

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**LÜTESYUM KATKILI YBCO KÜLÇE SÜPERİLETKENİ İÇİN
MANYETİZASYONUN H-FORMÜLASYONU KULLANILARAK İKİ BOYUTLU
OLARAK MODELLENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ZEKERİYA KARAAHMET

OCAK – 2017

TRABZON

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**LÜTESYUM KATKILI YBCO KÜLÇE SÜPERİLETKENİ İÇİN
MANYETİZASYONUN H-FORMÜLASYONU KULLANILARAK İKİ BOYUTLU
OLARAK MODELLENMESİ**

Fizikçi Zekeriya KARAAHMET

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
“YÜKSEK LİSANS (FİZİK)”**

Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitüye Teslim Tarihi : 27/12/2016

Tezin Savunma Tarihi : 18/01/2017

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Selahattin ÇELEBİ

TRABZON – 2017

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalında

Zekeriya KARAAHMET Tarafından Hazırlanan

**LÜTESYUM KATKILI YBCO KÜLÇE SÜPERİLETKENİ İÇİN
MANYETİZASYONUN H-FORMÜLASYONU KULLANILARAK İKİ BOYUTLU
OLARAK MODELLENMESİ**

**başlıklı bu çalışma, Enstitü Yönetim Kurulunun 03/01/2017 gün ve 1683 sayılı
kararıyla oluşturulan jüri tarafından yapılan sınavda
YÜKSEK LİSANS TEZİ
olarak kabul edilmiştir.**

Jüri Üyeleri

Başkan : Prof. Dr. Lütfi ARDA

Üye : Prof. Dr. Selahattin ÇELEBİ

Üye : Doç. Dr. Ali ÖZTÜRK

Prof. Dr. Sadettin KORKMAZ

Enstitü Müdürü

ÖNSÖZ

Yüksek lisans tezi olarak K.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü'ne teslim edilen bu çalışmada; modifiye edilmiş MPMG metoduyla üretilen $Y_{0.5}Lu_{0.5}Ba_2Ca_3O_y$ süperiletken numunesine ait 25 K'deki manyetizasyon verileri ile sonlu elemanlar yöntemiyle sayısal olarak üretilen manyetizasyon verileri karşılaştırılmıştır. Ayrıca kritik akım yoğunluğunun alan ve sıcaklık bağılılığı ile ilgili sayısal hesaplamalar yapılarak bazı sonuçlara ulaşılmıştır.

Çalışmalarımın her aşamasında önerilerini, desteğini ve yardımını esirgemeyip bana sürekli yardım eden Danışmanım Sayın Prof. Dr. Selahattin ÇELEBİ'ye en derin saygılarımla teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmada kullanılan numunenin deneysel ölçümlerini gerçekleştiren Sayın Doç. Dr. Ali ÖZTÜRK'e minnettarım ve kendisine teşekkür ederim.

Çalışmalarım süresince her türlü imkânı sağlayan başta Sayın bölüm başkanımız Prof. Dr. Belgin KÜÇÜKÖMEROĞLU'na, emeği geçen bütün Hocalarıma can-ı gönülden minnettarım ve teşekkür ederim.

Varlık sebebim olan anneme ve abim ile ailesine verdikleri destekleri için, değerli arkadaşım Hüseyin GÜDÜMEN'e de yardımları için müteşekkirim. Kendilerine en içten dileklerimle saygı, teşekkür ve minnetlerimi sunarım.

Zekeriya KARAAHMET

Trabzon-2017

TEZ ETİK BEYANNAMESİ

Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum “*Lütesyum Katkılı YBCO Külçe Süperiletkeni için Manyetizasyonun H-Formülasyonu Kullanılarak İki Boyutlu Olarak Modellenmesi*” başlıklı bu çalışmayı baştan sona kadar danışmanım Prof. Dr. Selahattin ÇELEBİ'nin sorumluluğunda tamamladığımı, verileri kendim topladığımı, başka kaynaklardan aldığım bilgileri metinde ve kaynakçada eksiksiz olarak gösterdiğimi, çalışma süresince bilimsel araştırma ve etik kurallara uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ettiğimi beyan ederim. 18/01/2017

Zekeriya KARAAHMET

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	III
TEZ ETİK BEYANNAMESİ.....	IV
İÇİNDEKİLER.....	V
ÖZET	VII
SUMMARY	VIII
ŞEKİLLER DİZİNİ	IX
TABLolar DİZİNİ.....	XII
SEMBOLLER DİZİNİ	XIII
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Giriş.....	1
1.1.1. Süperiletkenliğin Keşfi ve Bazı Tarihsel Gelişmeler	1
1.1.2. Tezin Amacı	3
1.2. Süperiletkenlerin Temel Özellikleri	4
1.2.1. Kritik Sıcaklık	4
1.2.2. Termodinamik Kritik Manyetik Alan.....	5
1.2.3. Kritik Akım Yoğunluğu	6
1.2.4. Meissner ve Ochsenfeld Etkisi	7
1.3. Süperiletkenlerin Sınıflandırılması.....	8
1.3.1 I. Tip Süperiletkenler.....	8
1.3.2. II. Tip Süperiletkenler	10
1.4. Kritik Hal Durumu ve Kritik Hal Modelleri.....	14
1.4.1. Bean Kritik Hal Modeli	15
1.4.2. Kim Kritik Hal Modeli	17
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	19
2.1. Deneysel Çalışmalar	19
2.1.1. Lu _{0.5} Y _{0.5} Ba ₂ Cu ₃ O _y Süperiletken Numunenin Tanımlanması	19
2.1.2. Düşük Sıcaklık Manyetizasyon Ölçümleri.....	19
2.1.2.1. Alansız Soğutma Yöntemi (Zero Field Cooling)	20
2.1.2.2. Alanlı Soğutma (Field Cooling)	22
2.2. Teorik Çalışmalar	23

2.2.1.	Comsol Multiphysics Paket Programı ile Sayısal Hesaplamalar	23
2.2.1.1.	Model Ortamının Kurulması (Set Up Model Environment)	26
2.2.1.2.	Modellenecek Yapının Oluşturulması (Building The Structure)	27
2.2.1.3.	Sınır Şartlarının Tanımlanması (Define Physics Boundary Conditions)	27
2.2.1.4.	Örgüleme İşlemi (Meshing):	28
2.2.1.5.	Modellemenin Çalıştırılması (Run Simulation)	30
2.2.1.6.	Sonuçlarla İşlemler (Postprocess Results).....	34
2.2.2.	Çalışmada Kullanılan 2-Boyutlu Süperiletken Simülasyonu	34
3.	BULGULAR VE TARTIŞMA.....	37
3.1	Düşük Sıcaklık Manyetizasyon Ölçümleri	37
3.2.	Simülasyondan Elde Edilen Bulgular	37
3.2.1.	Alansız Soğutma İşlemi.....	38
3.2.2.	Alanlı Soğutma	47
3.2.3.	Kalıcı Manyetizasyon	49
4.	SONUÇLAR.....	54
5.	ÖNERİLER	56
6.	KAYNAKLAR.....	57
	ÖZGEÇMİŞ	

ÖZET

**LUTESYUM KATKILI YBCO KÜLÇE SÜPERİLETKENİ İÇİN
MANYETİZASYONUN H-FORMÜLASYONU KULLANILARAK İKİ BOYUTLU
OLARAK MODELLENMESİ**

Zekeriya KARAAHMET

Karadeniz Teknik Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Prof. Dr. Selahattin ÇELEBİ
2017, 60 Sayfa

Modifiye edilmiş MPMG metodu ile üretilen $Y_{0.5}Lu_{0.5}Ba_2Ca_3O_y$ numunesindeki kalıcı manyetizasyon hem deneysel olarak 25K sıcaklığında hem de H-formülasyonu kullanan sonlu elemanlar yöntemi (FEM) ile incelenmiştir. Kalıcı manyetizasyon, düşük sıcaklık ve alan varlığında, alanlı soğutma manyetizasyonu M_{FC} 'nin ve alansız soğutma manyetizasyonu M_{ZFC} 'nin farkı kadar olduğu teyit edilmiştir. H-formülasyonunu temel alan sayısal hesaplamalar, kalıcı manyetizasyonun sıcaklıkla değişiminin deneysel verileriyle çok iyi biçimde uyduğu görülmüştür. Dolayısıyla kritik akım yoğunluğunun sıcaklık bağıllığını tahmin etme imkanı sağlamıştır. Çalışılan numune için $M_{REM}(T)$ adına geliştirilen en iyi uyum eğrisinden kritik akım yoğunluğunun $6,50 \times 10^8 (1-t)^{2.5}$ A/m² olarak tahmin edilmiştir. H_{ref} süperiletken numuneyi karakterize eden bir sabit olmak üzere $J_c(H) = J_{c0} / (1 + H/H_{ref})$ ifadesini kullanan sayısal hesaplamaların sonuçlarıyla deneysel verileri karşılaştırarak kritik akım yoğunluğunun manyetik alan bağıllığının tahmin edilebileceği gösterilmiştir. Bunlara ek olarak alan uygulamaları esnasında değişik alan değerleri veya ısıtma süreçlerinde değişik sıcaklık değerleri için hem akı yoğunluğu profilleri hem de akım yoğunluğu profilleri elde edilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Kalıcı Manyetizasyon; Lütisyum Katkılama; Kritik Akım Yoğunluğu; YBCO Süperiletkeni; Sayısal Simülasyon; H-Formülasyonu

Master Thesis

SUMMARY

2D NUMERICAL MODELLING OF MAGNETISM for LU-DOPED YBCO BULK SUPERCONDUCTOR USING H-FORMULATION

Zekeriya KARAAHMET

Karadeniz Technical University
The Graduate School of Natural and Applied Sciences
Physics Graduate Program
Supervisor: Prof. Dr. Selahattin ÇELEBİ
2017, 60 Pages

Remanent magnetization in a $Y_{0.5}Lu_{0.5}Ba_2Ca_3O_y$ sample synthesized by a modified melt powder melt growth (MPMG) method at 25 K has been investigated by both experimental and numerical computation using H-formulation in the finite element method (FEM). Remanent magnetization M_{REM} (T) accurately equals to the difference of the field cooled magnetization $M_{FC}(T)$ and zero field cooled magnetization $M_{ZFC}(T)$ in the low field and low temperature range. Numerical computations based on H-formulation can reproduce quite well the experimental data for remanent magnetization as a function of temperature, which provides us an estimation of temperature dependence of the critical current density. The critical current density was estimated as $6,50 \times 10^8 (1-T/T_c)^{2,5}$ A/m² from the best fit curve of M_{REM} (T) for the sample studied. It was shown that the field dependence of the critical current density could be estimated from the comparison of experimental data and numerical calculations using $J_c(H) = J_{c0}/(1+H/H_{ref})$, where H_{ref} is a constant characterizing the superconducting sample. Furthermore, both flux density profile and current density profile have been obtained from the numerical calculations for various stages of the field applications or temperature values during heating process.

Key Words: Remanent Magnetization; Lu Doping; Critical Current Density; YBCO Superconductor; Numerical Simulation, H-formulation.

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

Şekil 1. Kritik sıcaklığın günümüze kadar olan değişimi [URL-1]	4
Şekil 2. a) Geçiş aralığı (Öztürk,2006), b) Geçiş aralığı – saflık ilişkisi (Rose ve Rhoderick, 1980)	5
Şekil 3. Sıradan bir iletken ve ideal bir süperiletkenin manyetik alan varlığındaki soğutma esnasında manyetik alana verdikleri tepkiler. Kırmızı çerçeveli alan ideal süperiletken için Meissner ve Ochsenfeld etkisinin şematik gösterimidir.....	7
Şekil 4. I. tip süperiletkenler için termodinamik kritik manyetik alanın sıcaklıkla değişimi (Seeber, 1998).....	8
Şekil 5. I. Tip süperiletkenler için ortalama manyetik akı yoğunluğunun (a) ve ortalama manyetizasyonun (b) uygulanan alana bağlılığı.....	9
Şekil 6. II. Tip bir süperiletken için H-T değişimi (Seeber, 1998).....	11
Şekil 7. (a) Karışık halde J taşıma akımı taşıyan bir II. tip süperiletken külçe kesiti ve (b) bu haldeyken bir girdaba etki eden kuvvetler. Ortadaki açık gri renkli kısım iletim akımının henüz nüfuz etmediği bölgeyi temsil etmektedir.....	12
Şekil 8. II. Tip tersinir süperiletkenler için (a) ortalama manyetik akı yoğunluğu ile (b) ortalama manyetizasyonun uygulanan alana bağlılığı	13
Şekil 9. II. tip tersinmez süperiletkenler için ortalama manyetik akı yoğunluğunun (a) ve ortalama manyetizasyonun (b) uygulanan alana bağlılığı.....	14
Şekil 10. Silindir veya dilim geometrisi için Bean modelinin şematik gösterimi. Akı çizgilerinin gösterilen kademelerde a) nüfuz etmesi ve b) terk etmesini temsil eden akı yoğunluğu profilleri. c) Akımın nüfuzu ve d) çıkışı esnasında numunede oluşan kritik akım yoğunluğu profilleri.....	16
Şekil 11. Silindir veya dilim geometrisi için Kim modelinin şematik gösterimi: a) Uygulanan alanla manyetizasyonun değişimi. Akı çizgilerinin gösterilen kademelerde b) nüfuz etmesini ve c) terk etmesini temsil eden akı yoğunluğu profilleri.....	18
Şekil 12. Alansız soğutma işlemi için takip edilen yollar	20
Şekil 13. Alansız soğutma sonrasında A ve A' noktalarından döndüğünde numunede oluşan manyetik akı profilleri. Yukarı yönlü ok malzemenin ısıtılmasını temsil etmektedir.....	21
Şekil 14. ZFC sonrası numunede oluşan manyetizasyon-sıcaklık eğrisi.....	22
Şekil 15. Alanlı soğutma işlemi için takip edilen yollar.....	22
Şekil 16. Alanlı soğutma işlemi süresince numunede oluşan manyetik akı yoğunluğu profilleri. Aşağı yönlü ok malzemenin soğutulduğunu göstermektedir	23
Şekil 17. FC sonrası numunede oluşan manyetizasyon-sıcaklık eğrisi.....	23

Şekil 18. Comsol Multiphysics ticari FEM paket programına ait kullanıcı ara yüzü.....	25
Şekil 19. Comsolda model ağacı penceresi.....	26
Şekil 20. Modellemesi gerçekleştirilecek olan bir disk süperiletkenin kendisini saran hava ile birlikte 2-boyutlu olarak örgülenmesi ve bu örgülenmesi neticesinde oluşan 1120 adet bölge ve 72 adet sınır elemanları. (Bölge elemanı gri olarak, sınır elemanı ise kırmızı olarak betimlenmiştir.). Örgülerin yoğunlaştığı ve yakınlaştırma yapılan merkez süperiletkeni tasvir etmektedir...	28
Şekil 21. Aynı geometri için iki farklı örgüleme işlemi sonrası oluşan örgü yapıları. Sol taraftaki şekilde serbest kuadral örgü elemanları kullanılarak 709 adet bölge ve 84 adet sınır elemanı elde edildiği görülürken, sağ tarafta ise serbest üçgen örgü elemanı kullanılarak 1576 adet bölge elemanı ve 92 adet sınır elemanı elde edildiği görülmektedir.....	30
Şekil 22. Alt bölgeler ve sınırları; uygulanan manyetik alan (H_y) y-ekseninde, kritik akım yoğunluğu (J_z) z-ekseni doğrultusundadır.....	35
Şekil 23. Simülasyonda kullanılan geometrinin örgüleme işlemine tutulmuş hali. Skalalar metre birimindedir. Maksimum element boyutu 8×10^{-5} m'dir.....	36
Şekil 24. Sonuçları görselleştirmek için kullanılan "Cut line 2D graph" ayarı.....	36
Şekil 25. ZFC sonrası, alanın yaklaşık 120 kA/m'lik üç kademedede arttırılarak 360 kA/m'lik alan değerinden sonra ısıtım işlemi neticesinde elde edilen akı yoğunluğu profilleri ($J_{c0}=4,35 \times 10^8$ A/m, $p=2,5$).....	38
Şekil 26. ZFC sonrasında numuneye alan uygulanması ve 360 kA/m değerinden sonra ısıtılma esnasında numunede Şekil 24'te gösterilen "Cut-line 2D graph çizgisi" üzerinde oluşan akım yoğunluğu profilleri.....	39
Şekil 27. ZFC sonrası uygulanan alan değeri $H_{ZFC}=80$ kA/m (solda) ve $H_{ZFC}=320$ kA/m iken (sağda) numunede indüklenen akım yoğunluğu ve akı çizgilerinin deseni.....	40
Şekil 28. ZFC sonrası $H_{ZFC}=80, 120, 240$ ve 320 kA/m iken ısıtım esnasında manyetizasyon-sıcaklık (M-T) değişimi; burada mavi renk $J_{c0}=4,35 \times 10^8$ A/m ² 'lik akım yoğunluğu değerini, yeşil renk ise $J_{c0}=6,50 \times 10^8$ A/m ² 'lik akım yoğunluğu değerini temsil etmektedir.....	41
Şekil 29. ZFC sonrası $H_{ref}=800$ kA/m'lik alan değeri için alan artarken numunede oluşan akı yoğunluğu profilleri ($J_{c0}=6,50 \times 10^8$ A/m, $p=2,5$).....	42
Şekil 30. ZFC sonrası $H_{ref}=800$ kA/m'lik alan değeri için alan artarken numunede oluşan indirgenmiş akım yoğunluğu profilleri ($J_{c0}=6,50 \times 10^8$ A/m, $p=2,5$).....	42
Şekil 31. $H_{ref}=800$ kA/m'lik alan değeri için ZFC sonrası, alan azalırken numunede oluşan akı yoğunluğu profili ($J_{c0}=6,50 \times 10^8$ A/m, $p=2,5$).....	43
Şekil 32. $H_{ref}=800$ kA/m'lik alan değeri için ZFC sonrası, alan azalırken numunede oluşan indirgenmiş akım yoğunluğu profili ($J_{c0}=6,50 \times 10^8$ A/m, $p=2,5$).....	43
Şekil 33. ZFC sonrası $H_y=998$ kA/m için alan azalırken, akı yoğunluğunun y-bileşeninin (solda) ve kritik akım değerinin (sağda) dağılımları.....	44

Şekil 34. ZFC sonrası $H_y=770$ kA/m için alan azalırken, akı yoğunluğunun y-bileşeninin (solda) ve kritik akım değerinin (sağda) dağılımları.....	44
Şekil 35. ZFC sonrası $H_y=31,4$ kA/m için alan azalırken, akı yoğunluğunun y-bileşeninin (solda) ve kritik akım değerlerinin (sağda) dağılımı.....	45
Şekil 36. ZFC sonrası $H_{ref}=600$ kA/m için (yeşil) ve $H_{ref}=800$ kA/m için (mavi) M-H histerezis eğrileri.....	46
Şekil 37. ZFC sonrası $H_{ref}=600$ kA/m için (yeşil) ve $H_{ref}=800$ kA/m için (mavi) M-H histerezis. eğrileri.....	46
Şekil 38. FC sonrası $H_{FC}=320$ kA/m için alan azaltılırken oluşan akı yoğunluğu profilleri ($J_{c0}=6,5 \times 10^8$ A/m, $p=2,5$).....	47
Şekil 39. Şekil 38’teki yeşil profil için (solda, $t=0,004$ s), mavi profil için (sağda, $t=0,008$ s) manyetik akı çizgilerinin deseni ve normalize akım yoğunluğunun dağılımı.....	48
Şekil 40. FC sonrası $H_{FC}=320$ kA/m için alan sıfırlandıktan sonra numune ısıtılırken oluşan akı yoğunluğu profilleri.....	48
Şekil 41. FC sonrası uygulanan alan kaldırıldığı durum için (solda, $t=0,012$ s), alan sıfırken numune ısıtılma aşamasında akımın tüm numunede dolaştığı sıcaklığa karşılık gelen manyetik akının (Şekil 40’taki sarı profil) akış çizgilerinin deseni ve normalize akım yoğunluğunun dağılımı (sağda, $t=0,06$ s).....	49
Şekil 42 (a) Numunenin 40 kA/m alan değeri için ölçülen M_{FC} , M_{ZFC} ve M_{REM} değerlerinin sıcaklıkla değişimi (çemberli çizgi $M_{FC}-M_{ZFC}$ ifadesinin değişimini vermekte olup ölçülen değerle iyi bir uyum içerisinde olduğu görülmektedir. (b) Numunenin, 40 kA/m alan değeri için uyum eğrisi elde etmek adına sayısal olarak türetilen M_{ZFC} ve M_{REM} değerlerinin sıcaklıkla değişimi ($n=25$, $J_c=8,70 \times 10^8 (1-t)^{2,5}$ A/m ²).....	51
Şekil 43. Aşağıdan yukarıya 40 kA/m, 80 kA/m, 160 kA/m ve 320 kA/m’lik için ölçülen alan değerleri M_{REM} değerlerinin sıcaklıkla değişimi (En alt çizgi deneysel M_{FC} verileri olup burada dikkate alınmamıştır.).....	52
Şekil 44. (a) 40 kA/m, 80 kA/m, 160 kA/m ve 320 kA/m’lik alan değerleri için $J_c=4,30 \times 10^8 (1-t)^2$ A/m ² olması durumunda elde edilen uyum eğrileri (b) 40 kA/m, 80 kA/m, 160 kA/m ve 320 kA/m’lik alan değerleri için $J_c=6,50 \times 10^8 (1-t)^{2,5}$ A/m ² ve $J_c=8,70 \times 10^8 (1-t)^{2,5}$ A/m ² olması durumunda elde edilen uyum eğrileri ($p=2,5$)	53
Şekil 45. 25K’de gerçekleştirilen deneysel M_{REM} ölçümü ve Şekil 44’te irdelenen uyum eğrilerine göre elde edilen teorik M_{REM} verilerinin karşılaştırılması. Görülebileceği üzere bu sıcaklıkta M_{REM} ’e en uygun uyum eğrisi $J_c=6,50 \times 10^8 (1-t)^{2,5}$ A/m ² olduğu görülmektedir. Alt kutucukta ise M_{FC} ’nin mutlak değerinin değişimi verilmekte ve $M_{REM} \gg M_{FC}$ olduğu görülmektedir....	54

TABLULAR DİZİNİ

Sayfa No

Tablo 1.1. Bazı I.tip süperiletkenler için termodinamik kritik alan değerleri	10
Tablo 1.2. Bazı yüksek sıcaklık süperiletkenlerin bileşimleri ve kritik sıcaklık değerleri.....	10
Tablo 2.1. $\text{Lu}_{0,5}\text{Y}_{0,5}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ süperiletken numunesinin üretiminde kullanılan bileşenlere ait bilgiler.....	19
Tablo 2.2. Bazı sayısal model formülasyonları (Brambilla vd. 2006).....	31



SEMBOLLER DİZİNİ

- : Ortalama manyetik akı yoğunluğu
<M> : Ortalama manyetizasyon
B : Manyetik akı yoğunluğu
B₀ : Kim modelinde numuneyi karakterize eden bir sabit
B_i : Kim modelinde numune içerisindeki akı yoğunluğu
d_a : Comsol notasyonunda sönümlenme sabiti
D_{hava} : Hava bölgesi
dof : Serbestlik derecesi (degree of freedom)
D_{sc} : Süperiletken bölge
e_a : Comsol notasyonunda kütle terimi
E_c : Elektrik alan kriteriyonu
f : Uygulanan manyetik alanın frekans değeri
FC : Alanlı soğutma
FEM : Sonlu elemanlar yöntemi (finite element method)
F_L : Lorentz Kuvveti
F_p : Çivileme kuvveti
f_s : Comsol notasyonunda kaynak terimi
H : Manyetik Alan
H* : Manyetik alanın tam nüfuz derinliği
H** : Manyetik alanın çift nüfuz derinliği
H_c(0) : 0 K'deki kritik manyetik alan
H_c(T) : Termodinamik kritik manyetik alan
H_{c1} : II. Tip süperiletkenler için alt kritik manyetik alan
H_{c2} : II. Tip süperiletkenler için üst kritik manyetik alan
H_{cool} : Alanlı soğutma esnasında uygulanan manyetik alan
H_{ref} : Süperiletken numuneyi karakterize eden bir sabit
H_x : Manyetik alanın x-bileşeni
H_y : Manyetik alanın y-bileşeni
I_b : Külçe akımı
J : Numunenin herhangi bir yerinde akan akım yoğunluğu

J_c	: Kritik Akım yoğunluğu
J_i	: İletim akımı yoğunluğu
J_s	: Perdeleme akımı yoğunluğu
J_z/J_c	: İndirgenmiş akım
M	: Manyetizasyon
M_{FC}	: Alanlı soğutma manyetizasyonu
M_{REM}	: Kalıcı Manyetizasyon
M_{ZFC}	: Alansız soğutma sonrası alan uygulanmasıyla elde edilen manyetizasyon
n	: Kuvvet Yasasında E ile J_c 'nin değişiminin bir ölçüsü olan kuvvet sabiti
p	: Sıcaklık bağıllığı katsayısı
PPMS	: Fiziksel özellik ölçüm sistemi (Physical Properties Measurement System)
T	: Herhangi bir andaki sıcaklık
t	: İndirgenmiş sıcaklık
T_c	: Kritik sıcaklık
u	: Comsol notasyonunda durum değişkeni
VSM	: Titreşen örnek manyetometresi (Vibrating Sample Magnetometer)
ZFC	: Alansız soğutma
α_k	: Kim modelinde çivileme kuvveti sabiti
Γ	: Comsol notasyonunda korunumlu alan vektörü
κ	: Ginzburgh-Landau parametresi
λ_L	: London nüfuz derinliği
μ_0	: Boş uzayın manyetik geçirgenliği
μ_r	: Maddesel ortamın manyetik geçirgenliği
ξ	: Eş uyum uzunluğu
ρ	: Özdirenç katsayısı
σ	: İletkenlik katsayısı
Φ_0	: Akı kuantumu (fluxon)

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

1.1.1. Süperiletkenliğin Keşfi ve Bazı Tarihsel Gelişmeler

Süperiletkenlik ve süperiletken kavramları, 1908 yılında helyumu sıvılaştırmayı başarıp düşük sıcaklık fiziği çalışmalarını başlatan, ardında 1911'de civarı sıvı helyum sıcaklığına soğutmak suretiyle civanın özdirenç-sıcaklık değişimini inceleyen Hollandalı Fizikçi K.H. Onnes tarafından literatüre kazandırılmıştır. K.H. Onnes yaptığı deney neticesinde sıvı helyum ile soğutulan civanın ≈ 4.2 K sıcaklığında özdirencinin aniden çok büyük oranda azaldığını fark etmiş ve buna süperiletkenlik olayı adını vermiştir (Onnes, K.H., 1911). Aynı deneyi kurşun için de tekrarlayıp kurşunun da sıradan iletkenlikten süperiletkenlik haline geçtiğini keşfetmiş ve bu olayında 9.8K'de gerçekleştiğini gözlemlemiştir. Süperiletkenlik durumun keşfi H.H. Onnes'e 1913 Yılı Nobel Fizik Ödülü'nü kazandırmıştır.

1933 yılında Meissner ve Ochsenfeld süperiletken bir malzemeyi alan altında soğuttuklarında süperiletken malzemenin manyetik akıyı dışarladığını ve manyetik alanın belirli bir değeri aştığında süperiletkenliğin ortadan kalktığını gözlemlemiştirler (Meissner ve Ochsenfeld, 1933). Manyetik alan ile süperiletkenlik arasındaki ilişkinin tanımlanması anlamında bu çalışmalar temel oluşturmaktadırlar. Meissner ve Ochsenfeld Etkisi süperiletkenlerin manyetik özelliklerinin anlaşılabilmesi adına bir milattır.

1935 yılına gelindiğinde süperiletkenlik olayının doğasının teorik olarak anlaşılması adına çalışmalar yapılmaya başlanmıştır. Bunların ilki Fritz ve Heinz London kardeşler tarafından ortaya atılan London Teorisi'dir. Bu teori Maxwell Denklemlerini temel alan bir teori olup, aslında Meissner ve Ochsenfeld Etkisini açıklama amacı gütmektedir (London, F. Ve London H., 1935). Neticede London Teorisi süperiletkenliğin ilk karakteristik uzunluğu olan London Nüfuz derinliğini (λ_L) literatüre kazandırmış; ancak London Teorisi ilerleyen yıllara kadar çokta iyi anlaşılammıştır.

