

Magnetic Czochralski 실리콘 단결정 성장에서 열 및 유체유동과 질량전달에 미치는 비균일 자장의 효과

김창녕

경희대학교 기계공학과, 용인, 449-701

Effect of non-uniform magnetic field on the thermal behavior and mass transfer in magnetohydrodynamic Czochralski crystal growth of silicon

Chang-Nyung Kim

Department of Mechanical Engineering, Kyung-Hee University, Yong-In 449-701, Korea

요 약 비균일 자장이 도가니에 인가되어 있는 상황에서 정상상태의 Czochralski 유동장과 비정상상태의 산소농도장에 대한 연구가 수치해석적인 방법으로 연구되었다. 여기에서 기준 자장의 세기가 $B=0.1\text{ T}$, 0.2 T , 0.3 T 의 경우에 대한 연구가 수행되었다. 가열에 의한 부력의 효과와 자유표면의 표면장력에 의한 열모세관 효과에 의하여 유발되는 자오면 유동은 비균일 자장에 의하여 차등적으로 억제되고 있다. 자장의 세기가 증가하면 자오면 유동에서 발생하는 순환류의 중심은 결정으로 접근하며, 순환류의 크기도 작아진다. 결정으로 흡수되는 산소의 농도는 자장의 세기가 클수록 낮아지며 농도분포는 균일해지는 경향을 갖는다.

Abstract Under the influence of non-uniform magnetic field, melt flow in steady state and oxygen concentration in unsteady state are numerically investigated. The strength of the applied characteristic magnetic fields are $B=0.1\text{ T}$, 0.2 T , and 0.3 T , respectively. The buoyancy effects due to the crucible wall heating and the thermocapillary effects due to the surface tension at the free surface are suppressed differentially by the non-uniform magnetic fields. As the intensity of characteristic magnetic fields is increasing, the recirculation region in the meridional plane is moving toward the growing crystal, and is diminishing. The oxygen concentration on the growing surface of crystals is decreasing and the uniformity of the oxygen concentration is increasing as the intensity of the magnetic fields is increasing.

1. 서 론

원자구조가 균일한 실리콘 단결정은 여러가지 전자기 기 및 전자광학부품에서 많이 사용되고 있으며, 고품질의 실리콘 단결정을 성장시키는 기술들이 크게 발전하고 있다. 산업계에서 사용되는 실리콘 단결정의 많은 양이 초크랄스키 방법에 의하여 제조되고 있으며, 결정의 품질에 결정적인 영향을 주는 도가니 안의 유동을 효과적 제어를 하기 위한 연구가 수행되어 왔다[1].

Czochralski 방법에 의한 실리콘 단결정 생산공정에서 용융물질과 첨가제(dopant)가 녹아 있는 도가니에는 가열에 의한 부력의 효과로 대류현상이 나타나며, 도가니 및 성장결정의 회전으로 인한 원심력도 작용하게 된다. 한편, 자유표면에서는 melt의 반경 방향으로의 온도 구배로 인하여 Marangoni convection이 발생한다. 용융

상태의 실리콘은 뛰어난 전기 전도체이므로 외부에서 자기장을 가할 때 발생하는 Lorentz force를 이용하여 실리콘 용융액의 속도를 감소시키고 난류발생의 가능성을 억제한다.

Czochralski 유동장에 대한 다양한 형태의 자장의 효과가 연구되었다. 축 방향의 자기장은 원심력에 의한 유동을 차등적으로 억제하므로 성장결정의 impurity가 반경 방향으로 불균일하게 나타나며, 횡 방향의 자기장은 회전 방향으로 불균일성을 야기한다. 한편, 적절히 고안된 cusp 자기장을 걸어주어 자유표면에서의 thermocapillary flow를 크게 억제하지 않으며, 도가니 벽에서 발생하는 부력의 효과를 제어할 수 있다.

Hicks *et al.*[2]은 적절히 고안된 자장의 영향 아래에서의 산소의 전달현상을 수치계산의 방법으로 연구하였는데, 결정 안의 산소의 농도가 균일 자장의 경우에 비

하여 더욱 균등하게 된다는 사실을 밝혔다. 이 연구에서는 자장의 potential을 Legendre polynomial의 급수로 표현한 후, 자장의 반경 방향 및 축 방향의 성분을 구하였다. Series[3]는 실험적인 방법으로 shaped magnetic field에서 산소의 반경 방향의 균일성이 향상된다는 점과 이러한 자장의 영향 아래에서 큰 직경의 결정성장이 가능하다는 점을 보였다. Sabhpathy와 Salcudean[4]은 수치적인 방법을 통하여 cusp 자기장의 영향 아래에서 자오면(meridional plane)의 유동은 thermocapillarity에 의하여 지배를 받으며 축 방향의 자장의 경우에 비하여 결정으로 흡수되는 산소의 농도가 낮다는 것을 보였다.

