

T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

SÜPERİLETKEN RÜZGAR TÜRBİNİ JENERATÖRLERİNİN
ELEKTROMANYETİK TERMAL VE MEKANİK
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Abdurrahman ERCİYAS

DOKTORA TEZİ

Fizik Anabilim Dalı

Fizik Programı

Danışman

Prof. Dr. Fedai İNANIR

Eş Danışman

Doç. Dr. Önder YARGI

Kasım, 2022

T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

SÜPERİLETKEN RÜZGAR TÜRBİNİ JENERATÖRLERİNİN
ELEKTROMANYETİK TERMAL VE MEKANİK
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Abdurrahman ERCİYAS tarafından hazırlanan tez çalışması 23.11.2022 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı, Fizik Programı **DOKTORA TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Fedai İNANIR
Yıldız Teknik Üniversitesi
Danışman

Doç. Dr. Önder YARGI
Yıldız Teknik Üniversitesi
Eş-Danışman

Jüri Üyeleri

Prof. Dr. Fedai İNANIR, Danışman

Yıldız Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Tuğrul HAKİOĞLU, Üye

İstanbul Teknik Üniversitesi

Doç. Dr. Murat ÇALIŞKAN, Üye

Yıldız Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Ahmet Faruk BAKAN, Üye

Yıldız Teknik Üniversitesi

Doç. Dr. Rıfki TERZİOĞLU, Üye

Bolu İzzet Baysal Üniversitesi

Danışmanım Prof. Dr. Fedai İNANIR sorumluluğunda tarafımda hazırlanan süperiletken rüzgar türbini jeneratörlerinin elektromanyetik termal ve mekanik özelliklerinin incelenmesi başlıklı çalışmada veri toplama ve veri kullanımında gerekli yasal izinleri aldığımı, diğer kaynaklardan aldığım bilgileri ana metin ve referanslarda eksiksiz gösterdiğimi, araştırma verilerine ve sonuçlarına ilişkin çarpıtma ve/veya sahtecilik yapmadığımı, çalışmam süresince bilimsel araştırma ve etik ilkelerine uygun davrandığımı beyan ederim. Beyanımın aksinin ispatı halinde her türlü yasal sonucu kabul ederim.

Abdurrahman ERCİYAS

İmza

*Aileme
ve
biricik eşime*



TEŞEKKÜR

Doktora tezimin hazırlanması sırasında desteğini ve yardımlarını hiçbir zaman esirgemeyen danışman hocam Prof. Dr. Fedai İNANIR'a ve eş danışmanım Doç. Dr. Önder YARGI'ya, araştırmanın yürütülmesi sırasında önerilerini ve katkılarını esirgemeyen Prof. Dr. Tuğrul HAKİOğLU'na ve Doç. Dr. Murat ÇALIŞKAN'a, doktora eğitimim ve tez çalışmam sırasında bana cesaret veren, beni destekleyen bütün hocalarıma ve arkadaşlarıma, sürekli yanımda olduğunu bana hissettiren ve beni her zaman destekleyen sevgili eşim Şeyma'ya ve beni yetiştirip bugünlere getiren aileme çok teşekkür ederim.

Abdurrahman ERCİYAS

İÇİNDEKİLER

SİMGE LİSTESİ	viii
KISALTMA LİSTESİ	xii
ŞEKİL LİSTESİ	xiii
TABLO LİSTESİ	xviii
ÖZET	xvii
ABSTRACT	xixix
1 GİRİŞ	1
1.1 Literatür Özeti.....	1
1.2 Tezin Amacı	4
1.3 Hipotez	5
2 GENEL BİLGİLER	6
2.1 Süperiletkenliğin Tarihi	6
2.2 Süperiletkenlerin Modellenmesi.....	9
2.2.1 Kritik Hal Modelleri.....	9
2.2.2 Bean Modeli	10
2.2.3 Kim-Anderson Modeli.....	11
2.2.4 E-J Kuvvet Yasası	12
2.2.5 Süperiletken Dilim Modeli.....	13
2.2.6 Sonlu Elemanlar Metodu Modellemesi	15
2.3 Gereç ve Yöntem	18
2.3.1 A-V Formülasyonuna Dayalı Yöntem	18
2.3.2 H Formülasyonu.....	20
2.3.3 Süperiletken Isıl Analizi için Geliştirilen Yöntem.....	21
2.3.4 Süperiletkendeki Yanal ve Dikey Kuvvetlerin Analizi için Geliştirilen Yöntem	22
3 YSS-RTJ TASARIMLARI	23
3.1 10 MW YSS-RTJ Tasarımı	23
3.1.1 Temel Tasarım Parametreleri	23
3.1.2 Stator Tasarımı	24
3.2 Rotor ve YSS Alan Sargı Tasarımı	33
3.2.1 Jeneratör Modelinin FEM Analizi Sonuçları	36
3.3 8 MW YSS-RTJ Tasarımı	42

3.3.1 8 MW Jeneratörün Stator Tasarımı	42
3.3.2 12 Kutuplu Rotor ve YSS Alan Sargı Tasarımı	46
3.3.3 8 MW YSS-RTJ Tasarım Parametreleri ve Çalışma Karakteristikleri	47
3.3.4 8 MW YSS-RTJ'nin Elektromanyetik FEM Analizi.....	48
4 YSS JENERATÖRÜN SÜPERİLETKENLİK ANALİZLERİ	53
4.1 Rotor Süperiletken Bobinlerin Elektromanyetik Analizi	53
4.1.1 AV- ve H- Formülasyonlarının Sonuçlarının Karşılaştırılması.....	64
4.1.2 Süperiletken Rotor Bobinlerinde Akım Boşaltılması Sırasında Oluşan Kayıpların Hesaplanması	77
4.2 Süperiletken DA Rotor Bobinlerinin Şarj ve Deşarj Elektro-Termal Analizi	82
4.3 Jeneratör Rotor Bobinlerinin Elektro-Mekanik Özelliklerinin İncelenmesi ..	99
5 SONUÇ VE ÖNERİLER	108
KAYNAKÇA	112
TEZDEN ÜRETİLMİŞ YAYINLAR	125

SİMGE LİSTESİ

T	Akım Vektör Potansiyeli
J_f	Alan Sargı Akım Yoğunluğu
I_f	Alan Sargı Uyarma Akımı
R_f	Alan Sargısı Yarıçapı
N_f	Alan Sarım Sayısı
n	Anma Deviri
t_y	Arka Gövde Kalınlığı
R_a	Armatür Sargısı Ortalama Yarıçapı
J_{cu}	Bakır Akım Yoğunluğu
P_{cu}	Bakır Kaybı
S_{cu}	Bakır Tel Kesit Alanı
H_{c1}	Birinci Kritik Manyeti Alan
E_m	Boşta Çalışmada Maksimum emk
Q	Çıkış Gücü
P_{cl}	Demir Kaybı
k_f	Demir Paketleme Katsayısı
B_{sat}	Demir Satürasyon Akı Yoğunluğu
H_0	Dış Manyetik Alan
ϵ_r	Dielektrik Sabiti
R_u	Domain Sınırının Yarıçapı
J_0	E_0 Değerinde Kritik Akım Yoğunluğu
k_e	Ek Kayıp Katsayısı
L	Eksenel Makine Uzunluğu
E	Elektrik Alan
V	Elektriksel Skaler Potansiyel
I_p	Etkin Faz Akımı
E_p	Etkin Faz Voltajı
N_p	Faz Başına Seri Sarımların Sayısı
R_{cu}	Faz Sargı Direnci

V_p	Faz-faz Çizgi Voltajı
f	Frekans
ϵ	Gerilme
l_g	Hava Aralığı Uzunluğu
k_h	Histeresiz Kayıp Katsayısı
k	Isıl İletkenlik Katsayısı
Q_h	Isıya Dönüşen Enerji
H_{c2}	İkinci Kritik Manyetik Alan
σ	İletkenlik
B_m	Jeneratör İçinde Maksimum Manyetik Akı Yoğunluğu
J_c	Kritik Akım Yoğunluğu
E_c	Kritik Elektrik Alan
H_c	Kritik Manyetik Alan
T_c	Kritik Sıcaklık
τ_p	Kutup Adımı
b_p	Kutup Ayağı Uzunluğu
p	Kutup Çifti Sayısı
$2p$	Kutup Sayısı
E_0	Kuvvet Yasası Alan Sabiti
d	Laminasyon Kalınlığı
f_L	Lorentz Kuvvet Yoğunluğu
α	Malzeme Sabiti
B	Manyetik Akı Yoğunluğu
B_δ	Manyetik Akı Yoğunluğu Genliği
H	Manyetik Alan
μ	Manyetik Alınganlık
Ω	Manyetik Skaler Potansiyel
A	Manyetik Vektör Potansiyel
μ_r	Nispi Manyetik Geçirgenlik
\hat{n}	Normal Vektör
z_s	Oluk Başına İletken Sayısı
b_s	Oluk Genişliği

S_s	Oluk Kesit Alanı
s	Oluk Sayısı
h_s	Oluk Yüksekliği
ρ	Özdirenç
q	Renk Adımı
b_r	Rotor Oluk Genişliği
S_{rs}	Rotor Oluk Kesit Alanı
h_r	Rotor Oluk Yüksekliği
R_r	Rotor Yarıçapı
C_p	Sabit Basınçta Süperiletkenin Özısıısı
n_s	Saniye Başına Devir
k_w	Sargı Faktörü
λ_s	Sargı Paketleme Faktörü
μ_0	Serbest Uzayın Manyetik Geçirgenliği
T	Sıcaklık Alanı
k_N	Sıvı Azotun Isıl İletkenlik Katsayısı
ρ_N	Sıvı Azotun Kütlesele Yoğunluğu
C_{pN}	Sıvı Azotun Sabit Basınçta Özısıısı
A_s	Spesifik Elektrik Yükleme
B_s	Spesifik Manyetik Yükleme
R_{s1}	Stator Arka Gövde İç Yarıçapı
R_{s2}	Stator Dış Yarıçapı
R_s	Stator İç Yarıçapı
w_{sc}	Süperiletken Kalınlığı
n	Süperiletken Üs Katsayısı
h_{sc}	Süperiletken Yüksekliği
x_0	Süperiletkende Nüfuz Derinliği
J_s	Süperiletkendeki Akım Yoğunluğu
\mathbf{H}_{sc}	Süperiletkendeki Akımın Oluşturduğu Manyetik Alan
E_s	Süperiletkendeki Elektrik Alan
ρ_{sc}	Süperiletkenin Kütlesele Yoğunluğu
Δ	Tekillikten Kaçınma Sabiti

B_y y-ekseninde Manyetik Akı Yoğunluğu
 u Yerdeğiştirme Alanı
 J_z z-ekseninde Akım Yoğunluğu



KISALTMA LİSTESİ

2N	2. Nesil
AA	Alternatif Akım
BCS	Barden Cooper Schrieffer
BSCCO	Bizmut Stronsiyum Kalsiyum Bakır Oksit
DA	Doğru Akım
DSS	Düşük Sıcaklık Süperiletken
emk	Elektromotor Kuvveti
FEM	Sonlu Elemanlar Metodu
MMEP	Minimum Manyetik Entropi Üretimi
MMEV	Minimum Manyetik Enerji Varyasyonu
mmk	Manyetomotor Kuvveti
REBCO	Nadir Toprak Elementi Baryum Bakır Oksit
RMS	Kare Ortalamaların Karekökü
RTJ	Rüzgâr Türbin Jeneratör
YBCO	Yitriyum Bakır Oksit
YSS	Yüksek Sıcaklık Süperiletken

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1 Yıllara göre bilinen elementer süperiletkenler	6
Şekil 2.2 Meissner etkisi	7
Şekil 2.3 II. Tip süperiletkenler için manyetik alana bağlı faz geçişleri	8
Şekil 2.4 Yarı-sonsuz süperiletken kalıp modeli.....	10
Şekil 2.5 Bean modelinde akım yoğunluğu ve manyetik akı yoğunluğunun değişimi.....	11
Şekil 2.6 Farklı n değerleri için süperiletken akım-gerilim ilişkisi	13
Şekil 2.7 Dilim modeli H ve J değişimleri.....	14
Şekil 2.8 Sonsuz süperiletken için hesaplama bölgeleri.....	17
Şekil 2.9 $I(t)$ akımını taşıyan süperiletken şeritin modellenmesi	19
Şekil 2.10 $B_a(t)$ alanına dik veya paralel süperiletken şeritin modellemesi	19
Şekil 3.1 Stator sargı radyal dağılımı.....	25
Şekil 3.2 D ve L'nin belirlenmesi için kullanılan algoritma	28
Şekil 3.3 Sargı tasarımı	31
Şekil 3.4 Statorun temel bileşenleri.....	32
Şekil 3.5 Stator tasarımı	33
Şekil 3.6 Rotor tasarımı.....	35
Şekil 3.7 Alan sargı uzunlukları.....	35
Şekil 3.8 YSS-RTJ'nin iki boyutlu kesiti	36
Şekil 3.9 Modelin örgülemesi	37
Şekil 3.10 Manyetik akı yoğunluğu dağılımı	38
Şekil 3.11 R_a 'da manyetik akı yoğunluğu büyüklüğü	38
Şekil 3.12 Boşta çalışma durumunda faz voltajları	39
Şekil 3.13 Yüklü durumda faz voltajları	39
Şekil 3.14 Yüklü durumda faz akımları	40
Şekil 3.15 Demir kaybının dağılımı	41
Şekil 3.16 Güç çıkışı ve bakır sargı kaybı.....	42
Şekil 3.17 126 oluklu sargının radyal dağılımı	43
Şekil 3.18 8 MW armatür sargısı tasarımı	45

Şekil 3.19 8 MW jeneratörün statorunun 2 boyutta dilim kesiti	46
Şekil 3.20 12 kutuplu rotorda YSS bobin boyutları	46
Şekil 3.21 8 MW YSS-RTJ'nin iki boyutlu kesiti	48
Şekil 3.22 8 MW jeneratör modelinin örgülemesi	49
Şekil 3.23 8 MW jeneratör manyetik akı yoğunluğu dağılımı	49
Şekil 3.24 Armatür sargısında manyetik akı yoğunluğu büyüklüğü	50
Şekil 3.25 8 MW jeneratör yüklü durumda faz voltajları	50
Şekil 3.26 8 MW jeneratör faz akımları	51
Şekil 3.27 8 MW jeneratör hacimsel demir kaybı yoğunluğu dağılımı	51
Şekil 4.1 Tasarlanan jeneratörün rotorunda manyetik alan üretecek bobinlerin 3 boyutlu gösterimi	54
Şekil 4.2 3 boyutlu alan sargısının 2-boyutlu yapıya indirgenmesi	54
Şekil 4.3 Hesaplamalarda denenen ayırıklaştırma yönteminin şematik gösterimi	55
Şekil 4.4 Süperiletken bobin yığınların hesaplamalarında elde edilen en optimal örgüleme	57
Şekil 4.5 Farklı zaman sabiti değerleri için süperiletken pankek bobinleri şarj akımlarının biçimi	58
Şekil 4.6 Rotor süperiletken bobinlerde akım aktivasyonu süresince H- ve A-V formülasyonları ile hesaplanan anlık kayıpların karşılaştırılması	65
Şekil 4.7 Süperiletken rotor bobinlerinde H- ve A-V formülasyonları kullanılarak hesaplanan AA kayıpların karşılaştırılması	66
Şekil 4.8 H-formülasyonu sonuçları ile denklem (4.17) fit denklemi ile karşılaştırılması	67
Şekil 4.9 Rotor DA alan süperiletken bobinleri üzerindeki akım dağılımları	69
Şekil 4.10 $t=10, 20, 40, 60, 80, 100$ s anlarında akım aktivasyonu sırasında süperiletken bobinlerin etrafında ve üzerinde manyetik alan dağılımları	70
Şekil 4.11 5. $t=10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100$ s'lerde beşinci bobinin ortasından geçen eksen boyunca bir boyutta akım dağılımı	71
Şekil 4.12 Akım uygulanması sırasında H-formülasyonu ile hesaplanan her bir bobindeki anlık AA kayıpların karşılaştırılması	72

Şekil 4.13 Akım artışı süresince her bir bobin tabakasında ortaya çıkan toplam kayıp oranlarının karşılaştırılması.....	73
Şekil 4.14 Rotor süperiletken manyetik alan bobinlerinde akım aktivasyonu süresince her 10 s ortaya çıkan anlık hacimsel kayıp yoğunluğunun bobin yüzeylerine dağılımı	74
Şekil 4.15 Farklı zaman sabiti $\tau = L/R$, değerleri için süperiletken jeneratöründe hesaplanan ortalama kayıpların karşılaştırılması	76
Şekil 4.16 Farklı zaman sabiti τ değerleri için akım artışı sırasında $t= 50$ s seçilerek süperiletken jeneratörün DA rotor bobin kesit alanında simüle edilen akım dağılımları	77
Şekil 4.17 Akım azaltılması sırasında her bir bobin tabakasında hesaplanan anlık kayıpların karşılaştırılması	79
Şekil 4.18 $\tau = 20$ s seçilerek transport akım azalışı sırasında her bir tabakada oluşan toplam kayıpların yüzdelik karşılaştırılması.....	79
Şekil 4.19 Her YSS şeritte DA akım $I_{max} = 200$ A'den itibaren, akımın eksponensiyel biçimde azaltılması sonucunda, jeneratör bobin kesitinde hesaplanan J_z akım dağılımları	81
Şekil 4.20 Termal analizi için kullanılan süperiletken bobin yığınlarının kesit görünümü.....	84
Şekil 4.21 (a) Bakır stabilizatörün (b) Hastelloy ferromanyetik tabakanın öz direncinin sıcaklıkla değişimi.....	86
Şekil 4.22 Simülasyonlarda kullanılan (a) bakır stabilizatörün (b) Hastelloy altlığın öz ısının sıcaklıkla değişimi.....	87
Şekil 4.23 Sıcaklığın fonksiyonu olarak (a) bakır stabilizatörün (b) hastelloy altlığın termal iletkenliğin değişimi	87
Şekil 4.24 Süperiletken tabakanın (a) öz ısı (b) termal iletkenlik katsayısının sıcaklıkla değişimi.....	88
Şekil 4.25 Ortamın soğutmasını sağlayan sıvı azotun sıcaklığa bağlı (a) termal iletkenliği (b) özgül ısısı	88
Şekil 4.26 Süperiletken bobinlerin hız alanları (a) $v_x = 0$ ve $v_y = 0$ $t \sim 14$ s, (b) 2 m/s, $v_y = 2$ m/s $t = \sim 22$ (c) $v_x = 4$ m/s, $v_y = 4$ m/s $t = \sim 46$ s rotor bobinlerde ısı dağılımları.....	89

Şekil 4.27 Süperiletken jeneratörün DA bobin kesiti üzerindeki her akım artışı süresince 10 s'de çıkan sıcaklık dağılımları	89
Şekil 4.28 Zaman sabiti $\tau = 20$ s seçilerek akım artışı sırasında her 10 s en üstteki 10. bobinin tam orta ekseninden geçen noktalar boyunca sıcaklık dağılımı	92
Şekil 4.29 Zaman sabiti $\tau = 20$ s ve akım uygulanma zamanı $t=30$ s seçilerek akım artışı sırasında her bir bobinin tam orta eksenlerinden geçen hat boyunca hesaplanan sıcaklık dağılımı	93
Şekil 4.30 Azalan akım durumları için süperiletken rotor bobinlerinde sıcaklık dağılımları	94
Şekil 4.31 Zaman sabiti $\tau = 20$ s seçilerek akım azaltılması sırasında her 10 s en üstteki 10. bobinin tam orta eksenlerinden geçen noktalar boyunca sıcaklık dağılımı	95
Şekil 4.32 Zaman sabiti $\tau = 20$ s ve akım uygulanma zamanı $t=30$ s seçilerek akım azalışı sırasında her bir bobinin tam orta eksenlerinden geçen hat boyunca hesaplanan sıcaklık dağılımları.....	96
Şekil 4.33 Farklı sıvı azot hızları için süperiletken rotor bobin kesitinde sıcaklık dağılım profilleri.....	97
Şekil 4.34 Farklı sıvı azot akış hızları için alan artışı süresince bobin kesitinde meydana gelen maksimum sıcaklık değerleri.....	98
Şekil 4.35 Akım artırılması sırasında her 10 s süperiletken rotor bobin kesitinde Lorentz kuvvetinden kaynaklanan stresin x bileşeni	103
Şekil 4.36 Akım artışı sırasında her 10 s süperiletken rotor bobin kesitinde Lorentz Kuvvetinden kaynaklanan stresin y-bileşeninin dağılımı	103
Şekil 4.37 $\tau = 20$ s ve $t = 30$ s alınarak bobin yığınlarının tam orta hat boyunca, (a) yatay yöndeki stres dağılımı ξ_x (b) düşey yöndeki stres dağılımı ξ_y	105
Şekil 4.38 Farklı akım artış hızları için bobin kesitinde ilk sütun düşey, ikinci sütun yatay yöndeki stres dağılımı.....	106
Şekil 4.39 Farklı akım artış hızları için (a) yatay yöndeki maksimum stres dağılımı, $\xi_{x,Max}$ (b) düşey yöndeki maksimum stres dağılımı $\xi_{y,Max}$	107

TABLO LİSTESİ

Tablo 2.1 Sıvı azotun ısı parametreleri.....	22
Tablo 3.1 Temel tasarım parametreleri	23
Tablo 3.2 Uzay harmonikleri.....	25
Tablo 3.3 Matlab program girdileri	27
Tablo 3.4 D ve L'nin belirlenmesinde kullanılan Matlab kodu	29
Tablo 3.5 Stator fiziksel boyutları	32
Tablo 3.6 Rotor fiziksel boyutları ve tasarım parametreleri.....	36
Tablo 3.7 Jeneratör çalışma karakteristiği.....	41
Tablo 3.8 8 MW Jeneratör temel tasarım parametreleri	43
Tablo 3.9 8 MW jeneratörün temel boyutlarının belirlenmesinde kullanılan Matlab kodu	44
Tablo 3.10 8 MW YSS-RTJ boyutları ve tasarım parametreleri.....	48
Tablo 3.11 8 MW jeneratörün çalışma karakteristiği.....	52
Tablo 4.1 Rotor hesaplamalarında kullanılan parametreler.....	58
Tablo 4.2 Kaplı iletkenleri oluşturan malzemelerin mekaniksel özellikleri	101

Süperiletken Rüzgar Türbini Jeneratörlerinin Elektromanyetik Termal ve Mekanik Özelliklerinin İncelenmesi

Abdurrahman ERCİYAS

Fizik Anabilim Dalı

Doktora Tezi

Danışman: Prof. Dr. Fedai İNANIR

Eş-Danışman: Doç. Dr. Önder YARGI

Dünya üzerinde elektrik talebi günden güne artarken nükleer atıkların depolanması günümüzde hala sorun teşkil etmekte ve fosil yakıt tüketimine bağlı olarak çevre, küresel olarak ciddi zarar görmektedir. Bu nedenle yenilenebilir enerji kaynaklarından elektrik enerjisi üretimi ulusal ve uluslararası yasalarla teşvik edilmekte ve küresel eğilim bu yönde hız kazanmaktadır. Bu tezin amacı 10 MW gücünde bir rüzgâr türbin jeneratörünün (RTJ) tasarımı için genel bir yol belirlemek ve bu yolu takip ederek uygun tasarımı yapmaktır. Bununla birlikte A-V formülasyonuna dayalı yeni bir yöntem geliştirmek ve bu yöntemle tasarımın elektromanyetik, termal ve mekanik olarak analizini gerçekleştirmektir. Rotor sargıları için Yüksek Sıcaklık Süperiletken (YSS) kaplamalı iletkenler ile yenilikçi bir 10 MW düşük hızlı, doğrudan tahrikli süperiletken jeneratörün temel tasarım parametrelerini belirledik. Simülasyonlarda, jeneratörün süperiletken sargıları bulunan bir kompozit rotoru vardır. Manyetik perdeleme için stator ferromanyetik elektrik çeliğinden yapılmıştır. Rotor çekirdeği ve stator oda sıcaklığındayken süperiletken bobinler 20 K'de çalışmaktadır. Hesaplamalar, sonlu elemanlar yöntemiyle Comsol Multiphysics programı kullanılarak yapılmıştır. Süperiletken

jeneratörün elektromanyetik tasarım parametreleri, manyetik akı dağılımları, faz akımı, gerilim ve kayıp dağılımları hesaplanmıştır. Ayrıca süperiletken alan sargısında akım artışı sırasında ortaya çıkan AC kayıpları, süperiletkenin lineer olmayan akım-gerilim ilişkisini kullanan Maxwell denklemlerinin hem H- hem de AV- formülasyonları kullanılarak ayrı ayrı hesaplanmıştır. Süperiletken bobinlerin akım dağılımı ve manyetik alan dağılımı, hacimsel kayıp yoğunluğunun dağılımı ve her bir bobin tabakası kayıplarının karşılaştırılması detaylı olarak incelenmiş ve tartışılmıştır. Son olarak süperiletken sargının termal ve mekanik özellikleri analiz edilmiştir.

Anahtar Kelimeler: yüksek sıcaklık süperiletken, rüzgar türbini jeneratörü, H- ve A-V formülasyonu, sonlu elemanlar yöntemi, YSS döner makineler

Electromagnetic Thermal and Mechanical Study of Superconducting Wind Turbine Generators

Abdurrahman ERCIYAS

Department of Physics

Doctor of Philosophy Thesis

Supervisor: Prof. Dr. Fedai İNANIR

Co-supervisor: Assoc. Prof. Dr. Önder YARGI

While the demand for electricity in the world is increasing day by day, the storage of nuclear waste is still a problem today and the environment is seriously damaged on a global scale due to fossil fuel consumption. For this reason, electricity generation from renewable energy sources is encouraged by national and international laws, and the global trend in this direction is gaining momentum. The aim of this thesis is to present a general approach for the design of a 10MW wind turbine generator (WTG) and to create a suitable design based on it. In addition, studies have been carried out to develop a new analysis method based on the **A-V** formulation that can be used for electromagnetic, thermal and mechanical analysis. For this purpose, the basic design parameters of an innovative 10MW, low-speed, direct-drive superconducting generator with High Temperature Superconductor (HTSC) coated rotor winding conductors were established. The simulations were run with a composite rotor generator containing superconducting windings. The stator was made of ferromagnetic electrical steel for magnetic shielding. The superconducting coils operated at 20K while the rotor core and stator were at room temperature. Calculations were performed using the finite element method via Comsol Multiphysics software. Electromagnetic design

parameters, magnetic flux distributions, phase current, voltage and loss distributions of the superconducting generator were calculated. In addition, the AC losses that occur during the current increase in the superconducting field winding were calculated using both the H- and **A-V** formulations of Maxwell's equations using the non-linear current-voltage relationship of the superconductor. The current distribution and magnetic field distribution of the superconducting coils, the distribution of the volumetric loss density and the comparison of the losses of each coil layer were examined and discussed in detail. Finally, the thermal and mechanical properties of the superconducting winding were analysed.

Key words: high temperature superconductor, wind turbine generator, H- and **A-V** formulation, finite element method, HTS rotating machines

1.1 Literatür Özeti

1960'ların sonlarında kararlı süperiletken tellerin üretilmeye başlanması, süperiletken döner makineler uygulamalarını mümkün kılmıştır [1]. İlk süperiletken teller doğru akım (DA) taşıyabildikleri için döner makinelerde DA akım taşıyan alan sargılarında süperiletkenler kullanılmıştır. Bu uygulamalar büyük senkron motorlar, jeneratörler ve DA makineleriydi.

Konvansiyonel döner makinelerde, hava aralığı manyetik akı yoğunluğu demir çekirdeklerin satürasyon değerleriyle sınırlıdır. Süperiletken makinelerde manyetik olmayan malzemelerden yapılan sargı çekirdekleri, hava aralığında daha yüksek manyetik tork değerlerine ulaşılmasını mümkün kılar. Konvansiyonel makinelerde direnç kayıpları, alan ve armatür bakır kayıplarına eşittir. Bakır alan sargısı yerine süperiletken sargılar kullanmak, istenilen verime ulaşılmasını sağlayabilir. Buradan hareketle büyük senkron jeneratör tasarımları General Electric [2], Westinghouse [3], Super-GM [4], [5] vb. şirketler tarafından üretilmiştir.

Niyobyum-titanyum (NbTi) rotor sargısı kullanılan farklı rotorlu 70 MW jeneratör projeleri Super-GM tarafından hayata geçirilmişse de soğutma sistemlerindeki yetersizlik, pahalılık ve süperiletkende meydana gelen kararsızlıklar nedeniyle bu projeler ekonomik olarak ilgi çekmemiştir.

1986'da yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin (YSS) keşfi, bu yeni süperiletkene göre döner makinelerin geliştirilmesi için bir ivme sağlamıştır. Özellikle daha yüksek sıcaklıklarda (25-77 K) çalışmalarının soğutma maliyetlerini düşürmesi ile tam boyutlu ve düşük hızla çalışan motor, jeneratör gibi YSS teknolojileri geliştirilmesinin önünü açmıştır.

Amerikan Süperiletken Şirketi (AmSC), 2000'nin başlarında 36.5 MW'lık ve 120 rpm gemi itme motoru tasarlamıştır. Senkron motorun rotorunda hava çekirdekli alan sargısı olarak YSS kullanılmıştır. Statorda da demir dişler kullanılmamış,

soğutma sıvısı olarak dielektrik bir malzeme kullanılmıştır [6]. Motorun torku 2750 kNm'dir. Bu çalışma tüm süperiletkenlik uygulamaları açısından ilham kaynağı olmuştur.

