

EMBR을 이용한 연속공정에서의 난류유동 및 응고에 대한 연구

김덕수* · 김우승**

(1998년 8월 24일 접수)

A Study on the Turbulent Flow and Solidification in a Continuous Casting Process with Electromagnetic Brake

Deok-Soo Kim and Woo-Seung Kim

Key Words : Continuous Casting Process(연속공정), Solidification(응고), Mushy Region(머시영역)
Molten Steel(용강), Turbulent Flow(난류유동), Electromagnetic Brake(전자기 브레이크)

Abstract

Two-dimensional turbulent fluid flow and solidification were investigated in a continuous casting process of a steel slab with electromagnetic field. The electromagnetic field was described by the Maxwell equations. The enthalpy-porosity relation was employed to suppress the velocity within a mushy region. A revised low-Reynolds number $k-\epsilon$ turbulence model was used to consider the turbulent effects. It is shown that the temperature gradient in the casting direction in the case with EMBR becomes very weak compared to that of the case without EMBR. The results also show that the velocity profiles of the case with solidification are quite different from those of the case without solidification.

기호설명

<p>D : 노즐 입구의 직경</p> <p>F_i : Lorentz 힘의 i 방향 성분</p> <p>H : 시간평균 총 엔탈피</p> <p>H' : 총 엔탈피의 난동성분</p> <p>h : 현열</p> <p>ΔH : 절점 잠열</p> <p>ΔH_f : 용해 잠열</p> <p>J : 전류밀도</p> <p>K : 분자 열 확산 계수</p> <p>k : 난류 운동에너지</p> <p>K_p : 다공성 매질의 투과율</p> <p>f_i : 액상분율</p>	<p>U_i : i 방향의 시간평균 속도</p> <p>u_i' : i 방향 속도의 난동성분</p> <p>U : x 방향의 시간평균 속도</p> <p>V : y 방향의 시간평균 속도</p> <p>x_i : i 방향의 좌표</p> <p>P : 시간평균 압력</p> <p>R_{noz} : 노즐의 반경</p> <p>T : 시간평균 온도</p> <p>S : 생성항</p> <p>Re_t : 난류 레이놀즈 수 ($\rho k^2 / \mu \epsilon$)</p> <p>Pr : Prandtl 수</p> <p style="text-align: center;">그리스문자</p> <p>ϵ : 난류 운동에너지 소산율</p> <p>ρ : 밀도</p> <p>μ : 점성계수</p>
--	--

* 회원, 한양대학교 대학원 기계공학과

** 회원, 한양대학교 기계공학과

- γ : 열전달 계수
 \emptyset : 무 차원 물리량
 Γ_0 : 물리량 \emptyset 의 확산계수
 ϕ : 전위
 σ_t : 난류 Prandtl 수

하첨자

- a : 주위
 in : 노즐의 입구
 l, s : 액상, 고상
 liq, sol : 액상선, 고상선
 t : 난류

1. 서 론

일반적으로 연주공정에서는 중심핀석 및 내부 균열과 표면균열 등의 다양한 주편의 결함이 발생한다. 이러한 주편의 결함은 연속주조 주형에서의 용강(molten steel)의 유동과 밀접하게 관련되어 있다. 이와 더불어 연주공정에서 가장 문제가 되는 것 중의 하나는 용강에 포함된 함유물(inclusion particles)이다. 연주공정에서 침지노즐(submerged entry nozzle)을 통해서 공급되는 용강의 제트유동은 용고가 이루어지지 않은 용고 셀의 좁은 면을 따라서 주편의 아래쪽으로 침투하면서 비금속 함유물과 기포(bubbles)를 용강의 아랫부분으로 운반한다. 그리고 자유표면의 강한 유동은 난류유동을 유발시키며 주형분말(slag)의 함입을 증가시킨다. 이러한 현상은 주조속도를 증가시키면 점차적으로 심각해지며 용강의 청정도를 저하시켜 부결함의 주편을 생산하는 데 장애가 된다. 따라서 용강의 청정도를 높이고 주편의 실 수율을 증가시켜 높은 생산성을 가진 고품질의 주편을 얻기 위해서는 노즐로부터 공급되는 유동의 제어가 필수적이다.^(1,2)

현재까지 연주공정에서 발생하는 여러 가지 결함들을 최소화시키기 위해서 수행된 연구의 대부분은 용강의 유동 및 열전달 해석과 용력 해석을 통한 조업공정변수의 합리적인 적용과 공정제어에 관심을 갖고 진행되어 왔다.⁽³⁻¹⁰⁾ 반면에 연주공정의 유동을 제어하는 측면에서 수행된 연구는 그다지 많지 않은 실정이다. 일반적으로 연주공정에서 주형은 침지노즐을 통하여 공급된 용강의

용고화에 의해 슬랩(slab)이나 빌렛(billet) 등의 최종적인 형상이 결정되는 곳이며, 제품의 품질을 저하시키는 함유물을 최종적으로 제거할 수 있는 곳이다. 이에 따라 최근에는 연속주조 주형 영역에서 용강의 유동을 제어하여 자유표면으로 비금속 함유물과 기포의 상승이 용이하게 함으로써 용강의 청정도를 증가시키고 주편의 표면결함 등을 감소시키는 방법인 전자기 브레이크(EMBR)에 대한 연구에 상당한 관심을 갖게 되었다.⁽¹¹⁻¹⁶⁾

지금까지의 EMBR 효과에 대한 수치적 연구는, 연주공정에서 EMBR을 적용한 용강의 유동 형태를 파악함으로써 EMBR에 의해 용강의 유동이 효과적으로 제어되는 것을 확인하고, 가능한 주형영역의 보다 높은 위치에서 균일한 속도 분포를 얻고 주형분말의 함입과 슬랩에 생기는 표면에서의 구멍(surface pinholes) 등의 메니스커스 위치에서의 결함을 줄이는 데 목적을 두고 자유표면의 속도가 최적의 속도 범위에 도달하도록 하는 방법으로 EMBR을 설치하기 위한 기준을 마련하기 위해 수행되어 왔다.

일반적으로 연주공정에 대한 연구에서 중요한 사항은 주형 내부의 유동장의 형태뿐만 아니라 용고 셀의 생성량이며, 특히 연주공정의 냉각체계 및 압연공정과 관련하여 용고 완료 점을 예측하기 위해서는 주형을 빠져 나오는 용고 셀의 두께와 함께 표면의 온도가 매우 중요하다. 그러나 대부분의 EMBR 효과에 대한 연구는 연주공정의 용고현상을 고려하지 않고 단순히 EMBR이 적용된 용강의 유동해석에 제한되었으며, 비록 소수의 연구^(11,15)가 용고현상을 포함하였으나 EMBR이 연주공정에서의 온도분포 및 용고 셀에 미치는 영향에 대한 고찰은 제시되지 않았다.

