



T.C.  
KIRŞEHİR AHİ EVRAN ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
İLERİ TEKNOLOJİLER ANABİLİM DALI

**SÜPERİLETKEN RÜZGAR TRİBÜN  
JENERATÖRLERİNİN ELEKTROMANYETİK,  
TERMAL VE ELEKTRO-MEKANİK ANALİZİ**

**Sefer ÇELİK**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**KIRŞEHİR / 2020**



T.C.  
KIRŞEHİR AHİ EVRAN ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
İLERİ TEKNOLOJİLER ANABİLİM DALI

**SÜPERİLETKEN RÜZGAR TRİBÜN  
JENERATÖRLERİNİN ELEKTROMANYETİK,  
TERMAL VE ELEKTRO-MEKANİK ANALİZİ**

**Sefer ÇELİK**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**DANIŞMAN  
Doç. Dr. Şükrü YILDIZ**

**KIRŞEHİR / 2020**

## **TEZ BİLDİRİMİ**

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Bu tez, 114F424 numaralı TUBİTAK projesi ile desteklenmiştir.

Sefer ÇELİK



20.04.2016 tarihli Resmi Gazete’de yayımlanan Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğinin 9/2 ve 22/2 maddeleri gereğince; Bu Lisansüstü teze, Kırşehir Ahi Evran Üniversitesi’nin aboneli olduğu intihal yazılım programı kullanılarak Fen Bilimleri Enstitüsü’nün belirlemiş olduğu ölçütlere uygun rapor alınmıştır.



## ÖNSÖZ

Her türlü desteğini esirgemeyen bilgi ve tecrübeleriyle çalışmalarına yön veren çok kıymetli danışmanım Sn. Doç. Dr. Şükrü YILDIZ'a, tez çalışmalarım süresince bilgi ve tecrübelerinden faydalandığım Prof. Dr. Fedai İNANIR'a sonsuz teşekkürlerimi sunuyorum. Bu günlere gelmemde maddi ve manevi desteğini esirgemeyen kıymetli aileme bana duydukları güven, verdikleri destek, gösterdikleri anlayış ve sevgi için, teşekkürü bir borç bilirim.

Aralık, 2020

Sefer ÇELİK



## İÇİNDEKİLER

<b>ÖNSÖZ</b> .....	<b>IV</b>
<b>İÇİNDEKİLER</b> .....	<b>V</b>
<b>ŞEKİL LİSTESİ</b> .....	<b>VI</b>
<b>TABLO LİSTESİ</b> .....	<b>VIII</b>
<b>SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ</b> .....	<b>IX</b>
<b>ÖZET</b> .....	<b>XI</b>
<b>ABSTRACT</b> .....	<b>XII</b>
<b>1. GİRİŞ</b> .....	<b>1</b>
1.1. Süperiletken Materyallerin ve Teorinin Gelişimi .....	1
1.2. Süperiletkenlerin Modellenmesi .....	5
1.2.1. I. Tip ve II. Tip Süperiletkenler .....	5
1.2.2. Kritik Hal Modelleri .....	7
1.2.2.1. Bean Modeli .....	8
1.2.2.2. Kim Modeli .....	9
1.2.2.3. E-J Üs Yasası .....	10
1.2.2.4. Süperiletken Dilim (Strip) Modeli .....	11
1.2.3. Sonlu Elemanlar Metodu Modellemesi .....	14
<b>2. LİTERATÜR ÖZETİ</b> .....	<b>17</b>
<b>3. MATERYAL VE YÖNTEM</b> .....	<b>28</b>
3.1. Süperiletken Jeneratörlerin Elektromanyetik Analizleri için Yeni Yöntemler .....	28
<b>4. BULGULAR</b> .....	<b>35</b>
4.1. Geliştirilen Modelin Analizi .....	35
4.2. Tüm Süperiletken Jeneratörlerin Modellenmesi .....	38
4.3. 72 Slotlu 78 Kutuplu Yarı Süperiletken Jeneratörün AA kayıplarının Analizi .....	43
4.4. 72 Slotlu 78 Kutuplu Yarı Süperiletken Jeneratörün Termal Analizi.....	49
4.5. 72 Slotlu 78 Kutuplu Yarı Süperiletken Jeneratörün Magneto-Mekanik Analizi.....	52
<b>5. TARTIŞMA VE SONUÇ</b> .....	<b>59</b>
<b>KAYNAKLAR</b> .....	<b>61</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ</b> .....	<b>76</b>

## ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 1.1. Meissner etkisinin şematik gösterimi.....	2
Şekil 1.2. Belli başlı süperiletken materyallerin kritik manyetik alanlarının sıcaklığa bağlılığının karşılaştırması (Larbalestier ve diğ., 2001). ....	4
Şekil 1.3. I. Tip süperiletkenlerin manyetizasyon eğrisi. ....	6
Şekil 1.4. II. tip süperiletkenlerin manyetizasyon eğrisi. ....	7
Şekil 1.5. Yüzeye paralel tek tip alan altındaki sonsuz dikdörtgen dilimler. ....	8
Şekil 1.6. Bean modelinde manyetik alana maruz bırakılan levhada akım yoğunluğu ve manyetik alan dağılımı. ....	9
Şekil 1.7. Bean modeline göre artan alana maruz kalan levhanın akım yoğunluğu ve manyetik alan dağılımı. ....	10
Şekil 1.8. Farklı $n$ değerleri ile E-J güç kanunu. ....	11
Şekil 1.9. Sıfırdan artan dik $H_a$ alanda $2a$ genişliğinde süperiletken dilimin akım yoğunluğu ve manyetik alanı. Tarif edilen profiller $H_a/H_c = 0.5, 1, 1.5, 2$ ve $2.5$ içindir. ....	13
Şekil 1.10. $2a$ genişliğindeki süperiletken dilim içerisinde $0$ 'dan başlayarak artan bir transport akım için akım yoğunluğu ve manyetik alan. $I/I_{max} = 0.1, 0.5, 0.8$ ve $0.95$ için tanımlanmış profiller grafikteki gibidir. ....	14
Şekil 1.11. İki boyutlu sonsuz süperiletkenin alt bölge ve hesaplama bölgesi. ....	16
Şekil 3.1. Hesaplamalarda kullanılan model jeneratör. Jeneratörün rotoru kalıcı mıknatıslardan dizayn edilmiştir ve mıknatıslar radyal yönde içe ve dışa doğru manyetik alan üretecek şekilde yerleştirilmiştir. ....	29
Şekil 3.2. Ferromanyetik kısım için manyetik akının alan bağlılığı. ....	34
Şekil 4.1. Jeneratörün dönme hızının fonksiyonu olarak geliştirilen her üç yöntem için hesaplanan AA kayıplar. ....	35
Şekil 4.2. $\omega = 10, 30, 150$ ve $180$ rpm hızları için rotor çeyrek tur döndüğü zaman süperiletken bobinlerde indüklenen akımlar ve etrafında oluşan manyetik alan (kontörler) dağılımları. ....	36
Şekil 4.3. Her üç yöntem kullanılarak hesaplanan AA kayıpların hesaplama sürelerinin karşılaştırılması. ....	37
Şekil 4.4. $\omega = 60$ rpm için $t = 0, 0.125, 0.250, 0.375, 0.500$ sn anları için model jeneratörün statorunda ve rotorunda oluşan manyetik alan dağılımları. ....	37
Şekil 4.5. Hem statoru hem de rotoru süperiletken bobinlerden dizayn edilen model jeneratör. ....	38
Şekil 4.6. Uygulanan DA'nın fonksiyonu olarak hesaplanan kayıp. ....	40
Şekil 4.7. $\omega = 90$ rpm için stator bobinlerine uygulanan $I_{dc} = 5, 10, 15, 20, 25$ A için $t = T/4$ anında jeneratör üzerindeki manyetik alan dağılımı. ....	41
Şekil 4.8. $\omega = 90$ rpm için stator bobinlerine uygulanan $I_{dc} = 5, 10, 15, 20, 25$ A için $t = T/4$ anında jeneratör üzerindeki manyetik alan ve akım dağılımları. ....	43
Şekil 4.9. Rotorun dönme hızı $\omega = 16$ rpm sabitlenip rotor mıknatıslarının manyetik alanının değiştirilmesi ile YSS stator bobinlerinde hesaplanan kayıplar. ....	45
Şekil 4.10. $\omega = 16$ rpm için çeyrek periyotluk bir dönmede $Br = a0.5, b1, c1.5, d2, e2.5T$ farklı mıknatıs şiddetleri için süperiletken bobinlerde indüklenen akım. Kontörler manyetik alanı temsil eden manyetik potansiyel çizimleridir. ....	46
Şekil 4.11. $\omega = 16$ rpm ve $Br = 2.5 T$ için (a) $t = T/4$ , (b) $t = T/2$ , (c) $t = 3T/4$ ve $t = T$ anlarında stator bobinlerinde indüklenen akım ve etrafında oluşan manyetik vektör potansiyeli dağılımları. Burada $T$ , jeneratör rotorunun bir tam tur için geçen süresidir. ....	47

<b>Şekil 4.12.</b> $\omega = 16 \text{ rpm}$ için yarım periyotluk bir dönmede $Br = a0.5, b1,$ $c1.5, d2, e2.5T$ farklı mıknatis şiddetleri için süperiletken bobinlerde oluşan anlık kayıplar. Burada kayıplar $Q = JE dS [W/m^3]$ integrali ile hesaplanmaktadır.....	48
<b>Şekil 4.13.</b> Stator bobinlerini oluşturan her bir şeritte indüklenen akımlar. ....	49
<b>Şekil 4.14.</b> $\omega = 16 \text{ rpm}$ seçilerek tam yarım periyotluk bir anda $Br = a 0.5, b1,$ $c1.5, d2, T$ farklı mıknatis şiddetleri için süperiletken bobinlerde hesaplanan anlık kayıplar.....	50
<b>Şekil 4.15.</b> $Br = 2, T$ seçilerek (a) $t = T4,$ (b) $t = T2,$ (c) $t = 3T4$ ve $t = T$ farklı zamanlarda hesaplanan süperiletken bobin kesiti üzerinde sıcaklık dağılımları. Farklı mıknatis şiddetleri için süperiletken bobinlerde hesaplanan anlık kayıplar.....	51
<b>Şekil 4.16.</b> $\omega = 16 \text{ rpm}$ için dizayn edilen model jeneratörün farklı rotor mıknatislerinin için stator bobinlerinde oluşan sıcaklığın zamanla değişimi.....	51
<b>Şekil 4.17.</b> Rotor mıknatisi tarafından üretilen manyetik alan (a) $Br = 0.5 T$ (b) $Br = 1 T$ (c) $Br = 1.5 T$ (d) $Br = 2 T$ için hesaplanan $\xi x$ manyetik stresin $x$ bileşeni. ....	54
<b>Şekil 4.18.</b> Rotor mıknatisi tarafından üretilen manyetik alan (a) $Br = 0.5 T$ (b) $Br = 1 T$ (c) $Br = 1.5 T$ (d) $Br = 2 T$ için hesaplanan $\xi y$ manyetik stresin $y$ bileşeni. ....	54
<b>Şekil 4.19.</b> $Br = 1 T$ ve $\omega = 16 \text{ rpm}$ için farklı rotor pozisyonlarında hesaplanan stres dağılımlarının $x$ - bileşeni. (a) $t = T4,$ (b) $t = T2,$ (c) $t = 3T4$ ve $t = T$ .....	56
<b>Şekil 4.20.</b> $Br = 1 T$ ve $\omega = 16 \text{ rpm}$ için farklı rotor pozisyonlarında hesaplanan stres dağılımlarının $y$ - bileşeni. (a) $t = T4,$ (b) $t = T2,$ (c) $t = 3T4$ ve $t = T$ .....	57
<b>Şekil 4.21.</b> $Br = 1 T$ ve $t = T4$ seçilerek farklı rotor dönme hızları için indüklenen iç stresin $x$ ve $y$ bileşenleri. $\omega = 16 \text{ rpm}$ için farklı rotor pozisyonlarında hesaplanan stres dağılımlarının $y$ - bileşenleri. (a) $\omega = 16 \text{ rpm},$ (b) $\omega = 32 \text{ rpm},$ (c) $\omega = 48 \text{ rpm}$ ve $\omega = 64 \text{ rpm}$ .....	58



## TABLO LİSTESİ

<b>Tablo 3.1.</b> Model jeneratör için kullanılan parametreler. ....	30
<b>Tablo 4.1.</b> Tamamıyla süperiletken jeneratörün parametreleri. ....	39
<b>Tablo 4.2.</b> Hesaplamalarda kullanılan jeneratör modelinin parametreleri.....	44
<b>Tablo 4.3.</b> Termal analizinde kullanılan parametreler. ....	49



## SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Kısaltmalar	Açıklama
1N YSS	: İlk Nesil Yüksek-Sıcaklık Süperiletkenler
2N YSS	: İkinci Nesil Yüksek-Sıcaklık Süperiletkenler
AA	: Alternatif Akım
BCS	: Bardeen, Cooper ve Schrieffer
BSCCO	: Bizmut Stronsiyum Kalsiyum Bakır Oksit
DSS	: Düşük Sıcaklık Süperiletken
FEM	: Sonlu Elemanlar Metodu
IBAD	: Ion-Beam-Assisted Deposition
RABITS	: Rolling-Assisted Biaxially Textured Substrates
REBCO	: (Nadir Toprak Elementi) Baryum Bakır Oksit
SMES	: Süperiletken Manyetik Enerji Depolama Sistemi
YBCO	: Yitriyum Baryum Bakır Oksit
YSS	: Yüksek Sıcaklık Süperiletken

Simgeler	Açıklama
$\omega$	: Jeneratörün Açısal Hızı (rpm)
$\nu$	: Süperiletken şeridin Poisson Oranı
$\alpha$	: YBCO sıcaklık bağılılığı için parametre
$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	: Yoğunluk
$\kappa$ (W/(m.K))	: Sıvı azotun termal iletkenlik katsayısı
$B_0$ (T)	: Kritik akım yoğunluğu parametresi
$B_r$	: Kalıcı Mıknatısın Manyetik Alanı (T)
$C_p$ (J/(kg.K))	: Sabit basınçta sıvı azotun öz ısısı
$D$ (mm)	: Sargılar arasındaki mesafe
$D_{ag}$	: Hava Boşluğu (mm)
$D_c$ (mm)	: Bobinler arasındaki mesafe
$E_c$ (V/m)	: Karakteristik elektrik alan
$f$ (s <sup>-1</sup> )	: Uygulanan akımın frekansı
$H_c$ (mm)	: Bobinin yüksekliği

$h_{sc}(\mu\text{m})$	: Şerit kalınlığı
$I_c (\text{A})$	: İletkenin kritik akımı
$J_{c0}(\text{A}/\text{m}^2)$	: Şeritin 0 K'deki kritik akım yoğunluğu
$L$	: Jeneratörün Boyu (mm)
$n$	: E-J bağıntısı için üs
$N$	: Her bir bobinin sarım sayısı
$n_p$	: Kutup sayısı
$n_s$	: Slot sayısı
$N_s$	: Stator bobinlerinin sarım sayısı
$R_c (\text{mm})$	: Bobinin yarıçapı
$R_{ri}$	: Rotorun İç Yarıçapı (mm)
$R_{rd}$	: Rotorun Dış Yarıçapı (mm)
$R_{si}$	: Statorun İç Yarıçapı (mm)
$R_{sd}$	: Statorun Dış Yarıçapı (mm)
$R_u(\text{cm})$	: Hesaplama uzayının yarıçapı
$S_b(\text{S}/\text{m})$	: Boşluğun iletkenliği
$T_0 (\text{K})$	: Süperiletken bobin yığınlarının işlem gördüğü sıcaklık
$T_c (\text{K})$	: Kritik Sıcaklık
$w_c (\text{mm})$	: Bobinin genişliği
$w_{sc} (\text{mm})$	: Şerit genişliği
$Y (\text{GPa})$	: Süperiletken şeridin Young Modülü

# ÖZET

## YÜKSEK LİSANS TEZİ

### SÜPERİLETKEN RÜZGAR TRİBÜN JENERATÖRLERİNİN ELEKTROMANYETİK, TERMAL VE ELEKTRO-MEKANİK ANALİZİ

Sefer ÇELİK

Kırşehir Ahi Evran Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

İleri Teknolojiler Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Şükrü YILDIZ

Son yirmi yıldır yüksek sıcaklık süperiletkenler pratik mühendislik cihazları ve uygulamalarında kullanımı ivmelenerek artmaktadır. Özellikle, ikinci nesil tabakalı süperiletkenlerdeki gelişmeler büyük ölçekli güç uygulamaları için umut vaat etmektedir. Ancak, bu uygulamalar için yapılacak gerçek ölçekli tasarımlar ve optimizasyon işlemleri oldukça maliyetli olabilmektedir. Bu nedenle, bütün cihaz tasarımının analiz ve optimizasyonunu yapabilecek yöntemlerin geliştirilmesi hem maliyetin ciddi ölçekte azaltılması hem de bu aşamalarda kayıplara neden olan mekanizmaların anlaşılması açısından oldukça temel ve büyük öneme sahiptir.

Elektromanyetik kayıpları minimize edecek optimum tasarımı literatürdeki yöntemlere göre daha hızlı yapabilmek adına yeni yöntemlerin araştırılması oldukça önemlidir ve sunulan tez ile bu amaca tam manasıyla ulaşılmış bir yöntem geliştirilmiştir. Bununla birlikte, elektromanyetik kayıplar kadar maruz kalınan bir manyetik alan ya da geçen bir alternatif akım altında oluşan streslerin analizi sistemin ömrü açısından oldukça önemlidir. Bu anlamda, elektromanyetik analizler ile elektromekanik analizleri birlikte yapabilecek yöntemlerin geliştirilmesi de bu tezde amaçlanmış ve bu amaca ulaşılmıştır. Ayrıca, manyetik alan veya alternatif akım altında oluşacak sıcaklık değişimlerinin de kritik parametrelerin aşılması sistemin hata vermesine neden olmaması adına bilinmesi ve başarılı bir şekilde analizlerinin yapılması tezin hedeflerinden birisi idi ve bu amaca da ulaşılmıştır.

Sunulan tezde, hedeflenen gerçek bir jeneratör yapısının tasarımı başarılmış, tüm elektromanyetik kayıp mekanizmalarını içerecek yöntem geliştirilmiştir. Ayrıca, bu jeneratör yapıları için elektromekanik ve termal analizlerin de yapılabileceği yöntemler başarılmış ve literatür ile karşılaştırmaları verilmiştir.

Aralık 2020, 75 Sayfa.

**Anahtar Kelimeler:** Süperiletken Jeneratör, AA Kayıpları, Stres Dağılımı, Termal Analiz

# ABSTRACT

## MASTER of SCIENCE THESIS

# ELECTROMAGNETIC, THERMAL AND ELECTRO-MECHANICAL ANALYSIS OF SUPERCONDUCTING WIND TURBINE GENERATORS

Sefer ÇELİK

Kırşehir Ahi Evran University

Science and Engineering Institute

Department of Advanced Technologies

Supervisor: Assoc. Prof. Şükrü YILDIZ

Last twenty years, high-temperature superconductors have been utilized in practical engineering devices and applications in an accelerating manner. In particular, developments in second generation coated superconductors are promising for large-scale power applications. However, real-scale design and optimization for these applications can be quite costly. Thus, development of methods to analyze and optimize a complete device design has fundamental and significant importance requisite in terms of both reducing cost considerably and understanding mechanisms causing loss at these stages.

The search for new methods to put forward the optimum design to minimize the electromagnetic losses and to make it faster than the methods in the literature was one of the main objectives of this thesis, where a method has been developed which has reached this goal with full meaning. However, the analysis of the stresses generated under alternating transport current or magnetic field is very important in terms of stability of the system, as well as the electromagnetic losses. In this sense, the development of methods that can perform electromagnetic and electromechanical analyses together is aimed and achieved in this thesis. Besides, to prevent the system from failing by exceeding the critical parameters, knowledge and successful analyses of the temperature evolution under magnetic field or alternating transport current was one of the main motivations of the thesis, and this has been achieved.

In the presented thesis, aimed whole generator design has been accomplished and a method has been developed to address all electromagnetic loss mechanisms. In addition, electromechanical and thermal analyses of these generator structures have been achieved and compared with the literature.

December 2020, 75 Pages.

**Keywords:** Superconducting Generators, AC Losses, Stress Distribution, Thermal Analysis

# 1. GİRİŞ

## 1.1. Süperiletken Materyallerin ve Teorinin Gelişimi

Süperiletkenlik 1911'de Kamerlingh Onnes (1911) tarafından keşfedilmiştir. Yapılan deneyde katı cıvanın direncinin 4.2 K sıcaklığında aniden yok olduğu gözlemlendi. İlerleyen yıllarda süperiletkenlik çoğunlukla metal olan birkaç materyalde daha bulundu. 1913'te kurşunun 7 K'de (Onnes, 1913), 1941'de niyobyum nitrürün 16 K'de süperiletken olduğu bulundu (Aschermann ve diğ., 1941).

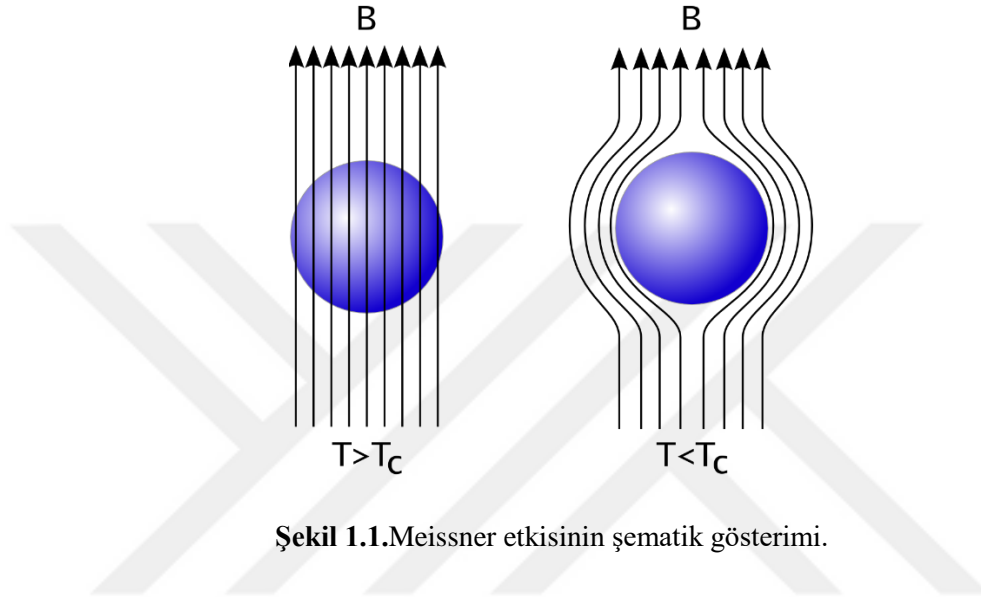
Keşfedilişinden beri bilim adamları süperiletkenlik olayını açıklayabilecek fiziksel teorileri bulmak için çalışmaktadırlar. Süperiletkenliği anlamada dönüm noktası, 1933'te *Meissner etkisi* olarak bilinen Meissner ve Ochsenfeld'in (2008) süperiletkenlerin uygulanan manyetik alanı tamamen dışarıladığını keşfetmesiyle olmuştur. Şekil 1.1.'de şematik olarak gösterilen Meissner etkisi'nde sıcaklık kritik sıcaklığın ( $T_c$ ) altına düştüğünde, süperiletken içinde bulunduğu bütün manyetik alanı dışarılar.

Meissner etkisinin süperiletkenlik akımı tarafından taşınan elektromanyetik serbest enerjinin minimum olmasının sonucu olduğunu gösteren *London modeli* 1935'te önerilmiştir (London ve London, 1935). Meissner etkisinde süperiletkenliği sürdürürebilmek için, süperiletkenin kalınlığına nazaran ihmal edilebilir bir kalınlıkta nüfuz etmiş olan bir süperiletkenlik akımının olması gerekir.

Ginzburg ve Landau (1950) süperiletkenliği modellemek için matematiksel bir teori önerdi. Bu model süperiletkenlik olayının bir kısmını temelindeki mikroskobik mekanizmayı açıklamadan genel termodinamik tezler yardımıyla tanımlamaktadır. Abrikosov (1957), Ginzburg-Landau teorisini kullanarak bir sonraki bölümde tanıtılacak olan, günümüzde I. Tip ve II. Tip süperiletkenler olarak adlandırılan, süperiletkenleri iki kategoriye ayırmayı ön görmüştür.

Süperiletkenliğin ilk tam mikroskopik teorisi Bardeen, Cooper ve Schrieffer tarafından sunulmuştur (Bardeen ve diğ., 1957). BCS teorisine göre; süperiletkenlik akımı Cooper çifti olarak bilinen elektron çiftleri tarafından taşınır. Eşi ile arasındaki çekimden dolayı

kristal örgüde daha az direnç hissedeceğinden dolayı Cooper çifti kafesteki titreşimlere daha dirençlidir ve bu sayede bir Cooper çifti örgüdeki tek elektrona göre daha istikrarlıdır. Bu yüzden, Cooper çiftleri kristal örgü içerisinde kritik sıcaklığın altındaki ısı titreşimlerinden nispeten daha az etkilenerek hareket ederler (elektron-fonon etkileşimi). Herhangi bir  $T$  sıcaklığındaki enerji band aralığı değerinin ( $E$ ) kritik sıcaklığa ( $T_c$ ) ve Meissner etkisine bağımlılığını doğru bir biçimde tahmin ettiği için BCS teorisinin büyük bir başarıya sahip olduğu anlaşılmıştır.



Süperiletkenliğin 1911’de keşfedilmesine rağmen, süperiletken teller başarılı biçimde büyük ölçekli uygulamalar için ancak 50 yıl sonra üretilmiştir. Başlangıçtaki bütün süperiletkenler metal, yani hepsi I. Tip süperiletkenlerdi ve bunların büyük ölçekli uygulamalarda kullanılamamasının nedeni küçük bir akım taşıdıklarında ya da küçük bir manyetik alana maruz kaldıklarında süperiletkenliklerini aniden kaybetmeleridir. Buna karşın, II. Tip süperiletkenler büyük ölçekli uygulamalarda daha büyük akım taşıırken ya da daha büyük manyetik alandayken bile süperiletkenliklerini sürdürerek kullanılabilir. 1960’larda kullanışlı süperiletken mıknatısların yapımına olanak sağlayan niyobyum-titanyum (NbTi) ve niyobyum-kalay (Nb<sub>3</sub>Sn) alaşımlarından yapılan ilk ticari süperiletken tel geliştirilmiştir (Matthias ve diğ., 1954). NbTi’nin kritik sıcaklığı 10 K idi ve 15 T’ya kadar süperiletkenliğini koruyabiliyordu. Nb<sub>3</sub>Sn NbTi’den daha pahalı olmakla birlikte, 30 T’ya kadar manyetik alana karşı koyabilmekteydi ve kritik sıcaklığı da 18.3 K ile NbTi’den daha yüksekti. Buna rağmen Nb<sub>3</sub>Sn, NbTi’den daha pahalı olup kullanması daha zordur.

80'li yıllara kadar süperiletkenlik alanında her şey oturmuş gibi gözükiyordu. BCS teorisi süperiletkenlik mekanizmasını açıklıyor, mühendislik uygulamaları için NbTi ve Nb<sub>3</sub>Sn teller üretilebiliyordu. BCS teorisine göre teorik olarak 30 K olabilecek en yüksek kritik sıcaklık olarak düşünülmüştür. Fakat yüksek-sıcaklık süperiletkenliğinin (YSS) ortaya çıkışı tüm bakış açılarını değiştirmeye yetti. 1986'da IBM araştırmacıları Karl Müller ve Johannes Bednorz, 35 K'de süperiletkenliğin olabileceğini keşfettiler (Bednorz ve Müller, 1986). Sonrasında İtiryum baryum bakır oksit (YBCO) ve Bizmut stronsiyum kalsiyum bakır oksit (BSCCO) sırasıyla 93 K ve 105 K'de süperiletken hale geldikleri bulundu (Bednorz ve Müller, 1986; Wu ve diğ., 1987, Maeda ve diğ., 1988). YSS ailesinin tamamı kuprat süperiletkenlerdir. Kuprat daha büyük bir koordinasyon kompleksinde yer alan bir bakır bileşiğinin genel bir negatif yüke sahip olduğunu gösterir. Kuprat süperiletkenler, genellikle süperiletkenlik özellikleri zayıf bağlı bakır oksit (CuO<sub>2</sub>) katmanlarında hareket eden elektronlar ile belirlenen sanki-iki-boyutlu materyaller olarak nitelendirilirler.

YSS materyallerinin keşfi, süperiletkenliği endüstriyel uygulamalara daha yakın hale getirmiştir. İlk göze çarpan, YSS materyallerinin daha yüksek olan kritik sıcaklıkları sıvı nitrojenin kaynama noktasından yüksek olup bunun DSS materyalleri için sıvı helyuma karşı daha ulaşılabilir ve daha düşük maliyetli olması anlamına gelmesiydi. Bir başka avantajı ise süperiletkenliğin yok olduğu daha yüksek kritik manyetik alan değerine (ve kritik akım yoğunluğuna) sahip olmalarıdır. Büyük ölçekli uygulamalarda yüksek kritik manyetik alan ve daha yüksek kritik sıcaklık oldukça önemlidir.

BSCCO, süperiletken tellerin yapımında kullanılan ilk yüksek-sıcaklık süperiletkeniydi. Bu materyaller birinci nesil yüksek-sıcaklık süperiletkenleri (1N YSS) olarak tanınmaya başlandı. Bu süperiletkenlerin iki farklı tipi vardır; BSCCO-2212 (Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>Ca<sub>1</sub>Cu<sub>2</sub>O<sub>8</sub>) ve BSCCO-2223 (Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>Ca<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>10</sub>), sıklıkla Bi2212 ve Bi2223 olarak anılırlar. BSCCO süperiletken hale gelmek için katyon yer değiştirmesi ile deşik katkılanmasına ya da fazlalık oksijen atomuna ihtiyaç duyar. Bu genelde arayer oksijen atomunun bakır oksit düzlemine eklenmesiyle yapılır. Bi2212 ve Bi2223 'tüp içinde toz' tekniği ile tel haline getirilmektedir.

