

# 선형 이동 자기장을 사용한 원통형 전자기 펌프의 전자기력에 미치는 코일 모양의 영향

이경우·정순호·오영주·조영환·심재동

한국과학기술원 금속연구부

서울시 성북구 하월곡동 39-1

(1995년 8월 8일 받음, 1995년 10월 2일 최종수정본 받음)

유한 요소법을 사용하여 선형 이동 자기장을 이용하는 원통형 전자기 펌프 내에서 발생하는 전자기력을 모사할 수 있는 프로그램을 개발하였다. 이 프로그램을 사용한 수치실험을 통하여 펌프에서 발생하는 전자기력은 입력 전류의 주파수, 이송 대상 용해 금속의 성질에 의존하는 것을 알 수 있었다. 또한 최대의 전자기력을 낼 수 있는 코일의 최적 길이가 존재하고 있으며, 그 최적 길이는 표피층 두께 (skin depth)가 클 때에는 용해 금속의 반경에 의해서 결정되며, 표피층 두께가 작을 때에는 표피층 두께에 의해서 결정된다.

## I. 서 론

전자기장을 이용한 재료 제조 공정 (EPM, Electro-magnetic Processing of Materials)은 용해 금속과 접촉 하지 않는 상태에서 힘과 열을 가할 수 있기 때문에 제품의 순도를 높이고, 표면 결함 등을 줄여서 기계적 성질을 개선하는데 큰 기여를 할 수 있을 것으로 기대되고 있다. 특히 전기 전도성이 높은 용해 금속을 처리하는 제련 및 주조 등과 같은 야금 공정에는 연속 주조를 포함한 많은 단위 공정에서 전자기장이 사용되고 있고, 연구도 활발하게 진행되고 있다. 전자기 펌프는 이러한 전자기 응용 공정의 하나로서, 유도 코일에서 발생하는 선형 이동 자기장이 코일 내부에 존재하는 용해 금속과 상호 작용하여 발생하는 로렌츠 힘 (Lorentz force)을 조절하는 것에 의해서 용해 금속의 유동 제어, 이동 방향 변경, 정지 등의 조작용 할 수 있는 장치이다.

이 때 유도 코일에 의해서 발생하는 로렌츠 힘은 코일의 모양, 입력 전류의 세기나 주파수, 이송 대상 금속의 물성값, 용해 금속을 싸고 있는 용기의 모양 등 많은 변수들의 영향을 받는다. 이렇게 복잡한 현상을 해석하기 위해서는 수치해석이 필수적인 수단으로 인식되고 있다 [1]. 본 논문에서는 먼저 이동 자기장을 해석할 수 있는 수치 해석의 계산 방법을 설명하고, 개발된 수치 해석 프로그램을 사용하여 용해 금속 내 로렌츠 힘의 분포를 최적화할 수 있는 유도 코일의 배치를 계산했다.

## II. 전자기장에 대한 수치해석

### 2. 1 맥스웰 방정식 (Maxwell's equations)

도전성 유체에서는 변위 전류가 무시되며, 액체 금속 내에서는 전하 밀도가 영이라고 가정하게 되면, 전자유체의 거동을 기술할 수 있는 전자기장 방정식은 다음의 식들로 주어진다 [2].

$$\nabla \cdot D = 0 \quad (1)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (2)$$

$$\nabla \times E = - \frac{\partial B}{\partial t} \quad (3)$$

$$\nabla \times H = J \quad (4)$$

여기서  $D$ 는 전속 밀도 (electric flux density),  $E$ 는 전장 강도 (electric field intensity),  $B$ 는 자속 밀도 (magnetic flux density),  $H$ 는 자장 강도 (magnetic field intensity),  $H_r$ , 그리고  $J$ 는 전류 밀도 (current density)이다. 그리고 액체 금속은 비극성, 비자성의 유체이므로 구성 방정식 (constitutive equation)은 다음 식으로 주어진다.

$$D = \epsilon E \quad (5)$$

$$B = \mu H \quad (6)$$

$$J = \sigma (E + v \times B) \quad (7)$$

여기서  $\epsilon$ 는 자유공간의 유전율 (permittivity of free space),  $\mu$ 는 자유공간의 투자율 (permeability of free space), 그리고  $v$ 는 유속 (fluid velocity)이다.