따라서 연주공정에서 EMBR 효과가 유동현상에 영향을 미치고, 제어된 유동이 용고 완료점 예측을 위한 용고 셀의 두께와 표면의 온도분포에 미치는 영향을 고찰하기 위해서는 용고현상이 고려된 해석을 수행할 필요가 있다. 그런데 연주공정에서 나타나는 EMBR에 의한 유동의 제어효과는 EMBR의 크기 및 분포형태 뿐만 아니라 노즐의 입구속도와 슬랩의 폭에 따라 달리 나타난다.⁽¹⁶⁾ 그러므로 EMBR 효과가 용고 셀의 두께 및 표면 온도분포에 미치는 영향에 대한 정량적인 고찰이 이루어져야 한다. 그러나 연주공정에 대한 실험을 수행한다는 것은 공정의 규모와 비

용 면에서 상당한 어려움이 있다. 그러므로 본 연구에서는 EMBR 방법을 적용하여 강 슬랩을 생산하는 연주공정에 대해 난류유동과 응고물 연계 해석함으로써 EMBR이 연주공정에서의 속도 및 온도분포에 미치는 영향을 고찰하고자 한다. 머시영역에서의 유동은 엔탈피-다공을 관계식을 사용^(17,18)하여 고려하고 난류현상은 Launder와 Sharma⁽¹⁹⁾의 저 레이놀즈 $k-\epsilon$ 난류모델을 기초로 한 수정된 저 레이놀즈 $k-\epsilon$ 난류모델을 사용하여 고려한다.

2. 이 론

본 연구에서는 EMBR을 적용한 강 슬랩의 연주공정에 대한 유동 및 응고물 해석한다. Fig. 1(a)에는 슬랩 주형기의 상부영역에 대한 개략도를 도시하였다. 슬랩 주형기에서의 이송현상은 본질적으로 3차원이다. 그러나 슬랩 주형기에서는 이분침지노즐을 사용하고 연주방향에 수직인 슬랩 단면의 면비(폭/두께)가 크기 때문에 유동분포의 주요특성은 슬랩의 넓은 면에 평행한 2차원 수직평면으로 나타낼 수 있다.⁽³⁾ 따라서 본 연구에서는 슬랩 주형기의 상부영역에 대해 Fig. 1(b)에 도시된 바와 같이 Fig. 1(a)의 대칭선 A를 지

나고 넓은 면에 평행한 2차원 수직평면에 대해 형상의 대칭성(C:대칭선)을 고려하여 절반의 해석영역을 선정하였다. 본 연구에서 수치해석한 강 슬랩 주형기의 주요조건은 Table 1에 나타내었다.

2.1 수학적 모델

연주공정에서 이분침지노즐을 통해 주형으로 유입되는 용강의 유동은 일반적으로 Reynolds 수가 10^4 의 차원을 갖는다. 이에 따라 연주공정에서의 복잡한 유동형태를 고려해 볼 때 이상과정에 대한 해석은 난류의 영향이 포함되어야 한다.

표준 $k-\epsilon$ 난류모델은 난류 레이놀즈 수가 큰 유동영역에 대해서만 적용이 가능하며 점성효과가 지배적인 교체 벽 근처에서는 벽 함수 법이나 몇 가지 형태의 감쇠인자틀 사용하여야 한다. 그런데 연주공정에서는 응고분포가 미지이며 해외 일부로써 결정되어야 하기 때문에 벽 함수 법을 적용하는 것은 매우 어렵다. 따라서 본 연구에서는 연주공정의 유동해석에 사용된 바 있는 Launder 등⁽¹⁹⁾의 저 레이놀즈 $k-\epsilon$ 난류모델의 수정된 형태를 사용하여 액상과 머시영역 내에서의 난류효과를 고려한다.⁽⁷⁻⁹⁾

또한 연주공정은 액상-고상 상변화 과정을 수반하므로 이러한 상변화 현상을 고려하기 위해

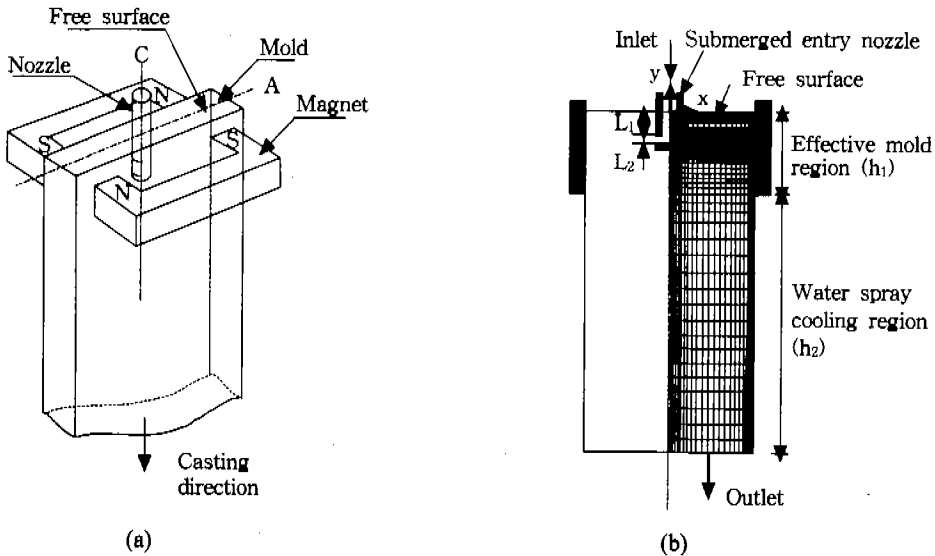


Fig. 1 (a) Schematic of the continuous casting mold with EMBR. (b) Computational domain and grid system.

Table 1 Thermophysical properties and parameters used for simulation.

Parameter	Value	Parameter	Value
Cast size	1.32m × 0.2m	Effective mold length	0.7m
Heat transfer coefficient in effective mold region	1500 W/m ² /°C	Viscosity	6.2 × 10 ⁻³ kg/m/s
Heat transfer coefficient in water spray cooling region	750 W/m ² /°C	Latent heat of fusion	270 kJ/kg
Thermal conductivity	34.3 W/m ² /°C	Liquidus temperature	1460 °C
Specific heat	680 J/kg/°C	Solidus temperature	1400 °C
Density	7400 kg/m ³	Electrical conductivity	7.14 × 10 ⁵ /Ω · m

지배방정식에 용고현상을 포함시켜야 한다. 본 연구에서는 미지의 용고계면을 추적할 필요가 없는 단일 영역 범을 기초로 한 엔탈피법을 사용하여 용고현상을 고려한다. 이때 에너지 방정식에서 총엔탈피를 현열과 잠열로 나누어 고려한다.⁽¹⁷⁾

본 연구의 수치해석을 위해 다음과 같은 가정을 도입한다.

1. 연주공정은 정상상태이며 노즐을 통해서 주형기로 유입되는 용강은 비압축성 Newton 유체이다.⁽⁶⁻⁹⁾
2. 주형기(caster)의 진동효과는 무시한다.
3. 주형기는 중력장에 대해서 완전히 수직이고 주편의 만곡은 무시한다.
4. 분말과 슬래그로 덮혀 있는 용강의 상부표면은 일정한 높이를 유지한다.
5. 용고는 열적 평형조건하에서 진행되며 고상과 액상에서의 밀도 및 열 물성치는 일정하다.^(7,9,20)
6. 머시영역에서의 액상분율은 온도에 대해서 선형적으로 분포한다.
7. 유체의 전자기장 특성은 균일하며 등방성이다.

위의 가정에 의해 본 연구에서 고려되는 시간 평균 지배방정식은 다음과 같다.