Siemens'in 4 MW'lık gemi itme motoru, 320 kNm'lik torka ulaşmıştır. Düşük hızlı, yüksek torklu motor ağırlık ve hacim açısından 1/3 oranında avantaj sağlamış ve verimi %97-98 olarak belirlenmiştir [7]. Çalışma her ne kadar süperiletken uygulamaların ticarileşmesi üzerine olumlu sonuçlar içerse de hala bazı gelişmelere ihtiyaç duyulmaktadır.

Yüksek güçlü senkron rüzgâr türbin jeneratörleri hakkında çok sayıda çalışma vardır. Yapılan bir çalışmada, genel olarak YSS sargılı doğrudan tahrikli rüzgâr türbin jeneratörleri incelenmiş, konvansiyonel jeneratörlerle karşılaştırmalı biçimde avantajları ortaya konmuştur [8]. Akım yoğunluğu ve kutup sayısı ilişkisinin incelendiği çalışmada, yüksek akım yoğunluğunda çok kutup sayılı jeneratör modelinin tercih edilebilir olduğu ortaya konmuştur [9]. Ayrıca 8 MW sınıfında jeneratörün performans ve tasarım analizi [10], 10 MW sınıfında ise YSS-RTJ'lerin geliştirilme ve temel avantajları çalışılmıştır [11]–[13]. Başka bir çalışmada da 8 ve 12 kutuplu topolojilerin performans analizleri karşılaştırılmıştır [14]. 10 MW YSS-RTJ'nin çalışma karakteristikleri göz önünde bulundurularak YSS alan sargı optimizasyonunun gerçekleştirildiği çalışmada, çıkış voltajı harmonikleri tartışılmıştır [15].

Prototip bir jeneratör için yayınlanmış bir üretim bulunmamaktadır. Buna rağmen bazı türbin bileşenleri üretilerek, test edilmiştir [12], [16]–[18]. Yüksek sıcaklık süperiletkeni jeneratörler ve döner makinelerin yapımında kayıpların önceden analizi önemlidir. Sonuçta deneysel çalışmalar hem maliyetli hem de uzun zaman almaktadır. Makinenin tasarımı iki ana aşamadan oluşur; ilk olarak bileşenler tasarlanır ve daha sonra bileşenler bir araya getirilerek tam bir tasarım yapılır. Süperiletken bileşenlerin tasarımında sonlu elemanlar yönteminin kullanılması hayati önem taşımaktadır. Fakat süperiletken bileşenler MW sınıfında bir makine için binlerce sarım içeren bobinler olabilmektedir. Böyle bir alt bileşenin tek tek programa tanıtılması ve kayıp hesaplamaları oldukça zordur. Ayrıca artan örgülemeyle birlikte simülasyon süreleri de uzamaktadır [19]. Bu sürelerin kısaltılması için modelin doğruluğunu düşürmeyecek akılcı varsayım ve

yaklaşıklıkların uygulanması zorunlu hale gelmiştir. Sistemin boyutunu düşüren sonsuz ince film yaklaşımı bunlardan biridir [20]. Bunun yanı sıra süperiletkenlerin birbiri üzerine istiflendiği durumda tek bant geometrisinin ihmal edilmesi için bobin yığınının homojenleştiren, bunu yaparken sınır koşullarıyla sistemin davranışını koruyan yaklaşımlar da bulunmaktadır [21]–[26].

Kritik hal modeline dayalı geliştirilen sayısal modellerle dilim yapısında olan şerit yığınlarında alternatif akım kayıpları incelenmiştir [23], [27]–[29]. Sonsuz ince şerit yaklaşımı kullanılan çalışmalarda, akıma dik kenarlardan kritik akım geçerken, içerde alt kritik akımdan düşük değerler gözlenmiştir. Ayrıca yüzlerce şeritten oluşan yığınlarda, AA kayıp hesaplama zamanının azaltılması için 10-20 şerit içeren ölçekli bir yığının kullanılabilceği gösterilmiştir [23]. Yapılan bir çalışmada, alternatif akım veya manyetik alan altında 2. Nesil (2N) YSS yığınının iç yapısının ihmal edildiği homojenleştirme yöntemlerinden biri geliştirilmiştir [25]. Yöntemin ana fikri, yığının elektromanyetik davranışı korunacak şekilde eşyönsüz bir dilim bulunmasıdır. Modelde kritik altı akım bölgelerinin şekli hakkında varsayım yapılmadan E-J güç yasası kullanılmış ve kritik akım üstü yapısı çıkarılmıştır. Ayrıca metod, gerçek boyutların dikkate alındığı 2 boyutlu simülasyonlarla karşılaştırıldığında, doğruluk kaybı olmadan 2 büyüklük derecesine kadar bir hızlandırma çarpanına izin vermektedir. Eşyönsüz dilimsel yapı yaklaşımı, nadir toprak elementi-baryum-bakır oksit (REBCO) sarılı süperiletken bobin yığınının \mathbf{H} -formülasyonu ile E-J güç kuralı kullanılarak yapılan sayısal hesaplarla doğrulanmıştır [30].

Comsol Multiphysics ve Flux 2D gibi sonlu elemanlar metodu (FEM)'na dayalı yazılımların gelişmesi ile YSS bobin yığınlarının FEM'le modellenmesine yönelik yaklaşımlar yaygınlaşmıştır. Genellikle bu yaklaşımlarda, bobinin 3 boyutlu geometrisi yerine dönme simetrisinin bulunduğu eksenel 2 boyutta kesit geometrisi kullanılmaktadır. 2 boyutlu yaklaşımlardan biri N sarımlı bobini süperiletkenin alt manyetik katmanı ve bakır katmanının N ile çarpılmasıyla tanımlanan tek sarıma indirgemektir [31]. Eksenel simetriyi kullanan ve \mathbf{H} -formülasyonuna dayalı bir yaklaşım 40 sarımlı bobine uygulanarak 2 boyutlu hesaplama yönteminin geçerliliği gösterilmiştir [32]. \mathbf{H} -formülasyonuna dayalı bir başka çalışmada, 500 kW hibrit jeneratörün magnezyum diborür (MgB_2) içeren

rotor sargularındaki kayıplar 2 boyutta sonlu elemanlar metoduyla incelenmiştir [33]. Bir diğer çalışmada deneysel olarak bir güç ölçer yardımıyla Bi2223/Ag süperiletkenden sarılı olan 1, 2 ve 10 sarımdan oluşan ikili pankek topolojisindeki süperiletken yığnında, AA kayıpları ölçülmüş ve sonuçların **A-V** formülasyonuna dayalı sayısal yöntemle uyumlu olduğu gösterilmiştir [34].

Yüksek sıcaklık süperiletkeni bobin yığnları için AA kayıp hesaplarında her bobinin sarım sayısının hesaba katılması gerekir. Yüksek sıcaklık süperiletkeni pankek yığnlarının AA kayıplarının hesaplanması için minimum manyetik enerji varyasyonu (MMEV) yöntemine dayalı sayısal bir yöntem geliştirilmiştir [26]. 32 bobin içeren 768 ve 6400 sarımlı REBCO bobin yığnları için AA kayıplar ve akım yoğunlukları bu yöntemle hesaplanmış, yöntemin yüksek doğruluk sağladığı belirlenmiştir. Değişken manyetik alanların neden olduğu perdeleme akımları REBCO kaplı bobinler tarafından oluşturulan manyetik alanların homojenliğini ve kararlılığını bozarlar. Bu yüzden yığnların nümerik analizinde perdeleme akımları ve bu akımlardan doğan alan bileşenlerinin çıkarımı çok önemlidir. 400 sarımlı 26 bobinden oluşan bobin yığnına, üçgen dalga yapısında uygulanan akım durumu için minimum manyetik entropi üretimi (MMEP) metodu ile hesaplamalar yapılmıştır. Yapılan hesaplamalarda kararlı akım çevriminin E-J güç kuralı varsayımından dolayı az sayıda çevrimde bulunduğu, mıknatıslanma akımlarının dalganın başlangıçta serbestleştiği tespit edilmiştir. Bunun yanında, mıknatıslanma akım ile alternatif kayıplar sarımın uçlarında yüksektir. Mıknatıslanma akımının saturasyona ulaşması, başlangıç akım çevriminde alternatif kaybın zirve yaparak, kritik akım yoğunluğunun büyümesine sebep olmaktadır [35].

Uygulanan tüm bu yaklaşımlarda ihmal edilebilecek sapmalarla doğru sonuçlar elde edilmiş, serbestlik derecelerinin ve örgüleme eleman sayılarının azaltılmasıyla simülasyon sürelerinde ciddi oranda düşüş gözlenmiştir [36]–[38].

1.2 Tezin Amacı

Bu tezin amacı MW sınıfında bir rüzgâr türbin jeneratörünün (RTJ) tasarımı için genel bir yol belirlemek ve bu yolu takip ederek uygun tasarımı yapmak, **A-V** formülasyonuna dayalı yeni bir yöntem geliştirmek ve bu yöntemle tasarımın

elektromanyetik, termal ve mekanik olarak analizini sonlu elamanlar metodu ile gerçekleştirmektedir.

1.3 Hipotez

Süperiletken alan sargısı kullanımıyla senkron jeneratörde yüksek manyetik akı yoğunluğuna ulaşılabılır. Jeneratörün ıkış gücü bu değerle ve makine jeneratör hacmi ile doğru orantılı olduğundan süperiletken sargılı jeneratörler için konvansiyonel jeneratörlere göre daha kompakt tasarım mümkün hale gelir. Burada jeneratördeki süperiletken kısmın kayıp analizi **A-V** formülasyonuna dayalı yeni bir yöntemle yapılacak, analiz sonuçları yaygın olarak kullanılan **H**-formülasyonu sonuçları ile karşılaştırılarak tutarlı oldukları gösterilecektir.

2.1 Süperiletkenliğin Tarihi

Süperiletkenliğin keşfi Kamerlingh Onnes tarafından 1911 yılında gerçekleştirilmiştir [39]. Onnes ve ekibi cıvanın elektriksel direncinin 4.2 K sıcaklığında aniden yok olduğunu tespit etmiştir. Onnes'in, Leiden'daki laboratuvarı kriyojenik sıcaklıklara ulaşılmada kullanılan büyük miktarda sıvı helyum erişimine sahipti ve bu nedenle uzun süre süperiletkenlik çalışmalarının tekeli Onnes'in ekibindeydi. Daha sonra süperiletkenlik çoğunlukla metal olan fakat altın, gümüş gibi iyi iletken olmayan birkaç elementte daha gözlemlendi. Bu elementlerin bilinirliğinin erken dönem yıllara göre periyodik tabloda gösterimi Şekil 2.1'de verilmiştir.

The figure consists of three periodic tables, each representing a different decade: 1920's, 1930's, and 1950's. Each table shows the elements known at that time, with superconducting elements highlighted in black. The elements are listed as follows:

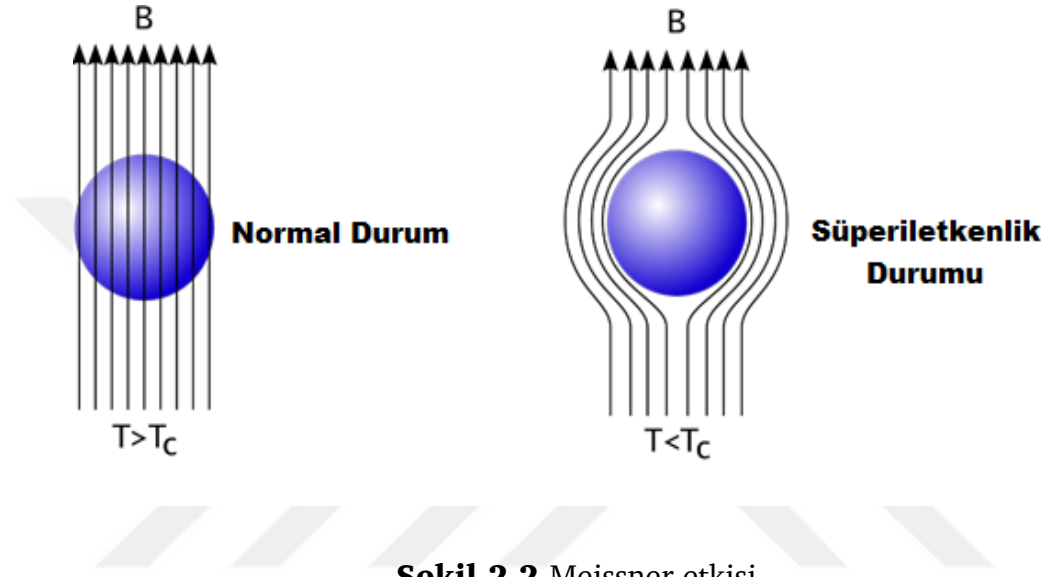
1920'ler																					
H																	He				
Li	Be															B	C	N	O	F	Ne
Na	Mg															Al	Si	P	S	Cl	Ar
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr				
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe				
Cs	Ba	*	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn				
Fr	Ra	†																			
		*	La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu				
		†	Ac	Th	Pa	U															

1930'lar																					
H																	He				
Li	Be															B	C	N	O	F	Ne
Na	Mg															Al	Si	P	S	Cl	Ar
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr				
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe				
Cs	Ba	*	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn				
Fr	Ra	†																			
		*	La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu				
		†	Ac	Th	Pa	U															

1950'ler																					
H																	He				
Li	Be															B	C	N	O	F	Ne
Na	Mg															Al	Si	P	S	Cl	Ar
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr				
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe				
Cs	Ba	*	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn				
Fr	Ra	†																			
		*	La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu				
		†	Ac	Th	Pa	U															

Şekil 2.1 Yıllara göre bilinen elementer süperiletkenler [40]

Keşfinden bu zamana bilim insanları süperiletkenliği açıklamak için teoriler geliştirmeye başladılar. Süperiletkenliğin anlaşılmasında dönüm noktası, Meissner etkisi olarak bilinen süperiletkenlerin deneyimlediği manyetik alanı tümüyle dışarlamasını Meissner ve Ochsenfeld'in keşfetmesidir [41]. Bu etkiye göre sıcaklığın, kritik sıcaklığın (T_c) altına düşmesiyle deneyimlenen tüm alanı dışarlar ve süperiletken içinde manyetik alan sıfır olur. Bu etki küresel süperiletken için Şekil 2.2'de şematik olarak gösterilmiştir.



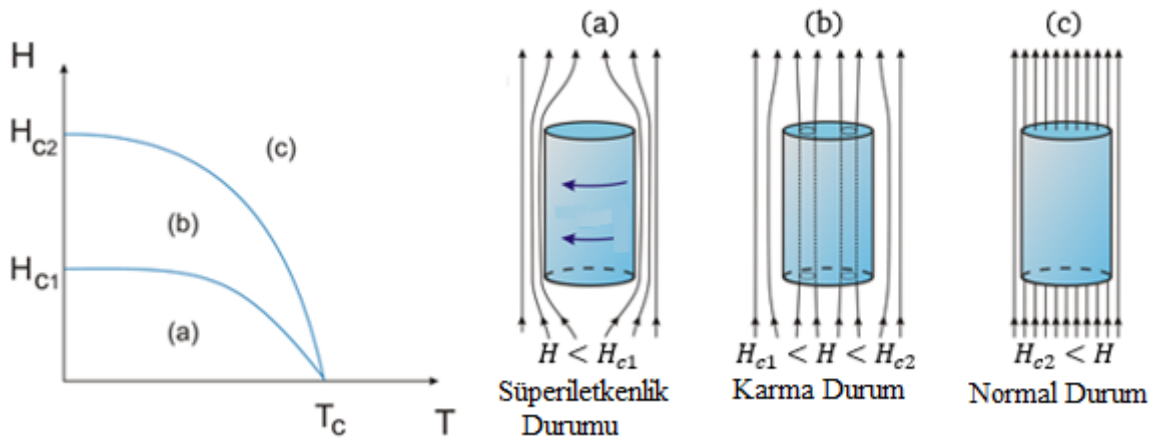
1935'te Meissner etkisinin süperiletkenlik akımının taşıdığı serbest elektromanyetik enerjinin minimum olması gerekliliğini gösteren London Modeli ileri sürülmüştür[42]. Bu model, ayrıca olgusal elektromanyetizma ile de doğrulanabilir. Meissner etkisinde süperiletkenlik durumunun sürdürülebilmesi için küçük bir kalınlığa giren süperiletkenlik akımı olmalıdır.

1950'de Ginzburg ve Landau süperiletkenliği modelleyen matematiksel teori geliştirmiştir [43]. Bu model, mikroskobik yapıyı ihmal eden termodinamik bir çerçeve kullanmaktadır. Abrikosov 1957'de Ginzburg-Landau teorisini kullanarak süperiletkenlerin iki gruba ayrılması gerektiğini öngörmüştür [44]. Bu gruplar günümüzde I.Tip ve II.Tip süperiletkenler olarak bilinmektedir.

Süperiletkenlikle ilgili ilk tam mikroskobik teori Bardeen, Cooper ve Schrieffer tarafından bulunmuştur [45]. Barden Cooper Schrieffer (BCS) teorisinde, super akımı Cooper çifti olarak adlandırılan ve aralarında kuantum dolanıklılık bulunan

elektron çiftleri tarafından taşınmaktadır. Çifti oluşturan elektronlar arasında bir çekim kuvveti bulunmaktadır. Bu çekim kuvveti çiftlerin örgüde daha düzenli ilerlemesini sağlar. Teori, herhangi bir sıcaklıkta bant aralığı enerjisinin kritik sıcaklığa ve Meissner etkisine bağımlılığı olduğunu açıkça göstermektedir.

Süperiletkenlik 1911'de keşfedilmesine rağmen, süperiletken teller mühendislik uygulamaları için ancak 50 yıl sonra üretilmeye başlanmıştır. Bunun nedeni küçük bir akım yoğunluğu veya manyetik alan değeri üzerine çıktığında metalik süperiletkenlerin normal duruma geçiş yapmalarındır. Hal geçişinin gözlemlendiği bu değerlere sırasıyla (J_c) kritik akım yoğunluğu değeri ve (H_c) kritik manyetik alan değeri denir. Metalik süperiletkenler faz geçişleri tek kritik değer üzerinden tanımlandığından, I. Tip süperiletkenler olarak sınıflandırılır. II. Tip süperiletkenler için iki kritik manyetik alan değeri vardır. Manyetik alan için faz geçişlerinin 1. kritik manyetik alana (H_{c1}) ve 2. kritik manyetik alana (H_{c2}) bağıllığı Şekil 2.3'te şematik olarak gösterilmiştir. Şekil 2.3 (a)'da gösterilen saf süperiletkenlik durumu Meissner durumu olarak da adlandırılır.



Şekil 2.3 II. Tip süperiletkenler için manyetik alana bağlı faz geçişleri

II. Tip süperiletkenler pratikte yüksek H_{c2} değerlerine kadar süperiletkenliklerini sürdürürler. Bu nedenle I. Tip süperiletkenlerin aksine daha geniş teknolojik uygulama alanına sahiptirler. 1960'larda ilk ticari süperiletken tel, NbTi ve niyobyum-kalay (Nb_3Sn)'dan geliştirilmiştir.

80'li yıllara kadar süperiletkenlik alanında herşey çözülmüş ve süperiletkenlik durumunun sınırları belirlenmiş görünüyordu. Fakat bu görüşü YSS'nin ortaya

çıkışı tamamen değiştirmiştir. Özel bir bilgisayar şirketinde çalışan Karl Müller ve Johannes Bednorz, süperiletkenliğin 35 K'de gözlenebileceğini buldular [46].

Böylelikle II.Tip süperiletkenler kendi içlerinde düşük sıcaklık (DSS) ve yüksek sıcaklık süperiletkenleri (YSS) olmak üzere iki şekilde sınıflandırılmaya başlandı. Daha sonra itriyum bakır oksit (YBCO)'in 93 K'de, bizmut stronsiyum kalsiyum bakır oksitin (BSCCO)'in 105 K'de süperiletkenlik durumunda oldukları gözlenmiştir [46], [47]. Yüksek sıcaklık süperiletken grubunun hepsi Cuprate tipi süperiletkendir. Cuprate büyük bir koordinasyon yapısında bulunan Cu bileşiğinin eksi yüke sahip olduğu anlamına gelir.

Yüksek sıcaklık süperiletken malzemelerin keşi süperiletkenliği mühendislik uygulamalarına daha erişilebilir kılmıştır. Bunun en büyük nedeni YSS'lerin kritik sıcaklıklarının helyuma göre daha ulaşılabilir olan sıvı azotun kaynama noktasından daha yüksek olmasıdır. Diğer bir neden, yüksek kritik alan ve akım yoğunluğu değerlerine sahip olmalarıdır. Büyük boyutlu çalışmalarda bu iki özellik maliyet ve uygulanabilirlik açısından oldukça önemlidir.

Yüksek sıcaklık süperiletken malzemelerin ilk keşiinden bu yana bu malzemeler üzerinde yoğun teorik ve deneysel araştırmalar yapılmasına rağmen henüz özelliklerini tümüyle açıklayabilen bir teori bulunamamıştır.

Magnezyum diborürde (MgB_2) 39 K'de süperiletkenlik 2001 yılında gözlenmiştir [48]. Bu keşiif basit bir ikili bileşiikte olmasından dolayı büyük ilgi uyandırmıştır. 2008'de Cupratelara alternatif olarak demir bazlı süperiletkenler keşiifedilmiştir [49]. Bugün ise hala güç uygulamalarıyla süperiletkenliğin serüveni hız kaybetmeden devam etmektedir.

2.2 Süperiletkenlerin Modellenmesi

2.2.1 Kritik Hal Modelleri

Kritik hal modelleri süperiletken için deneysel verilerden yola çıkarak, akım yoğunluğu ve manyetik alan arasında makroskopik ilişkiler kurmaya çalışır. Mühendislik uygulamalarında veya geniş çaplı uygulamalarda daha çok süperiletkenlerin makroskopik davranışları üzerine yoğunlaşılır. Bu yüzden mühendislik uygulamalarında kritik hal modelleri çok önemli bir yer tutar.

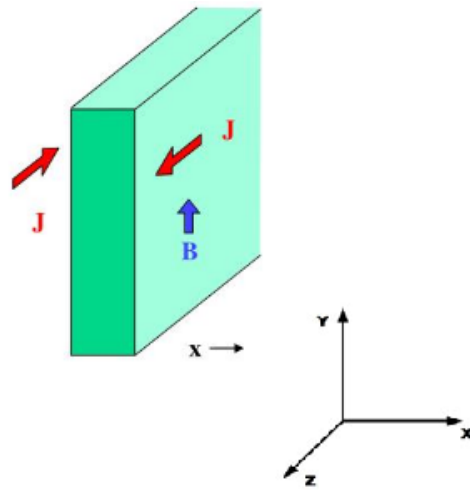
Bu modelde süperiletkenin düşük akıma veya düşük alana maruz kalan dış tabakasının kritik durumda olduğu kabul edilir. Diğer bir deyişle, akım yoğunluğunu kritik değer üzerinden tanımlar. Süperiletkenin içi uygulanan dış manyetik alanı perdeleme akımları sayesinde dışarlar.

II. Tip süperiletkene uygulanan dış alan, H_{c1} 'den büyük olduğunda, Şekil 2.3 (b)'de gösterildiği gibi süperiletkene demetler halinde nüfuz etmeye başlar. Nüfuz eden demetlerin etrafında süperiletkenlik akım girdapları meydana gelir. Her girdap aynı miktarda manyetik akı bulundurur. Oluşan girdaplar bir taraftan Lorentz kuvvetiyle itilirken diğer taraftan kristal örgü kusurlarından doğan çivilenme kuvvetiyle sabitlenirler. Bu olaya akı çivilenmesi denir. Akım girdaplarının dağılımı Lorentz kuvveti ve çivilenme kuvvetinin dengelendiği kabul edilerek Newton'un III. yasası ile belirlenir. Alanın büyüklüğü arttıkça girdapların nüfuz ettiği yerdeki derinlik artar. Girdabın bulunduğu yüzey tabakası kritik haldedir. Süperiletkenin diğer kısımlarında akım ve manyetik akı bulunmaz.

2.2.2 Bean Modeli

En yaygın kullanılan kritik hal modellerinden biri olan Bean modelini inceleyelim [27]. Şekil 2.4'deki gibi sonsuz uzunlukta süperiletken bir kalıp göz önüne alalım.

Şekil 2.4'de gösterildiği gibi kalıp yüzeyine paralel olan y-ekseni yönünde bir manyetik akı yoğunluğu bulunur. Bean modeli, zamanla değişen manyetik alanın indüklediği elektrik alan E'nin yol açtığı perdeleme akımlarının kritik akım yoğunluğu J_c değerinde olacağını söyler.



Şekil 2.4 Yarı-sonsuz süperiletken kalıp modeli

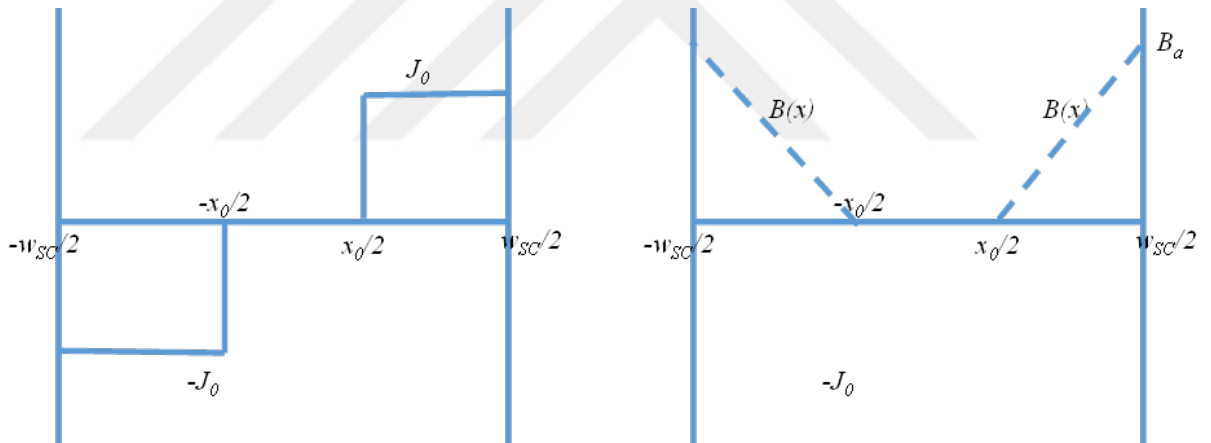
Bu akımlar yapı itibariyle Eddy akımlarına benzerler fakat direnç olmadığından sönümlenmezler. Bean modeline göre akım yoğunluğu fonksiyonunu şu şekilde ifade edebiliriz:

$$J(x) = \begin{cases} |E(x)| \neq 0 & \text{ise } J(x) = \pm J_c \\ |E(x)| = 0 & \text{ise } J(x) = 0 \end{cases} \quad (2.1)$$

Amper denklemi kalıp süperiletken için uygulanırsa,

$$\frac{\partial B_y}{\partial x} = -\mu_0 J_z = \mu_0 J_c \quad (2.2)$$

eşitliği elde edilir. Eşitlik (2.2) manyetik alanın süperiletken genişliği boyunca doğrusal olarak sifıra gideceği anlamına gelir. Bu durum Şekil 2.5'de verilmiştir. Şekil 2.5'de w_{sc} süperiletken kalınlığını, J_0 kritik akım yoğunluğunu göstermektedir. Alan zıt yönde değişince dış katmanda aksi yönde akım indüklenir. Azalan alan ile birlikte akım, kalıba tamamen girer.



Şekil 2.5 Bean modelinde akım yoğunluğu ve manyetik akı yoğunluğunun değişimi

2.2.3 Kim-Anderson Modeli

Kim-Anderson modeli kritik akım yoğunluğuyla yerel manyetik akı yoğunluğunu ilişkilendiren bir modeldir [28], [29]. Kim ve Anderson, kritik akım yoğunluğunun eşitlik (2.3)'deki gibi bir kuvvet serisi üzerinden manyetik akı yoğunluğuyla ilişkilendirilebileceğini önerdiler.

$$\frac{\alpha}{J_c(B)} = B_0 + B + a_2 B^2 + a_3 B^3 + \dots \quad (2.3)$$

Eşitlik (2.3)'deki sabitler a_2, a_3, \dots değerlerinin çok küçük olduğu varsayıldığında eşitlik (2.3)'deki kuvvet serisi şu forma kavuşur:

$$J_c(B) = \frac{\alpha}{B_0 + B} \quad (2.4)$$

burada α ve B_0 malzeme sabitleri, B malzeme içindeki manyetik akı yoğunluğudur. α aynı zamanda sıcaklığın (T) bir fonksiyonu olarak da düşünülebilir. Sabit sıcaklıkta eşitlik (2.4) şu forma indirgenir:

$$J_c(B) = J_{c0}(T) \frac{1}{1 + B/B_0} \quad (2.5)$$

Burada $J_{c0}(T) = \alpha(T)/B_0$ tanımı kullanılmıştır.

Bu modelde süperiletken yüzeyinden merkeze doğru manyetik alan dağılımı değiştiğinden mühendislik uygulamalarında 2N ince kalıp YSS şeritler için yaygın olarak kullanılmaktadır.