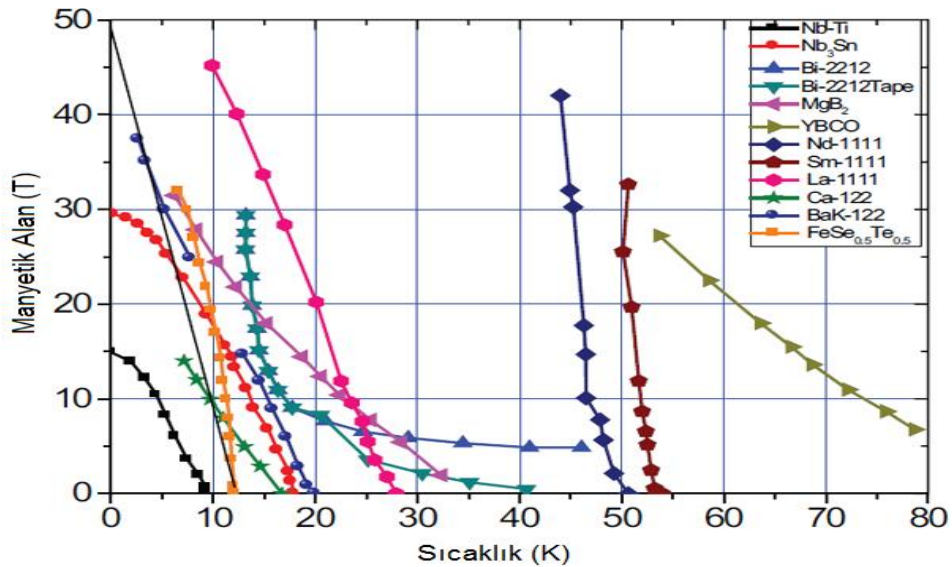
Son zamanlarda, nadir toprak elementli YSS materyalleri (REBCO) geliştirilmiştir. Nadir toprak elementleri İtiryum, Samaryum ve Gadolinyum olabilir ancak bununla sınırlı değildir. Bu materyaller ikinci nesil YSS (2N YSS) olarak bilinir. Bütün 2N YSS materyalleri arasında en ünlüsü ve endüstriyel olarak hali hazırda üretilmiş olanı



$YBa_2Cu_3O_7$  formülüyle kristal kimyasal bileşik olan İtiryum baryum bakır oksit (YBCO) (Vanderbenden ve diğ., 2003). Bu materyalin kullanımını sınırlayan tel haline getirmekteki zorluktur. Böylesi kırılğan bir oksit bileşik geleneksel yöntemlerle tel haline getirilmeye çalışıldığında yeterince güçlü süperiletkenler elde edilemez. BSCCO'dan farklı olarak 'tüp içinde toz' tekniği YBCO ile iyi sonuç vermez. Bu malzemenin kullanımını için geliştirilen en popüler yöntem kaplanmış iletken olarak bilinen YBCO'nun metal oksit bir tamponla kaplanmış esnek metal bantlar üzerinde birikmesini içerir. Günümüzde iki temel yöntem kullanılmaktadır: Haddelenmiş Çift Eksenli Yönlendirilen Altlıklar 'Rolling Assisted Biaxially Textured Substrates' (RABITS) ve İyon Demeti ile Çökeltme 'Ion-Beam-Assisted Deposition' (IBAD). American Superconductor, Superpower, Sumitomo, Fujikura, Nexans Superconductors ve European Advanced Superconductors gibi şirketler bu 2N YSS şeritlerini üretmektedirler hali hazırda rutin olarak üretmektedir.

İlk YSS materyalinin keşfinden bu yana otuz yılı aşkın bir süre geçmiş ve bu materyaller üzerinde yoğun deneysel ve teorik araştırmalar yapılmış olmasına rağmen hala özelliklerini açıklayabilecek ikna edici bir teori bulunmamaktadır.

Nagamatsu ve diğ. (2001) Magnezyum diborür ( $MgB_2$ )'de 39 K'de süperiletkenlik bulmuşlardır. Bu geleneksel süperiletkenler arasındaki en yüksek sıcaklıktır. Bu keşif,  $MgB_2$ 'nin masrafsız basit bir ikili iyonik bileşik olmasından dolayı büyük heyecan uyandırmıştır.



**Şekil 1.2.** Belli başlı süperiletken materyallerin kritik manyetik alanlarının sıcaklığa bağlılığının karşılaştırması (Larbalestier ve diğ., 2001).

2008’de demir bazlı süperiletkenler keşfedilmiş olup (Ozawa ve Kauzlarich, 2008; Wu ve diğ., 2009) bu materyaller kupratların ardından günümüzde en yüksek ikinci kritik sıcaklığa sahiptir. Bu materyallere olan ilginin çoğu, bu yeni bileşiklerin kupratlardan çok daha farklı ve belki de BCS-temelinde olmayan yeni bir süperiletkenlik teorisine yol gösterebilecek olmalarından dolayıdır. Şekil 1.2.’de belli başlı süperiletken materyallerin kritik manyetik alanlarının sıcaklığa bağlılığı kıyaslanmıştır (Larbalestier ve diğ., 2001). YSS materyallerinin DSS materyallere kıyasla belirgin şekilde daha geniş manyetik alan ve sıcaklığa sahip olduğu görülüyor.

## 1.2. Süperiletkenlerin Modellenmesi

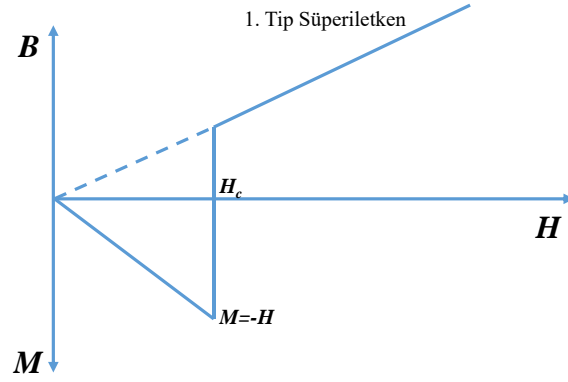
### 1.2.1. I. Tip ve II. Tip Süperiletkenler

Süperiletkenler uygulanan alan çok büyük olduğunda, örneğin; Meissner etkisi bozulunca süperiletkenliklerini kaybederler. Bu bozulmanın nasıl oluştuğuna bağlı olarak süperiletkenler iki kategoriye ayrılabilir: I. Tip ve II. Tip. İlkinde süperiletkenlik uygulanan alan kritik değerin ( $H_c$ ) üzerine çıktığında ansızın yok olur ve başlarda bulunan (alüminyum ve kurşun gibi) bütün metal süperiletkenler tipik I. Tip süperiletkenlerdir.

Denklem 1.1, manyetik alan  $H$ , manyetik akı yoğunluğu  $B$ , materyalin manyetizasyonu,  $M$  ve boşluğun manyetik geçirgenliği arasındaki bağıntıyı göstermektedir.

$$B = \mu_0(H + M) \quad (1.1)$$

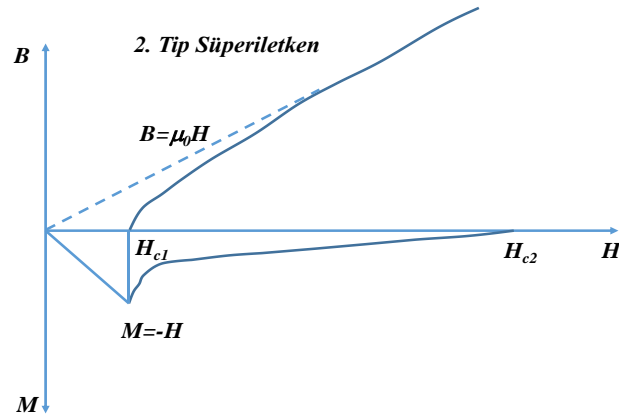
Şekil 1.3.’de I. tip süperiletkenler için manyetizasyon eğrisini göstermektedir. Uygulanan alan  $H$ ,  $H_c$ ’den daha küçükse;  $M=-H$  olup,  $H$ ’nin  $H_c$ ’den büyük olmasının hemen akabinde  $M$  sıfıra düşer ve süperiletken normal duruma geçer.



Şekil 1.3. I. Tip süperiletkenlerin manyetizasyon eğrisi.

II. tip süperiletkenler ise süperiletkenliğini uygulanan alan arttıkça kademeli olarak kaybeder. Bu, artan manyetik alan ile süperiletkenden normal duruma kademeli geçiş özelliğidir. I. tip süperiletkene nazaran II. Tip süperiletkenler iki kritik manyetik alan değerine sahiptir; alt kritik manyetik alan  $H_{c1}$  ve üst kritik manyetik alan  $H_{c2}$ . Dış manyetik alan  $H_{c1}$ 'den büyük olunca tamamıyla süperiletkenlikten çıkmış olmamakla birlikte süperiletken, artık karışık durum denilen bir durumda bulunur. Uygulanan alan sadece  $H_{c2}$ 'den büyük olursa süperiletkenlik tamamıyla yok olmuş olur ve materyal normal durumda bulunur. Dış manyetik alanın mevcut olduğu herhangi bir durumda artık iki kritik sıcaklık vardır;  $T_{c1}$  ve  $T_{c2}$ . II. tip bir süperiletken, süperiletkenliğini bu iki sıcaklık arasında kademeli olarak kaybeder.

Şekil 1.4.'de süperiletken durumundan normal duruma kademeli geçişi göstermektedir. Uygulanan alan  $H$ ,  $H_{c1}$ 'den küçük olduğunda manyetik alan süperiletken içerisinden  $M=-H$  ile tamamıyla dışarlanır. Uygulanan alan  $H_{c1}$  ve  $H_{c2}$  arasındayken süperiletken içerisindeki manyetik alan kısmen dışarlanır ve  $M$  kademeli olarak sıfıra iner. Uygulamalı alan sadece  $H_{c2}$ 'den büyük olunca süperiletkenlik ortadan kalkar ve süperiletken normal durumda bulunur.



**Şekil 1.4.** II. tip süperiletkenlerin manyetizasyon eğrisi.

Genellikle II. Tip süperiletkenler I. Tip'e kıyasla daha yüksek kritik sıcaklıklara ve kritik manyetik alanlara sahiptir. Bu durum, daha yüksek akımları iletmelerine imkan verir ve onları geniş çaplı uygulamalar için kullanışlı yapar.

### 1.2.2. Kritik Hal Modelleri

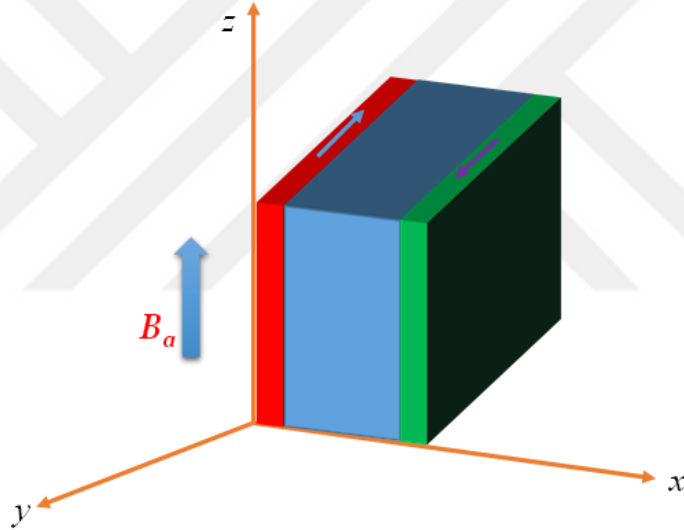
Süperiletkenler için kritik hal modeli materyalin makroskopik özelliklerine yoğunlaşırken, akım yoğunluğu ve manyetik alan arasındaki ilişkinin deneysel gözlemleri baz alınmıştır. Süperiletkenliğin büyük ölçekli uygulamalarında mühendisler süperiletkenin içindeki mikroskopik davranışlar yerine akım yoğunluğu ve manyetik alan gibi makroskopik özellikleriyle daha çok ilgilenirler. Bu yüzden süperiletkenler için büyük ölçekli uygulamalarda kritik hal modelleri oldukça önemlidir. Kritik hal modeli, süperiletken küçük bir akım taşıırken ya da küçük bir alana maruza kaldığında; süperiletkenin dış katmanının kritik durumda olduğunu, yani akım yoğunluğunun kritik değer tarafından tanımlandığını söyler. Süperiletkenin içi uygulanan dış manyetik alandan veya akımdan korunur.

II. tip süperiletken için, uygulanan dış alan  $H_{c1}$ 'den büyük olunca süperiletkene nüfuz etmeye başlar. Manyetik alan süperiletkenin içine girerken süperiletkenlik elektron akım girdabına dönüşür. Her bir girdap aynı miktarda manyetik akı taşır. Girdaplar Lorentz kuvveti tarafından hareket etmesi için itilirken, aynı zamanda materyalin kristal örgüsündeki kusurların olduğu çivilenme merkezlerine hapsedilirler. Bu olay akı

çivilenmesi (flux-pinning) olarak bilinir. Sonuç olarak, girdapların dağılımı Lorentz kuvveti ve çivilenme kuvvetinin dengesiyle belirlenir. Girdapların nüfuz ettiği yerdeki derinlik uygulanan alanın büyüklüğüne bağlıdır. Girdapların işgal ettiği yüzey katmanı kritik durum denilen bir durumdadır. Süperiletkenin daha iç bölgelerinde akı ve akım yoktur.

### 1.2.2.1. Bean Modeli

Bean modeli yaygın bir biçimde kullanılan kritik hal modelidir (Bean, 1962; 1964). Problemi basitleştirmek için, Bean Şekil 1.5.'deki sonsuz uzunlukta bir dikdörtgen dilim göz önünde bulundurmıştır. Dilim çok ince olduğundan sadece dilim yüzeyine paralel olan manyetik alan bileşeni göz önünde bulundurulur.



Şekil 1.5. Yüzeyle paralel tek tip alan altındaki sonsuz dikdörtgen dilimler.

Sadece z-doğrultusunda alan olduğundan, indüklenen akım Şekil 1.6. ve Şekil 1.7.'de gösterildiği gibi yüzey boyunca dairesel yörüngede akar. Bean modelinin varsayımı, elektrik alandaki değişimin, sabit bir akım yoğunluğu  $J_c$  indükleyeceği şeklindedir. Bu yüzden, dilimi tanımlarken aşağıdaki denklemi kullanabiliriz;

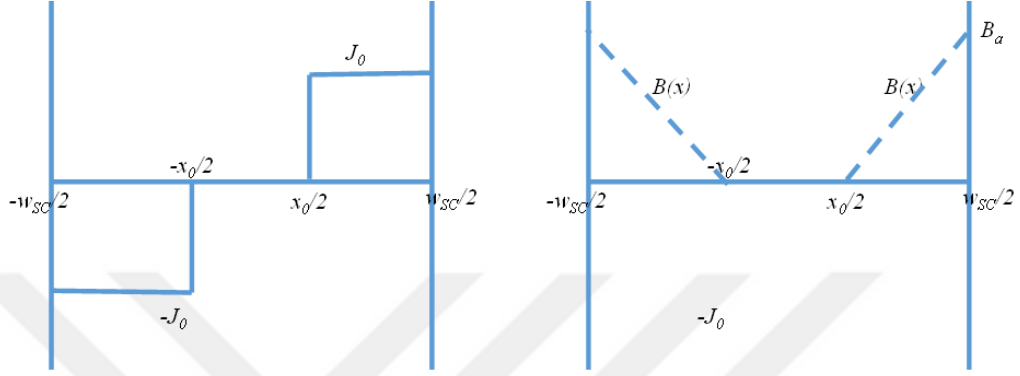
$$J(x) = \pm J_c \text{ eğer } |E(x)| \neq 0 \quad (1.2)$$

$$J(x) = 0 \text{ eğer } |E(x)| = 0 \quad (1.3)$$

Faraday kanunu sonsuz uzun dilim için yazılırsa;

$$\frac{dB}{dx} = \mu_0 J(x) \quad (1.4)$$

Bu denklem, manyetik alanın kritik akımın dilim genişliği boyunca gözden kayboluncaya kadar lineer olarak sifira gideceğini söyler. Şekil 1.6.'de bu durumu göstermektedir. Dış alan diğer yöne doğru değişmeye başlayınca yüzeyde zıt yönde bir akım indüklenirken alanın daha da azalmasıyla bu akım dilime tamamıyla nüfuz eder.



**Şekil 1.6.** Bean modelinde manyetik alana maruz bırakılan levhada akım yoğunluğu ve manyetik alan dağılımı.

### 1.2.2.2. Kim Modeli

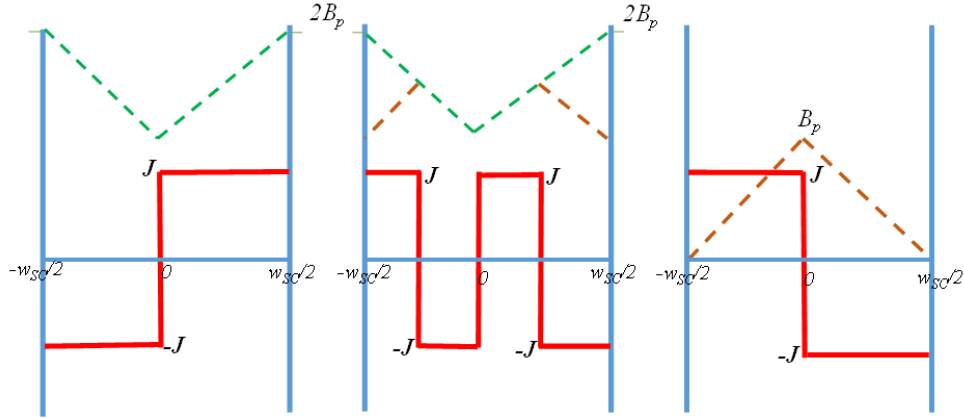
Kim ve diğ. (1962, 1963) kritik haldeki akım yoğunluğunun yerel manyetik alana bağlı olarak değişmesine imkan veren bir model ileri sürdüler:

$$J = \frac{\alpha}{B+B_0} \quad (1.5)$$

Burada  $\alpha$  ve  $B_0$  malzeme sabitleri ve  $B$  numune içerisindeki manyetik indüksiyondur.  $\alpha$ 'yı tanımlayan deneysel ilişki aşağıdaki gibidir:

$$\alpha = \frac{1}{d} (a - bT) \quad (1.6)$$

Burada  $d$  kuvvetli bir biçimde materyalin mikro-yapısına bağlı iken,  $a$  ve  $b$  sabitleri  $a/b \leq T_c$  eşitsizliğini sağlamaktadır.



**Şekil 1.7.** Bean modeline göre artan alana maruz kalan levhanın akım yoğunluğu ve manyetik alan dağılımı.

T sabit olduğunda Denklem 1.5 şöyle indirgenir:

$$J_c(B) = J_{c0}(T) \frac{1}{1+B/B_0} \quad (1.7)$$

Burada  $B_0$  materyale bağlı bir sabit ve  $J_{c0}(T)=\alpha(T)/B_0$ 'dir.

Kim modeli, manyetik alan dağılımı süperiletkenin yüzeyinden merkezine doğru değiştiği için mühendislik uygulamalarında, özellikle ince dilim yapıya sahip 2N YSS şeritler için oldukça kullanışlıdır.

### 1.2.2.3. E-J Üs Yasası

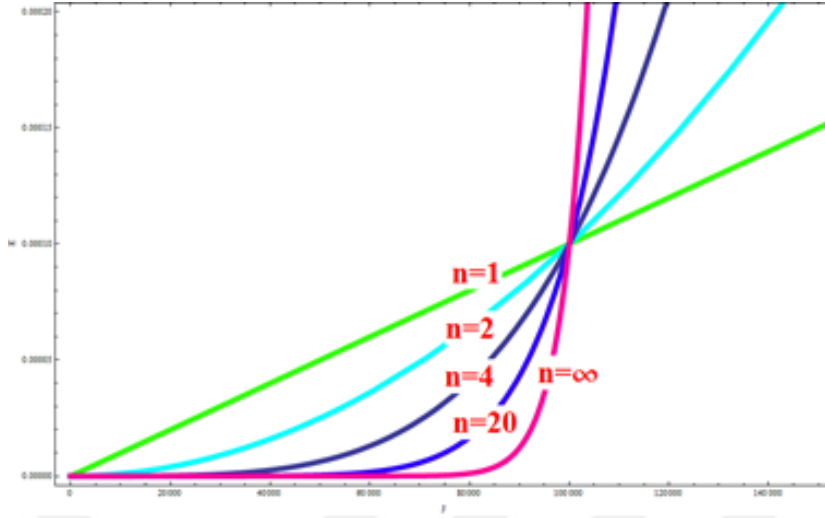
Bean modeli süperiletken içindeki akım ve elektrik arasında bir adım ilişkisi kabul etmektedir. 1962'de Anderson (1962) bu ilişkinin sürekli olduğunu belirten akı sürüklenmesi teorisini ileri sürmüştür. Rhyner (1993) akım yoğunluğunun ve elektrik akım arasında niteliksel bir ilişki tanımlayan bir formül sunmuştur.

$$E = E_0 \left( \frac{J}{J_c} \right)^n \quad (1.8)$$

Burada  $n$  materyalin özelliklerinden biridir ve  $E_0= 1 \mu Vcm^{-1}$ .  $J_0, E=E_0$  durumdaki kritik akım yoğunluğudur.

YSS materyalleri için  $n$  genellikle 20-30 arasında iken DSS için  $n$  genellikle 40'tan büyüktür.  $n$  sonsuz olduğunda, E-J güç yasası, Bean Modeli ile eşit hale gelir.

Şekil 1.8.'de farklı  $n$  değerleri için kıyaslamayı göstermektedir.  $n$  değeri YSS materyallerinin performansı için önemli bir parametredir.



Şekil 1.8. Farklı  $n$  değerleri ile E-J güç kanunu.

#### 1.2.2.4. Süperiletken Dilim (Strip) Modeli

İnce dilim YSS tabakalı iletkenler için yaygın olarak görülen bir yapılanmadır. Dolayısıyla teorik ve deneysel çalışmalarda oldukça ilgi görmüştür. 2N YSS şeritler bu tipik ince dilim yapılanmasına sahiptir. Hem Brandt ve Indenbom (1993) hem de Zeldov ve diğ. (1994) sonsuz uzunluktaki süperiletken ince dilim için kritik hal davranışlarını teorik olarak analiz etmiştir. İnce dilim (strip) ile daha önceden bahsedilen Bean dilimi (slab) arasında oldukça belirgin farklılıklar gözlenmiştir.

İnce dilim, geniş yüzüne dik gelecek şekilde ( $y$ -ekseninde)  $H_a$  alanına maruz bırakıldığında, sabit bir  $J_c$  kritik akım yoğunluğu olduğu varsayılır. Uygulanan alan çok büyük değil ise dilim Meissner durumundadır. Dik manyetik alan,  $b < |y| < a$  aralığında var olan ( $a$ : dilim genişliğinin yarısı)  $J(y)$  perdeleme akımı ile dilimden tamamen dışarlanmıştır.  $|y| \leq b$  olduğu yerde kalan parça ise Meissner durumunda kalır. Akı  $|y| \leq b$ ,  $|J(y)| < J_c$  için  $|y| < b$  (yalıtım akımları) ve  $|J(y)| = J_c$  için  $b < |y| < a$  için  $H(y) = 0$  olduğu kenarlardan nüfuz eder. Bu durum aşağıdaki çözüme yönlendirir,

$$\begin{aligned}
 J(y) &= \frac{2J_c}{\pi} \arctan \frac{cy}{\sqrt{b^2 - y^2}} \quad |y| < b \text{ için,} \\
 &= J_c \frac{y}{|y|} \quad b < |y| < a \text{ için}
 \end{aligned}
 \tag{1.9}$$



burada  $b$ , nüfuz derinliğidir ve aşağıdaki denklem ile verilir.

$$b = \frac{a}{\cosh(H_a/H_c)} \quad (1.10)$$

$c$  ve  $H_c$  aşağıdaki gibi tanımlanırlar,

$$c = (a^2 - b^2)^{1/2} = \tanh(H_a/H_c) \quad (1.11)$$

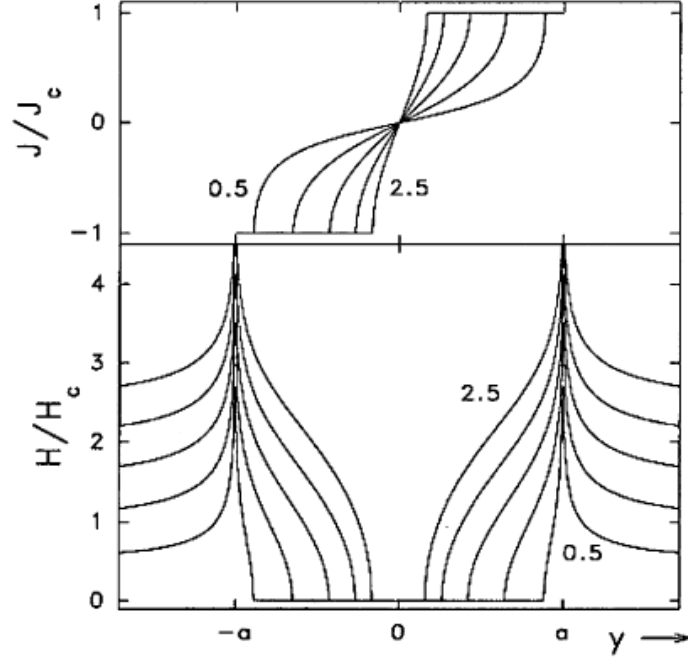
$$H_c = J_c/\pi \quad (1.12)$$

Dilim boyunca manyetik alan kuvveti;

$$\begin{aligned} H(y) &= 0 && |y| < b \text{ için,} \\ H_c \operatorname{arctanh}\left(\frac{\sqrt{y^2 - b^2}}{c|y|}\right) &&& b < |y| < a \text{ için,} \end{aligned} \quad (1.13)$$

$H_c = J_c d/\pi$  karakteristik alandır.

Bu sonuçlar, dilim için verilen Bean modelinden oldukça farklıdır: i) Buradaki akı nüfuzu  $H'$  de ikinci dereceyken Bean modelinde lineerdir, ii) nüfuz eden akının ön cephesi dikey eğime sahipken Bean modeli sonlu bir sabittir, iii) akı kısmen nüfuz edince ve  $J = J_c$  ile kritik bir durum dilimin kenarlarına yakın kurulduğunda, akım merkezdeki akısız bölgeyi korumak için dilimin tüm genişliği boyunca akar fakat Bean modelinde akısız bölge de aynı zamanda akımın olmadığı bölgedir, iv) perdeleme akım yoğunluğu, onun  $J_c$ 'ye ulaştığı akı cephesinde dikey bir eğime sahip sürekli bir fonksiyondur; ama Bean modelinde bu parçalı bir sabittir. Şekil 1.9.'da manyetik alan ve akım yoğunluğu dağılımını gösterir (Brandt ve Indenbom, 1993; Zeldov ve diğ., 1994).



**Şekil 1.9.** Sıfırdan artan dik  $H_a$  alanda  $2a$  genişliğinde süperiletken dilimin akım yoğunluğu ve manyetik alanı. Tarif edilen profiller  $H_a/H_c = 0.5, 1, 1.5, 2$  ve  $2.5$  içindir.

Bir süperiletken dilimden bir transport akım iletilirken;  $\mathbf{J}$  ve  $\mathbf{H}$  için denklemler aşağıdaki gibidir:

$$J(y) = \frac{2J_c}{\pi} \arctan\left(\frac{a^2 - b^2}{b^2 - y^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad |y| < b \quad (1.14)$$

$$= J_c \quad b < |y| < a$$

Burada,

$$I = 2J_c (a^2 - b^2)^{1/2} \quad (1.15)$$

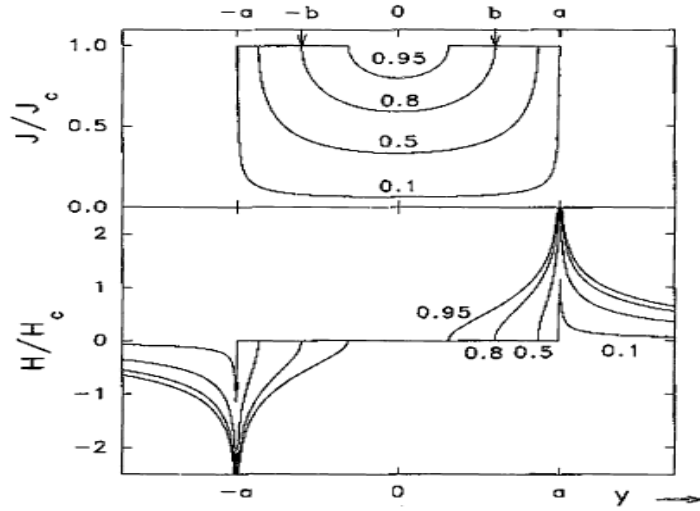
$$b = a \left(1 - \frac{I^2}{I_{max}^2}\right)^{1/2} \quad (1.16)$$

$I_{max} = 2a J_c$ ,  $b=0$ 'da tam nüfuz sırasındaki maksimum toplam akımdır. Buradan, dilime dik olan manyetik alan bileşenini elde edebiliriz,

$H_c$  karakteristik alanı  $H_c = J_c d / \pi$  şeklinde verilerek aşağıdaki gibi bulabiliriz:

$$\begin{aligned}
H(y) &= 0 & |y| < b, \\
&= \frac{H_c y}{|y|} \operatorname{arctanh} \left[ \frac{y^2 - b^2}{a^2 - b^2} \right]^{\frac{1}{2}} & b < |y| < a, \\
&= \frac{H_c y}{|y|} \operatorname{arctanh} \left[ \frac{a^2 - b^2}{y^2 - b^2} \right]^{\frac{1}{2}} & |y| > a
\end{aligned} \tag{1.17}$$

Şekil 1.10., 2a genişliğindeki  $I$  transport akımını taşıyan süperiletken dilimin akım yoğunluğunu ve manyetik alanını sıfırdan başlayarak  $0.95I_c$ 'ye kadar verir. Ayrıca, az miktarda yığın halinde veya paralel dizilmiş süperiletken şerit modelleri de literatürde mevcuttur (Majoros ve diğ., 2007a; 2007b).



**Şekil 1.10.** 2a genişliğindeki süperiletken dilim içerisinde 0'dan başlayarak artan bir transport akım için akım yoğunluğu ve manyetik alan.  $I/Imax = 0.1, 0.5, 0.8$  ve  $0.95$  için tanımlanmış profiller grafikteki gibidir.

### 1.2.3. Sonlu Elemanlar Metodu Modellemesi

Sonlu elemanlar metodu (FEM) integral denklemleri ile birlikte kısmi diferansiyel denklemlerin çözümlerini yaklaşık olarak bulan sayısal bir tekniktir. Çözüm yaklaşımı, ya kısmi diferansiyel denklemleri sıradan diferansiyel denklemlerin bir yaklaşıklık sistemine dönüştürme ya da diferansiyel denklemleri tamamen ortadan kaldırmaktır. FEM sivil ve aerodinamik mühendisliğinde karmaşık elastik, yapısal analiz problemlerini çözme ihtiyacından doğmuştur. İlk defa Hrennikoff ve Courant (1953) tarafından geliştirilmiştir.

FEM metodu aynı zamanda süperiletken materyaller için Maxwell denklemini çözmekte de kullanılabilir. Maxwell denklemini çözdükten sonra süperiletken içerisindeki manyetik alan ve akım yoğunluğu dağılımı elde edilebilir. Süperiletkenleri çözümlen FEM yöntemleri üç kategoriye ayrılabilir: **A-V** formülasyonu, **T-Ω** formülasyonu ve **H**-formülasyonu.

**A-V** formüllemeleri Maxwell denkleminde manyetik vektör potansiyeli **A**'yı durum değişkeni (**E-J** güç kanunu ile çift olan) olarak tanıtarak çıkartılmıştır (Barnes ve diğ., 1999; Coombs ve diğ., 2001). Bu türetimde, son denklemler şöyledir;

$$\mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla V \quad (1.18)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{J} \quad (1.19)$$

$$E = E_0 \left( \frac{J}{J_c} \right)^n \quad (1.20)$$

Bu modelde numune herhangi bir akım akışı olmadan başlar. Sonra,  $J_c$ 'yi taşıyan elemanlar maksimum vektör potansiyeli noktasında eklenerek alan yeniden hesaplanır. Bu işlem dış alan süperiletken tarafından perdelenene kadar devam eder.

