

초전도 마그네틱 베어링의 부상력 특성에 관한 시뮬레이션

유제한, 임윤철*

연세대 대학원, *연세대 기계공학과

제1장. 서론

초전도체의 임계온도를 높이는 연구들이 수행되어 임계온도가 액체질소의 비등점(77K)보다 높은 산화물 고온 초전도체가 1986년에 발견되었고, 최근에는 $10^4 A/cm^2$ 이상의 임계전류밀도를 갖는 덩어리형 고온 초전도체가 용융공정을 통해 개발되었으며[1], 산화물 고온 초전도체 $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ 은 산소 조성이 7에 가까우면 임계온도가 95K로서 현재 가장 많이 사용되고 있다[2]. 응용 분야로서는 수송분야, 의료분야, 전력분야, 그리고 기초과학분야등이 있고[3], 향후 상온 초전도체의 출현으로 인한 응용범위의 확대는 획기적일 것으로 예측되어진다. 이중에 10^{-8} 이하의 마찰계수를 갖는 초전도 마그네틱 베어링을 플라이휠 같은 에너지 저장장치에 적용시키는 연구가 국내외적으로 진행되고 있다[1]. 여러 선진국에서는 용융공정된 초전도체를 이용하여 실험단계적인 플라이휠의 설계, 제작 및 성능실험을 진행중이거나 완성하였고, 제2단계 목표로서 실용화를 위한 대규모 플라이휠의 설계와 제작에 대한 연구가 진행중이다.

Moon등은 고속회전시(120,000 RPM) 공기저항이 있는 경우와 진공인 경우 자

유회전의 감쇠율을 측정하였으며, 진공에서는 Drag이 일정하며, 회전속도에 대해 독립적이라는 결과를 제시했다[4]. Weinberger등은 초전도체 구성입자 크기에 따라서 Magnetic bearing에서의 자기적, 기계적 힘을 측정하였으며[5], Week는 초전도베어링의 회전체 역학적인 접근을 시도하였다[6]. McMichael등은 실용화가 가능한 정도의 부하용량을 갖는 초전도 베어링과 Hybrid형 베어링을 가지고 비교실험을 하였으며[7], Komori등은 3종류의 초전도 베어링을 가지고 실험하여 베어링의 정적특성과 회전체의 동적특성에 대한 간단한 실험을 하고 $30\mu m$ 보다 작은 runout이 가능함을 확인했다[8]. Chu등은 초전도 특유의 성질을 이용하여 여러 가지 형태의 초전도 베어링을 제시했으며, 토오크 커플러나 진동 댐퍼같은 장치로도 이용가능하다는 것을 보여주었다[9]. Takeda등은 부상력의 히스테리시스적인 특성을 실험적으로 확인하고 임계상태모델을 사용하여 모사하였으며, 정적강성과 진동특성에 관한 간단한 실험을 하였다[10]. 上坂 充등은 동적 전자력의 외부자장 변화속도 의존성에 대한 실험, 준 정적 전자력의 히스테리시스 특성에 대한 실험, 초전도 연성진동과 자기댐핑에 대한 실험을 했으며, 수치해석 결과와 비교했다[11]. Masanori등은 초전도 베어링을

플라이휠에 적용하는데 있어서, 자석의 크기와 조합의 영향을 수치해석하였다 [12].

기존의 흡인식 마그네틱베어링은 감쇠와 강성을 전기적으로 제어할 수 있는 장점이 있으나 능동제어를 필요로 하며 대중량의 부하를 지지하기에 전자석만으론 한계가 있다. 이에 비해 고온 초전도체를 사용한 반발식 수동형 마그네틱 베어링은 Meissner effect뿐 아니라 Flux pinning effect에 의해 자체적으로 외란에 대한 위치안정성을 가지며, 히스테리시스 손실에 의한 에너지 소산을 통해 외란에 대해 강한 감쇠능력을 가진다는 장점을 가지고 있으며, 대중량을 지지할 수 있다. 초전도체가 베어링으로서의 응용에 장점을 가지고 있음에도 불구하고 국내에서는 베어링으로서의 응용을 위한 기초연구가 초기단계에 불과하다.