### 2. 2 전자기 펌프의 수치해석을 위한 전자기장 방정식

전자기 펌프에서는 유도 코일에 교류 전류가 인가되며

이 인가 전류는 식 (4) (암페어의 법칙)에 따라 교류 자기장을 발생시키게 된다. 교류 자기장 때문에 식 (3) (패러데이의 유도 법칙)에 따라 장입물 내에 전장이 생겨난다. 이 전장에 의해서 식 (7) (옴의 법칙)에 따라 와전류가 흐르며, 이 와전류 역시 암페어의 법칙에 따라 자장을 발생시키게 된다. 이동 자기장을 만들어 주기 위해서 인가 전류는 Fig. 1에 보이는 각각의 인접 코일에 입력되는 전류의 위상이 60°씩 차이가 나야 한다[3]. 따라서 i 번째 유도 코일의 입력 전류  $J_i$ 는 아래와 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} J_1 &= \sqrt{2} J \cos \omega t, & J_2 &= -\sqrt{2} J \cos(\omega t - 4\pi/3), \\ J_3 &= \sqrt{2} J \cos(\omega t - 2\pi/3), & J_4 &= -\sqrt{2} J \cos \omega t, \\ J_5 &= \sqrt{2} J \cos(\omega t - 4\pi/3), & J_6 &= -\sqrt{2} J \cos(\omega t - 2\pi/3) \end{aligned} \quad (8)$$

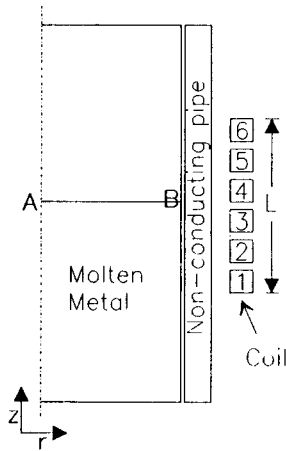


Fig 1. Schematic diagram of electromagnetic pump.

이 입력 전류  $J_i$ 에 의해서 발생한 자장 성분을  $H_0$ , 와 전류  $J_e$ 에 의해서 유도된 자장 성분을  $H_r$ 이라고 하고 맥스웰 방정식을 정리하면 아래와 같다.

$$\nabla \times H_0 = J_i \quad (9)$$

$$\nabla \times H_r = \sigma E \quad (10)$$

$$\nabla \times E = -j\omega\mu(H_0 + H_r) \quad (11)$$

$$\nabla \cdot (H_0 + H_r) = 0 \quad (12)$$

유도 코일에 의해 발생한 자장  $H_0$ 에 대한 가우스 법칙은 다음과 같다.

$$\nabla \cdot H_0 = 0 \quad (13)$$

비도체 자유공간에서는  $\nabla \times H = j_0 = \nabla \times H_0$ 이므로  $\nabla \times H_r = 0$ 가 성립한다. 따라서  $H_r$ 은 다음과 같이 자기장 스칼라 포텐셜 (magnetic scalar potential)  $\phi$ 의 기울기 (gradient)로 표시할 수 있다.

$$H_r = -\nabla \phi \quad (14)$$

식 (12)의 양변에 벡터 시험 함수 (trial function)  $W$ 를 곱하고, 도체 영역  $V_c$ 에 대해 적분한다. 다음 벡터 연산 및 가우스 정리를 적용하면 (15) 식이 얻어진다.

$$\begin{aligned} -\int_{V_c} j\omega\mu W \cdot (H_0 + H_r) dV = \\ \int_{V_c} \frac{1}{\sigma} (\nabla \times H_r) \cdot (\nabla \times W) dV - \int_S W \cdot (E \times n_c) dS \end{aligned} \quad (15)$$

여기서  $n_c$ 는 도체 표면에서의 외향 법선 벡터이며  $S$ 는 도체 영역과 비도체 영역의 경계면이다.

식 (12)의 양변에 스칼라 시험 함수  $w$ 와  $j\omega\mu$ 를 곱한 다음 비도체 영역  $V_{nc}$ 에 대해 적분하고 무한 경계에서 적분 값이 0이라는 것을 이용하면 (16) 식이 얻어진다.

$$\int_{V_{nc}} j\omega\mu (\nabla w \cdot \nabla \phi - \nabla w \cdot H_0) dV + \int_S w \cdot (E \times n_{nc}) dS = 0 \quad (16)$$

여기서  $n_{nc}$ 는 비도체 영역 표면에서의 외향 법선 벡터이다.

### 2.3 전체 영역에 대한 변분식

도체 영역과 비도체 영역의 경계 면에서 외향 단위 법선 벡터  $n_c$ 와  $n_{nc}$ 은 서로 방향이 반대이므로  $n_c = -n_{nc}$ 가 성립한다. 도체 영역과 비도체 영역의 시험 함수를 경계면에서  $W = -\nabla w$ 가 성립하도록 정의하고, 식 (15)와 (16)을 정리하면 전체영역에 대한 다음의 변분식이 얻어진다.