1950 yılında süperiletkenliğin klasik ve yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin birçok özelliklerini kuantum-mekaniksel anlamda ilk açıklamaya çalışan teori Ginzburg ve Landau tarafından öne sürülmüştür. Bu teoriye göre normal hal ile süperiletken hal arasında bir düzen parametresinin varlığı zaruridir ve bahsi geçen düzen parametresi, nüfuz

derinliği (λ_L) ile eş uyum uzunluğunun (ξ) oranı olan κ 'dır (kappa). Neticede süperiletkenler manyetik alana karşı verdikleri tepkiye göre sınıflandırılırlar ve manyetik alana gösterilen tepkiye göre en az iki tür süperiletken vardır (Ginzburg ve Landau, 1950).

Ginzburg ve Landau Teorisi'nin akabinde E. Maxwell tarafından deneysel (Maxwell, E., 1950) olarak, H. Franklin tarafından ise teorik (Franklin, H., 1950) olarak normal halden süperiletken hale geçiş sıcaklığı, ortalama atomik kütleinin artmasıyla, azaldığı gösterilmiştir. Daha sonrasında bu olaya izotop etkisi adı verilmiştir (Askerzade, 2005).

1957 yılında süperiletkenlik adına ilk mikroskobik teori J. Bardeen, L. Cooper ve J.R. Schrieffer tarafından ileri sürülmüş ve sonraları bu teori BCS teorisi olarak anılmaya başlanmıştır (Bardeen, Cooper ve Schrieffer, 1957). Bu teori vesilesi ile London Teorisi çok daha iyi anlaşılmıştır. 1960 yılında ise Garkow, Ginzburg-Landau Teorisinin BCS teorisinin özel bir hali olduğunu göstermiş, BCS'yi en genel teori konumuna getirmiştir (Garkow, 1960).

1962 yılına gelindiğinde C.P. Bean tarafından süperiletkenleri karakterize edebilmek adına süperiletken-manyetik alan etkileşimini açıklamak adına çok önemli kolaylıklar sağlayan bir model öne sürüldü. Bu model, bir süperiletkenin süperiletkenlik halini kaybetmeden hemen önceki kritik akım yoğunluğunun (J_c) sabit olduğunu ve alınganlık eğrilerinden tespit edilebileceğini öngörmektedir (Bean, C.P., 1962)

C.P. Bean'in kritik akım yoğunluğu (J_c) tespit edebilmeyi sağlayan modelini takip eden zamanlarda Josephson tarafından ince bir yalıtkanla birbirinden ayrılmış iki süperiletkenden oluşan sistemi incelemesi neticesinde süperiletkenler arasındaki kuantum tünelleme olayı keşfedildi. Daha sonraları bu olay Josepshon Etkisi olarak anılmaya başlandı (Josepshon, 1962).

Süperiletkenlerin günlük hayattaki uygulama alanlarını sınırlandıran en önemli faktör soğutma maliyetidir ve bunu azaltmak adına yüksek geçiş sıcaklığına sahip süperiletkenler üretmek önemlidir. 1986 yılına kadar bilinen en yüksek geçiş sıcaklığı Nb_3Ge bileşiğine ait olan 23K'lik sıcaklıktı. Bu alanda kayda değer gelişmeler 1986'da J.G. Bednorz ve C.A. Muller adlı bilim insanlarının 30K geçiş sıcaklığına sahip Lantanyum-Baryum-Bakır-Oksit ($LaBaCuO$) bileşimine sahip süperiletken ailesini duyurmalarıyla başladı (Bednorz ve Muller, 1986). Bundan bir yıl kadar sonra Wu ve arkadaşları 93K geçiş sıcaklığına sahip İtiryum-Baryum-Bakır-Oksijen ($YBaCuO$) süperiletken ailesini duyurmalarıyla bu alanda bir çığır açıldı (Wu ve vd., 1986). Çünkü 93K sıcaklığı sıvı azotun kaynama noktasından ($\approx 77K$) yüksek bir sıcaklıktır. Yani soğutma amaçlı, maliyeti yüksek olan sıvı helyum

yerine, maliyeti nispeten daha az olan sıvı azotu kullanmak uygulama maliyetlerini kısmen azaltacaktır. Bu gelişmeyi takip eden yıllarda, Maeda ve arkadaşları tarafından Bizmut-Stronsiyum-Kalsiyum-Bakır-Oksijen (BSCCO) süperiletken ailesi duyuruldu (Maeda vd., 1988). Akabinde, Sheng ve Harman tarafından Talyum katkılı BCCO (Sheng ve Hermann, 1988) ve Putilin tarafından da Cıva katkılı BSCCO (Putilin, 1993) yüksek sıcaklık süperiletkenleri keşfedildi. Cıva tabanlı BSCCO süperiletkenlerinde 160K civarında geçiş sıcaklığı değerlerine erişilmiştir. Ancak yüksek geçiş sıcaklığına rağmen, bu süperiletkenlerin içerdikleri cıva ve talyum sebebiyle insan sağlığına zararlı olmaları ve ayrıca yüksek sıcaklıklarda süperiletken geçiş gösteren bazı numunelerin üretim esnasında yüksek basınç gereksinimleri nedeniyle uygulamalarda çok fazla yer bulamamıştır. 2000'li yılların başında Akimitsu ve arkadaşları tarafından MgB_2 bileşiğinin 39K civarında süperiletken geçiş gösterdiği ilan edilmiştir (Akimitsu vd., 2001). Bu bileşik gerek fiziksel ve kimyasal özellikleri gerekse yüksek sıcaklık geçiş yaşaması neticesinde kendisine birçok uygulamada yer bulmuştur.

1.1.2. Tezin Amacı

Süperiletkenlerin teknolojik uygulamaları açısından önemi nedeniyle, bu malzemelerin çeşitli açılardan araştırılması ve incelenmesi birçok araştırma grubu tarafından gerçekleştirilmektedir. Bazı araştırmacılar süperiletkenin üretim şartlarını değiştirerek kritik akım yoğunluğunu ve kritik sıcaklığını arttırmaya çalışmaktayken bazı araştırmacılar da üretilen süperiletken malzemenin manyetik karakterizasyonu üzerine yoğunlaşmışlardır. Manyetik karakterizasyon ideal geometrideki (silindir, dilim (slab)) süperiletkenler için analitik modellerle kolayca yapılabilmektedir. Ancak ideal olmayan geometriye sahip süperiletken malzemelerin manyetik tepkisini araştırmak için deneysel çalışmaların yanı sıra sonlu elemanlar yöntemi kullanılarak sayısal hesaplamaların yapıldığı çalışmalar son zamanda yaygın hale gelmiştir.

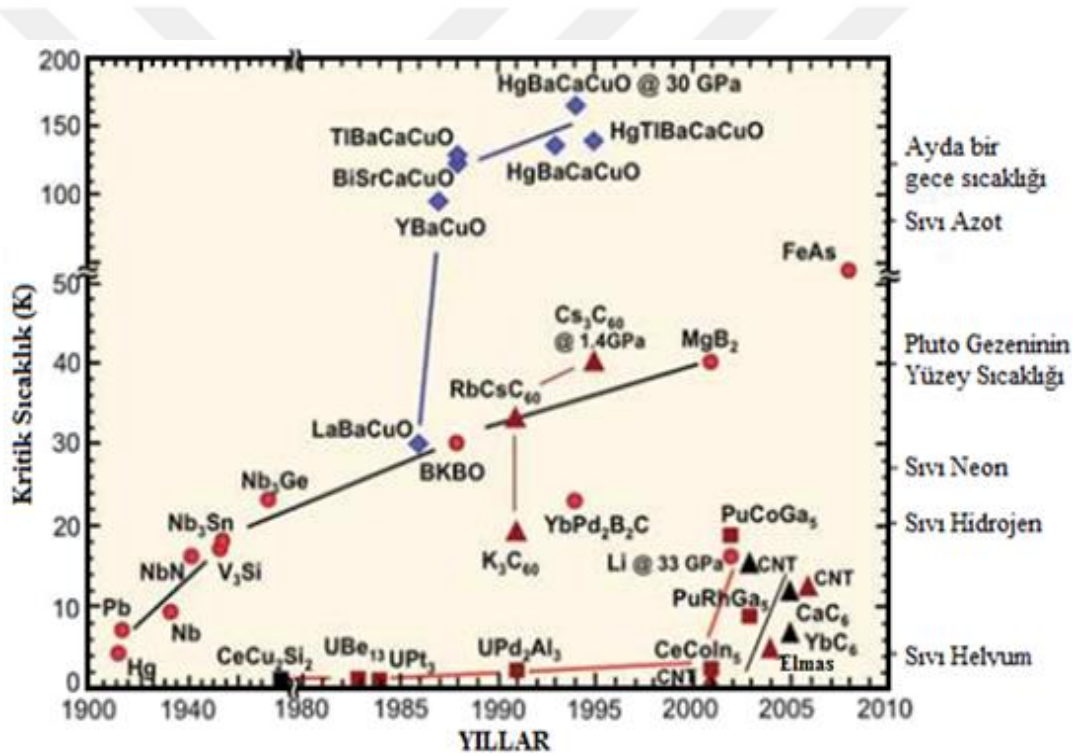
Bu tez çalışmasında modifiye edilmiş eritme-toz-eritme-büyütme (**Melt-Powder-Melt-Growth; MPMG**) yöntemi ile üretilmiş Lütesyum katkılı YBCO numune üzerinde yapılan çeşitli manyetik ölçümlere Comsol Multiphysics ticari paket programı kullanarak sayısal modelleme hesabı yapılarak uyum eğrileri belirlendi ve bazı parametrelerin değerleri tespit edildi.

1.2. Süperiletkenlerin Temel Özellikleri

Kritik sıcaklık, kritik termodinamik manyetik alan, kritik akım yoğunluğu ve Meissner ve Ochsenfeld Etkisi süperiletkenler için temel özelliklerdir.

1.2.1. Kritik Sıcaklık

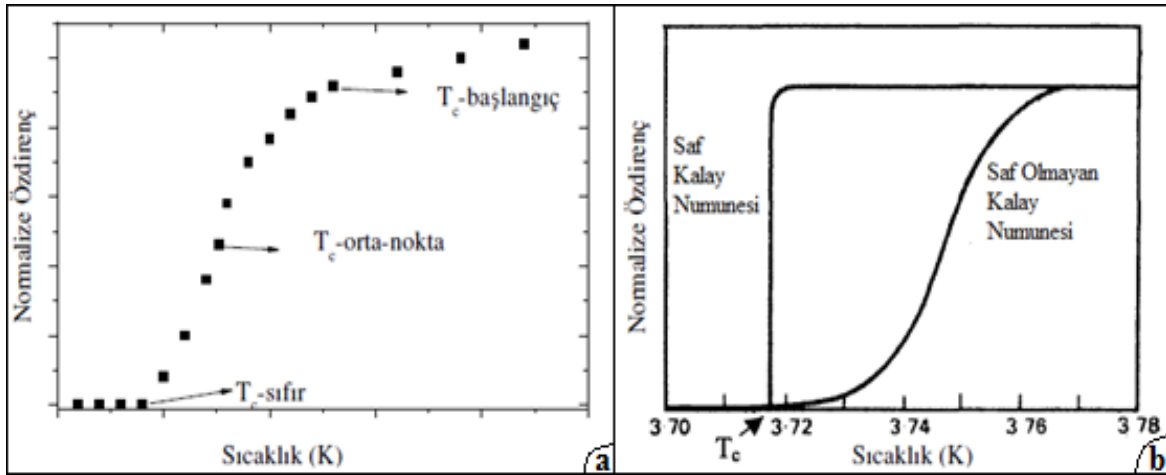
Normal halden süperiletken hale geçişin gerçekleştiği sıcaklığa kritik sıcaklık denir ve T_c ile temsil edilir. Süperiletkenliğin keşfinden bugüne değin keşfedilen bazı süperiletken ve süperiletken aileleri için kritik sıcaklık değerleri Şekil 1’de gösterilmiştir.



Şekil 1. Kritik sıcaklığın günümüze kadar olan değişimi (URL-1).

Kritik sıcaklık, manyetik safsızlıklar neticesinde azalmasına karşın, genelde küçük miktardaki safsızlığa duyarlı değildir. Bu bazı metallerin düşülebilen en düşük sıcaklıkta dahi süperiletkenlik göstermemelerini açıklayabilir. Aslında, mutlak sıfır sıcaklığında dahi metallerin süperiletkenlik göstermelerine dair temel bir neden de yoktur. Ayrıca süperiletkenlik nadir bir olay değildir. Öyle ki, metalik elementlerin neredeyse yarısı süperiletkenlik gösterirken alaşımları da çoğunlukla süperiletkenlik göstermektedir.

Kritik sıcaklık, direnç-sıcaklık değişiminin incelenmesinden veya manyetik alınganlık ölçümlerinden elde edilebilir. Teorik olarak süperiletkenliğe geçiş her zaman aniden gerçekleşiyor olsa da bu geçiş çok küçükte olsa bir sıcaklık aralığında gerçekleşir. Bu aralık geçiş aralığı olarak adlandırılmaktadır. Soğutmada numune ne kadar saf ve fiziksel olarak mükemmel halde ise süperiletkenliğe geçiş eğrisi de o kadar dikeydir. Geçiş aralığı Şekil 2a'da, geçiş aralığı saflık ilişkisi de Şekil 2b'de (Rose ve Rhoderick, 1980) kalay için gösterilmiştir.



Şekil 2. (a) Geçiş aralığı (Öztürk, 2006), (b) Geçiş aralığı – saflık ilişkisi (Rose ve Rhoderick, 1980).

Görüldüğü üzere; süperiletkenliğin ilk başladığı anki sıcaklık başlangıç kritik sıcaklığı (T_c -başlangıç), yapıyı oluşturan taneciklerin tamamen süperiletken olduğu ve taneler arası etkileşimin başladığı sıcaklık, orta-nokta kritik sıcaklığı (T_c -orta nokta) ve süperiletken geçişin tamamlanıp direncin tamamen yok olduğu sıcaklıksa sıfır-direnç geçiş sıcaklığı (T_c -sıfır) olarak adlandırılır (Öztürk, 2006).

1.2.2. Termodinamik Kritik Manyetik Alan

Termodinamik kritik alan süperiletkenler için önemli bir manyetik karakteristiktir. Termodinamik kritik manyetik alanın varlığı Meissner ve Ochsenfeld Etkisinin keşfinin akabinde London Teorisi'nin getirilerinden birisi olarak ortaya çıkmıştır. Öyle ki London Teorisi'ne göre normal-süperiletken fazı ayıran ve her bir sıcaklığa karşılık gelen belirli bir manyetik alan sınırı vardır ve bu termodinamik manyetik alan olarak ifade edilebilir.

Termodinamik manyetik alan, $H_c(0)$ 0K'deki kritik manyetik alan ve T_c 'de kritik sıcaklık olmak üzere şu şekilde ifade edilir:

$$H_c(T) = H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (1.1)$$

Buradaki $H_c(0)$ terimi bütün süperiletkenler için karakteristiktir.

1.2.3. Kritik Akım Yoğunluğu

Süperiletkenin yüzeyinde akan akıma, iletim (transport) akımları \vec{J}_i ve bir dış manyetik alan varlığında süperiletkenin içerisine manyetik akının nüfuzunu engelleyecek biçimde dolaşan perdeleme akımları \vec{J}_Y , olmak üzere iki katkıdan bahsedebilir. Bu durumda süperiletken üzerinde herhangi bir noktadaki akım yoğunluğu \vec{J} şu şekilde ifade edilebilir;

$$\vec{J} = \vec{J}_i + \vec{J}_Y \quad (1.2)$$

Süperiletkenlerin önemli karakteristiklerinden biri de kayıpsız olarak taşıyabilecekleri azami akı yoğunluğudur. Bu değer kritik akım yoğunluğu olarak adlandırılır. Çünkü süperiletkenin yüzeyinde herhangi bir noktada, iletim akımı ve uygulanan manyetik alandan kaynaklanan toplam manyetik alan şiddeti termodinamik kritik manyetik alan şiddeti H_c 'yi aşarsa süperiletken kayıpsız akım iletme özelliğini yitirir (Silsbee, 1916).

Termodinamik kritik manyetik alan şiddeti H_c 'nin sıcaklığa bağlı olduğu bilindiğinden kritik akım yoğunluğunun da benzer biçimde bağlılık göstereceği ve dolayısıyla da kritik akım yoğunluğunun yüksek sıcaklıklarda azalacağı söylenebilir. Bunun tersi biçimde, bir süperiletken, akım taşıyorsa onun geçiş sıcaklığı azalır (Rose ve Rhoderick, 1980). Kritik akımın sıcaklığa bağlılığı, T/T_c indirgenmiş sıcaklık ve p-değişim katsayısı olmak üzere şu şekilde ifade edilebilir;

$$J_c(T) = J_{c0} (1 - t)^p, \left(t = \frac{T}{T_c}; \text{indirgenmiş sıcaklık} \right) \quad (1.3)$$

1.2.4. Meissner ve Ochsensfeld Etkisi

Süperiletken hal, Meissner ve Ochsensfeld Etkisi keşfedilene dek normal bir iletkenin mükemmel iletkenlik hali olduğu sanılıyordu. Yani süperiletken, alan altında soğutulduğunda alan kaldırılrsa bile manyetzasyonun devam edeceği öngörülüyordu. Bu sebepten ötürü süperiletkenlerin manyetik özelliklerinin anlaşılmasıyla ilgili deneyler 1933 yılına kadar farklı ve tutarsız sonuçlar vermekteydiler. 1933 yılında Meissner ve Ochsensfeld yaptıkları deneyde zayıf bir manyetik alan (H_a) altında soğutulan süperiletken numunenin, süperiletken geçiş gerçekleştiğinde malzeme içerisinde her noktada manyetik alanın sıfır olacak biçimde dış manyetik alanı tamamıyla dışarladığını keşfettiler (Meissner ve Ochsensfeld, 1933).

Şekil 3'te de gösterildiği üzere bir dış manyetik alan altında soğutulan süperiletken malzemenin alana karşı davranışı mükemmel iletkenen farklı olacaktır. Başlangıçta numune içerisine alan nüfuz etmekteyken, kırmızı çerçeveli alanda da gösterildiği üzere; süperiletken geçiş sonrası durumda numune içindeki manyetik alan sıfır olmaktadır. Soğutma ve alan uygulama olaylarının sırasına bakılmaksızın numunenin aynı termodinamik durumda olması süperiletken içerisindeki alanın dışarlanması ile mümkün olur (Rose ve Rhoderick, 1980; Cyrot ve Pavuna, 1992).

		H_a DIŞ MANYETİK ALANI VARLIĞINDA SOĞUTMA İŞLEMİ		ALAN KALDIRILDIĞINDA ($T < T_c$)
MÜKEMMEL İLETKEN				
İDEAL SÜPERİLETKEN				

Şekil 3. Mükemmel bir iletken ve ideal bir süperiletkenin manyetik alan varlığındaki soğutma esnasında manyetik alana verdikleri tepkiler. Kırmızı çerçeveli alan ideal süperiletken için Meissner ve Ochsensfeld etkisinin şematik gösterimidir.

1.3. Süperiletkenlerin Sınıflandırılması

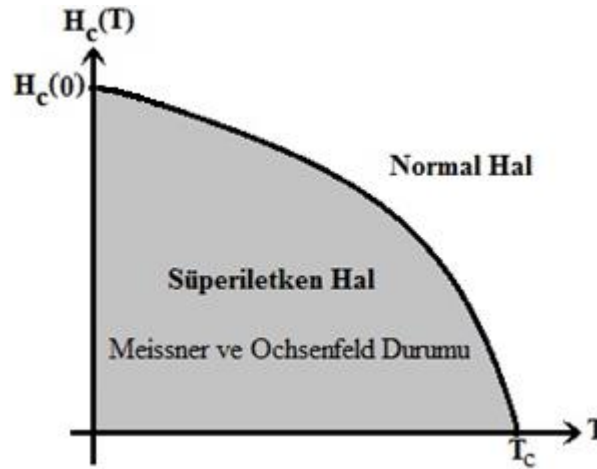
Süperiletkenleri, Ginzburgh ve Landau tarafından öngörüldüğü gibi, manyetik alana karşı davranışlarına göre sınıflandırmak daha uygun bir yaklaşımdır. Süperiletkenler manyetik alana karşı verdikleri tepkiye göre Ginzburgh ve Landau Teorisince, λ_L London nüfuz derinliği, ξ eş uyum uzunluğu olmak üzere;

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi} \Rightarrow \begin{array}{ll} \kappa < 0,71, & \text{I. Tip süperiletken} \\ \kappa \geq 0,71, & \text{II. Tip süperiletken} \end{array} \quad (1.4)$$

olarak sınıflandırılırlar. κ burada boyutsuz olup, Ginzburgh ve Landau parametresidir

1.3.1 I. Tip Süperiletkenler

I. Tip süperiletkenler, diğer süperiletkenlere göre daha düşük London nüfuz derinliğine ve yüksek eş uyum uzunluğuna sahiptir. Genel olarak Vanadyum (V) ve Niyobyum (Nb) hariç tüm süperiletkenlik gösteren elementler ve bunların birçok alaşımı I. tip süperiletken sınıfına girmektedir (Cyrot ve Pavuna, 1992). I. Tip süperiletkenlerin süperiletken ile normal hali ayıran faz diyagramı, yani H-T grafiği çizildiğinde, iyi bir yaklaşıklıkla Denklem 1.1'de ifade edilen alan-sıcaklık değişimine sahip olduğu görülür. I. Tip süperiletkenin sahip olduğu H-T diyagramı Şekil 4'teki gibidir.

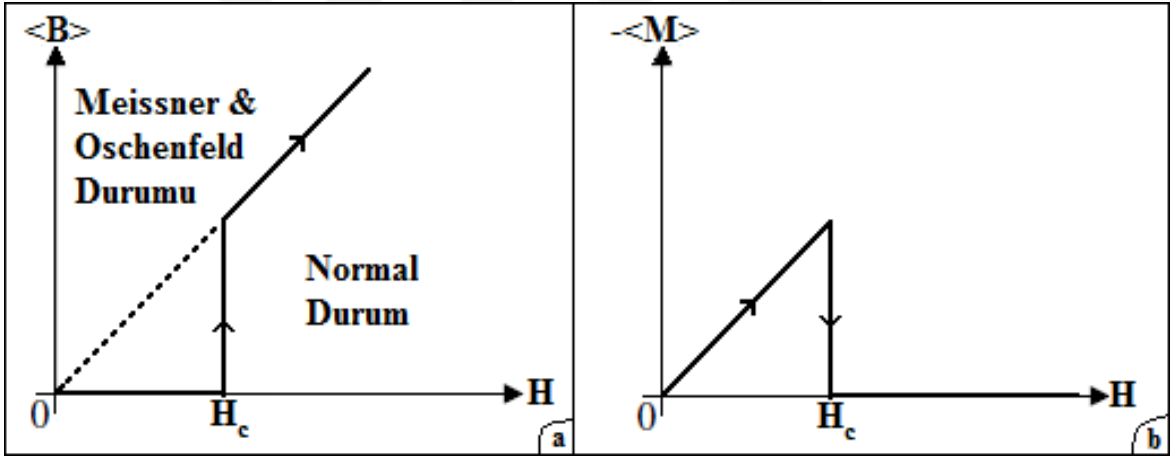


Şekil 4. I. tip süperiletkenler için termodinamik kritik manyetik alanın sıcaklıkla değişimi (Seeber, 1998).

I. Tip süperiletkenlerde uygulanan dış manyetik akı, Şekil 5a'da da gösterildiği üzere; numunenin dış yüzeyinde indüklenen yüzey akımı sebebiyle London nüfuz derinliğinden ileriye nüfuz edemez. Yani numune Meissner ve Ochsensfeld etkisi gösterir. Bu durumda kritik alan değerine kadar numunenin içerisine akı nüfuz etmeyeceği ($\langle \vec{B} \rangle = 0$) için;

$$\langle \vec{B} \rangle = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \langle \vec{M} \rangle \rightarrow \langle \vec{M} \rangle = -\vec{H} \quad (1.5)$$

olacaktır. Böylece Şekil 5b'de de gösterildiği üzere numunenin uygulanan dış manyetik alana göre manyetizasyonu neredeyse Denklem 1.5'te de ifade edildiği gibi çizgisel olacak ve dış manyetik alan değeri kritik alan değerine eriştiğindeyse Şekil 5a'da da gösterildiği üzere numuneye akı tamamıyla nüfuz edeceğinden süperiletkenlik ortadan kalkacaktır.



Şekil 5. I. tip süperiletkenler için ortalama manyetik akı yoğunluğunun (a) ve ortalama manyetizasyonunun (b) uygulanan alana bağlılığı.

I. tip süperiletkenlerin Tablo 1'de de gösterildiği üzere termodinamik kritik manyetik alan değerleri ve geçiş sıcaklıkları çok düşüktür. Ayrıca I. tip süperiletkenlerde normal hale geçişler çok keskin gerçekleşir. Düşük kritik alan değeri ve keskin geçiş sebebiyle I. tip süperiletkenler süper mıknatıs üretmek için uygun değildirler (Kılıç, 2008).

Tablo 1.1. Bazı I. tip süperiletkenler için termodinamik kritik alan değerleri

Süperiletken	$H_c(T)$	T_c
Kadmiyum	0,0028	0,52
Alüminyum	0,011	1,2
Cıva	0,042	4,2
Tantal	0,083	4,5
Kurşun	0,081	7,2

1.3.2. II. Tip Süperiletkenler

II. tip süperiletkenler daha yüksek nüfuz derinliğine, daha küçük eş uyum uzunluğuna ve daha yüksek kritik sıcaklık değerine sahiptirler. II. tip süperiletken sınıfına giren metallere ve alaşımlarının 15 K ve altındaki sıcaklıklarda geçiş yapmalarından ötürü bu tür süperiletkenlere düşük-sıcaklık süperiletkenleri denilirken, bunların oksijen içeren bileşikler ise 30 K ve daha yüksek sıcaklıklarda geçiş yapmalarından ötürü bunlara da yüksek sıcaklık süperiletkenleri denilmektedir (İnanır, 2006).

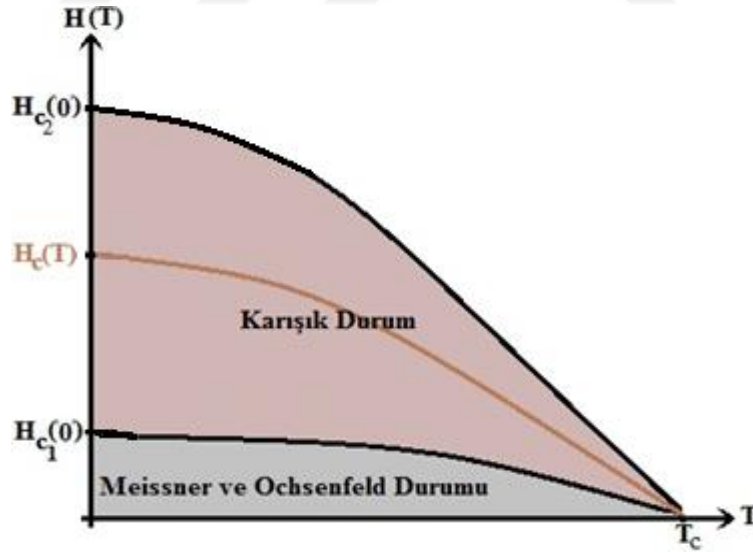
Süperiletken uygulamaların yaygınlaşmasını II. tip süperiletkenlerin keşfi mümkün kılmıştır. 1986'da J.G. Bednorz ve C.A. Müller adlı bilim insanlarının 30 K geçiş sıcaklığına sahip Lantanyum-Baryum-Bakır-Oksit (LaBaCuO) bileşimine sahip süperiletken ailesini keşfinden bugüne dek birçok kombinasyon denenmiştir. Bunlardan bazılarının bileşimi ve süperiletkenlik gösterdikleri geçiş sıcaklıkları Tablo 2'de gösterilmiştir.