2.2.4 E-J Kuvvet Yasası

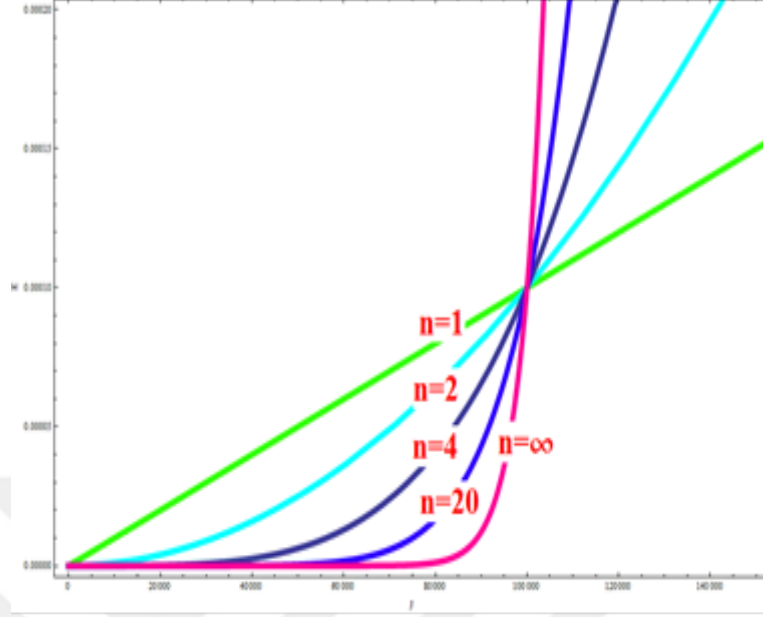
Bean modelinde, bir süperiletken için akım ve elektrik alanı arasındaki basamak ilişkisidir. Anderson, bu ilişkinin sürekli olduğunu gösteren akı sürüklenmesi modelini önermiştir [50]. Rhyner ise akım yoğunluğu ve elektrik alanı arasında nitel ilişkiyi belirtmiştir. Bu formül [51]:

$$E = E_0 \left(\frac{J}{J_c} \right)^n \quad (2.6)$$

burada n ile gösterilen malzemenin özelliklerinden biridir. Formülde belirtilen $E_0 = 1 \mu\text{V}/\text{cm}$ olup, J_0 , $E = E_0$ durumundaki kritik akım yoğunluğudur. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerin performansı için n değeri önemli bir parametredir.

Yüksek sıcaklık süperiletkenleri için n değeri 20 ile 30 arasında değişmekte iken; düşük sıcaklık süperiletkenleri için n değeri 40'tan büyüktür. n değeri sonsuza

gittiğinde, E-J kuvvet yasası, Bean Modeline yaklaşmaktadır. Şekil 2.6'da farklı n değerleri için akım-gerilim ilişkisi gösterilmiştir.



Şekil 2.6. Farklı n değerleri için süperiletken akım-gerilim ilişkisi

2.2.5 Süperiletken Dilim Modeli

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerin uygulamalarda yaygın olarak ince dilim yapı kullanılmaktadır. 2N YSS şeritler bu tip ince dilim forma sahiptir. Sonsuz uzun süperiletken ince dilimlerin kritik durum davranışları teorik olarak analiz edilmiş ve ince dilim ile Bean kalıbı arasında farklılık olduğu tespit edilmiştir [50], [51]. İnce dilim, geniş yüzeyine dik ekseninde H_a alanı uygulandığında, sabit J_c kritik akım yoğunluğu olduğu kabul edilir. Alan kritik akım değerini aşmadığı sürece dilim Meissner durumundadır. Dik manyetik alanın, $b < |y| < a$ aralığında var olan $J(y)$ perdeleme akımı ile dilime tamamen nüfuz etmesi engellenmiştir. $|y| \leq b$ 'nin olduğu yerdeki parça Meissner durumundadır. Manyetik akı $|y| \leq b$, $|J(y)| < J_c$ için $|y| < b$ (yalıtım akımları) ve $|J(y)| = J_c$, $b < |y| < a$ için $H(y) = 0$ olan kenarlardan içeri girer. Bu durum, aşağıda açıklanmıştır:

$$J(y) = \begin{cases} \frac{2J_c}{\pi} \tan^{-1} \frac{cy}{\sqrt{b^2 - y^2}} & |y| < b \text{ için,} \\ J_c \frac{y}{|y|} & b < |y| < a \text{ için} \end{cases} \quad (2.7)$$

burada b , nüfuz derinliğidir ve şu şekilde ifade edilir:

$$b = \frac{a}{\cosh(H_a/H_c)} \quad (2.8)$$

c ve H_c aşağıdaki ifadelerle tanımlanır:

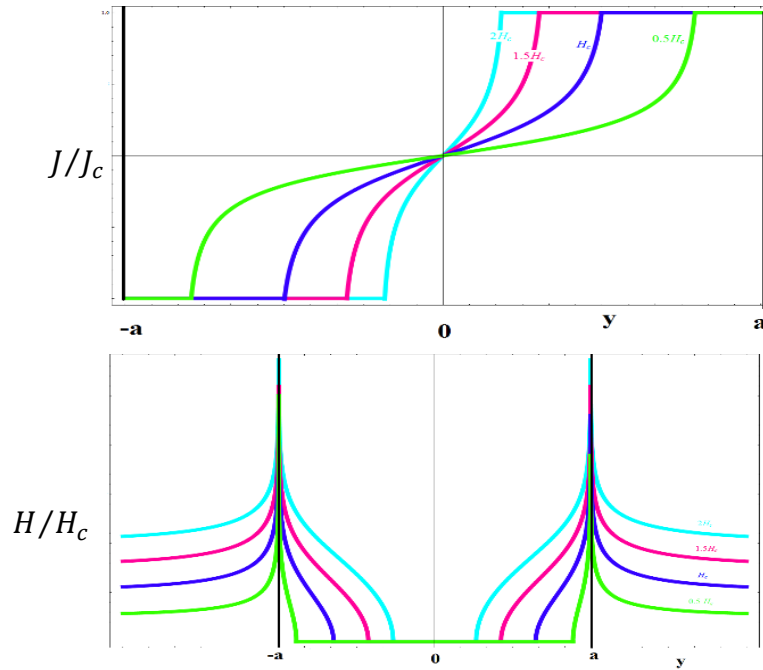
$$c = \sqrt{a^2 - b^2} = \tanh\left(\frac{H_a}{H_c}\right) \quad (2.9)$$

$$H_c = \frac{J_c}{\pi} \quad (2.10)$$

Süperiletken dilim boyunca manyetik alan eşitlik (2.11) ile ifade edilir.

$$H(y) = \begin{cases} 0 & |y| \leq b \\ H_c \tanh^{-1}\left(\frac{\sqrt{y^2 - b^2}}{c|y|}\right) & b \leq |y| < a \end{cases} \quad (2.11)$$

Bu sonuçlar Bean kalıp modelinden oldukça farklıdır. Şekil (2.7)'de Süperiletken dilim modeli için akım yoğunluğu ve alan değişimlerinden bu fark açıkça görülmektedir.



Şekil 2.7 Dilim modeli H ve J değişimleri

2.2.6 Sonlu Elemanlar Metodu Modellemesi

Sonlu elemanlar yöntemi (FEM) integral ve diferansiyel denklem çözümlerini yaklaşık hesaplayan nümerik bir tekniktir. Bu çözüm analitik sonsuz küçükler yerine sonlu büyüklükler kullanarak denklemleri çözümü bilinen denklem sistemlerine indirgeme ya da cebirsel denklemlere dönüştürme şeklindedir. Bu metod süperiletkenler için Maxwell denklemlerini çözmede de kullanılabilir. Çözüm genellikle manyetik akı yoğunluğu ve akım yoğunluğu dağılımını içerir. Analitik denklemler bazı temel varsayımlara, örneğin sabit kritik akım, homojen dış alan vb. temel alınarak türetilmiş olması nedeniyle mükemmel değildir. Bu nedenle sayısal modeller, süperiletken makinelerin tasarımı için vazgeçilmez bir araç olarak görünmektedir. Süperiletkenler için kullanılan FEM üç gruba ayrılır: **T**- Ω formülasyonu, **H**- formülasyonu ve **A**-V formülasyonu.

İlk olarak **A**-V formülasyonu için kullanılan denklemleri yazarak başlayalım.

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla V \quad (2.12)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{J} \quad (2.13)$$

$$E = E_0 \left(\frac{J}{J_c} \right)^n \quad (2.6)$$

Burada **A** manyetik vektör potansiyel, V ise skaler elektriksel potansiyeldir. Eşitlik (2.12) ayar değişmezliğinden, eşitlik (2.13) Coulomb ayarında Maxwell denklemlerinden türetilir. **A**-V Formülasyonunda malzemeden herhangi bir akım geçmediği koşuluyla başlanır. Ardından J_c 'yi taşıyan elemanlar maksimum vektör potansiyeli değerinde eklenerek, alan hesabı tekrar yapılır. Bu yöntem peş peşe tekrarlanarak dış alan süperiletken akım tarafından dışarılanana kadar uygulanır [52].

T – Ω formülasyonunda yaygın elektromanyetizmadan farklı alanlar kullanıldığı için bu alanlar tanımlanarak başlanacaktır. Formülasyon elektrik akım vektör potansiyeli olan **T** ve manyetik skaler potansiyel Ω kullanılarak yapılır [53]. **T** süperiletken teldeki akım yoğunluğuyla şu şekilde ilişkilidir:

$$\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{T} \quad (2.14)$$

Süperiletkendeki akım tarafından üretilen manyetik alan \mathbf{H}_{sc} Amper yasasını sağlar:

$$\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{H}_{sc} \quad (2.15)$$

Dış manyetik alan \mathbf{H}_0 olmak üzere toplam manyetik alan \mathbf{H} ,

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_{sc} + \mathbf{H}_0 \quad (2.16)$$

ifadesiyle verilir.

Eşitlik (2.14) ve (2.15)'den Ω şu şekilde tanımlanır:

$$-\nabla\Omega = \mathbf{H}_{sc} - \mathbf{T} \quad (2.17)$$

Yapısal denklem olarak eşdeğer iletkenliğe (σ) sahip Ohm yasası kullanılır:

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (2.18)$$

Son olarak Faraday yasası ve modifiye edilmiş manyetik Gauss yasası sırasıyla şu şekilde bulunurlar [53]:

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\sigma} \nabla \times \mathbf{T} \right) = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{H}_0 + \mathbf{T} - \nabla\Omega) \quad (2.19)$$

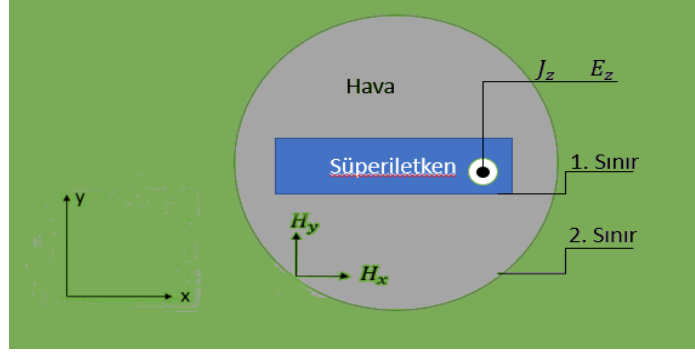
$$\nabla \cdot \mu \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{H}_0 + \mathbf{T} - \nabla\Omega) = 0 \quad (2.20)$$

Eşitlik (2.6) kullanılarak süperiletkenin iletkenliği şu şekilde ifade edilir:

$$\sigma = \frac{J}{E} = \frac{J_c^n}{E_c} (\nabla \times \mathbf{T})^{1-n} \quad (2.21)$$

$\mathbf{T} - \Omega$ formülasyonunu kullanarak, Amemiya yaptığı çalışmalarda, dış manyetik alana uygulanan ve/veya akım taşıyan bükümlü/bükümsüz süperiletken şeritlerde oluşan akım dağılımını çıkarmıştır. Ayrıca değişken manyetik alan uygulanan şeritlerde akım ve manyetik alan dağılımları 2 boyutta çalışılmıştır. Yapılan nümerik hesaplamaların Bi-2223 şeritteki akım ve manyetizasyon kayıplarıyla

neredeyse uyumlu olduğu gösterilmiştir. \mathbf{H} formülasyonu, Maxwell denklemlerini E-J kuvvet yasası ile birleştirmeye çalışır [54], [55]. Şekil 2.8’de süperiletkenin enine kesit görünümü verilmiştir. Süperiletken z-ekseninde sonsuz uzandığı varsayımıyla problem iki boyutlu probleme dönüştürülür.



Şekil 2.8 Sonsuz süperiletken için hesaplama bölgeleri

Faraday yasasını manyetik alan cinsinden yazarak başlayalım:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \mu_r \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.22)$$

burada μ_r kısmi manyetik alınganlıktır.

İki boyutta sadece z-yönünde bileşeni bulunan süperiletken akım yoğunluğu için Amper yasası

$$J_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (2.23)$$

ifadesine indirgenir.

Süperiletken üzerinde indüklenen elektrik alanın da tek bileşeni z-yönündedir. Buna göre süperiletkendeki J_s ve E_s akım yoğunluğu ve elektrik alan olmak üzere kuvvet yasası,

$$E_s = E_0 \left(\frac{J_s}{J_c} \right)^n \quad (2.24)$$

ifadesiyle verilir. Burada Eşitlik (2.23) ve (2.24), Eşitlik (2.22)’de kullanılarak aşağıdaki çiftlenmiş denklemler elde edilir:

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(E_0 \left(\frac{\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}}{J_c} \right)^n \right) = -\mu_0 \mu_r \frac{\partial H_x}{\partial t} \quad (2.25)$$

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(E_0 \left(\frac{\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}}{J_c} \right)^n \right) = -\mu_0 \mu_r \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad (2.26)$$

Süperiletken olmayan bölgede E-J kuvvet yasası yerine eşitlik (2.18)'de verilen lineer ohm yasası kullanılır. ρ havanın direnci olmak üzere süperiletken olmayan bölgede çiftlenmiş denklemler:

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\rho \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \right) = -\mu_0 \mu_r \frac{\partial H_x}{\partial t} \quad (2.27)$$

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \right) = -\mu_0 \mu_r \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad (2.28)$$

şeklinde ifade edilirler.

Şekil 2.8'de süperiletken olmayan bölgenin sınırı olan 2. sınırda Dirichlet sınır koşulu:

$$H_x = f_x(t) \quad (2.29)$$

$$H_y = f_y(t) \quad (2.30)$$

zamana bağlı olarak ayarlanabilir.

Eşitlik (2.24) ve (2.27) birlikte çözülerek manyetik alan ve akım yoğunluğu dağılımı hesaplanabilir.

2.3 Gereç ve Yöntem

Çalışmada aşağıda sunulan iki farklı FEM metodu kullanılmıştır.

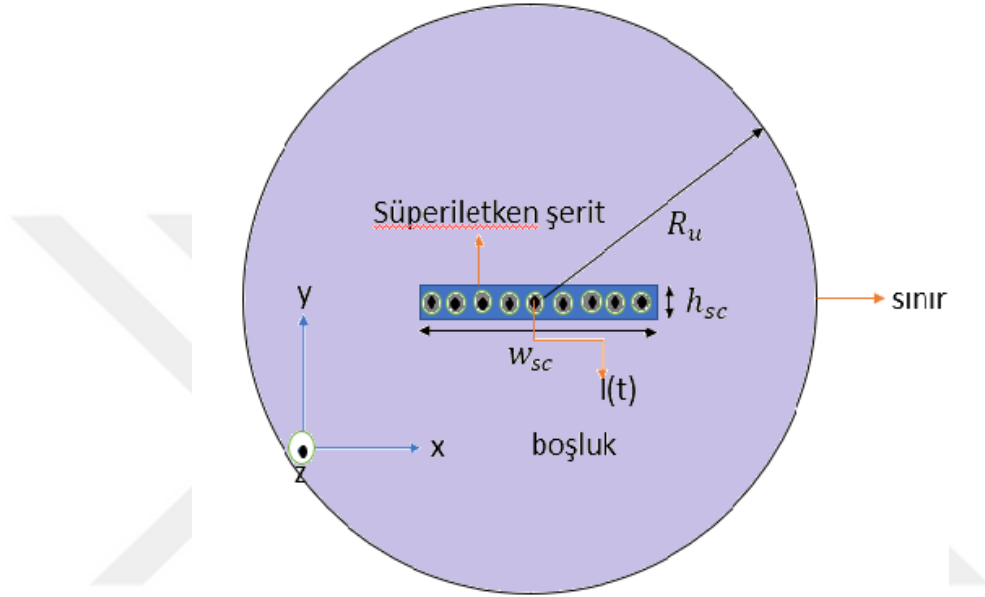
2.3.1 A-V Formülasyonuna Dayalı Yöntem

Geliştirilen alternatif hesaplama metodları COMSOL Multiphysics AA/DA modülündeki **H** formülasyonunda iki boyutlu elektromanyetik alan

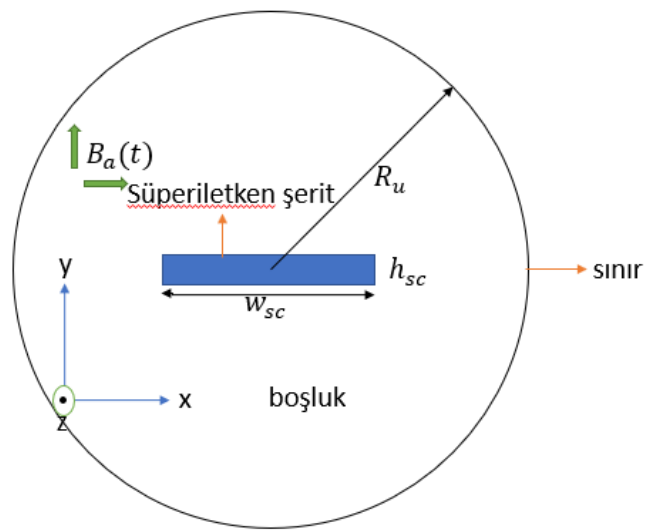
denklemlerinin çözümüne dayanmaktadır. **A-V** formülasyonu daha hızlı yaklaşıklık verebilir ve bağ koşulları daha kolay uygulanabilir.

Bu yöntemde uzay iki domaine ayrılır. Bunlar; süperiletken şerit ve serbest uzaydır. $I(t)$ akım taşıyan şerit için hesaplama bölgeleri Şekil 2.9'da gösterilmiştir.

Burada boşluk domainin sınırı R_u yarıçaplı çemberle verilmiştir. Manyetik akı yoğunluğunun zamanla değiştiği diğer bir modelleme ise Şekil 2.10'da verilmiştir.



Şekil 2.9 $I(t)$ akımı taşıyan süperiletken şeritin modellenmesi



Şekil 2.10 $B_a(t)$ alanına dik veya paralel süperiletken şeritin modellenmesi

Bu bölgeler için iletkenlik (σ), göreceli manyetik geçirgenlik (μ_r) ve dielektrik sabiti (ϵ_r) gibi parametreler için ayrı değerlendirilmelidir. Manyetik akı yoğunluğu ve manyetik alan arasındaki ilişki her iki bölge için,

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (2.31)$$

şeklinde ifade edilir. Burada μ_0 serbest uzayın manyetik geçirgenliğidir. $\mathbf{A} - V$ Formülasyonunda kullanılacak olan denklemler Ampere yasası, Ohm yasası ve ayar dönüşümlerinden çıkarılır. Bu denklemler sırasıyla şu şekilde verilir:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (2.32)$$

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{A} \right) + \sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \mathbf{J} \quad (2.33)$$

E-J arasındaki ilişki eşitlik (2.6) daki kuvvet yasasıyla belirlenir. Modelde E elektrik alanı J akım yoğunluğuna daima paralel alınır. Özel olarak formülasyonda iletkenlik aşağıdaki denklem ile tanımlanır:

$$\sigma = J_c \frac{(|E/E_c| + \Delta)^{\frac{1}{n}}}{E + \Delta} \quad (2.34)$$

Burada Δ tekillikten kaçınmak için kullanılan bir sabittir. Bu sabitin büyüklük boyutu $10^{-6}E_c$ derecesinde olmalıdır. Denklem (2.34) sadece iletkenlik için kullanılabilir. Ters durumda özdirenç (ρ) için diferansiyel denklem tekrarlama hatası vereceğinden kullanılamaz.

2.3.2 H Formülasyonu

Süperiletkenlerin modellenmesinde en yaygın kullanılan yöntem **H**-formülasyonudur. **H**-formülasyonu, Amper yasası bağlamında indüklenen akım ve alan dağılımlarını hesaplar. Formülasyonda uygulanan denklemler aşağıdaki gibidir:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.35)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (2.36)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \quad (2.37)$$

$$\mathbf{E} = \rho \mathbf{J} \quad (2.38)$$

Bütün bu denklemler birleştirildiği zaman COMSOL Multihysics programı denklem (2.39)'u çözer.

$$\mu_0 \mu_r \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\nabla \times (\rho \nabla \times \mathbf{H}) \quad (2.39)$$

Süperiletkenliği tanımlayan öz direnç E-J kuvvet yasası kullanılarak eşitlik (2.40) ile ifade edilir.

$$\rho = \frac{E_c}{J_c} \left(\frac{J}{J_c} \right)^{n-1} \quad (2.40)$$

Burada n genellikle YBCO kaplı iletkenler için yaklaşık 20-25 arasında, MgB₂ için yaklaşık 38 şeklinde bir değer alır. Tümüyle Bean kritik durumu için n değeri 100'den büyük olmalıdır.

2.3.3 Süperiletken Isıl Analizi için Geliştirilen Yöntem

Hesaplamalarda süperiletken ısı analizinde eşitlik (2.41)'den faydalanıldı.

$$\rho_{sc} C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (-k \nabla T) + Q_h \quad (2.41)$$

Burada ρ_{sc} süperiletken katmanın yoğunluğu, C_p sabit basınçta süperiletkenin öz ısısı, k ısı iletkenlik, Q_h akım uygulandığında ısıya dönüşen enerjidir. Hesaplamalarda YBCO'nun kütle yoğunluğu 6300 kg/m³ alınmıştır. k ve C_p değerleri için Lacroix ve Sirois'in çalışması baz alınmıştır [56]. Bu parametreler sıcaklığa bağlıdır. Isıl iletkenlik için sınır koşulu eşitlik (2.42) ile verilir.

$$\hat{\mathbf{n}} \cdot (k \nabla T) = 0 \quad (2.42)$$

Burada $\hat{\mathbf{n}}$ normal vektöre karşılık gelir. Hesaplamalarda eşitlik (2.33) ve (2.41) verilen sınır koşulları ve (2.34) denkleminde verilen malzeme parametresi için uyumlu olarak analiz edildi. Sıvı azota ait parametreler Tablo 2.1'de özetlenmiştir.

Tablo 2.1 Sıvı azotun ısı parametreleri

Nicelik (Birim)	Tanım	Değer
ρ_N (kg/m ³)	Sıvı azotun yoğunluğu	1.25
k_N (W/m.K)	Sıvı azotun ısı iletkenlik katsayısı	0.02583
C_{pN} (J/kg.K)	Sıvı azotun sabit basınçta özısıısı	1040

Eşitlik (2.41)'de kullanılan Q_h ısıısının hesaplanmasında eşitlik (2.43) kullanılmıştır.

$$Q_h = \iint 2\pi r (J_z E_z) dA \quad (2.43)$$

2.3.4 Süperiletkendeki Yanal ve Dikey Kuvvetlerin Analizi için Geliştirilen Yöntem

Süperiletkende Lorentz kuvveti yoğunluğu

$$\mathbf{f}_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2.44)$$

ifadesiyle verilir. Süperiletkende \mathbf{u} yerdeğiştirme alanı, ϵ indüklenen gerilme olmak üzere mekanik analiz eşitlik (2.45) üzerinden yapılmıştır.

$$\rho_{sc} \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = \nabla \epsilon + \mathbf{f}_L \quad (2.45)$$

Mekanik analiz için sınır şartları eşitlik (2.46) ve eşitlik (2.47) ile verilir.

$$\epsilon(\pm h_{sc}) = 0 \quad (2.46)$$

$$\epsilon(\pm w_{sc}) = 0 \quad (2.47)$$

Hesaplamalarda eşitlik (2.33) ve eşitlik (2.45) verilen sınır şartları ile uyumlu olacak şekilde FEM kullanılarak çözülmüştür.

3.1 10 MW YSS-RTJ Tasarımı

3.1.1 Temel Tasarım Parametreleri

Bu bölümde 10 MW-sınıfında YSS 3-faz senkron jeneratörün temel tasarım parametreleri ele alınacaktır. Temel tasarım parametrelerinden ilk ikisi yukarıda bahsedildiği şekilde çıkış gücü ve makine tipidir. Tipik bir rüzgâr türbin jeneratörü (RTJ) 10-24 rpm aralığında çalışır [57]. Deniz tabanlı rüzgâr türbinlerinde hız artırımı için kullanılan dişli kutuları enerji kaybına yol açar ve deniz seviyesindeki rüzgar dalgalanmalarının daha fazla olması nedeniyle sıklıkla arızalanabilirler [58]. Bu problemler doğrudan tahrikli RTJ tasarımı ile aşılabılır. Doğrudan tahrikli bir RTJ' de rotor hızı 10 rpm olarak seçilebilir [8]. 8 ve 12 kutuplu jeneratör tasarımları incelenmiş ve 8 kutuplu tasarımın daha avantajlı olduğu ortaya konmuştur [14]. Bu yüzden tasarımda 8 kutuplu rotor kullanılacaktır. Deniz tabanlı rüzgâr santrallerinde yapım, taşıma ve işletme maliyetlerinin ciddi oranda azalmasını sağlayacak kompakt bir tasarım temel amaç olduğundan, eksensel uzunluğun ve jeneratör dış yarıçapının 2 m'den daha küçük olması ön koşulu birer parametre olarak alınacaktır [15]. Temel tasarım parametreleri Tablo 3.1 de özetlendiği şekilde kullanılacaktır.

Tablo 3.1 Temel tasarım parametreleri

3-Faz YSS Senkron Jeneratör Temel Tasarım Parametreleri		
Çıkış gücü	Q	10 MW
Kutup sayısı	$2p$	8
Anma voltajı (faz-faz çizgi)	V_p	3300 V
Anma akımı (efektif faz akımı)	I_p	1750 A
Anma devri	n	10 rpm
Efektif uzunluk	L	<2m
Stator dış yarıçapı	R_{s2}	<2m

Etkin faz voltajı E_p değeri ise

$$E_p = \frac{V_p}{\sqrt{3}} \quad (3.1)$$

eşitliği ile ifade edilir. Etkin değer ve kare ortalamaların karekökü değeri (RMS) tez boyunca aynı anlamda kullanılacaktır.

3.1.2 Stator Tasarımı

3.1.2.1 Sargı Faktörü & Sargı Dağılımı

Sargı tasarımına ilk olarak oluk sayısı belirlenerek başlanır. Oluk sayısı dengeli 3-faz sargı elde edilebilecek sayıda seçilmelidir. Dengeli 3-faz sargı oluşturulması aynı faza ait olukların ve katmanların doğru şekilde seçilmesiyle başlanır. Aynı faza ait olan oluklar ve katmanlar renk adımı olarak da bilinen faz ve kutup başına oluk sayısı ile belirlenir.

s oluk sayısı olmak üzere q renk adımı,

$$q = \frac{s}{6p} \quad (3.2)$$

ifadesiyle tanımlanır. Renk adımı faz kuşağı olarak da adlandırılır. Konvansiyonel çıkık rotorlu senkron jeneratörlerde q 2-5 arasında değişir [59]. Üretilen elektromotor kuvvetindeki (emk) uzay harmoniklerinin azaltılması için q kesirli değerlerde seçilebilir. Fakat dengeli 3-faz sargının elde edilebilmesi için simetri koşulu sağlanmalıdır. Simetri koşulu şu şekilde ifade edilir;

$q = \frac{x}{y}$ ise $\frac{p}{y}$ tamsayı olmalıdır.

Simetri koşuluna göre değer aralığının orta noktası 3.5 uygun bir seçim olacaktır.

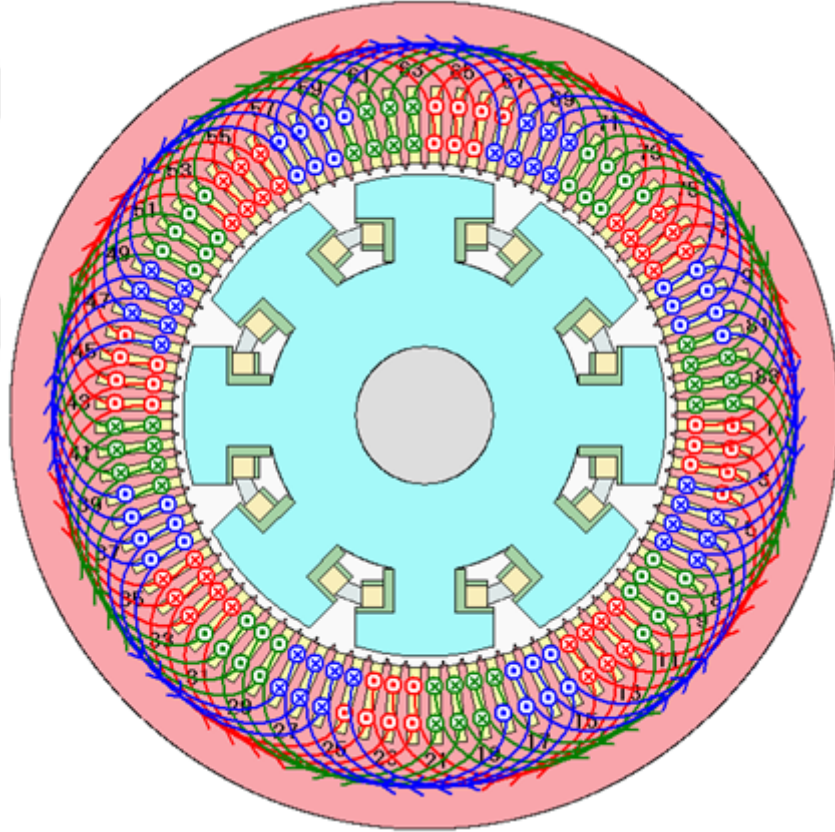
$q = 3.5$ ve $p = 4$ için oluk sayısı $s = 84$ olarak bulunur.

Oluk sayısı ve renk adımına göre ANSYS Motor-CAD programı kullanılarak yapılan sargı tasarımının ilk dört uzay harmoniğinin sargı faktörleri Tablo 3.2'de verilmiştir. Sargının radyal dağılımı Şekil 3.1'de gösterilmiştir. Radyal dağılımdaki her renk farklı bir faza karşılık gelmektedir.