$$\begin{aligned} \int_{V_{nc}} \nabla w \cdot \nabla \phi dV + \int_{V_c} \frac{1}{j\omega\mu\sigma} (\nabla \times H_r) \cdot (\nabla \times W) dV + \int_{V_c} W \cdot H_r dV \\ = \int_S w H_0 \cdot n_{nc} dS - \int_{V_c} W \cdot H_0 dV \end{aligned} \quad (17)$$

$$W = -\nabla w \text{ on } S \quad (18)$$

이러한 H- $\phi$  정식화는 도체 영역에서는 벡터 량인  $H_r$ , 비도체 영역에서는 스칼라 량인  $\phi$ 를 변수로 사용하고 있다. Bossavit [4]에 의하면 스칼라 량이 변수이면 노드 (node)점의 값을 변수로 하는 것이 적합하며, 벡터 량이 변수이면 모서리 (edge)에서의 선 적분을 기초로 하는 값을 변수로 택하는 것이 적합하다. 따라서 본 계산에서 도체 영역은 모서리 성분을 계산하고 비도체 영역에서는 노드 성분을 계산하는 방법을 결합하여 전자기장을 해석하였다.

### 2.4 유한요소 관계식

비도체 영역에서 분할된 요소 내부의 자기 스칼라 포텐셜은 노드에서의 값을 변수로 사용하여 다음과 같이 표현된다.

$$\phi = \sum_{i=1}^{nnode} \phi^i N^i \quad (19)$$

여기서  $\phi^i$ 는 노드  $i$ 에서의 자기 스칼라 포텐셜이고  $N^i$ 는 노드  $i$ 에 대한 스칼라 형상 함수이며  $nnode$ 는 요소의 노드 수이다.  $N^i$ 는 노드  $i$ 에서 1이며 요소내의 다른 노드에서는 0인 값을 갖는 함수이다.

도체 영역에서 분할된 요소 내부의 자기장은 모서리를 따른 자기장의 선적분 값을 변수로 택하여 아래와 같이 나타낸다.

$$H_r = \sum_{e=1}^{nedge} h^e N^e, \quad h^e = \int_{edge} e H_r \cdot dl \quad (20)$$

여기서  $h^e$ 는 모서리  $e$ 를 따른 선적분이며  $N^e$ 는 모서리  $e$ 에 대한 벡터 형상 함수 그리고  $nedge$ 는 각 요소의 모서리 수이다.  $N^e$ 의  $e$  모서리에 대한 선적분은 1이며 다른 모서리를 따른 선적분 값은 0이다. 즉

$$\int_{edge} N^e \cdot dl = 1 \text{ (edge } e) \\ = 0 \text{ (other edges).} \quad (21)$$

도체와 비도체 영역 사이의 경계에서  $H_r = -\nabla\phi$ 가 성립하므로 식 (17) 내의 스칼라 시험 함수  $w$  및 벡터 시험 함수  $W$ 로 각각  $\phi$  및  $H_r$ 을 취하면 경계 조건식 (18)이 만족된다. 그리고 (19) 식과 (20) 식의 관계를 (17)의 변분식에 대입하면 아래의 유한요소 관계식을 얻는다.

$$\sum_k \phi^k \left\{ \int_{V_c} \nabla N^k \cdot \nabla N^* dV \right\} = \int_s N^k H_0 \cdot n_{nc} dS \quad (22)$$

$$\sum_k h^k \left\{ \int_{V_c} \frac{1}{j\omega\mu\sigma} (\nabla \times N^k) \cdot (\nabla \times N^*) dV + \int_{V_c} N^k \cdot H_0 dV \right\} \quad (23)$$

도체-비도체 경계 면의 경계 조건은 다음과 같다.

$$h^e = \int_i^j H_r \cdot dl = \int_i^j -\nabla\phi \cdot dl = \int_j^i d\phi = \phi^i - \phi^j \quad (24)$$

여기서 노드  $i, j$ 는 모서리  $e$ 의 기점 및 종점 노드이다.

### 2.5 발열량 및 전자기력 계산

이와 같이 유한요소 해석으로써 자장 강도 ( $H$ )와 유도 전류 ( $J_e$ )를 알게 되면 단위 체적당 발열량  $Q$ 와 단위 체적당 전자기력  $f$ 는 각각 식 (25)와 (26)으로 계산된다.

$$Q = |J_e|^2 / \sigma \quad (25)$$

$$f = J_e \times B = \mu J_e \times (H_r + H_0) \quad (26)$$

또한, 전류 밀도와 자장 강도는 복소수이므로 열량과 전자기력의 계산은 교류의 한 주기에 걸친 평균값을 아래와 같은 식으로 구하였다.

$$\langle Q \rangle = R_e \{ J_e \cdot J_e^* / \sigma \}, \quad \langle f \rangle = R_e \{ J_e \times B \} = \mu R_e \{ J_e \times (H_r^* + H_0^*) \} \quad (27)$$

여기서  $R_e$ 는 복소수의 실수 성분, \*는 공액 복소수 (complex conjugate)를 의미한다.

