기가 표시되어 있다. 여기에서도 자유표면 및 결정표면을 따라서 빠른 반경방향의 속도성분이 나타나는 Hartmann 층에 이러한 회전방향으로의 전류의 흐름이 집중되어 있으며 도가니의 바닥 부근에서는 자유표면 및 결정표면에서 보다는 덜 집중된 전류의 흐름이 보이고 있다.

4. 결 론

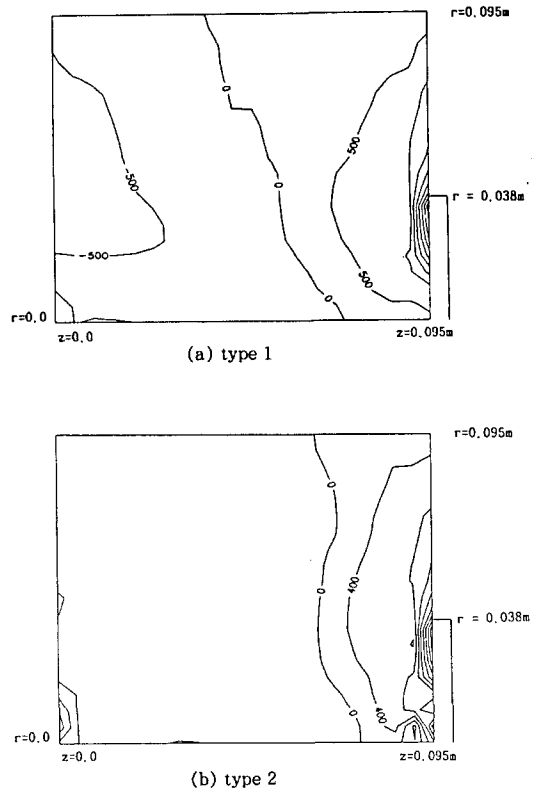


Fig. 11. Distribution of circumferential electric currents with a nonuniform magnetic field [unit : ampere/(meter)²].

$B = 0.1, 0.2$ T의 균일한 자장과 평균적으로 $B = 0.1$ T의 크기를 갖는 두 가지 형태의 비균일 자장이 도가니에 가하여졌을 때의 Czochralski 유동장이 수치적으로 해석되었다. 여기에서 온도차이에 의한 부력의 효과, 자유표면에서의 반경 방향으로의 온도구배로 인한 thermocapillarity 효과, 도가니와 결정의 회전으로 인한 원심력의 효과, 외부에서 걸어준 자장의 효과 등이 Czochralski 유동장을 지배하고 있다. 자오면에서의 속도성분과 회전방향의 속도성분이 구하여졌으며 온도, 전류의 흐름 등이 해석되었다.

자장의 영향아래에서의 Czochralski 유동장에서는 반경방향으로의 전위의 구배가 도가니 및 결정의 회전과 함께 회전방향의 속도성분을 지배하고 있으며, 이러한 회전방향의 속도성분과 반경방향으로의 반경방향의 속도구배는 결정표면의 아래에서 큰 반경방향으로의 압력구배를 형성하여 유동장에 영향을 주고 있다.

균일한 자장에 대하여, 자장의 세기가 큰 경우에 모든 속도성분이 작아지고 있으며 결정표면 아래에서 회전방향으로의 전류의 세기가 증가한다. 불균일한 자장에 대하여, 자장의 불균일성이 증가하면 자오면에서의 평면유동은 억제되는 반면 회전방향의 속도성분은 더 증가하게 된다. 또 불균일한 두 가지의 자장에 대하여 결정표면의 가운데 부분에서 자오면에서의 순환류가 발생하고 있다.

이와 같은 여러 형태의 자장의 영향아래에서의 Czochralski 유동장에 대한 이해는 도가니 (crucible) 안의 용질 및 불순물의 농도에 관한 거동을 연구할 수 있는 기초를 제공하고 있다.

감사의 글

본 논문은 1991년도 교육부 신소재분야 연

구비지원에 의하여 연구되어졌으며 이에 감사드립니다.

참 고 문 헌

- [1] K. Hoshigawa, et al., Japanese Journal of Applied Physics, 19(1980), L33
- [2] K. M. Kim, et al., IBM Technical Disclosure Bulletin, 24(1981), 3376
- [3] T. Suzuki, et al., Proc. 4th International Symposium on Silicon Materials, Science, and Technology, Minneapolis, Volume on Semiconductor Silicon, 1981, 90
- [4] W. E. Langlois, and J. S. Walker, Proc. 2nd Int. Conf. on Computational and Asymptotic Methods for Boundary and Internal Layers, Dublin, 1982, 209
- [5] N. Kobayashi, and T. Arizumi, Japanese Journal of Applied Physics, 9(1970), 361
- [6] T. W. Hicks, et al., Journal of Crystal Growth, 94(1989), 213
- [7] L. N. Hjellming, and J. S. Walker, Journal of Fluid Mechanics, 182(1987), 335
- [8] L. N. Hjellming, and J. S. Walker, Journal of Fluid Mechanics, 164(1986), 237