**T-Ω** formülasyonları elektrik akım vektör potansiyeli **T**'yi ve manyetik skalar potansiyeli **Ω** kullanır. Amemiya ve diğ. (1998a, 1998b) **E-J** güç kanununu şu denklemlerle bağdaştırmayı önermiştir,

$$\nabla \left( \frac{1}{\sigma} T \right) = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (H_0 + T - \nabla \Omega) \quad (1.21)$$

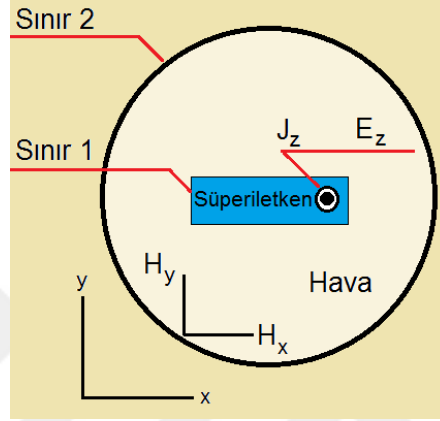
$$\nabla \cdot \mu \frac{\partial}{\partial t} (H_0 + t - \nabla \Omega) = 0 \quad (1.22)$$

$$\sigma = \frac{J_0^n}{E_0} (\nabla \times \mathbf{T})^{1-n} \quad (1.23)$$

Amemiya çalışmalarında, akım taşıyan ve/veya dış manyetik alana maruz kalan bükümlü ve bükümsüz süperiletken şeritlerdeki akım dağılımını hesaplamıştır. Bu çalışmalarda aynı zamanda AA tarafından oluşturulan manyetik alana maruz kalmış süperiletken şeritin küçük bir parçasındaki akım dağılımı da hesaplanmıştır. Sayısal olarak hesaplanan AA tarafından oluşturulan manyetik alan içerisinde AA taşıyan Bi-2223 şeritteki iletim kaybını, manyetizasyon kaybını ve toplam kaybı ölçecek deneysel kurulum yapılmıştır.

Ölçülen iletim ve manyetizasyon kayıpları **T-Ω** modelindeki teorik öngörülere neredeyse uyumludur.

**H** formülasyonları manyetik alan denklemlerini **E - J** güç yasası ile birleştirmektedir. (Hong ve diğ., 2006; 2007; Vanderbemden ve diğ., 2007a, 2007b). Şekil 1.2.3’de sonsuz bir süperiletkenin **x-y** düzleminde enine kesit görünümünü vermektedir. Dikdörtgen süperiletken **z** ekseninde sonsuz olduğu için bu model iki boyutlu probleme indirgenebilir.



Şekil 1.11. İki boyutlu sonsuz süperiletkenin alt bölge ve hesaplama bölgesi.

Faraday Kanununa göre,

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\mu_0 \mu_r \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (1.24)$$

denklemine sahibiz. Ampere kanunu ise bize şu denklemi vermektedir,

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (1.25)$$

Bu iki boyutlu problemde Denklem 1.25 daha basit hale dönüşür,

$$J_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (1.26)$$

Süperiletken bölgesinde **E-J** güç yasası şöyle ifade edilir,

$$E_s = E_0 \left( \frac{J_s}{J_c} \right)^n \quad (1.27)$$

Burada  $J_s$  ve  $E_s$  sırasıyla süperiletkendeki akım yoğunluğu ve elektrik alandır.  $J_c$  standart ölçüttür yani,  $1 \mu V. cm^{-1}$ 'dir.

Denklem 1.25 ve 1.8'i birleřtirerek süperiletken bölgeyi tanımlayan denklem elde edilir,

$$\frac{d\left(E_0\left(\frac{dH_y}{dx}\frac{dH_x}{dy}\right)^n\right)}{dy} = -\mu_0\mu_r\frac{dH_x}{dt} \quad (1.28)$$

$$\frac{-d\left(E_0\left(\frac{dH_y}{dx}\frac{dH_x}{dy}\right)^n\right)}{dx} = -\mu_0\mu_r\frac{dH_y}{dt} \quad (1.29)$$

Süperiletken olmayan bölgede lineer olmayan **E-J** güç kanunu yerine lineer ohm kanunu; **E=ρJ** (ρ hava direncini) kullanılır. Süperiletken olmayan bölge için denklemler ise:

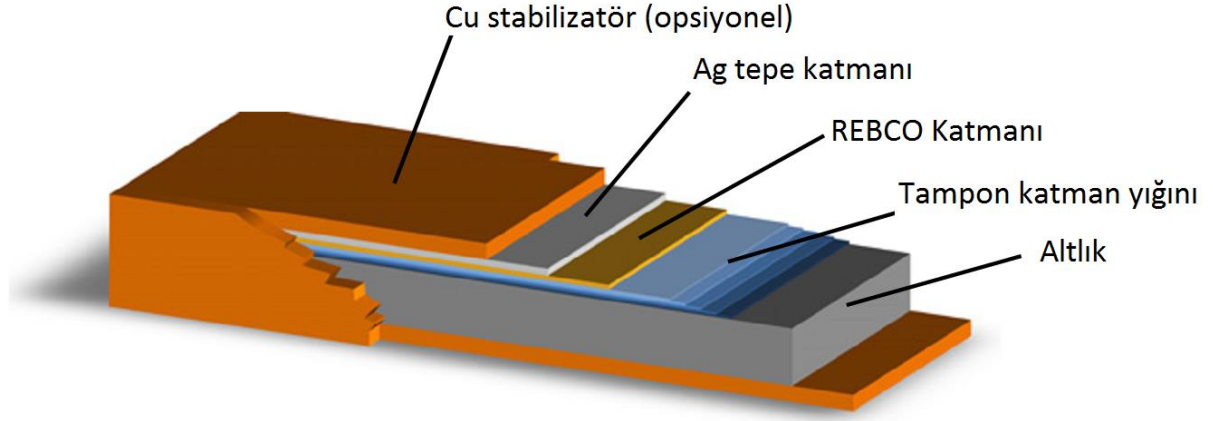
$$\frac{d\left(p\left(\frac{dH_y}{dx}\frac{dH_x}{dy}\right)^n\right)}{dy} = -\mu_0\mu_r\frac{dH_x}{dt} \quad (1.30)$$

$$\frac{-d\left(p\left(\frac{dH_y}{dx}\frac{dH_x}{dy}\right)^n\right)}{dx} = -\mu_0\mu_r\frac{dH_y}{dt} \quad (1.31)$$

Denklem 1.27'yi 1.30 ile birlikte çözerek tüm alandaki manyetik alan ve akım yoğunluğu dağılımını hesaplanabilir.

## 2. LİTERATÜR ÖZETİ

Süperiletken şeritler tabakalı iletkenlerdir. Bunun fiziksel ya da kimyasal anlamı, metal oksit tabakalar (tampon katman), REBCO temelli süperiletken tabakası ve sağlamlaştırıcı gümüş ve bakır tabakaların yapısal veya alttaş olan (Hastelloy, paslanmaz çelik veya nikel alaşım) bir malzeme üzerine iki boyutlu olarak biriktirilmesidir. Böylesi bir üretimden dolayı REBCO süperiletkenleri çoğunlukla tabakalı iletkenler olarak adlandırılırlar. Bu yapı şematik olarak Şekil 2.1.'de gösterilmektedir.



**Şekil 2.1.** REBCO şeritlerin şematik planı. Tabakalar ölçekli değildir.

Yüksek akım yoğunluğu ve doğru akım için sıfır direnç özelliklerinden dolayı süperiletkenler hızlandırıcılar, nükleer manyetik rezonans (NMR) cihazları (Kiyoshi vd., 2011), Manyetik rezonans görüntüleme (MRI) (Chen vd., 2013) ve füzyon reaktörleri (Bansal vd., 2008) için güçlü ve etkin mıknatıslar olarak, güç uygulamaları (Obradors ve Puig, 2014), enerji depolama sistemleri (Yuan vd., 2010), hatalı akım sınırlayıcıları (Noe ve Steurer, 2007), transformatörler (Pardo vd., 2015), jeneratörler ve elektrik motorları (Masson vd., 2005; Oomen vd., 2012) gibi elektrik cihazları için kullanışlı bileşenler olarak oldukça fazla ilgiye sahiptirler. Fakat her malzemede olduğu gibi süperiletkenlerin de sınırları ve kritik değerleri vardır. İlk bakışta en önemli parametreler geçen akım, dış manyetik alan ve çalışma sıcaklığı olup bu parametreler için kayıplar oldukça önemlidir. Ancak, süperiletkenin akım taşıma kabiliyetini etkileyen bu faktörler kadar mekanik zorlanımlardan kaynaklanan elektromanyetik kuvvetlerin ve anlık ısı artışlarından kaynaklanan kayıpların da belirlenebiliyor olması, bu kritik parametrelerin kontrol altında tutulması bakımından oldukça önemlidir.

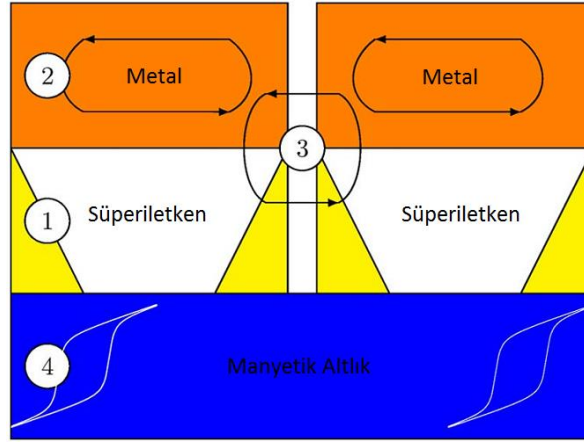
Tam bir uygulamayı anlayabilmek için önce tek bir şeritten başlayıp bobine, oradan bobin yığınlarına ve oradan da cihaz uygulamasına geçilen süreci iyi anlamak gerekmektedir. YSS şeritlerinde AA kayıp hesaplamaları için ilk başlarda sonsuz boyutlarda integral denklemleri (Brandt, 1996; Brambilla vd., 2008), kısmi diferansiyel denklemler (Amemiya vd., 1998a; Brambilla vd., 2007; Campbell, 2009; Stenvall ve Tarhasaari, 2010), yarı değişkenli eşitsizlikler (Prigozhin, 1997) ve kısıtlı miktarda belirli geometriler için analitik çözümler (Mawatari, 1996; Gilchrist, 1997) önerilmiştir. Bununla birlikte, pratik durumlar için, çoğu formülasyon sonlu elemanlar, sonlu farklar veya diğerleri arasında sonlu

hacimler gibi çeşitli sayısal yöntemler kullanılarak çözülebilir. Yukarıda bahsedilen formülasyonlar ile sağlam sonuçlar elde edilirken, çok sayıdaki iletkenin bir arada bulunduğu durumların benzeşiminin yapılması ile ilgili sayısal zorluk önemli bir eksiklik oluşturabilir. Bu nedenle, mıknatıs bobinleri, transformatörler, jeneratörler ve motorlar gibi büyük ölçekli YSS cihazların benzeşimi sınırlı idi. Böylece, probleme en temelden yeniden bir bakış getirmek ve karmaşık geometrilerin rahatlıkla üstesinden gelecek yöntemler geliştirmeye yönelik çabalar başlamıştır. Sonsuz yığınlar (Gilchrist, 1997; Brambilla vd., 2009) ve sonlu yığınlar (Grilli vd., 2007; Souc vd., 2009) gibi bazı çalışmalar yapılmıştır. Ancak, bütün bir yapıda örneğin sadece tek bir bobinde bile yüzlerce hatta binlerce sarım olabilmektedir. Bu sebepten sarımlardaki kayıpların rahatlıkla hesaplanabilmesi için birtakım yöntemlerin geliştirmesi zorunlu olmuştur.

Analitik modellerin AA kayıp mekanizmasını anlamada çok hızlı ve çok kullanışlı sonuçlar vermesine rağmen sadece belirli geometriler için kayıp sonuçları vermesi ve birçok kabul ile sınırlandırılmış olması YSS cihazların tasarımında onların kullanımını imkansız hale getirmiştir (London, 1963; Norris, 1970; Brandt ve Indenbom, 1993; Brandt, 1994; Mawatari, 2011). Buna karşın sayısal yöntemler, benzeşimi yapılacak geometrilerin karmaşıklaşmasına karşın bu sınırlamaların üstesinden gelebilmiş ve başarılı benzeşimlerin yapılmasına izin vermiştir.

Teknolojik süperiletkenler kullanım koşullarına bağlı olarak birçok katman (metal, tampon, altlık ve manyetik vb. gibi) içerebilir (Şekil 2.2) ve bu katmanların her biri toplam kayba katkıda bulunur. Bu kayıplar dört ana başlıkta toplanabilir (Şekil 2.2); i) histeresis kayıpları süperiletken içerisindeki manyetik akının (flux) nüfuzundan ve hareketinden, ii) Eddy akım kayıpları bir süperiletken şeritin normal metal kısımlarında dolanan manyetik alan tarafından indüklenen akımlardan, iii) Kuplaj kayıpları, metal matris içerisindeki iki veya daha fazla süperiletken tabaka arasındaki akımdan, iv) Ferromanyetik kayıplar ise manyetik malzemelerin maruz kaldıkları manyetik alan çevrimlerinden ileri gelir.





**Şekil 2.2.** Tabakalı bir YSS’de değişik kayıplar: 1) Histeresis kayıplarını, 2) metal tampondaki Eddy kayıplarını, 3) kuplaj kayıplarını ve 4) ferromanyetik altlık kayıplarını göstermektedir.

Akım yoğunluğu ile elektrik alanı arasındaki uyumu sağlamak, elektromanyetik hesaplamalarda standart bir tekniktir. Düz bir  $E$  ( $J$ ) ilişkisine sahip bir süperiletken, farklı elektromanyetik niceliklerin hesaplanmasıyla çözülebilir. Rhyner (1998) ve Yazawa vd. (1998) tarafından eşzamanlı akımlar ve alanlar için geliştirilen Brandt modeli (1996, 1998) süperiletken içerisindeki  $J$  ve  $V$ 'yi çözer. Buna alternatif olarak, sonlu elemanlar yöntemleri  $H$ 'yi (Stavrev vd., 2002; Kajikawa vd., 2003; Hong vd., 2006; Grilli vd., 2007),  $T$  ve  $\Omega$ 'yı (Amemiya, 1998a; Enomoto ve Amemiya, 2004; Grilli vd., 2005; Stenvall ve Tarhasaari, 2010) veya  $A$  ve  $V$ 'yi (Hauser, 1997; Tonsho vd., 2003; Stenvall ve Tarhasaari, 2010) bir benzeşim hacmi içerisinde hava ile kuşatılmış sonlu bir süperiletken için çözebilir. Bütün sonlu elemanlar yöntemi modelleri, benzeşim hacminin sınırlarındaki durum değişkeninin sınır koşullarını belirlemeye ihtiyaç duyar. Birçok model için bu sınır koşulları asimptotiktir ve bu sebepten benzeşim hacmi süperiletkenden çok fazladır. Brandt yöntemi avantajlı olsa da sonlu elemanlar yöntemleri için ticari yazılımların (COMSOL, Opera, Flux, ANSYS, MagNet, FlexPDE, JMAG-Studio vb.) var olması uygulamanın kolaylığı açısından sonlu elemanlar yöntemini kullanışlı kılmaktadır. Kritik hal modelleri (KHM) yüksek dereceden  $E$  ( $J$ ) ilişkisi için süperiletkenlerin benzeşiminde idealdir. Ayrıca, nispeten düşük dereceden bir  $E$  ( $J$ ) ilişkisine sahip benzeşimlerden genellikle daha hızlıdır. Hızdaki bu iyileşme, kritik durum yaklaşımını kullanmanın neden olduğu doğruluktan sapmaya karşı gelebilir. Bununla birlikte, KHM gevşeme etkilerini veya aşırı akım durumlarını tarif edemez.

Genel akım ve uygulanan alan için mevcut yöntemlerin çoğu varyasyonel yöntemleri işaret eder. Bu yöntem ilk olarak Bossavit (1994) tarafından önerilmesine karşın en önemli katkı J formülasyonunu geliştiren Prigozhin'e (1996, 1997) aittir. Sonrasında, Badia ve Lopez (2002) **H** formülasyonunu önermiştir. J formülasyonunda işlevselliği en aza indirmek ve akım kısıtlamalarını belirlemek için alternatif bir sayısal uygulama minimum manyetik enerji değişken yöntemidir. Bu yöntem ilk kez manyetizasyon (Sanchez ve Navau, 2001) için kullanılmasına karşın genel formülasyonu Pardo vd. (2007) ve Souc vd. (2009) tarafından tanımlanmıştır.

Bununla birlikte, **A** formülasyonu çerçevesinde FEM modelleri kritik hal durumu için Gömory vd. (2009, 2010) tarafından çözülmüştür. Bu modellerde, çivilenmeye tersinir ve tersinmez katkıların göz önüne alındığı Campbell'in (2007, 2009) **A** formülasyonundan esinlenilmiştir. Bir diğer formülasyon sonlu elemanlar yöntemini J üzerinde kritik durum kısıtlaması ile birleştiren Barnes vd. (1999) tarafından önerilmiştir. Düzgün bir E (J) ilişkisini kabul eden metodlar, parçalı doğrusal bölümlere sahip bir E (J) ilişkisini veya yüksek üs bağıllığına sahip bir güç yasasını dikkate alarak kritik hal modellerine benzeyebilir (Takeda vd., 1994; Maslough vd., 1997; Kajikawa vd., 2003).

Hem düzgün bir E (J) ilişkisi hem de KHM için verilen tüm yöntemler, kritik akım yoğunluğunun manyetik alan bağımlılığını hesaba katar ve prensip olarak pozisyon bağımlılığını hesaba katabilir.

Coulomb ayar dönüşümünde skaler potansiyel  $V$  elektrik yükleri tarafından oluşturulan elektrik potansiyelidir. Pratikte, şu durumlarda **A** -  $V$  formülasyonunda skaler potansiyel dikkate alınmalıdır: İlk durum net bir transport akım olması durumudur. İkinci durumda ise izole edilmiş tabakalardan oluşan çoklu tabakalı bir yapının değişken bir manyetik alana maruz kalması durumunda  $V$ 'nin dikkate alınması gerekmektedir. Sonuç olarak, skaler potansiyel genel üç boyutlu durumlar ve iki boyutlu ince yapılar için gereklidir. Yuvarlak sargının oluşturduğu manyetik alana maruz kalan bir süperiletken, silindirik simetriye sahip bir **A** üretir. Sonrasında, eğer süperiletken bu silindirik simetriye uymuyorsa, örneğin, köşeleri varsa, süperiletken yüzeyine paralel akımlara izin vermek için, **E**'nin yönünü "düzeltmek" belirli bir  $\nabla V$  gereklidir (Campbell, 2009). **E** ve **J** paralel olduğunda bu açıktır, ancak **E** ve **J** arasındaki keyfi tensör ilişkisi için belirli bir  $\nabla V$  olmalıdır.

**T** ve  $\Omega$  potansiyellerinin anlamı ise şu şekildedir: **T** potansiyeli,  $\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{T}$  denklemini sağlayacak şekilde tanımlanır. Her ne kadar  $\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{H}$  ise de, **T**, **H**'ye eşit olmak zorunda

değildir.  $\nabla \times (\mathbf{T} - \mathbf{H}) = 0$  olduğu için,  $(\mathbf{T} - \mathbf{H})$  miktarı skaler fonksiyonun gradyeni olarak yazılabilir, yani  $(\mathbf{T} - \mathbf{H}) = \nabla \Omega$  ve  $\mathbf{H} = \mathbf{T} - \nabla \Omega$ . Sonuç olarak,  $\Omega$ 'nin anlamı  $\mathbf{T}$  ayarına bağlıdır. Ölçme fonksiyonu sıfır olduğunda,  $\nabla \cdot \mathbf{H} = -\nabla^2 \Omega$ ; bu nedenle,  $\Omega$  manyetik kutup yoğunluğundan kaynaklanan manyetik skalar potansiyelidir. Bu ayar için  $\mathbf{T}$ , akımların yarattığı manyetik alandır. Ek olarak, diğer ayarlarda hesaplamalarda kullanılmaktadır (Carpenter, 1977; Preston ve Reece, 1982).

İki boyutlu yapılar için  $\mathbf{T}$  formülasyonu (Amemiya vd., 2006) ve  $\mathbf{H}$  formülasyonu (Grilli vd., 2013; Zhang ve Coombs, 2012) çerçevesinde sonlu elemanlar modelleri kullanışlıdır. Varyasyonel prensipler de KHM çerçevesinde bu yapıları çözebilir (Prigozhin, 1998; Navau vd., 2008). Bükülmüş kablolar, sarmal kablolar veya Roebel kablolar gibi daha karmaşık üç boyutta bükülmüş sistemler için sonlu elemanlar yöntemi çerçevesinde  $\mathbf{T}$  (Amemiya vd., 2006; Takeuchi vd., 2011; Nii vd., 2012) ve  $\mathbf{H}$  (Zhang ve Coombs, 2012) formülasyonlarını kullanan modeller de geliştirilmiştir. Tamamen üç boyutlu problemlerde ise manyetik alan numunenin her yerinde akım yoğunluğuna dik değildir. Bu nedenle, modellemede akı kesimi (Campbell ve Evetts, 1972) dikkate alınmalıdır. Bu akım yoğunluğu ile elektrik alan arasındaki açı kullanılarak yapılabilir (Badia ve Lopez, 2002; Salazar ve Rodríguez, 2003; Majós vd., 2009). Bu açı bağıllığı için deneysel veriler eliptik bir bağıllık ortaya koymaktadır (Clem vd., 2011).

$\mathbf{J}$ 'nin  $\mathbf{E}$ 'ye paralel olduğu ve düzgün bir  $\mathbf{E}$  ( $\mathbf{J}$ ) ilişkisini varsayan sonlu elemanlar yöntemleri ile birçok üç boyutlu durum başarılı bir şekilde hesaplanmıştır. Bu hesaplamalar  $\mathbf{T}-\Omega$  (Grilli vd., 2005),  $\mathbf{A}-V$  (Grilli vd., 2005; Campbell, 2009; Lousberg vd., 2009) veya  $\mathbf{H}$  (Grilli vd., 2013; Zhang ve Coombs, 2012) formülasyonları için yapılmıştır. Alternatif bir model ise Galerkin metodunu kullanmayan  $\mathbf{H}$  formülasyonu çerçevesindedir (Zehetmayer, 2006).

Eddy akım problemi için sayısal benzeşimler 1970'lerden beri geleneksel hesaplamalı elektromanyetizmanın araştırma konusudur (Nedelec, 1978; Vérité, 1979). Eddy akımını hesaplamak için araştırmacıların çoğu sonlu elemanlar yöntemi ile kısmi diferansiyel denklem çözmekteydi (Biddlecombe, 1982). 1980lerdeki bilgisayarların hesaplama kapasitesi sebebi ile sonlu elemanlar yöntemi ile integral denklemlerini birleştiren hibrit metotlar oldukça yoğun kullanılmıştır (Bossavit ve Vérité, 1982; Lari ve Turner, 1983; Salon ve Schneider, 1982; Kettunen ve Turner, 1992; Tarhasaari vd., 1998).

Geleneksel eddy akım problemlerinde sadece üç boyutlu geometrileri analiz etme eğilimi, iki boyutlu doğrusal olmayan güç kanunu direncine sahip geleneksel elektrik iletkenleri olarak muamele ederek süperiletkenlerde histeresis kayıplarını modelleyen yaklaşımlardan farklılaşır (Grilli, 2016). Tipik olarak, süperiletkenlerin iki boyutlu analizi geniş bir problem sınıfını çözmek için yeterlidir, fakat bazı durumlarda, yeni ve daha doğru bir analiz, süperiletkenlerin üç boyutlu modellemesini de gerektirir (Elliott ve Kashima, 2007; Takeuchi vd., 2011). Vektörel bilinmeyenler için kenar elemanları yöntemi yirmi yıldan uzun bir süredir kullanılmaktadır ve iki boyutlu **H**-formülasyonu (Brambilla vd., 2007) temelli problemler kadar vektör potansiyeline dayalı üç boyutlu eddy akım problemlerinde kullanılabilirlikleri de iyi bir şekilde tanımlanmıştır (Kameari, 1990; Preis vd., 1992). Günümüzde eddy akımı benzeşimleri için birkaç ticari yazılım paketi mevcuttur (Comsol, Opera, Flux vb.).

Eddy akımları ile aynı doğaya sahip olmasından dolayı terimsel olarak kuplaj kayıplarının ayrı bir kayıp mekanizması bakımından değerlendirilmesinde tam bir fikir birliği sağlanamamıştır (Takács, 1997). Bununla birlikte, filaman kuplajı süperiletken içerisindeki mevcut nüfuz profillerini etkilediğinden dolayı toplam histerezis kaybını değiştirir (Grilli ve Pardo, 2010). Bu tezde bu kayıplar bakır stabilizörün alternatif akım kayıplarına etkisi başlığı altında incelenecektir. Genel olarak gerçek iletken geometrisini hesaba katan kuplaj kayıp benzeşimleri üç boyuta sahip modellere ihtiyaç duyar (Gömöry vd., 2006). Kuplaj kayıplarının tahmini için geliştirilmiş kolay bir yöntem esas olarak gerçek filaman dağılımı bu kayıpları belirlediği için yoktur. Şimdiye kadar, sonlu elemanlar benzeri araçlar süperiletkenlerin histeresis kayıplarından daha az sıklıkta kuplaj kayıplarını incelemek için kullanılmıştır. Bunun ana sebepleri arasında kuplaj kayıplarının esas olarak filaman tip süperiletkenlere uygulanması (Wilson, 2008) ve üç boyutta karşılaşılan tam doğrulukta geometrinin benzeşiminin zorluğu ve hesaplama süresinin uzunluğu (Grilli vd., 2005) sayılabilir.

Manyetik malzemeler süperiletken kabloların bir kısmını veya süperiletken cihazların bir parçasını oluşturabildiğinden dolayı süperiletken sistemlerde manyetik malzemelerin varlığı alışılmadık değildir. YBCO tabakalı süperiletkeni böyle bir ferromanyetik altlığa sahiptir. 1N YSS şeritler (Bi-2223) veya MgB<sub>2</sub> teller manyetik stabilizatör ile birlikte üretilebilirler. Süperiletkenler ve manyetik çekirdekler jeneratör, transformatör ve elektrik motorları gibi birçok güç uygulamasının birincil bileşenlerini oluştururlar. Bu manyetik bileşenler iki şekilde süperiletkenlerdeki AA kayıplarına etki ederler: i) süperiletken

içerisindeki manyetik profili değiştirirler ve böylece süperiletken kayıplarına etki ederler, ii) sahip oldukları histeresis kayıpları ile sistemin histeretik kayıplarına katkıda bulunurlar. Bu sebepten, bir süperiletken sistemin toplam AA kayıplarına manyetik bileşenlerin etkisinin belirlenmesi temel bir problemdir ve araştırmacılar tarafından büyük ilgiye sahiptir. Bunun için genellikle, iki tür yaklaşım görülmektedir: analitik ve sayısal modeller. Genenko vd. (2000) akım taşıyan bir süperiletken şeridin yanına yerleştirilen bir manyetik bariyerin etkisini araştırarak ferromanyetik/süperiletken ikili yapılarının analitik hesaplarına öncülük etmişlerdir. Bu çalışmada, manyetik bileşenlerin süperiletken içindeki akım yoğunluğu dağılımı üzerindeki etkilerin çoğunlukla bu bileşenin şekline ve süperiletkene olan mesafesine ve manyetik geçirgenliğine bağlı olduğu bulunmuştur. Bu model sonrasında değişik geometrilere uygulanırsa da yüksek sıcaklık süperiletkenlerinden yapılan cihazların gerçek çalışma koşullarına uygulanamadığından dolayı analitik yöntemler böylesi süperiletken/ferromanyetik (Sİ/FM) sistemlerin AA kayıplarını tahmin etmede yetersiz kalmışlar ve sayısal yöntemlere ihtiyaç duyulmuştur (Nguyen vd., 2009, 2010).

Manyetik kısımlara sahip süperiletken cihazlarda kayıpları hesaplamak için yaygın olarak kullanılan iki sayısal model bulunmaktadır ve her ikisi de FEM'i kullanmaktadır. Bunlardan ilki olan **H**-formülasyonu çerçevesindeki model ilk kez Nguyen vd., (2009, 2010) tarafından önerilmiştir. Bu model, manyetik malzemelerin geçirgenliğinin ve ferromanyetik kaybının alan bağımlılığını hesaba katabilmektedir. Bu model oldukça çok yönlüdür ve cihazdaki manyetik materyaller için  $\mu_r$  (manyetik geçirgenlik) ve  $Q_{fe}$ 'nin (ferromanyetik malzemenin histeresis kaybı) alan bağımlılığı bilindiği sürece karmaşık geometriyi yüksek sıcaklık süperiletken cihazları için kullanılabilir. Bu model, Ni-W altlık kullanılan RABİT tipi YBCO tabakalı süperiletkeni için elde edilen deneysel sonuçlarla da (Miyagi vd., 2008) uyumludur. Ayrıca, bu tip iletken yapıları için değişik tür bobinler (Nguyen vd., 2011; Ainslie vd., 2011; Zhang vd., 2012b) ve kablolar (Nguyen vd., 2011) için yapılan deneysel ve benzeşimler arasında da oldukça iyi bir uyum elde edilmiştir. İkinci sayısal yöntem **A-V** formülasyonudur. Miyagi vd. (2007, 2008) sabit ve değişken manyetik geçirgenlik değerleri için sonlu elemanlar yöntemi temelinde bir model önermişlerdir. Bu modelde manyetik geçirgenliğin doğrusal olmadığı durumları göz önünde bulundurabilmek için Newton-Raphson yöntemi kullanılmıştır. Fakat bu yöntem deneylerle uyum gösterememiştir. Bir diğer yöntem ise iki temel kabul ile KHM temelinde önerilen yöntemdir. Kenarları Nikel ile kaplanmış bir Bi-2223 süperiletkenindeki AA kayıpları hesaplanmış ve oldukça iyi bir uyum elde edilmiştir. Bu model Sİ/FM sistemleri

için elektromanyetik davranışların ve AA kayıplarının tespiti için de kullanılmıştır (Gömöry ve Inanir, 2012).

AA akım kayıpları gözlenen değişik YSS uygulamaları şu başlıklar altında toplanabilir: i) Güç iletim kabloları, ii) karmaşık yüksek akım kabloları, iii) hatalı akım sınırlayıcıları, iv) transformatörler, v) süperiletken enerji depolama sistemleri, vi) döner elektrik makineleri. Hepsi ayrı başlıklar altında oldukça önemli olan bu uygulamalardan bir kısmı ise diğer bazıları olmadan olanaksızdır. Özellikle tabakalı yüksek akım kabloları, onlardan oluşturulan bobinler ve bobin yığınları en sonunda jeneratör gibi döner elektrik makinaları birbiri içerisine geçmiştir ve ancak birisini analiz etmek diğerine ulaşmanın yöntemidir.

Güç iletim kabloları basitçe silindirik bir şekillendirici etrafına helisel olarak sarılmış süperiletken şeritten imal edilmektedir. Çok basit fakat bir o kadar kullanışlı olan bir modelde kablo süperiletken bir tüp olarak kabul edilmiştir (Vellego ve Metra, 1995). Her ne kadar bu model şeritlerin geometrisi ve fazları arasındaki etkileşmeleri dikkate almasa da sıklıkla büyük ölçekli uygulamaların mühendislik hesaplamalarında kullanılmaktadır (Gouge vd., 2005). Clem ve Malozemoff (2010) YSS güç iletimi kablolarının AA kayıplarının altı farklı mekanizmaya ayrılabilceğini öne sürdü.

Güç iletim kablolarındaki AA kayıplarını etkileyen esas faktörler iletkenlerin sayısı, genişliği, birbirleri arasındaki mesafe (aralık), şekillendiricinin yarıçapı ve akım dağılımıdır. Tabakalı yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin silindirik bir çekirdek etrafına sarılması ile oluşturulan kablo konsepti son yıllarda dikkat çekmiştir (Hong vd., 2006; Sirois vd., 2009; Zhang ve Coombs, 2012; Grilli vd., 2013; Zermeno ve Grilli, 2014; Grilli vd., 2014). **H**-formülasyonu temelinde incelemelerde üç boyutu kapsayacak şekilde başarılmıştır (Chan vd., 2009, 2010; Zhang vd., 2012a).