### 2.6 요소분할

해석 공간을 6 면체 요소로 분할하였다. 용해 금속 내부의 요소 분할은 등간격으로 하였다. 자기장의 표피층 두께 (skin depth)가 작은 경우 도체 표면에서 도체 내부로 향함에 따라 자기장이 급격히 감소하므로, 만약 등간격에 의한 그리드 간격이 표피층 두께의 반보다 클 때에는 도체 표면에서 도체 내부 방향으로 표피층 두께의 내부에 2개의 요소가 만들어지도록 요소 분할을 행하도록 프로그램을 작성하였다. 그러나 본 연구는 저주파 영역에 대해서 행해졌기 때문에 표피층 두께가 커서 (Table. 1 참조) 용해 철에 대한 3000 Hz 해석의 경우에도 등간격 분할에 의해 표피층 두께내에 4개 이상의 그리드가 설정

되었다. 해석을 위한 비도체공간의 외부 경계는 무한 경계이고 이러한 무한 자유 공간 영역을 취급하는 방법으로서는 무한 요소를 사용하고 좌표 변환을 행할 수도 있으나 [5] 코일에서 멀리 떨어진 폐 경계면 외부에 존재하는 무한 공간의 자기 에너지 총량이 전체 자기 총량의 약 1% 이하가 되도록 외부 경계 면을 설정하고 요소분할을 행하였으며, 외부 경계 면에서는 수직 방향의 자장 성분이 0인 경계조건을 사용하였다.

계산에 사용한 프로그램은 3차원 해석용 프로그램으로 분할형 수냉 도가니(cold crucible)를 사용한 부양용해용 도가니에서 계산한 3차원 자기장 분포는 측정 결과와 잘 일치했다[6]. 본 연구의 대상인 원통형 전자기 펌프는 축 대칭이기 때문에 원주 방향으로 1개의 요소만을 선택하고 원주 방향의 양쪽 경계면에서는 대칭 경계조건을 취하였다. 계산에 사용된 요소의 수와 미지수의 갯수는 코일의 길이에 따라서 약간 변화한다. 예를 들어 코일이 11cm인 경우에 요소수는 7392개, 미지수는 14321개이다.

### III. 계산 결과

Fig. 2는 장입물(용해철)의 직경이 7.4cm이고, 유도 코일의 길이가 11cm이고 내경이 8cm, 외경이 10cm인 원통형 자기 펌프에, 주파수가 60Hz인 1000 A의 전류가 유도 코일 내에 흐른다고 가정했을 때 계산된 로렌츠 힘의 분포이다. 유체에 작용하는 힘의 대부분은 장입물의 표면 부에 몰려 있으며 중심 축 부근에는 거의 힘이 작용하지 않는 것을 알 수 있다. 로렌츠 힘이 미약한 중심부에서는 전자기 유도에 의한 로렌츠 힘의 직접 작용이 아닌 유체의 점성에 의한 전단 응력 전달에 의해서 용해 금속이 이동하게 될 것이다. 이 때문에 전자기력과 반대 방향의 외력이 전자기력과 동시에 작용하게 되면 중심부에서는 벽 근처의 유동과는 반대 방향의 역류 현상이 일어날 수 있다. 이러한 역류를 방지하기 위해서는 충분한 전자기력을 발생시켜야 할 뿐 아니라 발생한 힘이 최대한 안쪽까지 작용할 수 있도록 해주어야 한다.

Fig. 3은 코일의 길이(L)가 변화할 때 축방향 전자기력의 반경 방향의 분포를 보였다. Fig. 3~5는 모두 Fig. 1의 A-B 선상에서의 분포이다. 전자기 펌프에서 용해 금속의 이동에 기여하는 것은 힘의 축방향 성분 뿐이므로 앞으로는 축방향 성분을 고려한다. 코일의 길이에 따라서 전자기력의 반경 방향 분포가 크게 달라지는 것을 알 수 있다. 전자기력의 상대적인 분포를 비교하기 위해서 Fig. 3의 각각의 결과를 표면의 전자기력으로 나누어

준 값을 Fig 4에 도시했다. 코일의 길이가 길어질수록 내

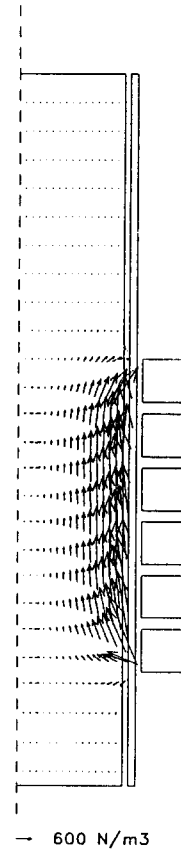


Fig. 2. Distributions of Lorentz forces.