Tablo 3.2 Uzay harmonikleri

Harmonik	Büyükük
1	0.953148
3	0.625898
5	0.181997
7	0.123718

Temel (1. dereceden) uzay harmoniğinin büyüklüğü $k_w = 0.9531$ sargı faktörü olarak alınacaktır. Manyetik akının her sarımdan eşit oranda geçmediği gerçeğini hesaba katmak için sargı faktörü sarım sayısı ile çarpılarak etkin sarım sayısı belirlenir.



Şekil 3.1 Stator sargı radyal dağılımı

Oluk başına iki bobin yanına düşen sargılara çift katmanlı sargı denir. Şekil 3.1'den de açıkça görüleceği üzere sargı çift katmanlıdır. Bu durumda oluk başına düşen iletken sayısı çift tamsayı olmalıdır.

N_p faz başına seri sarım sayısı olmak üzere oluk başına düşen iletken sayısı eşitlik (3.3) ile verilir.

$$z_s = \frac{6N_p}{s} \quad (3.3)$$

3.1.2.2 Temel Boyutların Belirlenmesi & Sarım Sayısı

Rotasyonel bir makinenin tasarım problemi temel boyutların seçimiyle başlar. Konvansiyonel bir jeneratörde temel boyutlar; stator iç çapı ve jeneratörün eksensel uzunluğudur. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerini alan sargısında kullanmanın avantajlı hale gelmesi için yüksek manyetik alan üreten sargı tasarımları kullanılmalıdır. Yüksek manyetik alanın güvenli ve efektif kullanılabilmesi için sargı çekirdekleri manyetik olmayan malzemedendir yapılmalıdır. Bu nedenle YSS jeneratörde temel boyutlardan ilki stator iç çapı yerine armatür sargısı ortalama çapı olarak alınacaktır. Yüksek sıcaklık süperiletken senkron jeneratörde D armatür sargısı ortalama çapı ve L eksensel uzunluk olmak üzere makinenin temel boyutlarını ifade ederler. R_a armatür sargısı ortalama yarıçapı,

$$R_a = \frac{D}{2} \quad (3.4)$$

şeklinde ifade edilir.

D ve L' nin belirlenmesinde yaygın olarak güç çıkış denklemi (3.5)'den faydalanılır [59]–[61].

$$Q = \frac{\pi^2}{\sqrt{2}} k_w B_s A_s D^2 L n_s \quad (3.5)$$

Denklem (3.5)'de

B_s : R_a 'da manyetik akı yoğunluğu,

A_s : Spesifik elektrik yüklemesi,

n_s : Saniye başına devir (rps) cinsinden rotor hızıdır.

A_s ' nin genel tanımı

$$A_s = \frac{6N_p I_p}{\pi D} \quad (3.6)$$

ifadesiyle verilir.

n_s denklem (3.7) yardımıyla hesaplanır.

$$n_s = \frac{n}{60} \quad (3.7)$$

Jeneratörün elektriksel frekansı

$$f = pn_s \quad (3.8)$$

eşitliğinden hesaplanır. Buna göre elektriksel frekans 0.6667 Hz olarak alınabilir. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin kullanımının avantajlı olması için B_s 3T değerinde seçilmiştir [14], [15]. Spesifik elektrik yükleme A_s maksimum 350 kA/m değerinde olabilir [62]. Burada A_s değeri 240 kA/m alınarak ilgili hesaplamalar yapılacaktır [14].

Yaygın takip edilen yolun aksine D ve L'nin hesaplanması için güç denklemini ve etkin faz elektromotor-kuvveti (emk) denklemini eş zamanlı olarak çözecek bir algoritma kullanılacaktır. Armatür faz sargısında üretilen etkin emk denklem (3.9) yardımıyla hesaplanır [63].

$$E_p = \pi\sqrt{2}k_w N_p B_s D L n_s \quad (3.9)$$

Algoritma Matlab programında çalıştırılmıştır. Programın girdileri belirlenen ve seçilen değerleri içerecek şekilde Tablo 3.3'de özetlenmiştir.

Tablo 3.3 Matlab program girdileri

Temel Boyutların Belirlenmesinde Kullanılan Parametreler		
Çıkış Gücü [kVA]	Q	10000
Oluk Sayısı	s	84
Etkin Faz Voltajı [V]	E_p	1905
Spesifik Elektrik Yükleme[kA/m]	A_s	240
Anma Devri [rps]	n_s	0.1667
Spesifik Manyetik Yükleme [T]	B_s	3
Sargı Faktörü	k_w	0.9531

Algoritma basamakları Şekil 3.2’de kısaca özetlenmiştir. Algoritmada ilk olarak L’ye 1.4 ile 1.8 arasında geçici değerler atanır. Bu aralık 2 m’den küçük olma ön koşulunu sağlar. Bu değerlere karşılık gelen D geçici değerleri belirlenerek etkin faz emk denkleminde faz sarım sayısı için uygun değerler belirlenir. Bu değerlerden yola çıkılarak ortalama z_s değeri en yakın çift tamsayıya yuvarlanır. Burada eşitlik (3.3) yardımıyla N_p değeri hesaplanarak faz emk denkleminde kullanılır. Güç çıkış denklemi ve etkin faz emk denklemi iki bilinmeyenli iki denklem halini alır. Bu denklemlerden D ve L değeri belirlenerek algoritma sonlanır. Algoritma D ve L’nin belirlenmesinin yanı sıra z_s ve N_p ’nin de belirlenmesini sağlar.



Şekil 3.2 D ve L'nin belirlenmesi için kullanılan algoritma

Algoritmayı çalıştıran Matlab kodu Tablo 3.4'de verilmiştir.

Tablo 3.4'deki Matlab programının çıktısı;

- $z_s = 14$
- $N_p = 196$
- $D = 2728$ mm
- $L = 1682$ mm

şeklinde ifade edilir.

Tablo 3.4 D ve L'nin belirlenmesinde kullanılan Matlab kodu

```
Q=10000; %çıkış gücü
E=3300/sqrt(3); %faz voltajı
p=4; %kutup çifti sayısı
q=3.5;
ns=1/6; %rps cinsinden devir
s=6*p*q; %oluk sayısı
Bs=3; %spesifik manyetik yükleme(Wb/m ^ 2)
As=240000; %spesifik elektrik yükleme (A/m)
Kw=0.9531; %sargı faktörü
S=Q*sqrt(2)/(pi*pi*Kw*Bs*As*ns*(10 ^ -3)); %D ^ 2*L değeri
Lx=1.4:0.01:1.8; %geçici L değerleri
Dx=arrayfun(@d,Lx); %geçici D değerleri
Rx=(Lx.*Dx); %mümkün L*D değerleri
Nx=arrayfun(@n,Rx); %mümkün Np değerleri
zx=(6*Nx/s); %mümkün zs değerleri
z=2*round(sum(zx)/(2*length(zx))); %zs çift tamsayı değeri
N=z*s/6; %Np değeri
R=E/(pi*sqrt(2)*Kw*Bs*ns*N); %D*L değeri
D=S/R; %armatür sargısı ortalama çap
L=R/D; %makinenin efektif uzunluğu
function y=n(x)
E=3300/sqrt(3); %faz voltajı
p=4; %kutup çifti sayısı
ns=1/6; %rps cinsinden devir
s=6*p*q;
Bs=3; %spesifik manyetik yükleme(Wb/m ^ 2)
Kw=0.9531;
y=round(E/(pi*sqrt(2)*Kw*Bs*ns*x));
end
function y=d(x)
Q=10000000; %çıkış gücü (VA)
p=4; %kutup çifti sayısı
ns=1/6; %rps cinsinden devir
Bs=3; %spesifik manyetik yükleme(Wb/m ^ 2)
As=240000; %spesifik elektrik yükleme (kA/m)
Kw=0.9531;
S=Q*sqrt(2)/(pi*pi*Kw*Bs*As*ns);
y=sqrt(S/x);
end
```

3.1.2.3 Statorun Yapısal Özellikleri ve Fiziksel Boyutları

Bir önceki bölümde temel boyutlar ve stator sarım sayısı belirlendi. Şimdi statorun geri kalan boyutlarını ve oluk boyutlarını belirleyeceğiz. 3T'lık manyetik akı yoğunluğu değeri konvansiyonel sargı çekirdeklerinin saturasyon değerinin oldukça üzerindedir. Yukarıda belirttiğimiz üzere yüksek manyetik alanı etkili ve güvenli şekilde tutmak için stator (armatür) sargı çekirdeği manyetik olmayan malzemedir (karbon fiber vb.), manyetik perdeleme için ise stator arka gövdesi laminasyonla bir araya getirilmiş ferromanyetik elektrik çeliği saclarından imal edilmelidir. Elektrik çeliği saclarının birbirlerinden yalıtılmasının sebebi Eddy akım kayıplarının en aza indirilmeye çalışılmasıdır. Bu özelliklere sahip statorun geometrisini belirlemeye armatür iletkenleri ve oluk yapısı incelenerek başlanacaktır.

Konvansiyonel senkron jeneratörlerde armatür iletken akım yoğunluğunun etkin değeri J_{cu} 4-5 A/mm² civarındadır. İletken kesit alanı S_{cu} denklem (3.10) yardımıyla belirlenir.

$$S_{cu} = \frac{I_p}{J_{cu}} \quad (3.10)$$

Oluk alanı ise paketleme faktörü dikkate alınarak oluk başına iletken sayısı çarpımıyla bulunur. λ_s paketleme faktörü olmak üzere oluk alanı S_s eşitlik (3.11)'le belirlenir.

$$S_s = \frac{z_s S_{cu}}{\lambda_s} \quad (3.11)$$

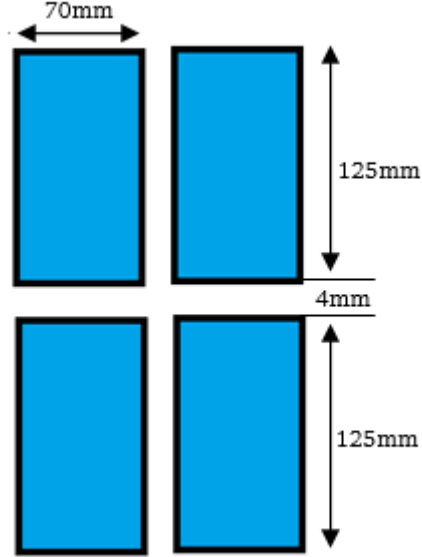
Oluk genişliği b_s , oluk yüksekliği h_s olmak üzere oluk alanının bir diğer ifadesi eşitlik (3.12) ile verilir.

$$S_s = b_s h_s \quad (3.12)$$

$\lambda_s = 0.5-0.6$ aralığındadır. Buradan oluk uzunluğu ve genişliği için uygun değerler şu şekilde belirlenmiştir:

$b_s = 70$ mm, $h_s = 250$ mm.

Diğer taraftan oluk alanı hava çekirdekli sargı için doğrudan sargı alanına karşılık gelecektir. Şekil 3.3’de gösterildiği gibi katmanların yüksekliği 125 mm ve iki sargı katmanı arasında 4 mm boşluk olacak şekilde oluklar düzenlenecektir.



Şekil 3.3 Sargı tasarımı

İç katman stator iç çeperi arasına ve dış katman stator arka gövdesi iç çeperi arasına 20 mm’lik kompozit malzeme mesafesi konulacaktır. Bu yeni uzunluklar (3.13) ve (3.14) eşitliğiyle belirlenirler.

$$R_s = R_a - 147 \text{ mm} \quad (3.13)$$

$$R_{s1} = R_a + 147 \text{ mm} \quad (3.14)$$

R_s stator iç yarıçapı ve R_{s1} arka gövde iç yarıçapıdır.

Daha önce belirtildiği gibi armatür sargısı kompozit bir yalıtıkana gömülüyken stator arka gövdesi manyetik perdeleme için ferromanyetik malzemeden tasarlanacaktır. Stator arka gövdesinin kalınlığı t_y denklem (3.15) yardımıyla hesaplanır [64].

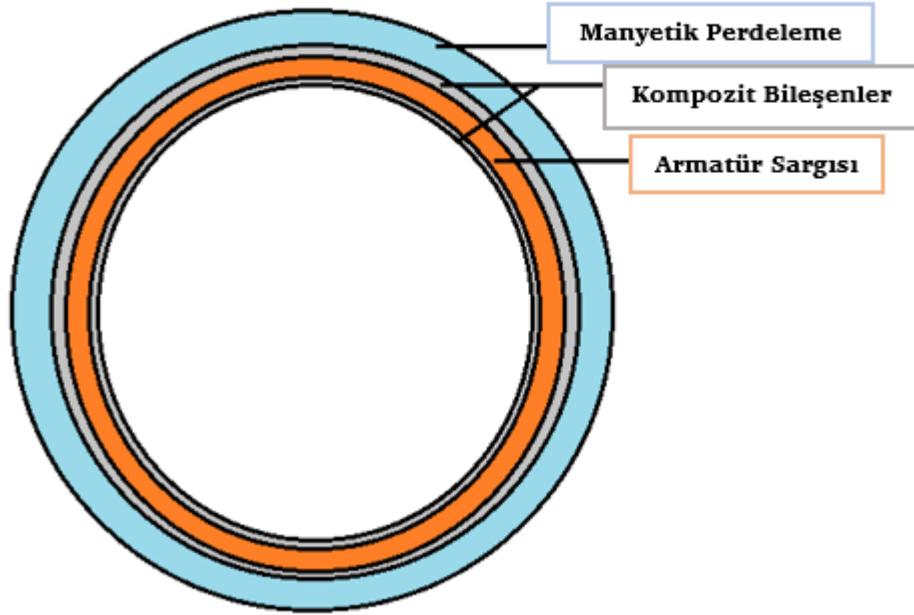
$$t_y = \frac{2B_s}{pB_{sat}} \left(\frac{R_a}{R_{s1}} \right)^{p+1} \frac{R_a}{1 + (R_a/R_{s1})^{2p}} \quad (3.15)$$

(3.15)'de B_{sat} maksimum akı yoğunluğu yani saturasyon değerini tanımlar ve 1.76 T alınacaktır [65].

Stator için hesaplanan fiziksel boyutlar Tablo 3.5'de verilmiştir.

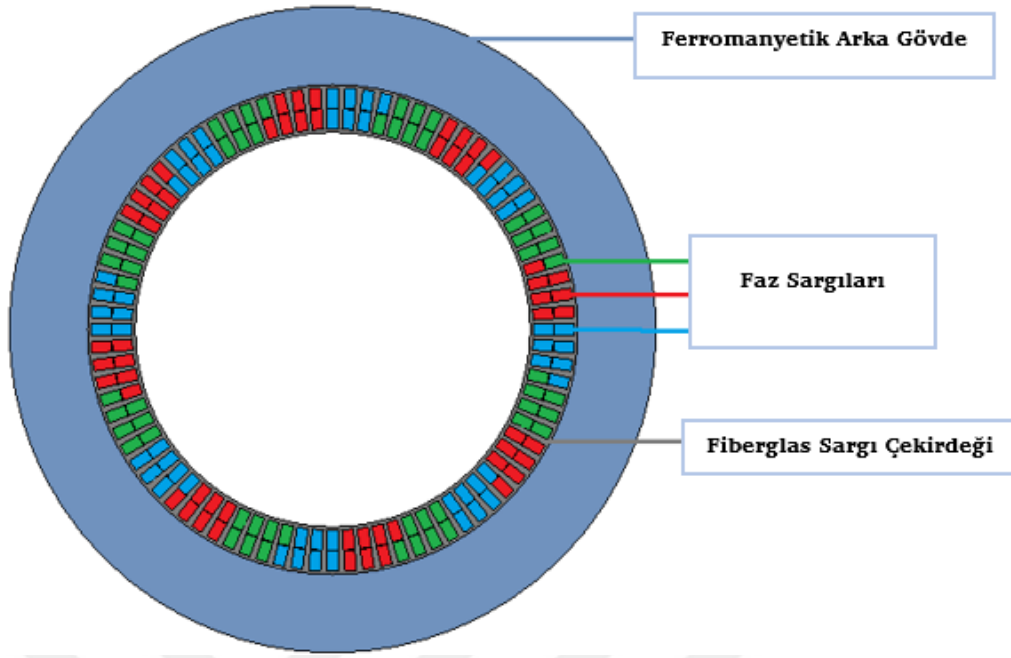
Tablo 3.5 Stator fiziksel boyutları

Stator iç yarıçapı	R_s	1214 mm
Stator arka gövde iç yarıçapı	R_{s1}	1511 mm
Stator arka gövde dış yarıçapı	R_{s2}	1993 mm
Stator arka gövde kalınlığı	t_y	482 mm



Şekil 3.4 Statorun temel bileşenleri

Stator'un temel bileşenleri Şekil 3.4'de gösterilmiştir. Comsol programına aktarılan stator tasarımının görüntüsü Şekil 3.5'de verilmiştir.



Şekil 3.5 Stator tasarımı

3.2 Rotor ve YSS Alan Sargı Tasarımı

Rotor gövdesi de kompozit bir malzeme olan fiberglastan yapılacaktır. Rotora manyetik perdeleme için iç ferromanyetik bir gövde yerleştirilmeyecektir. Stator ve rotor arasında bırakılan boşluğa makinenin hava aralığı denir. Hava aralığı makinenin çalışması ve karakteristik özellikleri üzerinde büyük öneme sahiptir. Bu öneme rağmen konvansiyonel makineler de dahil olmak üzere l_g hava aralığı uzunluğu için hiçbir teorik optimum çözüm yoktur [60]. Burada [65] takip edilerek l_g 40 mm alınacaktır. R_r rotor dış yarıçapı eşitlik (3.16) kullanılarak belirlenir.

$$R_r = R_s - l_g \quad (3.16)$$

Yüksek sıcaklık süperiletken alan sargısı çekirdeği manyetik olmayan malzemedan tasarlanacağı için kutup ayaklarının şekilleri önemsiz olacaktır. Rotorun silindirik gövdesine yerleştirilmiş YSS sargılar jeneratörün kutuplarını meydana getireceklerdir. R_f alan sargısı yarıçapı olmak üzere, alan sargısında üretilmesi gereken toplam manyeto-motor kuvveti (mmk) denklem (3.17) yardımıyla belirlenir [63].

$$N_f I_f = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{R_a}{R_f} \right)^{p+1} \frac{\pi R_f B_s}{1 + (R_a/R_{s1})^{2p}} \quad (3.17)$$

Denklem (3.17)'de

N_f : Toplam sarım sayısı,

I_f : Alan sargı uyarma akımıdır.

Kutup başına gerekli mmk değeri eşitlik (3.18) yardımıyla hesaplanır.

$$(N_f I_f)_p = \frac{N_f I_f}{2p} \quad (3.18)$$

J_f YSS bobinlerdeki akım yoğunluğu olmak üzere rotor oluk kesit alanı S_{rs} denklem (3.19) kullanılarak hesaplanır [15].

$$S_{rs} = \frac{(N_f I_f)_p}{J_f} \quad (3.19)$$

Rotor oluk yüksekliği h_r ve oluk genişliği b_r olmak üzere rotor oluk kesit alanının bir diğer ifadesi eşitlik (3.20) ile verilir.

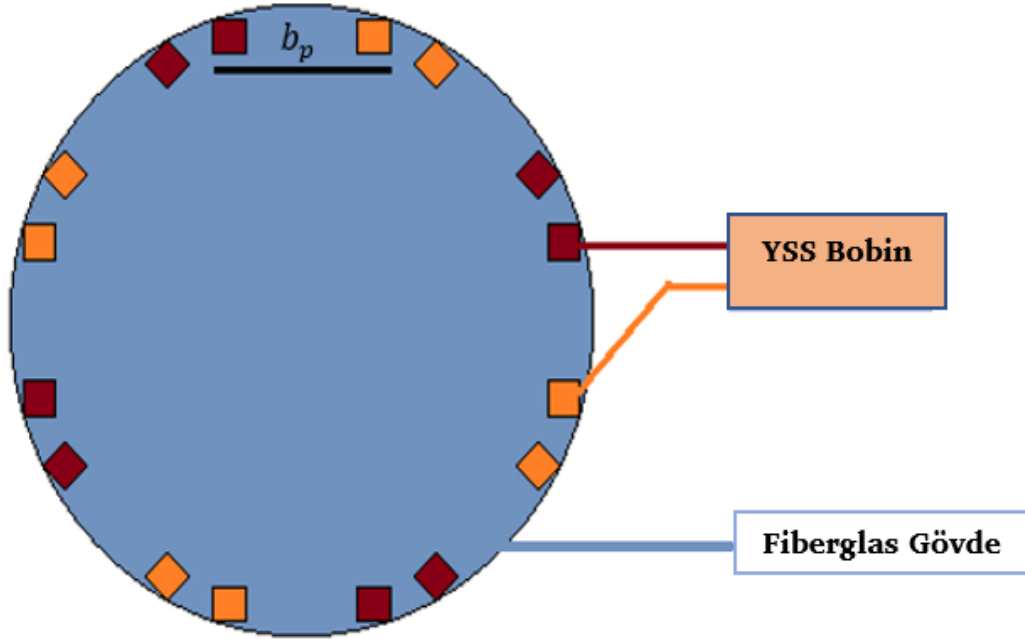
$$S_{rs} = b_r h_r \quad (3.20)$$

J_f değeri 150.5 A/mm^2 alınacaktır. Burada $R_f \approx R_r$ yaklaşıklığını kullanarak oluk kesit alanının büyüklük mertebesini belirleyecek, uygun $b_r = h_r$ seçimini yaptıktan sonra Comsol Multiphysics programında belirlenen uygun R_f değeri ile ilgili hesaplamalar yapılacaktır. Programa aktarılan rotor tasarımının görüntüsü Şekil 3.6 da verilmiştir. Şekil 3.6'da YSS için bordo ve turuncu renkler sarım yönlerini vurgulamak için kullanılmıştır. Kutup başına hava aralığı yay uzunluğu kutup adımı olarak tanımlanır ve denklem (3.21) yardımıyla hesaplanır.

$$\tau_p = \frac{\pi R_r}{p} \quad (3.21)$$

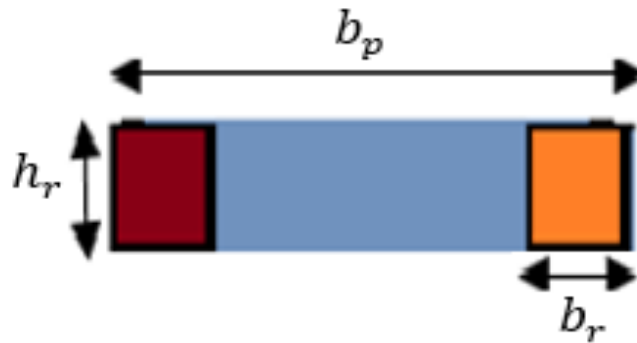
Kutup ayağı genişliği b_p Şekil 3.6 ve Şekil 3.7'de gösterilmiştir. Tasarımda b_p eşitlik (3.22) üzerinden hesaplanmıştır.

$$b_p = 0.77\tau_p \quad (3.22)$$



Şekil 3.6 Rotor tasarımı

Yüksek sıcaklık süperiletken alan sargı tasarımı Şekil 3.7'de verilmiştir.



Şekil 3.7 Alan sargı uzunlukları

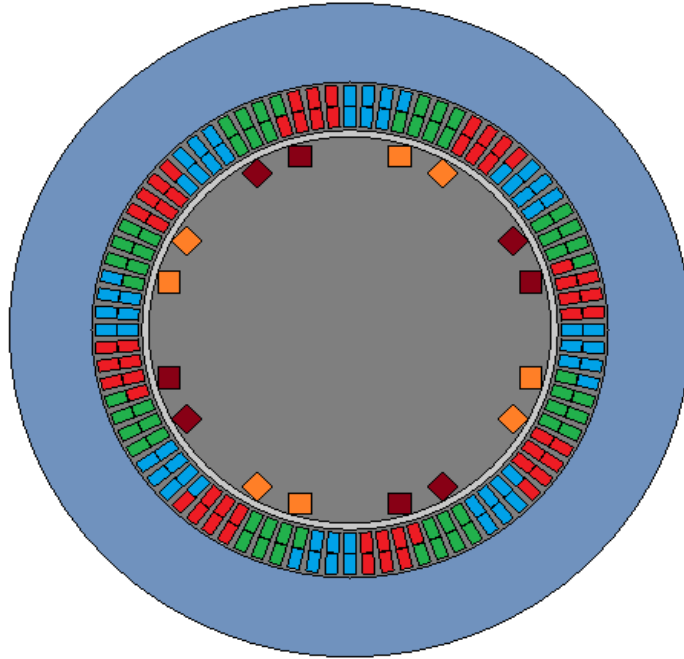
Rotor üzerinde tanımlı fiziksel boyutlar ve rotor tasarım parametreleri Tablo 3.6'da özetlenmiştir.

Tablo 3.6 Rotor fiziksel boyutları ve tasarım parametreleri

Rotor dış yarıçapı	R_r	1177 mm
Alan sargısı yarıçapı	R_f	1096.6 mm
Rotor oluk yüksekliği	h_r	128 mm
Rotor oluk genişliği	b_r	128 mm
Kutup başına sarım sayısı	N_f	12321
Alan sargısı uyarma akımı	I_f	200 A

3.2.1 Jeneratör Modelinin FEM Analizi Sonuçları

Tasarımın tamamının Comsol Multiphysics programındaki iki boyutlu görünümü Şekil 3.8’de belirtilmiştir. Tasarım, Şekil 3.8’de bileşenlerin yapısal ve fiziksel özellikleri ayırt edilebilecek şekilde renklendirilmiştir.

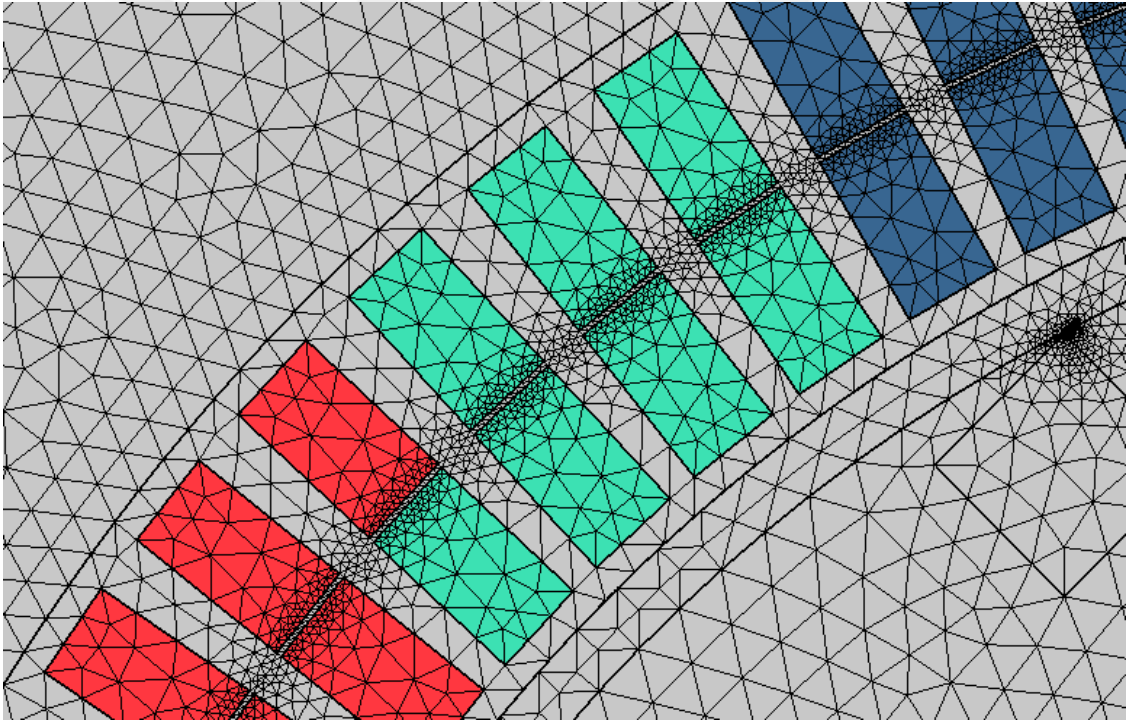


Şekil 3.8 YSS-RTJ'nin iki boyutlu kesiti

Renklendirilmemiş bölge jeneratörün hava aralığıdır. Mavi, kırmızı ve yeşil renkler faz sargılarına karşılık gelmektedir. Rotor üzerindeki YSS bobinler için kullanılan bordo ve turuncu renkler sarım yönlerini göstermektedir. En dıştaki mavi-gri bölge manyetik perdelemeyi sağlayan ferromanyetik arka gövdedir. Faz sargılarının

çevresindeki ve rotor gövdesindeki koyu gri bölge kompozit fiberglass yapıyı göstermektedir. Yüksek sıcaklık süperiletken bobinlerin etrafında vakumlanmış soğutucu akışkanın yer alacağı bir bölge bulunmalıdır. Bu bölümde sadece elektromanyetik tasarım incelendiğinden YSS ile ilgili hesaplamalar sonraki bölümlere bırakılmıştır.