Tablo 1.2. Bazı yüksek sıcaklık süperiletkenlerin bileşimleri ve kritik sıcaklık değerleri

Süperiletken Numune Adı	Kritik Sıcaklık (K)
$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO)	92
$Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ (Bi-2223)	110
$Tl_2Ba_2Ca_2Cu_4O_{10}$	125
$HgBa_2CaCu_2O_{6+x}$	126

II. Tip süperiletkenler temel mekanizmalar açısından I. Tip süperiletkenlerden farklılık göstermeseler de manyetik alan ile ilişkileri açısından farklılık gösterirler. Bunun temel sebebi II. Tip süperiletkenlerin sahip olduğu yapısal farklılıklar ve bunun sağladığı yüksek nüfuz derinliğidir. Bu sayede II. Tip süperiletkenler dış manyetik alana yönelik olarak I. Tip süperiletkenlerden farklılaşırlar. Bu farklılaşmayı anlamak adına Şekil 6'daki H-T değişiminin incelenmesi yararlı olacaktır. Görüldüğü gibi dış manyetik alan alt kritik alan (H_{c1}) değerine erişene dek süperiletken I. tip bir süperiletken gibi davranıp manyetik akıyı tamamen dışarlamaktadır; fakat bu değer aşılsa bile numunenin karışık hale geçmesiyle süperiletkenlik durumu devam etmekte ve manyetik alan değeri üst kritik alan (H_{c2}) değerine ulaşmıncaya kadar, süperiletken durum devam etmektedir (Abrikosov, 1957, Kittel, 1971).

Karışık durum, II. tip süperiletkenlerin en karakteristik davranışıdır. Çünkü bu durumda numuneye manyetik akı nüfuz etmekte fakat süperiletkenlik ortadan kalkmamaktadır. Manyetik akı numuneye manyetik akı kuantumu (fluxonlar) şeklinde nüfuz etmekte ve bir fluxon $\Phi_0 = 2,067 \times 10^{-15}$ Weber'lik akı taşımaktadır (Cyrot ve Pavuna, 1992).



Şekil 6. II. Tip bir süperiletken için H-T değişimi (Seeber, 1998).

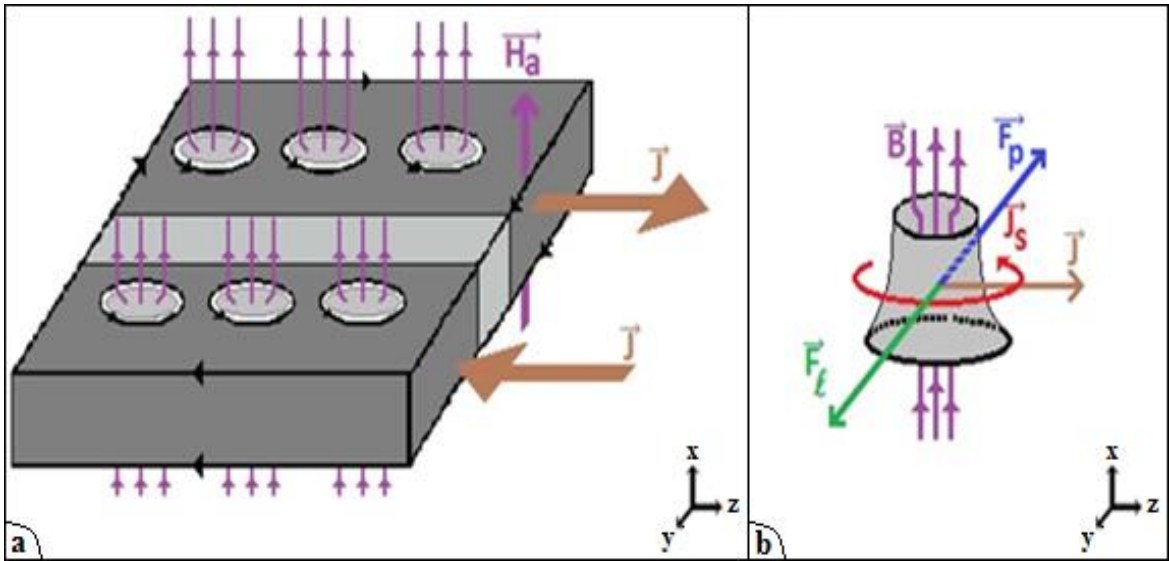
λ nüfuz derinliği, ξ eş uyum uzunluğu ve $\kappa = \frac{\lambda}{\xi}$ ise Ginzburgh-Landau parametresi olmak üzere alt kritik alan (H_{c1}), üst kritik alan (H_{c2}), termodinamik kritik manyetik alan ($H_c(T)$)'ye ait matematiksel ifadeler Denklem 1.6'te belirtildiği gibidir.

$$H_{c_1} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \ln\kappa, \quad H_{c_2} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2}, \quad H_c(T) = \frac{\Phi_0}{2\sqrt{2}\pi\xi\lambda} \quad (1.6)$$

Bu ifadeler arasında şu bağıntı mevcuttur (Seeber, 1998, Poole, 2000):

$$H_{c_1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\ln\kappa}{\kappa} H_c(T) \quad \text{ve} \quad H_{c_2} = \sqrt{2}\kappa H_c(T) \quad (1.7)$$

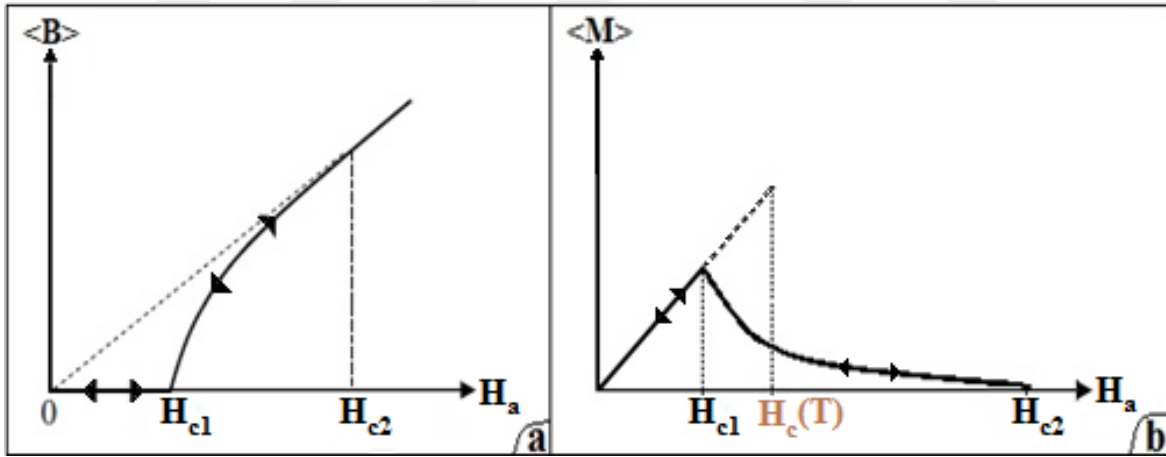
II. tip süperiletkenlerin manyetik davranışlarının farklılığı nedeniyle, manyetizasyon durumu da I. Tip süperiletkenlerin manyetizasyon durumundan farklıdır ve bahsi geçen farkın anlaşılabilmesi için II. tip süperiletkenleri manyetik alan varlığında yapısal sebeplerden ötürü gösterdikleri davranışa göre sınıflandırmamız gerekmektedir. Bu sınıflandırma iki ana grubu içerir: Tersinir ve tersinmez II. Tip süperiletkenler. Tersinir ve tersinmez II. tip süperiletkenlerin ne anlama geldiğini anlamak adına Şekil 7'yi inceleyelim. II. Tip süperiletkenin H-T değişimi incelendiğinde dış manyetik alanın H_{c_1} değerini aştığında yapıya bir miktar akının nüfuz etmekte olduğunu ve yapı H_{c_2} değerine değin karışık halde kalıp süperiletkenliğini korumakta olduğunu söylemiştik. Uygulanan dış alanın değeri H_{c_1} ile H_{c_2} arasında olduğunda yapıda Şekil 7a'daki gibi bir durum oluşmaktadır.



Şekil 7. (a) Karışık halde J taşıma akımı taşıyan bir II. tip süperiletken külçe kesiti ve (b) bu haldeyken bir girdaba etki eden kuvvetler. Ortadaki açık gri renkli alan iletim akımının henüz nüfuz etmediği bölgeyi temsil etmektedir.

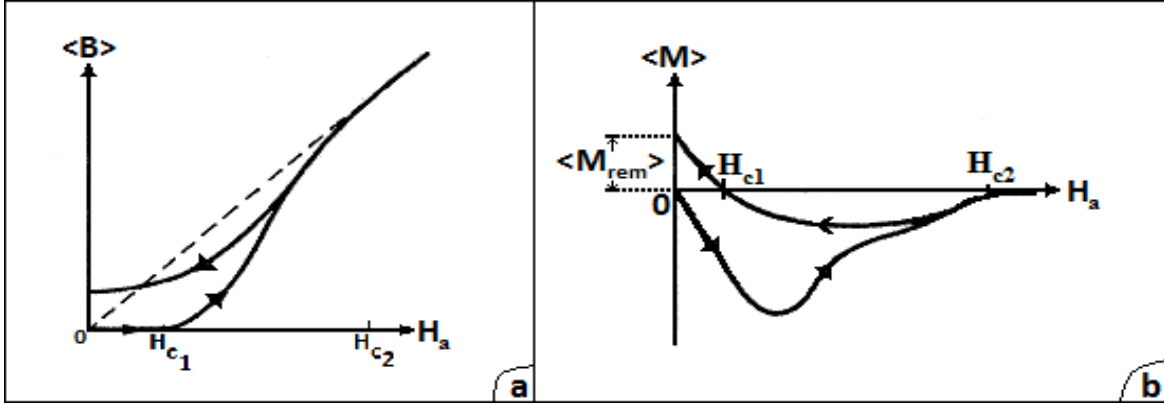
Şekil 7a incelediğinde H_{c1} değerinden sonra yapıda oluşan akı taşıyan girdapların diziliminin temsil edilmekte olduğu ve ayrıca külçe sınırlarında perdeleyici akımların, girdapların etrafındaysa süperakımların dolaştığı ve numunenin büyük bir kısmında \vec{J} taşıma akım yoğunluğu aktığı görülmektedir. Şekil 7b'de ise, doğrultusu gösterilen \vec{J} taşıma akım yoğunluğu için tek bir girdaba etkiyen Lorentz Kuvveti \vec{F}_L ve çivileme kuvveti \vec{F}_p vektörleri ile girdap etrafında dolaşan süperakımın yönünü gösterilmektedir.

Akı çizgilerinin hareketine yönelik bir engellenmenin olmadığı yani süperiletken yapının tamamıyla homojen halde bulunup çivileme mekanizmasının olmadığı durumda süperiletken yapı tersinir (ideal) süperiletken olarak adlandırılmaktadır. Tersinir II. Tip süperiletkenler için manyetizasyonu $\langle M \rangle$ ve ortalama manyetik akının dış manyetik alana göre değişimi Şekil 8'de verilmiştir. Görüldüğü üzere II. Tip süperiletkenlerin manyetizasyon eğrileri, I. Tip süperiletkenlerin manyetizasyon eğrilerine nazaran çizgisellikten biraz daha uzaktır. Görülebileceği üzere tersinir süperiletkenlerin alan H_{c2} değerine arttırılırken elde edilen manyetizasyon eğrileri, alan H_{c2} değerinden azaltılırken elde edilen manyetizasyon eğrileriyle aynıdır.



Şekil 8. II. tip tersinir süperiletkenler için (a) ortalama manyetik akı yoğunluğu ile (b) ortalama manyetizasyonun uygulanan alana bağlılığı

Çoğu zaman II. tip süperiletkenlerde karışık halde akı çizgilerinin hareketine mani olan etmenler (safızlıklar, kristal kusurları, vs.) mevcuttur. Bu tür etmenlere sahip süperiletkenler tersinmez süperiletkenler olarak adlandırılırlar. Tersinmez süperiletkenler için manyetizasyonun $\langle M \rangle$ ve ortalama manyetik akının dış manyetik alana göre değişimi Şekil 9'de verilmiştir.



Şekil 9. II. tip tersinmez süperiletkenler için ortalama manyetik akı yoğunluğunun (a) ve ortalama manyetizasyonun (b) uygulanan alana bağlılığı.

1.4. Kritik Hal Durumu ve Kritik Hal Modelleri

II. tip süperiletkene uygulanan alan değeri H_{c1} değerini aşınca, manyetik alan numuneye akı çizgileri biçiminde nüfuz etmektedir. Eğer malzeme II. tip tersinir süperiletken ise, akı çizgileri numuneye düzgün olarak yayılacak ve numuneden akan akım neticesinde kendilerine etkiyen Lorentz Kuvveti vasıtasıyla hiçbir engele rastlamadan yollarına devam edebilecektir. Sonuç olarak süperiletkenliği bozabilecek seviyede bir enerji kaybı söz konusu olacaktır. Bu sebeple tersinir II. Tip süperiletkenler için karışık durumun kritik akım değeri sıfırdır. Şayet bu durum, tersinmez II. tip süperiletken için ele alınırsa; akı çizgilerinin dağılımı ve hareketi çivileme merkezleri tarafından engelleneceği ve neticede Şekil 7b'de de gösterildiği üzere akı çizgilerine Lorentz Kuvveti haricinde çivileme kuvvetinin de etkiyeceği görülecektir. Akı çizgilerinin hareketi için çivileme kuvveti aşılmalıdır. Bu durum, uygulanan dış alan yoğunluğu \vec{B} , sürücü kuvvet (Lorentz Kuvveti) \vec{F}_L , çivileme kuvveti \vec{F}_P ve kritik akım yoğunluğu \vec{J}_c olmak üzere matematiksel olarak Denklem 1.8 ifadesiyle tasvir edilebilir;

$$\vec{F}_L + \vec{F}_P = 0; \quad \vec{F}_L = \vec{J}_c \times \vec{B} \rightarrow \vec{J}_c \times \vec{B} + \vec{F}_P = 0 \quad (1.8)$$

Denklem 1.8'in geçerli olduğu anda süperiletken kritik haldedir. Bu ifade kritik hal denklemi adını alıp tersinmez süperiletkenlerde kayıpsız olarak taşınabilecek azami akım yoğunluğunun $|\vec{J}_c|$ kadar olduğunu söylemektedir. $|\vec{J}_c|$ değeri aşıldığında numunede enerji kayıpları başlayacak ve sonuç olarak süperiletkenlik ortadan kalkacaktır.

1.4.1. Bean Kritik Hal Modeli

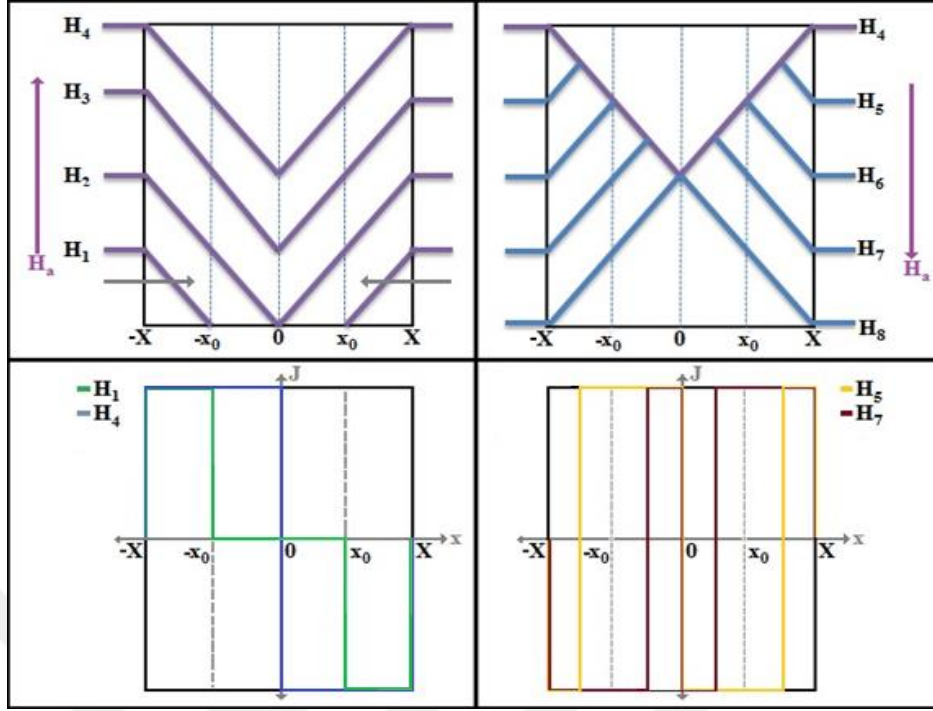
Kritik hal modeli kavramı temeli 1962 yılında Bean ve Kim tarafından öne sürülmüştür ve II. Tip süperiletkenlerin özellikle tersinmez yapıda olanların manyetik özelliklerini anlama konusunda önemli bir yere sahiptir.

Bean 1964 yılında 2X genişlikli dilim ve R-yarıçaplı silindir geometrisine sahip II. tip tersinmez süperiletken yapılar adına, dış manyetik alanın dilim yüzeyine veya silindirin merkezi eksenine paralel olarak yönlendiği durumlar için karışık halde kritik akım değerinin sabit olduğu fikrini önerdi. Tersinmez süperiletkenlerde karışık hal durumunda akı çizgilerinin hareketi dolayısıyla da dağılımı çivileme etkisi nedeniyle bir değişim (gradyent) oluşturacaktır. O halde, Meissner etkisinden kaçınmak adına H_{c2} değeri sıfır seçilirse; Maxwell Denklemlerinden;

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}_c \quad \rightarrow \quad \frac{dH}{dx} = \pm J_c = \pm \alpha_B \quad (1.9)$$

olduğu görülür. Buradan da görüleceği üzere Bean modelinde kritik akım yoğunluğu manyetik alan yoğunluğundan bağımsız ve sabittir.

Bean modelinin şematik gösterimi için; ideal geometriye tersinmez süperiletkene alansız soğutma sonrası manyetik alanı kademedede arttırmak ve azaltmak suretiyle uygulayalım. Manyetik alan uygulanması neticesinde süperiletken numunede manyetik akı ve kritik akım gradyentleri oluşur. Bu gradyentler uygulanan dış alanın değişmesi neticesinde değişirler. Buradan yararlanarak Bean modelinin şematik gösterimi Şekil 10'daki gibi gerçekleştirilebilir. Şekil 10a'da ve Şekil 10b'de yapıya ilk 4 adımda artacak, sonraki 4 adımda ise azalacak biçimde toplam 8 adımda uygulanan manyetik alan neticesinde oluşan manyetik akı yoğunluğu profilleri gösterilmiştir. Görüleceği üzere geometrinin merkezinden geçen ilk akı yoğunluğu profili 2.adımda oluşmaktadır. Bu noktadaki manyetik alan değeri tam nüfuz değeri olup H^* ile temsil edilmekte ve manyetizasyon eğrisi 4. adıma değin aynı doğrultuda devam etmektedir. 4. Adımda ise manyetik alanın değeri çift tam nüfuz değerine ulaşmakta olup H^{**} ($2H^*$) ile temsil edilmektedir.



Şekil 10. Silindir veya dilim geometrisi için Bean modelinin şematik gösterimi. Akı çizgilerinin gösterilen kademelerde a) nüfuz etmesi ve b) terk etmesini temsil eden akı yoğunluğu profilleri. c) Akının, nüfuzu ve d) çıkışı esnasında yapıda oluşan kritik akım yoğunluğu profilleri

Denklem 1.9 uyarınca 2., 3. ve 4. akı yoğunluğu profilleri birbirinin aynısıdır. Benzer biçimde 5., 6., 7., ve 8. akı yoğunluğu profilleri de birbirinin aynıdır. Şekil 10c ve Şekil 10d'de ise sırasıyla akı nüfuzu ve çıkışı esnasında yapıda dolaşan kritik akım yoğunluğu profilleri görülmektedir.

Bean modeline göre birim hacim başına manyetizasyon $\langle M \rangle$, sırasıyla, $2X$ genişlikli dilim (slab) geometrisi ve $2R$ çaplı silindir geometrisi için şu şekildedir:

$$\langle M \rangle = \frac{1}{X} \int H(x) dx - H_a \quad (1.10)$$

$$\langle M \rangle = \frac{2\pi}{R^2} \int rH(r) dr - H_a \quad (1.11)$$

$H(x)$ ve $H(r)$ ifadeleri ile integrallerin sınırları, profillerin göstereceği davranışa göre belirlenir.

1.4.2. Kim Kritik Hal Modeli

Kim ve arkadaşlarının 1962 yılında öne sürdüğü kritik hal modelinde Bean'ın kritik hal modelinden farklı olarak kritik akım yoğunluğunun manyetik alan bağımlılığından bahsetmiştir. Külçe akımının (I_b), kritik akım değerine eşit olduğu ve Meissner ve Ochsenfeld olayının katkısından kaçınmak adına H_{c1} 'in sıfır olarak alındığı zaman Kim kritik hal modeline göre kritik akım yoğunluğu;

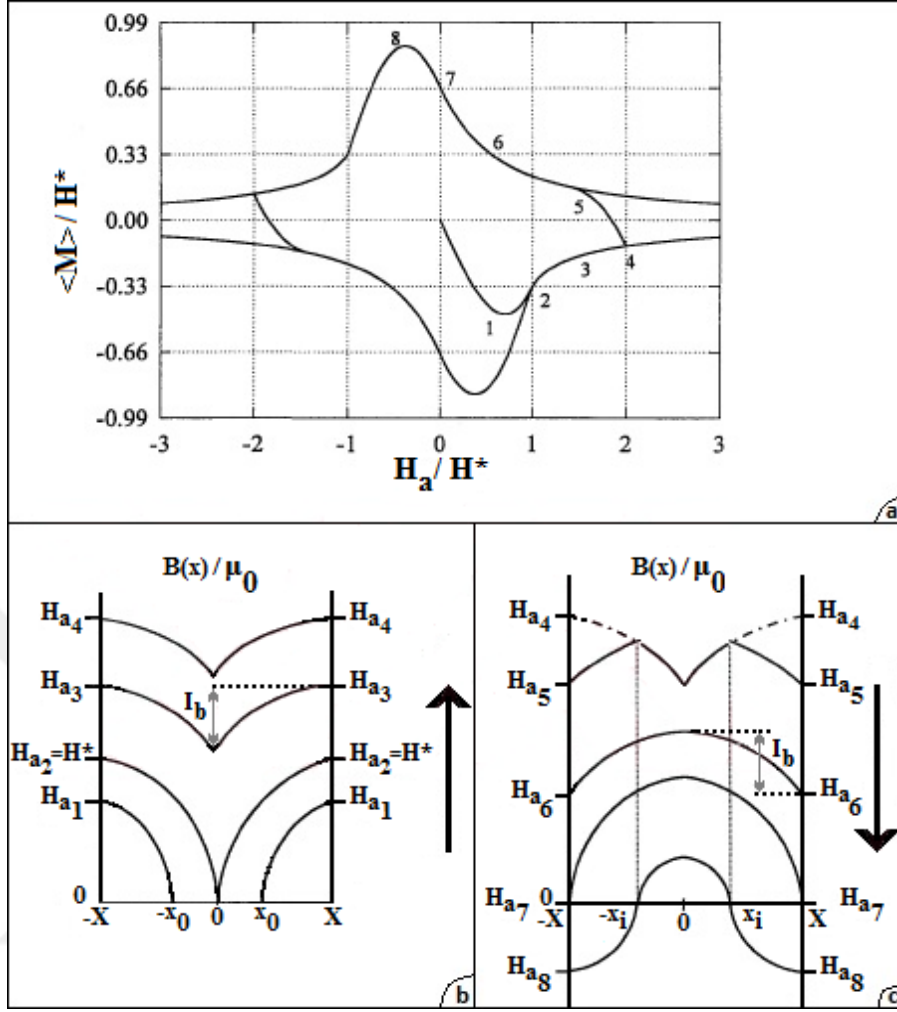
$$J_c(B) = \frac{\alpha_K}{(B_0 + |B_i|)} \quad (1.12)$$

ile verilmektedir (Kim vd., 1962). Burada α_K ve B_0 sabittirler. B_i ise iç manyetik akı yoğunluğudur. Eğer B_0 değeri sıfır olarak alınırsa ifade basit Kim modeline indirgenir.

Kim modelinin şematik gösterimi için Şekil 11'deki durum gibi; alansız soğutma ile soğutulan tersinmez süperiletken bir numuneye adım adım manyetik alanının uygulandığı durum ele alınabilir. Neticede bir önceki konuda bahsedildiği gibi süperiletkenin manyetik alanla etkileşmesi sonucu numunede manyetik akı yoğunluğu profilleri oluşacak, kritik akım dağılımı gerçekleşecek ve bir manyetizasyon gözlenecektir.

Şekil 11 incelendiğinde Şekil 11a'da numuneye ilk 4 adımda artacak, sonraki 4 adımda ise azalacak biçimde toplam 8 adımda manyetik alan uygulandığı görülmektedir. Ayrıca bu esnada oluşan manyetizasyonun tam nüfuz değeri (H^*) ile normalize edilmiş halinin, uygulanan alanın tam nüfuz değeriyle normalize edilmiş durumuna göre değişimi ile elde edilen histerezis eğrisi görülmektedir. Manyetik alanın uygulanması esnasında alanın artmasıyla ve azalmasıyla tersinmez süperiletken numunede oluşan akı yoğunluğu profilleri alanın arttığı durum için Şekil 11b'de, alanın azaldığı durum için ise Şekil 11c'de verildiği görülmektedir. Şekil 11b'de de görüleceği üzere geometrinin merkezinden geçen ilk akı profili 2.adımda yani ilk tam girme değeri olan H^* 'da oluşmaktadır.

Kim modelinde Bean modelinden farklı olarak alan bağımlılığının işin içine girmesi, Şekil 11'de de gösterildiği üzere numunede oluşacak olan akı yoğunluğu ve dolayısıyla da akım yoğunluğu profillerini farklılaştıracaktır. Bu durum Şekil 10 ile Şekil 11'i karşılaştırıldığında doğrulanmakta, kritik akım yoğunluğu değerinin manyetik alanla ilişkilendirilmesi neticesinde Kim modelinde akı yoğunluğu profillerinin Bean modelinden farklı olarak çizgisellikten uzaklaştığı görülmektedir.



Şekil 11. Silindir veya dilim geometrisi için Kim modelinin şematik gösterimi. a) Uygulanan alanla manyetizasyonun değişimi. Akı çizgilerinin gösterilen kademelerde b) nüfuz etmesi c) terk etmesini temsil eden akı yoğunluğu profilleri.

Kim modeline göre birim hacim başına manyetizasyon $\langle M \rangle$; $2X$ genişlikli dilim (slab) ve $2R$ çaplı silindir geometrileri için sırasıyla şu şekilde tanımlanmaktadır:

$$\langle M \rangle = \frac{1}{X} \int H(x) dx - H_a \quad (1.13)$$

$$\langle M \rangle = \frac{2\pi}{R^2} \int rH(r) dr - H_a \quad (1.14)$$

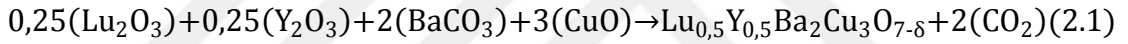
$H(x)$ ve $H(r)$ ifadeleri ile integrallerin sınırları, profillerin göstereceği davranışa göre belirlenir.

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. Deneysel Çalışmalar

2.1.1. Lu_{0.5}Y_{0.5}Ba₂Cu₃O_y Süperiletken Numunenin Tanımlanması

Bu çalışmada kullanılan Lütelyum katkılı 15 gramlık YBCO süperiletken numune, modifiye edilmiş MPMG yöntemini kullanarak Tablo 2.1’de belirtilen bileşenlerin Denklem 2.1’de verilen stokiometrik ifadeye göre tepkimeye sokulması suretiyle 940°C sinterleme sıcaklığına sahip bir disk numune olarak üretilmiştir. Sonrasındaysa numune kesilip, 0,24mm x 0,21mm x 0,30mm ebatlarında külçe haline dönüştürülerek manyetik ölçümlere hazır hale getirilmiştir. Üretim aşamaları ile ilgili ayrıntılar Engin Uysal’ın yüksek lisans tezinde verilmiştir (Uysal, 2012).