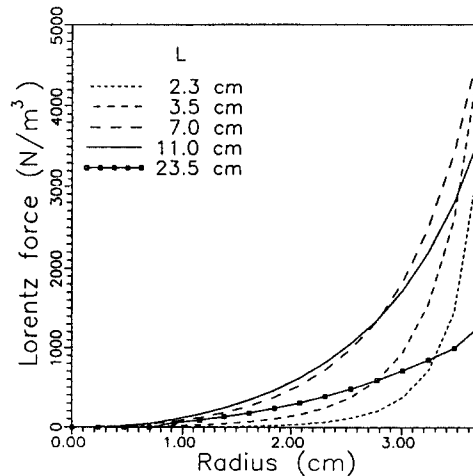


Fig. 3. Radial distribution of the axial component of the Lorentz force with different coil lengths.

부로 더 많은 비율의 전자기력이 침투해 들어가는 것을 알 수 있다. 따라서 유체의 역류를 방지하기 위해서는 코일의 길이를 가능하면 길게 해 줄 필요가 있음을 알 수 있다. Fig. 5는 유도 코일의 길이만을 변화시켰을 때 얻어진 장입물내의 총 발열량(점선)과 로렌즈 힘(직선)을 보여주고 있다. 로렌즈 힘은 코일이 길어짐에 따라 증가하다가 어느 한계 값( $L_c$ ) 이상이 되면 감소하는 것을 알 수 있다. 이에 반해서 발열량은  $L_c$ 를 지나서도 계속 증가한다.

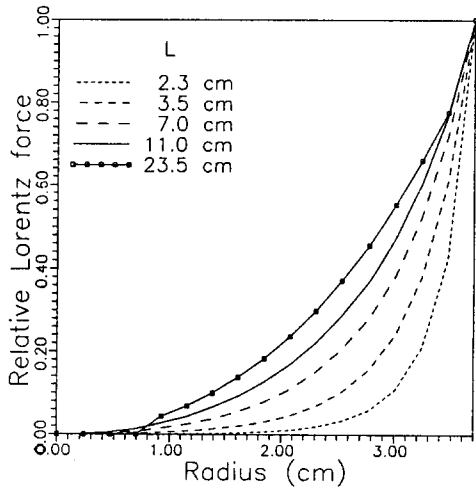


Fig. 4. Radial distribution of the normalized value of the figure 3.

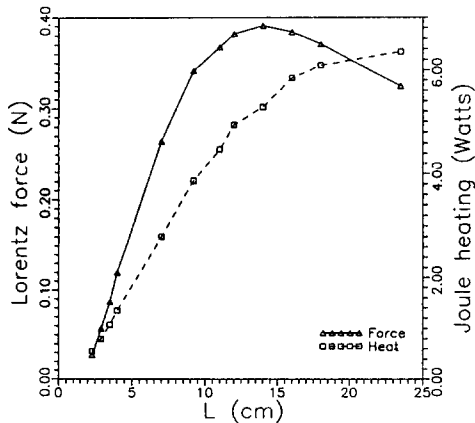


Fig. 5. Change of the Lorentz force and Joule heating with different coil lengths. (charge is Fe, input frequency is 60Hz)

Fig. 6(b), 7(b)는 각각 코일의 길이가 3.5,

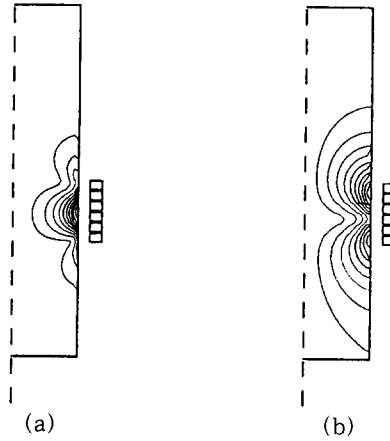


Fig. 6. Contour lines of the radial component of the magnetic flux density (a) and the angular component of the current density (b) reduced by the 3.5cm coil. ( $B_{r, max} = 502$  gauss,  $J_{t, max} = 11.4$  A/cm<sup>2</sup>).

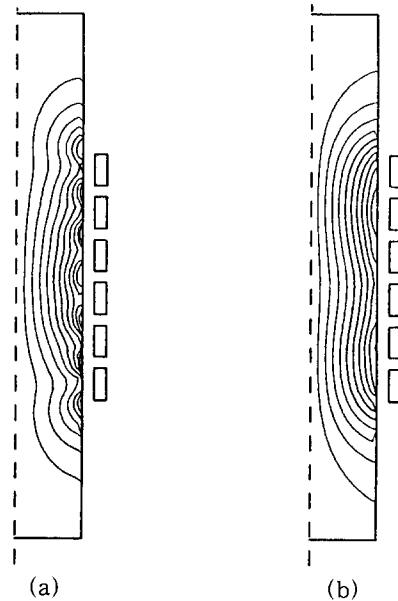


Fig. 7. Contour lines of the radial component of the magnetic flux density (a) and the angular component of the current density (b) reduced by the 14cm coil. ( $B_{r, max} = 194$  gauss,  $J_{t, max} = 12.6$  A/cm<sup>2</sup>).