Ticari olarak büyük boyutlarda ve güçlerde süperiletken döner makinelerin, daha uygulanabilir olmaları üzerine genel bir eğilim vardır. Temel sebep, sisteme ilave edilmesi gerekli kriyojenik alt sistem, toplam makine ağırlığı ve maliyetinin çok daha küçük bir kısmı oluşmasıdır. 1960'ların sonlarından itibaren çok telli NbTi süperiletkenlerin ticari olarak mevcut olması süperiletken döner makineler için uygulamaların başlamasını mümkün kılmıştır (Woodson vd., 1966). Bu süperiletkenler sadece doğru akım (DA) taşımak için uygun olduğundan, ilk uygulamalarda mevcut döner makinelerdeki DA alan sargılarının değiştirilmesi için tasarlandılar. Bu tasarımlar için en ideal uygulamalar büyük senkronize motorlar, jeneratörler ve tek kutuplu DA makinelerdi.

Geleneksel döner makinelerin hava aralığındaki manyetik alan kuvveti genellikle rotor ve stator üzerindeki demir nüve dişlerin doyumuyla sınırlıdır. Bununla birlikte, süperiletkenlerin yüksek akım taşıma kapasitesi, küçük hacimli bir alan sargısı ve çok az enerji kaybı ile çok daha yüksek hava aralığı alan kuvveti oluşturmayı mümkün kılmıştır. İlk olarak, direnç kayıpları alan ve armatür sargılarına eşittir. Buradan yola çıkarak, süperiletken sargılar ile bakır alan sargılarının (toplam bakır kayıplarının yaklaşık yarısını temsil eden) yer değiştirilmesi sonucunda vaat edilen verim artırımını gerçekleştirilebilir. Bu anlamda büyük senkron jeneratör dizaynları General Elekcric (Keim, 1985), Westinghouse (1977), Super-GM (Nitta, 2002; Rogalla ve Kes, 2011) vb. şirketler tarafından hayata geçirilmiştir. Super-GM 1990'larda üç farklı NbTi alan sargısı kullanan üç farklı rotorlu 70 MVA jeneratörü test ettiği projeyi hayata geçirmiş olmasına rağmen, düşük sıcaklık soğutma sistemlerindeki yetersizlik ve pahalılık, süperiletken telde meydana gelen kararsızlıklar gibi teknik sorunlar nedeniyle hiçbiri ekonomik olarak çekici bulunmamıştır.

1986'da YSS'nin keşfi, bu yeni süperiletkenlere dayalı çeşitli elektrik makinelerinin geliştirmesi için bir ivme sağlamıştır. Özellikle bu süperiletkenlerin daha düşük maliyetli soğutma sistemleri ile daha yüksek sıcaklıklarda (25 K ve 77 K arası) çalışma imkanı sunması dünya çapında tam ölçekli yüksek veya düşük hızlı motorlar, jeneratörler gibi YSS teknolojilerinin kullanıldığı uygulamaların meydana gelmesine olanak sağlamıştır.

Amerikan süperiletken şirketi (AmSC) 2003-2007 yılları arasında Birleşik Devletler deniz kuvvetleri için 36.5 MW'lık 120 rpm'e sahip gemi itme motoru inşa etmiştir. Motor, rotorda sarılı YSS alanlı senkron hava çekirdekli bir makinedir. Stator demir dişler olmadan inşa edilmiş ve bir dielektrik sıvı ile soğutulmuştur (Gamble vd., 2011). Motordan ortalama 2750 kNm'lik bir tork elde edilmiştir. Bu çalışma, bütün süperiletken uygulamaları için ilham verici olmuştur.

Siemens 2009 yılında tamamladığı 4MW'lık gemi itme motoru ile 320 kNm lik bir torka ulaşmış, benzer dizel motorlardan 1/3 oranında ağırlık ve hacim avantajı sağlamış ve motorun verimliliğini yaklaşık %97-98 olarak açıklamıştır (Nick vd., 2012). Bu çalışma, bütün süperiletken uygulamaları için ilham verici olmuştur. Ancak, hala bazı gelişmelere ihtiyaç duyulmaktadır. Özellikle daha ucuz, daha iyi mekanik özelliklere sahip ve yüksek akım yoğunluğuna sahip 2N YSS şeritlerin geliştirilmesi, yapısal zorlukların aşılması, etkin soğutma sistemlerinin geliştirilmesi, sağlam imalat ve kabul testlerinin yapılması ve

hesaplama araçlarında doğrulama için yeni yöntemlerin önerilmesi hala zorlayıcı meydan okumalar olarak ayakta durmaktadır.

Doğrudan tahrikli yüksek güçlü senkronize rüzgar türbini jeneratörler hakkında çok sayıda çalışma vardır (Lewis vd., 2007; Snitchler vd., 2011; Karmaker vd., 2012, 2015a, 2015b). Tam boyutlu bir makine için ise rapor edilmiş bir üretim veya test yoktur. Yine de bazı tribün bileşen parçaları başarıyla oluşturulmuş ve testleri yapılmıştır. (Snitchler vd., 2011; Karmaker vd., 2012, 2015a, 2015b). Bu tür jeneratör ve diğer süperiletken döner cihaz uygulamalarında AA kayıplarının önceden bilinmesi bu tür cihazların en uygun tasarımı için oldukça elzemdir. Neticede deneysel çalışmalarda hem oldukça yüksek maliyetlere hem de oldukça uzun laboratuvar çalışmalarına gerek duyulmaktadır. Özellikle bileşenlerden yola çıkılarak tam sistemin tasarımına geçilmesi önemlidir. Bu anlamda önceden de bahsedildiği gibi sonlu elemanlar yöntemini içeren modellerin kullanılması bu bileşenlerin analizi için kullanılmaktadır.

Ancak, yüzlerce hatta binlerce sarımdan oluşan bir jeneratörün tüm bileşenlerini tek tek programa girmek ve kayıp hesaplamalarını yapmak hem çok zordur hem de hesaplama süreleri yapılan örgülemeden dolayısıyla uzun sürebilmektedir. Bu sürelerin örgüleme elemanı sayısına ikinci dereceden üstel bir fonksiyonla bağlı olduğunu bilmek önemli olabilir (Thakur vd., 2009). Bu konuda yapılan çalışmaların bir özeti yine bu tezi ve önceki çalışmaları bünyesinde barındıran proje kapsamında yapılmış bir diğer tez çalışmasında bulunabilir (Kaçan G.Ç. 2019).

Bu tezin desteklendiği proje kapsamında (114F424) başlangıç çalışmaları olan süperiletken bobinler için elektromanyetik, termal ve elektro-mekanik özelliklerini ortaya koyabilecek, deneyle karşılaştırılabilecek hassasiyette yeni FEM hesaplama prosedürü yapılmış ve bu tezinde kapsamını oluşturan tribün tasarımları yapılarak elektromanyetik ve bunun bir sonucu olarak ta termal kayıplar bu tez de sunulmuştur. Giriş bölümünü takiben süperiletkenlik hakkında genel bilgiler ikinci bölümde verilmiş ve literatür özeti ile yapılan tez çalışmasının önemi vurgulanmıştır. Üçüncü bölümde modellenmenin yapıldığı teorik alt yapı sunulmuştur. Sonraki bölümde değişik jeneratör tasarımları için elde edilen sonuçlar sunulmuş ve son bölümde bu bulgular irdelenerek gelecek çalışmaların yol haritası verilmeye çalışılmıştır.



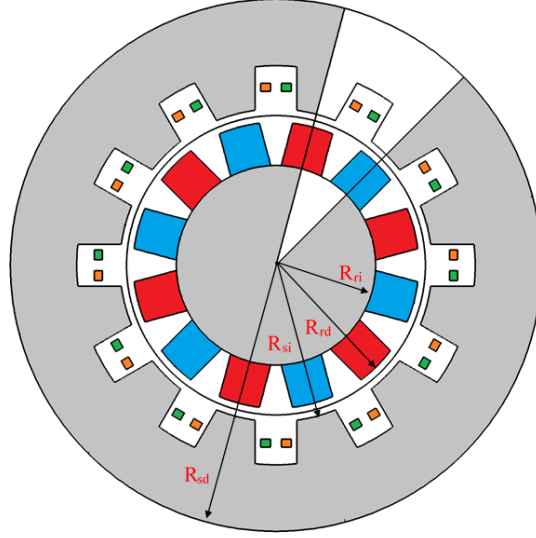
### 3. MATERYAL VE YÖNTEM

#### 3.1. Süperiletken Jeneratörlerin Elektromanyetik Analizleri için Yeni Yöntemler

Süperiletken jeneratörlerin elektromanyetik analizleri için yeni hesaplama yöntemleri geliştirildi. Hesaplamalar iki boyutta yapıldı ve hesaplamalar için model jeneratör dizayn edildi. Hesaplamalarda kullanılan model jeneratör Şekil 3.1.'de verilmiştir. Göz önüne alınan model dizayn, 12 kutbu ve 12 slotu bulunan rotoru kalıcı mıknatıslardan, stator sargıları ise süperiletken bobinlerden yapılmış üç fazlı senkron jeneratördür. Süperiletken bobinler 2N kaplı iletkenler sarılmış ve kritik akım şiddeti T=77K'de 300 A civarındadır. Rotor mıknatısları xy- düzleminde manyetik alan üretmekte ve YSS bobinlerden yalnızca z-yönünde akım indüklenmektedir. Model jeneratörler için kullanılan parametreler Tablo 3.1.'de verilmiştir. Hesaplamalar için öncelikle A-V formülasyonu kullanıldı A-V formülasyonunda göre jeneratörde indüklenen akım Ampere denklemine göre şu şekilde hesaplanmaktadır,

$$\sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \frac{1}{\mu_0 \mu_r} \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = 0 \quad (3.1)$$

burada  $\sigma$ , süperiletken jeneratörde kullanılan malzemelerin iletkenliği;  $\mathbf{A}$ , vektör potansiyeli;  $\mu_0$ , boşluğun manyetik geçirgenliği ve  $\mu_r$ , nispi manyetik geçirgenliği temsil etmektedir. Denklem 3.1 ile verilen zamana bağlı kısmi diferansiyel denklemi sonlu elemanlar yazılımı olan Comsol Multiphysics yazılımı ile çözdürülecek yeni yöntem geliştirildi.



**Şekil 3.1.** Hesaplamalarda kullanılan model jeneratör. Jeneratörün rotoru kalıcı mıknatıslardan dizayn edilmiştir ve mıknatıslar radyal yönde içe ve dışa doğru manyetik alan üretecek şekilde yerleştirilmiştir.

Hesaplamalarda kolaylık sağlamak için jeneratör periyodik bir yapı olduğu için yalnızca  $2\pi/p$ 'lik kısmı (sektörü) dikkate alınmıştır. Diğer yapılan yaklaşıklık ise statoru oluşturan YSS şeritlerden oluşan bobinleri bir bütün olarak alındı, yani homojenizasyon yaklaşımı kullanıldı (Queval ve diğ., 2016). Ayrıca, bu yaklaşım neticesinde süperiletken şeritlerin kritik akım yoğunluğunun  $0.78 \times J_c$  oranında düştüğü kabul edildi (Grilli ve diğ., 2007).  $\omega$  açısal hızı ile dönen bir süperiletken jeneratördeki dönmeyi modellemek için aşağıdaki geometrik transformasyonlar kullanıldı,

$$\begin{pmatrix} X(x, y, t) \\ Y(x, y, t) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\omega t) & \sin(\omega t) \\ -\sin(\omega t) & \cos(\omega t) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

burada  $x, y$  uzaysal koordinat sistemini ve  $X, Y$  materyal tip koordinat sistemini temsil etmektedir. Aynı şekilde manyetik alan için,

$$\begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\omega t) & \sin(\omega t) \\ -\sin(\omega t) & \cos(\omega t) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \end{bmatrix} \quad (3.3)$$

dönüşümü kullanıldı. Elektrik alan için,

$$E(x, y) = E(X, Y) - v(x, y) \times B(X, Y) \quad (3.4)$$

Lorentz dönüşümleri gerçekleştirildi.

**Tablo 3.1.** Model jeneratör için kullanılan parametreler.

Parametre	Tanım	Değer
$R_{sd}$	Statorun Dış Yarıçapı (mm)	320
$R_{si}$	Statorun İç Yarıçapı (mm)	188
$R_{rd}$	Rotorun Dış Yarıçapı (mm)	172
$R_{ri}$	Rotorun İç Yarıçapı (mm)	12
$D_{ae}$	Hava Bosluğu (mm)	16
$L$	Jeneratörün Boyu (mm)	600
$p$	Jeneratörün Kutup Sayısı	12
$s$	Jeneratörün Slot Sayısı	12
$B_r$	Kalıcı Mıknatısın Manyetik Alanı (T)	1.2
$\omega$	Jeneratörün Açıl Hızı (rpm)	10,30...180
$I_c$	Şeridin Kritik Akım yoğunluğu (A)	300
$w_{sc}$	Şeridin Genişliği (mm)	12
$h_{sc}$	Şeridin Kalınlığı ( $\mu\text{m}$ )	100
$E_c$	Kritik Elektrik Alan (V/m)	$1 \times 10^{-4}$
$n$	Üs parametresi	25
$N_s$	Stator bobinlerinin sarım sayısı	100

Sınır şartı olarak Şekil 3.1.'de verilen hesaplama yapılan jeneratör sektörünün sağında ve solunda vektör potansiyelin ve skaler potansiyelin anti-periyodik olduğu göz önüne alındı ve şu şekilde girildi:

$$\begin{aligned} A_{sol} &= -A_{sağ}, \\ V_{m,sağ} &= -V_{m,sol} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Ayrıca rotor ve statoru birbirinden ayıran kayma düzlemi için sektör simetri sınır şartı şu şekilde tanımlandı,

$$\mathbf{B} \cdot \hat{n} = 0 \quad (3.6)$$

Dış zarf için manyetik izolasyon sınır şartı kullanıldı.

Süperiletken jeneratörlerin benzeşimi için A-V formülasyonu çerçevesinde iki yeni yöntem geliştirilmiştir. Bu yöntemlerden birisi saf A-V formülasyon olarak adlandırılmakta ve süperiletken malzemenin iletkenliği üzerinden hesaplama yapılmaktadır. Bu yönteme göre YSS bobinlerdeki iletkenlik doğrusal olmayan güç yasasına göre (Erdogan ve diğ., 2017a, 2017b; Inanir ve diğ., gönderildi),

$$\sigma = \frac{J_c}{E_c} \left( \frac{|E|}{E_c} + \delta \right)^{1/n-1} \quad (3.7)$$

ile tanımlanmıştır. Burada  $J_c$ , kritik akım yoğunluğu;  $E_c = 1 \times 10^{-4}$  [V/m] elektrik alan kriteri,  $\delta \approx 1 \times 10^{-5} E_c$  ile tanımlanan ifadenin ıraksamasını önleyen parametre olarak

tanımlanır. Bu parametre aslında iletkenlik için bir alt limit belirlemektedir. Denklem 3.7’de verilen elektrik alan,

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (3.8)$$

ile tanımlanmaktadır. Burada elektrik alan yalnızca değişken manyetik alan tarafından sağlanmaktadır. Manyetik akı yoğunluğu,

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (3.9)$$

ile hesaplanabilmektedir.

Geliştirilen ikinci yöntem daha önce proje danışmanı (Gömöry ve diğ., 2009) tarafından yaygın olarak kullanılan akım üzerine bir kısıtlama (constraint) uygulanmasına dayanmaktadır. Bu yöntemde göre süperiletken bobinlerden dolanan süper-akımlar üzerine

$$\mathbf{J}_s = \mathbf{J}_c \tanh\left(\frac{\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}}{E_c}\right) \quad (3.10)$$

biçiminde uygulanır. Gömöry ve diğ. (2009) tarafından geliştirilen yöntem oldukça ilkel kalmıştı ve zamana bağlı (transient) çözümleri elde etmek için her bir durum anlık (stationary) olarak çözülüyor ve başlangıç değeri (input) olarak kullanılarak çözüme gidiliyordu. Bu yöntem, süperiletken bir malzemenin zamana bağlı çözümlerini verecek şekilde iyileştirildi. Aynı şekilde bu yöntem Denklem 3.1 ile verilen Ampere denkleminin çözümlerini vermektedir. Ancak, Ampere denklemi kritik hal çerçevesinde çözülmektedir. Dolayısıyla  $I_c$ ’den düşük indüklenen akım genlikleri için oldukça makul çözümler sağlamaktadır. Yöntem uygulamada oldukça basit ve kararlıdır ancak, yüksek frekanslarda ve yüksek akım genliklerinde yakınsama problemleri vermektedir. Yine de, jeneratörler düşük rpm hızlarında çalıştığı ve akımın belli bir düzeyin üzerine çıkması istenmediği için güvenilir bir yöntemdir.

Geliştirilen üçüncü yöntem ise A-V ve H-formülasyonunun birleştirildiği yaklaşımı içerir. Bu yöntemde göre model jeneratörün statorundaki YSS bobinler H-formülasyonu ile çözüldü. Ferromanyetik kısım, magnetler ve sınır şartları için elektromanyetik analizler ise A-V formülasyonu ile yapıldı. Bu yöntemin geliştirilmesindeki amaç H-formülasyonun özellikle jeneratör dizaynında kullanılan periyodik (Denklem 3.5) ve süreklilik sınır (Denklem 3.6) şartlarının uygulanamamasıdır. Ayrıca, süperiletken malzemelerin

elektromanyetik analizinde H-formülasyonu iyi sonuçlar vermektedir ve yaygın olarak tercih edilmektedir. Bu amaçla H-formülasyonu ile çözüm yapabilmek için aşağıda verilen zamana bağlı Faraday denkleminin zamana bağlı çözümlerini elde etmek gerekir. Buna göre yer değiştirme akımının (displacement current) ihmal edildiği Faraday denklemi,

$$\mu_0 \mu_r \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (3.11)$$

ile verilir. Burada elektrik alan manyetik alan şu şartları sağlamaktadır;

$$\begin{aligned} \mathbf{J} &= \nabla \times \mathbf{B}, \\ \mathbf{E} &= \rho \mathbf{J} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Burada iletkenlik  $\rho$  süperiletkenlere has özdirenç, doğrusal olmayan voltaj bağıntısından çıkartılabilir,

$$\rho = \frac{E_c}{J_c} \left( \frac{J}{J_c} \right)^{n-1} + \rho_0 \quad (3.13)$$

Burada dikkat edilmesi gereken husus nümerik çözümün yakınsama için süperiletken malzemeye ait özdirenç  $\rho_0$  bir alt sınır tanımlamaktadır, bu değer yaklaşık olarak  $\sim 10^{-17} \Omega \cdot m$  mertebesinde olmalıdır. Bir diğer önemli husus ise **H**-formülasyonu içerisine **A-V** formülasyonunu kullanabilmek için süperiletken haricindeki bölgeler için harici akım yoğunluğu (External Current Density) tanımlamaktır ve buraya **A-V** formülasyonu kullanılarak hesaplanan indüklenen akım yoğunlukları ifadeleri girmektedir. Bu, yöntemin ana fikrini teşkil etmektedir ve bu  $J_x = mf \cdot J_{ix}$ ,  $J_y = mf \cdot J_{iy}$ ,  $J_z = mf \cdot J_{iz}$  şeklinde girilebilir. Burada, denklemlerin sağ tarafındaki  $J_x$ ,  $J_y$ ,  $J_z$  **H**-formülasyonun değer atanan dış akım yoğunluklarını,  $mf \cdot J_{ix}$ ,  $mf \cdot J_{iy}$ ,  $mf \cdot J_{iz}$  ise **A-V** formülasyonu tarafından hesaplanan indüklenmiş akım yoğunluklarını temsil etmektedir. Buradaki “*mf*” (Magnetic Field) Comsol Multiphysics yazılımında **A-V** formülasyonunu betimlemektedir. Bu yöntem biraz karışık bir yöntemdir ve Comsol yazılımında standart olarak gelen **H**-formülasyonuna dayalı çözümler üreten manyetik alan formülasyonunda “Magnetic Field Formulation (*mfh*)” bu yöntemi direkt uygulamak çok zordur. Bu yüzden **H**-formülasyonu kısmi diferansiyel denklem formu kullanılarak çözdürüldü. Bu yöntemle göre **H**-formülasyonunu veren ifade,

$$G_a \frac{dH}{dt} + \nabla \cdot \Theta = T \quad \begin{bmatrix} \mu_0 & 0 \\ 0 & \mu_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{dH_x}{dt} \\ \frac{dH_y}{dt} \end{bmatrix} + \nabla \cdot \begin{bmatrix} 0 & E(J) \\ -E(J) & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.14)$$

şeklinde tanımlanabilir. Bütün bu ifadeler için Comsol yazılımındaki kısmi diferansiyel denklemler modülündeki “Genel Form” kullanılabilir. Burada dikkat edilmesi gereken bir diğer husus ise süperiletken kısmındaki Denklem 3.12 ile verilen  $\rho_0$  direnci ile süperiletken bobinlerin dışarısındaki kalan uzayın direncinin birbirlerine uyumlu bir biçimde ayarlanmasıdır. Aralarındaki mertebenin yaklaşık olarak  $\approx 10^{11}$  civarında olması gerektiği bulunmuştur. Bu yöntemin sağlıklı olarak işleyebilmesi için her iki parametre çok dikkatli bir biçimde ayarlanmalıdır.

Jeneratör modellemesinde kritik akım yoğunluğunun alan ve açı bağıllığı dikkatli bir biçimde ele alınmak gerekmektedir. Zira, süperiletken bobinler yüksek manyetik alana maruz kaldıkları için alan bağıllığı yüzünden kritik akım yoğunluğu düşecektir. Aynı şekilde dönel bir manyetik alana maruz kaldıkları için açı bağıllığını ayrıca hesaba katmak gerekir. Kritik akımın alan bağıllığı için (Gömöry ve diğ., 2007),

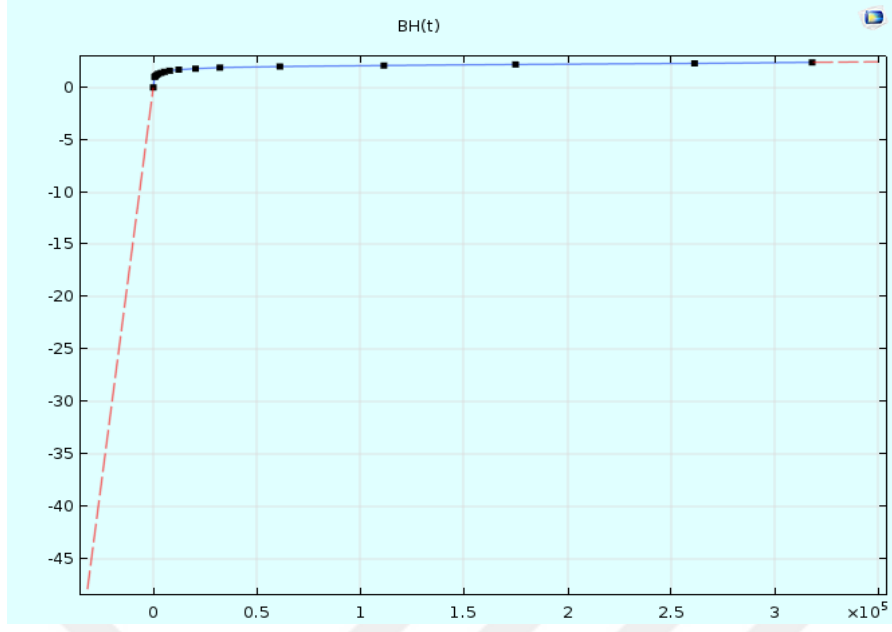
$$J_c(B) = \frac{J_{c0}}{\left(1 + \sqrt{\frac{k^2 B_{\parallel}^2 + B_{\perp}^2}{B_0}}\right)^{\beta}} \quad (3.15)$$

İfadesi kullanılmaktadır. Burada  $J_{c0}$ ,  $B_0$  ve  $\beta$  kaplı YBCO şeritlere ait karakteristik parametrelerdir. YBCO kaplı iletkenin kritik akımının açısız bağıllığı için (Uglietti ve diğ., 2009; Morandi ve diğ., 2016),

$$J_c(B, \theta) = J_c(B) \frac{0.05}{\sqrt{\sin(\theta - 1.8)^2 + \frac{\cos(\theta - 1.8)^2}{400}}} + 0.3 \sin(\theta) \quad (3.16)$$

burada  $\theta$ , süperiletken bobin ile manyetik alanın dik bileşeni arasındaki açıdır.

Kritik akımın manyetik alan ve açı bağıllığı dikkate alındığında değeri yaklaşık olarak %9 azalmaktadır. Gerçek bir benzeşim yapabilmek için bu değer dikkate alınmalıdır. Jeneratörün stator ve rotorunda bulunan ferromanyetik demir için doğrusal olmayan B-H eğrisi dikkate alınmıştır (Şekil 3.2.). Ancak, ferromanyetik kısımda oluşan Eddy akım kayıplarını ihmal etmek için iletkenliği sıfır alınmıştır. Bu, hesaplamalarda karışıklığı önlemek için yapılmıştır.

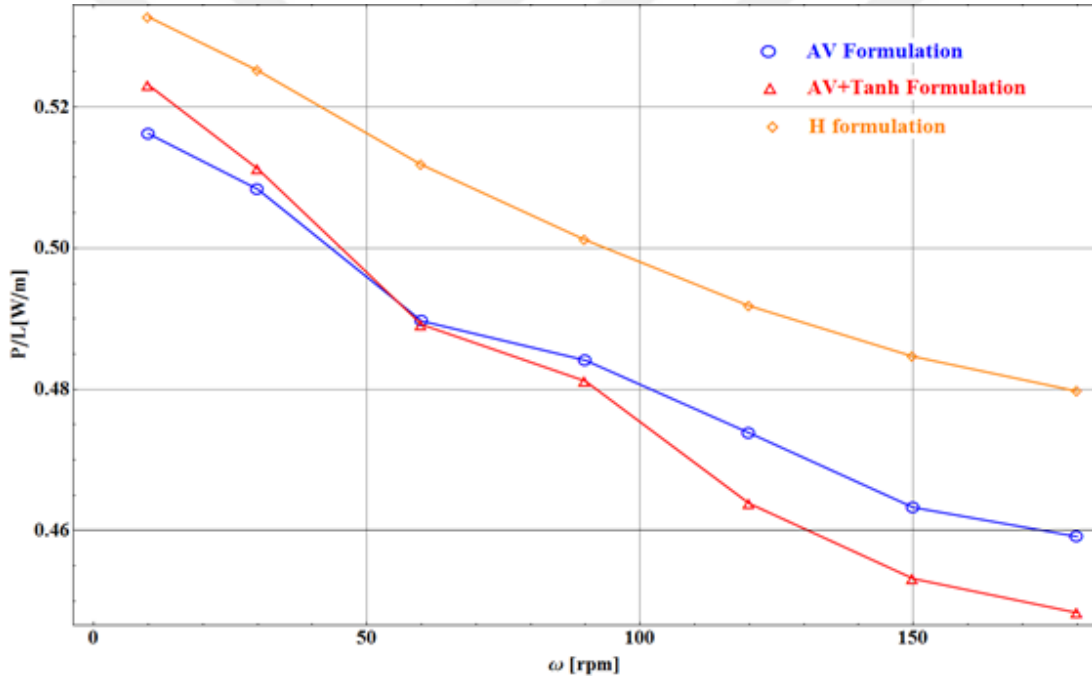


Şekil 3.2. Ferromanyetik kısım için manyetik akının alan bağılılığı.

## 4. BULGULAR

### 4.1. Geliştirilen Modelin Analizi

Şekil 4.1.'de farklı jeneratör hızları için her üç yöntem kullanılarak hesaplanan AA kayıplar gösterilmektedir. Hesaplamalar Bölüm 3.1'de anlatılan parametreler ve jeneratör tasarımı düşünülerek yapılmıştır. Şekilden de görüleceği üzere AA kayıplar açısal hız arttıkça hemen hemen doğrusal olarak azalmaktadır. Bunun nedeni Şekil 4.2.'ye bakılarak kolayca anlaşılabilir, zira dönme hızı arttıkça nüfuz eden indüklenen akımın girme derinliği azalmaktadır. Bu yüzden kayıplar bununla orantılı olarak azalmaktadır. Bu değerler anlık kayıpları göstermektedir gerçek kayıp değerleri için bu değerler hıza karşılık gelen frekansla çarpılmalıdır.

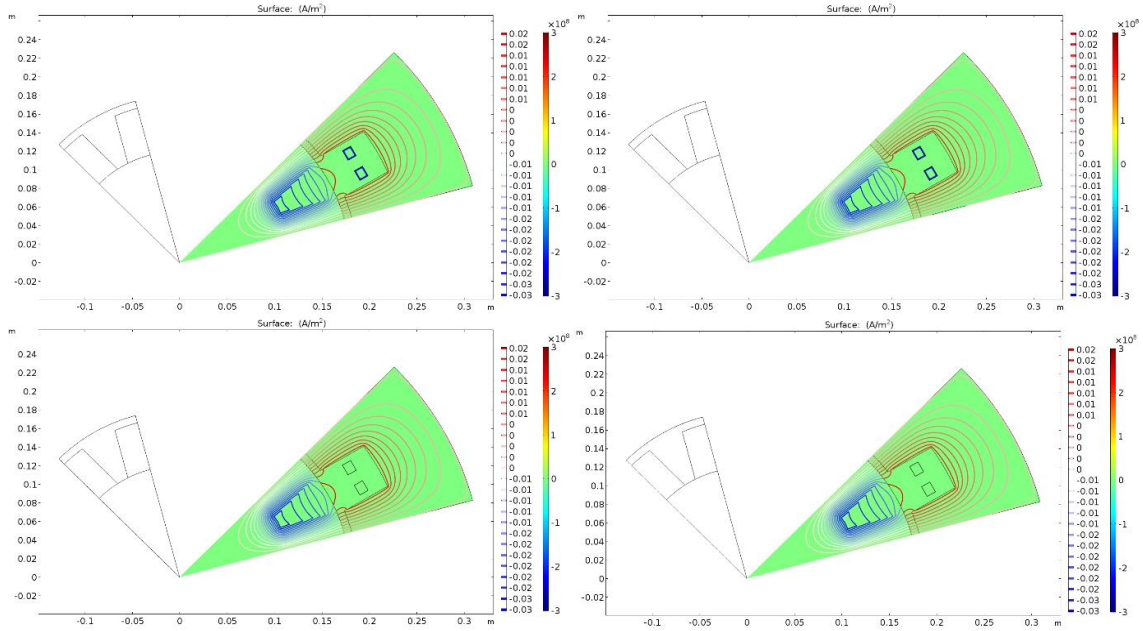


Şekil 4.1. Jeneratörün dönme hızının fonksiyonu olarak geliştirilen her üç yöntem için hesaplanan AA kayıplar.