연속방정식

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

운동량방정식

$$\frac{\partial(\rho U_i U_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_t \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \frac{\partial k}{\partial x_i} \delta_{ij} + F_i \quad (2)$$

에너지 방정식

$$\frac{\partial(\rho U_j h)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial h}{\partial x_j} \right] - \frac{\partial(\rho U_j \Delta H)}{\partial x_j} \quad (3)$$

난류 운동 에너지 방정식

$$\frac{\partial(\rho U_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_r - \rho \epsilon - D_k \quad (4)$$

난류 운동 에너지 소산 방정식

$$\frac{\partial(\rho U_j \epsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_1 f_1 P_r \frac{\epsilon}{k} - C_2 f_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k} + E_\epsilon \quad (5)$$

여기서

$$\mu_t = C_\mu f_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon} \quad (6a)$$

$$P_r = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (6b)$$

$$D_k = 2\mu \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_i} \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_i} \quad (6c)$$

$$E_\epsilon = \frac{2\mu \mu_t}{\rho} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_k} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_k} \quad (6d)$$

Table 2 Parameters for low Reynolds number $k-\epsilon$ turbulence model of Launder and Sharma⁽¹⁹⁾

$f_\mu = \exp(-3.4/(1 + Re_\mu/50)^2)$, $f_1 = 1$,
$f_2 = 1 - 0.3 \cdot \exp(-Re_\mu^2)$
$C_\mu = 0.09$, $C_1 = 1.44$, $C_2 = 1.92$,
$\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\epsilon = 1.3$, $\sigma_t = 0.9$

이다.

이 방정식들은 몇개의 실험상수를 포함하고 있다. 본 연구에서 고려된 Launder와 Sharma 모델⁽¹⁹⁾에서의 f_μ , C_1 , C_2 , C_μ , f_1 , f_2 , σ_k , σ_ϵ , σ_t 에 대한 값은 Table 2에 나타내었다.

2.2 전자기장

운동중인 용강과 같은 전도유체의 유동방향에 수직방향으로 정자기장(static magnetic field)을 적용하면 자기장 안에서 전기 전도성 유체가 흘러가게 되므로 유도전류가 발생한다. 이 유도전류는 정자기장과 상호 작용하여 유동의 방향과 반대방향으로 Lorentz 힘을 발생시켜 유동을 억제하고 이를 재 분포시키는 효과가 있다. 그러므로 이 정자기장을 침지노즐의 출구 바로 아래에

적용하면 노즐에서 주형 내로 분출되는 용강의 운동에너지를 감소시킬 수 있다. 이 때 유체의 단위 체적당 발생하는 Lorentz 힘은 다음과 같은 관계식에 의해 계산된다.⁽²¹⁾

$$\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B}$$
(7)

여기서 \vec{j} 는 전류밀도 벡터이고 \vec{B} 는 자기장 벡터이다.

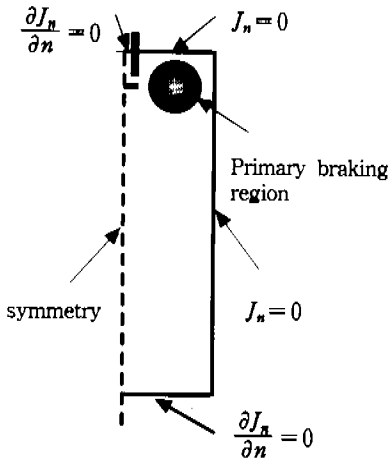
따라서 주어진 정자기장에 대하여 전류밀도를 알게되면 Lorentz힘을 계산할 수 있다. 전류밀도는 다음과 같은 Maxwell 방정식을 사용하여 구하게 된다.⁽²¹⁾

$$\nabla \cdot \vec{j} = 0$$
(8)

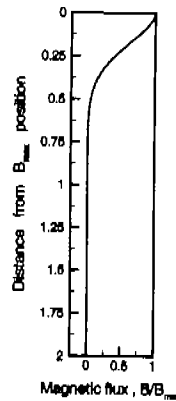
$$\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B})$$
(9)

$$\vec{E} = -\nabla\phi$$
(10)

여기서 ϕ 는 전위(electric potential)이고 σ 는 전기 전도도(electrical conductivity)이며 \vec{E} 는 전기장 벡터이다. 위의 식을 정리하면 다음과 같은 전위 ϕ 에 대한 Poisson방정식을 얻게 된다.



(a)



(b)

Fig. 2 (a) Boundary condition for magnetic calculation.
(b) Magnetic flux density used for simulation.

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} (U_i B_i - U_k B_j) \quad (11)$$

식(11)로부터 전위 ϕ 를 구하고 식(7)과 (9)를 이용하여 Lorentz힘을 계산한다. 본 연구에서 적용된 정자기장의 분포는 Idogawa 등⁽¹⁴⁾이 사용한 것을 기초로 하여 정자기장의 중심부($x=0.335\text{m}$, $y=-0.3\text{m}$)에서 최대치(B_{\max})가 존재하고 중심부에서 멀어질수록 그 세기가 줄어든다고 가정하였으며 Fig. 2에 정자기장 계산에 대한 경계조건과 정자기장의 분포를 나타내었다.

2.3 머시모델

식(3)의 에너지 방정식에서 잠열과 온도를 연계시키기 위해 머시영역에서 국소액상분율과 온도의 선형관계식을 가정하면 국소잠열 ΔH 를 액상분율의 함수로 아래와 같이 표현할 수 있다.⁽¹⁷⁾

$$\Delta H = \begin{cases} \Delta H_f & , T > T_{liq} \\ f_i \Delta H_f & , T_{sol} < T < T_{liq} \\ 0 & , T < T_{sol} \end{cases} \quad (12)$$

본 연구에서는 머시영역의 유동감쇠를 고려하기 위해서 엔탈피-다공율 기법을 사용하였다. 이것은 다공성 매질에 대한 Darcy법칙으로부터 유도된 생성항을 운동량 방정식에 포함시킨다. 머시영역에 대해서 주상수지상 용고와 다공성 매질에 대한 Darcy법칙을 적용함으로써 고상과 액상간의 상호작용력을 고려하기 위해서 다음과 같은 생성항을 운동량 방정식에 추가한다.^(7,9,17)

$$S_x = -\frac{\mu}{K_p} (U - U_s) \quad (13)$$

$$S_y = -\frac{\mu}{K_p} (V - V_s)$$

한편 투과율 K_p 는 Kozeny-Carman방정식을 사용하여 액상분율의 함수로써 다음과 같이 계산할 수 있다.

$$K_p = \frac{f_i^3}{D_0(1-f_i)^2} \quad (14)$$

여기서 D_0 는 상수이며 다공성 매질의 형태와 관련된 상수이다.⁽¹⁸⁾ 본 연구에서 사용된 D_0 는

Minakawa^(7,9) 등에 의해 주어진 실험식, $D_0 = 180/d^2$ 에 의해 계산되었다. 여기서 d 는 10^{-2} cm 정도 값을 갖는 상수이다. k 와 ϵ 방정식에 대해서도 유사한 생성항을 추가함으로써 순수 고상영역에서는 k 와 ϵ 값이 0이 되도록 한다. 용고물 고려하기 위해서 k 와 ϵ 방정식 각각에 대해 $S_{k(\epsilon)} = A(1-f_i)^2/f_i^3 \cdot k(\epsilon)$ 의 감쇠항을 추가하였다. 여기서 A 는 용고구조에 의존하는 머시영역의 투과율과 관련된 계수이다.

2.4 경계조건

본 연구에서는 Fig. 1(b)에 도시되어 있는 주형기의 계산영역에 대한 수치해석에서 속도와 온도, 그리고 정자기장에 대해서 다음과 같은 경계조건을 적용한다.