14.0, 23.5cm인 경우에 계산된 유도 전류의 원주 방향 성분의 등고선이다. 계산 결과 원주 방향 이외의 유도 전류 성분값은 무시할 정도로 작았다. 또한 (27) 식으로부터 축 방향으로 작용하는 힘에 기여하는 것은 자기장의 반경 방향 성분 뿐이라는 것을 알 수 있다. Fig. 6(a), 7(a), 8(a)에는 각각의 코일에 대응하는 자속 밀도의 반경 방향 성분 값의 등고선이다. 용해 금속 내부의 유도 전류의 최대치는 코일의 길이 변화에 따라 큰 차이를 보이지 않지만 자속 밀도의 최대치는 코일이 길어짐에 따라 작아지고 있다. 유도 전류와 자속 밀도의 분포는 코일이 길어짐에 따라 반경방향의 침투도 깊어질뿐 만 아니라 축방향으로도 보다 균일하게 분포하는 것을 알 수 있다.

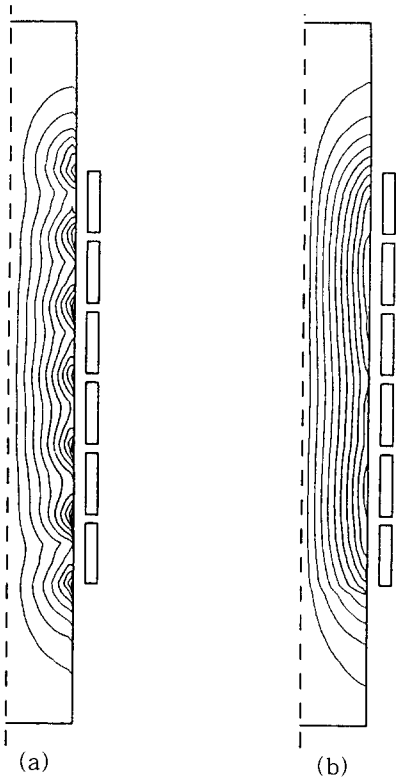


Fig. 8. Contour lines of the radial component of the magnetic flux density (a) and the angular component of the current density (b) reduced by the 23.5cm coil. ( $B_{r, \max} = 122$  gauss,  $J_{t, \max} = 10.5$  A/cm<sup>2</sup>).

따라서 코일의 길이가 짧은 때에는 용해 금속의 표면 근처의 자속 밀도는 세지만, 용해 금속 내부에서 국부적으로만 유도 전류와 자장이 존재하기 때문에 힘의 총합은

작다. 그리고 코일이 길어지면 넓은 영역에 걸쳐서 유도 전류와 자기장이 존재하지만 자속 밀도가 작아지기 때문에 역시 로렌즈 힘이 작아진다. 이런 이유로 코일의 길이가  $L_c$  일 때에 최대 값의 로렌즈 힘이 얻어지게 된다. 한편, 발열량은 유도 전류에만 관계하기 때문에 계속 증가하는 경향을 보인다. 전자기 펌프에서 사용되는 전력은 코일에서의 저항에 의한 손실량과 용해 금속내의 발열량을 더한 값이므로, 전류에 의한 이송 효율만을 생각한다면 코일의 길이가  $L_c$  이상으로 길어지는 것은 좋지 않다.

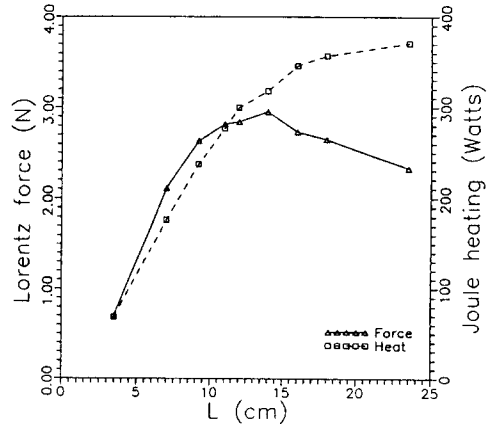


Fig. 9. Change of the Lorentz force and Joule heating with different coil lengths. (charge is Fe, input frequency is 500Hz)

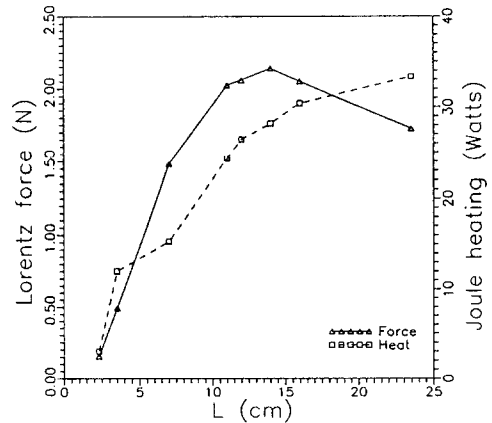


Fig. 10. Change of the Lorentz force and Joule heating with different coil lengths. (charge is Al, input frequency is 60Hz)