Burada bir diğer önemli nokta ise saf A-V formülasyonu (Denklem 3.7) ve A-V+tanhJ (Denklem 3.10) arasında hesaplanan kayıplar arasındaki fark % 1 civarındadır. Bu beklenen bir sonuçtur zira hem dönme frekansı hem de indüklenen alanın genliği 180 rpm için  $f=3\text{Hz}$  ve akımın genliği 60 A/şerit oldukça düşüktür. Her ikisi de kritik hali sağlamaktadır. H-formülasyonu ise fark yine % 3 kadar büyüktür. Bu fark da yine oldukça makul bir düzeydedir. Bu fark sayısal hatalardan kaynaklanabilir. A-V yöntemlerine dikkate değer bir nokta ise kayıp eğrilerinde ortaya çıkan dalgalanmalardır. Bunun nedeni,

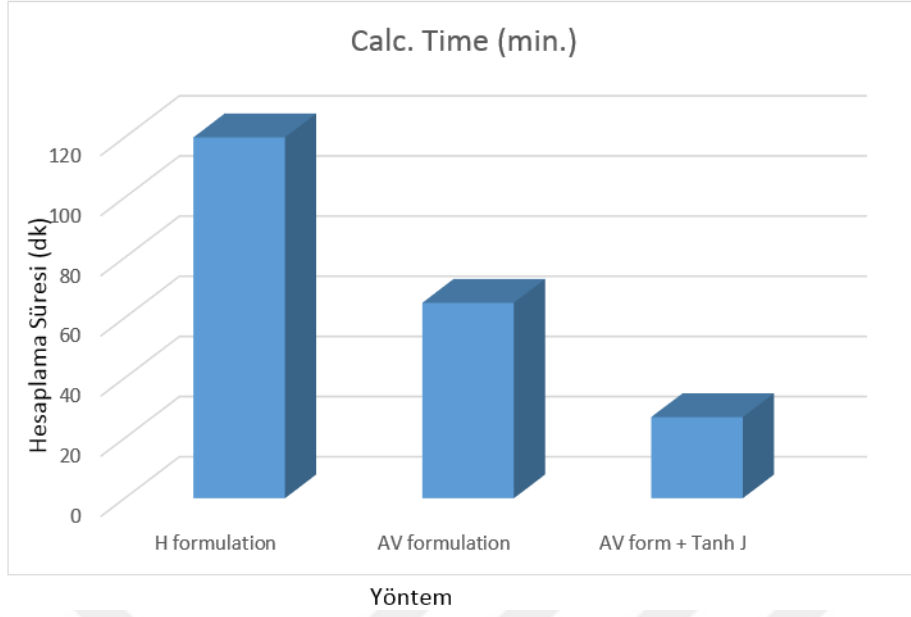


her bir açısız hız değeriinde aynı örgülemenin kullanılmasından kaynaklanmaktadır. Daha iyi bir hesap yapabilmek için her bir açısız hız değeri için örgülemeyi yeniden ayarlamak daha sık örgüleme yapmak gerektiği ortaya çıkmaktadır. Fakat burada dikkat edilmesi gereken en önemli nokta hesaplama süresidir. Intel Xenon CPU E5-2596 @2.3 GHz 7 core ve 16 GB kullanılarak yapılan hesaplama sürelerinin karşılaştırılması Şekil 4.2.'de verimiştir.

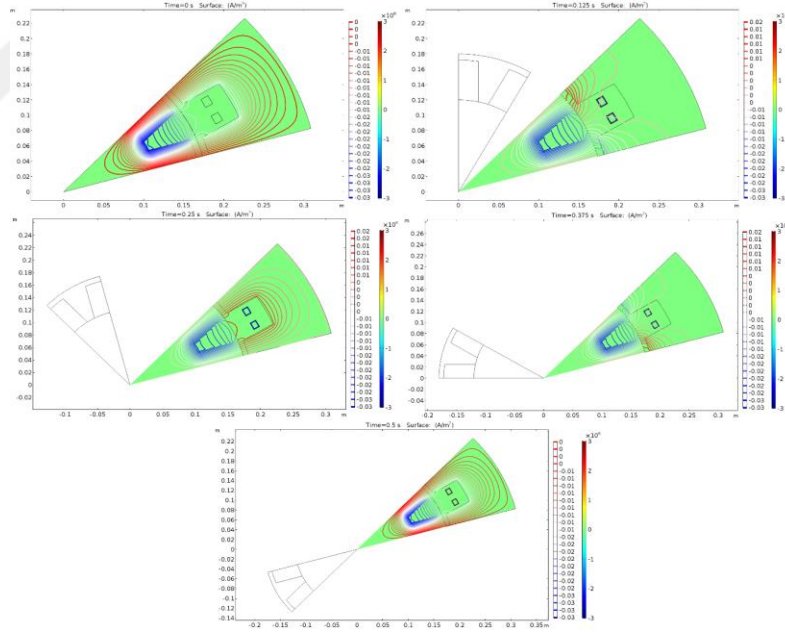


**Şekil 4.2.**  $\omega=10,30,150$  ve  $180$  rpm hızları için rotor çeyrek tur döndüğü zaman süperiletken bobinlerde indüklenen akımlar ve etrafında oluşan manyetik alan (kontörler) dağılımları.

Şekilden de görüleceği üzere H-formülasyonu çerçevesinde yapılan hesaplama süresi diğerlerine göre oldukça fazladır. Saf A-V ve A-V+tanhJ formülasyonları kullanılarak yapılan hesaplamalar makul sürelerdedir. Herhangi bir makine optimizasyonu probleminde bu her iki yöntemi de ön plana çıkarmaktadır. Fakat, bu yöntemlerin bir dezavantajı her fiziksel parametre değıştirildiğinde örgüleme parametrelerinin daha yoğun veya seyrek örgüleme veya örgüleme tipi değışikliklerinin ve aynı zamanda çözümleyici “solver” parametrelerinin iyi ayarlanması gerekmektedir. Özellikle “relative tolerance” ve “absolute tolerance” değeriilerinin sırasıyla  $10^{-10}$ ,  $10^{-12}$  mertebelerinde ayarlamak gerekmektedir.



Şekil 4.3. Her üç yöntem kullanılarak hesaplanan AA kayıpların hesaplama sürelerinin karşılaştırılması.

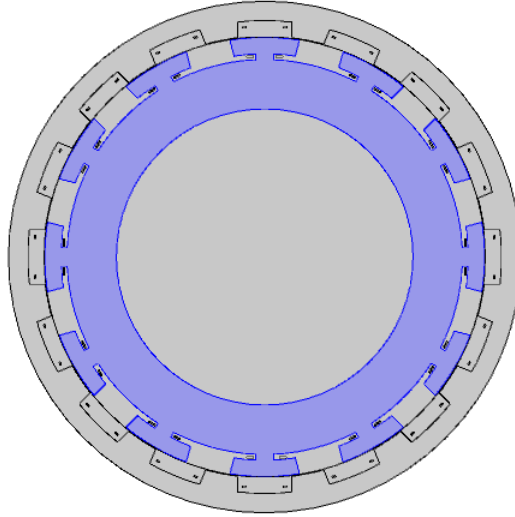


Şekil 4.4.  $\omega = 60 \text{ rpm}$  için  $t = 0, 0.125, 0.250, 0.375, 0.500 \text{ sn}$  anları için model jeneratörün statorunda ve rotorunda oluşan manyetik alan dağılımları.

Şekil 4.4.'de farklı rotor pozisyonları için oluşan manyetik alan dağılımları verilmektedir. Şekilde görüldüğü üzere manyetik alan stator ve rotorda çok iyi manyetik çiftleşim gerçekleşmiştir. Manyetik alan daha ziyade stator demirinin bobinlere bakan kısmında birikmektedir. Bu istenilen bir durumdur zira sızıntıyı (leakage) artırmaktadır dolayısıyla indüklenen emk artırıcı bir etkisi olmaktadır.

#### 4.2. Tüm Süperiletken Jeneratörlerin Modellenmesi

Tezin bu kısmında hem statoru hem de rotoru süperiletken bobinlerden sarılmış jeneratörlerin elektromanyetik analizleri yapılmıştır. Full süperiletken jeneratörler ağırlık, boyut ve soğutmada sağladığı avantajlardan dolayı tercih edilmektedirler. Bu jeneratörlerin kavramsal dizaynında rotor bobinleri süperiletken kaplı iletkenlerden sarılmış bobinlerden yapıldığı dikkate alınmaktadır. Bu hem uygulanan manyetik alanın ayarlanmasını hem de daha güçlü manyetik alan sağlamaktadır. Şekil 4.5. 'de tamamıyla süperiletken jeneratörün iki boyutta kesit görüntüsü verilmektedir. Rotor bobinlerinden xy-düzleminde yatmakta ve z- doğrultusunda sabit DA akım geçirilmektedir. Aynı şekilde stator bobinleri xy-düzleminde ve z-yönünde bir AA akım indüklenmektedir.



Şekil 4.5. Hem statoru hem de rotoru süperiletken bobinlerden dizayn edilen model jeneratör.

Jeneratörün hem statorunda hem de rotorunda manyetik devre oluşturabilmek için Şekil 3.2.'de gösterilen  $B(H)$  eğrisine sahip ferromanyetik demir kullanılmakta ve ferromanyetik malzemenin iletkenliği sıfır alınmıştır. Jeneratörün göbeğini oluşturan kısım

ise alüminyum malzemeden yapıldığı düşünülmüştür. Jeneratörün geometrik ve fiziksel parametreleri Tablo 4.1.'de verilmektedir. Hesaplamalarda kolaylık sağlamak için bir önceki bölümde olduğu gibi bobinlerin sarılan şeritlerden dolayı ayrık yapısı ihmal edilmiştir. Bununla birlikte hesaplamalarda kolaylık sağlamak amacıyla jeneratörün periyodik yapısını yansıtacak şekilde 1/4'lük kısmı hesaba katılmıştır. Ferromanyetik kısımdaki ve süper akımdaki non-linerite dikkate alınmıştır. İndüklenen akımın alan ve açı bağılılığı için Denklem 3.15 ve Denklem 3.16 ile verilen ifadeler kullanılmıştır. YSS bobinlerin eni yaklaşık 4mm olarak alınmış ve kritik akım şiddeti ise 100 A dir. Bu tür ticari süperiletken şeritlerde kullanılan manyetik altlık göz önüne alınmamıştır. Rotor bobinlerinin sarım sayısı daha güçlü manyetik alan üretebilmesi için stator bobinlerinin iki katı olarak alınmıştır. Rotor demir dişlileri manyetik devreyi tamamlayabilmesi için stator bobinlerinin yerleştirildiği bölgenin genişliği ile uyumlu olacak şekilde ayarlanmıştır. Bu şekilde rotor bobinleri için daha iyi bir soğutma sistemi tasarımı yapılabilecektir. Sınır şartı olarak yukarıda tanımlanan sınır şartları kullanılmıştır. Örgüleme için farklı bir örgüleme tekniği kullanılmış süperiletken bobinler hem rotor hem de stator için “Free Quad” örgüleme tekniği kullanılmış bu şekilde hesaplama sektörü için 72548 eleman için hesaplama yapılmıştır.

**Tablo 4.1.** Tamamıyla süperiletken jeneratörün parametreleri.

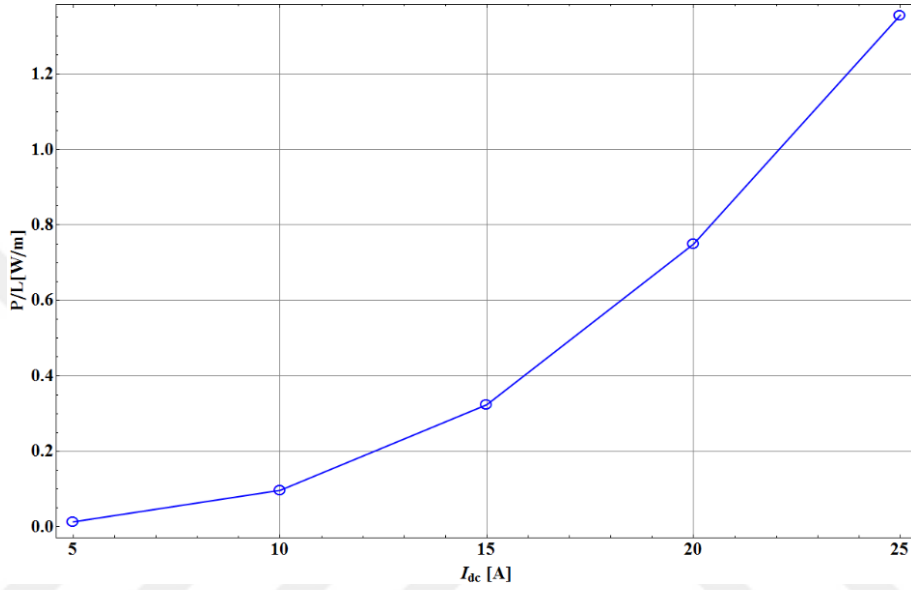
Parametreler	Tanım	Değer/Birim
$R_{sd}$	Statorun dış çapı	71.1 (mm)
$R_{si}$	Statorun iç çapı	61.3 (mm)
$R_{rd}$	Rotorun dış çapı	60.9(mm)
$R_{ri}$	Rotorun iç çapı	56.4 (mm)
$D_{gap}$	Hava boşluğu mesafesi	0.6 (mm)
$N_r$	Rotor bobinlerin sarım sayısı	200
$N_s$	Stator bobinlerin sarım sayısı	100
$w$	Rotorun açısal hızı	90 (rpm)
$n_p$	Kutup sayısı	12
$n_s$	Slot sayısı	16
$I_c$	SC şeritlerin kritik akım şiddeti	100 (A)
$w_{sc}$	Şeritlerin genişliği	4 (mm)
$h_{sc}$	Şeritlerin kalınlığı	1 (µm)
$n$	Elektrik alan üstü	25
$E_c$	Elektrik alan kriteri	$1 \times 10^{-4}$ (V/m)

Şekil 4.6.'de rotor bobinlerine uygulanan DA'a karşı stator bobinlerinde oluşan alternatif akım kayıpları gösterilmektedir. Hesaplamalarda Denklem 3.1 ile verile Ampere denklemi,

Denklem 3.7 ile verilen doğrusal olmayan iletkenlik bağıntısı kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Alternatif akım kayıpları tüm bobin kesit alanı üzerinden,

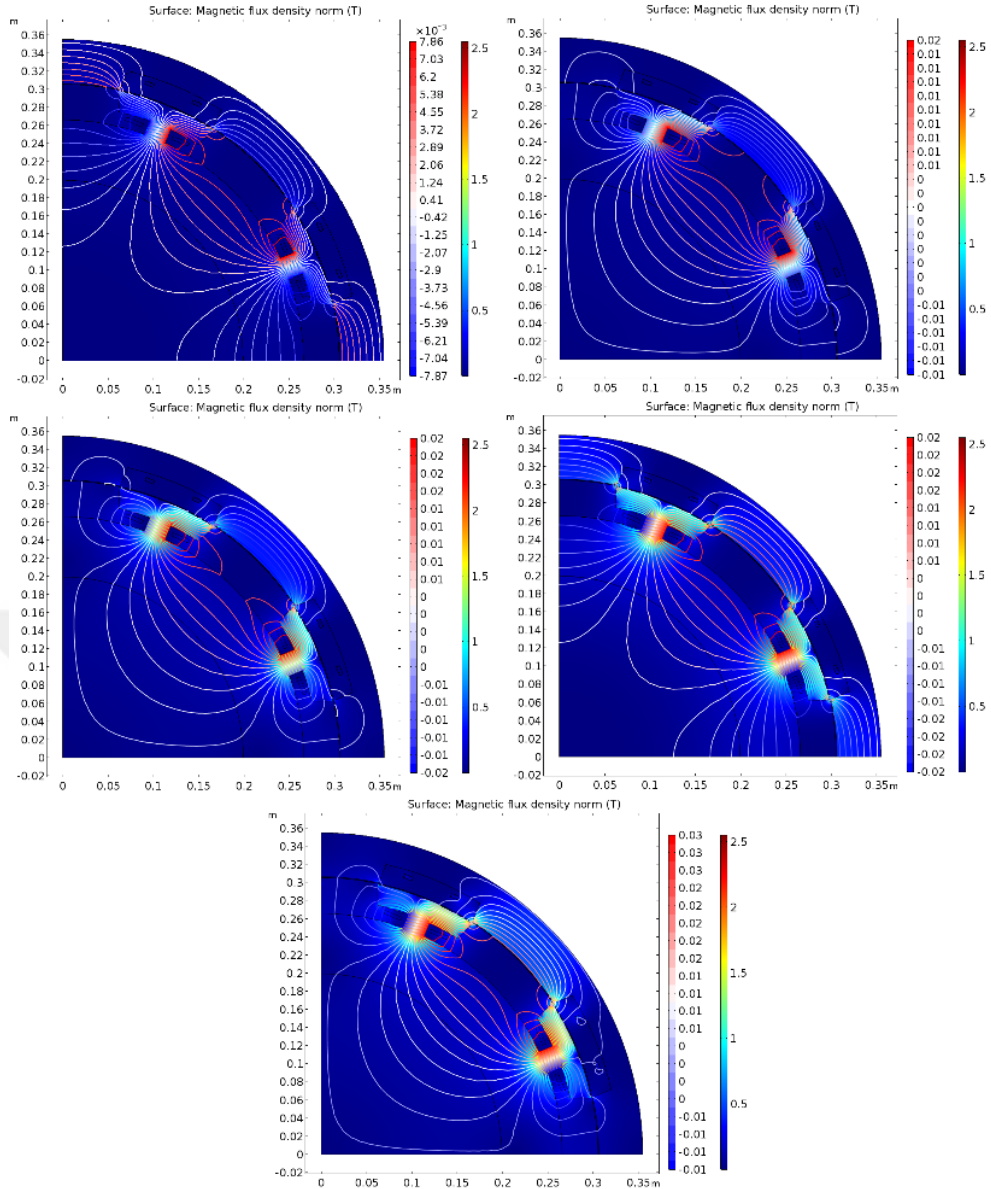
$$P = \frac{1}{T} \int_T^{2T} dt \iint JE dS \quad (3.17)$$

alınmıştır. Burada T bir çevrim için geçen periyodu ve  $dS$  yüzey elemanını temsil etmektedir.



Şekil 4.6. Uygulanan DA'nın fonksiyonu olarak hesaplanan kayıp.

Şekilden de görüleceği üzere akım arttıkça kayıp, akımın fonksiyonu olarak ikinci dereceden bir bağıllıkla artmaktadır. Bu beklenen bir sonuçtur. Akımın artışı süperiletken bobinlerin daha fazla manyetik alana maruz kalmasını ve dolayısıyla daha fazla akımın stator bobinlerine girmesindedir. Kısaca indüklenen akım hava aralığında (air-gap) oluşan manyetik alan  $\propto B_r^2$ 'nin bir sonucudur. Burada rotordaki DA'nın ilk uygulanması ortaya çıkan kayıplar göz ardı edilmektedir.

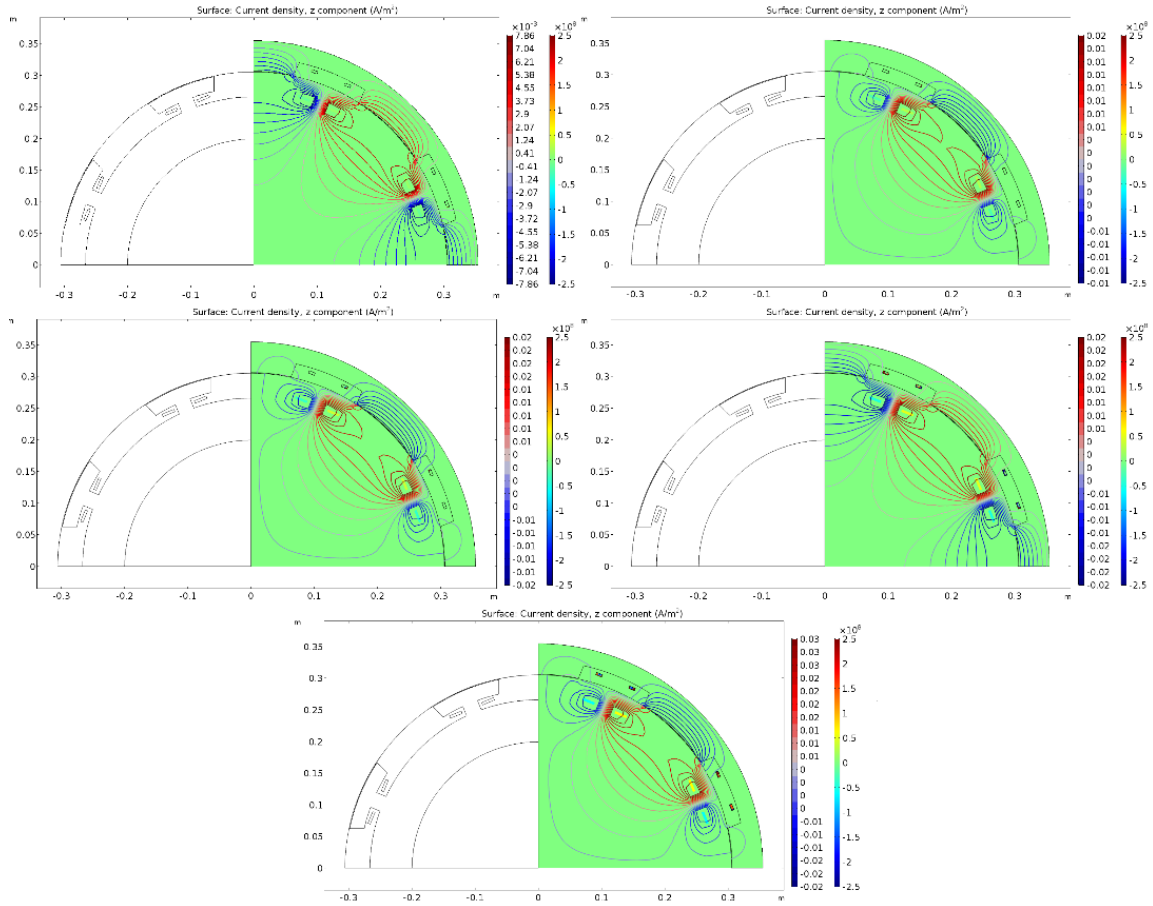


**Şekil 4.7.**  $\omega = 90 \text{ rpm}$  için stator bobinlerine uygulanan  $I_{dc} = 5, 10, 15, 20, 25 \text{ A}$  için  $t = T/4$  anda jeneratör üzerindeki manyetik alan dağılımı.

Daha iyi bir analiz yapabilmek için jeneratör üzerindeki manyetik alan dağılımlarını incelemek gerekmektedir. Şekil 4.7. iki boyutta süperiletken jeneratörde oluşan manyetik alan dağılımlarını göstermektedir. Şekilden de görüleceği üzere rotor ve statorda oluşan manyetik alanlar mükemmel bir şekilde manyetik devre oluşturmaktadır. Örneğin  $I_{dc} = 25 \text{ A}$  için bobinlerin üzerindeki bir nokta için maksimum manyetik alan değeri  $0.38 \text{ T}$  olurken rotor ve stator dışlisinin kesiştiği bir noktadaki maksimum manyetik alan değeri  $1.1 \text{ T}$  civarında olmaktadır. Jeneratörün rotor ve stator malzemelerinde önemli oranda eddy akımlarının indükleneyeceğini ve ilave kayıplara neden olacağını göstermektedir. Ayrıca, bu

kadar yüksek alan stator ve rotor demirlerini manyetik doyuma uğratabilir. Bu durumda şu sonuç çıkabilir; tamamiyle süperiletken jeneratörün yüksek DA'lar için rotorda ve statorda demir kullanmak gerekmebilir. Ancak dış zarfa yaklaştıkça manyetik alan değeri 0.11T ya kadar düşmektedir. Dış stator demiri üzerinde manyetik alan homojen bir dağılım göstermektedir.  $I_{dc} = 5 A$  için bakıldığında süperiletken bobinin herhangi bir ucundaki manyetik alan değeri 0.17 T ve rotor ve stator arasındaki bölgedeki değeri ise 0.54 T civarında olmaktadır. Bu durum kayıplarının neden ikinci dereceden bir bağıllıkla arttığını açıklamaktadır.

Şekil 4.8.'de seçilen DA değerleri için statorda bobinlerinde oluşan akım dağılımları gösterilmektedir. Akım dağılımları Li ve diğ., (2017) tarafından verilen dağılımlar ile uyumludur. Şekilden de görüleceği üzere stator bobinlerinde akım daha ziyade rotor elektromıknatıslarına göre sağ ve sol kenarlarda daha fazla nüfuz etmektedir.  $I_{dc} = 25 A$  için sağ ve sol dış kenarlarda akım nüfuzu bobinlerin bir birine bakan kenarlarına göre yaklaşık üç kat daha fazladır. Bu bölgelerde kaybın diğerlerine göre daha yüksek olacağı anlamına gelmektedir. Bu yüzden bu bölgelerde akıtılacak soğutucu sıvının daha yüksek hız alanına sahip olması gerekmektedir. Bir diğer nokta ise rotor bobinlerinde akan akımın şiddeti arttırıldıkça storda indüklenen akımın nüfuzu da artmaktadır. Dolayısıyla bu kaybı artıran önemli bir faktördür.



Şekil 4.8.  $\omega = 90 \text{ rpm}$  için stator bobinlerine uygulanan  $I_{dc} = 5, 10, 15, 20, 25 \text{ A}$  için  $t = T/4$  anında jeneratör üzerindeki manyetik alan ve akım dağılımları.

### 4.3. 72 Slotlu 78 Kutuplu Yarı Süperiletken Jeneratörün AA kayıplarının Analizi

Tezin bu kısmında daha geniş ebatlara sahip süperiletken jeneratörün elektromanyetik analizleri gerçekleştirildi. Jeneratörün rotoru kalıcı mıknatıslardan dizayn edilmiş toplamda içeri ve dışarı yönde manyetik alan üretecek şekilde yerleştirilmiş kalıcı mıknatıslardan oluşmaktadır. Statorunda ise 72 slot bulunan ve kaplı iletkenlerden sarılmış 36 pancake biçiminde bobinlerden oluşmaktadır. Jeneratör yaklaşık 3 MW güç üretecek şekilde planlanmıştır. Rotor ve stator arasında geniş bir hava boşluğu bulunmaktadır. Stator ve rotor ferromanyetik demir ile desteklenmiştir. Jeneratörün fiziksel ve geometrik parametreleri Tablo 4.2.'de verilmektedir. Rotor ve stator kısmında oluşan ferromanyetik ve eddy akım kayıpları ihmal edilmektedir. Hesaplamalar iki boyutta gerçekleştirilmiş jeneratörün kesit alanı  $xy$ - düzlemine yerleştirilmiş ve YSS pancake bobinlerinde  $z$

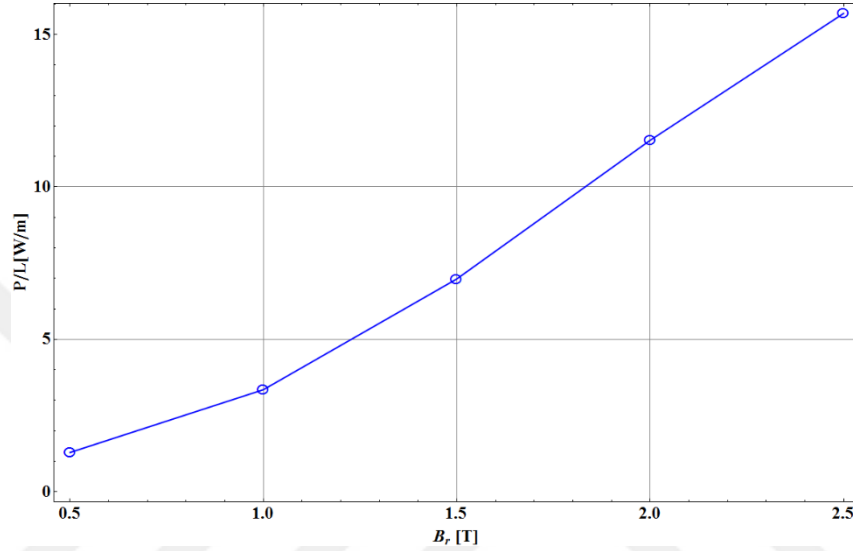


yönünde akım indüklenmektedir. Süperiletken kısmın elektromanyetik analizi için Denklem 3.1 ve Denklem 3.7 çözdürülmüştür. Aynı şekilde hesaplama süresini kısaltmak için bobinlerin ayırık yapısı göz ardı edilmiş ve simetrik yapısından dolayı  $2\pi/2p$  parçası kullanılmıştır. Sınır şartı olarak, Denklem 3.5 ve Denklem 3.6 ile verilen ifadeler kullanılmıştır. Örüleme tipi olarak sektörün sağ ve sol uçları için Edge yöntemi kullanılmış, hareketli örgüleme “mesh” tekniğine göre kaynak “source” ve hedef “destination” belirlenmiştir. Süperiletken bölge ise serbest üçgensel örgüleme yöntemi kullanılmıştır. Rotor ve stator arası özellikle çok yoğun bir biçimde örgülenmiştir. Toplamda 53752 örgüleme elemanı kullanılmıştır. Çözümleyici için DIRECT (MUMPS) çözümleyici kullanılmış nispi ve absolute toleranslar sırasıyla  $10^{-10}$  ve  $10^{-12}$  alınmıştır.  $A-V$  formülasyonuna dayalı yöntem için bu değerden düşük toleransların süperiletken bölgedeki karakteristiğini iyi yansıtamadığını belirtmek gerekir. Bir diğer önemli nokta ise süperiletken şeritlerin manyetik alan ve açı bağımlılığı Denklem 3.15 ve Denklem 3.16 kullanılarak hesaplamalara katılmıştır. Burada kullanılan parametreler SuperOX firması tarafından sağlanmıştır. Bu parametreler  $k = 0.8, B_0 = 1.4$  ve  $\alpha = 0.9$  olarak belirlenmiştir (SuperOx). Bu şeritlerin manyetik alanın yönelim açısına bağılıkları nispeten düşüktür. Burada ferromanyetik kısım için Şekil 3.2.’de verilen bağımlılık dikkate alınmıştır. Şeritlerin yapısındaki ferromanyetik kısım ve Cu stabilizatör ihmal edilmiştir.