한편, Czochralski 유동장에서 비균일 자장의 세기가 충분히 커서 관성의 효과와 대류 열전달의 효과가 무시되는 경우에 대하여 이론적 연구가 수행되었다. Hjellming *et al.*[5]는 $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ 와 $\nabla \times \vec{B} = 0$ 를 만족하는 반경 방향 및 축 방향 성분의 자장의 세기를 r 과 z 의 간단한 식으로 표현하여 이론적으로 연구를 수행하였으며, Khine과 Walker[6]는 Czochralski 유동장의 자유표면과 자장 vector가 misalignment 되는 것을 허용하는 일반적인 형태의 자장을 제안하였으며, 이를 이용하여 관성의 효과가 무시되는 경우에 대한 isothermal 유동을 연구하였다.

이상과 같이 cusp 자기장에 대한 magnetic Czochralski 결정 성장에 대한 연구가 어느 정도 이루어졌으나, 자유표면과 자장 vector가 misalign되는 경우를 허용하는 일반적인 자장의 형태에 대한 수치적 연구는 충분히 수행되어 있지 않다. 본 연구에서는 Khine과 Walker[6]에 의하여 제시된 자장의 형태에 대한 magnetic Czochralski 결정 성장을 수치해석의 방법으로 수행한다.

2. 문제 설정 및 수치 계산

2.1. 비균일 자장

자장의 영향 아래에서 단결정을 성장시키는 장치가 Fig. 1에 제시되어 있는데 좌표계의 원점은 도가니 바닥의 중심에 위치하고 있다. 축 방향의 균일한 자장은 용융물질의 원심운동을 차등적으로 억제하므로 결정안에서의 impurity가 반경 방향으로 불균일하게 된다. 한편, 균일한 횡 방향의 자장의 경우에는 성장한 결정 안에서 impurity가 회전 방향으로 현저히 불균일하게 분포된다. 축 대칭의 cusp 자기장은 축 방향 및 횡 방향 자장의 경우에서 나타나는 단점을 제거하며 그들의 장점

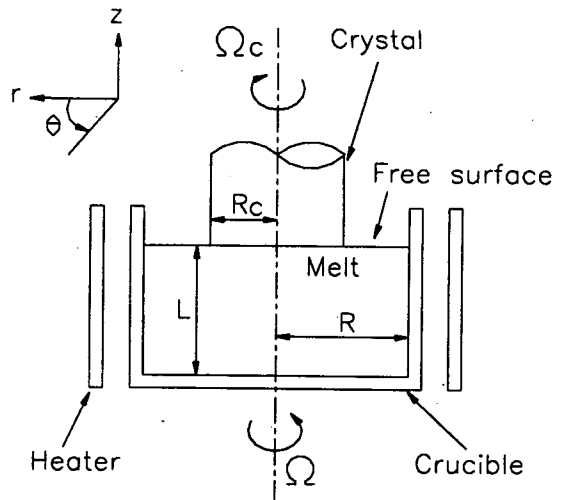


Fig. 1. Czochralski flow field and cylindrical coordinate system.

을 살릴 수 있다.

cusp 자기장은 부력과 thermocapillarity에 의하여 발생하는 자연대류와 결정의 회전에 기인하는 강제대류가 균형을 이루도록 고안되어야 한다. cusp 자기장은 Fig. 2에서 보인 바와 같이 자유 표면으로부터 같은 거리로 떨어져 있고, 결정과 도가니의 회전 중심축에 중심이 있는 두 개의 current loop ring에 서로 반대 방향으로 흐르는 전류를 걸어 주었을 때 발생하며, 축 대칭 형태를 갖는다.

본 연구에서 사용되는 자장은 자유표면이 대칭면이 되므로 자유표면에서 자장의 수평 성분만이 있으며 수

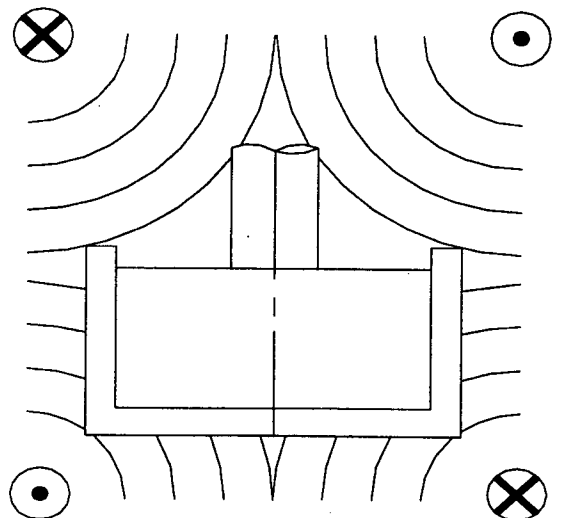


Fig. 2. Schematic diagram of non-uniform magnetic field.