노즐입구 : 노즐입구에서 전류밀도를 제외한 모든 변수는 일정하며, 전류밀도의 수직성분의 구배는 존재하지 않는다고 가정한다. k 와 ϵ 에 대한 값은 Lai⁽²²⁾등이 제시한 값에 대해 다른 문헌^(7,9)에서 적용된바 있는 아래와 같은 준실험식을 사용한다.

$$U=0, \quad V=V_{in}, \quad h=h_{in}, \quad k=0.01 V_{in}^2, \\ \epsilon = k^{1.5}/R_{nox}, \quad \frac{\partial J_y}{\partial y} = 0 \quad (15a)$$

대칭면 : $x=0$ 인 면에 수직인 속도와 전류밀도 성분은 0이며 이 수직 속도성분과 전류밀도 성분을 제외한 모든 변수의 수직구배는 0이다.

$$\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{\partial h}{\partial x} = \frac{\partial k}{\partial x} = \frac{\partial \epsilon}{\partial x} = U = J_x = 0 \quad (15b)$$

자유표면 : 대칭면에서와 동일한 경계조건을 사용한다. 또한 표면장력효과는 고려되지 않는다.⁽⁷⁾

$$\frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\partial h}{\partial y} = \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial \epsilon}{\partial y} = V = J_y = 0 \quad (15c)$$

출구 : 기존의 연구결과들^(7,9,16)에 의해 자유표

면으로부터 4m 떨어진 위치에 출구를 설정하였으며 완전 발달된 유동으로 간주하여 모든 종속 변수에 대한 주조방향의 구배와 전류밀도의 수직 성분의 구배는 0이다.

$$\frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\partial V}{\partial y} = \frac{\partial h}{\partial y} = \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial \epsilon}{\partial y} = \frac{\partial J_y}{\partial y} = 0 \quad (15d)$$

이동경계면 : $x=0.66m$ 에 위치하고 주형과의 접촉 및 물분무에 의한 냉각이 이루어지는 용고 셀 표면에서는 다음의 경계조건을 사용한다.⁽⁹⁾

$$V = V_{cast}, \quad U = k = \epsilon = 0,$$

$$\frac{\partial h}{\partial x} = -\frac{\gamma D}{K}(h_s - h_a), \quad J_x = 0 \quad (15e)$$

본 연구에서는 주형영역과 분무냉각영역에 대해서 서로 다른 평균열전달계수를 사용하였으며, 그 값들은 Table 1에 나타내었다.

2.5 지배방정식 및 경계조건 of 무차원화

본 연구에서 고려된 지배방정식 및 경계조건을 무차원화하기 위해서 다음과 같은 무차원 변수를 도입한다.

$$\begin{aligned} X &= \frac{x}{D}, \quad Y = \frac{y}{D}, \quad U^* = \frac{U}{V_{in}}, \quad V^* = \frac{V}{V_{in}}, \\ P^* &= \frac{P}{\rho_0 V_{in}^2}, \quad k^* = \frac{k}{V_{in}^2}, \quad \epsilon^* = \frac{\epsilon D}{V_{in}^3}, \\ h^* &= \frac{h}{\Delta H_f}, \quad \mu_i^* = \frac{\mu_i}{\mu}, \quad \phi^* = \frac{\phi}{DV_{in}B_{max}}, \\ \vec{J}^* &= \frac{\vec{J}}{\sigma V_{in}B_{max}}, \quad \vec{B}^* = \frac{\vec{B}}{B_{max}} \end{aligned} \quad (16)$$

난류모델과 용고모델을 Navier-Stokes 방정식과 결합시킨 지배방정식의 무차원화된 일반적인 형태는 식(16)의 무차원 변수를 적용하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial(U_i \phi)}{\partial X_i} = \frac{\partial}{\partial X_i} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial X_i} \right) + S_\phi, \quad i=1,2 \quad (17)$$

속도에 대한 무차원 변수는 상첨자(*)를 생략하여 표현하기로 한다. 식(17)의 ϕ 와 Γ_ϕ , 그리고 S_ϕ 는 Table 3에 주어져 있다. 한편 무차원 경계조건은 다음과 같다.

Table 3 Summary of the non-dimensional governing equations.

Equation	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
continuity	1	0	0
x-momentum	U	$\frac{1}{Re}(1+\mu_i^*)$	$-\frac{\partial P^*}{\partial X} + \frac{\partial}{\partial X_i} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial U_i}{\partial X} \right) - \frac{A^*}{Re}(U - U_s) + F_x$
y-momentum	V	$\frac{1}{Re}(1+\mu_i^*)$	$-\frac{\partial P^*}{\partial Y} + \frac{\partial}{\partial X_i} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial U_i}{\partial Y} \right) - \frac{A^*}{Re}(V - V_s) + F_y$
kinetic energy	k^*	$\frac{1}{Re} \left(1 + \frac{\mu_i^*}{\sigma_k} \right)$	$\frac{G^*}{Re} - \epsilon^* - \frac{D^*}{Re}$
rate of energy dissipation	ϵ^*	$\frac{1}{Re} \left(1 + \frac{\mu_i^*}{\sigma_\epsilon} \right)$	$C_{1f_1} \frac{G^*}{Re} \frac{\epsilon^*}{k^*} - C_{2f_2} \frac{\epsilon^{*2}}{k^*} + \frac{E_f}{Re^2}$
energy	h^*	$\frac{1}{Re} \left(\frac{1}{Pr} + \frac{\mu_i^*}{\sigma_t} \right)$	$-\left(\frac{\partial(U \Delta H^*)}{\partial X} + \frac{\partial(V \Delta H^*)}{\partial Y} \right)$
magnetic field	ϕ^*	1	$-\frac{\partial(V B_x^*)}{\partial X} + \frac{\partial(U B_y^*)}{\partial Y}$

where

$$\begin{aligned} Re &= \frac{\rho v_{in} D}{\mu}, \quad G^* = \mu_i^* \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial X_j}, \quad D_i^* = 2 \frac{\partial \sqrt{k^*}}{\partial X_i} \frac{\partial \sqrt{k^*}}{\partial X_i}, \\ E_f^* &= 2 \mu_i^* \frac{\partial^2 U_i}{\partial X_j \partial X_k} \frac{\partial^2 U_i}{\partial X_j \partial X_k}, \quad f_\mu = \exp(-3.4/(1+Re_i^*/50)^2), \\ Re_i^* &= Re \frac{k^{*2}}{\epsilon^*}, \quad \mu_i^* = Re C_\mu f_\mu \frac{k^{*2}}{\epsilon^*}, \quad A^* = \frac{C^*(1-F_f)^2}{f_1^3 + a} \end{aligned}$$

노즐입구 :

$$U=0, V=V_{in}, h^*=h_{in}^*, k^*=0.01 V_{in}^{*2},$$

$$\epsilon^*=k^{*1.5}/R_{nox}^*, \frac{\partial f_Y^*}{\partial Y}=0 \quad (18a)$$

대칭면 :

$$\frac{\partial V}{\partial X} = \frac{\partial h^*}{\partial X} = \frac{\partial k^*}{\partial X} = \frac{\partial \epsilon^*}{\partial X} = U = f_X = 0 \quad (18b)$$

자유표면 :

$$\frac{\partial U}{\partial Y} = \frac{\partial h^*}{\partial Y} = \frac{\partial k^*}{\partial Y} = \frac{\partial \epsilon^*}{\partial Y} = V = f_Y = 0 \quad (18c)$$

출구 :

$$\frac{\partial U}{\partial Y} = \frac{\partial V}{\partial Y} = \frac{\partial h^*}{\partial Y} = \frac{\partial k^*}{\partial Y} = \frac{\partial \epsilon^*}{\partial Y} = \frac{\partial f_Y^*}{\partial Y} = 0 \quad (18d)$$

이동경계면 :

$$V=V_{cast}, U=k^*=\epsilon^*=0,$$

$$\frac{\partial h^*}{\partial X} = -\frac{\gamma D}{K}(h_i^* - h_a^*), f_X = 0 \quad (18e)$$

2.6 수치해석

식(17),(18)의 지배 방정식과 경계조건에 대해서 유한 체적법을 기초로 한 유한 차분법을 사용하여 해를 구한다. 대류항에 대해서는 상류도식을 사용하여 이산화시키며 수치해석절차는 Patankar의 SIMPLER 알고리즘을 사용한다.⁽²³⁾ 식(17)의 이산화물·용해 얻은 대수방정식의 일반

적인 형태는 다음과 같다.