**Tablo 4.2.** Hesaplamalarda kullanılan jeneratör modelinin parametreleri.

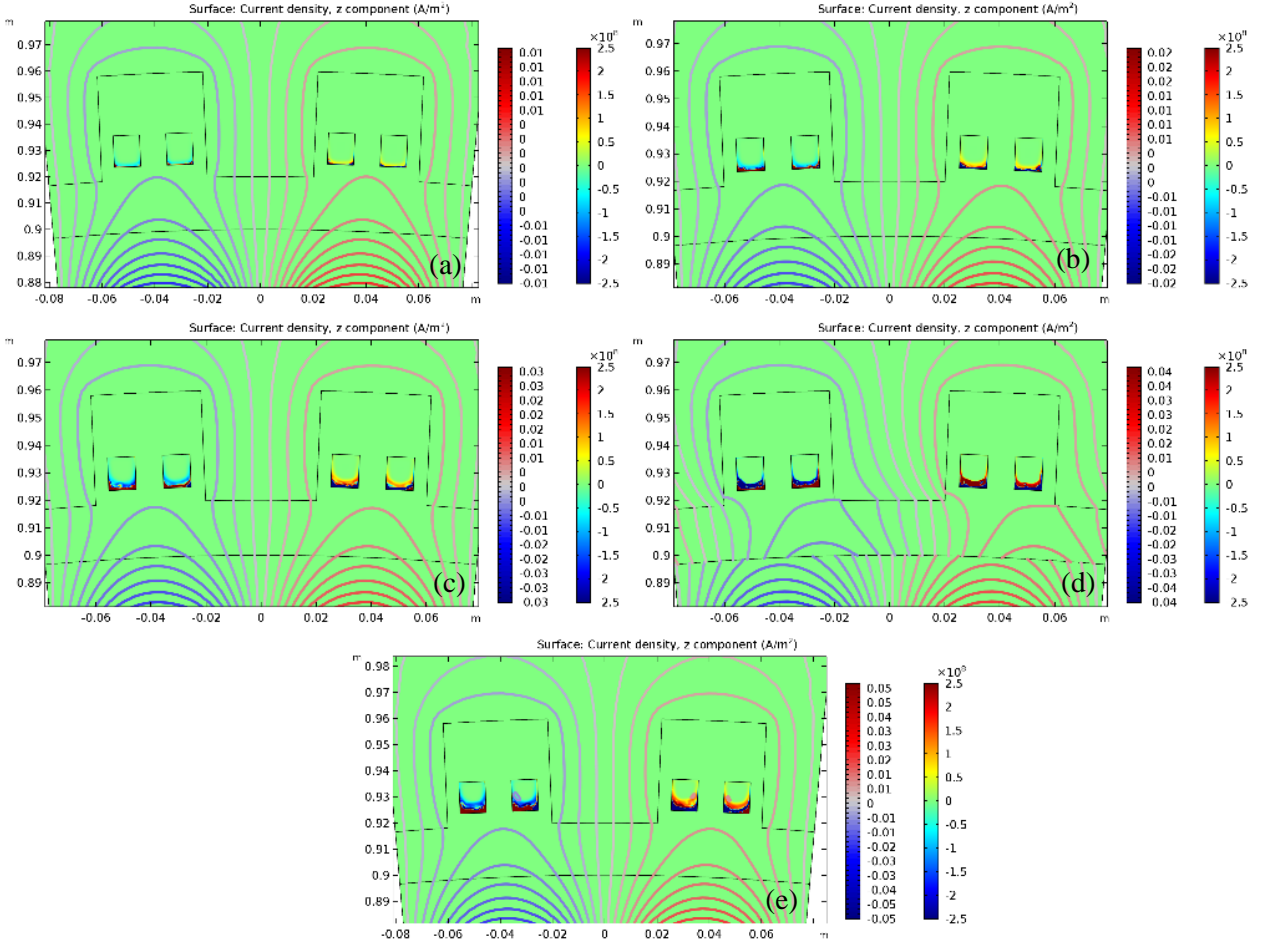
Parametre	Tanım/Birim	Değer
$R_{so}$	Statorun Dış Yarıçapı (mm)	1080
$R_{si}$	Statorun İç Yarıçapı (mm)	920
$R_{ro}$	Rotorun Dış Yarıçapı (mm)	872
$R_{ri}$	Rotorun İç Yarıçapı (mm)	792
$D_{ag}$	Hava Boşluğu (mm)	48
$L$	Jeneratörün Boyu (mm)	500
$p$	Jeneratörün Kutup Sayısı	78
$s$	Jeneratörün Slot Sayısı	72
$B_r$	Kalıcı Mıknatısın Manyetik Alanı	0.5, 1, ...,3
$\omega$	Jeneratörün Açısız Hızı (rpm)	16
$I_c$	Şeridin Kritik Akım yoğunluğu (A)	300
$w_{sc}$	Şeridin Genişliği (mm)	12
$h_{sc}$	Şeridin Kalınlığı ( $\mu\text{m}$ )	100
$E_c$	Kritik Elektrik Alan (V/m)	$1 \times 10^{-4}$
$n$	Üs parametresi	21
$N_s$	Stator Bobinlerinin Sarım Sayısı	100

Şekil 4.9.'de sabit rotor hızı için farklı şiddetteki rotor mıknatıslarının fonksiyonu olarak hesaplanan kayıplar verilmektedir. AA kayıplar Denklem 3.17 kullanılarak bobinlerin kesit alanı üzerinden hesaplanmıştır. Beklenildiği gibi kayıplar mıknatısın şiddeti ile doğrusal olarak artmaktadır. Rotor mıknatısındaki manyetik alanın artması rotor ve stator arasındaki aralık bölgedeki manyetik alanın şiddetini artırmakta ve bu öz akımın daha derinlere girmesine neden olmakta dolayısıyla kayıp artmaktadır.



Şekil 4.9. Rotorun dönme hızı  $\omega = 16 \text{ rpm}$  sabitlenip rotor mıknatıslarının manyetik alanının değiştirilmesi ile YSS stator bobinlerinde hesaplanan kayıplar.

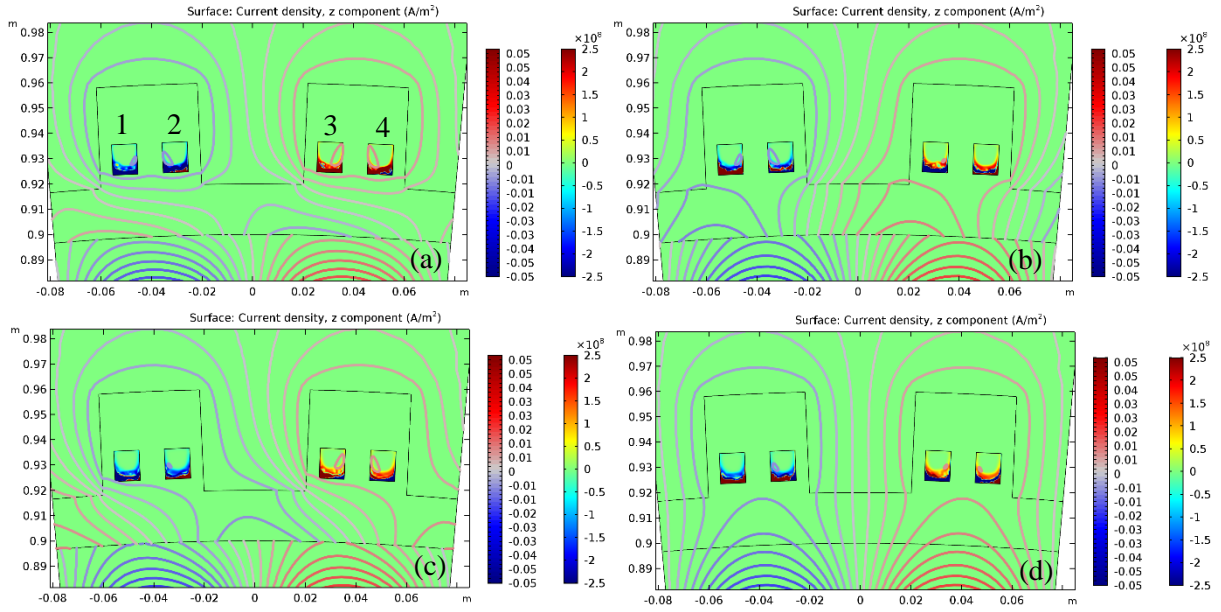
Şekil 4.10.'de farklı mıknatıs şiddetleri için süperiletken bobinlerde indüklenen akımı ve jeneratör kesit alanı üzerinde manyetik alan dağılımını göstermektedir. Şekilden de görüldüğü gibi mıknatısın manyetik alanı arttıkça indüklenen akımın miktarı ve girme derinliği artmakta dolayısıyla kayıplar da artmaktadır. Bir diğer önemli nokta ise akımın süperiletken bobinlerin kesit alanı üzerinde homojen olarak dağılmayıp daha ziyade mıknatıslara yakın noktada birikmesidir. Bu bobinlerin yüzeyine gelen manyetik alanın radyal bileşenin  $B_r$ , teğetsel bileşene  $B_t$  göre daha yüksek olmasından kaynaklanabilir. Bu önemli bir sonuçtur zira statorda bulunan ferromanyetik kısım manyetik devre görevini görmekte fakat manyetik alanın radyal bileşenini azaltarak bobinlerin üst kısmında akım indüklenmesine yol açmamaktadır.



**Şekil 4.10.**  $\omega = 16 \text{ rpm}$  için çeyrek periyotluk bir dönemde  $B_r = (a)0.5, (b)1,$   
 (c)1.5, (d)2, (e)2.5T farklı mıknatıs şiddetleri için süperiletken bobinlerde indüklenen akım.

Kontörler manyetik alanı temsil eden manyetik potansiyel çizimleridir.

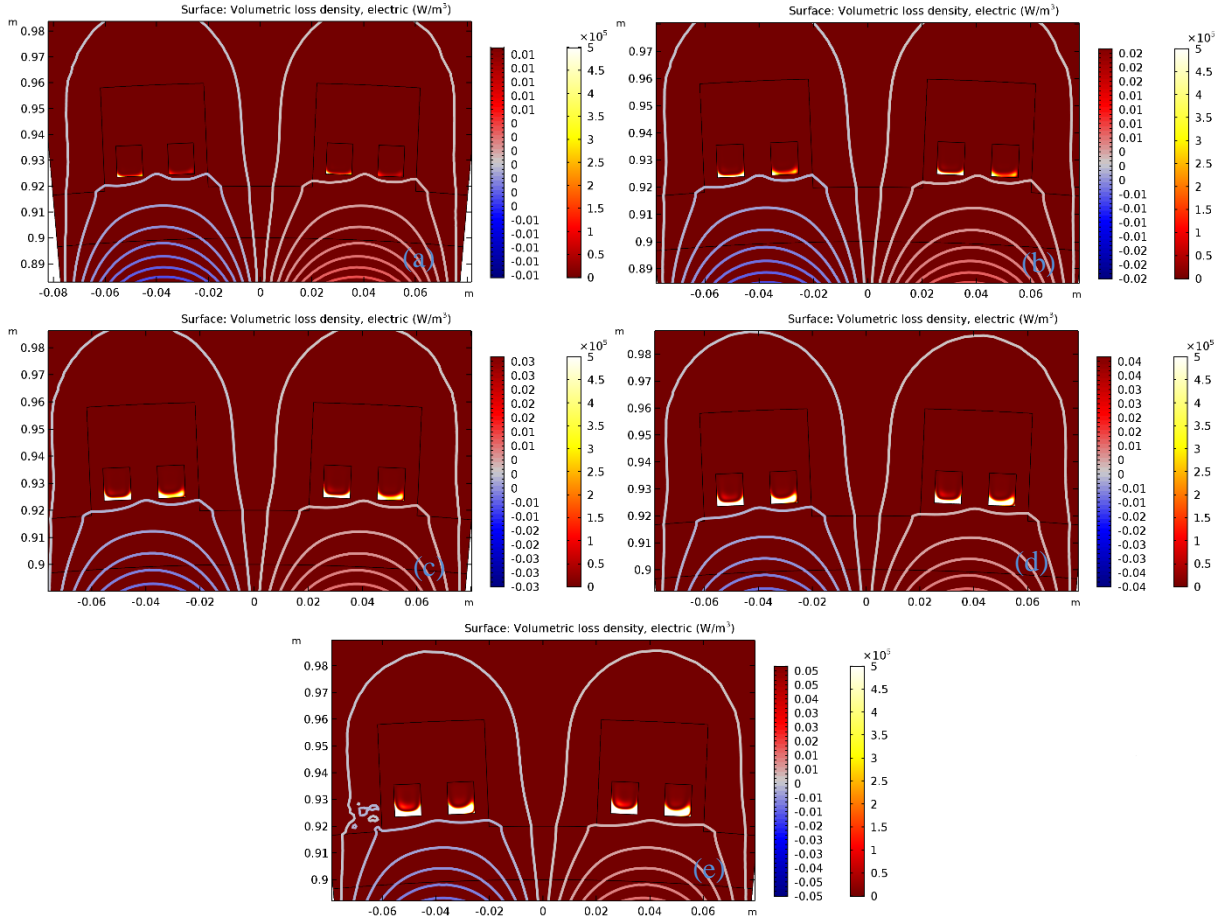
Şekil 4.11.'de mıknatısın manyetik alanı sabit seçilerek farklı zamanlar için stator bobinlerinde indüklenen akım ve manyetik alan dağılımları verilmektedir. Şekilden de görüldüğü üzere bobinlere akım dağılımları son derece karmaşıktır. Bunun nedeni hem dönme hareketinden hem de ferromanyetik kısım akım dağılımını karmaşıklaştırmıştır. Şekilden çıkartılabilecek bir diğer sonuç; 1 ile 3, 2 ile 4 nolu bobinlerin çiftlenim yaptığıdır. Yani akım 4 nolu bobinde indüklenme ve 2 nolu bobin kesiti üzerinden devresini tamamlamaktadır. Burada dikkate değer bir diğer önemli nokta ise bobinlerde indüklenen süper akımların rotor mıknatısları tarafından üretilen manyetik alanı bastırmaya çalışmasıdır. Bu durum yüzünden akım daha ziyade bobinin mıknatısa yakın kısımlarında akmayı tercih etmektedir.



**Şekil 4.11.**  $\omega = 16 \text{ rpm}$  ve  $B_r = 2.5 \text{ T}$  için (a)  $t = T/4$ , (b)  $t = T/2$ , (c)  $t = 3T/4$  ve  $t = T$  anlarında stator bobinlerinde indüklenen akım ve etrafında oluşan manyetik vektör potansiyeli dağılımları. Burada  $T$ , jeneratör rotorunun bir tam tur için geçen süresidir.

Şekil 4.12.'de  $t = T/2$  anı için yani jeneratör yarım tur attığında farklı manyetik alan genlikleri için stator bobinlerinde oluşan kaybın iki boyutlu görüntüsü verilmektedir. Bu şeklin verilmesindeki amaç kayıpların bobinlerin en çok hangi bölgesinde oluştuğunu göstermektir. Şekilden de açıkça görüleceği üzere beklenildiği gibi mıknatıs tarafından oluşturulan manyetik alan arttıkça indüklenen akım artacak, akımın nüfuz edeceği bölge artacak, dolayısıyla oluşan kayıp artacaktır. Bu beklenen bir sonuçtur. Bu şeklin sağladığı bir diğer önemli bilgi ise kayıplar daha ziyade stator bobinlerinin rotora doğrudan bakan kısımlarında oluşmaktadır. Radyal olarak içe bakan kısımda oluşan kayıp radyal olarak dışarıya bakan kısımda oluşan kayba göre ortalama olarak 1500 kat daha fazladır. Bunun nedeni akımın daha ziyade bu bölgede indüklenmesi ve bu bölgede akmasından kaynaklanmaktadır. Bir diğer önemli nokta ise şekle bakıldığında kaybın çok fazla olduğu radyal iç bölgesinde manyetik alanın normal bileşeninin teğetsel bileşene göre çok daha fazla olduğu görülmektedir. Bu oluşan kayıpları artırıcı bir faktör olarak devreye girmektedir. Burada teknik anlamda iki önemli sonuç çıkmaktadır. Birincisi, statoru süperiletken bobinlerden yapılan jeneratörün soğutma kısmında özellikle ferromanyetik kısmın olmadığı kısmın soğutmasının daha iyi olması gerektiği yani soğutma sistemi

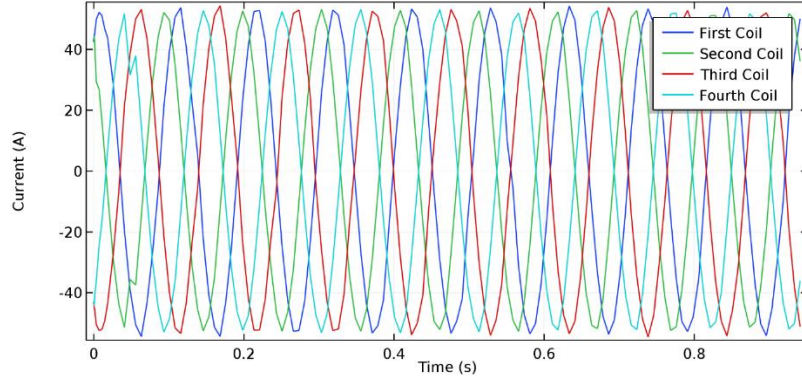
dizayn edilirken özellikle statorun rotora bakan kısmı sıvı azot ile doldurulmalıdır. Bir diğer sonuç ise manyetik devre için tercih edilen ferromanyetik malzemenin çok dikkatli seçilmesi gerektiğidir. Zira bu malzemelerin akım indüklenmesine doğrudan bir katkısı olmamakta ama oluşturacağı eddy akım kayıpları neticesinde kayba ilave bir katkı sağlayabilir.



**Şekil 4.12.**  $\omega = 16 \text{ rpm}$  için yarım periyotluk bir dönemde  $B_r = (a)0.5, (b)1, (c)1.5, (d)2, (e)2.5T$  farklı mıknatıs şiddetleri için süperiletken bobinlerde oluşan anlık kayıplar.

Burada kayıplar  $Q = \int JE dS [W/m^3]$  integrali ile hesaplanmaktadır.

Şekil 4.13.'de stator bobinlerini oluşturan şeritlerin her birinde indüklenen akımlar gösterilmektedir. Akımlar harmoniklerine ayrılmaksızın sinüzoidal bir biçimde değişmektedir ve her birinde  $I_a = 40 \text{ A}$  genliğinde bir akım indüklenmektedir. Bobinlerde indüklenen toplam akım için sarım sayısı ile çarpmak gerekmektedir. Şekilden görüleceği üzere dizayn edilen jeneratör üç faz bir jeneratördür.



Şekil 4.13. Stator bobinlerini oluşturan her bir şeritte indüklenen akımlar.

#### 4.4. 72 Slotlu 78 Kutuplu Yarı Süperiletken Jeneratörün Termal Analizi

Tezin bu kısmında dizayn edilen jeneratörün termal analizleri gerçekleştirildi. Bu amaçla bir önceki bölümdeki sonuçlar kullanıldı. Ancak bu bölümde farklı olarak stator bobinlerinin etrafından  $77K$ 'de sıvı azotun bulunduğu ve hareket etmediği kabul edildi. Yani sıvı azotun hız alanı sıfırdır. Süperiletken jeneratörün termal analizleri için ısı iletim denklemi ve Ampere denklemi süperiletken kısmın doğrusal olmayan iletkenlik terimini içerecek şekilde çözdürüldü. Aynı şekilde hesaplamaların kolaylığı için bobinlerin sürekliliği kabul edildi ve yalnızca jeneratörün  $2\pi/2p$  kısmı dikkate alındı. Isıl iletim zamana bağlı kısmi diferansiyel denklemi,

$$\nabla \cdot (\kappa \nabla T) + Q = \rho C \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3.18)$$

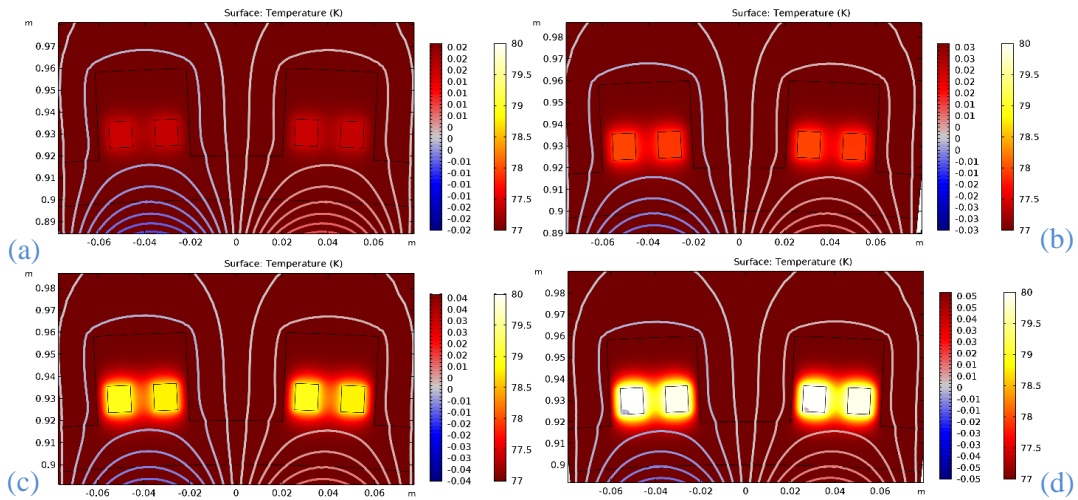
hesaplamalarda kullanıldı. Burada  $\kappa$ , malzemenin termal iletkenlik katsayısı;  $\rho$ , yoğunluğu,  $C$  sabit basınç altında öz ısısı ve  $Q$  ise hesaplanan kayıptır. Kaybı yani  $Q$  değerini hesaplamak için Denklemler 3.1 – 3.9 ve  $Q = \int JE \, dS$  [W/m<sup>3</sup>] denklemi kullanılmıştır. Jeneratörde kullanılan ferromanyetik, mıknatıs ve sıvı azot gibi malzemelerin  $\kappa$ ,  $\rho$  ve  $C$  değerleri Tablo 4.3.'de verilmektedir.

**Tablo 4.3.** Termal analizinde kullanılan parametreler.

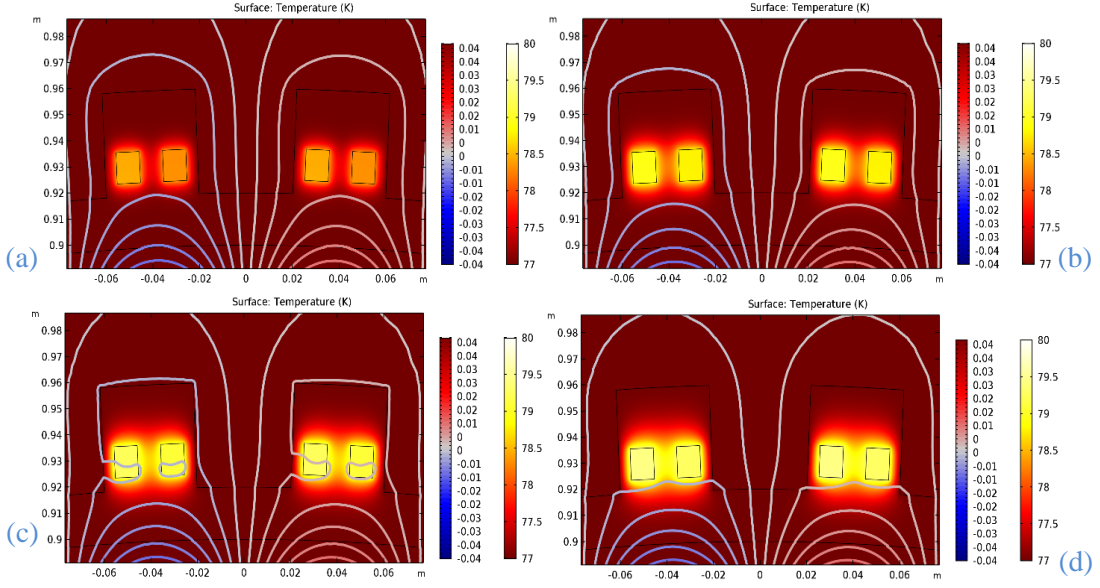
Parametre/Birim	Sıvı Azot	Demir	Mıknatıs
$\kappa$ (W/(m.K))	0.02583	50.2	50.2
$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	1.25	7840	7840
$C_p$ (J/(kg.K))	1040	502.414	502.414

Süperiletken bobinleri teşkil eden kaplı iletkenlerin ısıl parametreleri için sabit bir değer alınamamakta ve bir önceki bölümlerde sunulan değerler kullanılmıştır.

Şekil 4.14.'de mıknatısların farklı manyetik alan durumlarına göre hesaplanan iki boyutlu sıcaklık dağılımları görülmüyor. Şekilden de görüldüğü üzere mıknatıs tarafından üretilen manyetik alan arttıkça bobinlerde oluşan sıcaklıklarda artmaktadır. Hem bobinlerin hem de bobinlerin etrafında bulunan sıvı azotun sıcaklığı mıknatısta üretilen manyetik alanın şiddetine oldukça bağlıdır. Burada ayrıca sıcaklık bobinler üzerinde homojen bir biçimde yayılmıştır. Bu sistemin kararlılığı için önemlidir. Sıvı azotun dolandığı bölge ile diğer kısımların arasının mükemmel bir biçimde yalıtıldığı kabul edilmiştir. Dolayısıyla bölgeler arasında ısı transferi söz konusu değildir. Şekilden görüleceği üzere sıcaklık değişimleri en çok bobinlerin etrafında meydana gelmektedir. Dolayısıyla bobinlerin etrafında dolanan sıvı azotun hız alanını artırmak teknik açıdan önemli olabilir. Seçilen parametreler bakımından sıcaklık ortalama olarak 0.5 K artış göstermektedir. Şekil 4.15.'de  $B_r = 2 T$  seçilerek farklı zaman aralıkları için bobinlerde ve sıvı azotta oluşan sıcaklıkların iki boyutlu görüntüsü verilmektedir. Zaman arttıkça sıcaklık ta buna paralel olarak artmaktadır. Bobinlerin sıcaklıkları aynı şekilde homojen olarak dağılmış her bir  $T/4$  lük sürede önce hızlı bir şekilde artmış daha sonra yavaş yavaş kararlı olmaktadır.  $t \geq T/2$  den sonra pankeyk bobinlerin arasındaki sıcaklık ile bobinlerin kesit alanı üzerindeki sıcaklık hemen hemen eşit olmaktadır. Bu durum için bobinler arasındaki bölgenin sıcaklığının düşürülmesi için bu bölgedeki sıvı azotun doğru biçimde sürdürülmesi gerekmektedir sonucuna ulaşılabilir. Jeneratör döndükçe sıcaklık yavaş yavaş hava aralığı bölgesine doğru nüfuz etmekte ve bu bölgedeki sıcaklığı artırmaktadır.

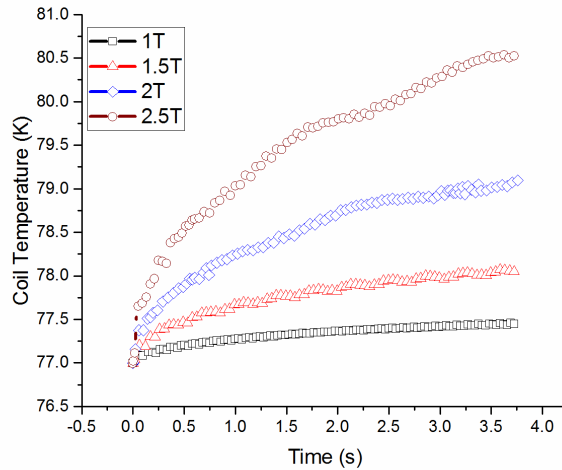


Şekil 4.14.  $\omega = 16 \text{ rpm}$  seçilerek tam yarım periyotluk bir anda  $B_r = (a) 0.5, (b) 1, (c) 1.5, (d) 2, T$  farklı mıknatıs şiddetleri için süperiletken bobinlerde hesaplanan anlık kayıplar.



**Şekil 4.15.**  $B_r = 2, T$  seçilerek (a)  $t = T/4$ , (b)  $t = T/2$ , (c)  $t = 3T/4$  ve  $t = T$  farklı zamanlarda hesaplanan süperiletken bobin kesiti üzerinde sıcaklık dağılımları. Farklı mıknatıs şiddetleri için süperiletken bobinlerde hesaplanan anlık kayıplar.

Şekil 4.16.'de seçilen model jeneratörün stator bobinlerinin üzerindeki herhangi bir noktada oluşan sıcaklık değişimleri farklı mıknatıs alanları için zamanın fonksiyonu olarak verilmiştir. Şekilden de görüleceği üzere bobinler üzerindeki sıcaklık eksponensiyel olarak artmakta ve belli bir değere doğru kararlı olmaktadır. Jeneratörün ilk dönmeye başladığı durumda sıcaklık çok hızlı bir biçimde artış göstermektedir. Bunun nedeni ilk dönme durumunda jeneratördeki manyetik kararsızlıklardan kaynaklanabilir.



**Şekil 4.16.**  $\omega = 16 \text{ rpm}$  için dizayn edilen model jeneratörün farklı rotor mıknatıslarının için stator bobinlerinde oluşan sıcaklığın zamanla değişimi.



#### 4.5. 72 Slotlu 78 Kutuplu Yarı Süperiletken Jeneratörün Magneto-Mekanik Analizi

Süperiletken jeneratörler, yüksek manyetik alana maruz kaldıklarından ve dolayısıyla stator bobinlerinde yüksek akımlar taşıyabildiklerinden dolayı jeneratörü oluşturan bobinlerde ve gövdesinde muazzam miktarlarda yapısal kuvvetler oluşmaktadır. Bu yapısal kuvvetler özellikle jeneratörün bobinlerinde bir takım deformasyonlara neden olabilirler. Bu yüzden bu yapısal kuvvetlerin dikkatli bir biçimde hesap edilmesi gerekmektedir. Tezin bu kısmında jeneratörlerde oluşan yapısal stresler incelendi. Bu amaçla tezin önceki bölümlerinde bobin yığın “stack” yapılarında oluşan stresi incelemek için geliştirilen yöntem yarı süperiletken jeneratörlere uygulandı.