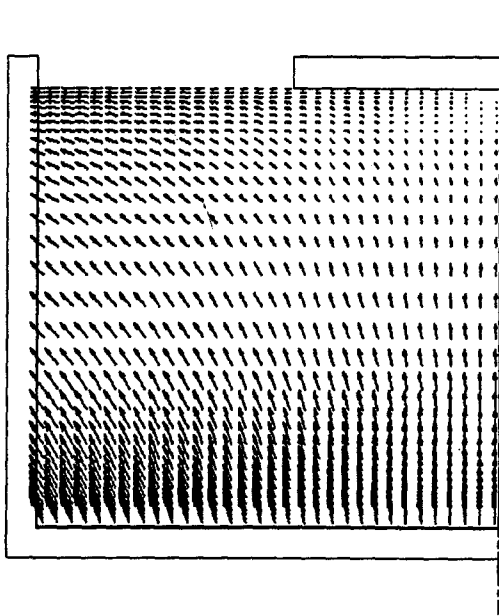


Fig. 3. Vector plot of non-uniform magnetic field.

직 성분이 나타나지 않는다. 그러므로 결정 근처에서는 자기장의 세기가 0에 가깝고 자유표면과 중심축에서는 자오면 유동의 속도성분과 평행하기 때문에 유동에 큰 영향을 주지 못한다. 이러한 자기장의 형태가 Fig. 3에 제시되어 있다.

Khine과 Walker[6]에 의해 제시된 $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ 와 $\nabla \times \vec{B} = 0$ 를 만족하는 자장의 형태는 다음과 같다.

$$\vec{B} = B_r(r, z)\vec{i}_r + B_z(r, z)\vec{i}_z \quad (1)$$

여기에서

$$B_r = cr \quad (2-1)$$

$$B_z = 2c(\alpha b - z) \quad (2-2)$$

$$c = [0.5 + 4b^2(\alpha^2 - \alpha + \frac{1}{3})]^{-\frac{1}{2}} \quad (2-3)$$

위 식에서 b 는 무차원으로 표현된 melt의 깊이이다. 식 (2-3)에서 $\alpha = \infty$ 인 경우는 $B_r = 0$, $B_z = 0$ 이 되어 축 방향 자장이 되며, $\alpha = 1$ 인 경우는 $B_r(r, b) = 0$ 인 cusp 자기장이 된다. 위치에 따라 그 크기가 변화하는 자장의 세기에 대한 무차원화는 식(3)에 주어진 방법에 의하여 수행된다[6].

$$\int_0^1 \int_0^b (B_r^2 + B_z^2) r \, dz \, dr = 0.5 b \quad (3)$$

2.2. 지배방정식

용융 물질의 운동이 액체 금속과 동일하게 취급할 수 있다는 가정에 의하여 외부에서 인가된 자장의 크기에 비하여 유도된 자장의 크기를 무시할 수 있으며, 자장이 비회전성을 가지므로 전장이 비회전성이 되어 전장의 세기를 어떤 스칼라 포텐셜의 구배로 나타낼 수 있다[7].

$$\vec{E} = -\nabla \phi \quad (4)$$

여기에서 \vec{E} 는 전장을, ϕ 은 전기 포텐셜(전위)을 의미한다.

전류는 Ohm의 법칙에 따라 아래와 같이 나타낼 수 있다[7].

$$\vec{J} = \sigma(-\nabla \phi + \vec{u} \times \vec{B}) \quad (5)$$

여기에서 \vec{J} , σ , \vec{u} 는 각각 전류 벡터, 전기전도도, 유동 속도벡터를 의미한다. 한편, 전류 벡터는 아래의 전하보존의 식을 만족한다.

$$\nabla \cdot \vec{J} = 0 \quad (6)$$

식(5)를 식(6)에 대입하면 전위에 대한 Poisson 형태의 방정식이 아래와 같이 얻어지는데 이를 풀어 전위를 구하고 이를 식(5)에 대입하여 전류 벡터를 구할 수 있다.

$$\nabla^2 \phi = \nabla \cdot (\vec{u} \times \vec{B}) \quad (7)$$

용융 물질 유동은 자성력 $\vec{J} \times \vec{B}$ 를 포함하는 아래와 같은 Navier-Stokes식에 의하여 지배 받게 된다.

$$\rho(\vec{u} \cdot \nabla \vec{u}) = -\nabla(p + \rho g z) + \rho \alpha g(T - T_s)\vec{i}_z + \vec{J} \times \vec{B} + \mu \nabla^2 \vec{u} \quad (8)$$