Tablo 2.1. Lu_{0.5}Y_{0.5}Ba₂Cu₃O_y süperiletken numunesinin üretiminde kullanılan bileşenlere ait bazı bilgiler

Bileşen Adı	Sembol	Safılık Derecesi	Molekül Ağırlığı (gr/mol)	Bileşen Miktarı (gr)
Lütelyum Oksit	Lu ₂ O ₃	99,9	397,93	1,8907
Yitriyum Oksit	Y ₂ O ₃	99	225,81	1,0729
Baryum Karbonat	BaCO ₃	99	197,35	7,5014
Bakır Oksit	CuO	99	79,54	4,5350

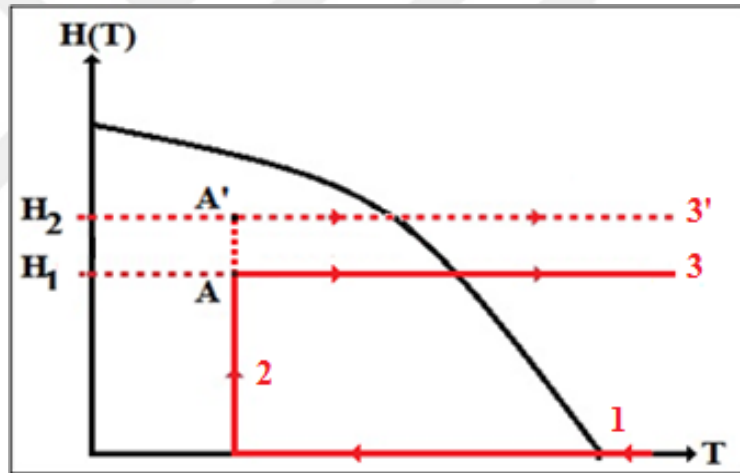
2.1.2. Düşük Sıcaklık Manyetizasyon Ölçümleri

Süperiletkenlerin manyetik karakteristiğine yönelik araştırmaların; kritik akım yoğunluğunun alan, sıcaklık ve zaman bağıllığı, aktivasyon enerjisi, alt ve üst kritik manyetik alan değerleri, alternatif akım kayıpları, manyetik büzünüm, taneli yapıya sahip süperiletkenler için tanelerin hacim oranı gibi çok kullanışlı bilgileri verdiği bilinmektedir.

Şu belirtilmelidir ki herhangi fiziksel parametreyi tanımlamak adına gerçekleştirilen bir manyetik ölçümde deneysel ve teorik verileri karşılaştırmak için termomanyetik geçmiş çok önemlidir. Bunun için birçok çalışma gerçekleştirilmiş olup bunlara Malozemoff A.P. ve arkadaşlarının 1988 yılındaki çalışmaları, Cave J.R.'nin 1992 yılındaki çalışması ve Clem J.R. ile Hao Z.'nin 1993 yılındaki çalışmaları örnek olarak gösterilebilir (Çelebi ve LeBlanc, 1994, LeBlanc vd., 2000). Manyetizasyon olayının incelenmesi için manyetik alan süperiletken numunelere alanlı ve alansız soğutma işlemler ile uygulanmaktadır.

2.1.2.1. Alansız Soğutma Yöntemi (Zero Field Cooling)

Alansız soğutma yönteminde, genel anlamda Şekil 12'de gösterildiği gibi, numune alan olmaksızın kritik sıcaklık altına soğutulur ve amaca göre uygun alan uygulanır.

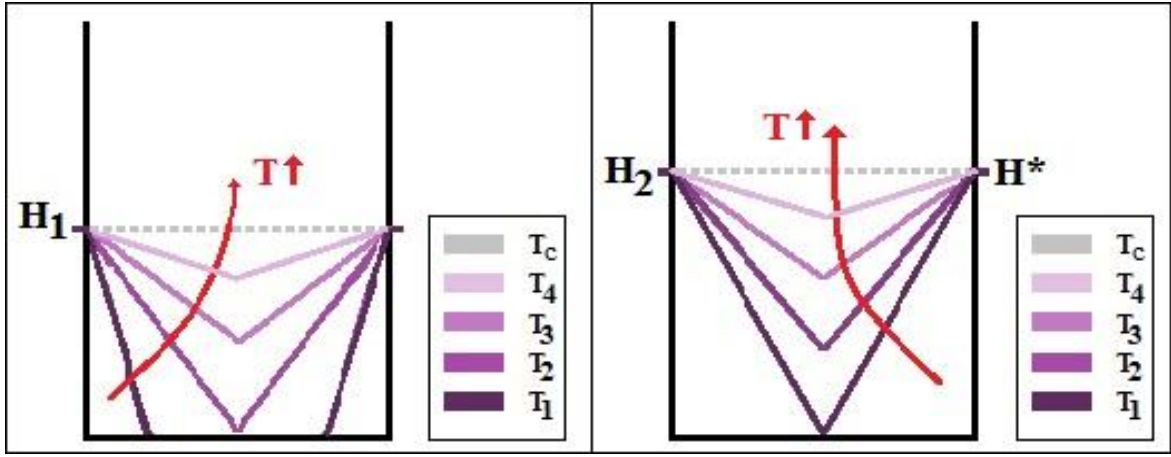


Şekil 12. Alansız soğutma işlemi için takip edilen yollar

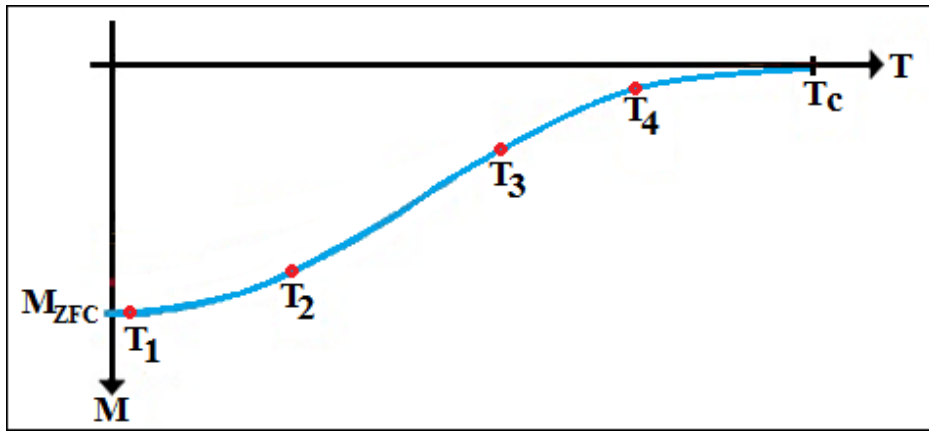
Şekil 12 incelendiğinde; numunenin 1-yolu boyunca alan olmaksızın $T < T_c$ olmak koşuluyla bir T sıcaklığına soğutulmakta olduğu, akabinde 2-yolu boyunca ise T sıcaklığında sabit kalmak koşuluyla, numuneye amaca uygun büyüklükteki bir alan uygulanıp alanın numuneye nüfuz etmesi sağlandıktan sonra A noktasına ulaşıldığı görülmektedir. Sonrasındaysa, amaca göre aynı yoldan geri dönülebilir veya 3-yolu takip edilmek suretiyle malzeme ısıtılabilir. Alansız soğutma manyetizasyon ($M_{ZFC}(T)$) ölçümü, alansız soğutma sonrasında $T < T_c$ koşuluyla T sıcaklığında belirli bir alan uygulandıktan sonra numunedeki manyetizasyonun artan sıcaklıkla değişiminin ölçülmesi anlamına gelir.

Alansız soğutma manyetizasyonunu ($M_{ZFC}(T)$) incelemek adına Şekil 12’de gösterildiği gibi H_1 veya H_2 alanlarından dönmek suretiyle numunedeki manyetizasyon incelenebilir.

Alansız soğutma sonrası iki farklı alan değeri için numunede oluşan akı yoğunluğu profillerini de görmek adına H_1 ve H_2 alanları için numunedeki manyetizasyonu ele alalım. Malzeme alansız soğutma işlemine tabi tutulurken A ve A' noktalarına erişildikten sonra malzeme $T_1 < T_2 < T_3 < T_4 < T_c$ olmak koşuluyla kademe kademe ısıtılırsa, bu esnada yapıya giren manyetik alan miktarı değiştiği için manyetik akı yoğunluğu profilleri de değişir ve Şekil 13’teki gibi olurlar. Numunede oluşan manyetizasyonun T_1, T_2, T_3, T_4 sıcaklıklarında belirli bir alan değeri için sıcaklıkla değişimi Şekil 14’te gösterilmiştir.



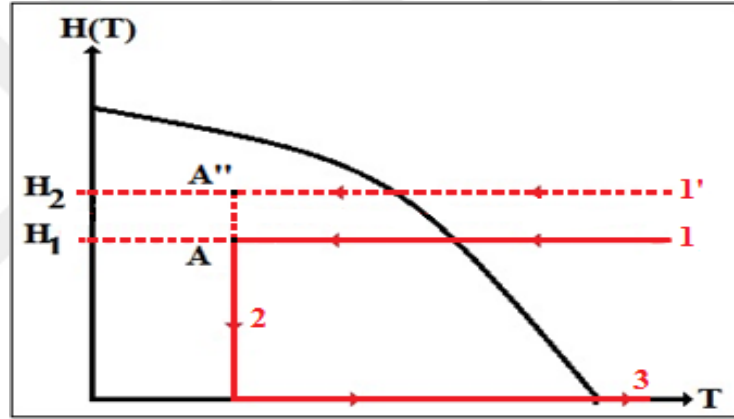
Şekil 13. Alansız soğutma sonrasında A ve A' noktalarından döndüğünde numunede oluşan manyetik akı profilleri. Yukarı yönlü ok malzemenin ısıtılmasını temsil etmektedir



Şekil 14. ZFC sonrası numunede oluşan manyetizasyon-sıcaklık eğrisi

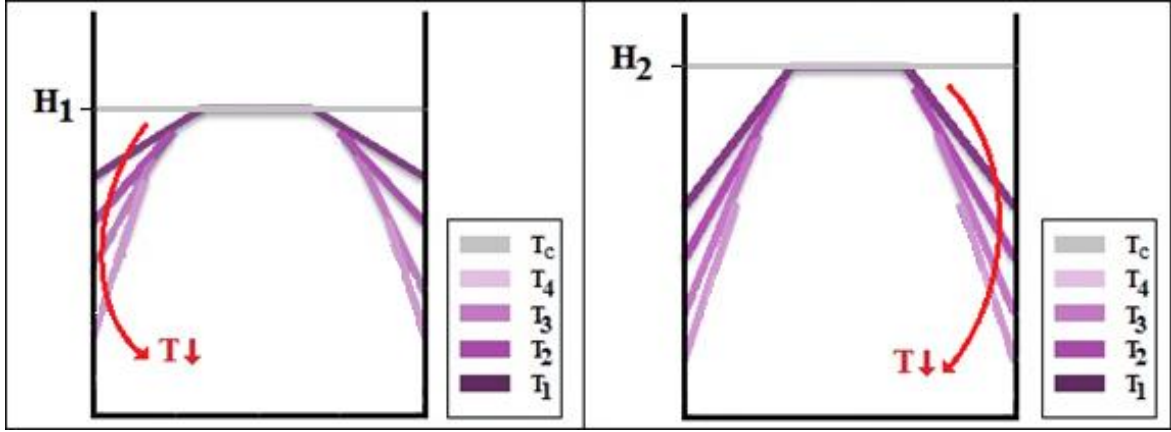
2.1.2.2. Alanlı Soğutma (Field Cooling)

Alanlı soğutma yönteminde, genel manasıyla numune normal haldeyken belirli bir alan altında kritik sıcaklık altına soğutulur. Örnek olarak Şekil 15’i ele alalım; 1-yolunu takip ederek numune amaca göre belirli bir alan altında $T < T_c$ olmak koşuluyla bir T sıcaklığına soğutularak A noktasına ulaşılır. Sonrasındaysa amaca göre 1-yolundan geri dönebilir veya 2-yolu takip edilerek sabit T sıcaklığında alan azaltılıp hemen sonrasındaysa 3-yolu takip edilerek numune ısıtılabilir. İhtiyaca göre birçok kombinasyon denenebilir. Alanlı soğutma sırasında numuneye işlem başından beri alan etki ettiği için numunedeki akı yoğunluğu profilleri, manyetizasyon-alan değişimi ve manyetizasyon-sıcaklık değişimi alansız soğutmadakinden farklı olacaktır.

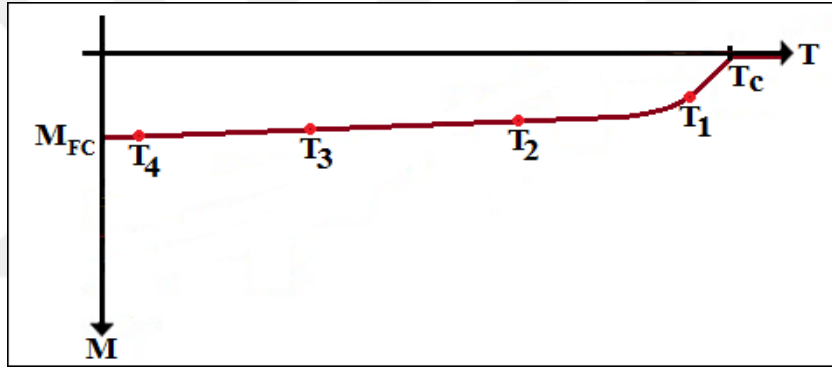


Şekil 15. Alanlı soğutma işlemi için takip edilen yollar.

Alanlı soğutma manyetizasyon, ($M_{FC}(T)$) ölçümü, uygulanan alan neticesinde oluşan manyetizasyonun azalan sıcaklığa göre değişiminin ölçülmesi anlamına gelir. Bunu incelemek adına Şekil 15’teki H_1 ve H_2 değerleri için alanlı soğutma sonrası yapıda gözlemlenen akı yoğunluğu profilleri ve manyetizasyon incelenebilir. Alanlı soğutma işlemi boyunca sıcaklık $T_4 < T_3 < T_2 < T_1 < T_c$ olmak koşuluyla kademe kademe soğutulunca, numune bünyesinde oluşan manyetik akı yoğunluğu profilleri Şekil 16’da gösterilmiştir. Buradan da görülebildiği gibi düşük alan değerlerinden döndüğünde daha düşük alan tuzaklanmakta, ancak Bean Yasası’nın öngördüğü gibi, daha yüksek kritik akım değerleri görülmektedir. Bu durumda sabit bir T sıcaklığı için $H_1 < H_2$ durumunda $J_1 > J_2$ olacaktır. Belirli bir alan değerinde, alanlı soğutma işlemi için manyetizasyon-sıcaklık değişimi Şekil 17’deki gibidir.



Şekil 16. Alanlı soğutma işlemi süresince numunede oluşan manyetik akı yoğunluğu profilleri. Aşağı yönlü ok malzemenin soğutulduğunu göstermektedir



Şekil 17. FC sonrası numunede oluşan manyetizasyon-sıcaklık eğrisi

2.2. Teorik Çalışmalar

2.2.1. Comsol Multiphysics Paket Programı ile Sayısal Hesaplamalar

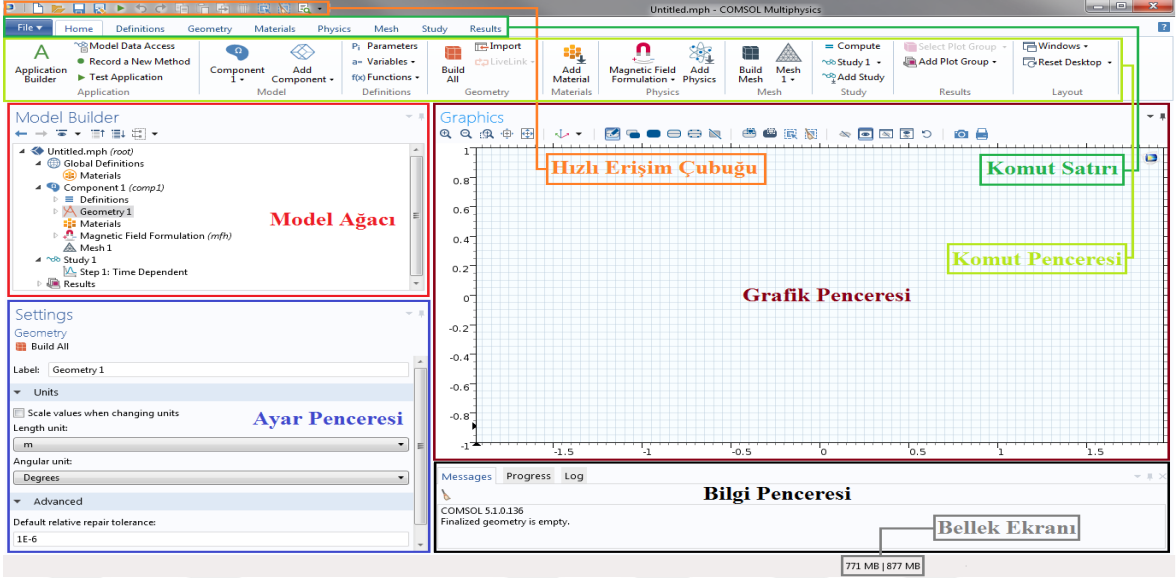
Analitik formüller ile ideal geometriler sonsuz genişlikte dilim (slab) veya sonsuz uzunlukta silindir) için oldukça başarılı hesaplamalar yapılmıştır. Analitik hesaplamalarda (örnek olarak; Çelebi ve LeBlanc, 1994, Çelebi vd., 2007) en yaygın olanı kritik akım yoğunluğunun manyetik alandan bağımsız, J_c sabit, olduğu Bean modeli ve manyetik alana $J_c = \frac{\alpha_K}{(B_0 + |B_i|)}$ eşitliğine göre bağlı olduğu Kim modelidir. Bununla beraber karmaşık geometriler için gerçekleştirilecek olan analizler için analitik formüller kullanmak yerine, sayısal (nümerik) hesaplamalar kullanılmalıdır.

Sonlu elemanlar yöntemi (**Finite Element Method, FEM**) karmaşık geometriler için günümüzde sayısal model oluşturma (ayrıntı için; Pecher vd. 2003 ve Grilli vd., 2012), alternatif akım kaybı hesabı (ayrıntı için; Anemiya vd., 1998, Brambilla vd., 2006, Ainslie vd., 2011 ve Grilli vd. 2014) ve birbirine dik yönde manyetik alan uygulandığı durumda manyetizasyon hesabı (ayrıntı için; Çelebi vd., 2015) gibi birçok alanda kendisine yer bulmuş bir hesaplama yöntemidir. Bu yöntemdeki temel düşünce, problemi en uygun biçimde daha basit alt problemlere bölmek ve bu problemleri çözerek sonuca ulaşmaktır.

Sayısal hesaplamalarda sınır şartları, hesaplama tekniği ve kullanılan parametreler iyi belirlendiğinde çok iyi sonuçlar elde edilmektedir. Bazı deneysel ölçümlerin dizayn edilmesi zor ve oldukça pahalı olabilmektedir. Böyle durumlar için deneysel ölçümler yapılmadan sayısal hesaplamalarla öngörüler yapılabilmekte ve teknolojik uygulamalar için daha hızlı ve ucuz bir biçimde temel bilgiler elde edilebilmektedir. Sayısal hesaplamaların bu avantajlarına rağmen deneysel sonuçlarla en iyi şekilde uyumlu olması, dolayısı ile öngörüsünün isabetli olması, mümkün olan en kısa sürede hesaplamının gerçekleşmesi, yani simülasyonun optimize edilmesi amacıyla son zamanlarda çok sayıda araştırmacı tarafından çalışmalar yapılmaktadır.

Birçok ticari FEM modelleme paket programları geliştirilmiştir ve kısmi diferansiyel denklemlerle betimlenebilen birçok fiziksel süreç için kullanılabilirler. Yakın zamana kadar ticari yazılımların, süperiletkenlerin aşırı olarak-çizgisellikten uzak akım-voltaj karakteristikleriyle ilgili problemleri vardı ve bu yüzden manyetizasyon modellemeleri iyi yapılamıyordu. Ancak, son zamanlarda, kuvvet yasası (ayrıntı için; Grilli vd., 2005) ve diferansiyel denklem temelli FEM paket programlarının yetenekleri sayesinde, Maxwell Denklemleri setini temel alan bu tür süperiletken modelleyicileri kolaylıkla kurulabilmektedir.

Bu çalışmada Comsol Multiphysics ticari paket programı kullanılmıştır. Comsol™ Multiphysics© ticari paket programı, sonlu elemanlar yöntemi (FEM) kullanan, başta mühendislik ve temel bilimler olmak üzere birçok alanda kendisine yer bulmuş modüler bir simülasyon programıdır. İçerdiği modüller vasıtasıyla, simülasyonu gerçekleştirilecek yapıya aynı anda çoklu-fiziksel etmenleri uygulayarak, aynı anda birden çok değişkeni ele alıp simülasyonu gerçekleştirebilmektedir. Comsol Multiphysics ticari paket programının kullanıcı ara yüzü Şekil 18'deki gibidir.



Şekil 18. Comsol Multiphysics ticari FEM paket programına ait kullanıcı ara yüzü.

Buradaki;

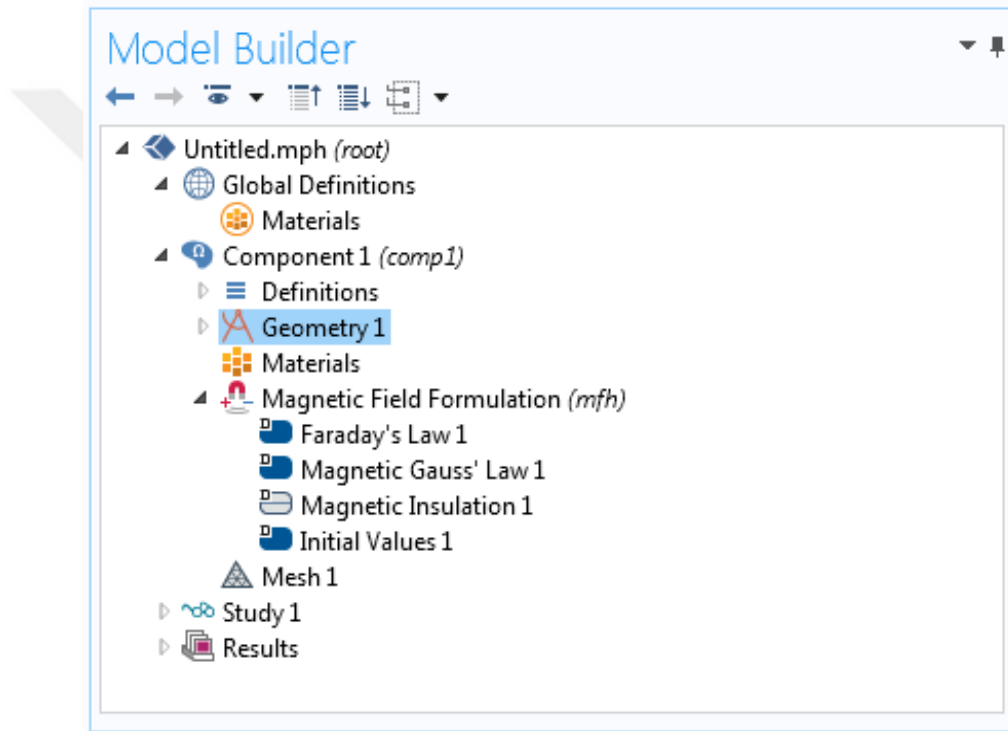
- Hızlı erişim çubuğu: bazı fonksiyonlara direkt olarak erişimi sağlar.
- Komut satırı: modelleme ve analizde kullanılacak komutlara erişimi sağlar.
- Komut penceresi: Komut satırında seçilen sekmenin içeriğini gösteren kısımdır.
- Model Ağacı: Modellemenin ve analizin bileşenlerini gösteren kısımdır.
- Ayar Penceresi: Seçili sekmenin ilgili ayarlarının yapılmasına olanak sağlar.
- Grafik Penceresi: Modellenen yapıyla ilgili ve sonuçlarla ilgili görsel bilgi sağlar.
- Bilgi Penceresi: Gerçekleşen olaylarla ilgili bilgi sağlar.
- Bellek Ekranı: Sistemin sahip olduğu fiziksel ve görsel belleklerinden ne kadar kullanıldığını gösterir.

Comsol Multiphysics ticari paket programında simülasyon & analiz genel olarak 6 ana aşamadan oluşmaktadır. Bunlar sırasıyla şu şekilde listelenebilir;

1. Model Ortamının Kurulması (Set up Model Environment)
2. Modellenen Yapının Oluşturulması (Building The Structure)
 - Geometrinin Oluşturulması (Create Geometric Objects)
 - Materyal Özelliklerinin Tanımlanması (Specify Materials Properties)
3. Fizik Sınır Şartlarının Tanımlanması (Define Physics Boundary Conditions)
4. Örgüleme İşlemi (Create the Mesh)
5. Modellemenin Çalıştırılması (Run Simulation)
6. Sonuçlarla İşlemler (Postprocess Results)

2.2.1.1. Model Ortamının Kurulması (Set Up Model Environment)

Comsolda modellemenin ilk adımı model ortamının kurulmasıdır. Bu aşamada simülasyonun sahip olacağı boyut miktarı ve sahipse simetrisi, fiziği ve çözümlemede kullanılacak çözümün türü (sinyal bölgesi, zamana bağlılık, öz frekans, öz değer veya özel tanımlanan bir tür) belirlenir. Ve böylece simülasyonun temel iskeletini teşkil eden, Şekil 19’da gösterilene benzer, model ağacı (Model Builder) oluşturulur. Simülasyonun ve analizin bütün adımları model ağacı üzerinden gerçekleştirilmektedir.



Şekil 19. Comsolda model ağacı penceresi.

Şekil 19 ayrıntılı incelendiğinde; model ağacının, en üstte modelin adını taşıyan .mph uzantılı dosyanın içeriğine erişimi sağlayan ana sekme olmak üzere, “Global Definitions (Küresel Tanımlamalar)” sekmesi, “Component1 (Bileşen)” sekmesi, “Study” (Çalışma)” sekmesi ve “Results (Sonuçlar)” alt sekmelerinden oluştuğu görülmektedir. (Component, Geometry ve Mesh sekme adlarındaki 1 ibaresi, ilk olarak tanımlandıkları anlamına gelmektedir. Örneğin ihtiyaç olduğunda yeni bir örgü ayarı için yeniden bir örgü tanımlanırsa bu Component1 sekmesine “Mesh2” olarak eklenecek bir alt sekmeyi doğuracaktır.)

Model ağacındaki sekmelerle ilgili şunlar söylenebilir;

- “Global Definitions (Küresel Tanımlamalar)” sekmesi simülasyonun tümünde geçerli “Parameters (Parametreler)” ve “Materials (Materyaller)” içeren sekmedir.
- “Component1 (Bileşen)” sekmesinden, simülasyonu gerçekleştirilen yapının, “Definitions1 (Tanımlamalar)” (Bu sekme simülasyondaki “Variables (Değişkenler)” girdilerinin simülasyona eklenmesini sağladığı için özel bir öneme sahiptir.), “Geometry1 (Geometri)”, “Materials (Materyaller)”, “Sınır Değerleri Ayarlarına (Burada Manyetik Alan Formülasyonu “Magnetic Field Formulation” seçilmiştir.)” ve “Mesh1 (Örgü)” erişilebilmektedir.
- “Study” (Çalışma)” sekmesi model ortamının kurulmasında tanımlanan çalışma türünün yönetilmesini ve kontrolünü sağlayan sekmedir.
- “Results (Sonuçlar)” sekmesi modelin çalıştırılmasından elde edilen sonuçların çıktılarının (tablo, grafik, animasyon, vs.) alınmasını ve “post-processing (sonuçlarla işlemler) işleminin gerçekleştirilmesini sağlayan sekmedir.