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b_\phi \quad (19)$$

여기서 하첨자 P 는 물리량 ϕ 가 계산되는 절점을 나타내고 E, W, N, S 는 P 주위의 절점을 나타낸다. 그리고 a_E, a_W, a_N, a_S 는 연결계수(link coefficient)이며 b_ϕ 는 국소 생성항이다.

주어진 경계조건에 대해서 지배방정식의 이산화 과정에 의해 얻은 대수방정식은 선순법을 이용한 TDMA 방법을 사용하여 반복적으로 해를 구한다. 본 연구에서 사용된 수렴조건은 다음과 같다.

$$\left| \frac{R_i^{m+1} - R_i^m}{R_i^m} \right| \leq \epsilon \quad (20)$$

여기에서 상첨자 $m+1$ 과 m 은 반복계산 단계를 나타내고 하첨자 i 는 물리량이 계산되는 절점을 나타낸다. 그리고 R 은 잔차(residual)이고 ϵ 은 수렴기준을 나타낸다. 계산된 모든 변수값에 대해서 ϵ 이 10^{-6} 보다 작으면 계산을 종료하였다. 이 때 속도에 대해서는 0.4, 스칼라량에 대해서는 0.25의 하향이완계수를 사용하였다. 계산에 사용된 격자는 참고문헌^(5,7)을 기초로 고체벽 근방에 조밀하게 분포시킨 40×65 비균일 격자를 사용하였다. EMBR을 적용한 연주공정의 수치해석 절차는 다음과 같다.

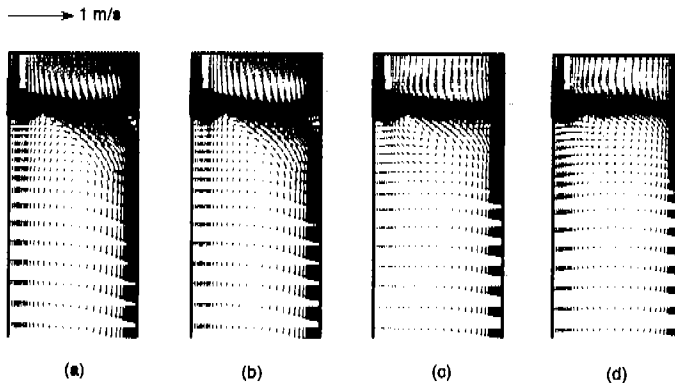


Fig. 3 Effect of the intensity of magnetic flux density on the flow field without solidification (a) $B_{max}=0.0$ (b) $B_{max}=0.17$ (c) $B_{max}=0.35$ (d) $B_{max}=0.55$.

- (1) 운동량 방정식으로부터 속도를 계산한다.
- (2) 이 속도를 이용하여 정자기장에 대한 방정식으로부터 Lorentz 힘을 계산한다.
- (3) 에너지 방정식으로부터 온도를 계산한다.
- (4) Lorentz 힘을 이용하여 운동량 방정식으로부터 속도를 계산한다.
- (5) 수렴된 해를 얻기까지 과정 (2)~(4)를 반복한다.

3. 결과 및 고찰

본 연구에서는 EMBR을 적용한 연주공정에서의 유체유동과 열전달에 대한 해석을 수행하였다. 계산영역(h_1+h_2)은 상부의 자유표면으로부터 아래로 4m까지 이고 유효주형의 길이(h_1)는 0.7m이며 턴디쉬로부터 용탕이 유입되는 침지노즐의 내부 직경은 0.1m이다. 노즐출구의 각도는 0°로 하고 자유표면으로부터 $L_1=0.187m$ 에 위치하며 높이가 $L_2=0.075m$ 인 사각형으로 간주하였다. $-0.015m/s$ 의 주조속도에 대해 노즐입구의 속도는 입구와 출구간의 총 질량보존을 기초로 계산하여 일정하다고 가정하였으며 노즐입구에서의 과열도는 20°C로 하였다. 수치해석에 사용된 강의 물성치는 Table 1에 나타내었다.

Fig. 3에는 상변화를 고려하지 않고 정자기장의 세기(B_{max})를 변화시켰을 때 계산된 속도 벡터를 상부의 계산영역(자유표면으로부터 아래로 1.5m까지)에 대해 나타내었다. Fig. 3(a)는 EMBR이 없는 경우의 유동형태를 나타낸다. 침

지노즐을 통해서 공급되는 용탕의 제트유동은 주형의 좁은면에 강하게 충돌하여 서로 반대 방향으로 갈라지며, 주형영역의 상부와 하부에 강한 재순환 유동장을 형성시킨다. Fig. 3(a)에서 볼 수 있는 메니스커스 영역의 강한 순환 유동은 자유표면의 불안정과 주형분말 함입의 주된 요인이고, 노즐하부의 강한 순환 유동은 용탕에 포함된 비금속 함유물과 기포의 자유표면으로의 상승을 방해하여 주형의 아래쪽으로 운반하는 주된 요인으로 알려져 있다. 그러므로 EMBR의 주된 역할 가운데 하나는 이러한 순환유동의 속도를 감소시켜 자유표면을 안정시키고 비금속 함유물과 기포의 상승을 용이하게 하는 것이다.

EMBR이 존재하게 되면 유도전류와 정자기장과의 상호작용에 의해 유동방향과 반대 방향으로 힘이 작용하여 유동을 억제시키게 된다. Fig. 3(b),(c)(d)는 각각 $B_{max}=0.17, 0.35, 0.55$ Tesla의 정자기장이 가해진 경우의 속도벡터를 나타낸 것이다. EMBR을 적용함으로써 노즐을 빠져 나온 용탕의 속도는 감소하게 되며 주형영역에서 형성되는 재순환 유동의 강도는 약화된다. $B_{max}=0.35$ Tesla인 Fig. 3(c)를 살펴보면 좁은면을 따라서 자유표면으로 상승하는 유동에 의해 노즐 출구의 상부영역에서 형성되는 순환 유동의 세기는 상당히 약화되며 노즐하부에 형성되는 재순환 유동장의 크기 또한 아주 작아진다. $B_{max}=0.55$ Tesla인 Fig. 3(d)를 보면 노즐하부에서는 Fig. 3(c)에 비해 순환 유동의 크기가 더 작아지며, 주형하부로 갈수록 속도분포가 보다 더 균일해짐을 볼 수

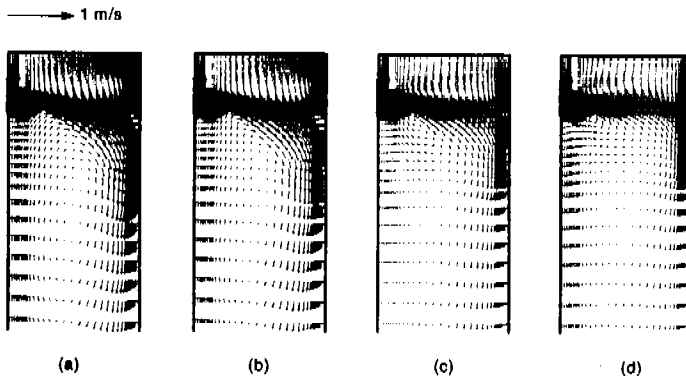


Fig. 4 Effect of the intensity of magnetic flux density on the flow field with solidification (a) $B_{max}=0.0$ (b) $B_{max}=0.17$ (c) $B_{max}=0.35$ (d) $B_{max}=0.55$.