열 팽창은 부력항에서만 고려하기로 하며, 첨가제의 농도가 매우 낮아 농도 차이가 용융물질의 유동에 영향을 주지 않는다고 가정한다. 도가니 내의 온도분포는 대류항과 확산항을 갖는 에너지 방정식이 지배한다. 이때 용융물질을 통과하는 전류의 흐름에 의하여 발생하는 열(Joule heating)은 가열에 의한 heat flux에 비하여 매우 작다고 가정하여 무시하도록 한다. 이 경우에 대한 에너지 방정식은 다음과 같다.

$$\vec{u} \cdot \nabla T = k \nabla^2 T \quad (9)$$

한편, 산소 등과 같은 첨가제(dopant)의 물질 확산계수가 용융물질의 온도 확산계수에 비하여 매우 작으므로 물질전달에 관한 Peclet 수가 온도전달에 관한 Peclet수 보다 훨씬 크게 된다. 그러므로 도가니 내의 유동장이 정상상태에 도달하더라도 첨가제의 농도분포는 정상상태에 이르지 못하는 경우에 아래와 같은 비정상상태의 농도 방정식을 고려한다.

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla c = D \nabla^2 c \quad (10)$$

2.3. 경계 조건

Czochralski 유동에서 경계조건을 살펴보면, 용융물질의 비중이 비교적 크고 용융물질이 회전유동을 한다고 하더라도 자장의 영향아래에서는 자유표면은 평평하다고 생각되어질 수 있다. 또 도가니와 성장표면에서는 접촉조건을 적용한다. 또 자유표면에서는 수직방향의 속도 성분은 없으며 thermocapillary 때문에 수평속도 성분의 수직방향으로의 구배는 온도구배에 비례하게 된다. 이때 성립하는 관계식은 다음과 같다[8].

$$\frac{\partial u_z}{\partial z} = \frac{1}{\mu} \frac{dy}{dT} \frac{dT}{dr} \quad (11)$$

(여기에서 $\frac{dy}{dT} = -1.04 \times 10^{-4} \text{NmK}$)

결정성장표면은 등온(isothermal)표면을 이루고 이때의 온도는 용고온도 T_s 를 나타내게 된다. 또한 도가니벽과 바닥에서 온도에 대하여 각각 아래식과 같이 경계조건으로 가정한다.

$$T = T_s + \Delta T \quad (12-1)$$

(도가니벽에서: $\Delta T = 100 \text{ K}$)

$$T = T_s + \frac{\Delta T}{2} \left(1 + \frac{r}{R}\right) \quad (12-2)$$

(도가니바닥에서)

자유표면은 복사의 형태로 주위에 열을 빼앗기고 있으며 그 주위는 주어진 온도를 가진 black hemisphere로 간주될 수 있다. 이때 자유표면에서 온도에 관한 경계조건은 다음과 같다.

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\epsilon \alpha_s}{k} (3T_s^4 + T_c^4) - \frac{4\epsilon \alpha_s T_s^3}{k} T \quad (13)$$

(여기에서 $T = T_s + T_{ex}$, T_s 는 결정물질의 용융온도이며 $T_c = T_s = 1685 \text{ k}$ 로 가정함)

도가니의 벽은 전기가 통하지 않는다고 간주할 수 있다. 성장중인 결정도 전기를 통하지 않는다고 가정한다. 그리하여 도가니의 벽과 바닥, 자유표면과 결정성장표면에서 각각의 면에 직각인 직류성분이 없다고 가정한다.

도가니 바닥과 벽에서 melt로 들어가는 oxygen flux는 도가니 바닥 및 벽의 면적, ablation rate 등에 비례하며, 자유표면에서 증발되는 oxygen flux는 자유표면 바로 아래의 산소의 농도와 실험적으로 얻어진 증발계수와의 곱에 비례한다. 도가니 면과 자유표면에서의 산소

의 flux n_c 와 n_r 는 아래와 같이 각각 표현될 수 있다.

$$n_c = \left(\frac{32.00}{60.06}\right)A \quad (\text{도가니 면에서}) \quad (14)$$

$$n_r = c_f \cdot c_{ex} \quad (\text{자유표면에서}) \quad (15)$$

여기에서 c_f 는 자유표면에서의 산소농도를 의미한다.

산소가 결정속으로 흡수되는 flux n_s 는 결정성장표면 바로 아래의 산소농도 c_s 와 segregation coefficient k_s , 결정을 들어올리는 속도 P 들의 곱에 비례한다.

$$n_s = Pk_s c_s \quad (16)$$

여기에서 c_s 는 결정성장 표면에서의 산소의 농도를 의미한다.