2.2.1.2. Modellenek Yapının Oluşturulması (Building The Structure)

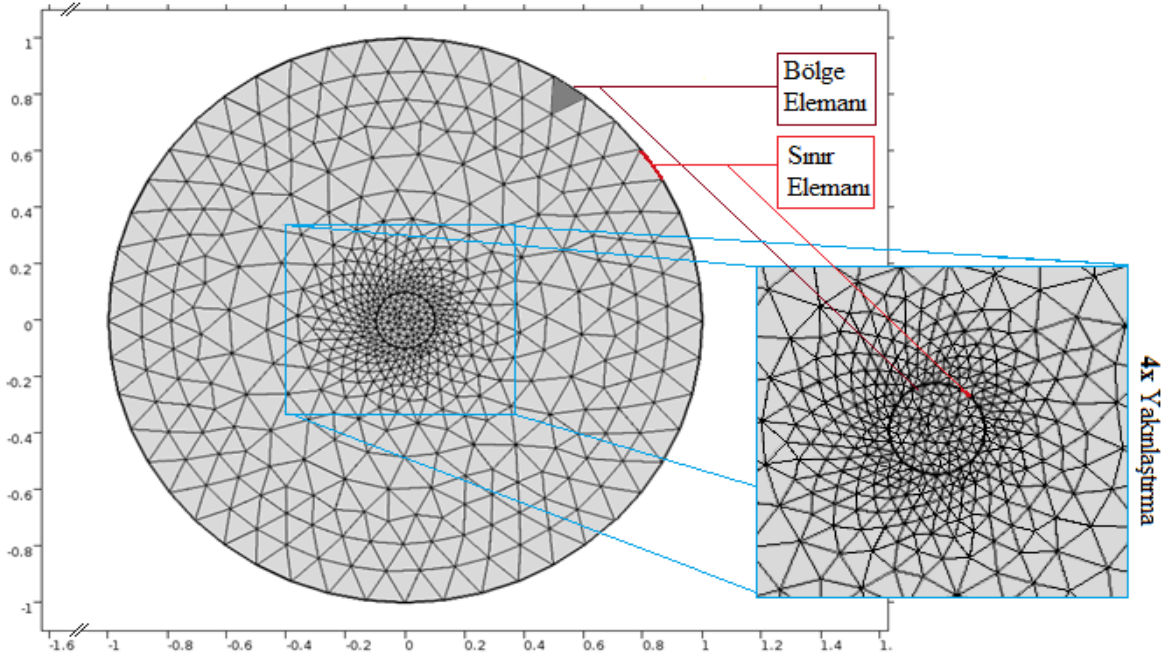
Model ortamı tanımlandıktan sonra modellenek yapının oluşturulmasına geçilir. Modellenek yapının oluşturulması için, ilk olarak modellenek yapının geometrisi simülasyon ortamında oluşturulur. Akabinde modellenek yapıyı oluşturan bileşenlerin materyal özelliklerinin tanımlanması işlemine geçilir. Bunun için materyal ekle seçeneği veya materyal kütüphanesinden materyal eklenmesi seçeneği kullanılır.

2.2.1.3. Sınır Şartlarının Tanımlanması (Define Physics Boundary Conditions)

İlk adımda simülasyon ortamına dahil edilen fizik türüne göre, geometriye uygun biçimde sınır şartları ve başlangıç koşulları, model ağacına ilgili sekmeler yardımıyla girilirler. Bunun için, simülasyon ortamına dahil edilen fizik türüne göre, Component1 (Bileşen)” sekmesinde oluşan alt sekmeden yararlanılır. Örneğin, Şekil 19’da model ağacı gösterilen çalışmada, model ortamına AC/DC modülünden “Magnetic Field Formulations” seçeneği fizik olarak eklenmiş olduğu için ilgili sınır ve başlangıç şartlarının ayarlanması için seçilen fizik türüyle aynı ismi taşıyan bir alt sekme olduğu görülmektedir.

2.2.1.4. Örgüleme İşlemi (Meshing)

Modellenecek yapının, sonlu elemanlar yöntemine uygun olarak, bölge elemanlarını (domain elements) ve sınır elemanlarını (boundray elements) içeren çok sayıda küçük bölgeye ayrılmasına örgüleme (meshing) işlemi adı verilir. Örnek olarak Şekil 20’de hava ile çevrelenmiş bir süperiletkenin 2-boyutlu olarak örgülenmiş hali gösterilmiştir.

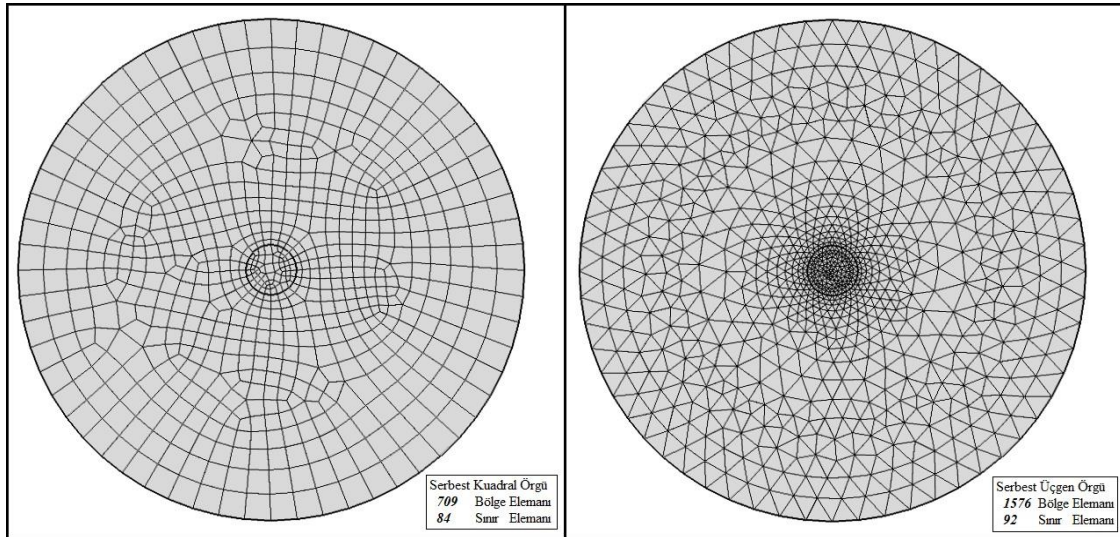


Şekil 20. Modellemesi gerçekleştirilecek olan bir disk süperiletkenin kendisini saran hava ile birlikte 2-boyutlu olarak örgülenmesi ve bu örgülenmesi neticesinde oluşan 1120 adet bölge ve 72 adet sınır elemanları. (Bölge elemanı gri olarak, sınır elemanı ise kırmızı olarak betimlenmiştir.). Örgülerin yoğunlaştığı ve yakınlaştırma yapılan merkez süperiletkeni tasvir etmektedir.

Örgüleme işlemi neticesinde modellenecek yapının, her biri için ayrı ayrı hesap yapılacak olan birçok alt bölgeye bölünmesinin ne ölçüde ve ne şekilde yapılacağı örgüleme işleminin yeterliliğini ve kalitesini belirleyecektir. Dolayısıyla da analizin gerçekleştirilme süresinin ve sonucun kalitesinin de etkileneceği açıktır.

Örgüleme işleminin hassasiyeti ve mevcut geometri ile uyumu, yapılan işlemin yeterliliğini ve kalitesini göstermektedir. Yetersiz ve kalitesiz olarak örgülenen yapılarda işlem süresi düşük olmakla beraber sonuçlar tutarsızlaşmaktadır. Ancak kaliteli örgüleme işleminde ise tutarlı ve hassas sonuçlar elde edilirken, örgüleme yoğunluğunun artması ile birlikte hesaplama süresi dramatik biçimde bir artış göstermektedir.

Örgüleme işleminin yeterli ve kaliteli bir biçimde gerçekleştirilmesi için modellenecek yapının geometrisine uygun biçimde örgüleme elemanı seçilmeli ve yeterli hassasiyette örgüleme yapılmalıdır. Geometriye uygun olmayan örgüleme elemanı ve yanlış hassasiyet seçimi hesaplamaların süresinin artmasına daha da önemlisi sonuçlarda tutarsızlığa sebep olmaktadır. Örgüleme işleminin analiz süresine ve kalitesine etkisini görmek adına aynı geometriye, hassasiyet sabit kalmak koşuluyla, farklı örgüleme elemanlarıyla örgüleme işlemi uygulanıp hesaplama işlemi yapmak ve sonuçları karşılaştırmak isabetli olur. Bu işlem Şekil 21’de tasvir edilmiş olup; farklı örgü elemanları vesilesi ile gerçekleştirilen örgüleme işlemi sonrasında yapıda farklı sayıda bölge elemanları ve sınır elemanları oluştuğu görülmektedir. Sol taraftaki örgünün sağ taraftakine göre neredeyse yarı yarıya daha az bölge elemanına ve neredeyse aynı sayıda da kenar elemanına sahip olduğu görülmektedir. Bu iki durum için aynı şartlarda, aynı ticari paket FEM programı ile simülasyonlar gerçekleştirildiğinde sol taraftaki örgüye sahip modelin hesaplaması yaklaşık 1,5 saniyede gerçekleşirken sağ taraftaki örgüye sahip modelin hesaplaması ise yaklaşık olarak 3 saniyede gerçekleşmiştir. Ayrıca sonuçlarda ise kayda değer bir tutarsızlık gözlenmemiştir. Buradan da görüleceği üzere örgüleme işleminin geometriye uygun olarak uygulanması neticesinde zamandan büyük oranda tasarruf edilebileceği görülmektedir.



Şekil 21. Aynı geometri için iki farklı örgüleme işlemi sonrası oluşan örgü yapıları. Sol taraftaki şekilde serbest kuadral örgü elemanları kullanılarak 709 adet bölge ve 84 adet sınır elemanı elde edildiği görülürken, sağ tarafta ise serbest üçgen örgü elemanı kullanılarak 1576 adet bölge elemanı ve 92 adet sınır elemanı elde edildiği görülmektedir.

Örgüleme işlemi sonrası, hesaplama işlemi için gerekli süreyi etkileyen bir diğer önemli faktör olan, serbestlik derecesi (**degree of freedom; dof**) parametresi oluşur. Bu parametrenin büyüklüğü örgülemenin yeterliliği (hassasiyeti) ile değişmektedir. Eğer dof artarsa hesaplama süreleri ciddi miktarda artmakta ancak elde edilen veride hata payı azalmaktadır (Hong vd., 2006).

Modellemenin gerçekleştirildiği bilgisayar sistemi de örgüleme işlemini etkilemektedir. Öyle ki bu tür ticari-paket FEM yazılımları hâlihazırda yüksek işlem-grafik gücü sağlayan sistemler gerektirmektedir. Bu sebeple örgüleme işleminin, mevcut geometri için yeterli ve kaliteli olsa dahi, makul bir süre içerisinde tamamlanması ve tutarlı sonuçlar vermesi donanım özellikleriyle de çok alakalıdır. Çok sayıda bölge ve sınır elemanına sahip örgüler için yeterli miktarda işlem-grafik gücü sağlanamazsa analiz süreleri, saatleri hatta günleri bulabilmektedir (Hong vd., 2006). Buradan da görülebileceği üzere örgüleme işleminin yeterliliğini ve kalitesini etkileyen bir diğer önemli etmende donanım özellikleridir. Modellemenin hızlılığı ve kararlılığı için, kullanılan FEM yazılımının talep ettiği sistem özelliklerinden en azından minimal olanları karşılayan bir sistemde simülasyonu gerçekleştiriyor olmak hızlı ve sağlıklı modelleme imkânı sağlar.

2.2.1.5. Modellemenin Çalıştırılması (Run Simulation)

Simülasyonun hazır olduğu kanaatine varıldıktan sonra model ağacındaki “Study (Çalışma)” sekmesinden “Compute (Hesapla)” komutu verilerek sonuçlar elde edilir. Eğer bir uygulama geliştiriliyorsa hızlı erişim çubuğundan “Test The Application (Uygulamayı Test Et)” komutuyla mevcut modelleme çalıştırılabilir.

Sonlu elemanlar yöntemini kullanan bazı sayısal modeller kullandıkları hal (durum) değişkenine göre A-V formülasyonları, T- Ω formülasyonları ve H-formülasyonu olarak sınıflandırılırlar(Hong vd., 2006). Bu formülasyonlar yönetici denklemler olarak anılmakta olup haklarındaki bazı bilgiler Tablo 2.2.’de verilmektedir.

Simülasyonun sayısal düzenini tesis etmek için mevcut tasarımdaki hal değişkenlerine göre bu formülasyonlardan biri veya bir kaç seçilerek işe başlanır. Bu nedenle yönetici denklemler sayısal düzeni oluşturmanın en önemli ayağını teşkil etmektedirler.

Tablo 2.2. Bazı sayısal model formülasyonları (Brambilla vd. 2006).

Denklem Adı	Temel Denklem	Tanımlamalar
Vektör-Skaler Potansiyel $\vec{A} - \varphi$	$\mu\sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \cdot \vec{A} = -\nabla\varphi$	<ul style="list-style-type: none"> • $\sigma = \sigma(E)$ • $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ • $\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla\varphi$
Akım Potansiyel $\vec{T} - \omega$	$\nabla^2\omega = 0$ $\vec{\nabla} \times \rho\vec{\nabla} \times \vec{T} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (T - \nabla\omega)$	<ul style="list-style-type: none"> • $\vec{J} = \vec{\nabla} \times \vec{T}$ • $\vec{H} = \vec{T} - \nabla\omega$ • $\rho = \rho(J)$
Elektrik-Alan E-Formülasyonu	$\vec{\nabla} \times \rho\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\sigma\vec{E})$	<ul style="list-style-type: none"> • $\sigma = \sigma(E)$ • $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \times \vec{E}$
Manyetik-Alan H-Formülasyonu	$\vec{\nabla} \times \rho\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$	<ul style="list-style-type: none"> • $\vec{J} = \vec{\nabla} \times \vec{H}$ • $\rho = \rho(J)$

H-formülasyonu, hal değişkeni olarak manyetik alanı kullanmak suretiyle, numune içerisinde alan dağılımının ve kritik akım yoğunluğunun tespitine olanak sağlamaktadır. Temel olarak Maxwell-Amperé Yasasına dayanmakta olup çıkarımı şu şekilde yapılabilir;

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} \quad (2.2)$$

Maxwell-Faraday Denklemi;

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

Manyetik alan için Gauss Yasası;

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.4)$$

Elektrik alan ve akım yoğunluğunun ilişkisi normal iletkenler için $\vec{E} = \rho\vec{J}$ şeklindedir. Ancak bu ilişki, süperiletkenlerde farklı olup çizgisellikten uzaktır. Ve bu süperiletkenlerin

simülasyonunu zorlaştıran etmenlerden biridir. Ancak kuvvet yasasıyla bu olaya iyi bir yaklaşıklık getirilerek çözüme ulaşılabılır. Kuvvet yasası şu şekilde ifade edilebilir;

$$\rho = \frac{E_c}{J_c} \left| \frac{J}{J_c} \right|^{n-1} \quad (2.5)$$

Burada $E_c = 10^{-4} V \cdot m^{-1}$ olup elektrik alan kriteriyonu olarak adlandırılır. J_c , kritik akım yoğunluğu ve n ise E 'nin J ile nasıl değiştiğinin bir ölçüsü olan boyutsuz bir niceliktir. Kritik akım yoğunluğu sabit veya alan bağımlı olabilir. Eğer kritik akım yoğunluğu alan bağımlıysa J_{c0} ve H_{ref} materyalin özellikleriyle tanımlanan birer sabit olmak üzere; Kim modelinin özel bir hali olan şu bağıntıyla ifade edilebilir;

$$J_c(H) = J_{c0} / \left(1 + \frac{H}{H_{ref}} \right), \quad H = \sqrt{H_x^2 + H_y^2} \quad (2.6)$$

Denklem 2.2'de $\vec{E} = \rho \vec{J}$ ifadesi yerine konular ve $\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$ ifadesiyle birlikte Denklem 2.3'te yazıldıktan sonra;

$$\vec{\nabla} \times (\rho \vec{\nabla} \times \vec{H}) = -\mu_0 \mu_r \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.7)$$

İfadesi elde edilir. Ayrıca $\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$ dönüşümü manyetik alan için Gauss Yasası ifadesine uygulandığında;

$$\vec{\nabla} \cdot (\mu_0 \mu_r \vec{H}) = 0 \quad (2.9)$$

olduğu görülür ve bu ilk durum şartı olarak düşünülebilir. Denklem sistemi Denklem 2.8 ve Denklem 2.9'u içerdiği için kısıtlanmıştır. Bunun için Kajikawa ve vd. tarafından öne sürülen yaklaşım (Kajikawa vd., 2003) kullanılarak Denklem 2.8'in diverjansı alındığında;

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \times (\rho \vec{\nabla} \times \vec{H})) = \vec{\nabla} \cdot \left(-\mu_0 \mu_r \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right) \quad (2.10)$$

denklemini elde edilir. Bir rotasyonel ifadesinin diverjansı sıfır olduğu için sol taraf sıfırdır. Bu durumda denklem şu forma indirgenir:

$$0 = \vec{\nabla} \cdot \left(-\mu_0 \mu_r \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right) = -\frac{\partial}{\partial t} \left(\vec{\nabla} \cdot (\mu_0 \mu_r \vec{H}) \right) = \left(-\frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) \right) \quad (2.11)$$

$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}$ ifadesinin t_0 zaman basamağında sıfır olduğu kuşkusuz biçimde aşikârdır ve t_0 zaman aralığından büyük zaman değerleri için bu ifade sıfır kalmaya devam etmektedir. Açıkçası bu kısıtlama yalnızca t_0 zaman basamağı için doğrudur ve sayısal hatalar zamanla birikebilir. Buda sonucun ıraksamasına neden olur. Zamansal ve mekânsal kesikleştirme düzeltmeleri ile sayısal çözümleyici (genelde Newton Yöntemi) gibi uygun adımlarla bu durumun üstesinden gelinir. Denklem 2.10 H-durum değişkeni için sayısal analiz paket programıyla çözülen yönetici denklemdir.

Bu çalışmada Comsol Multiphysics paket programı kullanıldığı için, yönetici denklemin, hal değişkenini u ile temsil edildiği Comsol notasyonuna uyumlu olması için düzenlenmesi gerekmektedir. Comsol notasyonunda 2-boyutlu simülasyonun H-formülasyonu için hal değişkeni ifadesi;

$$u = \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

olmak üzere çözülecek denklem şu şekildedir:

$$e_a \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + d_a \frac{\partial u}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma} = f_s \quad (2.12)$$

Burada e_a kütle sabiti, d_a sönümlenme sabiti, $\vec{\Gamma}$ ise korunumlu akı vektörü ve f_s ise kaynak terimidir.

Bu çalışmada e_a ve f_s terimleri sıfırdır. İlgili diğer tanımlamalar şu şekildedir;

$$d_a = \begin{bmatrix} \mu_0 \mu_r & 0 \\ 0 & \mu_0 \mu_r \end{bmatrix}, \quad \vec{\Gamma} = \begin{bmatrix} 0 & E_z \\ -E_z & 0 \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

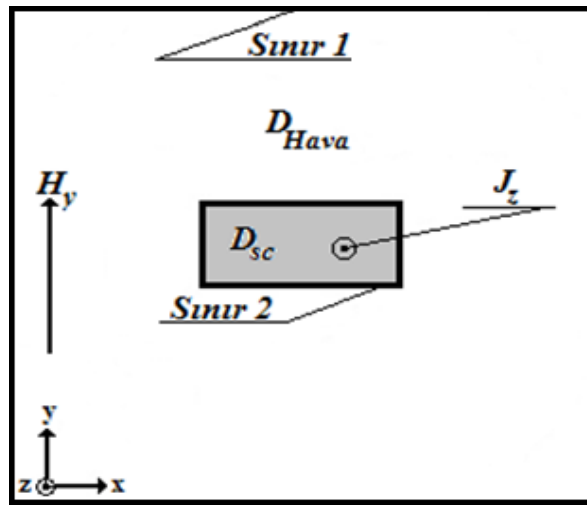
2.2.1.6. Sonuçlarla İşlemler (Postprocess Results)

Simülasyon çalıştırılıp sonuçlar elde edildikten sonra sonuçlar üzerinde işlemler yapma işlemi “*Postprocess Results*” olarak adlandırılmaktadır. Bu yöntemle ihtiyaca göre sonuçlar üzerinden araştırmalar tekrara gerek kalmadan gerçekleştirilebilmekte olup zamandan büyük ölçüde tasarrufa imkân sağlamaktadır.

Bu çalışmada hesaplanan manyetik alan değerleri için manyetizasyonun hesaplanması sonuçlarla işlem yapma işlemine örnektir. Ayrıca yine gerçekleştirilen manyetik alan hesaplanmalarından, manyetik büzünümün (magnetostriction), AC kayıpları veya manyetik kaldırma kuvvetinin hesaplanması da sonuçlarla işlemlere örnek gösterilebilir.

2.2.2. Çalışmada Kullanılan 2-Boyutlu Süperiletken Simülasyonu

Bu çalışmada, süperiletkenin sahip olduğu orijinal geometriye sadık kalınarak, numunenin kartezyen koordinatlarda z-ekseninde sonsuz uzunluklu dikdörtgen ara kesitli bir numune olarak varsayıldığı ve manyetik alanın y-ekseni doğrultusunda uygulanıp, H-formülasyonunu temel alındığı 2-boyutlu bir model kullanılmıştır. Modelin sahip olduğu geometrik düzen Şekil 22’de görüldüğü gibi olup 2-boyutlu uzayı süperiletken bölge (D_{SC}), ve dielektrik olan hava (D_{Hava}) bölgesi olmak üzere iki alt bölgeye bölmektedir.



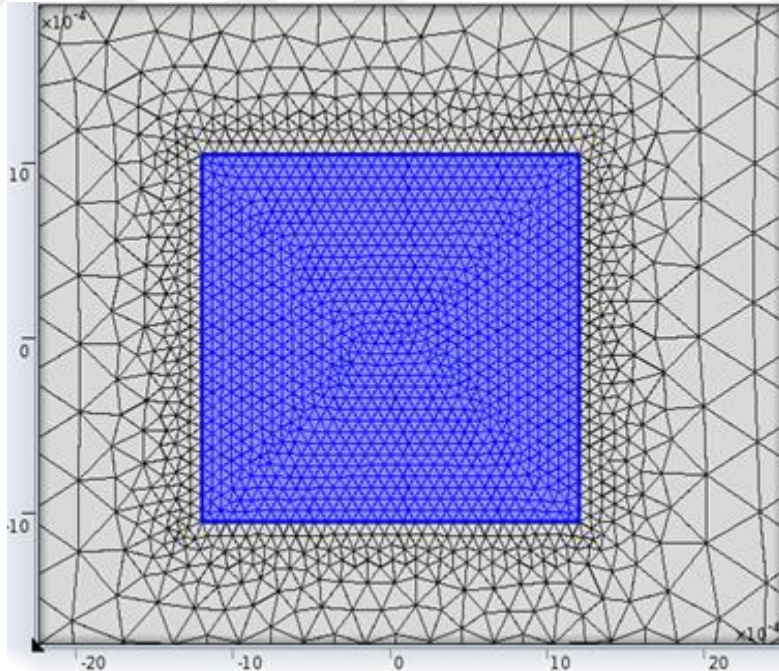
Şekil 22. Alt bölgeler ve sınırları; uygulanan manyetik alan (H_y) y- ekseninde, kritik akım yoğunluğu (J_z) z-ekseni doğrultusundadır.

Manyetik alan, D_{hava} sınırına tanımlanan Dirichlet sınır şartıyla, $f=5$ Hz frekanslı sinüsel manyetik alan biçiminde uygulanmış olup kritik akım z-ekseninde akmaktadır ve kritik akım yoğunluğu ifadesi Denklem 2.14 teki gibidir:

$$J_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (2.14)$$

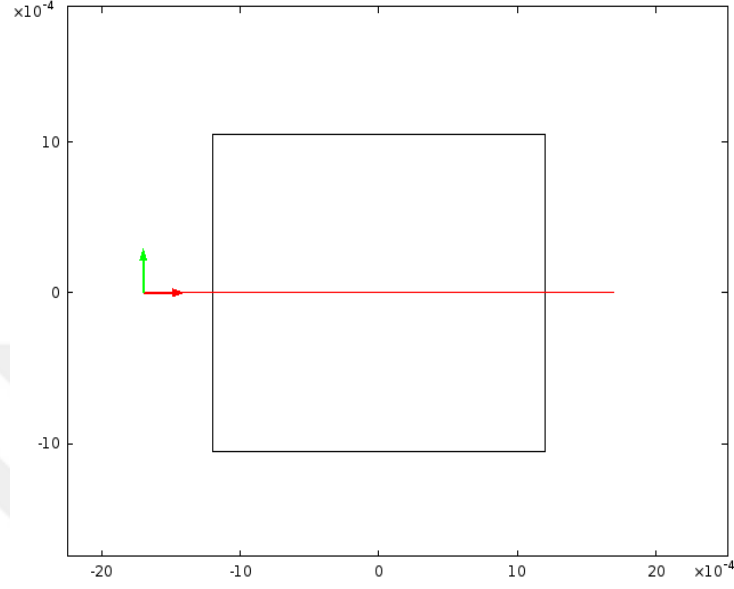
Kuvvet Yasasında, literatürdeki örneklere benzer biçimde (ayrıntılar için; Çelebi vd. 2005 ve Brambilla vd., 2006) kuvvet değeri olarak $n=25$, elektrik alan kriteriyonu olarak $E_c=10^{-4}$ V/m alınmıştır.

Örgüleme işlemi, yeterlilik ve kaliteden ödün vermeden ideale yakın hesaplama süresi ve en iyi uyumu sağlayacak sayısal veriler elde edilebilmesi için süperiletken bölgeye “finer” ayarında, hava bölgesine “coarse” ayarında serbest üçgensel örgüleme elemanı kullanmak suretiyle gerçekleştirilmiştir. Ve sonuçta 3432 adet bölge ve 148 sınır elemanı elde edilmiştir. Örgüleme işleminin görüntüsü 4x yakınlaştırma sonucunda Şekil 23’teki gibidir.



Şekil 23. Simülasyonda kullanılan geometrinin örgülenmiş hali. Ölçekler metre biriminde olup azami element boyutu 8×10^{-5} m’dir.

Simülasyondan süperiletken içerisindeki akım yoğunluğu ve profilleri ile manyetik akı yoğunluğu ve profillerinin değişiminin incelemek için kullanılan “Cut line 2D graph” Şekil 24’teki gibi çizilmiştir.



Şekil 24. Sonuçları görselleştirmek için kullanılan Cut line 2D graph ayarı

Bütün hesaplamalar, 2,1 GHz frekans değerine sahip işlemci, 4 GB kapasiteli işlemsel bellek ve 1 GB kapasiteli 128 bitlik ekran kartı ile donanmış kişisel bilgisayarda 38 dakikada gerçekleştirilmiştir.

3. BULGULAR VE TARTIŞMA

3.1. Düşük Sıcaklık Manyetizasyon Ölçümleri

Düşük sıcaklık manyetizasyon ölçümü için düşük sıcaklık fiziği laboratuvarında bulunan Quantum Design marka PPMS (**Physical Properties Measurement System**) cihazı kullanılmıştır. Mevcut sistem, manyetik alan akım kaynağı, sıvı azot ceketli helyum tankı ve tüm bu bileşenleri hassas biçimde kontrol edebilen Quantum Design Model 6000 ana kontrolcüsünden meydana gelmekte olup ayrıca direnç ölçüm modülü ve titreşimli örnek manyetizasyon ölçüm modülünü VSM'yi de (**Vibrating Sample Magnetometer**) içermektedir. Sistemin sıcaklık-çalışma aralığı 1,9K ile 400K arasında olup, $\pm 7T$ ($\pm 5,57MA/m$) aralığında manyetik alan uygulanabilmektedir.

