# Bulk 형 고온 초전도체를 사용한 마그네틱 베어링의 특성 연구

유제환, 임윤철*
연세대 기계공학과 대학원, 연세대 기계전자공학부*

## 제 1 장 서론

임계온도가 액체질소의 비등점(77K)보다 높은 산화물 고온 초전도체가 발견된 이후 초전도체를 여러분야에 응용하고자 하는 연구가 있어왔다. 이러한 연구중 초전도체의 자기부상특성을 이용한 마그네틱 베어링에 관한 연구가 시작되었다. 특히 최근에 임계전류밀도가 높은 덩어리형 고온 초전도체가 개발되어, 큰 부하지지력을 갖고 마찰계수가 작은 초전도 마그네틱 베어링이 가능하게 되었다.

J.R.Hull 등은 초전도 마그네틱 베어링의 마찰계수가 공기 마찰을 무시할 수 있는 상황에서 $3\times10^{-7}$정도임을 실험을 통해 알아 냈으며[1], Takeda 등은 부상력의 히스테리시스적인 특성을 실험적으로 확인하고 임계상태모델을 사용하여 모사하였으며, 정적강성과 진동특성에 관한 간단한 실험을 하였다[2]. 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[3]. Masanori 등은 초전도 베어링을 플라이휠에 적용하는데 있어서, 자석의 크기와 조합의 영향을 수치해석하였다[4]. 유제환은 고온 초전도체를 사용한 스러스트 마그네틱 베어링의 특성에 관한 실험을 통하여, 여러가지 경우의 간극변화, 자속밀도 변화, 간극 변화폭의 변화등의 다양한 히스테리시스 특성을 실험하였고[5], 2 차원 Slab 모델을 사용한 수치적 시뮬레이션을 통하여 히스테리시스가 발생하는 과정을 보여주었으며, 이전의 모든 실험들과 정성적으로 같은 경향을 보이는 결과를 얻었다[6].

고온 초전도체를 사용한 반발식 수동형 마그네틱 베어링은 마이스너 효과(Meissner effect)뿐 아니라 자속고정효과(Flux pinning effect)에 의해 자체적으로 외란에 대한 위치안정성을 가지며, 히스테리시스 손실에 의한 에너지 소산을 통해 외란에 대해 강한 감쇠능력을 가진다는 장점을 가지고 있으며, 대중량을 지지할 수 있다. 이러한 초전도체의 특성에 관한 정량적 수치해석은 초전도 베어링의 설계에 필수적이나 아직 국내에서는 그러한 시도가 없었다. 이러한 여건을 고려하여 본 연구에서는 Bulk 형 초전도체와 자석간의 부상력 변화를 축대칭 모델로 수치해석하여 기존의 실험들과 정량적인 비교를 하여 수치해석 코드의 신뢰성을 확보하고 이를 기반으로 다양한 상황을 예측할 수 있음을 보이고자 한다.

## 제 2 장 이론

혼합상태의 제 2 종 초전도체가 내부에 흐르는 전류가 있으면 전류와 자속은 상호작용으로 로렌쯔힘을 발생한다. 이 힘 때문에 자속이 움직이는데, 이를 자속류라 하고, 상전도 영역에서의 에너지 손실을 생기게 된다. 그러나 자속의 움직임은 초전도체 내부의 결함이나 불완전성에 의해 방해를 받아, 여러점에서 자속이 고정되는데 이를 자속 고정력(Pinning force)에 기인한 자속고정효과라 한다. 히스테리시스 특성은 자속이 자유로이 움직이는

것을 방해해서 비가역적 자화가 일어나게 하는 자속고정효과에 의하여 설명될 수 있다.

임계상태모델(Critical state model)은 제 2 종 초전도체의 자기장의 분포는 자속에서의 로렌쯔힘이 그것에 작용하는 자속고정력과 항상 균형을 이루도록 결정된다는 임계상태를 가정한다. 자기장의 구배는 $\nabla\times\vec{B}=\mu_0\vec{J}$에 의하여 거시적 전류와 관련이 있으므로 전류밀도의 값을 가정함으로써 자기장의 분포를 구할 수 있다. 그러나 일반적으로 전류밀도는 자기장에 따라 달라진다. 그런데 Bean 은 자속고정력이 자기장에 비례한다고 가정하여 전류밀도가 일정하고, 결과적으로 자기장의 구배가 일정하다고 보았다. 임계상태 모델에 근거한 제 2 종 초전도체의 기본방정식은 다음과 같다.