본 연구에서는 초전도체와 자석간의 반발력의 히스테리시스 특성에 대한 수치해석을 통하여 히스테리시스 특성의 메카니즘을 모사하고 초전도 마그네틱 베어링의 부상력을 구하였다.

제2장. 이론

제1종 초전도체와는 달리 제2종 초전도체는 하부임계자계 (H_{c1}) 이상 상부임계자계 (H_{c2}) 이하의 인가자계하에서는 혼합상태(Mixed state)가 되며, 초전도 영역과 상전도 영역의 경계가 field에 나란하게 놓인다. 혼합상태하에서 각 상전도 영역은 원통형이며 이를 상전도 핵(normal core)이라 부른다. 상전도 핵 주위를 도는 영구 와전류에 의하여 발생된 자속은 인가자계의 자속과 같은 방향으로 상전도 핵을 통과하며 자속양자 Φ_0 로 양자화되는데

Fluxoid라 한다. 혼합상태의 제2종 초전도체가 내부에 흐르는 거시적 전류(차폐전류 또는 수송전류)가 있으면 전류와 Fluxoid는 상호작용으로 Lorentz힘을 단위길이당 $F_L = J\Phi_0$ 으로 발생한다. 이 힘 때문에 Fluxoid가 움직이는데, 이를 Flux flow라 하고, 상전도 영역에서의 에너지 손실을 생기게 한다. 그러나 Fluxoid의 움직임은 초전도체의 결함과 불순물에 의해 방해받으며, 여러 점에서 Fluxoid가 고정되는데 이를 Pinning force(F_p)에 기인한 Pinning effect라 한다. 한편 전류가 작으면 Fluxoid에 작용하는 Lorentz힘이 Fluxoid를 움직이게 하기에 너무 작아서 전압이 나타나지 않으나, 전류가 증가하여 Lorentz힘이 Pinning force를 초과하면 Fluxoid는 움직이기 시작하고, 결과적으로 전압이 나타난다.

히스테리시스 특성은 Flux가 자유로이 움직이는 것을 방해해서 비가역적 자화(Irreversible magnetization)가 일어나게 하는 Pinning effect에 의하여 설명될 수 있다. 즉 자기장과 거시적 전류와의 관계를 나타내는 임계상태모델(Critical state model)은 제2종 초전도체의 거시적 field 분포가 Fluxoid에서의 Lorentz힘이 그것에 작용하는 Pinning force와 항상 균형을 이루도록 결정된다는 임계상태(Critical state)가정에 근거한다. 이러한 가정으로부터 $F_p = F_L \equiv JB$ 이고, $J = \frac{F_p}{B} = J_c$ (임계전류밀도)이다. 즉 전류밀도는 항상 J_c 의 값을 갖는다는 것을 의미한다. 자기장의 구배는 $\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$ 에 의하여 거시적 전류와 관련이 있으므로 J_c 의 값을 가정함으로써 자기장의 분포를 구할 수 있다. 그러나 일반적으로 J_c 는 field에 따라

달라지며, Bean은 F_p 가 B 에 비례한다고 가정하여($J = \frac{F_p}{B} = J_c$) J_c 가 일정하고, 결과적으로 자기장 구배가 일정하다고 보았다. 이 가정이 항상 유효한 것은 아니나, 자기장 분포로 인하여 발생하는 자속침투의 히스테리시스 거동을 이해하는데 유용하다. 임계상태 모델에 근거한 제2종 초전도체의 기본방정식들은 맥스웰 방정식과 임계상태 모델로부터 다음과 같은 식들이 주어진다.

(i) 초전도체 내부영역 Ω_{sc}

시간에 대한 자기장의 변화로 인한 전기장의 변화는 페러데이의 법칙으로 주어져

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{이고, 표면전류에 의해}$$

발생하는 자계의 강도는 앙페르의 법칙으로 주어져서 $\nabla \times \vec{H} = \vec{J}$ 이고, 자기장은 발산하지 않으므로 $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ 이다.