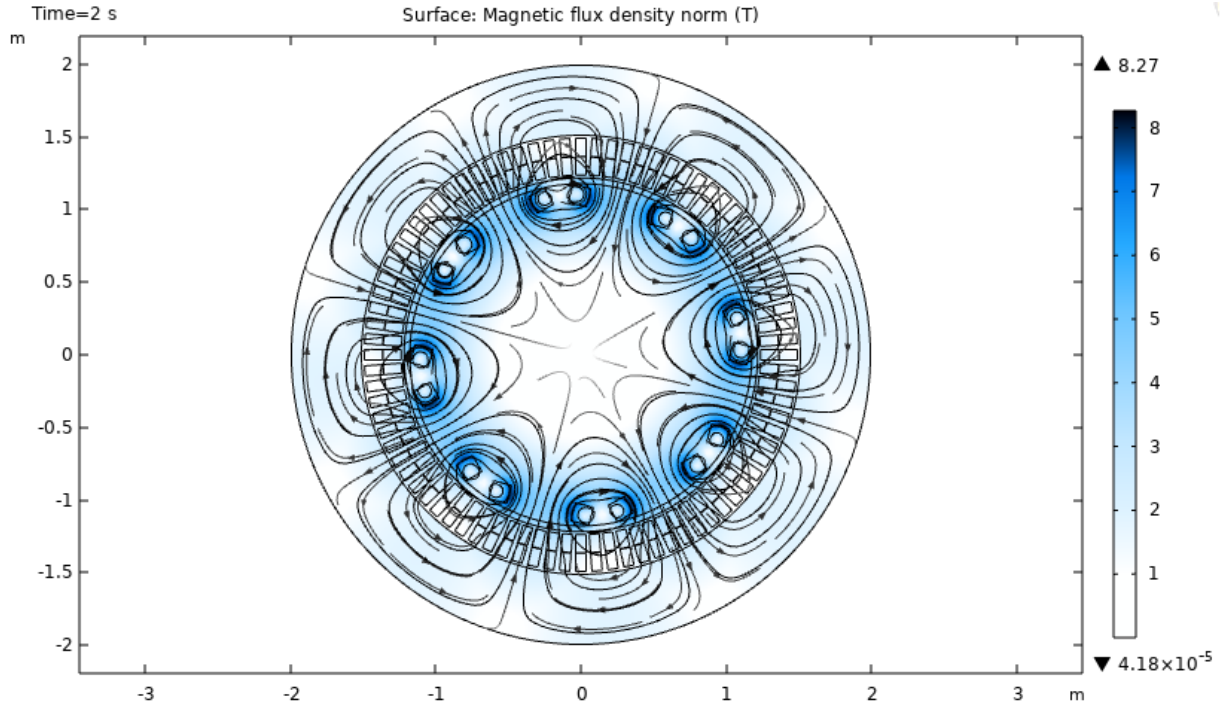
Simülasyon İntel 2.40 GHz 2 işlemci 20 GB ram'lik bilgisayarla yapılmıştır. Comsol Multiphysics'de tanımlanan geometri 188 domain, 756 sınır ve 756 düğüm noktası içermektedir. Sürekliliğin ve hareketin tanımlandığı tek sınır bulunmaktadır. Örgülemeyle oluşan toplam domain sayısı 53936, sınır elemanı sayısı 6992'dir. Örgüleme Şekil 3.9'da gösterilmiştir. Toplam serbestlik derecesi 27650'dir. Jeneratör yüklü durumunda hesaplama süresi 9 dakika 8 saniyedir. Bu hesaplama süperiletkenlik özellikleri dahil edilmemiştir.



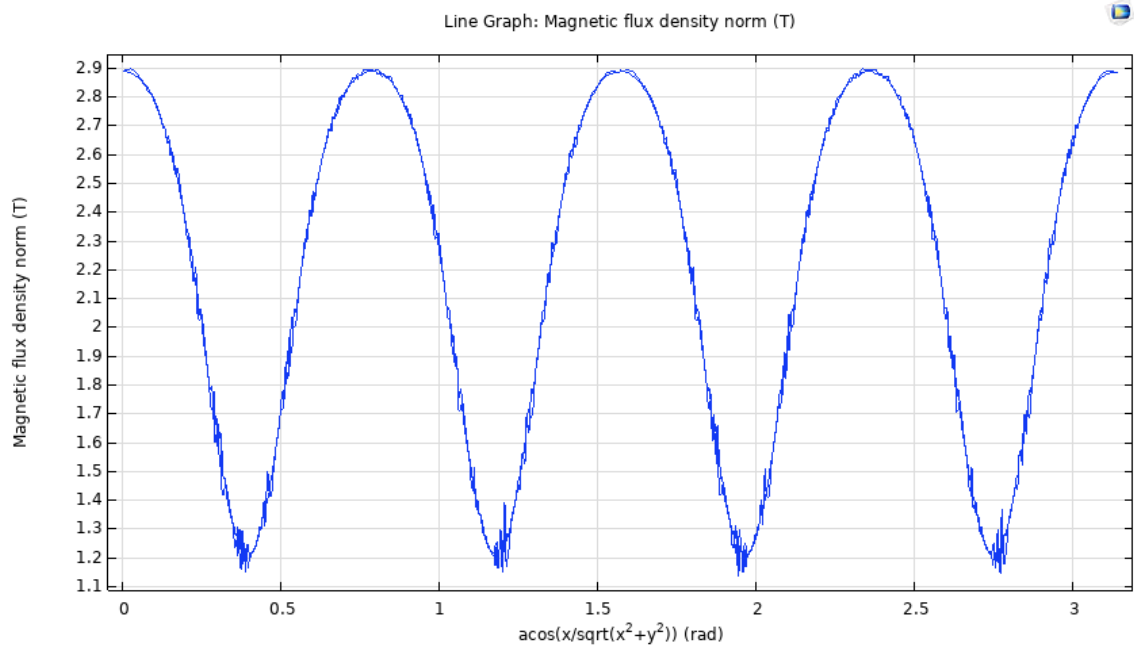
Şekil 3.9 Modelin örgülemesi

Comsol'da yapılan hesaplama sonucu manyetik akı yoğunluğunun dağılımı Şekil 3.10'da gösterilmiştir. Comsol'da R_a 'daki manyetik akı yoğunluğunun büyüklüğü simüle edilerek Şekil 3.11'de gösterilmiştir. Grafiğin yatay eksenini açı değeri olarak seçilmiştir. Seçilen B_s değeri ile maksimum büyüklük değerinin uyumlu olduğu grafikten açıkça görülebilir.

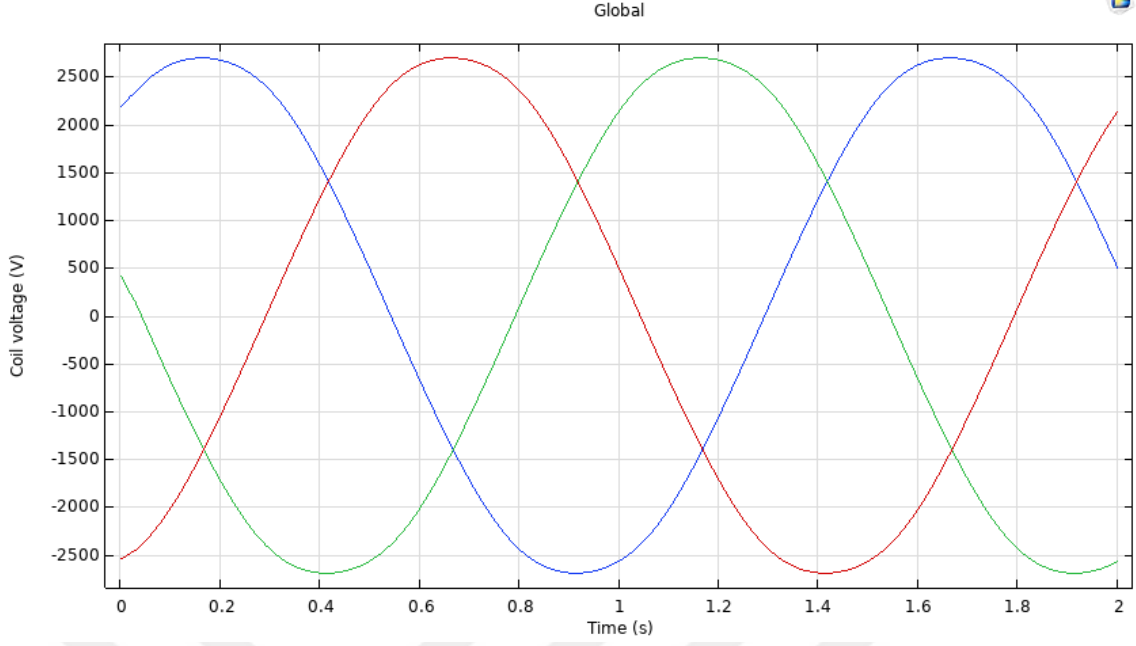
Boşta çalışma durumunda üretilen voltaj grafiği Şekil 3.12’de verilmiştir. Voltaj grafiğinde uzay harmoniklerinin etkisinin çok az olduğu görülmektedir. Bu durumda dengeli 3-faz sargıda uzay harmoniklerinden dolayı ısınma çok az olacaktır.



Şekil 3.10 Manyetik akı yoğunluğu dağılımı

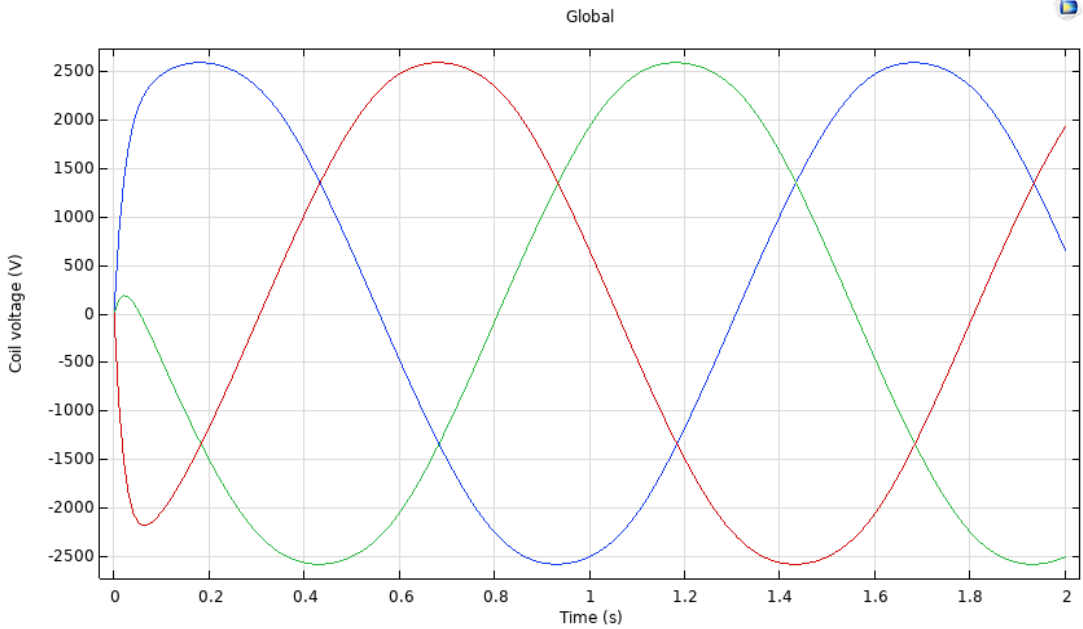


Şekil 3.11 R_a 'da manyetik akı yoğunluğu büyüklüğü

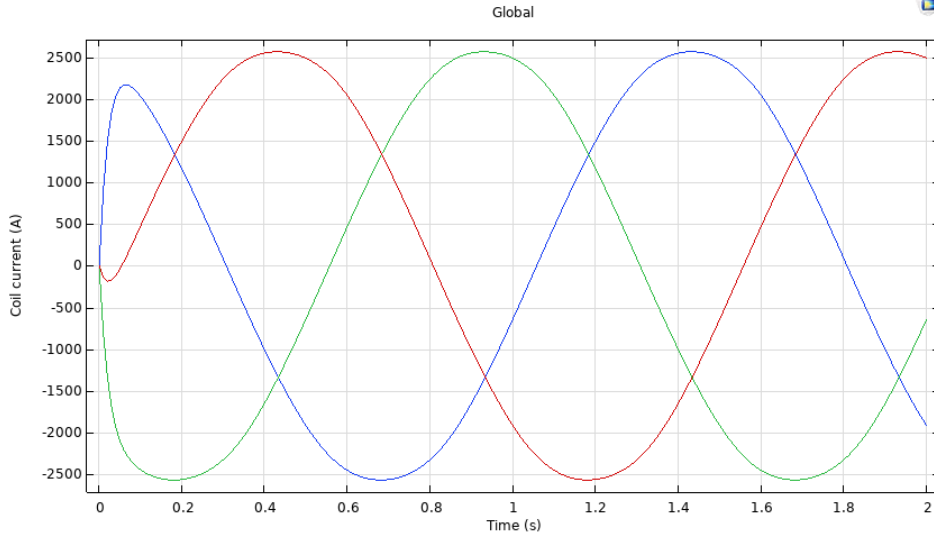


Şekil 3.12 Boşta çalışma durumunda faz voltajları

Programda akım değerini ve gücü hesaplamak için 1.01Ω luk direnç faz uçlarına dengeli şekilde bağlanarak devre analizi yapılmıştır. Direnç değeri 10 MW'lık çıkış gücüne göre hesaplanmıştır. Yüklü durumda voltaj grafiği Şekil 3.13'de, akım grafiği ise Şekil 3.14'de verilmiştir.



Şekil 3.13 Yüklü durumda faz voltajları



Şekil 3.14 Yüklü durumda faz akımları

Bertotti yöntemi kullanılarak demir kaybı P_{cl} Comsol'da hesaplanmıştır. Elektrik jeneratöründeki demir kaybını hesaplamada kullanılan Bertotti eşitliği denklem (3.23) kullanılarak ifade edilir [66].

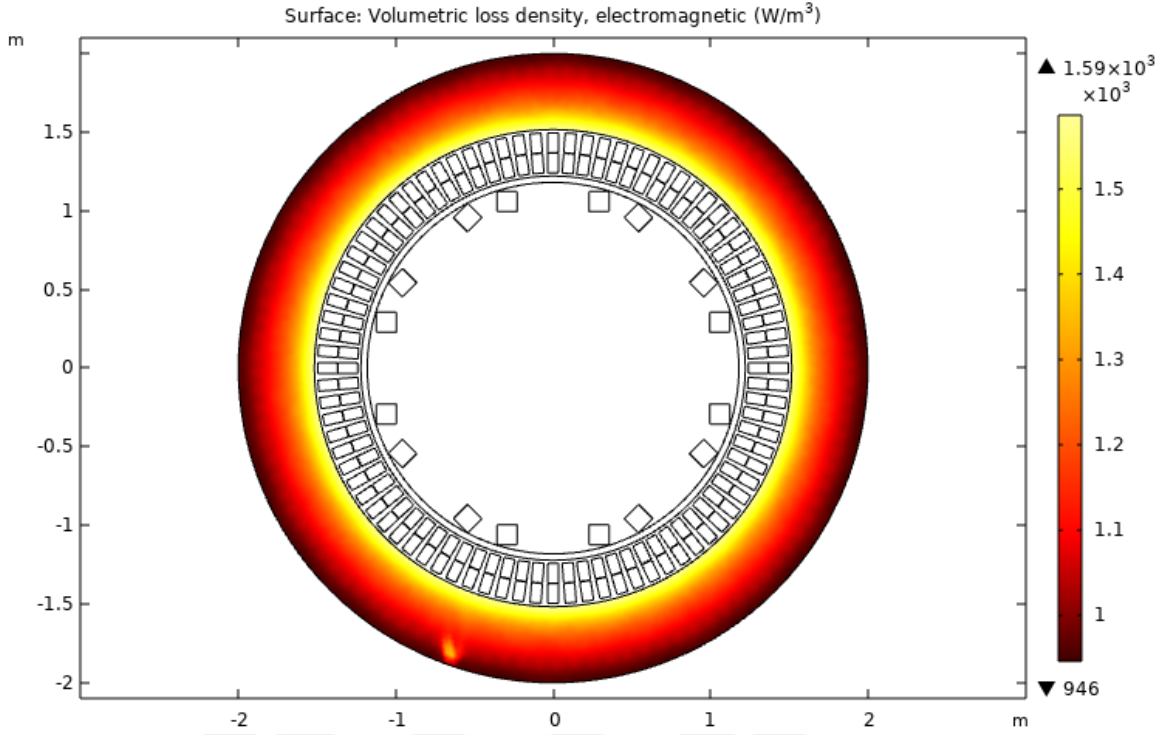
$$P_{cl} = \left[k_h B_\delta^2 + \frac{\pi \sigma d^2}{6} (B_\delta f)^2 + 8.67 k_e (B_\delta f)^{3/2} \right] k_f \quad (3.23)$$

Eşitlik (3.23)'de:

- σ: Malzeme iletkenliği,
- d: Laminasyon kalınlığı,
- f: Frekans,
- k_f : Demir paketleme katsayısı,
- k_h : Histeresiz kayıp katsayısı,
- k_e : Ek kayıp katsayısı,
- B_δ : Manyetik akı yoğunluğu genliğidir.

k_h değeri 240 seçilirken diğerleri Comsol programındaki değerler baz alınarak seçilmiştir.

Bir elektriksel periyottaki demirin hacimsel kayıp yoğunluğunun dağılımı Şekil 3.15'de verilmiştir.



Şekil 3.15 Demir kaybının dağılımı

Sargıdaki bakır kaybı

$$P_{cu} = 3R_{cu}I_p^2 \quad (3.24)$$

eşitliği kullanılarak hesaplanmıştır. Eşitlik (3.24)'de R_{cu} tek faz sargısının elektriksel direncini ifade eder. Makinenin performans karakteristiğine ait parametreler Tablo 3.7'de özetlenmiştir.

Tablo 3.7 Jeneratör çalışma karakteristiği

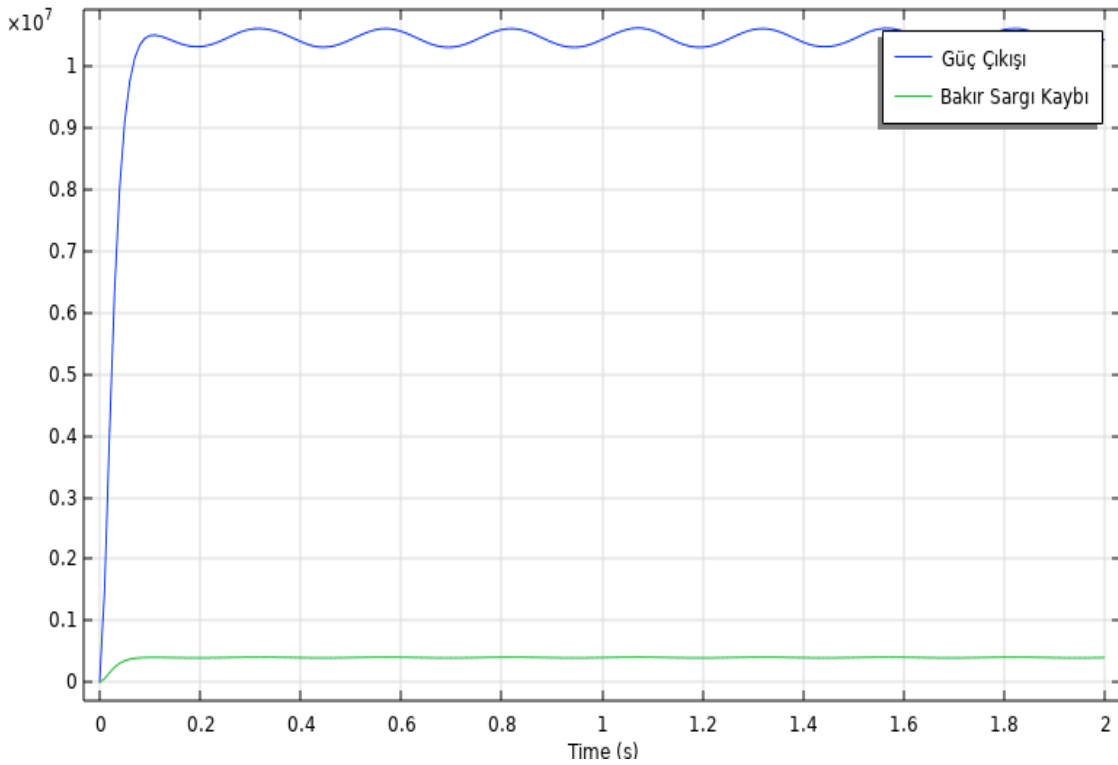
Boşta maksimum emk	E_m	2694.5 V
Boşta etkin voltaj	E_p	1905.3 V
Maksimum manyetik akı yoğunluğu	B_m	8.27 T
Yüklü durum etkin faz akımı	I_p	1820.7 A
Faz sargısı direnci	R_{cu}	0.0387 Ω
Çıkış gücü	Q	10040 kVA

Manyetik akı yoğunluğu sargı sınırlarında 2.4-3.8 T arasında değişir. Armatür sargısı bakır ve arka gövde demir kayıpları sırasıyla;

- $P_{cu} = 385580$ W,
- $P_{cl} = 10547$ W,

değerlerindedir. Yüksek sıcaklık süperiletken alan sargısı kaybı bir sonraki bölümde hesaplanacaktır.

Bakır sargı kaybı ve güç çıkışı karşılaştırması Şekil 3.16'da verilmiştir.



Şekil 3.16 Güç çıkışı ve bakır sargı kaybı

Şekil 3.16'dan da açıkça görüleceği üzere jeneratör istenilen yaklaşıklıkta güç üretmektedir.

3.3 8 MW YSS-RTJ Tasarımı

3.3.1 8 MW Jeneratörün Stator Tasarımı

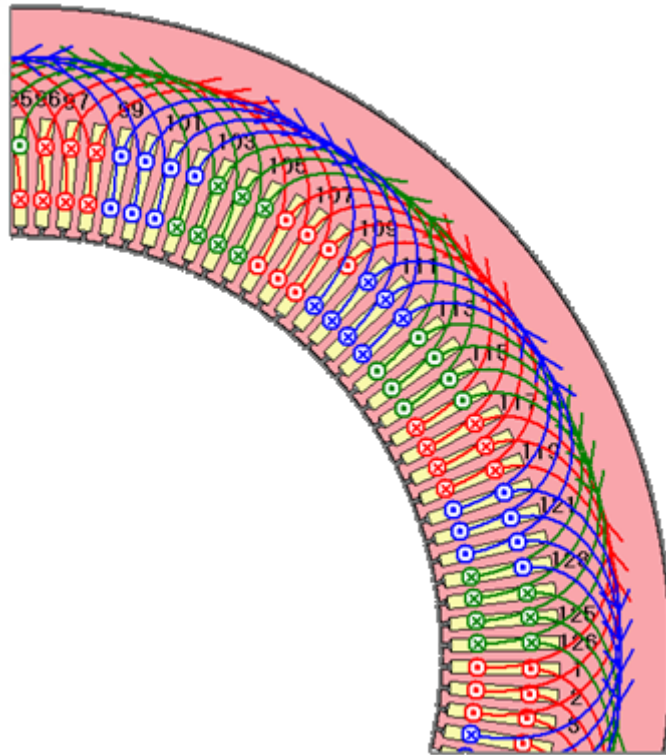
Bu bölümde 8 MW YSS-RTJ tasarımının elektromanyetik FEM analizi sonuçları verilecektir. Bir önceki bölümde verilmiş olduğundan tasarım aşamaları ayrıntı

incelenmeyecektir. Tablo 3.8’de 8 MW senkron jeneratör için temel tasarım parametreleri verilmiştir.

Tablo 3.8 8 MW Jeneratör temel tasarım parametreleri

3-Faz YSS Senkron Jeneratör Temel Tasarım Parametreleri		
Çıkış gücü	Q	8 MW
Kutup sayısı	$2p$	12
Anma voltajı (faz-faz çizgi)	V_p	3300 V
Anma akımı (efektif faz akımı)	I_p	1400 A
Anma devri	n	12 rpm
Efektif uzunluk	L	<2m
Stator dış yarıçapı	R_{s2}	<2m

Bu tasarımda 12 kutup kullanılacaktır. Renk adımı $q = 3.5$ alınarak oluk sayısı 126 olarak belirlenmiştir. ANSYS Motor-CAD ile yapılan sargı tasarımının kesiti Şekil 3.17’de verilmiştir.



Şekil 3.17 126 oluklu sargının radyal dağılımı

Jeneratörün temel boyutlarının hesaplanmasında $A_s=200$ kA/m, $B_s=3.2$ T ve $k_w=0.9531$ değerleri kullanılmıştır. Fiziksel boyutların ve armatür sarım sayısının belirlenmesinde kullanılan Matlab kodu Tablo 3.9'da belirtilmiştir.

Tablo 3.9 8 MW jeneratörün temel boyutlarının belirlenmesinde kullanılan Matlab kodu

```

%Jeneratörün temel boyutları
Q=8000000; %çıkış gücü
m=2500000; %denklem sabiti
E=3300/sqrt(3); %faz voltajı
p=6; %kutup çifti sayısı
q=3.5;
ns=12/60; %rps cinsinden devir
s=6*p*q;
Bs=3.2; %spesifik manyetik yükleme(Wb/m ^ 2)
As=200000; %spesifik elektrik yükleme (ac/m)
Kw=0.9531; %sargı faktörü
S=Q*sqrt(2)/(pi*pi*Kw*Bs*As*ns);
Lx=1:0.01:1.5;
Dx=arrayfun(@d,Lx);%mümkün D değerleri
Rx=(Lx.*Dx);%mümkün D*L değerleri
Nx=arrayfun(@n,Rx);
zx=(6*Nx/s);
z=2*round(sum(zx)/(2*length(zx)))%oluk başına iletken sayısı
N=z*s/6%faz başına seri sarımların sayısı
R=E/(pi*sqrt(2)*Kw*Bs*ns*N);%D*L değeri
D=S/R%armatür sargısı ortalama çap
L=R/D%makinenin efektif uzunluğu
function y=n(x)
E=3300/sqrt(3); %faz voltajı
p=6; %kutup çifti sayısı
q=3.5;
ns=12/60; %rps cinsinden devir
s=6*p*q;
Bs=3.2; %spesifik manyetik yükleme(Wb/m ^ 2)
Kw=0.9531;
y=round(E/(pi*sqrt(2)*Kw*Bs*ns*x));
end
function y=d(x)
Q=8000000; %çıkış gücü
E=3300/sqrt(3); %faz voltajı
p=6; %kutup çifti sayısı
q=3.5;%
ns=12/60; %rps cinsinden devir
Bs=3.2; %spesifik manyetik yükleme(Wb/m ^ 2)
As=200000; %spesifik elektrik yükleme (ac/m)
Kw=0.9531;
S=Q*sqrt(2)/(pi*pi*Kw*Bs*As*ns);
y=sqrt(S/x);
end

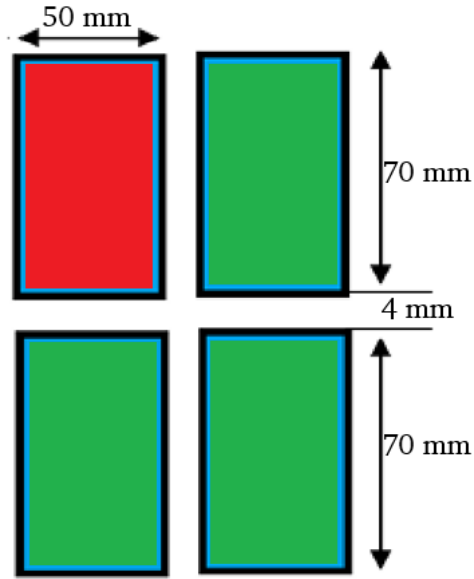
```

Tablo 3.9'daki Matlab kodunun çıktısı;

- $z_s = 10$
- $N_p = 210$
- $D = 2806$ mm
- $L = 1193$ mm

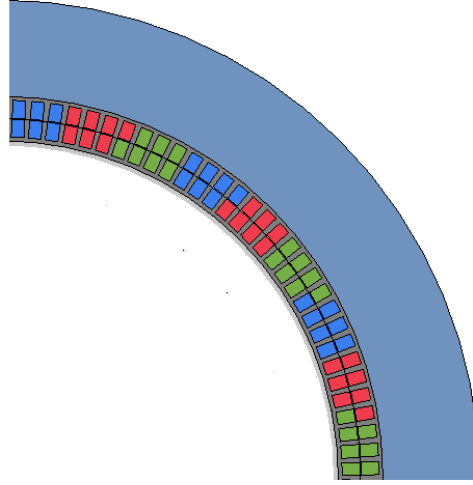
şeklinde ifade edilir.

Armatür sargısındaki bakır telin kesit alanı eşitlik (3.10) kullanılarak belirlenmiştir. Armatür sargısı akım yoğunluğu J_{cu} 'nun RMS değeri 4.5 A/mm² alınmıştır. Daha sonra eşitlik (3.11) kullanılmış sargı paketleme faktörü λ_s değeri 0.5 seçilmiştir. Buna göre armatür sargısının katmanları Şekil 3.18'de gösterildiği şekilde belirlenmiştir.



Şekil 3.18 8 MW armatür sargısı tasarımı

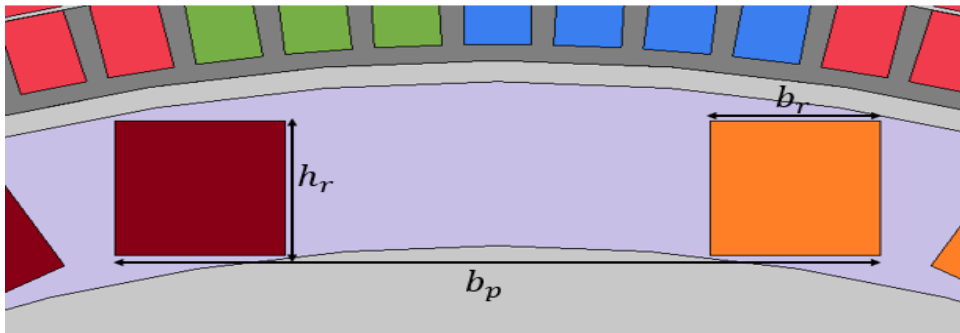
Sargı katmanları ile arka gövde dış katman arasına ve stator iç çeper iç katman arasına 15 mm'lik kompozit malzeme mesafesi konmuştur. Arka gövde kalınlığı eşitlik (3.15) yardımıyla hesaplanmıştır. Statorun iki boyutta dörtte birlik kesiti Şekil 3.19'da belirtilmiştir.