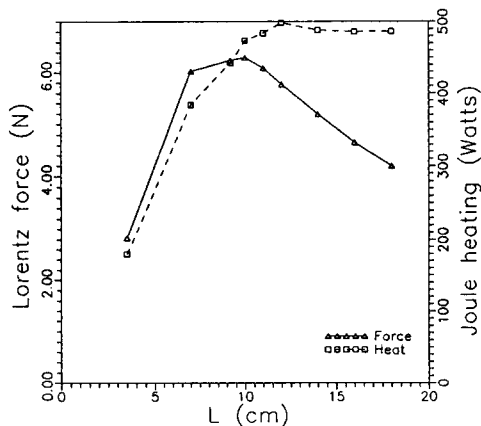


Fig. 11. Change of the Lorentz force and Joule heating with different coil lengths. (charge is Al, input frequency is 500Hz)

Fig. 9는 입력 전류의 주파수가 500Hz일 때, 코일 길이에 따른 총 발열량과 전자기력의 변화를 보여주고 있다. 절대 값은 60Hz인 경우보다 크지만  $L_c$  값이나 길이에 따른 변화 양상은 큰 차이를 보이지 않는다. Fig. 10은 Fig. 5와 같은 조건에서 용해 금속을 알루미늄으로 바꾼 경우에 대한 계산 결과이다. 알루미늄의 전기 전도도가 크기 때문에 발열량이나 전자기력의 절대 값이 Fig. 4에 비해서 크다. 그러나  $L_c$  값 및 길이에 따른 변화 양상은 Fig. 4와 큰 차이를 보이지 않는다. Fig. 11은 입력 전류의 주파수가 500Hz일 때 알루미늄에 대한 계산 결과이다. 철이나 알루미늄의 저주파에서는 14cm 정도였던  $L_c$  값이 10cm로 줄어들었다. 이러한 변화는 재료에 따른 표피층 두께 차이 때문으로 생각된다. 표피층 두께는 자기장이나 전기장의 값이 표면의  $1/e$ 로 줄어드는 깊이를 의미하는데 전자기력은 자속 밀도와 전류 밀도의 곱으로 표현되므로 전자기력은  $1/e^2$ 로 줄어 든다. Fig. 4에서 보면 원통형 자기 펌프에서의 표피층 두께의 값은 코일의 길에 따라서 다르지만 대체로 2.0cm 이하인 것을 알 수 있다.

Table I. Skin depth in the melt pool at different frequencies.

Material (resistivity)	Frequency (Hz)	Skin depth (cm)
Fe (138.6 $\mu\Omega$ cm)	60	7.64
	500	2.65
	3000	1.08
Al (24.25 $\mu\Omega$ cm)	60	3.2
	500	1.11

그러나 Table. I 에서 알 수 있는 바와 같이 철이나 알루미늄의 용해물에 60Hz의 교류 전자기장을 인가하거나 철에 500Hz의 전류를 인가하는 경우는 모두 표피층 두께가 이 값보다 큰 것을 알 수 있다. 즉 이러한 조건에서는 전자기장의 분포가 재료의 고유한 성질에 의해서 결정되는 것이 아니고 용해 금속의 모양에 의해서 지배되고 있는 것이다. 따라서 재료에 관계없이 힘의 변화 양상이 유사했다. 그러나 알루미늄에 500Hz의 교류 전자기장이 걸리면 표피층 두께가 1cm 정도로 얇아 지므로 이제는 모양에 의한 요인 보다는 재료의 성질에 의한 요인에 따라 자장의 거동이 변화하기 때문에  $L_c$  값이 변화했다. 이러한 사실은 역시 1cm 정도의 표피층 두께를 갖는 경우 (철에 3000Hz의 교류 전자기장을 인가한 경우)에 대한 계산 결과인 Fig. 12가 Fig. 11과 로렌츠 힘의 변화 양상 ( $L_c$ 를 포함)은 물론 절대값 까지도 일치하는 것에서 확인할 수 있었다.