자속밀도와 자계강도의 구성방정식은

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad \text{이고,}$$

전류밀도와 전기장의 구성방정식은

$$|\vec{E}| \neq 0 \quad \text{의 경우} \quad \vec{J} = J_c \frac{\vec{E}}{|\vec{E}|} \quad \text{이고}$$

$$|\vec{E}| = 0 \quad \text{의 경우} \quad \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = 0 \quad \text{이다.}$$

(ii) 초전도체 외부영역 Ω_a

흐르는 전류가 없으므로 $\nabla \times \vec{H} = 0$ 이고 자기장은 발산하지 않으므로 $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ 이며 $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ 이다.

한편 임계전류밀도 J_c 에 관해서는 자속밀도 \vec{B} 에 대한 의존성에 따라 두 가지 모델이 있다.

(i) Bean model

$$J_c(|\vec{B}|) = J_{c0} \quad (\text{상수})$$

(ii) Kim model .

$$J_c(|\vec{B}|) = J_{c0} \frac{B_0}{|\vec{B}| + B_0}$$

제3장. 수치해석

자기 벡터포텐셜을 이용한 지배방정식의 유도는 다음과 같다.

1) 자기장의 분해

자계강도를 외부인가자계에 의한 것과 초전도체에 의한 것으로 분해하면

$$\vec{H} = \vec{H}_{sc} + \vec{H}_{ex} \quad \text{-----(1)}$$

이고, 초전도체 내부에서는

$$\vec{J} = \nabla \times \vec{H} = \nabla \times \vec{H}_{sc} \quad \text{-----(2)}$$

이며, 초전도체 외부에서는

$$\nabla \times \vec{H}_{sc} = 0 \quad \text{-----(3)}$$

이다. 자속밀도와 자계강도의 구성방정식에 의하여

$$\vec{B} = \vec{B}_{sc} + \vec{B}_{ex}, \quad \text{-----(4)}$$

이며, 자속밀도와 자계강도의 구성방정식에 의해 $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$

$$\text{-----(5)}$$

이므로, 외부인가자계의 자속밀도는

$$\vec{B}_{ex} = \mu_0 \vec{H}_{ex} \quad \text{-----(6)}$$

이고, 초전도체에서 발생한 자속밀도는

$$\vec{B}_{sc} = \mu_0 \vec{H}_{sc} \quad \text{-----(7)}$$

이다.

2) 자기 벡터 포텐셜의 도입

자기장은 발산하지 않으므로

$$\nabla \cdot \vec{B}_{sc} = 0 \quad \text{-----(8)}$$

$$\nabla \cdot \vec{B}_{ex} = 0 \quad \text{-----(9)}$$

이고, 자속밀도를 자기 벡터포텐셜을 도입하면

$$\vec{B}_{sc} = \nabla \times \vec{A}_{sc} \quad \text{-----(10)}$$

$$\vec{B}_{ex} = \nabla \times \vec{A}_{ex} \quad \text{-----(11)}$$

이다. 페러데이의 법칙에 자기 벡터포텐셜을 도입하면

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \left(\frac{\partial \vec{A}_{sc}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{A}_{ex}}{\partial t} \right)$$

----- (12) 이고, 이때

$$\vec{E} = -\left(\frac{\partial \vec{A}_{sc}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{A}_{ex}}{\partial t} \right) + \nabla \phi \quad \text{-- (13)}$$

이다.

3) 지배방정식

자기 벡터 포텐셜 A_{sc} 에 대한 지배방정식은 식(2, 3, 7, 10)으로부터 초전도체 내부는

$$\nabla \times \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{A}_{sc} = \vec{J} \quad \text{----- [14]}$$

이고, 초전도체 외부는

$$\nabla \times \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{A}_{sc} = 0 \quad \text{----- [15]}$$

이다.