Şekil 3.19 8 MW jeneratörün statorunun 2 boyutta dilim kesiti

3.3.2 12 Kutuplu Rotor ve YSS Alan Sargı Tasarımı

Rotor iç gövdesi kompozit bir malzeme olan fiberglastan tasarlanacaktır. Rotor dış yarıçapı ve stator iç çapı arasındaki l_g hava aralığı uzunluğu 20 mm olarak seçilecektir. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerden oluşan bobinlerin merkeze olan uzaklığı eşitlik (3.17) kullanılarak optimize edilmeye çalışılmıştır. Bu tasarımda, 12 kutup meydana getirecek şekilde yerleştirilen YSS bobinlerin etrafında kriyojenik soğutucuya bağlı ve sıvı azotun sirkülasyon yaptığı termal yalıtım bölgesi açıkça gösterilecektir. Rotor alan sargısı oluk alanı, eşitlikler (3.18), (3.19) ve (3.20) kullanılarak belirlenmiştir. Yüksek sıcaklık süperiletken bobindeki akım yoğunluğu 110 A/mm^2 civarında alınmıştır. Oluk yüksekliği h_r , genişliği b_r ve kutup ayağı uzunluğu b_p sırasıyla 128 mm, 126 mm ve 692 mm olacak şekilde belirlenmiştir. Tek bir YSS bobin üzerinde uzunluklar Şekil 3.20’de açıkça gösterilmiştir.

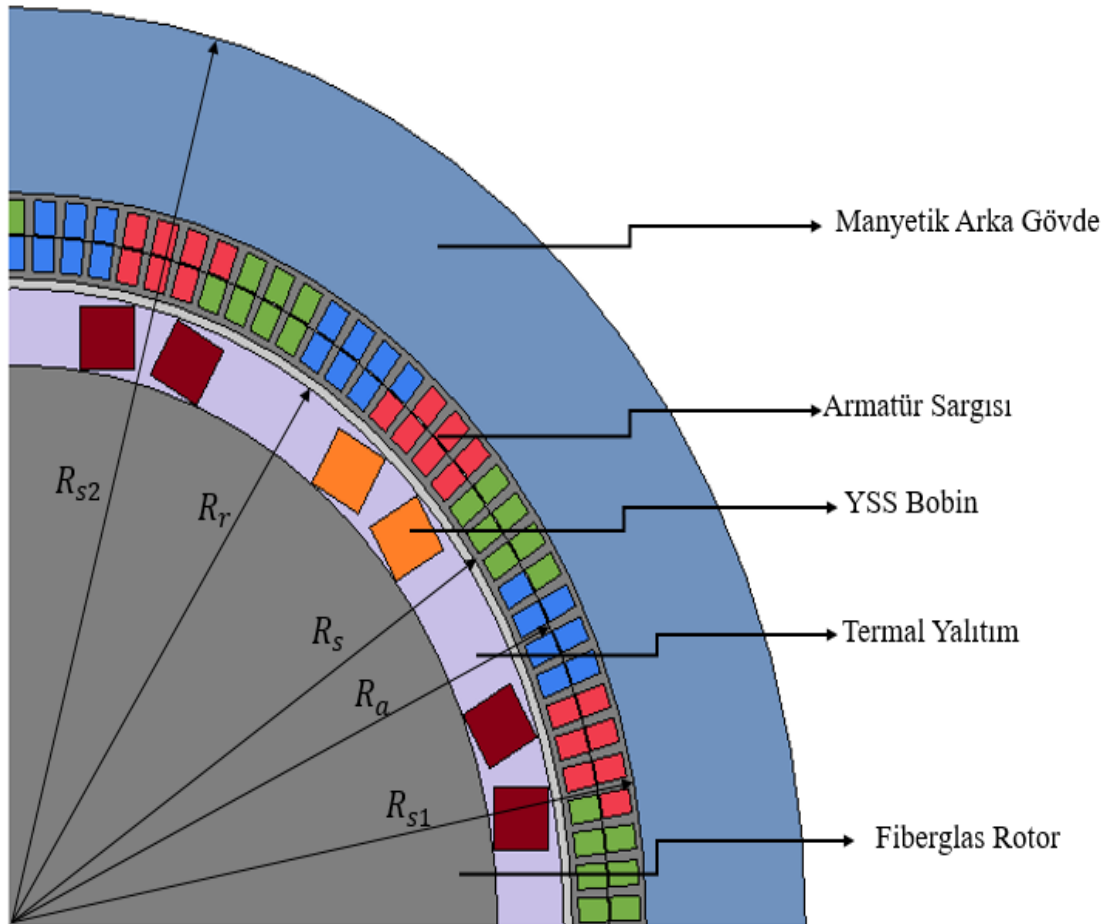


Şekil 3.20 12 kutuplu rotorda YSS bobin boyutları

3.3.3 8 MW YSS-RTJ Tasarım Parametreleri ve Çalışma

Karakteristikleri

Tasarım Comsol programında çizilmiştir. Armatür sargısında konvansiyonel bakır tel alan sargısında ise yüksek sıcaklık süperiletkeni kullanılmıştır. Bu tip tasarımlarda genellikle iki tip YSS kullanılmaktadır. Bunlar YBCO ve BSCCO süperiletkenleridir. Bu materyaller kriyojenik sıcaklıklar altında süperiletkenlik özelliklerini korurlar. YBCO tel teknolojisi, mekanik ve B-J-T özelliklerinden dolayı elektrik makinelerinde kullanılmaya daha elverişlidir [67]. Bu yüzden tasarımda YBCO tel kullanılmıştır. Rotor üzerindeki alan sargılarının kriyojenik bir soğutucuyla beslenerek 77 K'de tutulduğu varsayılmıştır. Comsol programına aktarılan tasarımın dörtte birlik kısmı Şekil 3.21'de gösterilmiştir.



Şekil 3.21 8 MW YSS-RTJ'nin iki boyutta kesiti

Tasarımın fiziksel boyutları ve tasarım parametreleri Tablo 3.10'da özetlenmiştir.

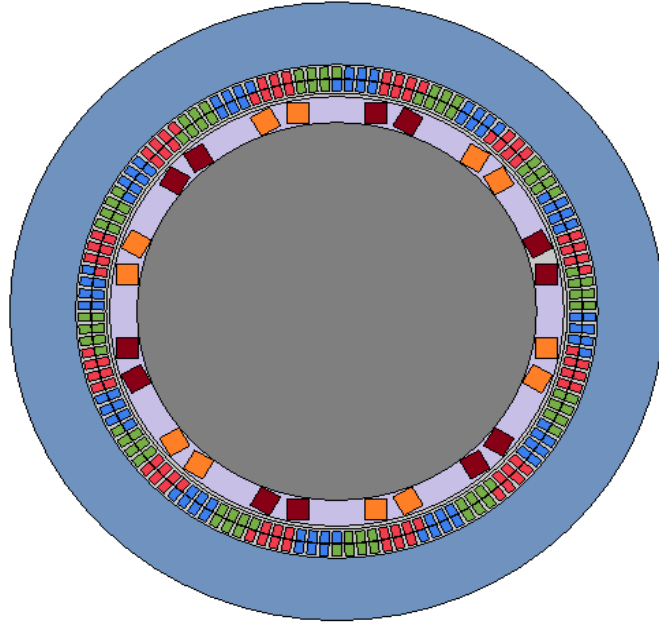
Tablo 3.10 8 MW YSS-RTJ boyutları ve tasarım parametreleri

Stator sargı manyetik akı yoğunluğu	B_s	3.2 T
Stator sargı akım yoğunluğu	J_{cu}	4.5 A/mm ²
Stator sargı ortalama yarıçap	R_a	1403 mm
Stator iç yarıçap	R_s	1316 mm
Arka gövde iç yarıçap	R_{s1}	1490 mm
Arka gövde dış yarıçap	R_{s2}	1866 mm
Rotor alan sargı yarıçap	R_f	1215 mm
Jeneratör etkin uzunluğu	L	1193 mm
Stator oluk yüksekliği	h_s	140 mm
Stator oluk genişliği	b_s	50 mm
Sargı faktörü	k_w	0.9531
YSS sargı akım yoğunluğu	J_f	110 A/mm ²
Kutup başına sarım sayısı	N_f	9799
Alan sargı uyarma akımı	I_f	180 A
Alan sargısı toplam mmk	$12 \times N_f I_f$	21.165×10^6 A.m

Bu aşamada analitik tasarım tamamlanmıştır. Matlab ile yapılan hesaplamalar analitik denklemlere dayanmaktadır. Bir sonraki bölümde FEM analizi Comsol programı ile yapılarak tasarımın elektromanyetik özellikleri incelenecektir.

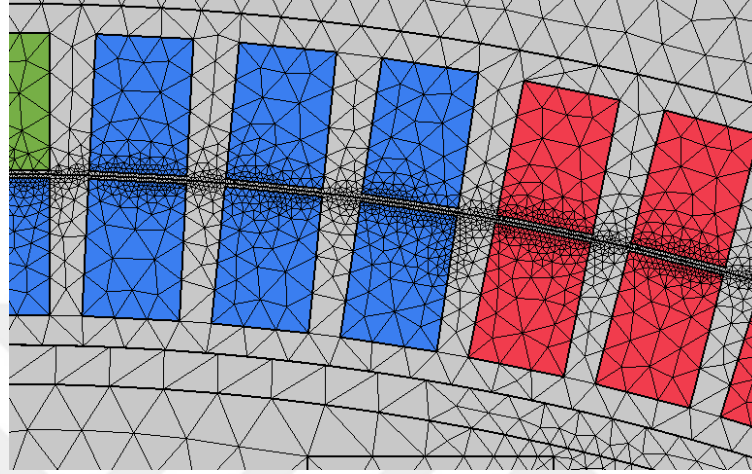
3.3.4 8 MW YSS-RTJ'nin Elektromanyetik FEM Analizi

Comsol programına aktarılan 8 MW 12 kutuplu rüzgar türbin jeneratörünün tasarımının 2 boyutta görünümü Şekil 3.21'de, tasarım bileşenlerin yapısal ve fiziksel özellikleri Şekil 3.21'de renklendirilmiştir.



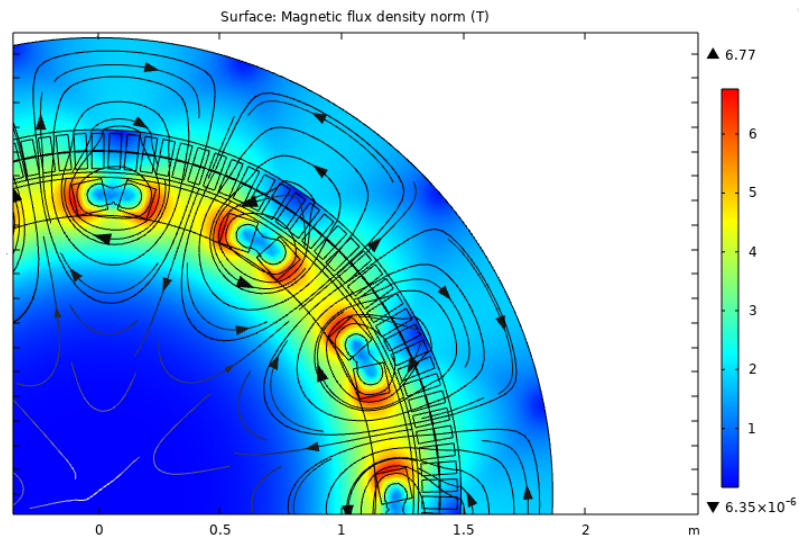
Şekil 3.21 8 MW YSS-RTJ'nin iki boyutlu kesiti

Simülasyon Intel 2.40 GHz 2 işlemci 20 GB ram'lik bilgisayarla yapılmıştır. Comsol'da tanımlanan geometri 282 domain, 1132 sınır ve 1132 düğüm noktası içermektedir. Sürekliliğin ve hareketin tanımlandığı tek sınır bulunmaktadır. Örgülemeyle oluşan toplam domain sayısı 102400, sınır elemanı sayısı 15930'dur. Modelin örgülemesi Şekil 3.22'de gösterilmiştir.

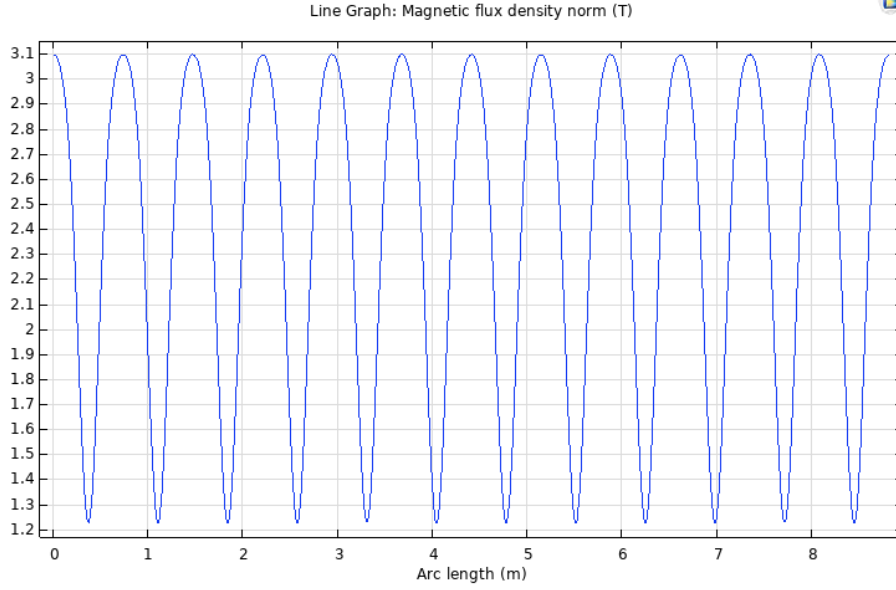


Şekil 3.22 8 MW jeneratör modelinin örgülemesi

Faz akımlarının simüle edilmesi için faz sargılarına 1.3 ohm'luk dirençler dengeli şekilde bağlanmıştır. Yüklü durumda toplam serbestlik derecesi 52088'dir. Jeneratörün yüklü durumunda hesaplama süresi 13 dakika 5 saniyedir. Comsol'da yapılan simülasyon sonucu manyetik akı yoğunluğu dağılımı Şekil 3.23'de gösterilmiştir. Programda ayrıca R_a 'daki manyetik akı yoğunluğunun büyüklüğü hesaplanarak Şekil 3.24'deki grafik elde edilmiştir.

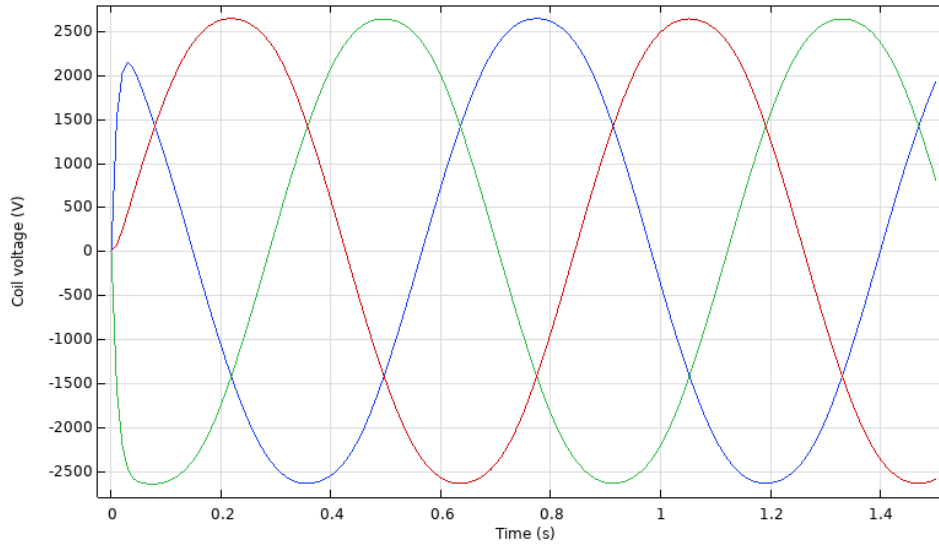


Şekil 3.23 8 MW jeneratör manyetik akı yoğunluğu dağılımı



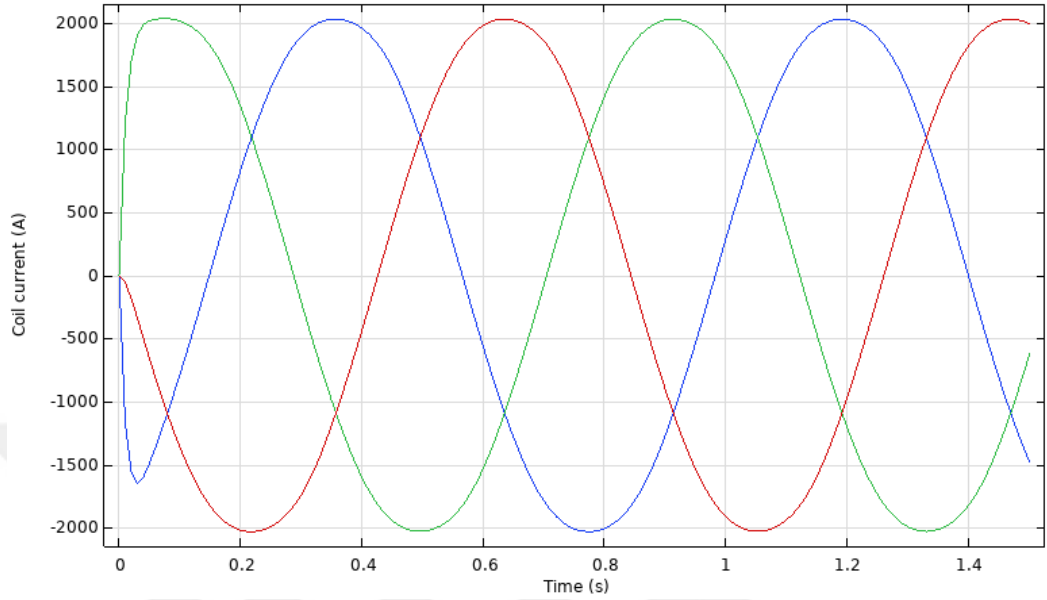
Şekil 3.24 Armatür sargısında manyetik akı yoğunluğu büyüklüğü

Şekil 3.24'den görüleceği üzere seçilen B_s değeri grafikte iyi bir yaklaşıklıkla uyumludur. Yatay eksen uzunluk cinsinden seçilmiştir. Programda silindirik koordinatlar tanımlanamadığından kutupların alternatif değişimi şekilde gözlenememektedir. Yüklü durumda üretilen faz voltajlarının grafiği Şekil 3.25'de verilmiştir. Grafikteki yeşil, mavi ve kırmızı renkler 3 ayrı faz voltajını göstermektedir. Voltaj grafiğinde uzay harmoniklerinin etkisinin az olduğu görülmektedir.



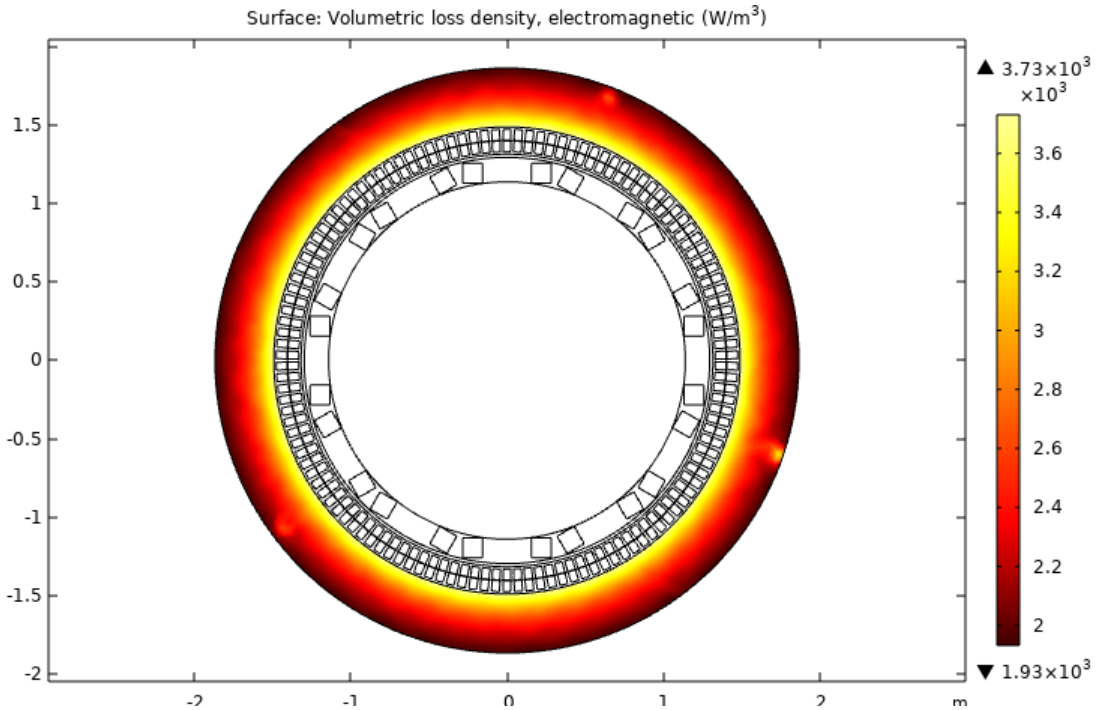
Şekil 3.25 8 MW jeneratör yüklü durumda faz voltajları

Programda akım değerini ve g¼c¼ hesaplamak için 1.3Ω luk dirençler faz uçlarına dengeli şekilde bağlanarak devre analizi yapılmıştır. Direnç değeri 8 MW lık çıkış gücüne göre hesaplanmıştır. Y¼kl¼ durumda akım grafiği Şekil 3.26'da verilmiştir.



Şekil 3.26 8 MW jenerat¼r faz akımları

Demir kaybını hesaplamak için Bertotti yöntemi kullanılmıştır. Hacimsel kayıp yoğunluğunun dağılımı Şekil 3.27'de verilmiştir.



Şekil 3.27 8 MW jenerat¼r hacimsel demir kaybı yoğunluğu dağılımı

Sargıdaki bakır kaybı ise eşitlik (3.24) kullanılarak hesaplanmıştır. 8 MW jeneratörün çalışma karakteristiği Tablo 3.11’de özetlenmiştir.

Tablo 3.11 8 MW jeneratörün çalışma karakteristiği

Yüklü durum etkin voltaj	E_p	1866.4 V
Yüklü durum etkin faz akımı	I_p	1434.5 A
Maksimum manyetik akı yoğunluğu	B_m	6.77 T
Faz sargısı direnci	R_{cu}	0.0265 Ω
Bakır kaybı	P_{cu}	163594 W
Demir kaybı	P_{cl}	12179 W
Çıkış gücü	Q	8.032 MW

4.1 Rotor Süperiletken Bobinlerin Elektromanyetik Analizi

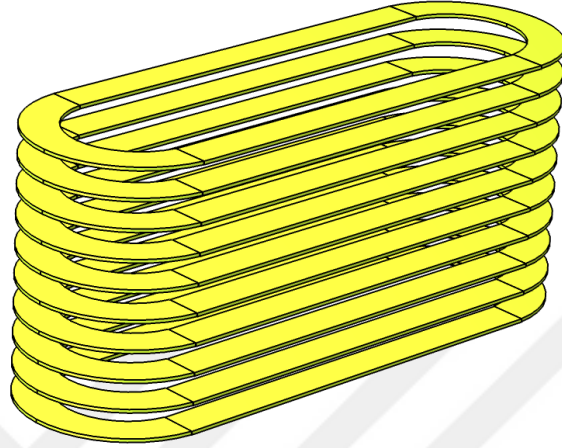
Tezin bu bölümünde bir önceki bölümde kavramsal tasarımı tamamlanan 10 MW gücündeki jeneratörün rotorundaki transport akım kayıpları hesaplandı. Elektromanyetik modül, üç aktif bileşeni içermektedir. Bunlar; süperiletken şeritler kullanarak rotor sargısını oluşturan yarış pisti bobinleri, yuvarlak iletkenler kullanarak stator sargısını oluşturan bakır bobinleri ve silindirik bir demir kalkandır. Rotoru oluşturan süperiletken bobinler yalıtım ve dolayısıyla boşluklarla ayrılan bir bobinler grubundan oluşur. Havanın örgülenmesini gerektirmeyen alan hesaplama yöntemi sayesinde, sunulan modelde bobinler ve kutuplar arasındaki boşluklar bir önceki bölümde doğru bir şekilde ön görülmüştür.

Jeneratörün rotorunun 2N YSS şeritlerden sarıldığı kabul edilmektedir. Şeritlerin yapısı en/boy oranı çok yüksek olan dikdörtgen biçimdedir. Burada amaç, tasarlanan jeneratörün ilk akım aktivasyonu boyunca YSS “pankek” bobinlerinde ne kadar kaybın ortaya çıkabileceğini öngörebilmektir. 10 MW sınıfı YSS senkron jeneratörün rotoru 8 kutuptan oluşmaktadır. Her kutup, Şekil 4.1'de gösterildiği gibi yarış pisti tipi 10 çift ikili pankek bobinden meydana gelmiştir. Jeneratörün performansı, rotor bobinlerin hava boşluğunda oluşturacağı manyetik akı yoğunluğu ve şekli ile oldukça ilintilidir. Yüksek sıcaklık süperiletken alan bobini tasarlanırken dikkat edilen hususlar şunlardır:

- i. Alan bobini, hava boşluğundaki manyetik akı yoğunluğu dağılımını sinüzoidal dalgaya yakın hale getirmek için rotorun bobin bloğu yüzeyinin çevresine geniş bir şekilde yayılmalıdır. Hava boşluğundaki bu sinüzoidal

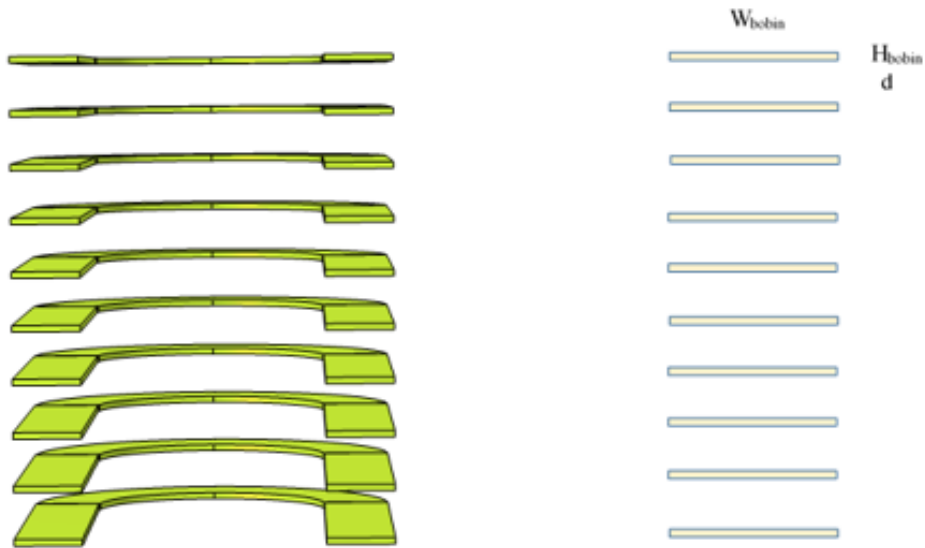
dalga, harmonik bozulmanın azalması nedeniyle rotor ve armatür bobinleri arasındaki bağlantı akı büyüklüğünü artırabilir.

- ii. Alan bobininin bir kutbunu üretmek için istiflenen ikili pankek bobinlerinin sayısı, HTS döner makine imalatında önemli bir etmendir.



Şekil 4.1 Tasarlanan jeneratörün rotorunda manyetik alan üretecek bobinlerin 3 boyutlu gösterimi

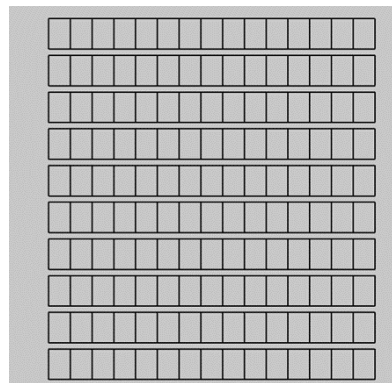
Hesaplamalar basitlik sağlanması açısından ve sistemin simetrisini kullanarak 2 boyutta xy – koordinatında yapılmaktadır. Hesaplamalarda kullanılan 2 boyutlu geometri Şekil 4.2’de verilmiştir.



Şekil 4.2 3 boyutlu alan sargısının 2-boyutlu yapıya indirgenmesi

Hesaplamalarda yalnızca süperiletken bobinler dikkate alındı, jeneratörün diğer kısımlarının alan aktivasyonu boyunca elektromanyetik analizleri yapılmadı. Yarış pisti biçimindeki pankek bobin yığınları xy- düzleminde uzanmaktadır. Bu bobinlerin düz kısımları yuvarlak kısımlarına oranla çok daha yüksek olduğu için yalnızca düz kısımların elektromanyetik analizleri gerçekleştirildi. Jeneratör yapısı oldukça simetrik olduğu için yalnızca tek bir süperiletken bobin kesitinin elektromanyetik analizleri gerçekleştirildi. Hesaplamalarda YSS şeritlerin yapısında bulunan bakır ve ferromanyetik altlıkların süperiletken yapıya katkısı ihmal edildi. Bu amaçla manyetik alan üretecek rotor bobinlerinin başlangıçta hareketsiz olduğu ve belli bir t_{max} süresince akımın eksponansiyel bir formda uygulandığı ve DA akım değerine ulaştığı kabul edildi. Hesaplamalarda yalnızca bobin yığının sağ kesiti dikkate alınmıştır. Burada temel geometrik parametreler olarak kullanılan W_{bobin} , tek bir bobinin genişliğini H_{bobin} , tek bir bobinin yüksekliğini d ise bobinler arasındaki mesafeyi göstermektedir.