( i ) 초전도체 내부영역

$\nabla\times\vec{E}=-\partial\vec{B}/\partial t$ ( 페러데이 법칙)

$\nabla\times\vec{H}=\vec{J}$ ( 앙페르 법칙)

$\nabla\cdot\vec{B}=0,\quad \vec{B}=\mu_0\vec{H}$

$\vec{J}=Jc\ \vec{E}/|\vec{E}|$ if $|\vec{E}|\neq 0$

$\partial J/\partial t=0$ if $|\vec{E}|=0$

(ii) 초전도체 외부영역

$\nabla\times\vec{H}=0$

$\nabla\cdot\vec{B}=0,\quad \vec{B}=\mu_0\vec{H}$

## 제 3 장. 수치해석

자기 벡터 포텐셜을 이용하여 지배방정식을 유도하면 다음과 같다. 먼저 자기장을 외부인가자기장과 초전도체의 표면전류에 의한 자기장으로 분해를 한다.

$\vec{H}=\vec{H}_{sc}+\vec{H}_{ex}$-----[1]

이때 초전도체 내부에는 앙페르 법칙이 다음과 같이 적용되며,

$\vec{J}=\nabla\times\vec{H}=\nabla\times(\vec{H}_{sc}+\vec{H}_{ex})=\nabla\times\vec{H}_{sc}$ -----[2]

초전도체 외부에서는 다음과 같이 적용된다.

$\nabla\times\vec{H}_{sc}=0$ ------[3]

자계강도와 마찬가지로 자속밀도도 분해할 수 있다.

$\vec{B}=\vec{B}_{sc}+\vec{B}_{ex}$ -------[4]

자계강도와 자속밀도간의 구성방정식을 적용하면

$\vec{B}=\mu_0\vec{H}$ ----------[5]

이고, 각 성분은 다음과 같다.

$\vec{B}_{ex}=\mu_0\vec{H}_{ex}$ ---------[6], $\vec{B}_{sc}=\mu_0\vec{H}_{sc}$ ----------[7]

자기장은 발산하지 않으므로

$\nabla\cdot\vec{B}_{sc}=0$ ----------[8], $\nabla\cdot\vec{B}_{ex}=0$ ----------[9]

이다. 여기에서 자기벡터포텐셜을 도입하면

$\vec{B}_{sc}=\nabla\times\vec{A}_{sc}$----------[10]

$\vec{B}_{ex}=\nabla\times\vec{A}_{ex}$----------[11] 이고,

페러데이 법칙에 이것을 적용하면

$\nabla\times\vec{E}=-\partial\vec{B}/\partial t=-\nabla\times(\partial\vec{A}_{sc}/\partial t+\partial\vec{A}_{ex}/\partial t)$ ---[12]

이다. 그러므로 시간에 따른 자기장의 변화에 의하여 발생하는 전기장은 다음과 같다. $\vec{E}=-(\partial\vec{A}_{sc}/\partial t+\partial\vec{A}_{ex}/\partial t)+\nabla\phi$ ----------[13]

자기 벡터 포텐셜에 대한 지배방정식은 [2],[3],[7],[10]으로 부터

$\nabla\times\nabla\times\vec{A}_{sc}=\mu_0\vec{J}$ -----[14] (초전도체 내부)

$\nabla\times\nabla\times\vec{A}_{sc}=0$ -----[15] (초전도체 외부)

이다. 대상으로 잡은 모델은 FIG.1 과 같이 $\theta$ 방향에 수직인 축대칭적인 자기장이 축대칭적인 초전도체에 인가되고 있는 3 차원 축대칭 문제이므로, 전기장과 전류밀도는 $\theta$ 방향의 벡터로 표현 되어지며, 자기벡터포텐셜도 역시 $\theta$ 방향에 평행하게 된다. 지배방정식의 2 차원 표현은 [14],[15]로부터 얻어지며 다음과 같다.