대상으로 잡은 모델은 z-방향으로 무한히 긴 초전도체에 자기장이 인가되는 경우이다. 이 모델은 xy평면에 대한 2차원 문제가 된다. 그러므로 $\vec{E} = E\vec{k}$ 이고,

$\vec{J} = J\vec{k}$ 라고 놓을 수 있게 된다. 자기장이 z-방향에 수직이고, 이것은 z-방향에 평행한 벡터포텐셜을 선택하는 것을 허용한다. 그러므로

$\vec{A}_{sc} = A_{sc}\vec{k}$, $\vec{A}_{ex} = A_{ex}\vec{k}$ 이고 ϕ 의 구배는 영이 된다. 지배방정식의 2차원 표현은 (14, 15)로부터 얻어진다. 즉

$$\nabla^2 A = -\mu_0 J_c \quad (\text{초전도체 내부}),$$

$$\nabla^2 A = 0 \quad (\text{초전도체 외부}) \text{ 이다.}$$

이 식을 차별화하면 다음과 같다.

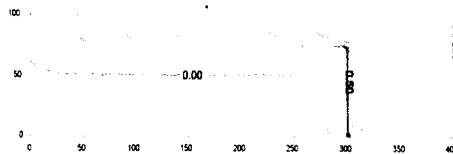
$$\frac{A_{i+1,j} - 2A_{i,j} + A_{i-1,j}}{(\Delta x)^2} + \frac{A_{i,j+1} - 2A_{i,j} + A_{i,j-1}}{(\Delta y)^2} = -\mu_0 J_c$$

$$\frac{A_{i+1,j} - 2A_{i,j} + A_{i-1,j}}{(\Delta x)^2} + \frac{A_{i,j+1} - 2A_{i,j} + A_{i,j-1}}{(\Delta y)^2} = 0$$

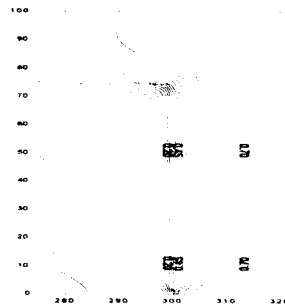
위 식을 Line-SOR방법에 relaxation

parameter(ω)를 도입하여 항들을 정리하여 ADI로 계산한다. Grid size는 400×100 인데, 이중에 300×75 가 초전도영역이 된다. 인가자계 \vec{B}_{ex} 는 x-방향성분이 영이고, y-방향성분만이 시간에 따라 증가했다 감소하도록 주어졌다. $A_{sc} = -A_{ex}$ 이므로 초전도체 내부는 A_{ex} 와 크기가 같고, 방향이 반대인 벡터포텐셜을 초기 값으로 갖게된다. 경계값은 대칭조건(左,下)과 무한조건(右,上)을 주어 초전도체의 4등분영역중 1사분면 영역에 대해서만 계산을 수행하도록 하였다. 위의 과정으로부터 구한 벡터포텐셜의 분포를 가지고 자기장의 x,y 두 성분을 구할 수 있다. 한편 $\vec{F} = \int \vec{J} \times \vec{B} d\Omega$ 이므로, 위에서 구한 자기장의 두성분과 인가자장을 가지고 힘을 구할 수 있다.

제4장. 결과 및 고찰

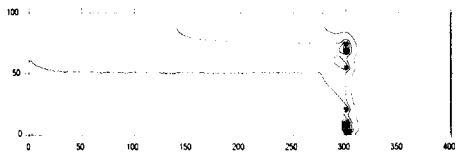


(a)

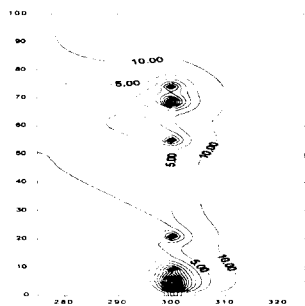


(b)

Fig. 1 Distribution of potential A (B = 22.5 gauss, increasing B)