Modellemenin alt yapısında öncelikle önceki bölümlerde verilen jeneratör topolojisi kullanıldı. Bu topolojide jeneratörün tamamını hesaplamak yerine yalnızca belli bir kesiti iki boyut olarak hesaplanıyor. Aynı şekilde, süperiletken pankeyk bobinler jeneratörün stator kısmına yerleştirilmiş ve dönen rotor vasıtasıyla statorda süper akım indüklenmektedir. Magneto mekanik analiz için öncelikle Ampere denklemini doğru bir biçimde çözümlerini elde etmek gerekmektedir. Dolayısıyla Denklemler 3.1-3.9, mekanik denge denklemi ile birlikte öz-uyumlu “self-consistent” olarak çözdürmek gerekmektedir. Geliştirilen yöntemin ana hatları bir önceki bölümde bulunabilir. Ancak, burada hesaplamaların kararlı çalışabilmesi ve doğru sonuçlar verebilmesi için bir takım ipuçlarının verilmesi gerekmektedir. Öncelikle elektromanyetik kısmı çözdürürken sınır şartları, örgüleme ve çözümleyici ayarları hemen hemen korunmaktadır. Ancak, mekanik kısmı çözdürürken öncelikle doğru sınır şartlarının girilmesi çok önemlidir. İkinci aşamada ise örgüleme parametrelerinin hem süperiletken bobinler hem de sırt demiri “back iron” için oldukça yoğun bir örgüleme yapmak gerekir. Bir diğer önemli nokta ise dönen rotor ve durağan stator arasındaki kayma ekseninin örgülenmesi için birtakım taktikler geliştirilmiştir. Birinci taktik, rotor ve statorun bulunduğu sınır noktasında minimum element uzunluğu “min mesh size”: rotor için rotor dış yarıçapı/2000 ve stator için stator için stator yarıçapı/20 000 gibi bir değer olması gerektiği bulunmuştur. Aksi takdirde yapısal kuvvetler bir noktadan diğerine taşınamamaktadır. Diğer bir nokta ise stator bobinlerinin minimum element uzunluğunun  $\sim 10^{-5}$  mertebelerinde olması gerektiği yani çok çok yoğun bir örgüleme yapmak gerektiği bulunmuştur. Tabi bu değerler seçilen geometriye göre değişebilmektedir. Çözümleyi “Solver” ayarları noktasında, direk çözümleyicilerin iyi sonuç vermediği bu yüzden iteratif bir çözümleyici kullanılması gerektiği sonucuna varılmıştır. Tabi bütün bunlar hesaplama sürelerini önemli noktada

artırmaktadır. Jeneratörlerin elektro-mekanik analizi için Ampere ve mekanik denge denklemlerinin birlikte çözülmesi gerekir. Bu amaçla mekanik denge kısmi diferansiyel denklemi,

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} - \nabla \cdot \boldsymbol{\xi} = F_L \quad (3.19)$$

ile hesaplanabilir burada. Burada  $\rho$ , malzemenin yoğunluğu;  $\rho$ , yer değiştirme alanı,  $\boldsymbol{\xi}$ , indüklenen stres ve  $F_L$ , Lorentz kuvvetidir. Burada Lorentz kuvveti Ampere denklemi vasıtasıyla hesaplanmakta ve girdi parametresi olarak kullanılmaktadır. Burada jeneratörün kesit alanı içerisinde akım z-doğrultusunda akmakta ve dolayısıyla  $\mathbf{F}_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$  Lorentz kuvveti  $xy$ -düzelmünde oluşmaktadır. Stator bobinlerinde oluşan kuvvetleri hesaplamak nispeten kolaydır ve şu denklemler ile verilir:

$$\begin{aligned} F_x &= J_z B_y \\ F_y &= -J_z B_x \end{aligned} \quad (3.20)$$

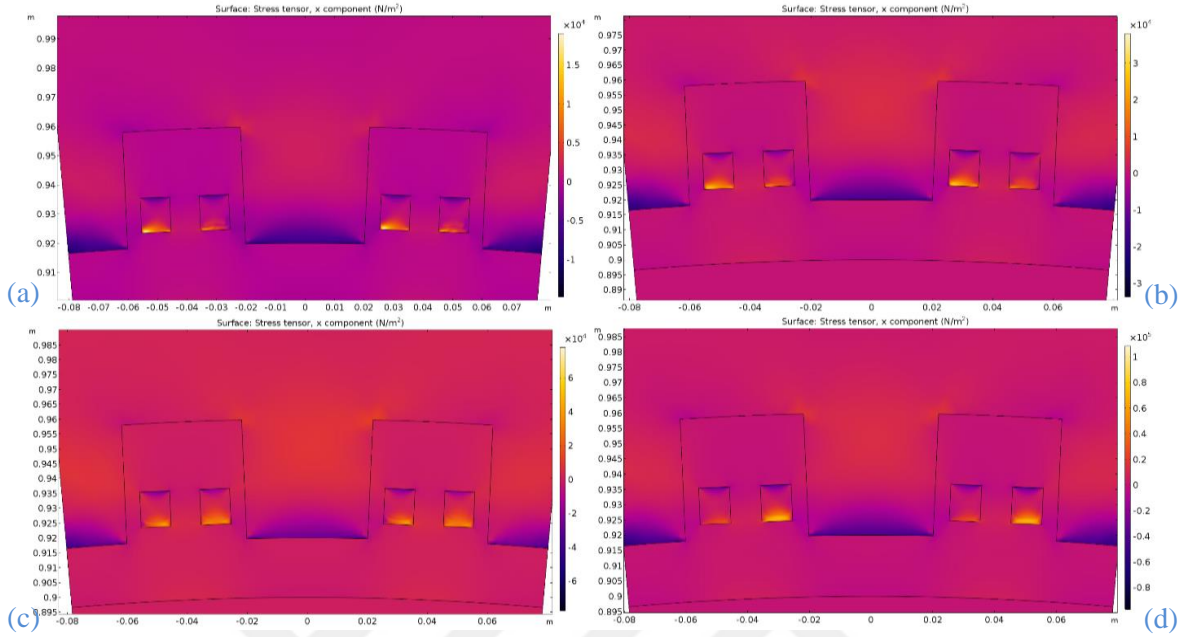
Ancak, sırt demirini oluşturan ferromanyetik kısım için bu Lorentz denklemi  $\mathbf{F}_L = \mathbf{M} \nabla H$  ile hesaplanabilir. Bu denklem açıldığında (Oldenburg ve diğ., 2000),

$$\begin{aligned} F_x &= \frac{\chi}{\mu_0 \mu_r^2} \left( \frac{\partial A_z}{\partial x} \frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} + \frac{\partial A_z}{\partial y} \frac{\partial^2 A_z}{\partial x \partial y} \right), \\ F_y &= \frac{\chi}{\mu_0 \mu_r^2} \left( \frac{\partial A_z}{\partial x} \frac{\partial^2 A_z}{\partial x \partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial y} \frac{\partial^2 A_z}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \quad (3.21)$$

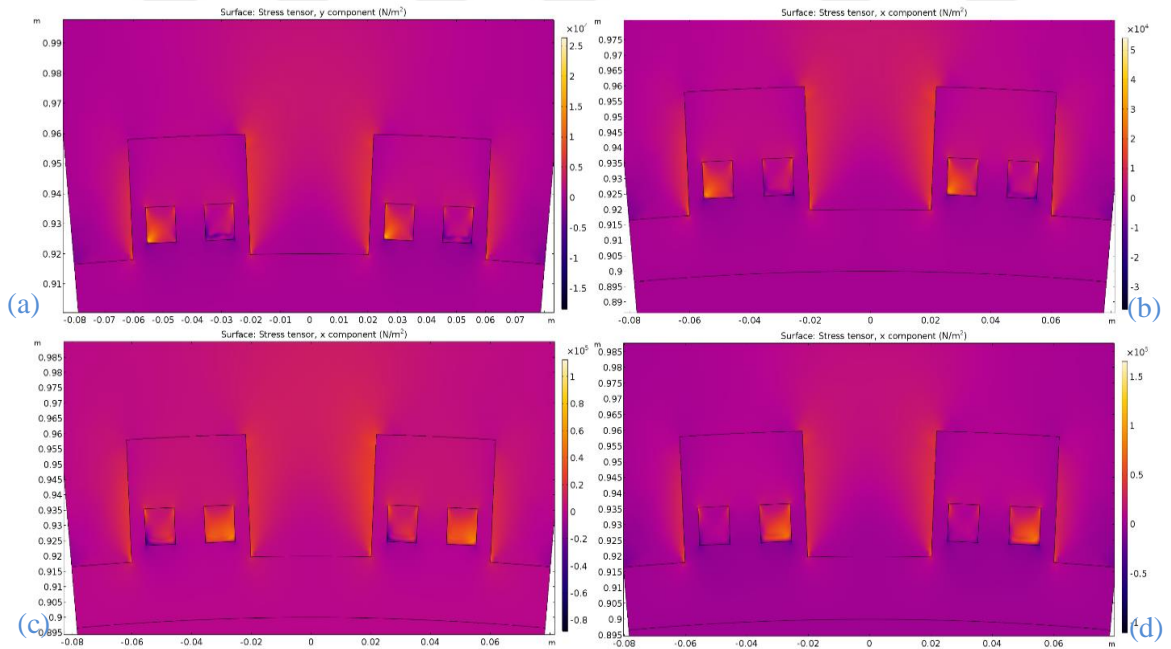
burada  $\chi$ , manyetik alınganlık;  $\mu_0$ , boşluğun geçirgenliği ve  $\mu_r$ , nisbi manyetik geçirgenlik.  $\chi$  ve  $\mu_r$  için Şekil 3.2.'den elde edilen değerler kullanılmıştır.

Şekil 4.17. ve Şekil 4.18.'de sırasıyla farklı manyetik alan genlikleri için jeneratörün stator bobinlerinde ve sırt demirinde oluşan manyetik stresin  $x$  ve  $y$  bileşenlerini temsil eden  $\xi_x$  ve  $\xi_y$  dağılımları gösterilmektedir. Şekiller jeneratör çeyrek tur çevrildiği duruma karşılık gelen  $t = T/2$  durumunda çizdirilmiştir. Şekilden ilk bakışta çıkartılacak sonuç, manyetik alan şiddeti arttıkça oluşan stresin  $x$  ve  $y$  bileşenleri onun karesi ile orantılı olarak artmaktadır. Bu beklenen bir sonuçtur, zira  $\xi_x \propto B_x^2$  ve  $\xi_y \propto B_y^2$  olmasından kaynaklanmaktadır (Erdoğan ve diğ., 2016). Rotor tarafından uygulanan dönel manyetik alan stator bobinlerinde akım indüklemekte ve bu indüklenen akım iç streslere neden olmaktadır. Şekilde görüldüğü üzere stresin  $x$ - bileşeni özellikle akımın indüklendiği bölgede daha yüksek olmaktadır (Şekil 4.17.). Buradaki bir diğer önemli nokta ise, bobinlerin radyal olarak iç yüzeylerinde bobinleri dışa doğru geren bir stress “an expansive stress” ve radyal olarak iç yüzeylerinde ise büzücü bir stress “a compressive stress” oluşmaktadır (Şekil 4.17.). Bu stresler öncelikle bobinleri içe ve dışa doğru hareket

etmesine neden olabilir. Bu yüzden bu bölgelerin bu gerilmelere karşı koyabilecek bir destekle desteklenmesi gerekmektedir. Şekil 4.5.2'ye bakıldığında ise bu streslerin yanıl yönlerde oluştuğu görülmektedir.



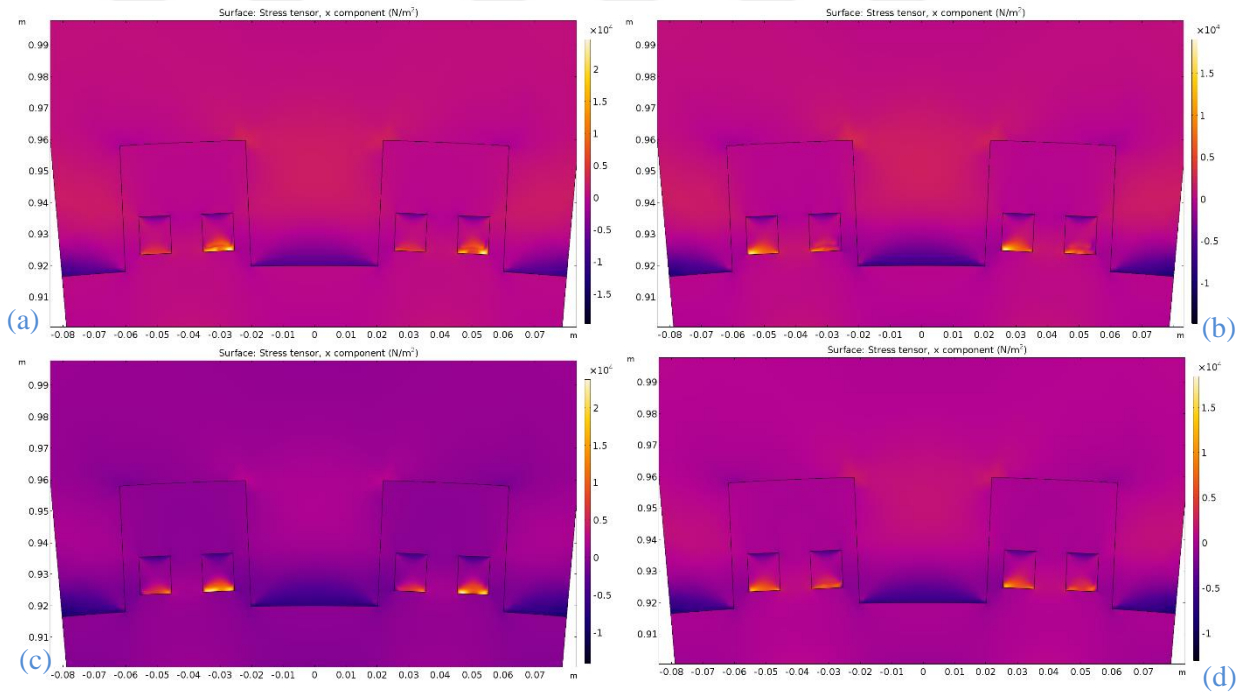
Şekil 4.17. Rotor mıknatısı tarafından üretilen manyetik alan (a)  $B_r = 0.5 T$  (b)  $B_r = 1 T$  (c)  $B_r = 1.5 T$  (d)  $B_r = 2 T$  için hesaplanan  $\xi_x$  manyetik stresin  $x$  bileşeni.



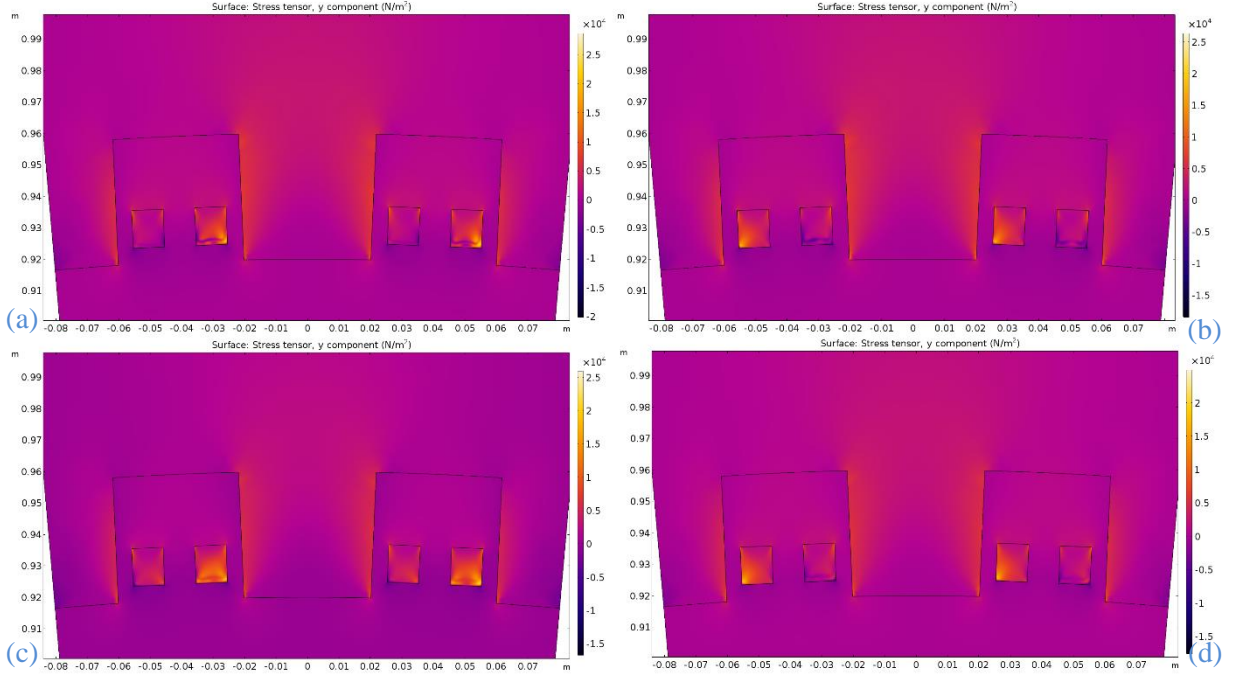
Şekil 4.18. Rotor mıknatısı tarafından üretilen manyetik alan (a)  $B_r = 0.5 T$  (b)  $B_r = 1 T$  (c)  $B_r = 1.5 T$  (d)  $B_r = 2 T$  için hesaplanan  $\xi_y$  manyetik stresin  $y$  bileşeni.

Şekil 4.19. ve Şekil 4.20.'de açısal hız  $\omega = 16 \text{ rpm}$  ve rotorun manyetik alanı  $B_r = 1 \text{ T}$  da sabit tutularak farklı zamanla oluşan stresin sırasıyla  $x$  ve  $y$  bileşenleri iki boyutlu olarak veriliyor. Şekillerden açıkça görüldüğü üzere 1 ve 3 numaralı bobinlerden aynı miktarda ve zıt yönlerde akımlar aktığı için bu bobin çiftinde oluşan stres aynı miktardadır. Aynı durum 2-4 nolu bobin çiftleri içinde geçerlidir. Ancak, 1-3 ve 2-4 arasında indüklenen akımlar arasındaki faz farkından dolayı bu iki bobin çiftindeki stress bir birinden farklı olmaktadır. Rotor döndükçe bobinlerde oluşan stress artıp azalmaktadır. Ancak, hiçbir şekilde yön değiştirmemektedir. Bu hesaplama yapılan model jeneratörün kutup sayısının oldukça fazla olmasından kaynaklanmaktadır. Kutup sayısı fazla olduğu için jeneratörün maruz kaldığı manyetik alanın senkron frekansı  $f = \omega p/60$  ifadesine göre 20 Hz civarında olmaktadır. Bu durumda bobinlere nüfuz eden manyetik alan oldukça hızlı bir biçimde değişmektedir. Bu değişim sonucunda stresin  $x$  bileşeni  $\xi_x$  de kayda değer bir değişim olmaktadır. Ancak, stresin  $y$  bileşeninde durum oldukça farklıdır. Rotor döndükçe manyetik alan yön değiştirmekte ve streste buna paralel olarak hem değeri, hem de yönü değişmektedir (Şekil 4.20.). Bu aslında dizayn edilen jeneratörün rotorunda üretilen manyetik alanın radyal bileşeninin teğetsel bileşenine göre daha yüksek olmasından kaynaklanabilir. Boşuk alanı  $B_{gap}$  in radyal bileşeni teğetsel bileşenine göre oldukça yüksek olduğu için  $\xi_y$ ,  $\xi_x$  den % 20 daha yüksek olmaktadır. Bu dikkate değer bir sonuçtur. Hesaplamaların sonucunda çıkan bir diğer önemli nokta ise hem  $\xi_x$  hem de  $\xi_y$  nin bobin yüzeyleri boyunca homojen olarak dağılmamaktadır. Bu durum herşeyden önce stres analizini yapmayı güçleştirmektedir. Ancak, burada dikkat çekmek gereken bir nokta vardır. Stresin homojen olarak dağılmaması bobinler içerisinde çok ciddi geri dönülemez deformasyonlara neden olabilir. Bunun analizi için süperiletken şeritlerin izin verilen maksimum streslerin değerleri hesaplanan stersin değerlerinden altındadır (Zhang, 2014a; Zhang ve diğ., 2015). Ancak, burada iki boyutlu analiz yapıldığı için bobinlerin sarılmasından oluşan mekanik stresin ve bobinlerin soğutulmasında ortaya çıkan termal stresin hesaba katılmadığını dikkat çekmek gerekir. Bu stresler ilave edildiğinde bobinler üzerinde oluşan stresin onlarda kalıcı deformasyonlara yol açabilir. Ancak, burada unutmamak gerekir ki, manyetik alana maruz bırakılan bobinler için elektro-mekanik stres termal ve mekanik streslere göre oldukça fazladır. Fakat, bu elektro mekanik stres kritik akım yoğunluğunda bir kötüleşmeye azalmaya yol açabilir. Bu noktada literatürde yapılan bir çalışma olmadığı için bu konuya bakılmamıştır. Hala açık bir problem olarak durmaktadır. Sırt demirinde oluşan strese bakıldığında, yapısal kuvvetler Denklem 3.85'den hesaplanmıştır. Oluşan

stres ise aynı şekilde Ampere-mekanik denge denkleminin çözümü ile elde edilmiştir. Şekilden görüleceği üzere özellikle sırt demirinde oluşan stres beklenildiği gibi radyal olarak iç kısımlarda genişletirici bir strese neden olmaktadır. Bu çok kolayca açıklanabilir, zira demir mıknatıs tarafından çekilmektedir. Burada ilginç olan nokta ise özellikle bobinlerin yerleştirildiği slotların keskin kenarlarında oluşan sıkıştırıcı stresin kaynağıdır. Bu durum özellikle sırt demirinde oluşan eddy akımlarının manyetik alanla etkileşmesinden doğan bir stresin olabileceğini düşündürmektedir. Ancak, bu stresin değeri oldukça düşüktür ve kayda değer değildir. Ferromanyetik bölgede oluşan stresler genellikle dairesel yapısından dolayı Hoop stresi olmaktadır ve elemine etmesi daha kolay olmaktadır. Bu streslerle başa çıkmak için daha kalın sırt demiri kullanmak yeterli olacaktır. Ancak, bu stresler demir için izin verilen limitlerin çok çok altında olduğu için ilave bir önlem almaya gerek yoktur.

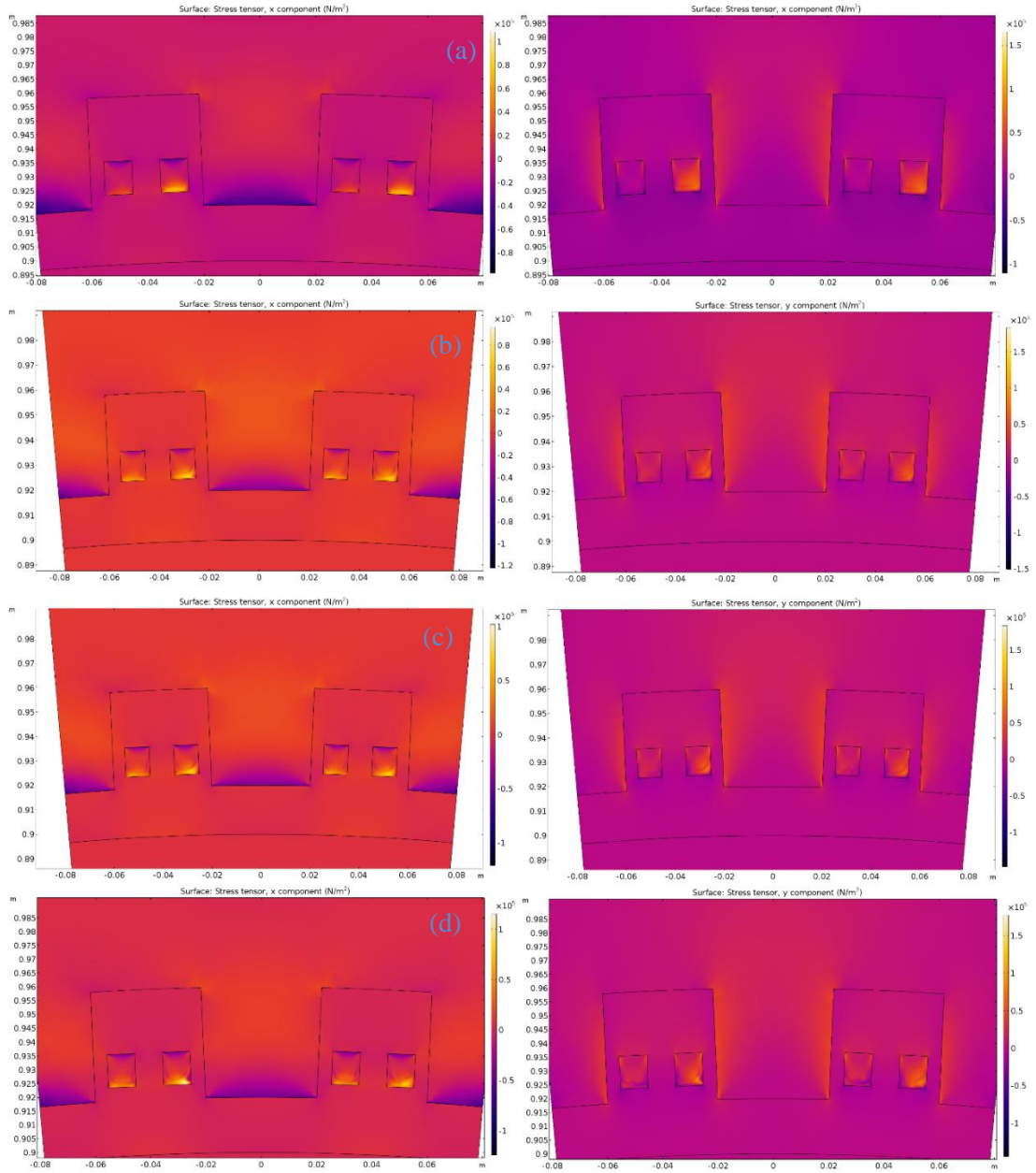


**Şekil 4.19.**  $B_r = 1 T$  ve  $\omega = 16 rpm$  için farklı rotor pozisyonlarında hesaplanan stres dağılımlarının  $x$ - bileşeni. (a)  $t = T/4$ , (b)  $t = T/2$ , (c)  $t = 3T/4$  ve  $t = T$ .



**Şekil 4.20.**  $B_r = 1 T$  ve  $\omega = 16 \text{ rpm}$  için farklı rotor pozisyonlarında hesaplanan stres dağılımlarının  $y$ - bileşeni. (a)  $t = T/4$ , (b)  $t = T/2$ , (c)  $t = 3T/4$  ve  $t = T$ .

Şekil 4.21.'de farklı rotor hızları için süperiletken jeneratör üzerinde oluşan stresin  $x$  ve  $y$  bileşenleri verilmektedir. Burada rotorun açısal hızı 16 rpm den başlayarak ikişer kat artırılarak simüle edildi. Şekilde dikkat çeken önemli nokta düşük açısal hızlardan yüksek hızlara çıkıldıkça stresin  $x$  bileşeni  $\xi_x$ 'de önce bir artış olmakta fakat  $\xi_y$ 'de kayda değer bir değişiklik olmamaktadır. Bunun nedeni aynı şekilde manyetik alanın teğetsel bileşenin düşük hızlarda daha baskın olmasından kaynaklanabilir. Her bir durum için sterin gelişimi ve maksimum streslerin ortaya çıktığı noktalar hemen hemen aynıdır.



**Şekil 4.21.**  $B_r = 1 T$  ve  $t = T/4$  seçilerek farklı rotor dönme hızları için indüklenen iç stresin  $x$  ve  $y$  bileşenleri.  $\omega = 16 rpm$  için farklı rotor pozisyonlarında hesaplanan stres dağılımlarının  $y$ -bileşenleri. (a)  $\omega = 16 rpm$  , (b)  $\omega = 32 rpm$  , (c)  $\omega = 48 rpm$  ve  $\omega = 64 rpm$ .

## 5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu tezde, süperiletken jeneratör tasarımlarının elektromanyetik analizlerini yapabilecek A-V formülasyonuna dayalı yeni benzeşim yöntemleri geliştirilmiştir. Geliştirilen yöntemlerin doğruluğu yapılmış ve literatürde mevcut deneysel ve teorik (H-Formülasyonu) incelemelerde elde edilen AA kayıp verileri ile karşılaştırılmaları ortaya konulmuştur. Geliştirilen yöntemler, ticari olarak mevcut süperiletken şeritlerde bulunan bakır stabilizatörler ve ferromanyetik altlıkların etkilerini içerecek şekilde genişletilmiştir. Bununla birlikte, literatürde ilk kez tam bir jeneratör tasarımı için elektromekanik ve ısıl analizleri yapabilecek yine A-V formülasyonuna dayalı yeni bir benzeşim yöntemi de önerilmiştir.

Aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir:

1. Tezin son kısmında iki boyutta tasarlanan model süperiletken jeneratör için elektromanyetik analizlerin yapabilecek üç yeni benzeşim yöntemleri gerçekleştirilmiştir: A-V formülasyonuna dayalı yöntem, A-V+H-formülasyonlarının birlikte kullanıldığı hibrit yöntem ve A-V formülasyonu üzerine TanhJ biçiminde kısıtlamanın uygulandığı yöntem. Değişik dönüş hızları için indüklenen akımlar, manyetik alan dağılımları kayıplar bu üç yöntemle ayrı ayrı hesaplanmıştır. A-V ve H-formülasyonun birlikte kullanıldığı hibrit yöntemin sonucun daha güvenilir olduğu fakat A-V+TanhJ yönteminin hem çok hızlı hem de (yaşlaşık hibrit yönteme göre üçte bir sürede) hemde sonuçlarının güvenilir limitlerde olduğu görülmüştür. Değişik jeneratör tasarımları için sabit bir dönme hızı altında farklı manyetik alan değerleri için AA kayıplarının analizi yapılmıştır. Farklı manyetik alan değerleri için jeneratör yapısındaki her bir süperiletken bobin üzerindeki AA kayıp dağılımları yapılmıştır. Radyal olarak içe bakan kısımda oluşan kayıpların radyal olarak dışarıya bakan kısımda oluşan kayba göre ortalama olarak 1500 kat daha fazla olduğu ve bunun nedenin de akımın daha ziyade bu bölgede indüklenmesi ve bu bölgede akmasından kaynaklandığı sonucuna varılmıştır.

2. İki boyutta tasarlanan model süperiletken jeneratörün termal analizleri de gerçekleştirilmiştir. Sabit dönme hızı altında farklı mıknatıs şiddetleri için jeneratör yapısındaki her bir süperiletken bobinde anlık kayıp dağılımları hesaplanmış ve artan alan ile sıcakta artış tespit edilmiştir. Jeneratör yapısındaki süperiletken bobinler üzerindeki



sıcaklığın eksponensiyel olarak arttığı ve belli bir değerden sonra plato oluşturma eğilimine girdiği gözlenmiştir.

3. İki boyutta tasarlanan model süperiletken jeneratörlerde oluşan yapısal stresler de incelenmiştir. Rotor mıknatısı tarafından üretilen farklı manyetik alan değerleri için manyetik stresin x ve y bileşenlerinin dağılımları gösterilmiştir. Sırt demirinde oluşan stres beklenildiği gibi radyal olarak iç kısımlarda genleştirici bir strese neden olduğu bununda demir sırtın mıknatıs tarafından çekilmesinden kaynaklanacağı öngörülmüştür. Özellikle bobinlerin yerleştirildiği slotların keskin kenarlarında oluşan sıkıştırıcı stresin sırt demirinde oluşan eddy akımlarının manyetik alanla etkileşmesinden doğan bir stresin olabileceği düşünülmektedir.

Elde edilen bilgiler ışığında özellikle tam bir süperiletken jeneratör tasarımının başarılması bu alanda ülkemizde yaşanacak gelişmelere ışık tutacak niteliktedir. Her türlü jeneratör yapısının tasarlanması, elektromanyetik, elektromekanik ve termal analizlerinin rahatlıkla yapılabilmesi ve bunu mevcut yöntemlere nazaran oldukça düşük zamanlarda başarabilen bir yöntemin geliştirilmiş olması yapılacak bir süperiletken jeneratör için gerekli soğutma düzenlemeleri, stres dengeleyicilerin önerilmesi daha muntazam bir çalışma randımanının elde edilmesi adına oldukça büyük bir öneme sahiptir. Sunulan bu tez ile şu temel tavsiyeler yapılabilir:

i) bir jeneratör yapısında statorda sarılmış bir süperiletken bobinin radyal olarak içe bakan kısımda oluşan kayıpların radyal olarak dışarıya bakan kısımlarda oluşan kayba göre ortalama olarak 1500 kat daha fazla olması ve akımın daha ziyade bu bölgede indüklenmesi bu bölgenin daha etkin bir şekilde soğutulmasını gerektirmektedir. Teknik olarak statorun rotora bakan kısmı sıvı azot ile doldurulmalıdır.

ii) benzer olarak statorda sarılmış bir süperiletken bobinin radyal olarak içe bakan kısımda oluşan streslere bakıldığında tellerin kararlılığını sağlayacak slot tasarımları yapılmalıdır. Bu slotların ucunda olabilecek T şeklinde bir çıkıntı olabilir ki bu full süperiletken jeneratör tasarımının rotor kısmında kullanılmıştır.

## KAYNAKLAR

Abrikosov, A. A. 1957. "On the Magnetic Properties of Superconductors of the Second Group", Sov. Phys. JEPT, 5, 1174-1182.

Ainslie, M. D., Rodriguez-Zermeno V. M., Hong Z., Yuan W., Flack T. J., and Coombs T. A. 2011. "An improved FEM model for computing transport AC loss in coils made of RABiTS YBCO coated conductors for electric machines", Supercond. Sci. Technol., 24 (4), 045005.

Amemiya, N., Miyamoto K, S -i Murasawa, Mukai H, Ohmatsu K. 1998a. "Finite element analysis of AC loss in non-twisted B-i-2223 tape carrying AC transport current and/or exposed to DC or AC external magnetic field", Phys C: Supercond., 310 (1-4), 30–35.

Amemiya, N., Murasawa S., Banno N. and Miyamoto K. 1998b. "Numerical modelings of superconducting wires for AC loss calculations," Physica C: Superconductivity, 310 (1-4), 16-29.

Amemiya, N., Sato S., and Ito T. 2006. "Magnetic flux penetration into twisted multifilamentary coated superconductors subjected to AC transverse magnetic fields," J. Appl. Phys., 100 (12), 123907-1-7.

Anderson, P. W. 1962. "Theory of flux creep in hard superconductors", Phys. Rev. Lett., 9 (7), 309–311.

Aschermann, G., Freiderich E., Justi E. and Kramer J. 1941. "Supraleitfähige Verbindungen mit extrem hohen Sprungtemperaturen (NbH und NbN)", Physik. Zeit., 42, 349-360.

Badia, A. and López C. 2002. "Vector magnetic hysteresis of hard superconductors", Phys. Rev. B, 65 (10), 104514-1-12.

Bansal, G, Yanagi N, Hemmi T, Takahata K, Mito T and Sagara A. 2008. "High-temperature superconducting coil option for the LHD-type fusion energy reactor", FFHR Plasma Fusion Res. 3 1049.

Bardeen, J., Cooper L. N. ve Schrieffer, J. R. 1957. "Microscopic Theory of Superconductivity", Phys. Rev., 106, 162-164.