$(\nabla^2-\frac{1}{r^2})A_{sc}=-\mu_0 J_c$ ----[16] (초전도체 내부)

$(\nabla^2-\frac{1}{r^2})A_{sc}=0$ ----[17] (초전도체 외부)

이 식을 차분화하여 ADI 방법을 도입하여 계산한다. 해석영역은 800×600 인데, 이중에 (220,180)부터 (580,420)까지가 초전도체영역이 된다. 인가자계는 r 방향성분이 영이고, z 방향성분만이 있는 균일자기장으로 가정하였다. 즉 초전도체에 가해지는 자기장을 균일 자속으로 놓는 것이다. 자기장은 초전도체와 자석간의 거리의 제곱에 반비례하는 값을 갖도록 하였다. 자기벡터포텐셜은 r 에 대한 함수

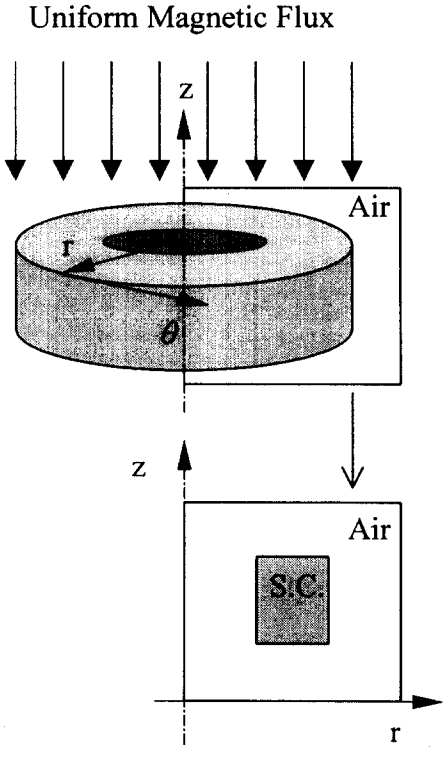


FIG.1 Axisymmetric model

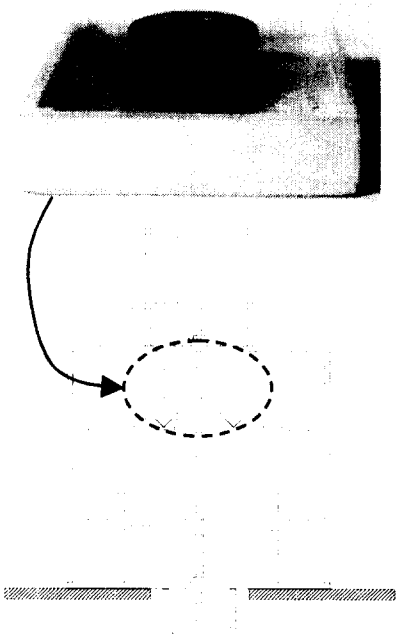

FIG.2 The system for Experiment

로 주어질 수 있다. 초전도체는 완전반자성이므로 초전도체 내부는 외부인가자계와 크기가 같고, 방향이 반대인 자기벡터포텐셜을 갖게된다. field cooling 하에 간극변화에 따른 힘의 변화를 구하기 위하여 먼저 초기간극에서의 자기장을 간극변화에 따른 각 간극에서의 자기장에서 감하여야 한다. 시간에 따른 간극의 변화는 시간에 대한 자기장의 변화를 생기게 하고 이 변화는 초전도체 내부에 전기장의 변화를 생기게하여 전기장의 분포가 생기고 이 분포내에서 전기장의 크기가 가장 큰 영역에 임계전류밀도와 크기가 같은 전류가 흐르게 된다. 이 전류의 흐름으로 다시 전기장의 분포가 바뀌게 되고 이 분포중에 가장 전기장이 큰 영역에 전류가 흐르게 된다. 이와 같은 과정을 전류가 흐르지 않는 영역의 전기장이 영인 곳이 생길때까지 반복한다.
위의 과정으로부터 구한 자기벡터포텐셜의 분포를 가지고 자기장의 r, z 두 성분과 상호작용력을 구할 수 있다.

## 제 4 장. 실험

실험에 사용한 영구자석은 네오디움 계열의 환상형(내경:25mm, 외경:49mm, 두께:7mm)의 자석을 사용하였다. 초전도체는 산화물 초전도체의 일종인 YBCO 를 사용하여 환상형(내경:24mm, 외경:57mm, 두께:12mm)으로 제작, 사용하였다. FIG.2 의 실험 장치를 이용한 실험 방법은 다음과 같다. 회전축의 끝단에 환상형 영구자석을 고정시키고 스테핑 모터를 구동시켜 초전도체가 들어 있는 저온유지장치를 영구자석으로부터 일정간극(초기간극)만큼 떨어진 위치로 이동시켜서 초기 인가자계가 형성되도록 한 후 저온유지장치에 액체 질소를 부어 초전도체를 냉각(field cooling)시킨다. 잠시 뒤 저온유지장치가 안정화되면 초전도체와 영구자석사이의 간극을 변화시키며 반발력 측정한다.