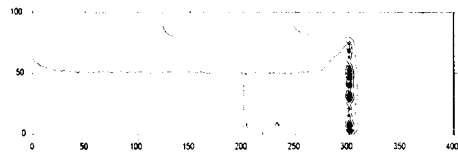


(a)

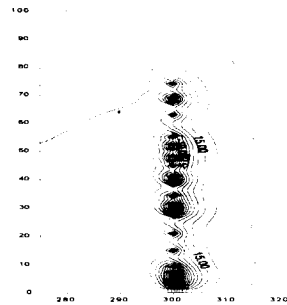


(b)

Fig. 2 Distribution of potential A
(B = 360 gauss, increasing B)



(a)

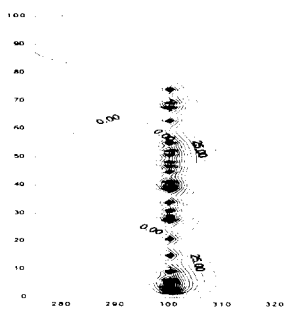


(b)

Fig. 4 Distribution of potential A
(B = 810 gauss, decreasing B)

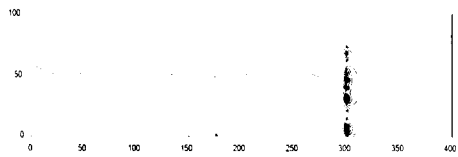


(a)

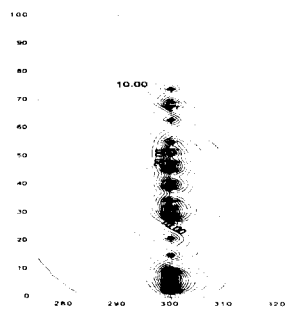


(b)

Fig. 3 Distribution of potential A
(B = 1102.5 gauss, maximum B)



(a)



(b)

Fig. 5 Distribution of potential A
(B = 562.5 gauss, decreasing B)

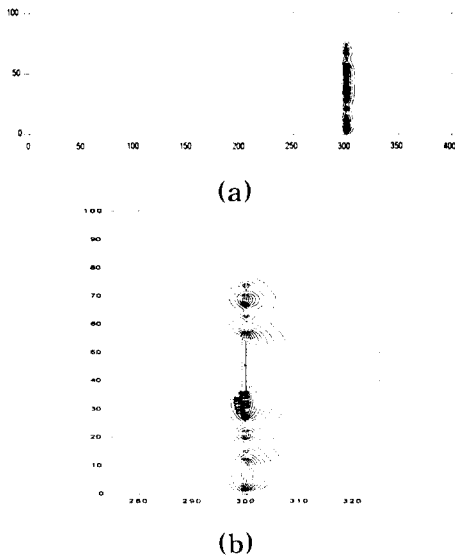


Fig. 6 Distribution of potential A
(B = 0 gauss, minimum B)

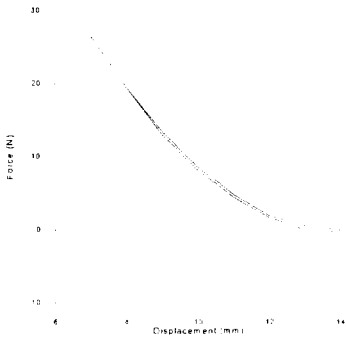


Fig. 7 Hysteresis of levitation force

수치해석 결과는 임계전류밀도 J_c 를 9000 A/cm^2 로 가정하고, 영자기장 상태에서 최대 1102.5 gauss까지 인가자기장을 증가시켰다가 다시 영자기장으로 감소시키는 과정 중에 생기는 초전도체 외부와 내부의 자기 벡터포텐셜의 변화를 보여준다. Figure 1은 영자기장에서 자기장이 인가되기 시작하면서 초전도체 외부에는 양의 포텐셜이 분포하면서 초전도체 표면에는 침투하는 과정을 보여준다. 인가자기장을 더욱 증가시키면 초