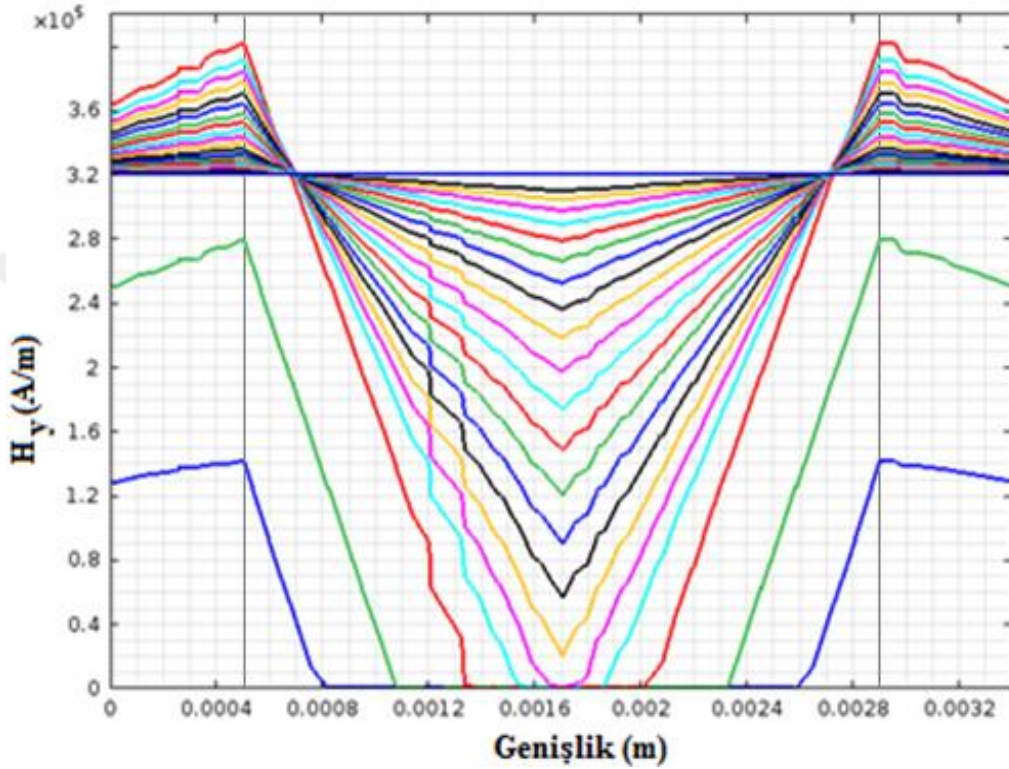
Numunenin manyetizasyon ölçümleri 90K – 20K aralığında, 40kA/m, 80kA/m, 160kA/m ve 320kA/m'lik alan değeriyle alansız soğutma ve alanlı soğutma işlemi gerçekleştirilmiş olup manyetizasyon – sıcaklık (M-T) değişimi incelenmiştir. Ayrıca sabit sıcaklık manyetizasyon ölçümü ise 20K'de gerçekleştirilmiştir. Manyetik ölçümler ve numune ilgili ayrıntılı bilgiler Engin Uysal'ın yüksek lisans tezinde mevcuttur (Uysal, 2012).

3.2. Simülasyondan Elde Edilen Bulgular

Bu kısımda simülasyondan elde edilen bulgular, literatürde bulunan örneklerle benzer biçimde (örnek olarak; Çelebi vd., 2015 ile Ainslie ve Fujishiro, 2015), deneysel verilerin sayısal olarak tekrar üretimi adına elde edilen verilerin deneysel verilerle karşılaştırılması biçimde sunulacaktır. Simülasyondan elde edilen bulgular alanlı ve alansız soğutma işlemleri adına, belirli alan ve akım değerleri için, şu sırayla sunulacaktır: Akı yoğunluğu profilleri, akım yoğunluğu profilleri ve bunların sıcaklıkla değişimleri (Denklem 1.3 yardımıyla), belirli zaman değerleri için manyetik alan çizgilerinin dağılımıyla birlikte akım yoğunluğunun ya da normalize akım yoğunluğunun (J_z/J_c) dağılımı. Nihayetinde kalıcı manyetizasyon incelemeleri verilecektir.

3.2.1. Alansız Soğutma İşlemi

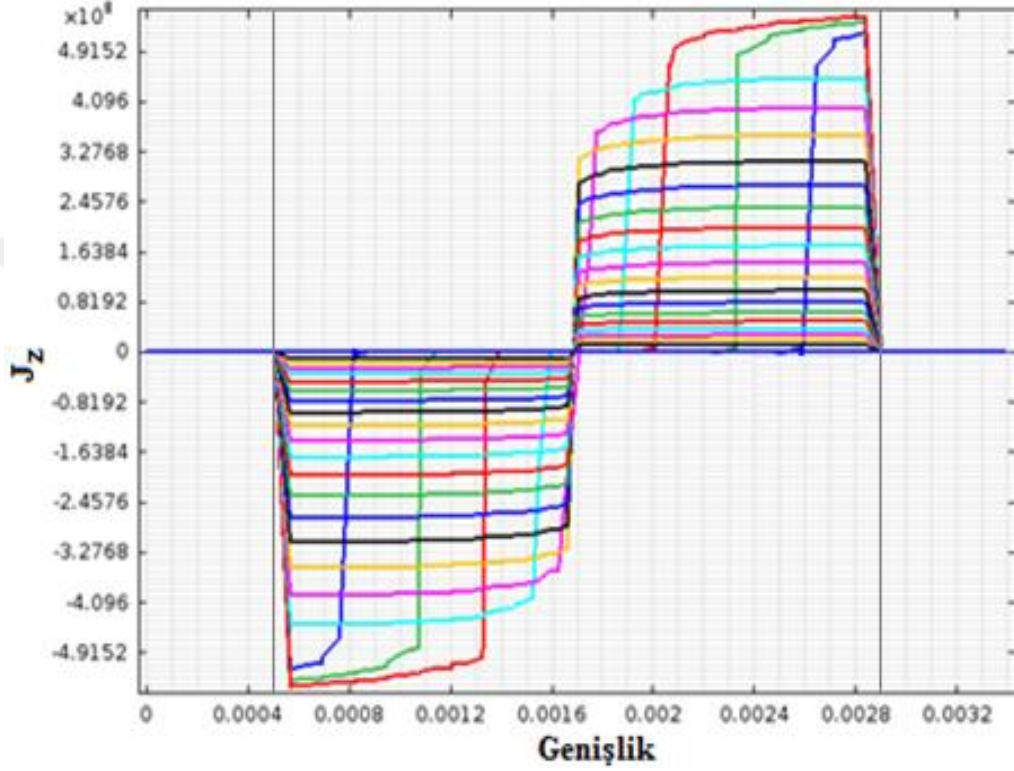
Alansız soğutma işlemi sonrasında manyetik alanın numuneye üç adımda artırılarak uygulanması ve 360 kA/m'lik değerden sonra ısıtılması sonucu Şekil 25'teki akı yoğunluğu profili elde edilmiştir.



Şekil 25. ZFC sonrası, alanın yaklaşık 120 kA/m'lik üç kademeyle artırılarak 360 kA/m'lik alan değerinden sonra ısıtılma işlemi neticesinde elde edilen akı yoğunluğu profilleri ($J_{c0}=4,35 \times 10^8$ A/m, $p=2,5$)

Şekil 25 incelendiğinde, alansız soğutma sonrası alan artarken ve ısıtılırken oluşan akı yoğunluğu profilleri görülmekte olup alanın yaklaşık olarak 120 kA/m'lik 3 kademeyle artırıldığı ve akabinde kırmızı profilden sonra numunenin ısıtıldığı anlaşılmaktadır. Burada mavi renkli profile ~ 120 kA/m'lik alan değeri, yeşil profile ~ 240 kA/m'lik alan değeri ve kırmızı profile ise ~ 320 kA/m'lik alan değeri denk gelmektedir. Şunu belirtmek gerekir ki, alansız soğutma sonrası manyetik alan 120 kA/m'lik adımlarla uygulanmasına rağmen numunenin sınırında manyetik alan değerlerinin, 120 kA/m, 240 kA/m ve 360 kA/m'lik değerleri aştığı ve numuneden uzaklaştıkça bu değerlere yanaştığı görülmektedir. Bu artışa numunenin sonlu boyutlarda olması ve yüzeyde akan akımların manyetik alanları

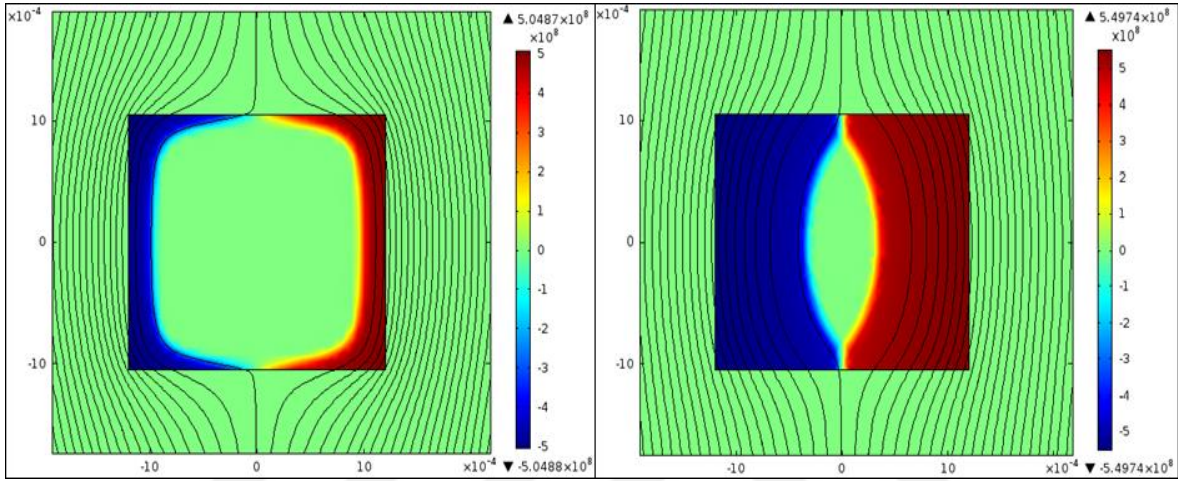
güçlendirici etkisi sebep olmaktadır. Alanın artırılması sonrası 360 kA/m’lik alan değerine erişildikten sonra ısıtılma sonucu kırmızı profilin eğiminin giderek azaldığı, dolayısıyla kritik akım değerinin de azaldığı ve üst mavi profilde numunenin tamamına alanın nüfuz ettiği görülmektedir. Bütün bu olayların gerçekleştiği esnada yapıda oluşan akım profilleri Şekil 26’da gösterildiği gibi elde edilmiştir.



Şekil 26. ZFC sonrasında numuneye alan uygulanması ve 360 kA/m değerinden sonra ısıtılma esnasında numunede Şekil 24’te gösterilen “Cut-line 2D graph çizgisi” üzerinde oluşan akım yoğunluğu profilleri ($J_{c0}=4,35 \times 10^8$ A/m, $p=2,5$)

Şekil 26’da, Şekil 25’teki profil renklerine karışık gelen akım yoğunluğu profilleri görülmektedir. Burada mavi, yeşil ve kırmızı renkler ilk uygulanan alan değerlerine, turkuaz ve altındaki renklerse ısıtma sırasındaki akım değerlerine karşılık gelmektedir. Şekil 26, görüldüğü üzere Şekil 25’te yapılan ısıtma sonrası akım değerinin azalması çıkarımını doğrulamaktadır. Uygulanan ilk üç adım için kritik akım değeri artmakta kırmızı ile bir maksimum yaparak turkuazla azalmaya başlamaktadır.

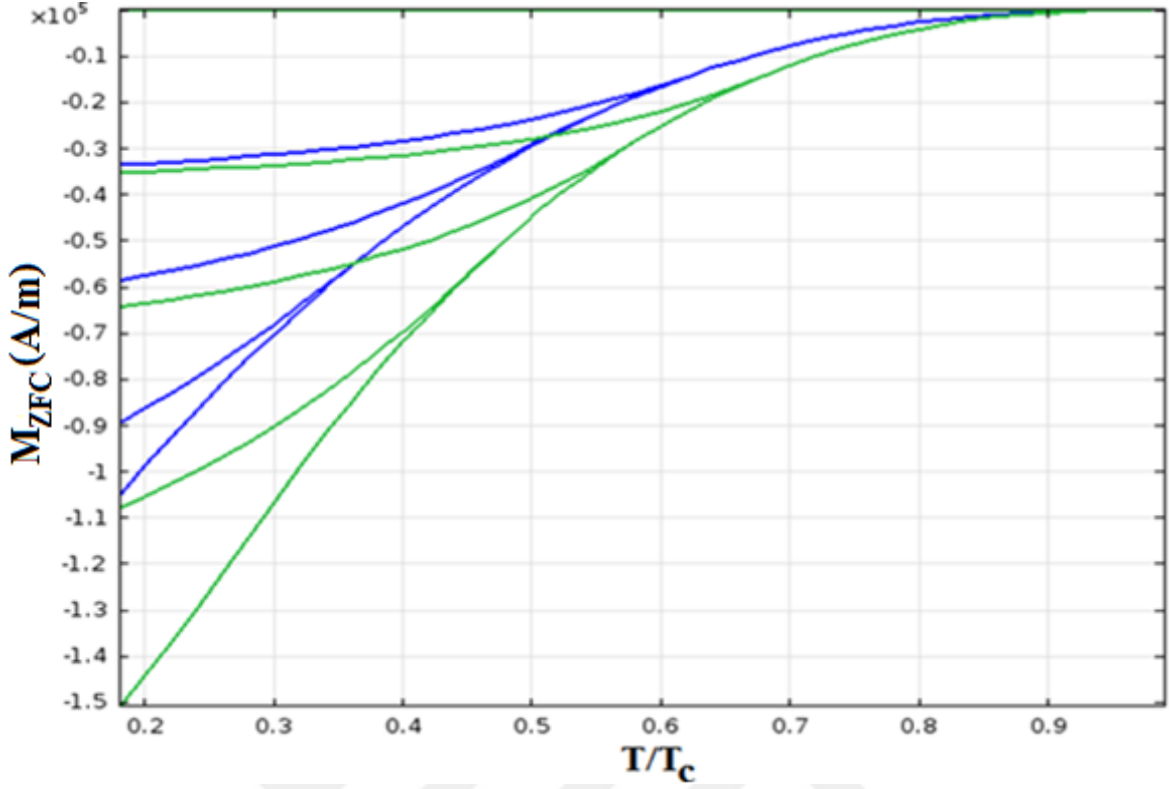
Alansız soğutma sonrası numuneye uygulanan alan neticesinde içeride bir akım indüklenecektir. Bu akımın büyüklüğü Faraday Yasası'nın öngördüğü üzere alan büyüklüğü ile orantılı olacaktır. İndüklenen akımın süperiletken içerisinde ne şekilde dağıldığını bilmek numunenin analizi için faydalı bir adım olacaktır. Bunun için $H_{ZFC}=80$ kA/m ve $H_{ZFC}=320$ kA/m'lik alan değerleri için numunede indüklenen akım yoğunluğu ve akı çizgilerinin deseni sırasıyla Şekil 27'de verilmiştir.



Şekil 27. ZFC sonrası uygulanan alan değeri $H_{ZFC}=80$ kA/m (solda) ve $H_{ZFC}=320$ kA/m iken (sağda) numunede indüklenen akım yoğunluğu ve akı çizgilerinin deseni

Şekil 27'de mavi renk Şekil 22'de tanımlanan koordinat sistemine uygun olarak “-z ekseni” doğrultusunda akan akıma ve kırmızı renk ise “+z ekseni” doğrultusunda akan akıma denk gelmekte olup sağ kenarda görülen ölçeğe göre aldığı değerlerin değişimleri görülmektedir. Ayrıca 80 kA/m'lik alan değerinde süperiletken içinde indüklenen akım, 320 kA/m'lik alan değerinde indüklenen akıma nazaran çok daha az bir alanı işgal etmekte olduğu ve maksimum akım yoğunluğu değerlerinin sırasıyla $5,0487 \times 10^8$ A/m ve $5,4974 \times 10^8$ A/m olduğu görülmektedir. Ayrıca 80 kA/m'lik alanda numuneye 320 kA/m'lik alana nazaran çok daha az alanın nüfuz ettiği görülmektedir. Bu akı çizgilerinin deseninde de açıkça görülmektedir.

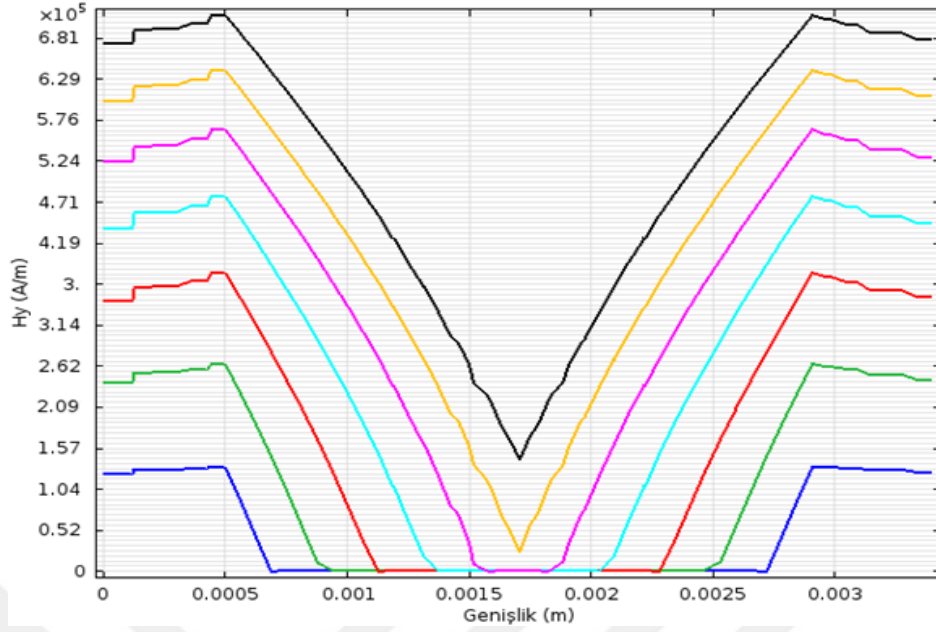
Farklı akım değerleri için numunede farklı manyetizasyon-sıcaklık değişimleri incelenebilir. Bunun için alansız soğutma sonrası 80 kA/m, 120 kA/m, 240 kA/m ve 320 kA/m'lik alan uygulandıktan sonra, ısıtma esnasında manyetizasyon-sıcaklık (M-T) değişiminin, $J_{c0_1} = 4,35 \times 10^8$ A/m² ve $J_{c0_2} = 6,50 \times 10^8$ A/m² olmak üzere iki farklı J_{c0} değeri için üretilen sayısal veriler Şekil 28'de verilmiştir.



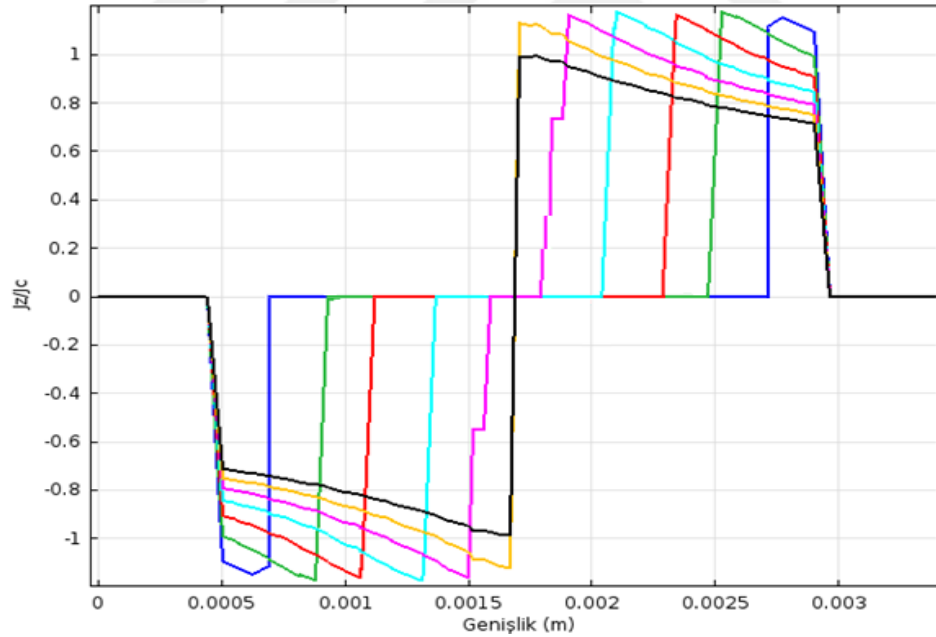
Şekil 28. ZFC sonrası $H_{ZFC}=80, 120, 240$ ve 320 kA/m iken ısıtma esnasında manyetizasyon sıcaklık (M-T) değişimi; burada mavi renk $J_{c0}= 4,35 \times 10^8$ A/m²'lik akım değerini, yeşil renk ise $J_{c0}= 6,50 \times 10^8$ A/m²'lik akım değerini temsil etmektedir.

Buradan da görüldüğü üzere artan dış alan ve akımla birlikte manyetizasyon da artmaktadır. Ayrıca bu durum $M_{REM}-T$ eğrilerine J_{c0} değerini değiştirerek uyum eğrisi elde edilebileceğini göstermektedir.

Kritik akım yoğunluğunun alan ile belli bir bağıntıya göre değiştiği durumu incelemek ZFC sonrası ölçülen M-H histerezis eğrilerini analiz etmek adına önemlidir. Bunun için kritik akımın, Denklem 2.6 ile değiştiği durumu ele alalım. $H_{ref}=800$ kA/m'lik alan değeri için alansız soğutma sonrası, alan artarken numunede oluşan akı yoğunluğu profili Şekil 29'da, indirgenmiş akım yoğunluğu profilleri ise Şekil 30'da gösterilmiştir.



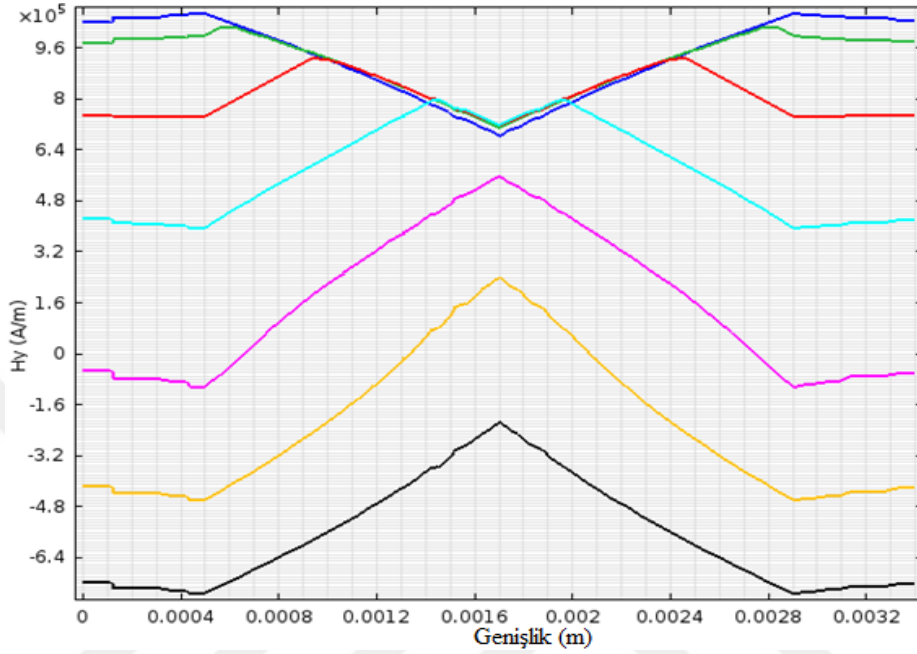
Şekil 29. ZFC sonrası $H_{ref}=800$ kA/m için alan artarken numunede oluşan akı yoğunluğu profilleri ($J_{c0}=6,50 \times 10^8$ A/m, $p=2,5$)



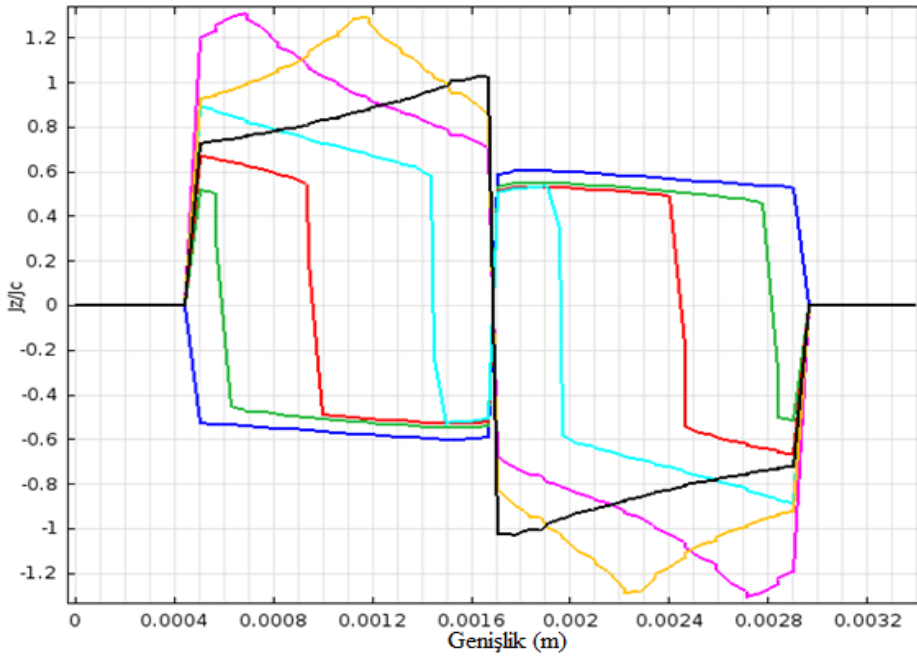
Şekil 30. ZFC sonrası $H_{ref}=800$ kA/m için alan artarken numunede oluşan indirgenmiş akım yoğunluğu profilleri ($J_{c0}=6,50 \times 10^8$ A/m, $p=2,5$)

Şekil 29 ve Şekil 30 irdelendiğinde, ZFC sonrası alan arttırılma aşamasında akı perdeleyici akım numunenin sağ tarafında +z-ekseni yönünde (sayfa düzleminden dışarı), sol tarafta ise -z-ekseni yönünde (sayfa düzlemine doğru) aktığı ve ayrıca akı cephelerinin (flux front) gittikçe merkeze yaklaştığı görülmektedir.

Şekil 31’de $H_{ref}=800$ kA/m’lik alanın uygulanması sonrası alan azalırken numunede oluşan akı yoğunluğu profilleri, Şekil 32’de ise bu durumda oluşan indirgenmiş akım yoğunluğu profilleri verilmiştir.