## 제 5 장. 결과 및 고찰

초전도체의 임계전류밀도는 알 수가 없으므로 $2700A/cm^2$라고 가정하였는데, 실험과 수치해석에서의 발생된 힘의 크기가 비슷한 정도의 힘이 나오므로, 실제 실험에서도 $2700 \sim 3000A/cm^2$의 임계전류밀도였다고 추정할 수 있다. 최소간극인 1mm 에서의 자속밀도는 실험에 사용한 자석을 가지고 gauss meter로 측정한 결과 최대$1200gauss$정도 였다. 그러므로 수치해석에도 같은 자속밀도를 적용하였다. 균일한 크기의 격자를 사용하였으며, 격자 하나의 크기는 $50\mu m \times 50\mu m$로 설정했다. 인가자기장의 변화는 자기벡터포텐셜의 변화로 나타나며 가장 왼쪽 경계의 벡터포텐셜은 항상 영이 되도록 하였다. 실험과 수치해석에서 간극의 변화속도는 0.8mm/sec 이고, 0.5mm 의 간극이 변할때마다 간극변화에 따른 힘의 변화를 측정 또는 계산하였다.

FIG.3의 결과는 실험결과이고, FIG.4는 수치해석 결과이다. 실험결과에서 간극은 초전도 상태인 초전도체 부분과 자석과의 거리가 아니라, 초전도체를 고정하는 판으로부터 자석까지의 거리이므로, 수치해석에서는 이를 고려하여 모든 경우 3mm 이동한 경우로 계산 하였다. 모든 실험결과는 5회 실험한 결과의 평균값을 취하였다. FIG. 3(a)는 초기간극을 4, 6, 8, 12mm로 하여 field cooling을 한 뒤 실험한 결과이다. FIG. 3(b)는 영구자석의 자속밀도 변화에 따른 반발력의 변화로서 초기간극을 6mm로 하고 간극변화(6→ 3 → 6→ 9→ 6mm)를 주었을 경우의 결과이다. FIG. 3(c)은 초기간극 4mm에서 field cooling한 후 1mm까지 접근시켰다가 7mm와 9mm까지 후퇴시킨 뒤 원위치 시키면서 반발력의 변화를 측정한 실험 결과이다. FIG. 3(d)은 간극의 반복변화(8→ 1→ 8→ 1→ 8→ 1→ 8→ 1→ 8mm)에 따른 힘의 변화이다. FIG. 3(e)에는 field cooling하에서 초기간극변화에 따른 최소간극(1mm)에서의 최대반발력의 변화를 도시하였다.