있다. 그러나 용강의 제트 유동은 큰 정자기장의 세기에 의해 좁은면에 도달하지 못하고 바로 자유표면으로 상승하여 좁은면을 따라서 하강하는 유동이 나타난다.

Fig. 4에는 상변화를 고려한 경우 정자기장 세기의 변화가 유동형태에 미치는 영향을 나타내었다. Fig. 4(a)를 살펴보면 계산영역 우측면의 용고 셸에 인접한 액상영역에서의 속도분포는 분사된 용강이 하강하는 유동장의 영향으로 주조속도(용고 셸의 속도)보다 더 큰 속도로 하강하고 있음을 볼 수 있다.^(6,7,9) Fig. 4(b),(c),(d)를 보면 EMBR을 적용함으로써 용강의 유동이 억제되어 용고 셸 근방의 액상영역의 속도가 크게 감소하고 노즐하부에서의 유동이 더욱더 균일해지는 것을 볼 수 있다.

Fig. 3(d)와 Fig. 4(d)에서 용강의 제트유동 상부영역에서 관찰되는 유동형태는, 정자기장의 세기가 너무 큼으로서 나타나는 유동형태를 “주 브레이크 영역 모델(primary braking region model)”의 개념으로 설명한 Hwang 등⁽¹⁶⁾의 결과에서도 볼 수 있다. Hwang 등이 제시한 결과에 의하면, 정자기장의 세기가 너무 큰 경우에는 용강의 일부는 정자기장의 주 영역 내에서 충분히 감속되기 전에 자유표면을 향해 부상하여 주형의 좁은면을 따라서 하강하는 유동을 형성하게 된다. 반면에 적절한 크기의 정자기장에 의해서 억

제된 유동은 주형의 충돌점 상부에서 상승하는 유동이 형성되고 자유표면의 유동은 노즐 쪽을 향하게 된다.

EMBR을 적용함으로써 유동의 세기가 감소하는 것은 Fig. 4의 속도장에 대해 $B_{max}=0.0, 0.17, 0.35, 0.55$ Tesla에 해당하는 유동함수를 나타낸 Fig. 5에서도 확인할 수 있다. 정자기장의 세기를 증가시키기에 따라 유동함수의 최대 값이 작아진다. Fig. 5(c)를 보면 재순환 유동장의 크기가 상당히 작아진 것을 확인할 수 있다. 반면에 노즐하부에 형성되는 재순환 유동장의 아래 영역에서는 미약한 세기의 유동정체영역이 나타난다. 본 연구에는 나타내지 않았으나 동일한 정자기장의 세기에 대해 용고를 고려하지 않은 경우 이러한 유동정체영역이 보다 더 크게 나타난다. 이러한 현상은 슬랩의 폭과 용강의 주입속도 그리고 EMBR 세기와 상관성을 기술한 “주 브레이크 영역 모델”로 설명되며 기존의 연구문헌에서도 관찰된다.^(11,16)

Fig. 3과 Fig. 4로부터 정자기장의 세기를 증가시키므로써 용강의 유동이 효과적으로 억제됨을 볼 수 있다. 그러나 EMBR의 세기가 너무 크면, 주로 자유표면 영역과 주형의 좁은면에 인접한 영역에 적절하지 못한 유동이 형성됨을 확인할 수 있다.

Fig. 6과 Fig. 7에는 각각, 서로 다른 EMBR의 크기에 대해 자유표면으로부터 아래로 1.5m, 2.5m되는 위치에서의 주조방향 속도분포를 나타내었으며 용고현상을 고려한 경우와 그렇지 않은 경우를 비교하였다. Fig. 6(b)와 Fig. 7(b)의 속도분포에서 대칭선($x=0$)으로부터 거리가 0.6m 이상에서 볼 수 있는 수평 부분은 용고 셸의 속도를 나타내며 이것은 주조속도와 동일하다. EMBR의 크기를 증가시키면 노즐 입구 속도(-0.5042m/s)의 크기에 비해 상대적인 속도 변화의 크기는 작지만 용고 셸 근방의 액상영역에서 나타나는 절대속도는 감소하게 된다.

Fig. 6을 살펴보면 EMBR의 크기를 증가시키기에 따라 주조방향 속도의 크기가 작아지는 것을 확인할 수 있다. $x=0$ 인 대칭 선에서의 속도를 보면 용고를 고려한 경우와 그렇지 않은 경우에 대해 속도의 크기는 거의 차이가 없다. 그러나 대칭 선에서 멀어짐에 따라 주조방향의 속도의 크기를 비교해 보면 용고를 고려한 경우의 속도가 작게 나타난다. 그리고 $B_{max}=0.35$ 인 경우를 살펴

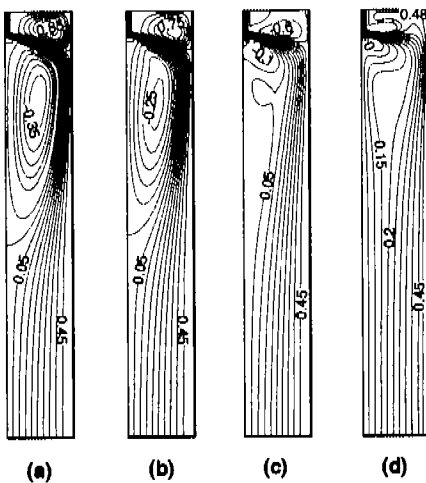


Fig. 5 Effect of the intensity of magnetic flux density on stream function with solidification (a) $B_{max}=0.0$ (b) $B_{max}=0.17$ (c) $B_{max}=0.35$ (d) $B_{max}=0.55$

보면 용고를 고려하지 않은 경우는 대칭선 근방에서 자유표면으로 향하는 유동이 존재하여 재순환 유동장이 형성됨을 볼 수 있으나 용고를 고려한 경우는 매우 작은 속도이지만 주조 방향의 유동형태를 보이며 재순환 유동장은 형성되지 않는다.

Fig. 7(a)를 보면 용고를 고려하지 않은 경우 정자기장이 세기가 $B_{max}=0.35$ Tesla에서도 재순환 유동장이 형성되고, 자유표면 영역과 주형의 좁은면에 인접한 영역에 적절하지 못한 유동이 형성되는 $B_{max}=0.55$ Tesla 정도에서 재순환 유동장이 형성되지 않음을 대칭선에서의 속도분포를 보면 관찰된다. 그러나 Fig. 7(b)를 살펴보면 본 연구에서 고려된 모든 EMBR의 세기에 대해서 재순환 유동장은 형성되지 않으며 모두 주조 방향의 속도분포를 나타냄을 알 수 있다.