Her bir bobini oluşturan sargıların sayısı oldukça yüksektir. Hesaplamaların kolaylaştırılması için bobinleri oluşturan süperiletken şeritlerin tek tek ayrıklaştırılması yerine şeritlerin sürekliliğini kullanarak bobinlerin homojen bir yapıya sahip olduğu kabul edilmiştir [68]. Tek tek şeritlerin katkısı dikkate alınırsa hesaplama yapmak neredeyse imkânsız hale gelmektedir. Şeritleri oluşturan eddy ve ferromanyetik tabakaların kayıplara etkisi oldukça sınırlı kalmaktadır [68]–[72]. Homojenleştirme yöntemi kullanılarak tüm süperiletken akımının bobin kesiti üzerinden aktığı kabul edilmektedir. Literatürde homojenleştirme yaklaşımı iki farklı biçimde kullanılmaktadır. Birincisi Şekil 4.3 ile verilen ayrıklaştırma yöntemi diğeri ise “bulk” yöntemidir.

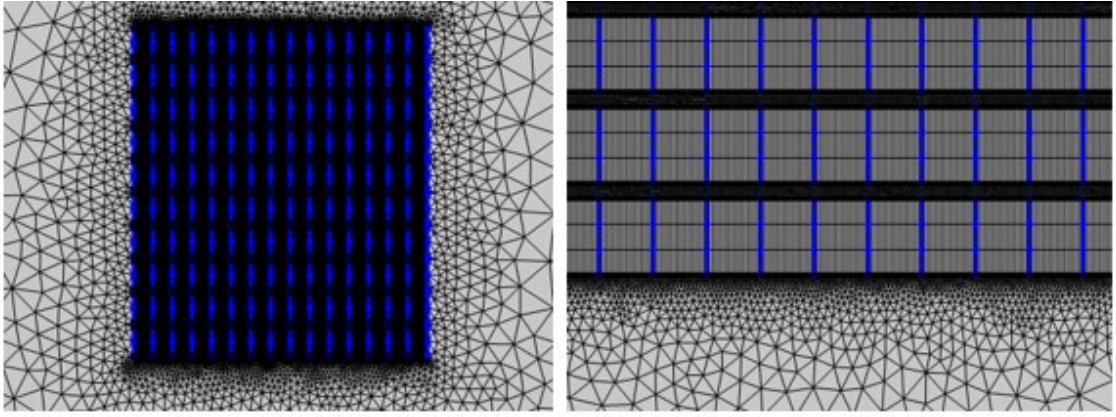


Şekil 4.3 Hesaplamalarda denenen ayrıklaştırma yönteminin şematik gösterimi

Şekil 4.3'den açıkça görüleceği üzere; her bir bobin sistemi başlangıçta sürekli kabul ediliyor ve bobinler eşit bölgelere ayrılmaktadır. Ayırıklaştırma yönteminde bobinlerdeki şeritlerin katkısı göz ardı edilirken akım dağılımlarını hesaplamak için bobinler çeşitli şekillerde ayırıklaştırılmaktadır. “Bulk” yönteminde ise bobin kesiti sürekli kabul edilmektedir. Uygulanan akım bobindeki süperiletken oranına göre ayarlanmaktadır. Ayırıklaştırma yönteminde, hem her bir bobinden geçen akımları hem de ayırıklaştırılan bölgelerdeki akımları eşitlemek gerekmektedir. Bu durum serbestlik derecesini oldukça artırmakta ve dolayısıyla hesaplama süresini göz önünde bulundurulmuş süperiletken rotor sistemi için hem H- hem de **A-V** formülasyonunda yaklaşık 20 kata kadar uzatmaktadır. Başlangıçta her iki yöntem için de hesaplamalar yapılmış AA kayıplar referans alınarak her iki yöntem arasında %2-3 civarında bir farkın ortaya çıktığı görülmüştür. Bu fark büyük sistemler için göz ardı edilebilecek bir oran olduğu için hesaplama süresini kısaltmak için “bulk” yöntemi benimsenmiştir. Burada “bulk” yönteminde yalnızca her bir bobinden geçen akım eşitlenmesi yeterli olmaktadır. Her iki yöntemde de bobin kesitlerinde akımın dağılımı serbest bırakılmadan belirli sınırlamalar kullanmak gerekmektedir.

Sonlu elemanlar yönteminde dikkate alınması gereken bir diğer önemli husus örgülemedir (meshing). Örgüleme hem hesapların doğruluğuna hem de hesaplama süresine doğrudan etki etmektedir. Bilindiği gibi akım ve voltajın arasındaki non-lineer ilişkiden dolayı süperiletken bobin kesitlerinin oldukça sık örgülenmesi istenilen bir durumdur [73], [74]. Ancak bu durum hesaplama süresi üzerinde bazen 3-4 kata varan uzamalara neden olabilmektedir. Örgüleme için standart bir yöntem yoktur. Geleneksel örgü (mesh) oluşturma teknikleri, bir alanı ayırık hale getirmek için bire yakın en-boy oranına sahip öğeleri kullanır [74]. İnce katmanlarda (normal veya süperiletken) kullanımları önemli bir dezavantaj oluşturmaktadır. Bunun nedeni, katmanın en-boy oranı arttıkça eleman sayısının önemli ölçüde artmasıdır. Sonuç olarak, serbestlik derecesi sayısı ve dolayısıyla hesaplama süresi artar. Bu tür iletkenlerdeki süperiletken tabakanın en boy oranı yaklaşık 10.000 çarpanı kadar yüksek olabileceğinden, ikinci nesil süperiletken şeritlerin simülasyonu için bu durum önemli sonuçlar doğurur.

İletken genişliğindeki/kalınlığındaki büyük ölçekli fark, çok ölçekli bir örgü aracılığıyla ele alınabilir. Bu tür örgü elemanlarının en boy oranı, bir dereceye kadar iletkenin kendi en/boy oranına benzemelidir. Bu çalışmada, 100'ü aşan en boy oranları iyi sonuçlar vermiş, ancak ağ elemanları için optimal en boy oranı araştırılmamıştır. Tüm ince katmanlarda yapılandırılmış (mapping) ağlar uygulanırken her katmanın genişliği için 75 ve kalınlık için 2 (veya 4) öğeye izin verildi. Bu nedenle, 80 (veya 160) ağ elemanı en/boy oranları elde edildi. Şekil 4.4, hem serbest hem de yapılandırılmış ağ oluşturma yaklaşımının bir karşılaştırmasını göstermektedir.



Şekil 4.4 Süperiletken bobin yığınlarının hesaplamalarında elde edilen en optimal örgüleme

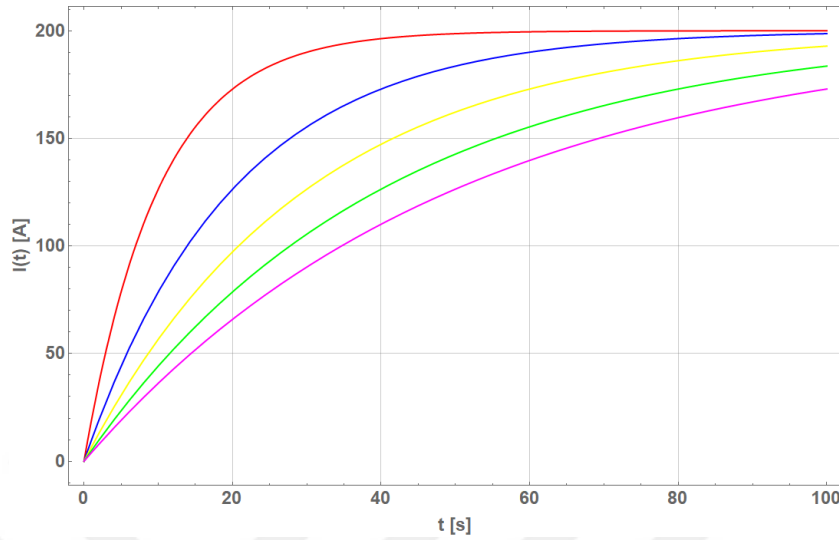
Örgüleme için haritalandırma “mapping” tekniği kullanılmıştır. Örgüleme istatistikleri şu şekildedir:

- Köşe elemanların sayısı: 336
- Sınır elemanlarının sayısı: 6929
- Eleman sayısı: 55638
- Minimum eleman kalitesi: 0.3815

Bu bölümde bobinlerin şarj edilmesi süresince rotor kısmındaki süperiletken alan bobinlerde oluşan AA kayıpları, Maxwell denklemlerinin hem H- hem de **A**-V formülasyonları kullanılarak ayrı ayrı hesaplandı ve karşılaştırıldı. Rotordaki Süperiletken DA akım bobin yığınlarının başlangıçta alansız olarak soğutulduğu ve akımın eşitlik (4.1)'de gösterildiği şekilde uygulandığı kabul edildi.

$$I(t) = I_{dc} (1 - e^{-t/\tau}) \quad (4.1)$$

Burada I_{dc} uygulanacak DA akımın değeri ve $\tau = L/R$, birimi saniye olan zaman sabiti olarak tanımlanmıştır. Uygulanan akımın biçimi Şekil 4.5’de verilmektedir.



Şekil 4.5 Farklı zaman sabiti değerleri için süperiletken pankek bobinleri şarj akımlarının biçimi

Rotoru oluşturan bobin yığınlarının 2N YSS kaplı iletkenlerden sarıldığı kabul edilmektedir ve bu iletkenlere ait fiziksel ve boyutsal parametreler Tablo 4.1’de sunulmuştur.

Tablo 4.1 Rotor hesaplamalarında kullanılan parametreler

Nicelik (Birim)	Tanımı	Değeri
I_c (A)	Süperiletken şeridin kritik akım	600
w_{sc} (mm)	Süperiletken şeridin genişliği	12
h_{sc} (μ m)	Süperiletken şeridin kalınlığı	1
R_i (mm)	Bobinin iç yarıçapı	60
R_d (mm)	Bobinin dış yarıçapı	
d (mm)	Bobinler arasındaki mesafe	0.4
J_{c0} (A/m^2)	OK kritik akım yoğunluğu $I_c/(w_{sc} h_{sc})$	2.5×10^{10}
σ_b (S/m)	Boşluğun geçirgenliği	1
R_u (cm)	Radius of the calculation domain	$\sim 150 \times R_c$
τ (s)	Zaman sabiti	10,20,30,40,
E_c (V/m)	Karakteristik elektrik alan	1×10^4
n	$E - J$ bağıntısının üssü	22
B_0	Kritik akım yoğunluğu parametresi	0.36
β	Kritik akım yoğunluğu parametresi	1.2
α	Kritik akım yoğunluğu parametresi	1

Jeneratörün DA akım sargıları 5 adet çiftli pankeklerden oluşmuş her birinde 1232 sargı toplamda ise 12320 sarım bulunmaktadır. Sargıları teşkil eden süperiletken şeritlerin geometrik boyutları $12\text{mm} \times 100\mu\text{m}$ ve ayrıca her bir şeridin $150\mu\text{m}$ dielektrik izolasyon malzemesi ile kaplandığı kabul edildi. REBCO şeritlerde süperiletken tabaka 12 mm genişliğe kıyasla sadece $1\mu\text{m}$ civarında olduğundan, bu tip süperiletkenin sonsuz ince bir şerit olduğu varsayılabilir. Bu durumda, AA kayıba self alanın dik bileşeni katkıda bulunur [75]. Şeritlerin süperiletken olmayan katmanlarında oluşan Eddy akımı kayıpları, 1 kHz'in altındaki frekanslar için bobini oluşturan şeritlerin yüzeyine gelen alanın dikey bileşeni küçük olacağından ihmal edilebilir [76]. Bu yüzden bobinlerdeki Eddy akım kayıpları ihmal edilmektedir. **A**-V formülasyonunda kullanılan temel denklemler şu şekildedir [77], [78]:

$$\frac{1}{\mu_0\mu_r}(\nabla \times \nabla \times \mathbf{A}) = \mathbf{J} \quad (4.2)$$

$$\mathbf{J} = -\sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mathbf{J}_s \quad (4.3)$$

Burada $\mathbf{J}_s = -\sigma \nabla \varphi$ şeklinde ifade edilir ve bobindeki kaynak akım yoğunluğuna karşılık gelir, φ ise elektriksel skaler potansiyeldir. Süperiletken şeritlerin non-linear akım voltaj ilişkisine dayalı olarak **A**-V fomülasyonu için σ elektriksel iletkenlik ifadesi eşitlik (4.4) ile ifade edilir [79].

$$\sigma = \frac{J_c(B, T)}{E_c} \left(\frac{|E|}{E_c} + \delta \right)^{(1-n)/n} \quad (4.4)$$

Burada $J_c(B, T)$ alana ve sıcaklığa bağlı kritik akım yoğunluğu $E_c = 1 \times 10^{-4} \text{ V/m}$ ve elektrik alan kriteri ve n , non-linear akım-voltaj eksponentidir. Burada $t=0$ çözümü için $\delta = 10^{-7}$ ilk olarak alınmış bu şekilde tekillikten kaçınılmıştır. Geçici (transient) çözümün diğer aşamalarında $\delta = 0$ alınmıştır. Bu iletkenlik ifadesi içerisine basit bir if-else komutu konularak başarılabılır. Elektrik alan **E**, manyetik vektör potansiyeli **A** arasındaki ilişki eşitlik (4.5) ile ifade edilir.

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \varphi \quad (4.5)$$

Yüksek sıcaklık süperiletken bobinlerin şarj edilmesi sırasında oluşan akım ve manyetik alan dağılımları ve neticesinde oluşacak kayıpları hesaplamak için, COMSOL Multiphysics 5.3'te H-formülasyonu da kullanıldı [80]–[83]. Program H-formülasyonunda, durum değişkenleri olarak manyetik alan bileşenlerini kullanarak, eşitlik (4.6)'da verilen Faraday denklemini sonlu elemanlar yöntemiyle çözer.

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (4.6)$$

Burada $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$, $\mu = \mu_r \mu_0$ 'dır. Tip-II süper iletkenlerin Meissner durumunu sağlayan alt kritik alanı genellikle çok düşüktür (mT mertebesinde), bu nedenle çoğu pratik güç uygulaması durumu için süperiletken malzeme için $\mu_r = 1$ kabul edilebilir. $\mathbf{E} = \rho \mathbf{J}$ ve $\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{H}$ olduğundan, eşitlik (4.6) manyetik alan cinsinden şu şekilde yeniden yazılabilir:

$$\nabla \times (\rho \nabla \times \mathbf{H}) = -\frac{\partial (\mu \mathbf{H})}{\partial t} \quad (4.7)$$

Manyetik akı yoğunluğunun Gauss yasasına uyması gerektiğinden, manyetik alan cinsinden Gauss yasası şu şekilde ifade edilir:

$$\nabla \cdot (\mu \mathbf{H}) = 0 \quad (4.8)$$

Eşitlik (4.7) ve (4.8)'in eşzamanlı çözümü, genel durumda aşırı kısıtlı bir sistem içerdiğinden bir sorun teşkil eder. Bu konu, denklemleri zayıf formda yazan ve problemi bir fonksiyonel analiz olarak ele alan Bossavit tarafından ele alınmıştır [84]. Zarif bir eşdeğer çözüm Kajikawa ve arkadaşları tarafından sunulmuştur [85]. Eşitlik (4.7)'nin diverjansı alındığında, bir rotasyonelin diverjansınının sıfır olması gerektiğinden denklemin sol tarafı sıfır olacaktır.

$$\nabla \cdot [\nabla \times (\rho \nabla \times \mathbf{H})] = \nabla \cdot \left(-\frac{\partial (\mu \mathbf{H})}{\partial t} \right) \quad (4.9)$$

Eşitlik (4.9)'un sağ tarafı da aynı şekilde sıfır olacaktır. Eşitlik (4.9)'un sağ tarafında konumsal ve zamansal kısmi türevler yer değiştirebileceğinden, $\nabla \cdot (\mu \mathbf{H})$ ifadesinin zamanda sabit olduğunu görmek kolay olacaktır. Sonuç olarak, belirli

bir t_0 zamanında $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ ise başka bir zamanda da $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ ifadesi geçerli olacaktır. O halde, eğer başlangıç koşulları şu şekilde seçilirse,

$$\nabla \cdot (\mu \mathbf{H})|_{t=t_0} = 0 \quad (4.10)$$

O zaman $\nabla \cdot (\mu \mathbf{H}) = 0$ ifadesi tüm zamanlar için geçerli olacaktır. Manyetik akı yoğunluğu \mathbf{B} 'nin diverjansız olması özelliğinin, FEM uygulamasında kullanılan elemanların türünden bağımsız olarak yalnızca analitik yapı tarafından uygulandığını belirtmek önemlidir. Bununla birlikte, \mathbf{B} 'nin diverjansını sıfır yapmanın yolu, zaman integrali çözücüsü yeterince sağlam değilse hatalara karşı hassas yapılabilir ve bazı tür öğeleri diğerlerine göre tercih edilebilir hale getirir. Özellikle, COMSOL Multiphysics [86] ticari yazılım paketinde bu modelin uygulanması için, birinci dereceden uç elemanlar tercih edilir. Elementlerin farklı tiplerinin (Lagrange veya kenar) ve düzenin (birinci veya ikinci) etkisinin incelendiği bir çalışma [84]'de sunulmuştur.

H- formülasyonunda \mathbf{A} -V Formülasyonundan farklı olarak süperiletken, doğrusal olmayan elektrik öz direncine sahip bir malzeme olarak modellenir. Yüksek sıcaklık süperiletken için alana bağlı kritik akımı $J_c(B)$ varsayarak ve $E - J$ güç yasasını kullanarak, öz direnç ifadesi için eşitlik (4.11) yazılabilir.

$$\rho(J) = \frac{E_c}{J_c(\mathbf{B})} \left(\frac{J}{J_c(\mathbf{B})} \right)^{n(\mathbf{B})} \quad (4.11)$$

Burada $J_c(\mathbf{B})$, yerel manyetik alanın fonksiyonu olan akım yoğunluğunun büyüklüğüdür, E_c 1×10^{-4} V/m'ye eşittir. n , akı sünmesini tanımlayan güç indeksidir. Kritik akımın alan bağıllığını dikkate almak doğru bir tasarım yapmak için son derece önemlidir. Kritik akımın alan bağıllığı için [87], [88] takip edilerek eşitlik (4.12) kullanılmıştır.

$$J_c(B) = \frac{J_{c0}}{\left(1 + \frac{\sqrt{B_{\perp}^2 + \alpha^2 B_{\parallel}^2}}{B_0} \right)^{\beta}} \quad (4.12)$$

Burada J_{c0} sıfır alan kritik akım yoğunluğudur ve bobinin kesit alanına bölünen nominal amp-dönüşleri değeri ile belirlenir. B_0 , α ve β ayarlanabilir parametreler. B_{\perp} ve B_{\parallel} , sırasıyla bobine dik ve paralel manyetik alan bileşenlerini betimler.

Gerek **A-V** formülasyonunda gerekse H-formülasyonunda birkaç iletkenin akım geçirilmesi durumunda, bir dizi integral kısıtlaması uygulamak gerekir. Her iletkenindeki net akımın sabitlenmesine ihtiyaç duyulur. Bu nedenle kısıtlama, k'inci iletkene net bir dış $I_k(t)$ akımını sağlamak için şu şekilde uygulanabilir:

$$I_k(t) = \int_k \mathbf{J} \cdot d\mathbf{A}_k \quad (4.13)$$

Burada A_k , tek başına k'inci iletkenle tamamen kesişen herhangi bir açık yüzeyi belirtir. Süperiletken bobinlerin elektromanyetik tepkileri için H- ve **A-V** formülasyonları arasındaki temel farklardan birisi de bobinler üzerinde geçirilen akımın uygulanan akıma eşitlenmesi prosedürüdür. Bu amaçla H formülasyonunda durum değişkeni olarak manyetik alan hesaplanmakta ve bunun rotasyoneli alınarak bobinlerden geçen akım yoğunluğu elde edilmektedir. Bu bağlamda rotor bobinin her birindeki akım yoğunluğunun yüzey integrali hesaplanarak bobinde indüklenen akım hesaplanır. Bu indüklenen akım “Pointwise Constrain” seçeneği kullanılarak geçici (transient) olarak değişen uygulanan akım, Faraday-Maxwell denklemi kullanılarak hesaplanan akıma eşitlenir. Bu kısıtlamanın girilmesinde dikkat edilmesi gereken nokta her bir pankek bobini üzerinde belli bir nokta seçilerek girilmelidir. Burada her pankek bobin bölgesi “domain” veya bobin sınırları “boundary” seçilerek de girilebilir. Ancak bu hesaplama süresini oldukça artırmaktadır. Bir diğer nokta ise kısıtlama “constrain” metodu olarak “nodal” seçmek ve “weak contribution” seçeneğini dikkate almak hesaplama süresini ve hesabın hassasiyetini artıracaktır.

A-V formülasyonunda ise eşitlik (4.13)'ün uygulanması bir miktar daha karmaşıktır. **A-V** formülasyonunda bu metodun uygulanması için öncelikle dış uygulanan alanla, Amper denklemi çözülerek hesaplanan akımı birbirine eşitlemek için potansiyellerin hesaplanması gerekmektedir. Bu amaçla her bir bobindeki akımın dış akıma eşitlenmesini sağlayan potansiyel fark değeri “Global Equation” yöntemi kullanılarak bulunmaktadır [79]. Global Equation kısmında

hesaplanan potansiyel fark değerleri eşitlik (4.5) vasıtasıyla eşitlik (4.4)'e girilir. Burada dikkat edilmesi gereken noktalardan birisi aslında dolaylı olarak hesaplanan potansiyel fark değerlerinin eşitlenerek denklem (4.4)'e tanıtılması gerektiğidir. Bir diğer nokta ise bobinleri uyarlamak için akım değil bu hesaplanan potansiyel farkı değerlerinin kullanılmasıdır. Burada tasarlanan bobin yığınları için ilave bir kısıtlama tanımlamaya gerek yoktur. **A**-V formülasyonu kullanılarak yapılan hesaplamaların süresinin daha kısa olmasının bir nedeni bu ek kısıtlamaların olmaması ve hesaplama için serbestlik derecesinin önemli ölçüde düşük olmasıdır. 2 boyutlu hesaplamalarda akım z- yönünde uygulanmakta akımın diğer xy- bileşenleri göz ardı edilmektedir. Dolayısıyla denklem (4.13) hem H hem de **A**-V için J_z olarak alınmıştır. İntegral hesaplanırken seçilen her bir bobinin kesit alanı için ayrı ayrı hesaplamak gerektiğini vurgulamak gerekir.

Süperiletken bobinlerin elektromanyetik tepkilerinin hesaplanmasında bilinmesi gereken bir diğer husus sınır şartlarının nasıl uygulanacağıdır. Her iki hesaplama yöntemi için süperiletken jeneratörün hava ile temas ettiği en dış yüzeyi manyetik olarak izole olduğu manyetik izolasyon sınır şartı, Dirichlet sınır şartı [88],

$$\hat{n} \times \mathbf{B} = 0 \quad (4.14)$$

olarak seçilmiştir. Yani en dış sınırdaki manyetik alanın teğetsel bileşeni sürekli olarak alınmıştır. Bunun yanında **A**-V formülasyonu H- formülasyonuna göre sınır şartlarının uygulanmasında oldukça fazla seçenek sunmaktadır. Bunlardan en önemlisi yuvarlak süperiletken jeneratörün sağladığı periyodiktir. Bu periyodik yapı hesaplama için tüm jeneratör geometrisini almak yerine uygun sınır şartları kullanılarak belli bir kesit üzerinden hesaplama yapmayı mümkün kılmaktadır. Bu hesaplama süresini önemli ölçüde azaltacaktır. Ancak periyodik sınır şartını mevcut durumda yalnızca **A**-V formülasyonunda uygulamak mümkündür. Periyodik sınır şartı seçilen kesitin sağ ve sol kenarında **A** vektör potansiyelinin ve V_m manyetik skaler potansiyelin birbirine eşitliğini şu şekilde sağlar:

$$\begin{aligned} A_{sağ} &= -A_{sol} \\ V_{m,sağ} &= -V_{m,sol} \end{aligned} \quad (4.15)$$

Hesaplamaların doğruluğunu ve hızını etkileyen bir diğer önemli faktör ise programın çözümleyici “Solver” ayarlarının yapılmasıdır. Her iki yöntemde de “Direct” solver kullanılmış ve çözümleyici olarak “PARTISIO” ve çözümleyici algoritması olarak “Nested Dissection” kullanılmış “MUMPS” gibi diğer çözümleyiciler denenmiş fakat hem işlem hızı hem de bir takım ayrışık matrislerin çözülmesindeki başarısından dolayı bu çözümleyici seçilmiştir. Çözümleyici ayarlamalarında dikkat edilecek bir diğer önemli nokta H-Formülasyonu için nispi toleransı (relative tolerance) 10^{-4} ve mutlak toleransı (absolute tolerance) 10^{-6} olarak ayarlamak yeterlidir. Ancak AV formülasyonunda nispi tolerans 10^{-9} 'dan mutlak tolerans ise 10^{-11} 'den küçük seçilmemelidir. Bunun altında değerler kullanıldığında elektromanyetik analiz yapılan simülasyonlarda süperiletkenlik yansıtılmamaktadır. Yani süperiletken yapının doğrusal olmayan davranışı gözlenmemektedir. Çözümleyici ayarlamalarında ayrıca dikkate alınması gereken bir diğer husus tolerans metodu olarak ölçeklendirilmemiş (unscaled) modülü seçmek gerekmektedir.

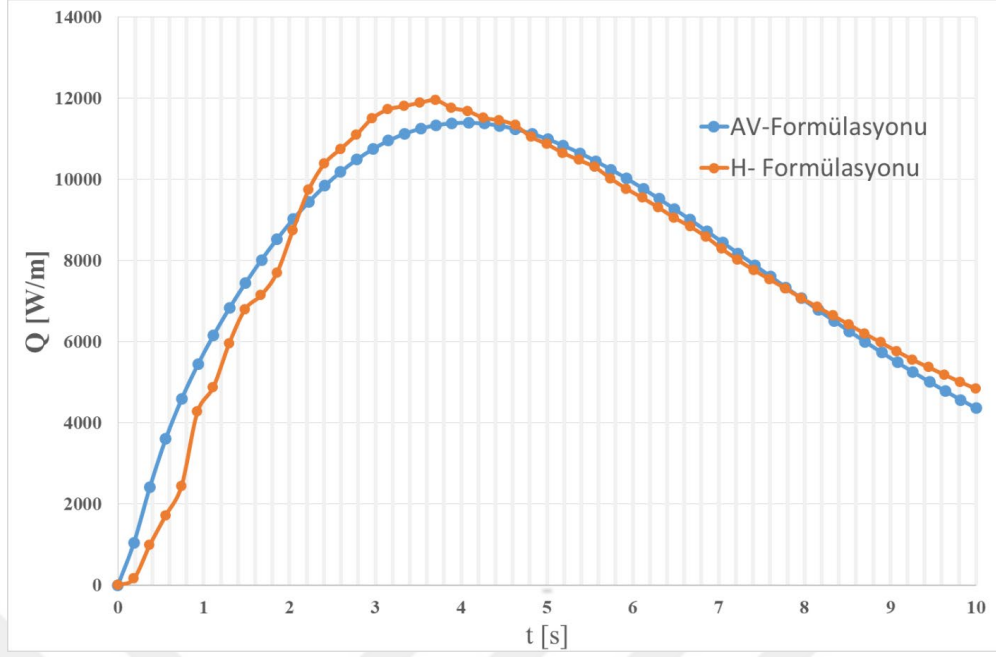
Zamanla değişen manyetik alan ve akımın neden olduğu anlık AA kaybı, bir YSS bobininin tüm kesiti boyunca elektrik alanı E ve akım yoğunluğu J ile çarpılarak hesaplanır. Tur başına AA kaybı, Q (J/(m.devir)), döngüdeki anlık kaybın integrasyonu ile tahmin edilir:

$$Q = \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt \int_A \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} dA \quad (4.16)$$

burada t_{min} , anlık akımın uygulanmaya başlandığı zamanı; t_{max} , akımın DA duruma ulaştığı zamanı betimlemekte ve A, bir HTS bobininin kesit alanına karşılık gelmektedir.