2.4. 수치계산

위에서 주어진 지배방정식과 경계조건을 이용하여 자오면에서 반경방향 및 축방향, 회전방향에 대한 속도와 온도, 압력, 전기포텐셜 등이 정상상태에 대하여 계산되었다. 산소의 확산계수가 매우 낮으므로 ($3.0 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$) 유동이 정상상태에 도달하더라도 산소의 농도장은 계속 변화하므로 정상상태의 유동장에 대한 비정상상태의 산소의 농도장을 구하였다.

수치계산에서는 staggered grid를 바탕으로 한 유한체적법이 사용되었으며 유동과 전류의 흐름에 대하여 각 cell에서 연속의 법칙이 만족되도록 하였으며 solver로는 line sor을 사용하였다. 전기 potential은 식(7)을 계산하여 얻었으며, 관성력, 점성력, 자성력이 coupling 되는 압력은 식(8)에 divergence를 취하여 식(7)과 유사한 형태의 식을 구하여 계산하였다. 계산격자는 33×33 의 비균일 격자가 사용되었으며 허용된 계산오차 이내로 계산하기 위하여 약 3000번의 iteration이 수행되었다. 위에서 언급된 비선형 다변수 연립방정식을 풀기 위하여 underrelaxation을 이용하였다.

3. 계산 결과 및 고찰

본 수치계산에서 사용된 용융물질의 물성치와 결정성장환경에 대한 수치가 Table 1에 제시되어 있다. cusp 자장의 기준 자장의 세기 $T = 0.1, 0.2, 0.3 \text{ T}$ 에 대한 무차원 변수들의 값이 Table 2에 나타나 있다.

자장의 세기의 변화에 따른 자오면에서의 유동특성이 Fig. 4에 나타나 있다. 자장은 자연대류 및 강제대류에 의하여 유발되는 용융물질의 운동을 억제하고 있는데

Table 1
Numerical values in the formulation

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	$\Omega = 1.570 \text{ rad/s}$ (= 15 rev/min)
Crystal angular velocity	$\Omega_c = -2.30 \text{ rad/s}$ (= 22 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	$\epsilon = 0.318$
Pull rate of growing crystal	$P = 2.117 \times 10^{-5} \text{ m/s}$
Initial oxygen concentration	$c = 75.9 \text{ g/m}^3$
Oxygen diffusion coefficient	$D = 3.0 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$
Oxygen segregation coefficient	$K_s = 1.25$
Oxygen evaporation coefficient	$c_{ev} = 3.36 \times 10^{-6} \text{ m/s}$
Ablation rate	$A = 1.5 \times 10^{-7} \text{ kg/m}^2 \text{ s}$

그림에서 관찰되듯이 기준 자장의 세기가 커질수록 자오면 유동이 더욱 억제되고 있다. cusp 자장은 도가니 벽과 바닥 부근에서 이들 면과 거의 직각 방향을 이루며 이 부근에서의 자속밀도가 다른 부분에 비하여 상대적으로 높으므로 유동의 속도가 매우 작아진다. 결정의 가장자리 부근의 자유표면에서 나타나는 큰 온도구배로 인하여 thermocapillary flow가 발생하는데 이 유동의 방향은 이 곳의 자장의 방향과 거의 평행하므로 자장의 영향을 크게 받지 않아 속도의 크기는 자오면의 다른 위치에서의 속도보다 훨씬 크게 나타나고 있다.

Table 2
Nondimensional parameters

	B = 0.1 T	B = 0.2 T	B = 0.3 T
Reynolds number Re		4.72×10^4	
Prandtl number Pr		1.04×10^2	
Prandtl number (mass transfer) Pr_m		3.0×10^1 for oxygen	
$Gr/(Re)^2$		5.91×10^2	
Interaction parameter N	2.73	1.09×10^1	2.46×10^1
Hartmann number M	3.59×10^2	7.19×10^2	1.08×10^3
Centrifugal pumping parameter λ	3.14×10^{-1}	7.85×10^{-2}	3.49×10^{-2}
Buoyancy parameter β	2.16×10^{-2}	5.40×10^{-3}	2.40×10^{-3}

자기장은 자오면에서 발생하는 순환류의 형태에도 영향을 미친다. cusp 자기장은 자유표면과 대칭축이 만나는 곳에서 자속밀도가 0이므로 이 부근의 유동에 큰 영향을 주지 못한다. 자장의 세기의 증가에 따라 자장의 영향을 적게 받는 영역의 크기가 줄어들게 되므로 결정의 밑에서 발생하는 순환류의 중심은 결정으로 접근하며 순환류의 크기도 작아지고 있다.