FIG.4 의 (a)부터(e)까지의 수치해석 결

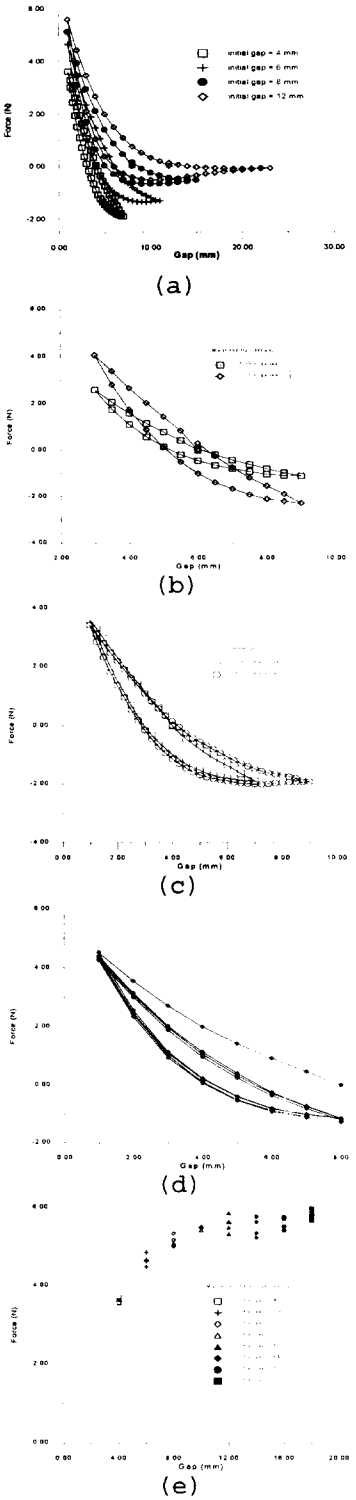


FIG.3 Experimental results

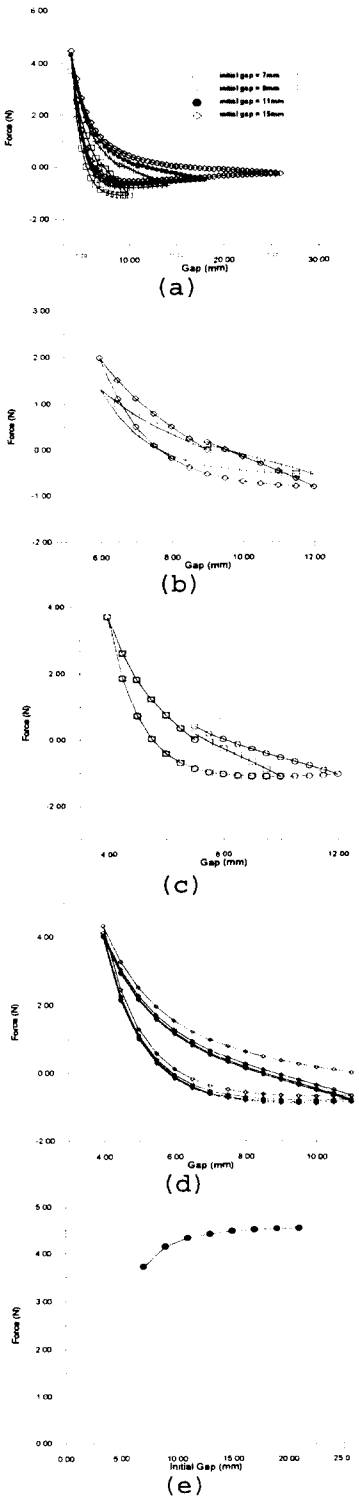


FIG.4 Numerical results

과들은 FIG. 3의 실험 결과들과 정성적임은 물론 정량적으로도 같은 결과를 보여주고 있다. 특히 (e)의 결과가 의미하는 바는 똑같은 최소간극에서의 반발력을 다른 초기 간극들에 대해 나타내는 것으로 초기간극이 멀어질수록 최소간극에서의 반발력은 수렴해 간다는 것이다. 즉 Zero Field cooling인 경우와 같아지는 것이다. 한편 실험과 수치해석으로부터 얻은 결과들은 초전도 마그네틱 베어링이 비선형적인 강성을 가지고 있으며, 같은 간극에서도 간극이 증가중인지 감소중인지에 따라 다른 강성을 보임을 알 수 있다. 감쇠의 경우는 히스테리시스의 면적에 비례하는 에너지 소산이 발생하여 감쇠가 일어나는데, 진동폭 또는 변위폭의 변화에 따라 그 양이 달라지며 같은 간극에서도 감쇠계수가 일정하지 않음을 알 수 있다.

## 제 6 장. 결론

축대칭 모델을 이용하여 Bulk 형 초전도체의 부상력 특성을 수치해석한 결과 실험과 정성적,정량적으로 일치함을 확인하였고 다음과 같은 결론을 얻었다.

첫째, Field cooling 시의 초기간극이 클수록 같은 최소간극에서의 부상력은 더 커지고 히스테리시스가 더 커진다. 인가자기장의 자속밀도가 커질수록 최소간극에서의 부상력이 더 커지고, 후퇴시 발생하는 흡인력도 더 커지며 히스테리시스가 더 커진다. 같은 초기간극에서 같은 최소간극까지 접근했어도 후퇴거리가 더 커질수록 히스테리시스는 더 커진다. 초기간극과 최소간극사이의 접근,후퇴를 반복하면 일정한 닫힌 히스테리시스가 생긴다.

둘째, 초전도 마그네틱 베어링의 강성과 감쇠는 비선형적이며, 변위폭, 변위의 증감여부에 따라서 다르다.

## 참고문헌

[1]J.R.Hull *et al.*,"Low rotational drag in high-temperature superconducting bearings",the 1994 Applied Superconductivity Conference.

[2]N.Takeda *et al.*,"Computation and experiments on the static and dynamic characteristics of high superconducting levitation",Cryogenics, Vol. 34, No.9, 1994, 745-752
[3]土坂 充, 吉田義勝, 官 健二, "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 , 1994, 126-133
[4]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
[5]유제환,임윤철,"반발식 자기베어링의 응용으로서 고온 초전도체의 특성에 관한 실험적 연구",한국윤활학회, 제 13 권,제 2 호,pp52-59,1997
[6]Je-Hwan You,Yoon-Chul Rhim,"The simulation of the levitation force in high temperature superconductor using 2-D slab model", Proceedings of the 1st Asia International Conference on Tribology, Vol.1, 1998,81-85