Fig. 8에는 정자기장의 세기 변화에 따른 온도장을 나타내었다. 주형기(caster) 대부분의 액상 영역에서의 온도장은 본질적으로 난류유동에 영향을 받는다. Fig. 8을 살펴보면 주형기에서의 온도분포의 변화로부터 정자기장에 의해 제어된 난류유동이 열전달 기구에 미치는 영향을 관찰할 수 있다. Fig. 4의 속도분포와 Fig. 5의 유동함수로부터 알 수 있었듯이 정자기장의 세기를 증가시키기에 따라 노즐하부에서 순환 유동장의 크기가 작아지고 주조방향의 속도분포가 나타남에 따라서 노즐 하부의 액상영역에서의 온도분포는 주조방향으로의 온도구배보다는 주로 주조방향에 수직인 방향으로의 온도구배가 형성된다.

$B_{max}=0.55$ Tesla의 정자기장이 가해진 Fig. 8(d)의 경우, 대부분의 자유표면 영역에서는 온도구배가 존재하지 않으며 등온선의 대부분이 자유

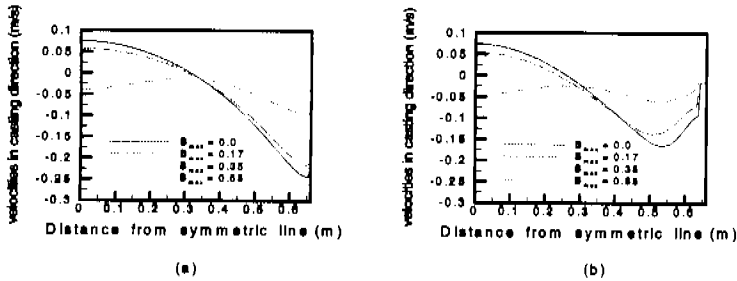


Fig. 6 Velocity profiles at $y=-1.5$ m from the free surface for the case (a) without solidification (b) with solidification

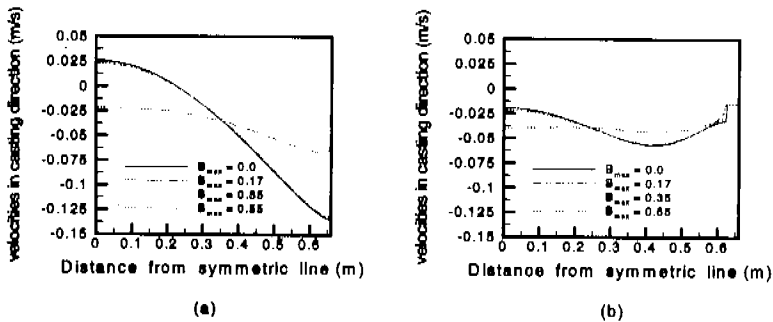


Fig. 7 Velocity profiles at $y=-2.5$ m from the free surface for the case (a) without solidification (b) with solidification

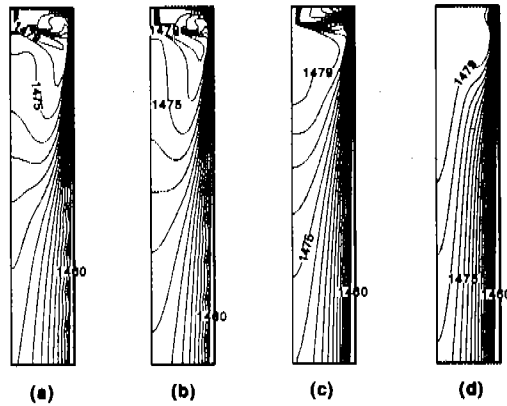


Fig. 8 Effect of the intensity of magnetic flux density on the temperature field with solidification (a) $B_{max}=0.0$ (b) $B_{max}=0.17$ (c) $B_{max}=0.35$ (d) $B_{max}=0.55$

표 면에서 출구에 이르는 형태를 볼 수 있다. 이것은 $B_{max}=0.55$ Tesla에 대한 속도분포를 나타낸 Fig. 4(d)와 이에 대한 유동함수분포를 나타낸 Fig. 5(d)로부터 알 수 있었듯이, 노즐을 통해 공급된 용강은 너무 큰 정자기장의 세기에 의해 주형의 좁은면에 도달하지 못하고 자유표면으로 부상함으로써 주형에 의해 냉각이 이루어지지 않은 상태에서 대부분의 과열을 자유표면영역으로 이송시키며, 자유표면으로 부상한 용강은 용고 셀을 따라서 하강하면서 냉각이 진행된다. 또한 아래 방향으로 갈라진 제트유동은 주형영역의 용고 셀 근방에서 나타나는 유동형태에 의해 좁은면에서 많은 과열이 제거되지 않고 주형 아래로 이송된다.

Fig. 9에는 정자기장 크기의 변화에 따른 용고 셀 표면에서의 온도 분포를 나타내었다. EMBR 크기의 증가는 용강의 유동을 더 많이 억제시킴으로써 유동에 의한 액상과 용고 셀 사이의 열전달 양을 감소시키게 되고 결과적으로 용고 셀 표면의 온도를 감소시키게 된다. $B_{max}=0.55$ Tesla의 경우를 보면 주형출구($y=-0.7m$)까지 용고 셀의 표면 온도가 크게 감소하는 것을 볼 수 있다. 이것은 Fig. 8(d)에서 설명하였듯이 주형영역의 용고 셀 근방에서 형성되는 유동형태에 따른 열전달 기구에 기인한 것이다. 이로부터 용고 셀 표면의 온도는 EMBR의 크기에 상당히 영향을 받는다는 것을 알 수 있다. Fig. 9에 나타난 온도분포는 자유표면으로부터 약 0.7m 정도에서 급격히 변화한다. 이것은 주형영역과 주형하부영역에서

의 열전달 계수의 차이에 의한 열전달 양의 차이에 기인한다.

EMBR 효과에 의해 제어된 유동이 용고 완료점 예측을 위한 용고 셀의 두께에 미치는 영향을 살펴보기 위해 Fig. 10에는 EMBR의 크기에 따른 용고 셀의 두께를 나타내었다. Fig. 10에 나타난 용고 셀의 예측 결과는 수치해석으로부터 얻은 결과에 대해 적합곡선(curve fitting)을 이용하여 나타내었다. 이 그림으로부터 EMBR의 크기가 증가함에 따라 주형기 내의 용고 셀이 보다 두꺼워 지는 것을 볼 수 있다. EMBR이 적용되지 않은 경우에는 노즐을 통해 공급된 용강이 용고 셀의 좁은 면에 충돌되기 때문에 용강의 과열을 직접적으로 용고 셀에 전달함으로써 용고 셀의 성장이 억제된다. 그러나 EMBR의 크기가 증가되면 용강의 유동이 억제되어 유동에 의해 용고 셀에 전달되는 과열이 감소하기 때문이다.

4. 결론

본 연구에서는 수정된 저 레이놀즈 $k-\epsilon$ 난류 모델을 사용하여 EMBR을 적용한 강 슬랩 연주 공정에서의 난류유동과 용고를 해석하여 EMBR 효과가 유동 및 온도분포에 미치는 영향을 고찰하고, 제어된 유동이 용고 완료점 예측을 위한 용고 셀의 두께와 표면의 온도분포에 미치는 영향을 조사하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

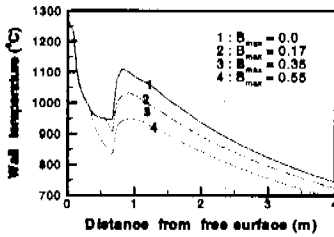


Fig. 9 Effect of the intensity of magnetic flux density on the surface temperature.