자오면에서의 온도 분포가 Fig. 5에 제시되어 있다. 이들의 온도분포를 Fig. 4의 자오면 속도분포와 비교하여 볼 때, 온도분포는 대류작용에 크게 의존한다는 사실을 알 수 있다. 자유표면에서 발생하는 온도구배로 인하여, 속도 u_r 의 z방향에 대한 구배가 자유표면에서 크게 나타나므로 Fig. 4에서 보인 바와 같이 thermocapillary flow가 발생하게 되며 자장의 세기가 커질 때 이 유동이

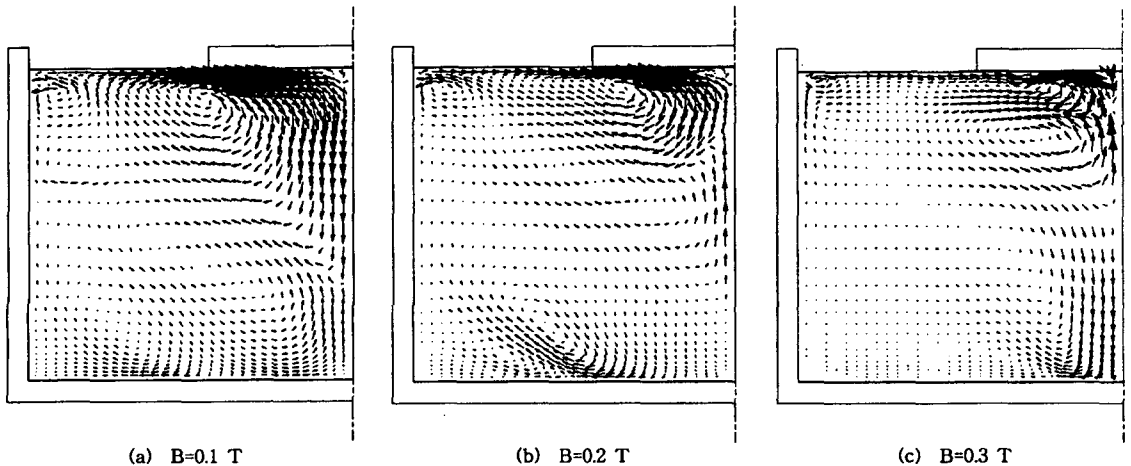


Fig. 4. Velocity vectors in a meridional plane.

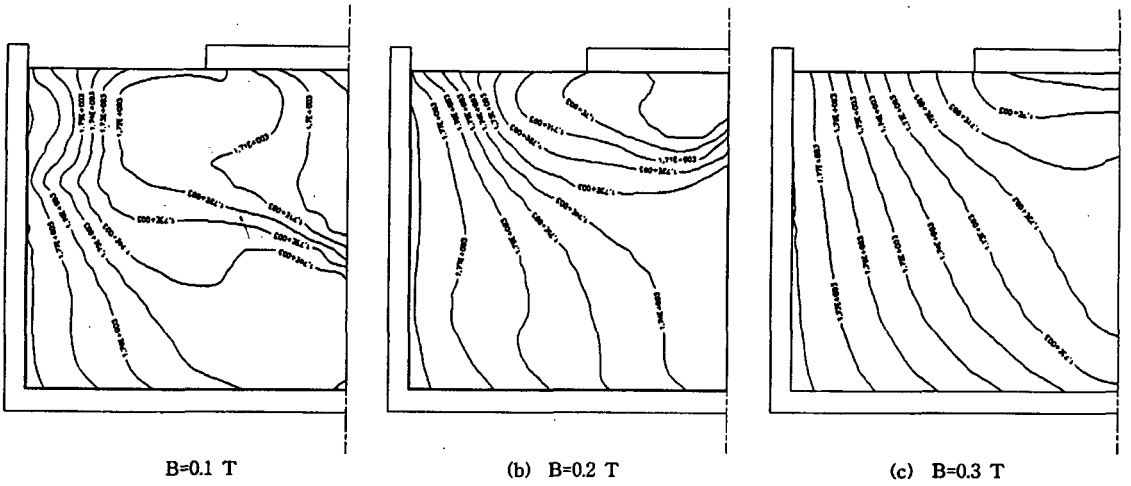


Fig. 5. Temperature distribution in a meridional plane.

억제되는 경향을 갖는다. 특히 자장의 세기 $B=0.1, 0.2$ T의 경우에 두 개의 다른 순환류의 가장자리에서 용융물질의 유동이 만나게 되어 온도구배가 크게 나타나는 현상을 관찰 할 수 있다. 한편 $B=0.3$ T의 경우에는 용융 물질의 유동이 상대적으로 크게 억제되어 유동장 전체에서 온도구배가 큰 곳이 발견되지 않는다.