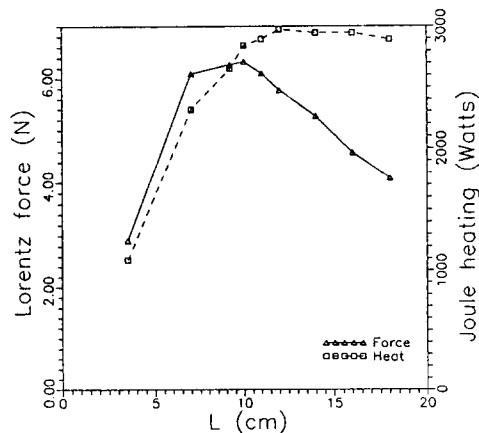


Fig. 12. Change of the Lorentz force and Joule heating with different coil lengths. (charge is Fe, input frequency is 3000Hz)

Fig. 13은 코일의 길이가 11cm이고 입력 전류가 1000 A로 일정할 때, 주파수에 따른 총 발열량과 로렌츠 힘의 변화양상을 보여주고 있다. 10~1000Hz 까지의 주파수 범위에서는 로렌츠 힘은 주파수에 비례하며, 발열량은 주파수의 제곱에 비례하는 것을 알 수 있다. 따라서 주파수가 높아질수록 로렌츠 힘이 커지지만 발열량은 더욱 큰 비율로 증가하며, 이에 따라서 자기 펌프에서 용해 금속의 이송 효율은 떨어지게 될 것이다.

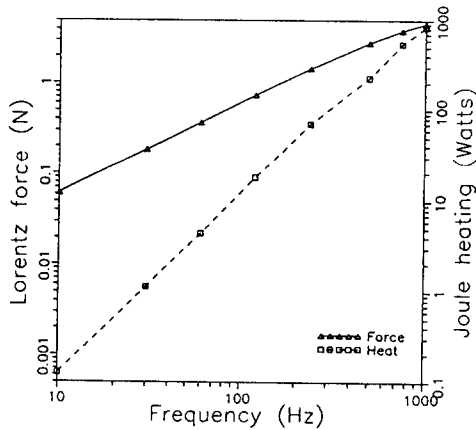


Fig. 13. Change of the Lorentz force and Joule heating with different input frequency. (charge is Fe, coil length is 11cm)

#### IV. 결 론

선형 이동 자기장을 사용하는 원통형 전자기 펌프의 전자기 유도 현상을 모사할 수 있는 수치 프로그램을 개발하였고 개발된 프로그램을 사용하여 이송 대상 금속내의 로렌츠 힘의 분포를 조사한 결과 다음과 같은 거동이 확인되었다.

- ① 유도 코일에의 입력 전류가 일정하면 로렌츠 힘은 주파수에 비례하고, 발열량은 주파수의 제곱에 비례해서 증가한다.

- ② 코일이 길어지면 로렌츠 힘의 반경 방향 분포가 선형에 가까워진다.
- ③ 코일이 길어지면 로렌츠 힘의 절대 값은 커지다가  $L_c$ 를 넘어가면 다시 줄어든다. 용해 금속 통로의 반경이 해당 금속의 표피층 깊이에 비해서 크지 않으면  $L_c$ 는 재료 및 주파수에 관계없이 일정한 값을 보이며, 표피층 깊이가 반경에 비해서 작을 때에는  $L_c$ 는 표피층 깊이에 의존한다.

#### 참고 문헌

- [1] M. garnier, *Proceedings of the International Symposium on Electromagnetic Processing of Material*, ed. by S. Asai, Nagoya, (1994) pp. 1~8.
- [2] W. F. Huges, F. J. Young, *The electromagnetodynamics of fluids*, John Wiley & Sons, Inc., New York, (1966) p. 144.
- [3] 大島修造, 第129·130回 西山記念技術講座(日本鐵鋼協會編), (1989), pp. 19~50.
- [4] A. Bossavit and J. C. Verite, *IEEE Trans. Magn.* 18(2), 431(1982).
- [5] X. Brunotte, G. Meunier, J. -F. Imhoff: *IEEE Trans. Magn.* 28(2), 1663(1992).
- [6] 정순효, 오영주, 조영환, 이경우, 심재동, 분할형 수냉 도가니(cold crucible)를 사용하는 전자기 야금 공정 해석을 위한 3차원 전자기장 모사 프로그램 개발, 대한금속학회 투고중.

## The Effect of Coil Shape on the Electromagnetic Force in the Cylindrical Electromagnetic Pump Using Linear Traveling Magnetic Field

Kyung-Woo Yi, Soon-Hyo Chung, Yung-Ju Oh, Young-Whan Cho and Jae-Dong Shim  
 Div. of Metals, KIST, P. O. Box 131, Cheongryang, Seoul 130-650, KOREA

(Received 8 August 1995, in final form 2 October 1995)

A numerical simulation program based on the finite element method is developed for calculating electromagnetic field of the cylindrical electromagnetic pump. The calculated results by the developed program show that Lorentz forces show maximum peak at an optimum length ( $L_c$ ) of the induction coil. The value of  $L_c$  depends on the radius of the molten metal when the skin depth is large. On the other hand, the value of  $L_c$  depends on the skin depth when it is small.