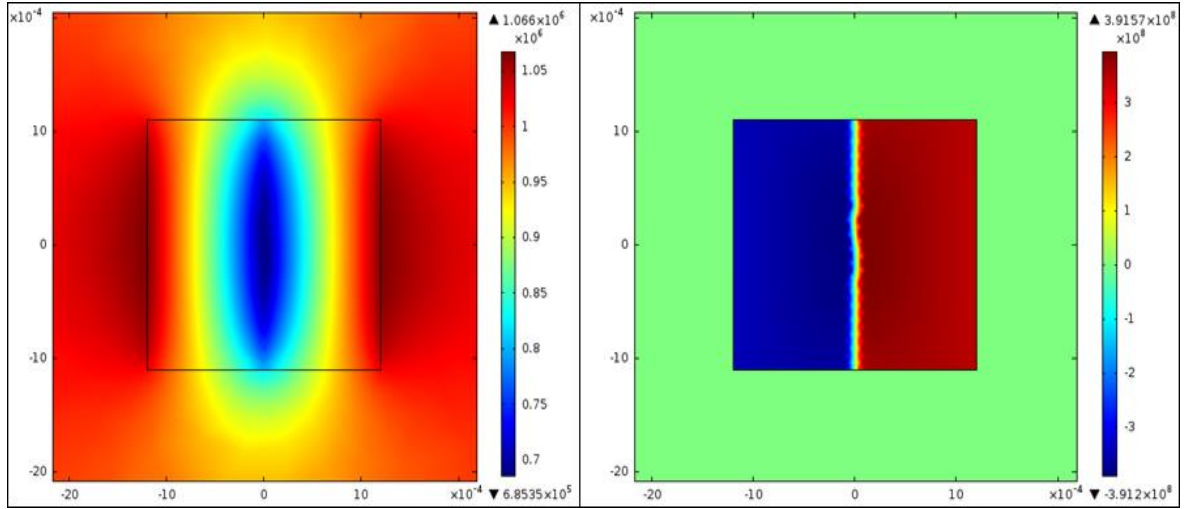
Şekil 31. ZFC sonrası $H_{ref}=800$ kA/m için, alan azalırken numunede oluşan akı yoğunluğu profilleri ($J_{c0}=6,50 \times 10^8$ A/m, $p=2,5$)



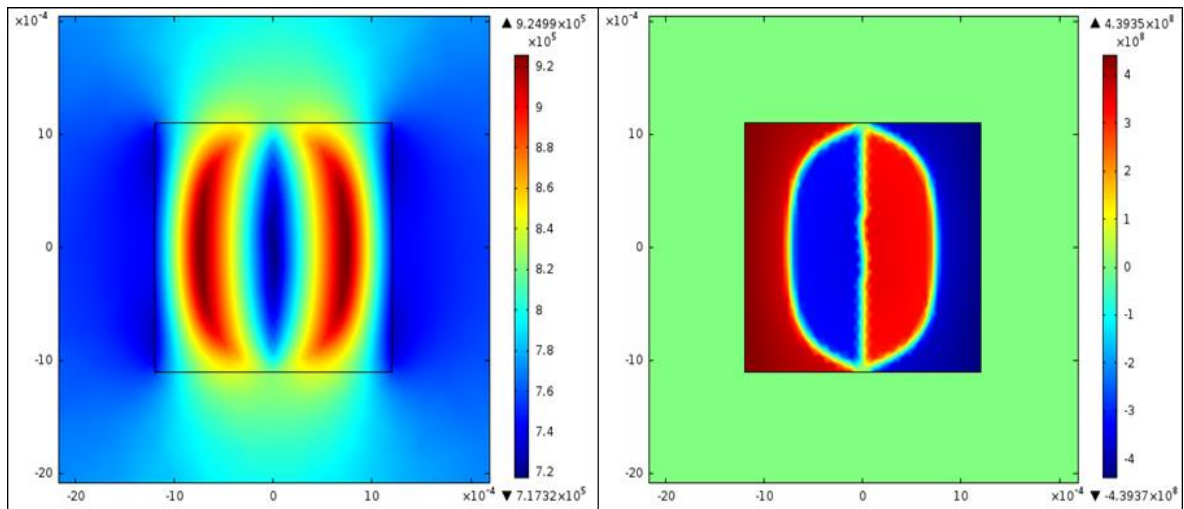
Şekil 32. ZFC sonrası $H_{ref}=800$ kA/m için, alan azalırken numunede oluşan indirgenmiş akım yoğunluğu profilleri ($J_{c0}=6,50 \times 10^8$ A/m, $p=2,5$)

Şekil 31 ve Şekil 32 incelendiğinde, Şekil 29 ve Şekil 30'dan farklı olarak, akı perdeleyici akım numunenin sağ tarafında $+z$ -yönünde sol tarafında ise $-z$ -yönünde akmakta olduğu görülmektedir.

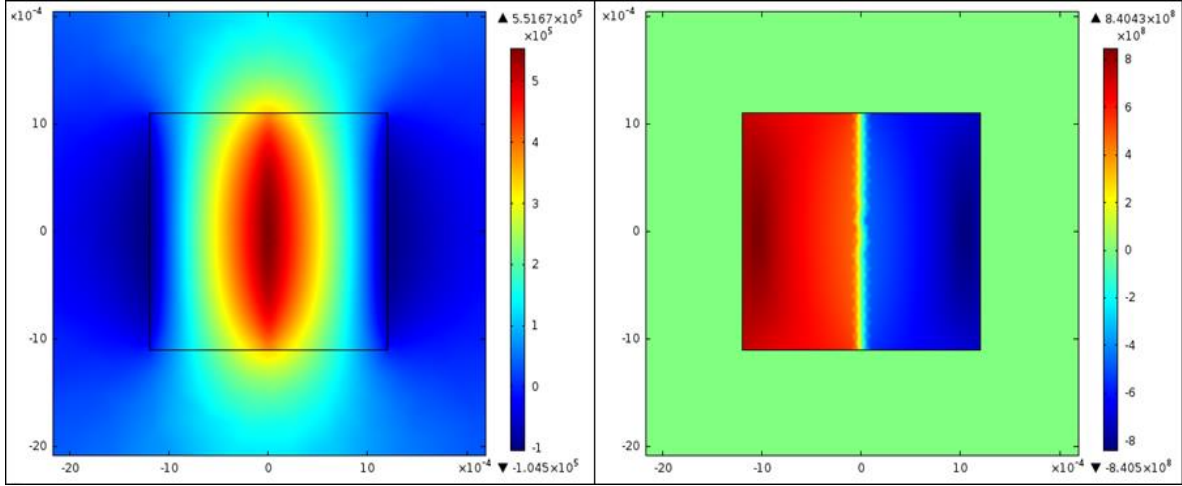
Alansız soğutma sonrası $H_{ref}=800$ kA/m'lik alan değeri için alan azalırken gözlemlenen akı yoğunluğunun y -bileşeninin dağılımı ve akımın dağılımı, $H_y=998$ kA/m, $H_y=770$ kA/m ve $H_y=31,4$ kA/m'lik olduğu üç durum için Şekil 33, Şekil 34 ve Şekil 35'te verilmiştir.



Şekil 33. ZFC sonrası $H_y=998$ kA/m için alan azalırken akı yoğunluğunun y -bileşeninin (solda) ve kritik akım değerinin (sağda) dağılımları.



Şekil 34. ZFC sonrası $H_y=770$ kA/m için alan azalırken, akı yoğunluğunun y -bileşeninin (solda) ve kritik akım değerinin (sağda) dağılımları.

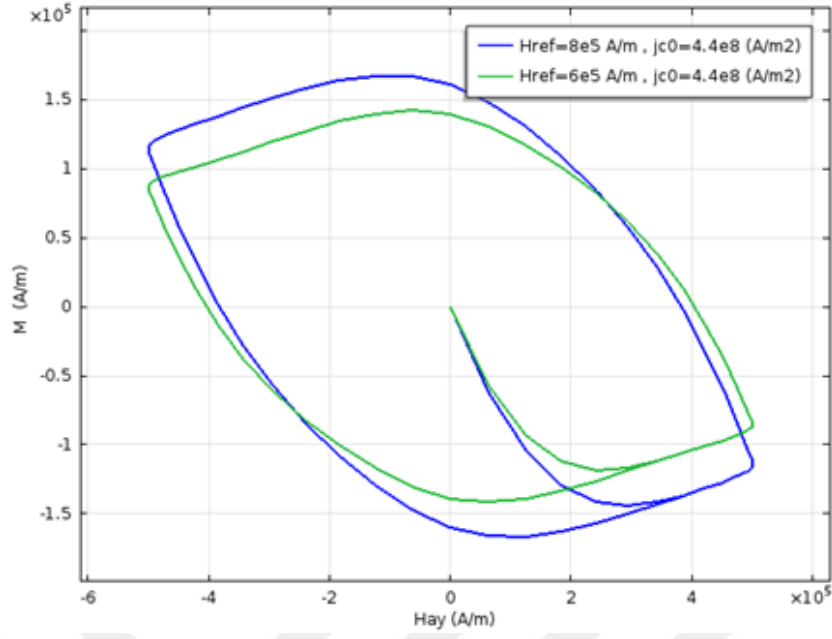


Şekil 35. ZFC sonrası $H_y=31,4$ kA/m için alan azalırken, akı yoğunluğunun y-bileşeninin (solda) ve kritik akım değerlerinin (sağda) dağılımı.

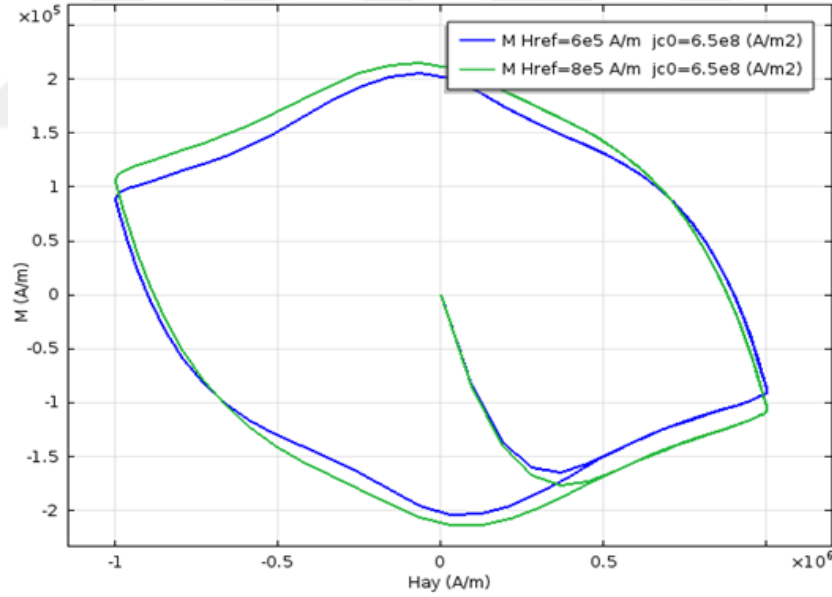
Şekil 33 incelendiğinde akının çoğunlukla numunenin yanal kenarlarında yüksek değerler aldığı ve merkeze yanaştıkça büyüklüğünün azaldığı görülmektedir. Kritik akımın numunenin iç kesimini tamamen işgal ettiği numunenin sağında +z yönünde (sayfa düzlemin doğru) ve solunda ise -z yönünde (sayfadan içeri doğru) akmakta olduğu görülmektedir. Şekil 34'te ise manyetik alanın azalması sebebiyle numunenin yüzeyine yakın bölgelerde akının azaldığı ve yüzeyle merkez arasındaki bir bölgede akımın maksimum olduğu durum görülmektedir. Bundan dolayı akımın numune içerisinde soldan sağa doğru sayfa düzleminde dışa doğru, sayfa düzleminde içeri doğru, sayfa düzleminde dışa doğru ve sayfa düzleminde içeri doğru akımın dolaştığı 4 bölge görülmektedir. Bu durum hem Şekil 34'te sağ taraftaki şekilden hem de Şekil 31'deki kırmızı renkli akım yoğunluğu profilinden anlaşılmaktadır. Şekil 35'te Şekil 33'ten farklı olarak akı yoğunluğunun numunenin merkezinde en yüksek değerde olduğu, diğer bölgelerde ise sıfır değerine doğru giden bir gradyent gösterdiği görülmektedir. Kritik akım ise Şekil 33'ten farklı olarak numunenin sağında -z yönünde (sayfadan içeri doğru) ve solunda ise +z yönünde (sayfa düzlemin doğru) akmaktadır.

$4,48 \times 10^8$ A/m² ve $6,5 \times 10^8$ A/m²'lik J_{c0} değerleriyle $H_{ref}=600$ kA/m ve $H_{ref}=800$ kA/m alan değerleri için Denklem 3.2 ile verilen 2-boyutta manyetizasyon ifadesine göre türetilen M-T eğrileri sırasıyla Şekil 36 ve 37'de verilmiştir.

$$M = \frac{1}{2A} \oint_{D_{SC}} x J_z dA \quad (3.2)$$



Şekil 36. ZFC sonrası $H_{ref}=600$ kA/m için (yeşil) ve $H_{ref}=800$ kA/m için (mavi) M-H histerezis eğrileri



Şekil 37. ZFC sonrası $H_{ref}=600$ kA/m için (mavi) ve $H_{ref}=800$ kA/m için (yeşil) M-H histerezis eğrileri

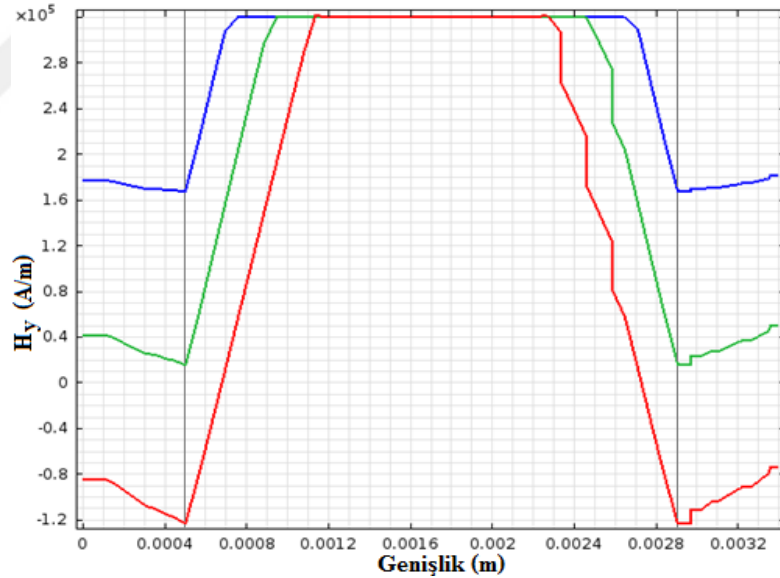
Şekil 36 ve Şekil 37 incelendiğinde aynı J_{c0} değeri için farklı H_{ref} değerleri söz konusu olduğunda artan H_{ref} değeriyle manyetizasyonun arttığı ve farklı J_{c0} değerleri içinse J_{c0} değerinin artmasıyla manyetizasyonun arttığı görülmektedir. H_{ref} ve J_{c0} değerleri değiştirilerek yapılan simülasyon hesapları, hem bu tezde çalışılan Lu katkılı YBCO

süperiletkenin hem de başka yüksek sıcaklık süperiletken numunelerin M-H histerezis eğrilerine uyum eğrileri elde edilebileceğini göstermiştir (Uysal vd., 2015). Dolayısıyla bu iki boyutlu simülasyon hesapları, ilgili süperiletken numuneyi manyetik açıdan analiz etmede kullanılabileceği anlaşılmıştır.

3.2.2. Alanlı Soğutma

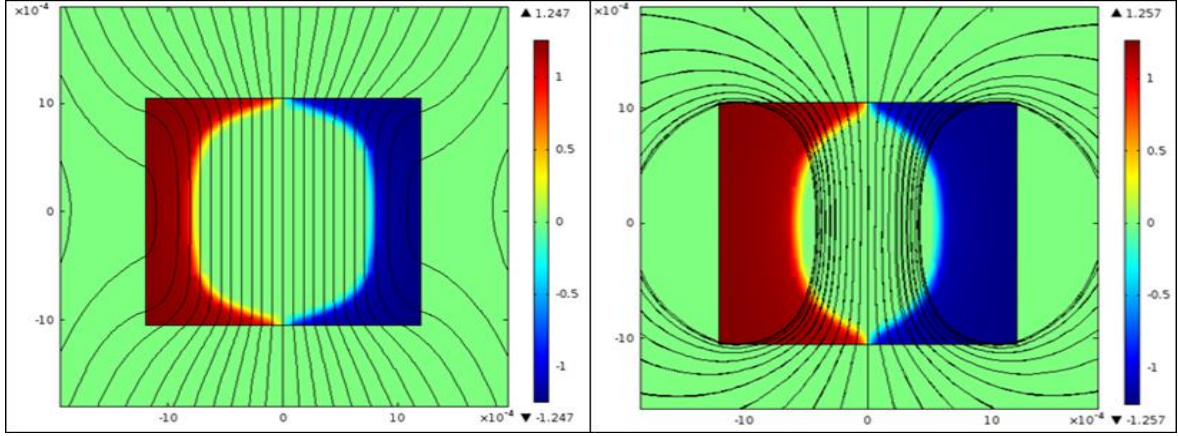
Analiz sırasında, alanlı soğutma hesaplarında yüzeyde dolaşan Meissner akımını ihmal edilecek kadar küçük olması sebebiyle hesaba katılmadığı ve alanlı soğutma sonrası kalıcı manyetizasyon sıcaklık değişiminin ölçümü yapıldığı için alanlı soğutma üzerinde çok durulmamıştır.

Numuneye $H_{FC}=320$ kA/m'lik alanın uygulanıp 3 aşamada kademeli olarak azaltılmasıyla gerçekleştirilen alanlı soğutma sonrası numunede oluşan akı yoğunluğu profilleri Şekil 38'de gösterilmiştir.



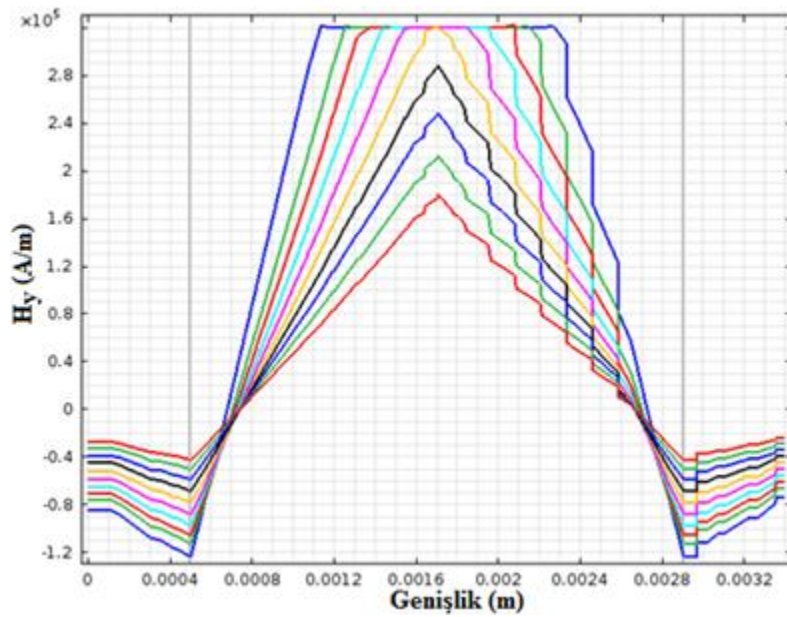
Şekil 38. FC sonrası $H_{FC}=320$ kA/m için alan azaltılırken oluşan akı yoğunluğu profilleri ($J_{c0}=6,5 \times 10^8$ A/m, $p=2,5$)

Görüldüğü üzere alan azaldıkça numunedeki kalıcı manyetizasyon da azalmaktadır. Kırmızı profilden sonra alan sıfırlanmış olup numune içinde manyetik alan hapsolmuştur. Buradaki yeşil ve kırmızı profiller için normalize akım ve manyetik alan çizgilerinin dağılımını veren değişimler Şekil 39'da verilmiştir.



Şekil 39. Şekil 38'deki yeşil profil için (solda, $t=0,004s$), mavi profil için (sağda, $t=0,008s$) manyetik akı çizgilerinin deseni ve normalize akım yoğunluğunun dağılımı

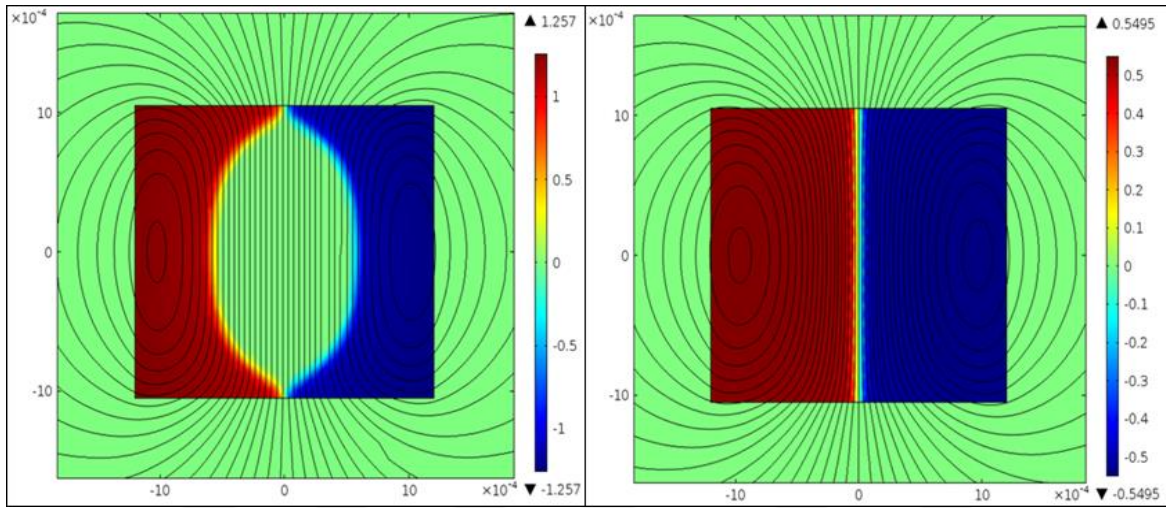
Burada, yeşil profil esnasında numunede indüklenen akımın Şekil 27'den farklı yönlerde aktığı görülmekte ve alan azaltıldıkça numunede indüklenen akı tuzaklayıcı akımın numunenin daha büyük bir kesitini işgal ettiği görülmektedir. Ayrıca kırmızı profil esnasında manyetik alan kaldırıldığı halde, tuzaklanan akı nedeniyle numunenin mıknatıs gibi davrandığı görülmektedir. Alanlı soğutma sonrası, $H_{FC}=320$ kA/m için, alan sıfırlandıktan sonra numune ısıtılırken oluşan akı yoğunluğu profilleri Şekil 40'ta gösterilmiştir.



Şekil 40. FC sonrası $H_{FC}=320$ kA/m için alan sıfırlandıktan sonra numune ısıtılırken oluşan akı yoğunluğu profilleri

Şekil 40'ta numunenin alansız soğutma sonrası alan sıfırlandıktan sonra 10 kademe ısıtılarak elde edilen akı yoğunluğu profilleri görülmektedir. Numune ısıtıldıkça profillerin eğimleri azalmakta yani kalıcı manyetizasyonun sıcaklığın artmasıyla azalmaktadır.

Alansız soğutma sonrası alanın kaldırıldığı durum ve numunenin ısıtılması esnasında akımın tüm numunede dolaştığı duruma (sarı profil) karşılık gelen normalize akım dağılımı ile manyetik alan çizgilerinin dağılımını veren değişimler Şekil 41'de gösterilmiştir.

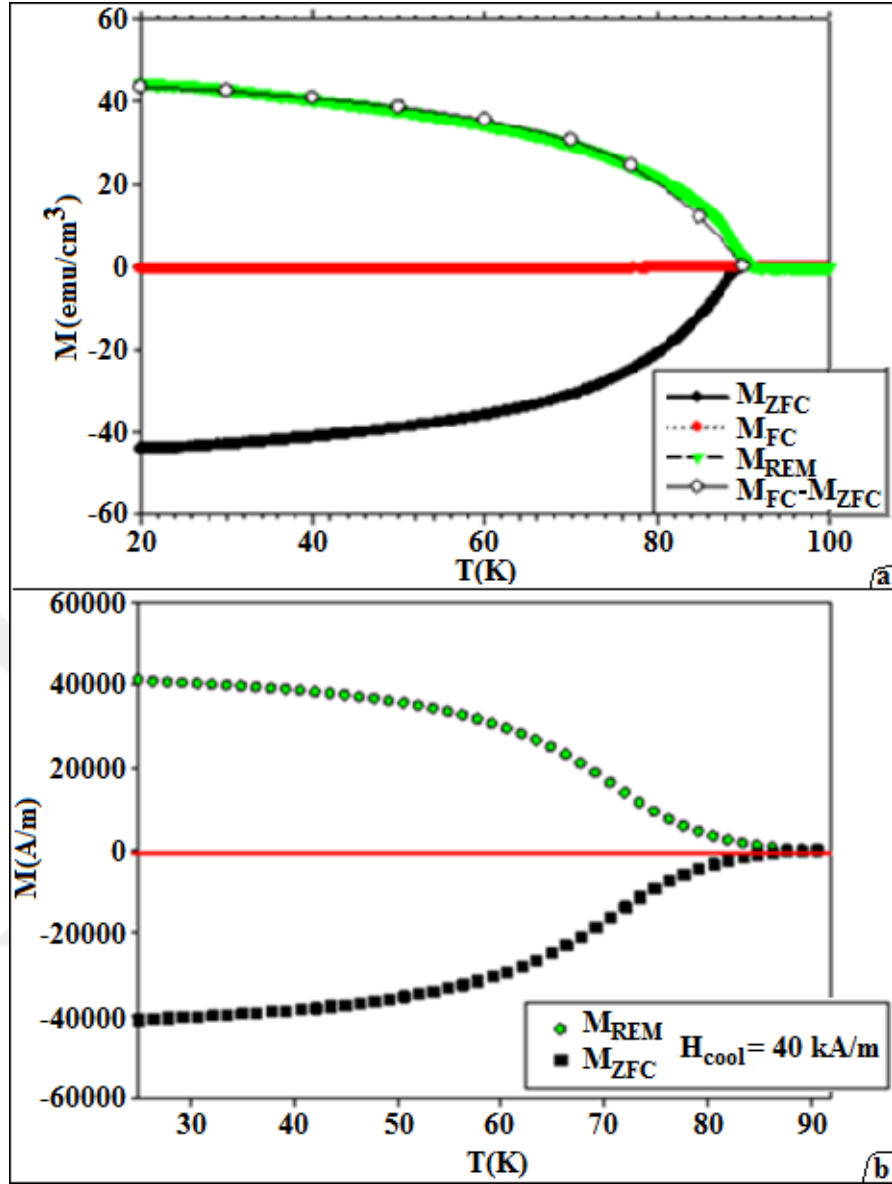


Şekil 41. FC sonrası uygulanan alan kaldırıldığı durum için (solda, $t=0,012s$), alan sıfırken numune ısıtılma aşamasında akımın tüm numunede dolaştığı sıcaklığa karşılık gelen manyetik akımın (Şekil 40'taki sarı profil) akış çizgilerinin deseni ve normalize akım yoğunluğunun dağılımı (sağda, $t=0,06s$)

Burada indüklenen akımın numunenin içerisini tamamen işgal ettiği görülmektedir. Sarı profilin oluştuğu esnada yapıda tuzaklanan akıdan ötürü numunenin tam bir mıknatıs gibi davrandığı görülmektedir.

3.2.3. Kalıcı Manyetizasyon

Kesim 2.1.2.'de açıklanan yöntemlerle manyetizasyonun sıcaklıkla değişiminin irdelenmesi Lütesyum katkılı YBCO süperiletken numunesi için gerçekleştirilmiştir. Buna örnek olarak 40 kA/m'lik alan değerinde ölçülen M_{REM} , M_{FC} ve M_{ZFC} değerlerinin sıcaklıkla değişimi Şekil 42a'da gösterilmiş olup bu değişime, Bölüm 2.2.2'deki frekans ve n-sabiti değerlerini kullanarak, uyum eğrileri elde etmek için sayısal olarak üretilen verilerinin değişimi ise Şekil 42b'de verilmiştir.