- Barnes, G., McCulloch M., and Dew-Hughes D. 1999. "Computer modelling of type II superconductors in applications," *Supercond. Sci. Technol.*, 12 (8), 518–522.
- Bean, C. P. 1964. "Magnetization of high-field superconductors", *Rev Mod Phys* 36 (1),31–39.
- Bean, C. P. 1962. "Magnetization of hard superconductors", *Phys. Rev. Lett.*, 8, 250.
- Bednorz, J. G, Müller K. A. 1986. "Possible high T<sub>c</sub> superconductivity in the balacuo system", *Zeitschrift fr Physik B Condensed Matter*, 64.
- Biddlecombe, C. S., Heighway E. A., Simkin J., and Trowbridge C. W. 1982. "Methods for eddy current computation in three dimensions", *IEEE Trans. Magn.*, MAG-18 (2), 492–497.
- Bossavit, A. and Vérité J. C. 1982. "A mixed FEM-BIEM method to solve 3-D eddy-current problems", *IEEE Trans. Magn.*, MAG-18 (2), 431–435.
- Bossavit, A. 1994. "Numerical modelling of superconductors in three dimensions: A model and a finite element method", *IEEE Trans. Magn.*, 30 (5), 3363–3366.
- Brambilla, R., Grilli F., and Martini L. 2007. "Development of an edge-element model for AC loss computation of high-temperature superconductors", *Supercond. Sci. Technol.*, 20 (1), 16–24.
- Brambilla, R., Grilli F., Nguyen D., Martini L. and Sirois F. 2009. "AC losses in thin superconductors: the integral equation method applied to stacks and windings", *Supercond. Sci. Technol.*, 22, 075018.
- Brambilla, R., Grilli F., Martini L. and Sirois F. 2008. "Integral equations for the current density in thin conductors and their solution by the finite-element method", *Superconductor Supercond. Sci. Technol.*, 21, 105008.
- Brandt, E. H. and Indenbom M., 1993. "Type-II-superconductor strip with current in a perpendicular magnetic field", *Phys. Rev. B*, 48 (17), 12893–12906.
- Brandt, E. H. 1998. "Superconductor disks and cylinders in an axial magnetic field. I. Flux penetration and magnetization curves", *Phys. Rev. B*, 58 (10), 6506–6522.

- Brandt, E. H. 1996. “Superconductors of finite thickness in a perpendicular magnetic field: Strips and slabs”, *Phys. Rev. B*, 54 (6), 4246–4264.
- Brandt, E. H. 1994. “Thin superconductors in a perpendicular magnetic ac field: General formulation and strip geometry”, *Phys. Rev. B*, 49 (13), 9024–9040.
- Bruzzone, P. 2011. “Review of design aspects for high current Nb<sub>3</sub>Sn conductors”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 21, 2036–2041.
- Campbell, A. M. and Evetts J. E. 1972. “Flux vortices and transport currents in type II superconductors”, *Adv. Phys.*, 21 (90), 199–428.
- Campbell, A. M. 2009. “A direct method for obtaining the critical state in two and three dimensions”, *Supercond. Sci. Technol.*, 22 (3), 034005.
- Campbell, A. M., 2007. “A new method of determining the critical state in superconductors”, *Supercond. Sci. Technol.*, 20 (3), 292–295.
- Carpenter, C. J. 1977. “Comparison of alternative formulations of 3-dimensional magnetic-field and eddy-current problems at power frequencies”, *Proc. Inst. Elect. Eng.*, 124 (11), 1026–1034.
- Chan, W. K. and Schwartz J. 2012. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 22, 4706010.
- Chan, W.K., Masson, P.J., Luongo, C., Schwartz, J. 2010. “Three-dimensional micrometer-scale modeling of quenching in high-aspect-ratio coated conductor tapes—part I: model development and validation”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 20 (6), 2370–2380.
- Chan, W.K., Masson, P.J., Luongo, C.A., Schwartz, J. 2009. “Influence of inter-layer contact resistances on quench propagation in coated conductors”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 19 (1), 2490–2495.
- Chen, S.D, Yu Y.T., Huang Z.W., et al. 2013. “Design of a HTS magnet for application to resonant X-ray scattering”, *IEEE Trans Appl Supercond.*; 21 (3), 1661-1664.
- Clem, J. R. and Malozemoff A. P. 2010. “Theory of AC loss in power transmission cables with second generation high temperature superconductor wires”, *Supercond. Sci. Technol.*, 23 (3), 034014.

Clem, J. R., Weigand M., Durrell J. H., and Campbell A.M. 2011. "Theory and experiment testing flux-line cutting physics," *Supercond. Sci. Technol.*, 24 (6), 062002.

COMSOL, Finite-Element Software Package Comsol Multiphysics. [Online]. Available: <http://www.comsol.com>

Coombs, TA, Campbell AM, Murphy A, Emmens M. 2001. "A fast algorithm for calculating the critical state in superconductors", *Int J Comput Math Electr Electron Eng.*, 20 (1), 240–252.

De Bruyn, B. J. H., Jansen J. W., ve Lomonova E. A. 2016. "Finite Element Model Simplification Methods for Stacks of Superconducting Tapes", *IEEE Transc. On Magn.*, 52 (7), 9000104.

Elliott, C. M. and Kashima Y. 2007. "A finite-element analysis of criticalstate models for type-II superconductivity in 3D", *IMAJ. Numer. Anal.*, 27 (2), 293–331.

Enomoto, N. and Amemiya N. 2004. "Electromagnetic field analysis of rectangular high Tc superconductor with large aspect ratio", *Phys. C, Supercond.*, 412–414, 1050–1055.

Erdogan, M., Tunc, S., and Inanir, F., 2017a "AC loss analysis of HTS pancake coil of coated superconductors with ferromagnetic substrate", *J. Supercond. Novel Magn.* 30 (7), 1993-1999.

Erdogan, M., Tunc, S., Yildiz S. and Inanir, F., 2017b "A Comparative Study of AC Transport and Eddy Current Losses for Coil Made of HTS Tapes Coated with Copper Stabilizer", *J. Supercond. Novel Magn.* 30 (11), 3277-3283.

FLUX, Electromagnetic and Thermal Finite Element Analysis Software Flux. [Online]. Available: <http://www.cedrat.com>

Gamble, B., Snitcher G., and MacDonald T. 2011. "Full power test of a 36.5 MW HTS propulsion motor", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 21 (3), 1083–1088.

Genenko, Y. A., Snezhko A., and Freyhardt H. C. 2000. "Overcritical states of a superconductor strip in a magnetic environment", *Phys. Rev. B*, 62 (5), 3453–3472.

Gilchrist, J. 1997. "Flux diffusion and the porous medium equation", *Physica C: Superconductivity*, 291 (1-2), 132-142.

Ginzburg, V. L. ve Landau L. D., 1950. On the theory of superconductivity. Zh. Eksp. Teor. Fiz., 20, 1064.

Gömöry, F., Šouc J., Vojenèiak M., Seiler E., Klinèok B., Ceballos J. M., Pardo E., Sanchez A., Navau C., Farinon S., and Fabbriatore P., 2006. “Predicting AC loss in practical superconductors”, Supercond. Sci. Technol., 19 (3), S60–S66.

Gömöry, F., Vojenèiak M., Pardo E., and Šouc J. 2009. “Magnetic flux penetration and AC loss in a composite superconducting wire with ferromagnetic parts”, Supercond. Sci. Technol., 22 (3), 034017.

Gömöry, F., Šouc J., Vojenèiak M., and Klinèok B. 2007. “Phenomenological description of flux pinning in non-uniform high-temperature superconductors in magnetic fields lower than the self-field”, Superconductor Science and Technology, 20 (9), S271–S277.

Gömöry, F., Vojenèiak M., Pardo E., Solovyov M., and Šouc J. 2010. “AC losses in coated conductors”, Supercond. Sci. Technol., 23 (3), 034012.

Gömöry, F. and Inanir F., “AC losses in coil wound from round wire coated by a superconducting layer,” IEEE Trans. Appl. Supercond., vol. 22, no. 3, p. 4704704, Jun. 2012.

Gouge, M., Lindsay D., Demko J., Duckworth R., Ellis A., Fisher P., James D., Lue J., Roden M., Sauers I., Tolbert J., Traeholt C., and Willen D. 2005. “Tests of tri-axial HTS cables”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 15 (2), 1827–1830.

Grilli, F. Pardo E. Stenvall A. et al. 2014. “Computation of Losses in HTS Under the Action of Varying Magnetic Fields and Currents”, IEEE Transc. Appl Supercond., 24 (1), 8200433.

Grilli, F., 2016. “Numerical modeling of HTS applications”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 26 (3), 0500408.

Grilli, F., Brambilla R., and Martini L., 2007. “Modeling high-temperature superconducting tapes by means of edge finite elements”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 17 (2), 3155–3158.

Grilli, F., Brambilla R., Sirois F., Stenvall A., and Memiaghe S. 2013. “Development of a three-dimensional finite-element model for hightemperature superconductors based on the H-formulation”, *Cryogenics*, 53, 142–147.

Grilli, F., Stavrev S., Le Floch Y., Costa-Bouzo M., Vinot E., Klutsch I., Meunier G., Tixador P., and Dutoit B., 2005. “Finite-element method modeling of superconductors: From 2-D to 3-D”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 15 (1), 17–25

Grilli, F. and Pardo E. 2010. “Simulation of AC loss in Roebel coated conductor cables”, *Supercond. Sci. Technol.*, 23 (11), 115018.

Grilli, F., Sirois, F., Zermeno, V.M., Vojenciak, M. 2014. “Self-consistent modeling of the of HTS devices: how accurate do models really need to be”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 24 (6), 1–8.

Hauser, A. O. 1997. “Calculation of superconducting magnetic bearings using a commercial FE-program (ANSYS)”, *IEEE Trans. Magn.*, 33 (2), 1572–1575.

Hong, Z, Campbell AM, Coombs TA. 2007. “Computer modeling of magnetisation in high temperature bulk superconductors”, *IEEE Trans Appl Supercond.*, 17 (2), 3761–3764.

Hong, Z., Campbell, A.M., Coombs, T.A., “Numerical solution of critical state in superconductivity by finite element software,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 19, no. 12, pp. 1246–1252, Dec. 2006.

Hrennikoff, A. ve Courant R., 1953. “Methods of mathematical physics”, Interscience Publishers, New York and London

<http://www.superox.ru/en/products/974-vtspprovod/>

Inanir F., Yildiz S., and Keysan O., “Extending A-V Formulation to AC loss Calculation of Superconducting Coil made of 2G Tapes”, Submitted to: *Supercond. Sci. Technol.*

Kaçan G. Ç., 2019, *Sonlu Elemanlar Yöntemi Kullanılarak Süperiletken Bobin Ve Bobin Yiğınlarının Elektromanyetik, Termal Ve Elektro-Mekanik Analizi*, Yüksek Lisans, Kırşehir Ahi Evran Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.

- Kajikawa, K., T. Hayashi, R. Yoshida, M. Iwakuma, and K. Funaki, 2003. “Numerical evaluation of AC loss in HTS wires with 2D FEM formulated by self magnetic field”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 13 (2), 3630–3633.
- Kameari, A., 1990. “Calculation of transient 3D eddy current using edgeelements”, *IEEE Trans. Magn.*, 26 (2), 466–469.
- Karmaker, H et al 2012. “Stator design concepts for an 8 MW direct drive superconducting wind generator”, *Int. Conf. On Electrical Machines*.
- Karmaker, H et al 2015a. “Comparison between different design topologies for multi-megawatt direct drive wind generators using improved second generation high temperature superconductors”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 25, 5201605.
- Karmaker, H et al 2015b. “Design concepts for a direct drive wind generator using new superconductors”, *IEEE EPEC*, 22–5.
- Keim, T A. 1985. “Design and Manufacture of 20 MVA superconducting generator”, *IEEE Trans. Power Appar., Sys. PAS-104*, 1475–83.
- Kettunen, L. and L. R. Turner, 1992. “A volume integral formulation for nonlinear magnetostatics and eddy currents using edge elements”, *IEEE Trans. Magn.*, 28 (2), 1639–1642.
- Kim, Y. B., Hempstead C. F., Strnad A. 1963. “Magnetization and critical supercurrents”, *Phys Rev.*, 129 (2), 528–535.
- Kim, Y. B., Hempstead C. F., Strnad A. 1962. “Critical persistent currents in hard superconductors”, *Phys Rev Lett.*, 9 (7), 306–309.
- Kiyoshi, T, Choi S, Matsumoto S, Zaitso K, Hase T, Miyazaki T, Hamada M, Hosono M and Maeda H. 2011. “Bi- 2223 innermost coil for 1.03 GHz NMR magnet”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 21, 2110–3.
- Larbalestier D., Gurevich A., Feldmann D.M. and Polyanskii A. 2001. “High-Tc superconducting materials for electric power applications”, *Nature*, 414 (6861), 368-377.
- Lari, R. J. and Turner L. R. 1983. “Survey of eddy current programs,” *IEEE Trans. Magn.*, MAG-19 (6), 2474–2477.



- Lewis, C et al 2007. "A direct drive wind turbine HTS generator", IEEE Power Engineering Society General Meeting
- Li, Y., Feng F, Li Y, Song P, Zou S, Wu M, Gu C, Zeng P, and Qu T. 2017. "Numerical Study on AC Loss Characteristics of REBCO Armature Windings in a 15-kW Class Fully HTS Generator", IEEE Trans. Appl. Supercond., 27 (4), 5200206.
- London, H., 1963. "Alternating current losses in superconductors of the second kind", Phys. Lett., 6 (2), 162–165.
- London, F. ve London, H., 1935. The Electromagnetic Equations of the Supraconductor. Proceedings of the Royal Society A, 149 (866), 71–88.
- Lousberg, G. P., Ausloos M., Geuzaine C., Dular P., Vanderbemden P., and Vanderheyden B. 2009. "Numerical simulation of the magnetization of high-temperature superconductors: A 3D finite element method using a single time-step iteration", Supercond. Sci. Technol., 22 (5), 055005.
- Maeda, H, Tanaka Y, Fukutomi M, Asano T. 1988. "A new high- $T_c$  oxide superconductor without a rare earth element", Jpn J Appl Phys, 27(Part 2, No. 2):L209–L210
- Majoros, M, Ye L, Campbell AM, Coombs TA, Sumption MD, Collings EW. 2007a. "Modeling of transport ac losses in superconducting arrays carrying anti-parallel currents", IEEE Trans Appl Supercond., 17 (2), 1803 –1806.
- Majoros M., Ye L., Velichko A. V., Coombs T. A., Sumption M. D., and Colling E. W. 2007b. "Transport AC losses in YBCO coated conductors", Supercond. Sci. Technol. 20 (9), S299–S304.
- Maslouh, M., Bouillault F., Bossavit A., and V erit e J. C. 1997. "From Bean's model to the HM characteristic of a superconductor: Some numerical experiments", IEEE Trans. Appl. Supercond., 7 (3), 3797– 3801.
- Masson, P.J., Soban D.S., Upton E., Pienkos J.E., Luongo C.A. 2005. "HTS motors in aircraft propulsion: design considerations", IEEETrans Appl Supercond.;15 (2), 2218-2221.
- Matthias, B.T., Geballe T.H., Geller S., Corenzwit E. 1954. "Superconductivity of Nb<sub>3</sub>Sn", Phys Rev., 95 (6), 1435.

- Mawatari, Y. 1996. "Critical state of periodically arranged superconducting-strip lines in perpendicular fields", *Physical Review B*, 54 (18), 13215.
- Mawatari, Y. 2011. "Superconducting tubular wires in transverse magnetic fields", *Phys. Rev. B*, 83, 134512.
- Meissner, W. ve Ochsenfeld, R., 1933. Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit. *Naturwissenschaften*, 21 (44), 787–788.
- Miyagi, D., Umabuchi M., Takahashi N., and Tsukamoto O., 2008. "Analysis of effect of nonlinear magnetic property of magnetic substrate on AC transport current loss of HTS coated conductor using FEM", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 18 (2), 1297–1300.
- Miyagi, D., Y. Amadutsumi, N. Takahashi, and O. Tsukamoto, 2007. "FEM analysis of effect of magnetism of substrate on AC transport current loss of HTS conductor with ferromagnetic substrate", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 17 (2), 3167–3170.
- Miyagi, D., Yunoki Y., Umabachi M., Takahashi N., and Tsukamoto O., 2008. "Measurement of magnetic properties of Ni-alloy substrate of HTS coated conductor in LN<sub>2</sub>", *Physica C*, 468 (15–20), 1743–1746.
- Morandi, A., Gholizad B. ve Fabbri, 2016. "Design and Performance of a 1.5MW-5s High Temperature Superconductor Magnetic Storage System", *Supercond. Sci. Technol.*, 29, 015014.
- Nagamatsu, J, Nakagawa N, Muranaka T, Zenitani Y, Akimitsu J. 2001. "Superconductivity at 39k in Magnesium diboride", *Nature*, 410 (6824), 63–64.
- Navau, C., Sanchez A., Del-Valle N., and Chen D. X., 2008. "Alternating current susceptibility calculations for thin-film superconductors with regions of different critical-current densities", *J. Appl. Phys.*, 103 (11), 113907-1-8.
- Nedelec, J. C. 1978. "Computation of eddy currents on a surface in R<sup>3</sup> by finite element methods", *SIAMJ. Numer. Anal.*, 15 (3), 580–594.
- Nguyen, D. N., Ashworth S. P., Willis J. O., Sirois F., and Grilli F. 2010. "A new finite element method simulation model for computing AC loss in roll assisted biaxially textured substrate YBCO tapes", *Supercond. Sci. Technol.*, 23 025001.

- Nguyen, D. N., Coulter J. Y., Willis J. O., Ashworth S. P., Kraemer H. P., Schmidt W., Carter B., and Otto A. 2011. "AC loss and critical current characterization of a noninductive coil of two-in-hand RABiTS YBCO tape for fault current limiter applications", *Supercond. Sci. Technol.*, 24 (3), 035017.
- Nguyen, D. N., Ashworth S. P., and Willis J. O., 2009. "Experimental and finite-element method studies of the effects of ferromagnetic substrate on the total AC loss in a rolling-assisted biaxially textured substrate YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> tape exposed to a parallel AC magnetic field", *J. Appl. Phys.*, 106 (9), 093913-1-7.
- Nguyen, D. N., Ashworth S. P., Willis J. O., Sirois F., and Grilli F., 2010. "A new finite-element method simulation model for computing AC loss in roll assisted biaxially textured substrate YBCO tapes", *Supercond. Sci. Technol.*, 23 (2), 025001.
- Nguyen, D.A., Ashworth S.P., Duckworth R., Carter W., and Fleshler S. 2011. "Measurement of AC Losses and Current Distribution in Superconducting Cables", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 21 (3), 996-1000.
- Nick, W. Grundmann J and Fraunhofer J. 2012. "Test results from Siemens low speed, high-torque HTS machine and description of further steps towards commercialisation of HTS machines", *Phys C*, 482, 105-115.
- Nii, M., Amemiya N., and Nakamura T., 2012. "Three-dimensional model for numerical electromagnetic field analyses of coated superconductors and its application to Roebel cables", *Supercond. Sci. Technol.*, 25 (9), 095011.
- Nitta, T. 2002. *Cryogenics*, 42, 151.
- Noe, M, ve Steurer M. 2007. "High-temperature superconductor fault current limiters: concepts, applications, and development status", *Supercond Sci Technol.*, 20 (3), R15.
- Norris, W. T. 1970. "Calculation of hysteresis losses in hard superconductors carrying ac: Isolated conductors and edges of thin sheets", *J Phys. D Appl. Phys.*, 3 (4), 489-507.
- Obradors, X and Puig T. 2014. "Coated conductors for power applications: materials challenges", *Supercond. Sci. Technol.*, 27, 044003.

Oldenburg, C.M., Borglin S.E., and Moridis G.J. 2000. "Numerical Simulation of Ferrofluid Flow for Subsurface Environmental Engineering Applications", *Transport in Porous Media*, 38, 319–344.

Onnes, H. Kamerlingh, 1913. "Further experiments with liquid helium. H. On the electrical resistance of pure metals etc. (continued). VIII. The sudden disappearance of the ordinary resistance of tin, and the super-conductive state of lead", *Comm. Physical Lab. Leiden*, 133d, 51.

Onnes, K. H., 1911. "Further Experiments with Liquid Helium. On the Change of the Electrical Resistance of Pure Metal at Very Low Temperature", *Leiden Comm.*, 122b, 13–15.

Oomen, M., Herkert, W., Bayer, D., Kummeth, P., Nick, W., Arndt, T. 2012. "Manufacturing and test of 2g-HTS coils for rotating machines: challenges, conductor requirements, realization", *Physica C: Supercond. and Appl.*, 482, 111–118.

OPERA, Electromagnetic Design Software Opera 2D and Opera 3D. [Online]. Available: <http://www.cobham.com>

Ozawa, TC, Kauzlarich SM. 2008. "Chemistry of layered d-metal pnictide oxides and their potential as candidates for new superconductors", *Sci Technol Adv Mater.*, 9 (3), 033003.

Queval L., Zermeno V.M.R., Grilli F., 2016 "Numerical models for ac loss calculation in large-scale applications of HTS coated conductors", *Superconductor Science and Tehnolgy*, 29 (2), 0244007.

Pardo, E., Gömöry F., Šouc J., and Ceballos J. M. 2007. "Current distribution and AC loss for a superconducting rectangular strip with in-phase alternating current and applied field", *Supercond. Sci. Technol.*, 20 (4), 351–364.

Pardo, E., Šouc, J., Frolek, L. 2015b. "Electromagnetic modelling of superconductors with a smooth current–voltage relation: variational principle and coils from a few turns to large magnets", *Superconductor Science and Technology*, 28, 044003.

Pardo, E., Šouc, J., Frolek, L. 2015c. "Electromagnetic modelling of superconductors with a smooth current–voltage relation: variational principle and coils from a few turns to large magnets", *Superconductor Science and Technology*, 28, 044003.

- Pardo, E., Staines, M., Jiang, Z.N., Glasson, N. 2015b. “AC loss modelling and measurement of superconducting transformers with coated conductor Roebel-cable in low-voltage winding. *Supercond. Sci. Technol.* 28 (11), 114008.
- Preis, K., Bardi I., Biro O., Magele C., Vrisk G., and Richter K. R., 1992. “Different finite element formulations of 3D magnetostatic fields”, *IEEE Trans. Magn.*, 28 (2), 1056–1059.
- Prigozhin, L. 1997. “Analysis of critical-state problems in type-II superconductivity”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 7 (4), 3866–3873.
- Prigozhin, L. 1998. “Solution of thin film magnetization problems in type-II superconductivity”, *J. Comput. Phys.*, 144 (1), 180–193.
- Prigozhin, L. 1996. “The Bean model in superconductivity: Variational formulation and numerical solution”, *J. Comput. Phys.*, 129 (1), 190–200.
- Rhyner, J (1993) Magnetic properties and AC-losses of superconductors with power law current–voltage characteristics. *Phys C: Supercond* 212(3-4):292–300
- Rhyner, J. 1998. “Calculation of AC losses in HTSC wires with arbitrary current voltage characteristics”, *Phys. C, Supercond.*, 310 (1–4), 42–47.
- Rogalla, H and Kes P K (ed) 2011. “100 years of Superconductivity” (Boca Ration, FL: CRC)
- Salon, S. J. and Schneider J. M. 1982. “A hybrid finite element-boundary integral formulation of the eddy current problem”, *IEEE Trans. Magn.*, MAG-18 (2), 461–466.
- Sanchez, A. and Navau C. 2001. “Magnetic properties of finite superconducting cylinders. I. Uniform applied field”, *Phys. Rev. B*, 64 (21), 214506-1-10.
- Sirois, F., Roy, F., Dutoit, B. 2009. “Assessment of the computational performances of the semi-analytical method (SAM) for computing 2-D current distributions in superconductors”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 19 (1), 3600–3604.
- Snitchler, G et al 2011. “10 MW class superconductor wind turbine generators”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 21, 1089.

- Stavrev, S., 2002. “Modelling of high temperature superconductors for AC power applications,” Ph.D. dissertation, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne, Switzerland,
- Stavrev, S., B. Dutoit, and N. Nibbio, 2002. “Geometry considerations for use of Bi-2223/Ag tapes and wires with different models of  $J_c(B)$ ”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 12 (3), 1857–1865.
- Stenvall, A. and Tarhasaari T. 2010a. “An eddy current vector potential formulation for estimating hysteresis losses of superconductors with FEM”, Supercond. Sci. Technol., 23 (12), 125013.
- Stenvall, A. and Tarhasaari T. 2010b. “Programming finite element method based hysteresis loss computation software using non-linear superconductor resistivity and  $T-\phi$  formulation”, Supercond. Sci. Technol., 23 (7), 075010.
- Takács, S. 1997. “AC losses in superconducting cables and their expected values in magnetic systems”, Supercond. Sci. Technol., 10 (10), 733–748.
- Takeda, N., Uesaka M., and Miya K., 1994. “Computation and experiments on the static and dynamic characteristics of high  $T_c$  superconducting levitation”, Cryogenics, 34 (9), 745–752.
- Takeuchi, K., Amemiya N., Nakamura T., Maruyama O., and Ohkuma T. 2011. “Model for electromagnetic field analysis of superconducting power transmission cable comprising spiraled coated conductors”, Supercond. Sci. Technol., 24 (8), 085014.
- Tarhasaari, T., Koski A., Forsman K., and Kettunen L., 1998. “Hybrid formulations for eddy current problem with moving objects”, IEEE Trans. Magn., 34 (5), 2660–2663.
- Thakur, K. P., Staines M. P., Lakshmi L. S., ve Long N. J. 2009. “Numerical computation of AC losses and flux profiles in high-aspect-ratio superconducting strips in perpendicular AC magnetic field”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 19 (6), 3770–3778.
- Tonsho, H., Fukui S., Sato T., Yamaguchi M., Torii S., Takao T., and Ueda K. 2003. “Theoretical and experimental study on AC loss in HTS tape in AC magnetic field carrying AC transport current”, IEEE Trans. Appl. Supercond., 13 (2), 2368–2371.

- Uglietti, D., Kitaguchi H., Choi S. Kiyosi T. 2009. "Angular Dependence of Critical current density in Coated Conductors at 4.2 K and Magnet Design", IEEE Transc. on Appl. Supercond., 19 (3), 2909-2912.
- Vanderbemden, P, Dorbolo S, Hari-Babu N, Ntatsis A, Cardwell DA, Campbell A.M. 2003. "Behavior of bulk melt-textured YBCO single domains subjected to crossed magnetic fields", IEEE Trans Appl Supercond., 13 (2), 3746–3749.
- Vanderbemden P., Hong Z., Coombs T. A., Ausloos M., Babu N. H., Cardwell D. A., and Campbell A. M., 2007. "Remagnetization of bulk high-temperature superconductors subjected to crossed and rotating magnetic fields", Supercond Sci Technol., 20 (9), S174–S183
- Vanderbemden, Ph, Hong Z, Coombs TA, Denis S, Ausloos M, Schwartz J, Rutel IB, Hari Babu N, Cardwell DA, Campbell AM (2007) Behavior of bulk high-temperature superconductors of finite thickness subjected to crossed magnetic fields: experiment and model. Phys Rev B 75(17):174515
- Vellego, G. and Metra P. 1995. "An analysis of the transport losses measured on HTSC single-phase conductor prototypes", Supercond. Sci. Technol., 8 (6), 476–483.
- Vérité, J. C. 1979. "Computation of eddy currents on the alternator output conductors by a finite element method", Int. J. Elect. Power Energy Syst., 1 (3), 193–198.
- Westinghouse Electric Corporation 1977. "Westinghouse superconducting generator design EPRI Final Report EL- 577", Project RP429 Electric Power Research Institute
- Wilson, M. N. 2008 "NbTi superconductors with low AC loss: A review," Cryogenics, 48 (7/8), 381–395.
- Woodson, H H, Stekly Z J J and Halas E. 1966. "A study of alternators with superconducting field windings: I. Analysis", IEEE Trans. Power Appar. Syst., 85, 264–74.
- Wu, G, Xie YL, Chen H, Zhong M, Liu RH, Shi BC, Li QJ, Wang XF, Wu T, Yan YJ, Ying JJ, Chen XH. 2009. "Superconductivity at 56 K in Samarium-doped SrFeAsF", Condens Matt., 21, 142203.

Wu, MK, Ashburn JR, Torng CJ, Hor PH, Meng RL, Gao L, Huang ZJ, Wang YQ, Chu CW. 1987. "Superconductivity at 93 k in a new mixed-phase y-ba-cu-o compound system at ambient pressure", *Phys Rev Lett.*, 58 (9), 908–910.

Yazawa, T., Rabbers J. J., ten Haken B., ten Kate H. H. J., and Yamada Y. 1998. "Numerical calculation of current density distributions in high temperature superconducting tapes with finite thickness in self field and external field", *Phys. C, Supercond.*, 310 (1–4), 36–41.

Yuan, W, Xian W, Ainslie MD, Hong Z, Yan Y, Pei R, Jiang Y, Coombs TA. 2010. "Design and test of a superconducting magnetic energy storage (SMES) coil", *IEEE Trans Appl Supercond.*, 20 (3), 1379–1382.

Zehetmayer, M., Eisterer M., and Weber H. W. 2006. "Simulation of the current dynamics in a superconductor induced by a small permanent magnet: Application to the magnetoscan technique", *Supercond. Sci. Technol.*, 19 (7), S429–S437.

Zeldov, E, John R. Clem, McElfresh M, Darwin M. 1994. "Magnetization and transport currents in thin superconducting films", *Phys Rev B*, 49 (14), 9802–9822.

Zermeno, V.M.R., Grilli, F. 2014. "3D modeling and simulation of 2G HTS stacks and coils", *Supercond. Sci. Technol.*, 27, 044025.

Zhang, M., Kvitkovic J., Kim J.-H., Kim C.-H., Pamidi S. V., and Coombs T. A. 2012a. "Alternating current loss of second-generation high temperature superconducting coils with magnetic and non-magnetic substrate", *Appl. Phys. Lett.*, 101 (10), 102602-1–4.

Zhang, M. and Coombs T. A. 2012. "3D modeling of high-  $T_c$  superconductors by finite element software", *Supercond. Sci. Technol.*, 25 (1), 015009.

Zhang Y. 2014a. "Mechanical and electromechanical properties of IBAD-MOCVD-based REBCO coated conductors," International Workshop on Coated Conductors for Applications (CCA2014), December 1, 2014, Jeju, South Korea.

Zhang Y., Hazelton D.W., and Sakamoto H., 2015, "Irreversible tensile stress of 2G HTS wires made by IBAD-MOCVD on Hastelloy substrates," 2015 Cryogenic Engineering Conference and International Cryogenic Materials Conference (CEC-ICMC2015), June 28-July 2, 2015, Tucson, AZ, USA.



## ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler	
Adı Soyadı	Sefer ÇELİK
Doğum Yeri	Kırşehir
Doğum Tarihi	07.01.1988
Uyruğu	<input checked="" type="checkbox"/> T.C. <input type="checkbox"/> Diğer:
Telefon	0090 506 716 09 30
E-Posta Adresi	sefercelik@outlook.com



Eğitim Bilgileri	
Lisans	
Üniversite	Kocaeli Üniversitesi
Fakülte	Mühendislik Fakültesi
Bölümü	Metalurji ve Malzeme Mühendisliği
Mezuniyet Yılı	2014

Yüksek Lisans	
Üniversite	Ahi Evran Üniversitesi
Enstitü Adı	Fen Bilimleri Enstitüsü
Anabilim Dalı	İleri Teknolojiler Anabilim Dalı
Programı	Metalurji ve Malzeme Mühendisliği

Makale ve Bildiriler	
<b><i>Uluslararası Konferans ve Sempozyumlar</i></b> Şükrü YILDIZ, Sefer ÇELİK and Fedai İNANIR, "The Current Status of the Wind Energy and Superconducting Wind Tribune Applications" HORA 2019, S.75, 5-7 Temmuz 2019, Nevşehir, Türkiye	