다양한 자장의 세기에 대한 산소의 농도장이 연구되었다. 도가니의 바닥과 측면 벽을 산소의 공급처로서, 자유 표면과 결정 표면은 산소의 배출처로 작용한다. 자장의 영향을 받는 Czochralski 유동에서 속도장, 전기장, 온도장이 정상상태로 유지되지만, 산소를 비롯한 여러 가지 첨가제(dopant)는 확산율이 매우 낮기 때문에 이들의 농도분포는 시간에 따라 계속 변화하는 경우를 종종 관찰할 수 있다. 이러한 상태에서는 속도, 전류, 온도

를 시간의 진행에 따라 다시 계산할 필요없이 이들 값이 고정되어 있다고 간주하고 시간의 변화에 따른 농도의 변화만을 계산하면 된다. 산소에 대하여 물질전달에 관한 Peclet수가 크기 때문에 Diffusion boundary layer에서의 농도분포를 제외하고는 산소농도의 분포는 주로 대류에 의존하게 된다.

결정성장 시작 후 3000초 경과한 후에 산소의 농도장이 Fig. 6에 제시되어 있다. 여기에서 산소의 초기 농도는 75.9 g/m^3 이었다. 농도분포를 Fig. 4과 비교하여 관찰할 때 자오면의 산소의 농도분포는 속도분포에 크게 의존한다는 것을 알 수 있다. 또한, 시간의 경과에 따라 도가니 벽 근처에서는 도가니 벽의 용탈로 인하여 산소의 농도가 증가하며, 결정 부근에서는 산소의 segregation coefficient가 1.25이므로 산소의 농도가 크게 감소하고

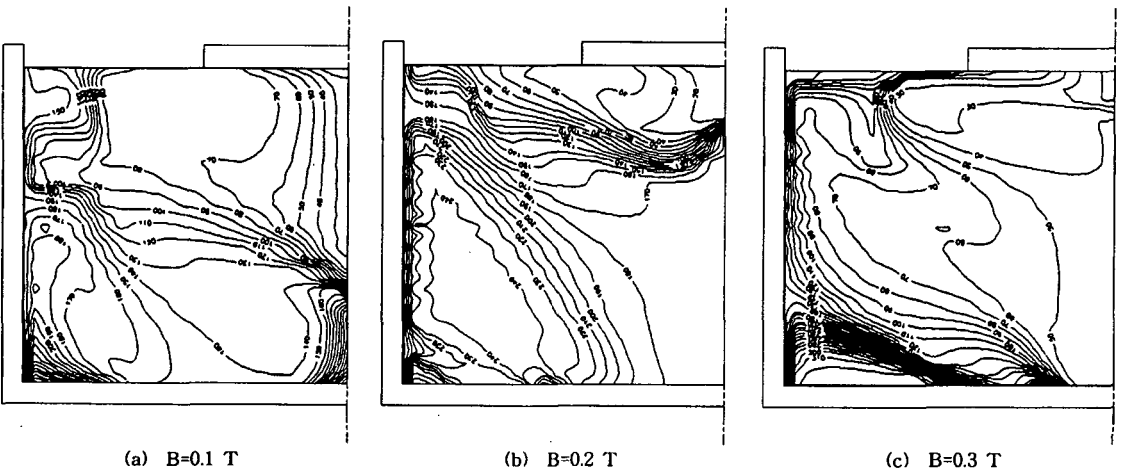


Fig. 6. Oxygen concentration field at 3,000 seconds after the starting of the growth.

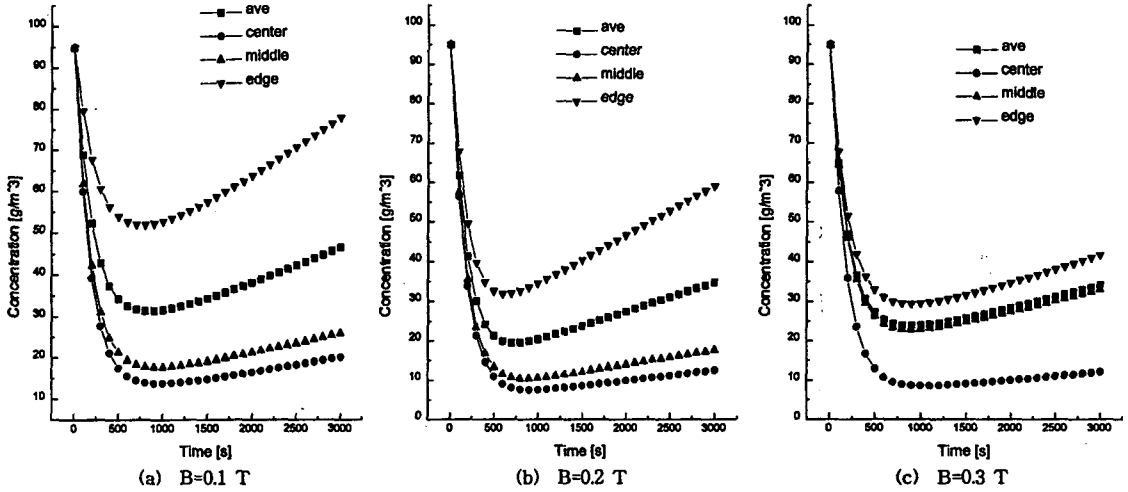


Fig. 7. Oxygen deposition rates at the growing surface.