전도체 내부 중에서 표면 쪽에 음의 포텐셜이 생기기 시작하면서 표면유도전류가 흐르고, 인가자기장이 어느 정도까지 증가하면 표면전역에 음의 자기포텐셜을 가진 표면전류가 흐른다. Figure 2와 Fig. 3이 이 과정을 나타내고 있다. 최대 인가자기계이후에 인가자기계를 감소시키기 시작하면, 이미 존재하던 음의 포텐셜이 감소하기 시작한다. 이것은 인가자기계의 감소에 의하여 초전도체 표면에 양의 포텐셜이 생기기 때문이다. 양의 포텐셜과 동반하는 표면전류의 방향은 음의 포텐셜과 동반하는 표면전류의 방향과 반대이므로 자기감소에 따라 음의 포텐셜이 사라져 결국 양의 포텐셜만 남게 된다. Figure 4, 5, 6이 이러한 과정을 보여주고 있다. 이 과정 중에 에너지 소산이 일어나서 결국 히스테리시스 특성을 나타내는 것이다. Figure 7은 이러한 과정중의 부상력 변화를 나타내는 것으로 히스테리시스를 보여준다.

제5장. 결론

자기 벡터포텐셜 방법을 이용하여 초전도체와 자석간의 부상력을 모사하였고, 다음의 결론을 얻었다.

- 1) 초전도체와 자석간의 부상력은 히스테리시스 특성을 나타낸다.
- 2) 부상력의 히스테리시스 특성은 인가자기계의 증감에 따라 초전도체 표면에 생기는 서로 다른 준위의 포텐셜에 의한 에너지 소산과정이다.

참고문헌

- [1] 박해웅, 김찬중, 홍계원, “ 고온 초전도체를 이용한 에너지 저장장치(플라이휠)”, 電氣學會誌 第44卷 3號 1995年 3月
- [2] 大塚泰一郎, “超傳導の世界 なぜ起こる? どう使う?”, 1987, 講談社
- [3] 岩田 章, “應用超伝導 電磁推進船から 超伝導自動車まで”, 1990, 講談社
- [4] F.C.Moon and P.Z.Chang, “ High speed rotation of magnets on high T_c superconducting bearings”, Appl. Phys. Left. 56(4), Jan.1990,397-399
- [5] B.R.Weinberger *et al.*, “Characterization of composite high temperature superconductors for magnetic bearing applications”, IEEE Transaction of Magnetics, VOL.27, NO.2, March 1991, 2415-2422
- [6] David E. Weeks, “Rotational dynamics of passive high T_c superconducting bearings”, J.Appl.Phys. 70(3),1 Aug.1991, 1820-1825
- [7] C.K.McMichael *et al.*, “Practical adaptation in bulk superconducting magnetic bearing applications”, Appl. Phys. Left. 60(15),13 April 1992, 1893-1895
- [8] Francis C.Moon *et al.*, “Superconducting Bearings for high load applications”, Applied Superconductivity, Vol.1, Nos 7-9,1993, 1175-1184
- [9] W.K.Chu *et al.*, “Applications of high temperature superconductors on levitation bearings and other levitation devices”, Applied Superconductivity, Vol.1, Nos3-6, 1993,

1259-1264

- [10] N.Takeda *et al.*, “Computation and experiments on the static and dynamic characteristics of high T_c superconducting levitation”, Cryogenics, Vol. 34, No.9, 1994, 745-752
- [11] 上坂 充, 吉田義勝, 官 健三, “高溫超電導磁氣浮上における動的電磁力解析”, 日本機械學會論文集(C編), 60卷 570号, 1994, 126-133
- [12] Masanori Tsuchimoto *et al.*, “Numerical Evaluation of Levitation Force of HTSC Flywheel”, IEEE Transactions on applied superconductivity, Vol.4, No.4, Dec.1994, 211-215
- [13] S.Ratnajeevan, H.Hoole, “Computer-aided Analysis & Design of Electromagnetic devices”, Elsevier