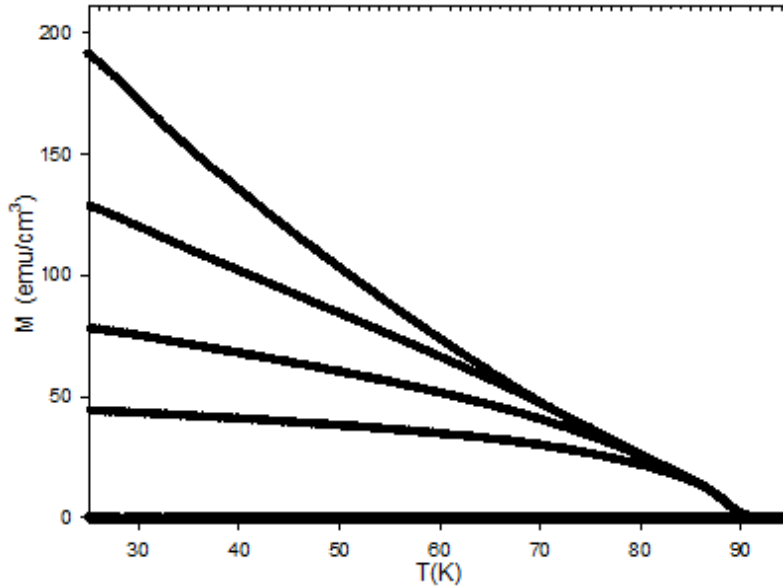
Şekil 42. (a) Numunenin 40 kA/m alan değeri için ölçülen M_{FC} , M_{ZFC} ve M_{REM} değerlerinin sıcaklıkla değişimi (Çemberli çizgi $M_{FC}-M_{ZFC}$ ifadesinin değişimini vermekte olup ölçülen değerle iyi bir uyum içerisinde olduğu görülmektedir.)
 (b) Numunenin, 40 kA/m alan değeri için uyum eğrisi elde etmek adına sayısal olarak türetilen M_{ZFC} ve M_{REM} 'in sıcaklıkla değişimi ($n=25$, $J_c=8,70 \times 10^8 (1-t)^{2,5}$ A/m²)

Şekil 42a, 40 kA/m'lik alan değeri için ölçülen, alansız soğutma (ZFC), alanlı soğutma (FC) ve kalıcı manyetizasyon (M_{REM}) değerlerinin sıcaklıkla değişimini göstermektedir. Burada alansız soğutma manyetizasyon (M_{ZFC}) ölçümü siyah renkli eğriyle, alanlı soğutma manyetizasyon (M_{FC}) ölçümü kırmızı renkli eğriyle, alanlı soğutma sonrası kalıcı manyetizasyon ölçümü (M_{REM}) ise yeşil renkli eğri ile temsil edilmektedir.

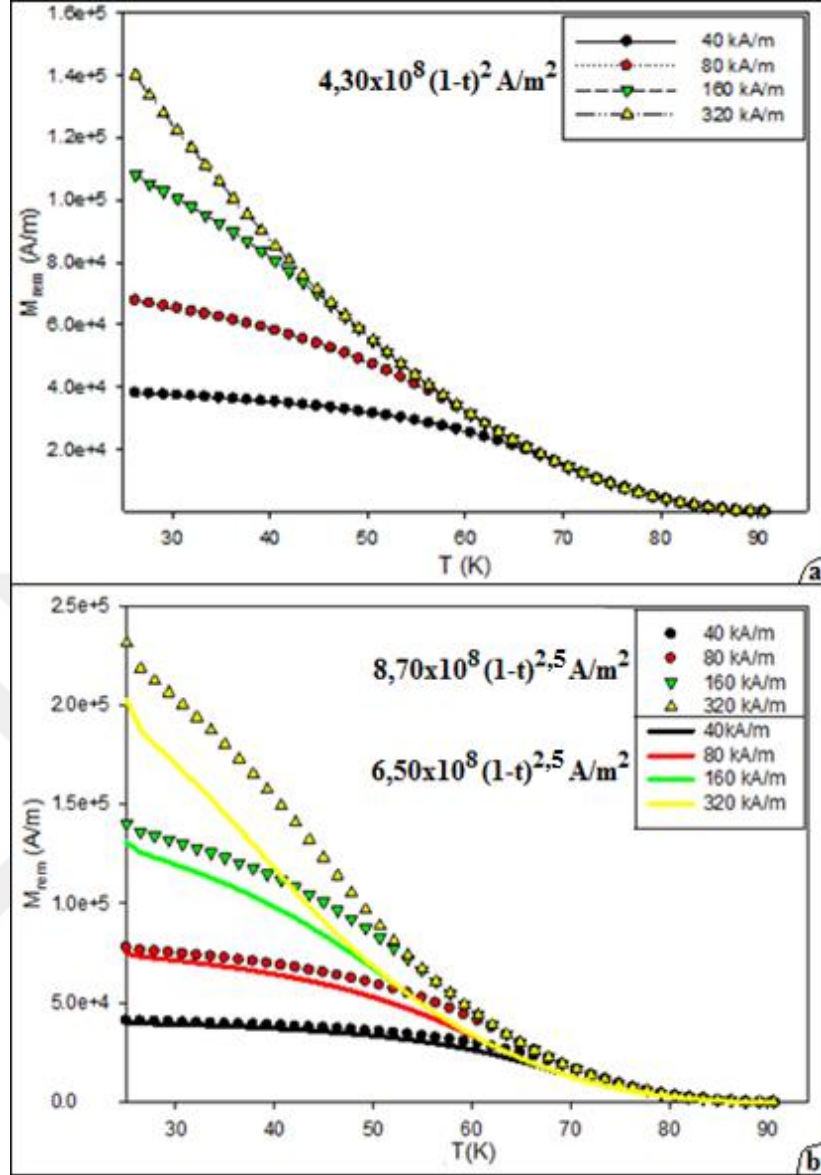
Ayrıca çemberli çizgi ile temsil edilen veriler ise $M_{FC}-M_{ZFC}$ değişimini temsil etmektedir. Literatürde YBCO süperiletkenler için $M_{REM}= M_{FC}-M_{ZFC}$ eşitliği düşük manyetik alanların uygulandığı durumlarda geçerli olduğu rapor edilmiştir (Malozemoff vd., 1988). Görüldüğü üzere bu veriler aynı eşitliği teyit eder niteliktedir. Ayrıca $M_{FC}\ll M_{ZFC}$ olmasından numunenin kuvvetli çivileme mekanizmasına sahip olduğu da anlaşılmaktadır.

Şekil 42b'de ise süperiletken numune için Şekil 42a'daki deneysel verilere $J_{c0}=8,70\times 10^8$ A/m² ve sıcaklık değişim katsayısı $p=2,5$ değerleri kullanılarak elde edilen uyum eğrileri görülmektedir. Çivileme kuvvetinin çok büyük olduğu süperiletken malzemelerde Meissner akımı ihmal edilebilecek kadar küçük olduğu için, sayısal hesaplamalarda, süperiletken numunenin yüzeyinde dolaşan Meissner yüzey akımı hesaba katılmadığından M_{FC} 'yi temsil eden eğri M-T grafiğinde $M=0$ 'a denk gelen yatay çizgiye karşılık gelmektedir. Dolayısıyla ile $M_{REM}=-M_{ZFC}$ olacağından M_{ZFC} ve M_{REM} için hesaplanan uyum eğrilerinin sıcaklıkla değişimi birbirinin aynısı olacaktır.

Şekil 43, aşağıdan yukarıya, sırasıyla 40 kA/m, 80 kA/m, 160 kA/m ve 320 kA/m'lik alan değerleri için alanlı soğutma sonrası ölçülen M_{REM} değerlerinin sıcaklıkla değişimi göstermektedir. Bunlara karşılık gelen uyum eğrileri ise sıcaklık bağıllığının $p=2$ olduğu durumda J_{c0} 'ın $4,30\times 10^8$ A/m² değeri için Şekil 44a'da, sıcaklık bağıllığının $p=2,5$ olduğu durumda J_{c0} 'ın $6,50\times 10^8$ A/m² ve J_{c0} 'ın $8,70\times 10^8$ A/m² değerleri için 44b'de verilmiştir.



Şekil 43. Aşağıdan yukarıya 40 kA/m, 80 kA/m, 160 kA/m ve 320 kA/m'lik alan değerleri için ölçülen M_{REM} değerlerinin sıcaklıkla değişimi (En alt çizgi deneysel M_{FC} verileri olup burada dikkate alınmamıştır.)

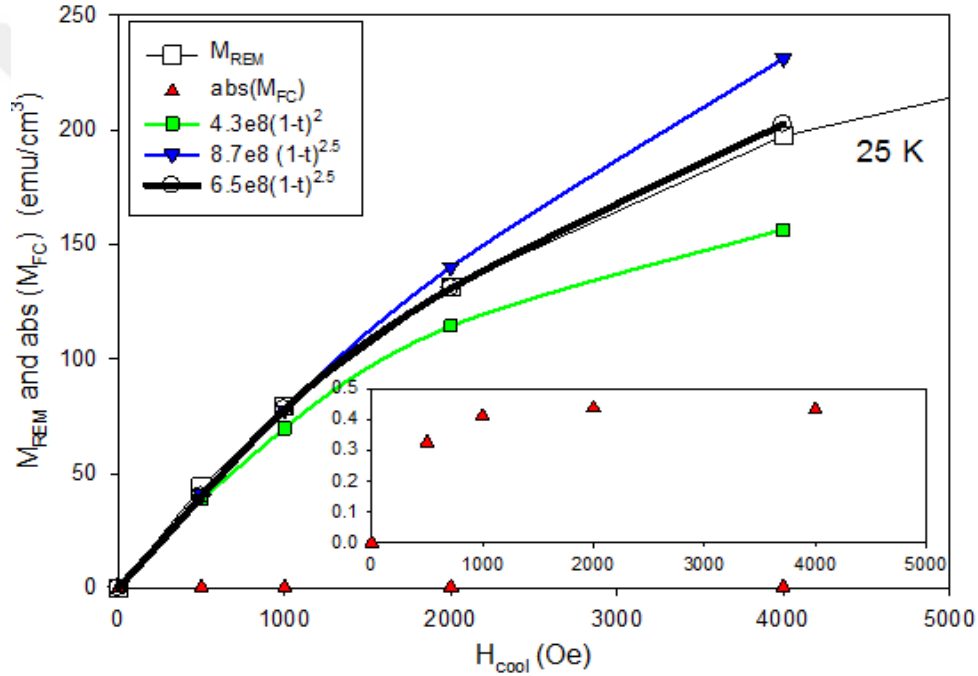


Şekil 44. (a) 40 kA/m, 80 kA/m, 160 kA/m ve 320 kA/m'lik alan değerleri için $J_c = 4.30 \times 10^8 (1-t)^2 \text{ A/m}^2$ olması durumunda elde edilen uyum eğrileri
 (b) 40 kA/m, 80 kA/m, 160 kA/m ve 320 kA/m'lik alan değerleri için $J_c = 6.50 \times 10^8 (1-t)^{2.5} \text{ A/m}^2$ ve $J_c = 8.70 \times 10^8 (1-t)^{2.5} \text{ A/m}^2$ olması durumunda elde edilen uyum eğrileri

Şekil 43, Şekil 44a ve Şekil 44b ile karşılaştırıldığında 80 K'den düşük sıcaklıklarda her bir alan değeri için M_{REM} eğrilerinin birbiriyle benzer biçimde değişim göstererek iyi bir uyum içerisinde olduğu görülmektedir. 80K'lik sıcaklık değerinden yüksek sıcaklık bölgesinde deneysel verilerde bir şişkin yapı gözlenmektedir. Bunun nedeni, tane içi akımın ve taneler arası akımların manyetizasyonun manyetik alan ve sıcaklık geçmişine

bağlı olarak katkı sağlamalarıdır. Sayısal hesaplamalarda, süperiletken numune tek kristal (monolitik) varsayılarak hesaplamalar yapıldığı için deneysel verilerle 80K ve yüksek sıcaklık bölgesi için uyumsuzluk gözlenmiştir.

Şekil 44'ten görülebileceği üzere Denklem 1.3'teki sıcaklık bağılılığı terimi p 'yi veya J_{c0} kritik akım değerleri değiştirilerek en iyi uyum eğrileri elde edilebilir. Bu parametreleri belirlemek adına, 25K'de dört alan değeri için ölçülen M_{REM} verileri ile kritik akım yoğunluğunun sıcaklık bağılılığındaki J_{c0} ve p -değerleri için sırasıyla $4,30 \times 10^8 (1-t)^2$ A/m², $6,50 \times 10^8 (1-t)^{2.5}$ A/m² ve $8,70 \times 10^8 (1-t)^{2.5}$ A/m² alınarak yapılan sayısal hesaplama sonuçları Şekil 45'te sunulmuştur.



Şekil 45. 25K'de gerçekleştirilen deneysel M_{REM} ölçümü ve Şekil 44'te irdelenen uyum eğrilerine göre elde edilen teorik M_{REM} verilerinin karşılaştırılması. Görülebileceği üzere bu sıcaklıkta M_{REM} 'e en uygun uyum eğrisi $J_c = 6,50 \times 10^8 (1-t)^{2.5}$ A/m² olduğu görülmektedir. Alt kutucukta ise M_{FC} 'nin mutlak değerinin değişimi verilmekte ve $M_{REM} \gg M_{FC}$ olduğu görülmektedir.

Şekil 48 incelendiğinde en iyi uyum eğrisinin J_{c0} için $6,5 \times 10^8 (1-t)^{2.5}$ A/m² alındığında elde edildiği görülmektedir. Bu yöntemle kritik akım yoğunluğunun değeri ve sıcaklık bağılılığı tahmin edilebilir. Şekil 48'te küçük şekil içerisinde M_{FC} 'nin mutlak değerinin ($abs(M_{FC})$) önce artan sonra doyum değerine ulaşan bir desen sergilediği ve mutlak M_{FC} değerinin M_{REM} ile karşılaştırıldığında ihmal edilecek kadar küçük olduğu (~500 kat) görülmektedir.

4. SONUÇLAR

Modifiye edilmiş MPMG metodu ile üretilen $Y_{0.5}Lu_{0.5}Ba_2Ca_3O_y$ numunesindeki kalıcı manyetizasyon, hem deneysel olarak (25K sıcaklığında) hem de H-formülasyonu kullanan FEM yöntemiyle incelenmiştir. Buradan elde edilen sonuçları şu şekilde sıralamak mümkündür:

- Alan uygulamaları esnasında değişik alan değerleri veya ısıtma süreçlerinde değişik sıcaklık değerleri için hem akı yoğunluğu profilleri hem de akım yoğunluğu profilleri elde edilmiştir. Elde edilen akı profillerinin kritik akımın alan bağıllığı olmadığı durumda Bean modelinin öngördüğü gibi lineer karakteristik gösterdiği, alan bağıllığı olduğu durumlarda ise çizgisellikten uzaklaştığı gözlemlenmiştir. Akım yoğunluğu profillerinin ise, kritik akımın alan bağıllığı olduğu durumda, akı profillerinin yön değiştirmesi neticesinde testere ağzı gibi bir desen oluşturdukları görülmüştür.
- 40 kA/m'lik alan değeri için elde edilen M_{FC} , M_{ZFC} ve M_{REM} değerlerinin $M_{REM}=M_{FC}-M_{ZFC}$ ifadesine göre gayet iyi uyum sergiledikleri gözlenmiş olup $M_{FC} \ll M_{ZFC}$ olduğu için numunenin kuvvetli histeretik bir malzeme olduğu sonucuna varılmıştır.
- 40 kA/m'lik alan değeri için deneysel veriler, $M_{FC} \ll M_{ZFC}$ olması sebebiyle Meissner akımının hesaba katılmadığı sayısal hesaplamalar yapılmasında yol gösterici olmuştur. Bu çerçevede yapılan hesaplamalar sonucunda elde edilen verilerde $M_{REM} = -M_{ZFC}$ olduğu görülmüş ve bu durum numunenin kuvvetli histeretik bir malzeme olmasıyla da uygunluk sağlamıştır.
- 40 kA/m, 80 kA/m, 160 kA/m ve 320 kA/m'lik alan değerleri için $p=2,5$ sıcaklık bağıllığında elde edilen verilere yönelik geliştirilen uyum eğrilerinin 80K ve daha düşük sıcaklıklar için iyi bir uyum sağlamalarına rağmen, $\sim 80K$ ve daha yüksek sıcaklıklarda bir uyumsuzluk göstermektedir. Bu durum, sayısal modellemede numunenin homojen yani tek kristal olduğu, hâlbuki incelenen numune polikristal olup tane içi ve taneler arası dolaşan kritik akımın manyetizasyona sıcaklık ve manyetik geçmişiine bağlı olarak yaptığı katkıyla ilişkilendirilmiştir.
- 40 kA/m, 80 kA/m, 160 kA/m ve 320 kA/m'lik alan değerleri için FC sonrası 25K'de ölçülen kalıcı manyetizasyonun deneysel sonuçlarına yapılan modelleme

hesapları içinde en iyi uyum $J_c = J_{c0}(1-T/T_c)^p$ ile verilen akım yoğunluğu ifadesinde $J_{c0} = 6,50 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ ve $p = 2,5$ alınarak elde edilmiştir.

- B_{ref} süperiletken numuneyi karakterize eden bir sabit olmak üzere $J_c(H) = J_{c0}/(1+H/H_{ref})$ ifadesini kullanan sayısal hesaplamaların sonuçlarıyla deneysel verileri karşılaştırarak hem bu tezde çalışılan Lütesyum katkılı YBCO süperiletken numune için hem de başka yüksek sıcaklık süperiletken numuneleri için kritik akım yoğunluğunun manyetik alan bağıllığının tahmin edilebileceği gösterilmiştir.



5. ÖNERİLER

Yüksek sıcaklık süperiletkenleri mühendislik uygulamalarında geniş bir aralıkta çekici kılan birçok eşsiz özelliğe sahiptirler. Süperiletken bir sisteminin tasarımını en uygun hale getirmek için alan dağılımını, kritik akım yoğunluğunu ve elektromanyetik kuvvetini bulmak ve dolayısıyla süperiletkenin süperiletkenin elektromanyetik davranışını tahmin etmek oldukça önemlidir.

Sonlu elemanlar yöntemiyle ideal olmayan ve teknolojiye uygulanan karmaşık geometriler için AC kayıplarını hesaplamak, manyetik levitasyon kuvvetini analiz etmek, manyetik büzünüm (magnetostriction) hesapları yapmak ve deneysel sonuçlarla karşılaştırmak önemlidir. Bu karşılaştırmalı çalışmalar sonucunda modellemenin doğru sonuçlar verdiği anlaşıldıktan sonra çeşitli tasarımlardaki uygulamalar için yukarıda sıralanan fiziksel niceliklerin öngörüsü maliyeti kayda değer biçimde azaltacaktır.

Teknolojide bazı yeni nesil jeneratörler, hata-akım kontrolörleri, tıbbi görüntüleme cihazları gibi birçok yapıda süperiletken bileşenler bulunmaktadır. Bu bileşenlerde süperiletkenler karmaşık geometrilere sahip olan bükülmüş tel (twisted wire), çok filamanlı yapı, indüktif sargı, kaplanmış süperiletken (coated conductor) gibi birçok biçimde bulunmaktadır. Bir sonraki çalışmada bu tür karmaşık geometriler incelenebilir, numune kaplanmış bir süperiletken ise kaplamanın türü değiştirilebilir (örneğin ferromanyetik kaplama seçilebilir) veya bu malzemelerde AC kayıpları için optimizasyon stratejileri belirleyecek sayısal hesaplamalar yapılabilir.

Hesaplamalarda kullanılan örgüleme (meshing) ayarı daha kaliteli ve yeterli hale getirilebilir. Bunun için örgüleme hassasiyetinde ve geometrik yapıda (aslına sadık kalma koşuluyla) iyileştirmelerde bulunulabilir.

6. KAYNAKLAR

- Abrikosov, A., 1957. On the Magnetic Properties of Superconductors of The Second Group, Soviet Physics JTEP, 5, 6, 1174-1182.
- Ainslie, M.D. ve Fujishiro, H., 2015. Modelling of bulk superconductor magnetization, Supercond. Sci. and Tech., 28, 053002, 20.
- Ainslie, M.D., Rodrigez-Zermeno, V.M., Hong, Z., Yuan, W., Flack, T.J. ve Coombs, T.A., 2011. An improved FEM model for compairing transport AC loss in coils made of RABiTS YBCO coated conductors for electric machines, Supercond. Sci. and Tech., 24, 045005, 8.
- Akimitsu, J., 2001. Symposium on Transition Metal Oxides, Sendai, Japan.
- Amemiya, N., Murasawa, S., Banno, N. ve Miyamoto, K., 1998. Numerical modelings of superconducting wires for AC loss calculations, Physica C, 310, 16.
- Askerzade, A., 2005. Süperiletkenlik Fiziğine Giriş, 1. Basım, Gazi Kitabevi, Ankara.
- Bardeen, J., Cooper, L. N., ve Schrieffer, J. R., 1957. Theory of Superconductivity, Physical Review, 108, 5, 1175-1204.
- Bean, C. P., 1962. Magnetization of Hard Superconductors, Phy. Rev. Lett., 8, 250.
- Bednorz, J. G. ve Müller, K. A., 1986. Possible High T_c Superconductivity in Ba-La-Cu-O System, Z. Phys. B., 64, 189.
- Brambilla, R., Grilli, F. ve Martini, L., 2006. Development of an edge-element model for AC loss computation of high-temperature superconductors, Supercond. Sci. and Tech., 20, 16-24.
- Cave, J.R., 1992. Susceptibility and magnetization characterization of bulk high T_c superconductors-scaling length and critical currentdensities, Superconductivity Science and Technology, 5, 399-402.
- Clem, J.R. ve Hao, Z., 1993.Theory for the hysteretic properties of the low-field dc magnetization in type II superconductors, Physical Review B, 48, 13, 774-783.
- Cyrot M. ve Pavuna, D., 1992. Introduction to Superconductivity and High- T_c Materials, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore.
- Çelebi, S. ve LeBlanc M.A.R., 1994. Flux trapping phenomena tubes of high T_c superconductor, Phys. Rev. B, 49, 22, 16009-16024.

- Çelebi, S., Inanir, F. ve LeBlanc, M.A.R., 2007. Coexistence of critical and normal state magnetostriction in type II superconductors: A model exploration, Journal of Applied Physics, 101, 013906, 4.
- Çelebi, S., Sirois, F. ve Lacroix, C., 2015. Collapse of the magnetization by the application of crossed magnetic fields: observations in a commercial Bi:2223/Ag tape and comparison with numerical computations, Supercond. Sci. and Tech., 29, 025012, 9.
- Fröhlich, H., 1950. Theory of the superconducting state. I. The ground state at the absolute zero of temperature, Physical Review, 79, 5, 845- 846.
- Ginzburg, V. L. ve Landau, D. L., 1950. On The Theory of Superconductivity, Zhurnal Experimentalnoi i Theoreticheskoi Fisiki, 1064, 20.
- Gorkov, L. P., 1959. Microscopic Derivation of the Ginzburgh-Landau Equations in the theory of superconductivity, Sov. Phys. JETP, 9, 6, 1364-1367.
- Grilli, F., Brambilla, R., Sirois, F., Stenvall, A. ve Memiaghe, S., 2012. Development of a three-dimensional finite element model for high temperature superconductors based on the H-formulation, Cryogenics, 53, 142-147.
- Grilli, F., Pardo, E., Stenwall, A., Nguyen, D.N., Yuan, W. ve Gömory, F., 2014. Computation of losses in HTS under the action of varying magnetic fields and currents, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 24, 1, 8200433, 32.
- Grilli, F., Stavrev, S., Le Floch, Y., Costa-Bouzo M., Vinot, E., Klutsch, I., Meunier, G., Tixador, P. ve Dutoit, B., 2005. Finite-element method modeling of superconductors: From 2-D to 3-D, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 15, 1, 17-25.
- Hong, Z., Campbell, A.M. ve Coombs, T.A., 2006. Numerical solution of critical state in superconductivity by finite element software, Supercond. Sci. and Tech., 19, 1246-1252.
- İnanır, F., 2006. Farklı Alan Etkileri İçin II. Tür Süperiletkenlerin Manyetik Zorlanımının Modellenmesi, Doktora Tezi, K.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Josephson, B. D., 1962. Possible new effects in superconductive tunneling, Physics Letters, 1, 7, 251-253.
- Kajikawa, K., Hayashi, T., Yoshida, R., Iwakuma, M. and Funaki, K., 2003. Numerical evaluation of AC losses in HTS wires with 2D FEM formulated by self magnetic field, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 13, 3.
- Kılıç, S., 2008. Yüksek Geçiş Sıcaklıklı Süperiletkenlerde Kritik Durum Modellerinin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.

- Kim, Y. B., Hempstead, C. F. ve Strnad, A.R., 1962. Critical Persistent Current In Hard Superconductors, Physical Review Letters, 9, 306-309.
- Kittel, C., 1971. Introduction to Solid State Physics, 7th Edition, John Wiley & Sons, USA.
- LeBlanc, M.A.R., LeBlanc, D., Cameron, D.S.M. ve Çelebi, S., 2000. Disclosure of hidden magnetic moments in low and high T_c hysteretic and semi-reversible type II superconductors during warming to T_c , Supercond. Sci. and Tech., 13, 2, 17.
- London, F. ve London H., 1935. The Electromagnetic Equations of The Superconductors, Proc. Roy. Soc. London, A149, 71.
- Maeda, H., Tanaka, Y., Fukutomi, M. ve Asano, T., 1988. A New High- T_c Oxide Superconductor without a Rare-Earth Element, Jpn. J. App. Pys., L209, 27.
- Malozemoff, A. P., Krusin-Elbaum, L., Cronmeyer, D. C., Yesherun, Y. ve Holtzberg, F., 1988. Remanent Moment of High-Temperature Superconductors: Implications for Flux-Pinning and Glassy Models, Physical Review B, 38, 10, 6490-6499.
- Maxwell, E., 1950. Isotope effect in the superconductivity of Mercury, Physical Review, 78, 477.
- Meissner, W. ve Ochsenfeld, R., 1933. Nature, 132, 931 – 935.
- Onnes, H.K., 1911. The Disappearance of The Resistance of Mercury, Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden, 15, 119 – 120.
- Öztürk, A., 2005. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinin Elektriksel ve Manyetik Özelliklerinin Deneysel ve Modelleme ile İncelenmesi, Doktora Tezi, K.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Öztürk, K., 2006. Gadolinyum ve İterbiyum Difüzyonunun YBa_2CuO_{7-x} Bileşiğinin Yapısal ve Süperiletkenlik Özellikleri Üzerine Etkisi, Doktora Tezi, K.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Pecher, R., McCulloch, M.D., Chapman, S.J., Prigozhin, L. ve Elliott, C.M., 2003. 3D-Modelling of bulk type-II superconductors using unconstrained H-formulation, Proceedings of the 6th European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS).
- Poole, C.P., 2000. Handbook of Superconductivity, Academic Press, New York.
- Putilin, S. N., Antipov, E. V. Ve Marezio, M., 1993. Superconductivity above 120K in $HgBa_2CaCu_2O_{6+\delta}$, Physica C, 212, 34, 266-270.
- Rose-Innes, A. C. ve Rhoderick, E. H., 1980. Introduction to Superconductivity, 2. Baskı, Pergamon Press Ltd., England.
- Seeber, B., 1998. Handbook of Superconductivity, Volume 1, Institute of Physics Publishing, Bristol, U.K.

Sheng, Z.Z. ve Hermann, A. M., 1987. Bulk superconductivity at 120K in the TL-CA BA-CU-O system, Nature, 232, 6160, 138-139.

Silsbee, F. B., 1916. A Note on Electrical Conduction in Metal at Low Temperatures, Journal of Washington Academy of Sciences, 6, 597-602.

Uysal, E., 2012. MPMG metoduyla üretilen $Y_xLu_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ süperiletkenlerinin manyetik karakterizasyonu, Yüksek Lisan Tezi, K.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.

URL 1, Coalition for The Commercial Applications of Superconductivity (CCAS). Superconductivity: <http://www.ccas-web.org/superconductivity>, 15 Kasım 2016.

URL 2, Comsol Multiphysics Ticari Paket Yazılımı, www.comsol.com, 12 Mayıs 2016.

Wu, M. K., Ashburn, J. R., Torng, C. J., Hor, P. H., Meng, R. L., Gao, L., Huang Z. J., Wang, Y. Q. ve Chu C. W., 1987. Superconductivity at 93K in a New Mixed-Phase Y-Ba-Cu-O Compound System at Ambient Pressure, Physical Review Letters, 60, 1174-1177.

ÖZGEÇMİŞ

1990 yılında Trabzon'un Merkez ilçesinde doğdu. İlk ve orta öğrenimini Çağlayan Beldesi'nde tamamladıktan sonra 2009 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı. 2014 yılın bahar yarıyılında bölümünden birincilikle mezun olduktan sonra aynı yıl Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda yüksek lisans eğitimine başlayan Zekeriya KARAAHMET İngilizce bilmektedir.