있다. 한편, 자유표면에서는 산소가 외부로 증발하는데, 그 양은 국소 산소 농도에 비해한다. 또 이들 그림에서 자장의 세기가 증가하면 결정 근처에서의 산소의 농도가 낮아짐을 알 수 있다.

시간의 경과에 따라 결정 성장표면의 중심점, 반경 방향으로 반경의 50% 떨어진 지점과 결정의 가장자리에서 결정표면으로 흡수되는 산소의 농도가, 표면에서 흡수되는 평균 산소농도와 함께 Fig. 7에 제시되어 있다. 이들 그림에서 볼 때 표면 흡수 산소농도는 시간의 진행에 따라 감소하다가 다시 증가함을 볼 수 있다. 초기의 산소농도가 균일하다는 조건으로 시작된 결정 성장과정에서 산소가 결정 표면으로 흡수되어 결정 부근의 산소의 농도가 일시적으로 낮아지게 되지만 (segregation coefficient의 값이 1.25임), 시간의 경과에 따라 도가니 벽과 바닥에서 공급되는 산소에 의하여 결정표면 근처의 산소의 농도가 증가하며 따라서 결정 표면에서의 산소의 흡수량이 증가하게 된다. 이들 그림에서, 자장의 세기가 클 경우 흡수되는 산소의 농도는 낮아지게 되며 농도 분포가 균일해진다는 것을 알 수 있다.

각각의 자장의 세기에 대하여 위에서 언급된 결정표면의 세 위치에서 결정성장이 시작된 후 3000초 경과하

였을 때 결정표면으로 흡수되는 산소의 농도가 Table 3에 제시되어 있다. 여기에서 특히 B=0.3 T인 경우 결정면의 바깥 쪽 부분에서 흡수되는 산소의 농도가 거의 균일해지는 현상을 볼 수 있다.

4. 결 론

비균일 자장이 도가니에 인가되어 있는 상황에서 정상상태의 Czochralski 유동장과 비정상상태의 산소농도장에 대한 연구가 수치해석적인 방법으로 연구되었다. 여기에서 기준 자장의 세기가 B=0.1 T, 0.2 T, 0.3 T의 경우에 대한 연구가 수행되었다. 가열에 의한 부력의 효과가 자유표면의 표면장력에 의한 열도세관 효과에 의하여 유발되는 자오면 유동은 비균일 자장에 의하여 차등적으로 억제되고 있다.

자장의 세기의 증가에 따라 자장의 영향을 적게 받는 영역의 크기가 줄어들게 되므로 결정의 밑에서 발생하는 순환류의 중심은 결정으로 접근하며 순환류의 크기도 작아지고 있다. 자장의 세기가 클 경우 흡수되는 산소의 농도는 낮아지게 되며 농도 분포가 균일해진다는 것을 알 수 있다. 특히 B=0.3 T인 경우 결정면의 바깥 쪽 부분에서 흡수되는 산소의 농도가 거의 균일해지는 현상을 볼 수 있다.

Table 3
Oxygen deposition rates at the growing surface at 3,000 seconds after the starting of the growth [g/m³]

	B=0.1 T	B=0.2 T	B=0.3 T
Center	20.2	12.5	12.0
Middle	25.9	17.6	33.0
Edge	77.9	59.0	41.6
Average	46.6	34.7	34.1

감사의 글

본 연구는 1996년도 교육부 신소재분야 연구 지원에 의하여 이루어졌으며 이에 감사드립니다.

참 고 문 헌

- [1] V. Prasad and H. Zang, *Advances in Heat Transfer* (1997) 313.
- [2] T.W. Hicks, A.E. Organ and N. Riley, *J. of Crystal Growth* 94 (1989) 213.
- [3] R.W. Series, *J. of Crystal Growth* 97 (1989) 92.
- [4] P. Sabhapathy and M.E. Salcudean, *J. of Crystal Growth* 113 (1991) 164.
- [5] L.N. Hjellming, P.A. Tolley and J.S. Walker, *J. Fluid Mech.*, 249 (1993) 1.
- [6] Y.Y. Khine and J.S. Walker, *J. Fluid Mech.*, 276 (1994) 369.
- [7] H. Hirata and K. Hoshikawa, *J. Crystal Growth*, 125 (1992) 181.
- [8] L.N. Hjellming and J.S. Walker, *J. Fluid Mechanics*, 182 (1987) 335.
- [9] W.E. Langlois, K.M. Kim and J.S. Walker, *J. of Crystal Growth*, 126 (1993) 352.
- [10] 정형태와 윤종규, *대한금속학회지* 33 (1995) 722.