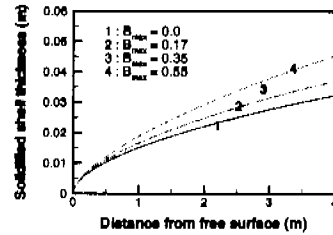


Fig. 10 Effect of the intensity of magnetic flux density on the solidified shell thickness.

(1) 용고물 고려한 경우와 그렇지 않은 경우를 비교해 볼 때 주형의 좁은면 근방과 노즐 아래쪽에서의 속도분포에 큰 차이를 보인다. 또한 용고물 고려한 경우는 계산영역의 중간 정도 ($y=-2.5\text{m}$)에서 거의 균일한 속도분포를 나타내는 반면 용고물 고려하지 않은 경우는 여전히 노즐의 제트유동의 영향이 크게 나타난다.

(2) 정자기장에 의해 노즐하부에서 형성되는 구조방향으로의 온도구배가 아주 작아지며 주로 구조방향에 수직인 방향으로의 온도구배가 형성된다. 본 연구에서 고려된 모델에서는 정자기장의 세기가 $B_{\max}=0.55$ Tesla 정도가 되면 자유표면 영역에서 형성되는 유동의 형태에 의해 대부분의 자유표면 영역에서는 온도구배가 존재하지 않는다.

(3) EMBR의 크기가 증가되면 용강의 유동이 억제되어 유동에 의해 용고 셀에 전달되는 과열이 감소하고 결과적으로 용고 셀 표면의 온도는 상대적으로 낮아지므로 용고 셀의 두께는 두꺼워진다.

참고 문헌

(1) Hackl, H., Kollberg, S.G and Tallbäck, G., 1991, "The Electromagnetic Brake : Influence on Fluid Flow and Casting Quality," *1st European Conference on Continuous Casting*, Florence, Italy, September 23-25, pp. 2401~2407.

(2) Kollberg, S.G., Hackl, H.R. and Hanley, P.J., 1996, "Improving Quality of Flat Rolled Products Using Electromagnetic Brake(EMBR) in Continuous Casting," *Iron*

and Steel Engineer, pp. 24~28.

(3) Huang, X., Thomas, B.G., and Najjar, F.M., 1992, "Modeling superheat removal during continuous casting of steel slabs," *Metall. Trans. B*, Vol. 23B, pp. 339~356.

(4) Choudhary, S.K. and Mazumdar, D., 1994, "Mathematical modeling of transport phenomena in continuous casting of steel," *ISIJ International*, Vol. 34(7), pp. 584~592.

(5) 정재동, 유호선, 이준식, 1997, "열농도대류물 고려한 연속주조공정의 수치해석", *대한기계학회논문집(B)*, 제21권 제3호, pp. 445~456.

(6) Shyy, W., Pang, Y., Hunter, G.B., Wei, D.Y., and Chen, M.H., 1992, "Modeling of turbulent transport and solidification during continuous ingot casting," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 35, No. 5, pp. 1229~1245.

(7) Aboutalebi, M.R., Hasan, M., and Guthrie, R.I.L., 1995, "Numerical study of coupled turbulent flow and solidification for steel slab casters," *Numerical Heat Transfer, A*, Vol. 28, pp. 279~297

(8) Aboutalebi, M.R., Hasan, M., and Guthrie, R.I.L., 1995, "Coupled turbulent flow, heat, and solute transport in continuous casting processes," *Metall. Trans. B*, Vol. 26B, pp. 731~744.

(9) Seyedein, S.H. and Hasan, M., 1997, "A three-dimensional simulation of coupled turbulent flow and macroscopic solidification heat transfer for continuous slab casters," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 40, No. 18, pp. 4405~4423.

- (10) O'Connor, T.G., and Dantzig, J.A., 1994, "Modeling the Thin-Slab Continuous-Casting Mold," *Metall. and Materials Trans. B*, Vol. 25B, pp. 443~457.
- (11) Takatani, K., Nakai, K., Kasai, N., Watanabe, T., and Nakajima, H., 1990, "Analysis of Heat Transfer and Fluid Flow in the Continuous Casting Mold with Electromagnetic Brake," *Proceeding of The Sixth International Iron and Steel Congress*, Nagoya, ISIJ, pp. 430~437.
- (12) Tozawa, H., Kitaoka, H., Sorimachi, K., Ishizuka, H., Ohnishi, M., and Kakihara, S., 1990, "Flow Control of Molten Steel in Continuous Casting Mold by Electromagnetic Brake," *Proceeding of The Sixth International Iron and Steel Congress*, Nagoya, ISIJ, pp. 438~445.
- (13) 이현구, 하만영, 1997, "EMBR을 이용한 연속주조 몸드내부의 유동장 해석," *대한기계학회 추계학술대회논문집 B* pp. 475~479.
- (14) Idogawa, A., Sugizawa, M., Takeuchi, S., Sorimachi, K. and Fujii, T., 1993, "Control of Molten Steel Flow in Continuous Casting Mold by Two Static Magnetic Fields Imposed on Whole Width," *Materials Sciences and Engineering*, A173, pp. 293~297.
- (15) Lehman, A.F., Tallbäck, G.R., Kollberg, S.G. and Hackl, H.R., 1994, "Fluid Flow Control in Continuous Casting Using Various Configuration of Static Magnetic Fields," *International Symposium on Electromagnetic processing of Materials*, Nagoya, ISIJ, pp. 372~377.
- (16) Hwang, Y.-S., Cha, P.-R., Nam, H.-S., Moon, K.-H. and Yoon, J.-K., 1997, "Numerical Analysis of the Influences of operational Parameters on the Fluid Flow and Meniscus Shape in Slab Caster with EMBR," *ISIJ International*, Vol. 37, No. 7, pp. 659~667.
- (17) Voller, V.R., Prakash, C., 1987, "A fixed grid numerical modeling methodology for convection-diffusion mushy region phase-change problems," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 30, No. 8, pp. 1709~1719.
- (18) Poirier, D.R., 1987, "Permeability for flow of interdendritic liquid in columnar-dendritic alloys," *Metall. Trans. B*, Vol. 18B, pp. 245~255.
- (19) Launder, B.E. and Sharma, B.I., 1974, "Application of the energy dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc," *Lett. Heat Mass Transfer*, Vol. 1, pp. 131~138.
- (20) B. Lally, L. Biegler, and H. Henein, 1990, "Finite Difference Heat-Transfer Modeling for Continuous Casting," *Metall. Trans. B*, Vol. 21B, pp. 761~770.
- (21) Hughes, W.F. and Young, F.J., 1996, *The Electromagnetodynamics of Fluids*, John Wiley & Sons, Inc., New York [London] Sydney, pp. 140
- (22) Lai, K.Y.M., Salcudean, M., Tanaka, S., and Guthrie, R.I.L., 1986, "Mathematical modeling of flows in large tundish systems in steelmaking," *Metall. Trans. B*, Vol. 17B, pp. 449~459.
- (23) Patankar, V.G., *Numerical heat transfer and flow flow*, Hemisphere, New York, 1980.