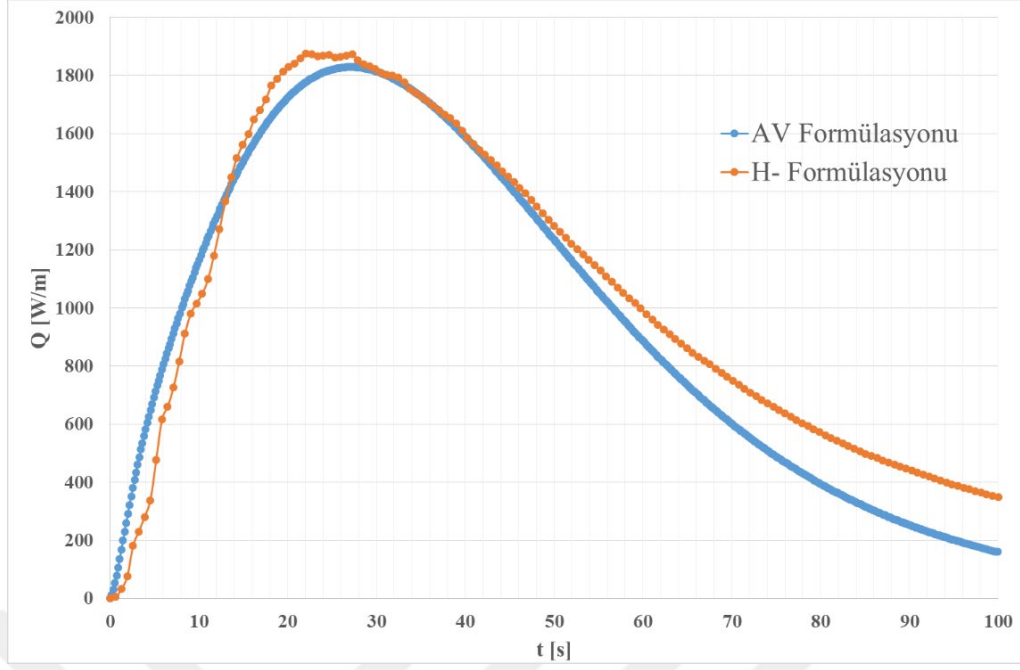
4.1.1 AV- ve H- Formülasyonlarının Sonuçlarının Karşılaştırılması

Bu bölümde H- ve A-V formülasyonları kullanılarak süperiletken rotor DA bobinlerinin AA kayıpları aynı şartlar altında hesaplandı ve sonuçları birbirleri ile karşılaştırıldı. Şekil 4.6'da, $\tau = 3 s$ ve şarj süresi 10 s seçilerek süperiletken bobinlerdeki anlık akım kayıplarının her 2 modelde de yapılan sonuçları verilmektedir.



Şekil 4.6 Rotor süperiletken bobinlerde akım aktivasyonu süresince H- ve **A-V** formülasyonları ile hesaplanan anlık kayıpların karşılaştırılması

Sonuçlardan görüleceği üzere her iki modelinde sonuçları birbirleri ile uyum içerisindedir. Denklem (4.16) kullanılarak hesaplanan toplam kayıp AV-formülasyonu için toplam kayıp yaklaşık olarak 81656 W/m ve H- formülasyonu için ise toplam kayıp 80598 W/m olarak çıkmaktadır. Görüldüğü üzere iki model arasındaki fark yaklaşık olarak % 1.3 civarındadır. Şekil 4.7'de $\tau = 20$ s, şarj süresi 100 s seçilerek H- ve **A-V** formülasyonu için anlık kayıpların zamana göre değişimleri verilmektedir. Aynı işlemler tekrarlandığında **A-V** formülasyonu için toplam kayıp yaklaşık 9878 W/m ve H- formülasyonu için ise 10548 W/m olarak çıkmaktadır. Her iki hesaplama yöntemi arasındaki fark bu durumda %5 in bir miktar üzerine çıkmaktadır. Bu çok büyük makinelerin inşası için göz ardı edilebilir düzeydedir.



Şekil 4.7 Süperiletken rotor bobinlerinde H- ve **A-V** formülasyonları kullanılarak hesaplanan AA kayıpların karşılaştırılması (uygulanmış akım 100 s boyunca uygulanmış ve zaman sabiti $\tau = 20$ s olarak alınmıştır)

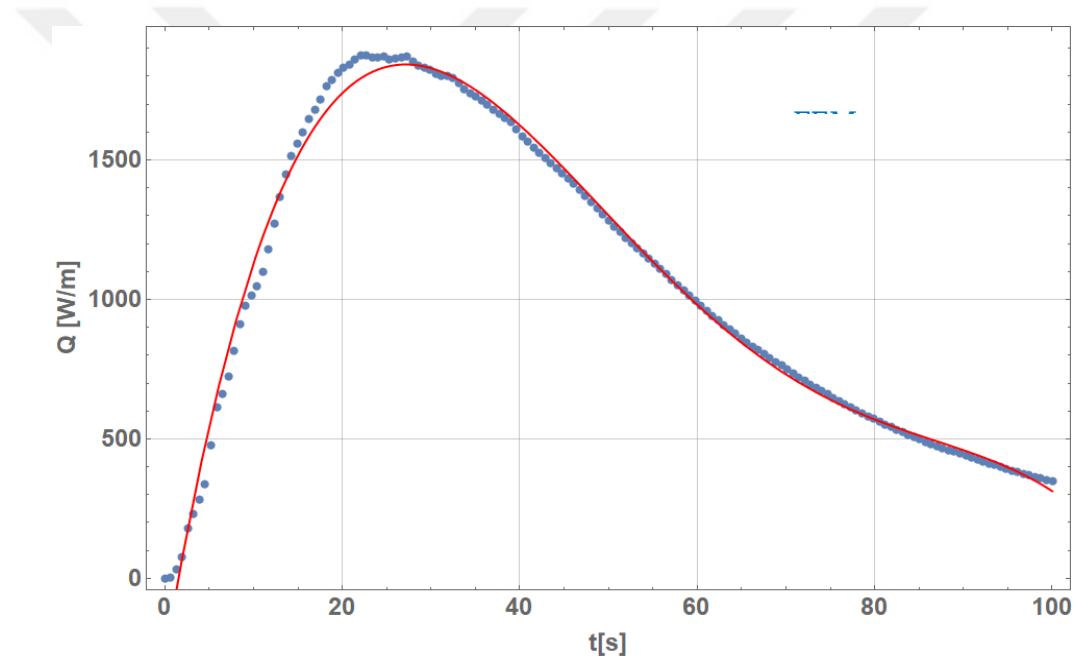
Her iki şekilden de görüldüğü üzere kayıplar akımın artması ile önce hızlı bir şekilde artmakta daha sonra belli bir maksimum değeri gördükten sonra azalmaktadır. Burada kaybın hızlı bir biçimde artması ilk akım artış hızının çok yüksek olması ve rotor bobinlerinin buna self indüksiyonla gösterdiği tepkiden kaynaklanabilir [89]–[91]. Burada dikkate değer bir nokta ise her iki modelin maksimum kaybının değer olarak yaklaşık %1-2 civarında bir farklılık göstermesidir. Ancak **A-V** formülasyonu ile H- formülasyonlarında kaybın meydana geldiği noktalar bir miktar kaymıştır. Bunun nedeni programdaki nümerik hatalardan kaynaklanabilir. Bunun yanı sıra kayıp eğrilerinin düşük akımlarda iyi bir uyum içerisinde iken yüksek akım bölgesine çıktıkça yaklaşık %10 kadar birbirlerinden farklılaşmasıdır. Bunun nedeni **A-V** formülasyonun küçük zaman aralıklarında süperiletken simülasyonları için iyi sonuç veriyorken akım aktivasyonu 20 sn ve üzerine çıktığında nümerik hataları artırdığı gözlemlenmiştir.

Hesaplamalarda Denklem 4.1 ile verilen transport akım $\tau = 3$ seçilerek 10 s süresince uygulanmıştır. Ayrıca H- formülasyonu sonuçlarında bobinlerin şarj sırasında özellikle düşük zaman aralıklarında zamanın fonksiyonu olan kayıp

eğrilerinde bir takım küçük dalgalanmaların olduğu açıkça görülebilir. Bunun nedeni özellikle düşük akım değerlerinde H-formülasyonun daha yoğun bir örgüleme gerektirmesinden kaynaklanabilir. Ancak bu mümkün olmadığı için sonuçlar bu şekilde alınmıştır. Ayrıca kayıp değerlerinin zamanın fonksiyonuna şu şekilde,

$$Q(t) = -0.00022t^4 - 0.05981t^3 + 5.64419t^2 + 191.769t - 281.23 \quad (4.17)$$

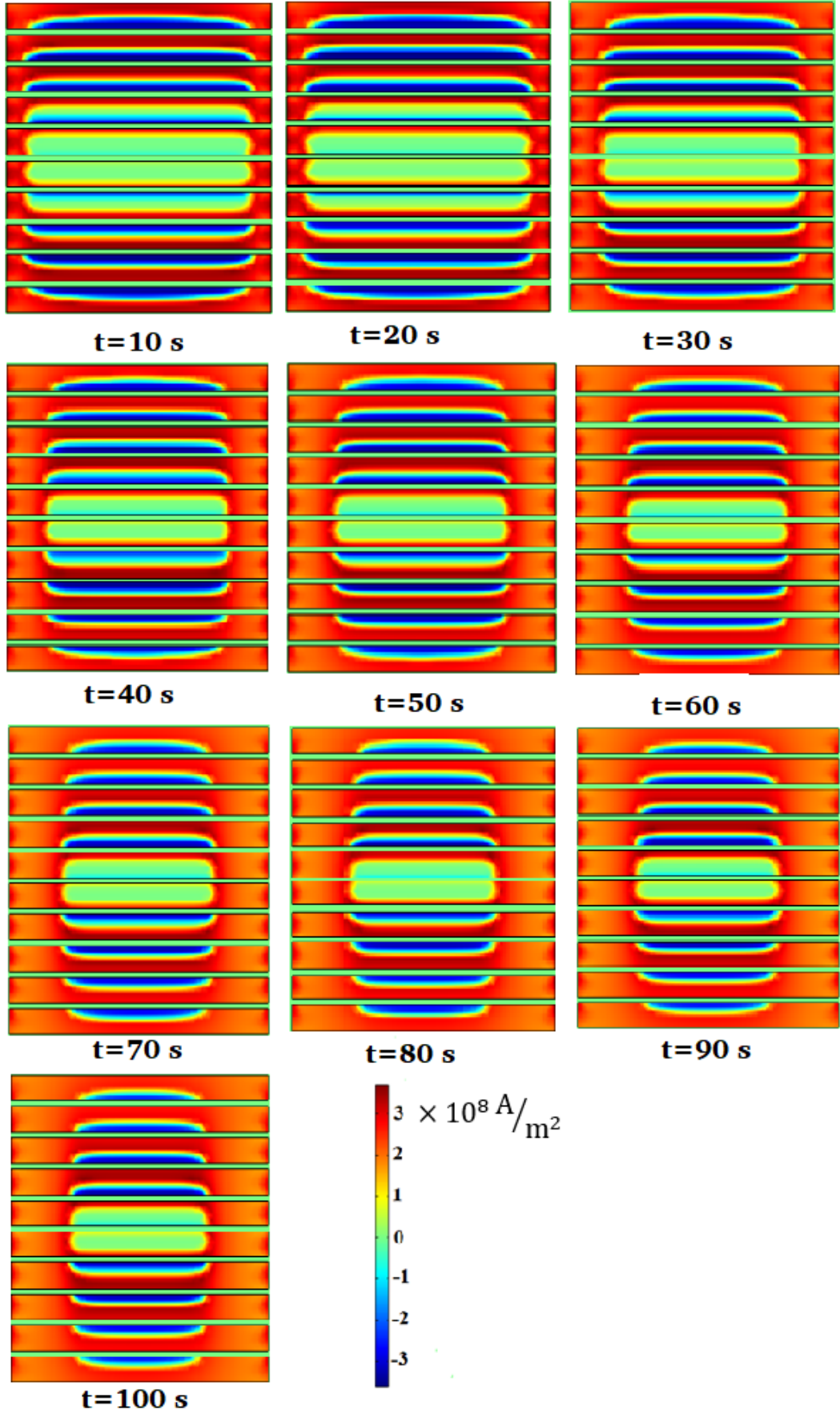
bağlı olduğu değerler fit edilerek bulunmuştur. Bu fit fonksiyonunun hesaplamalarla karşılaştırılması Şekil 4.8'de verilmektedir.



Şekil 4.8 H-formülasyonu sonuçları ile denklem (4.17) fit denklemi ile karşılaştırılması

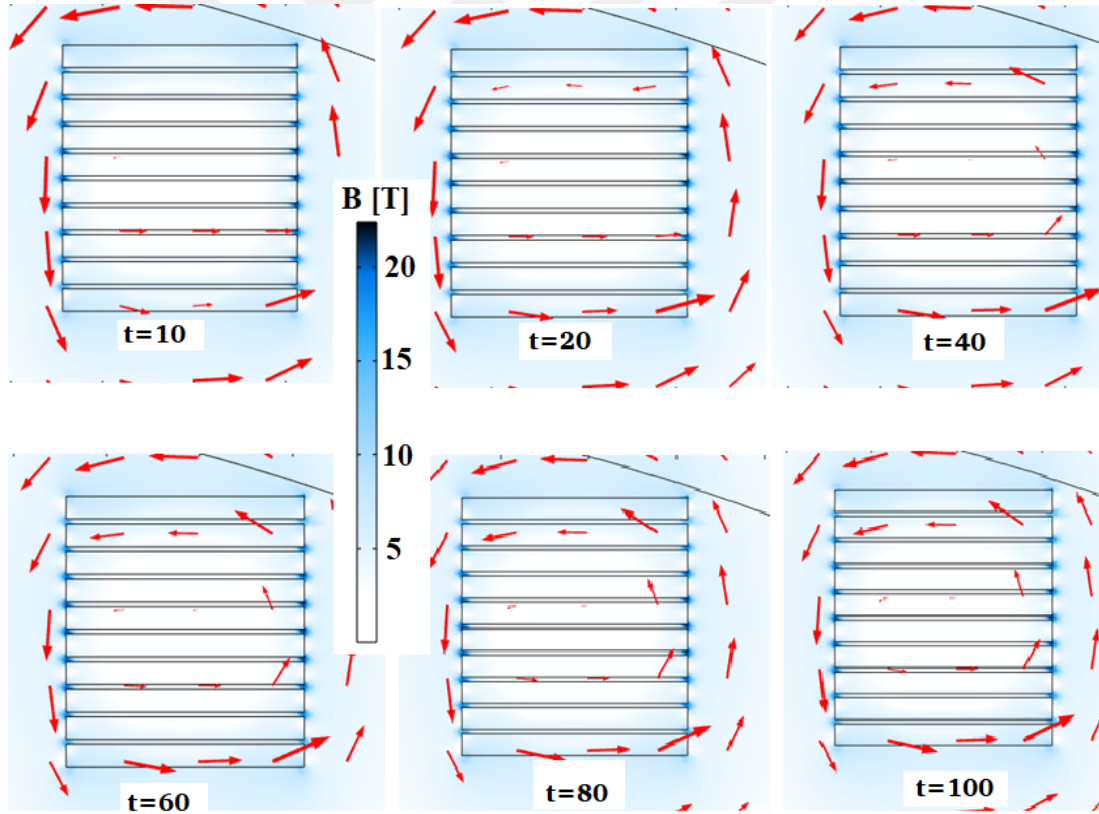
Şekil 4.9' da tasarlanan jeneratörün rotor bobinlerinde akım şarjı sırasında hesaplanan akım dağılımları her 10 s için verilmiştir. Akım dağılımları hesaplamaları H-Formülasyonu kullanılarak yapılmış ve yukarıda belirtilen sınır şartları uygulanmıştır. Akım artışının etkisini daha net gözlemlemek amacıyla zaman sabiti $\tau = 20$ s seçilmiştir. Ayrıca hesaplamalarda her bir bobin yığından geçen akım miktarını uygulanan akıma eşitlemek için denklem (4.13) ile verilen kısıtlamadan yararlanılmıştır. Şekilden de görüleceği üzere transport akım daha çok bobinlerin sağ ve sol yanal yüzeylerinden akma eğilimindedir. Bunun nedeni

bu yüzeylerin komşu bobinlerden gelen self alandan daha fazla etkilenmesi olabilir [92]–[95]. Şarj sırasında bobin kesitinde koyu lacivert olarak çıkmış kısım manyetizasyon ya da yüzey akımlarını temsil etmektedir. Bu yüzey ya da perdeleme akımları dış bobinlerde daha yüksek çıkmıştır. İçteki bobinlere gittikçe perdeleme akımının büyüklüğü ve nüfuz ettiği bölge küçülmektedir. Bunun nedeni içteki bobinlerin daha düşük manyetik alanın dik bileşenine maruz kalmasından kaynaklanabilir. Bu yüzey akımlarının kaynağı, komşu bobinlerin oluşturduğu self manyetik alanın bobin üzerinde indüklediği akım olarak açıklanabilir. Şekil 4.9’da, pankek bobinlerinde iletkenin çok güçlü dikey alana maruz kaldığı bobin ucuna doğru daha derin alan penetrasyonunun dıştaki bobinlerde daha fazla meydana geldiği açıktır. Çoğu pankek bobininde, indüklenmiş azimut yönelimli perdeleme akımı, bandın alt yarısında azimut akımını negatif yapacak kadar büyüktür. 200 A'daki uç pankek bobini, özellikle radyal alan tarafından tamamen nüfuz edilir, bu da üst ve alttaki bobinlerde doygunluğuna neden olurken, orta düzleme yakın pankek bobinlerinde çok az nüfuz gözlemlenir. Akımın maksimum değere ulaştığı kalıcı durumda çoğunlukla DP'ler tarafından bobin ucuna yakın kalıcı alan tamamen bir perdeleme akımları tarafından üretilir. Şekil 4.17 ile karşılaştırarak, perdeleme akımının bir alan değişikliğine karşı koymak için şarj ve deşarj sırasında zıt yönlerde indüklendiğini görebiliriz. Kritik akım yoğunlukları azalan alan tarafından daha az bastırıldığından, deşarjda indüklenen ters bir perdeleme akımı iletken kenarlarında yoğunlaşır ve orijinal alanın üstesinden gelen daha güçlü bir manyetik alan oluşturur. Sonuç olarak, deşarjda indüklenen ters perdeleme akımının baskın olduğu kalıcı alan, bobin merkezinde ve bobin uçlarında farklı yönlerde sahiptir. Alt yarıdaki kalıcı akımın, uygulanan akımla neredeyse orantılı olduğunu ve alt yarı yassı bobinlerde perdeleme akımının düşük bir doygunluğunu ima ettiğini belirtmekte yarar vardır. Bununla birlikte, üst uca yakın pankek bobinleri, her bir süperiletken şeride uygulanan $I = 100$ A civarında açıkça doygunluğa ulaşmıştır. Alt kısma yakın pankek bobinlerinde alan çizgilerini çeken ve radyal alanları azaltan komşu bobinler bulunmaktadır.



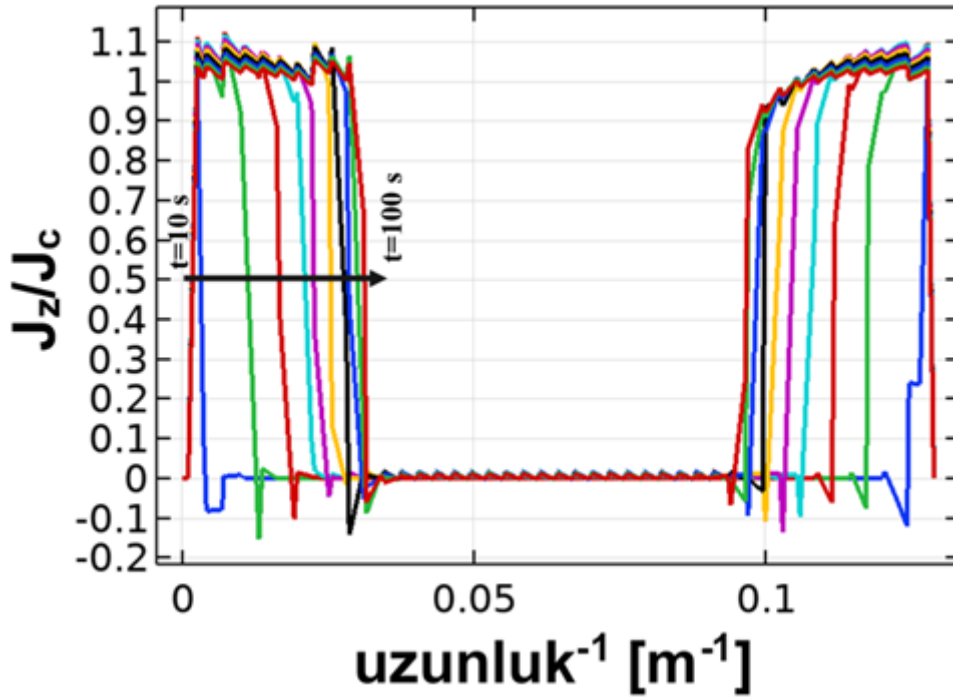
Şekil 4.9 Rotor DA alan süperiletken bobinleri üzerindeki akım dağılımları

Şekil 4.10'da akım uygulanması sırasında süperiletken rotor bobinlerinde oluşan manyetik alan dağılımları her 20 s zaman aralıkları ile gösterilmektedir. Şekil 4.10, Şekil 4.9'da verilen akım dağılımlarının nedenini daha net ortaya çıkarması açısından önemlidir. Şekil 4.10'dan açıkça görüleceği üzere manyetik alan daha çok bobinlerin sağ ve sol kenarlarında yoğunlaşmaktadır. Sağ ve sol kenarlardaki manyetik alan yoğunluğu yaklaşık 20 T civarına kadar çıkıyorken iç kısımlardaki alan yoğunluğu yaklaşık 2T civarında kalmaktadır. Bu durum bobinlerin uçlarında akım miktarının yüksek olmasını açıklamaktadır. Oklar self alanının yönünü ve büyüklüğünü göstermektedir. Burada dikkate değer bir nokta ise süperiletken bobinlerin sağ ve sol kenarları ile dıştaki bobinlerin dış kenarları daha çok manyetik alanın dik bileşenine maruz kalıyorken içteki bobinler ise daha çok manyetik alanın teğetsel paralel bileşenlerine maruz kalmaktadır. Manyetik alanın dik bileşeni akım penetrasyonunu artırmaktadır.



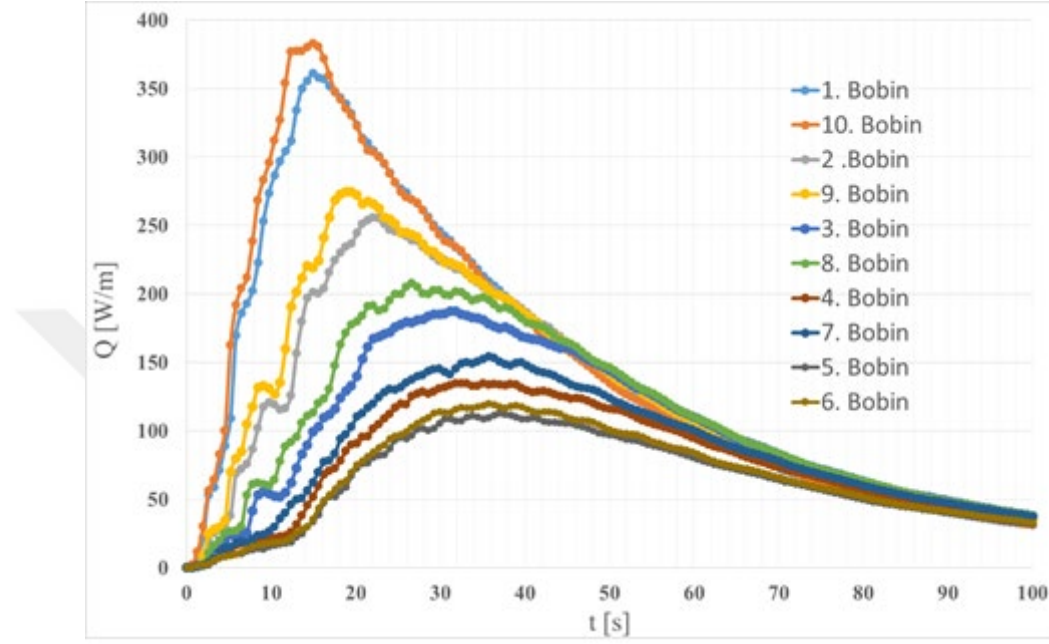
Şekil 4.10 t=10, 20, 40, 60, 80, 100 s anlarında akım aktivasyonu sırasında süperiletken bobinlerin etrafında ve üzerinde manyetik alan dağılımları

Şekil 4.11’de süperiletken 5. bobinin tam ortasından geçen hat boyunca hesaplanan bir boyutlu akım dağılımları gösterilmektedir. Şekil 4.11’den süperiletken içerisindeki akım dağılımı daha net bir şekilde gözlenmektedir. Şekil 4.11 ayrıca akımın daha çok bobinlerin dış kısımlarından geçme eğiliminde olduğunu göstermektedir. Zaman arttıkça akım bobinin merkezine doğru nüfuz etmektedir. Bobinin dış kısımlarındaki akım nüfuzu yaklaşık kritik akım mertebesine kadar ulaşmaktadır. Ancak iç kısımlardaki akım nüfuzu ise kritik akım değerinin çok çok altındadır. Akım nüfuzu en çok 20-50 s arasında gerçekleşmektedir. Akım DA duruma yaklaştıkça nüfuz derinliğinin miktarı gittikçe azalmaktadır. Bu nüfuz derinliğinin yüksek olmasının nedeni akımdaki değişim hızı dl/dt ‘nin 20-50 s arasında daha yüksek olması, DA duruma yaklaştıkça değişim hızının düşmesi olarak açıklanabilir [96]–[98]. Bir diğer dikkat çekici nokta ise akımın nüfuz ettiği bölgelerde ortaya çıkan negatif akım bölgeleridir. Bu negatif bölgeler perdeleme akım bölgelerine karşılık gelmektedir. Bu negatif bölgelerin genişliği bulk akım bölgesinin genişliğine göre oldukça dar kalmaktadır. Yine perdeleme akım bölgesinin genişliği akımın değişim hızı ile orantılı olmaktadır.



Şekil 4.11 5. t=10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100 s’lerde beşinci bobinin ortasından geçen eksen boyunca bir boyutta akım dağılımı

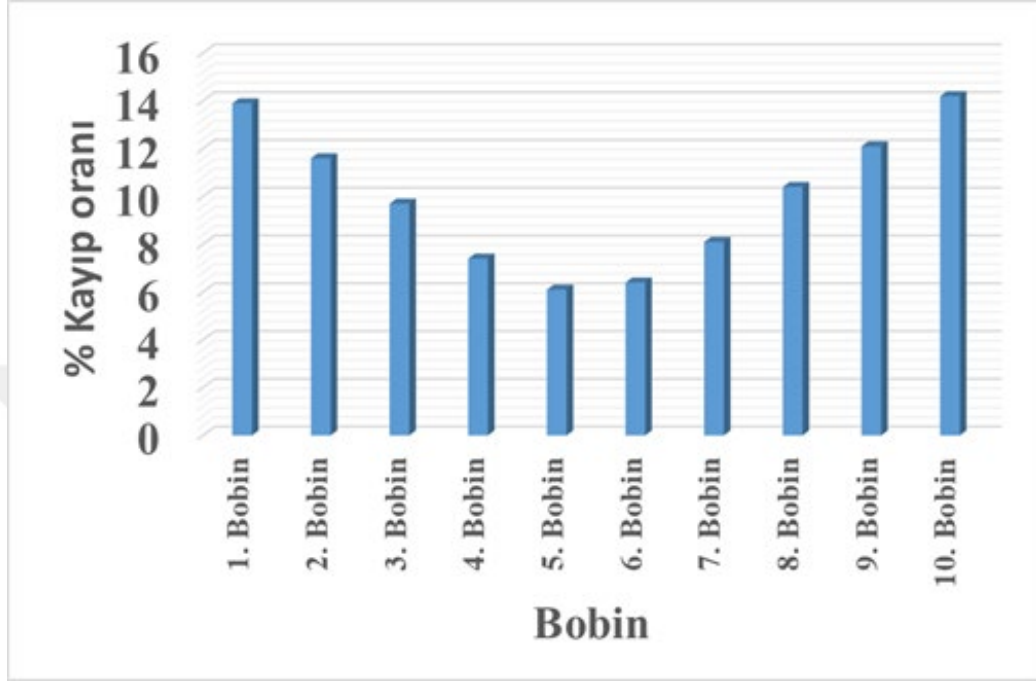
Şekil 4.12’de akım artışı sırasında süperiletken DA rotor bobininin her bir tabakasında ortaya çıkan anlık AA kayıpları karşılaştırmalı olarak verilmektedir. Açıkça görüleceği üzere en alt ve en üst bobinlerdeki kayıp en büyük olmaktadır. İçteki bobinlere doğru gidildikçe bobinlerin kayıpları giderek azalmaktadır. En içteki bobinlerdeki kayıp oldukça düşük olmaktadır.



Şekil 4.12 Akım uygulanması sırasında H-formülasyonu ile hesaplanan her bir bobindeki anlık AA kayıplarının karşılaştırılması ($\tau = 20$ s alınmıştır)

Pankek bobin tabakalarındaki toplam kaybın oranını açık bir biçimde göstermek için Şekil 4.13 çizdirilmiştir. Şekil 4.13’de akım şarjı sırasında her bir tabakada hesaplanan toplam AA kayıplar verilmektedir. Toplam kayıplar denklem (4.16) ile verilen zaman integrasyonu hesaplanarak bulunmuştur. Şekil 4.12 ve Şekil 4.13’ün birlikte değerlendirilmesi daha sağlıklı bir sonuç verecektir. Bu bağlamda bakıldığında, en dıştaki bobinlerdeki toplam kayıp ~%15’ler civarında iken en içteki bobinlerdeki kayıp ~%5-6 civarına düşmektedir. Bunun nedeni dıştaki bobinlerin daha çok komşu ve diğer bobinlerin ürettiği self manyetik alana maruz kalması olabilir. Şekil 4.12’de dikkat çeken bir diğer nokta ise anlık kayıplardaki maksimum kaybın meydana geldiği noktanın giderek daha yüksek akım değerlerine doğru kayması ve maksimum kayıp pikinin giderek genişlemesidir. Bunun nedeni bobinlerin ürettiği manyetik alanın dik bileşenlerinin dış bobinler tarafından perdelenmesi ve bunun neticesinde akım değişim hızından

kaynaklanan akının içteki bobinler tarafından daha geç hissedilmesinden kaynaklanabilir. Burada dikkat edilmesi gereken teknik sonuç dıştaki bobinlerin daha iyi soğutulması ve manyetik saptırıcılar vs. ile alanın dik bileşeninden korunması gerektirir.

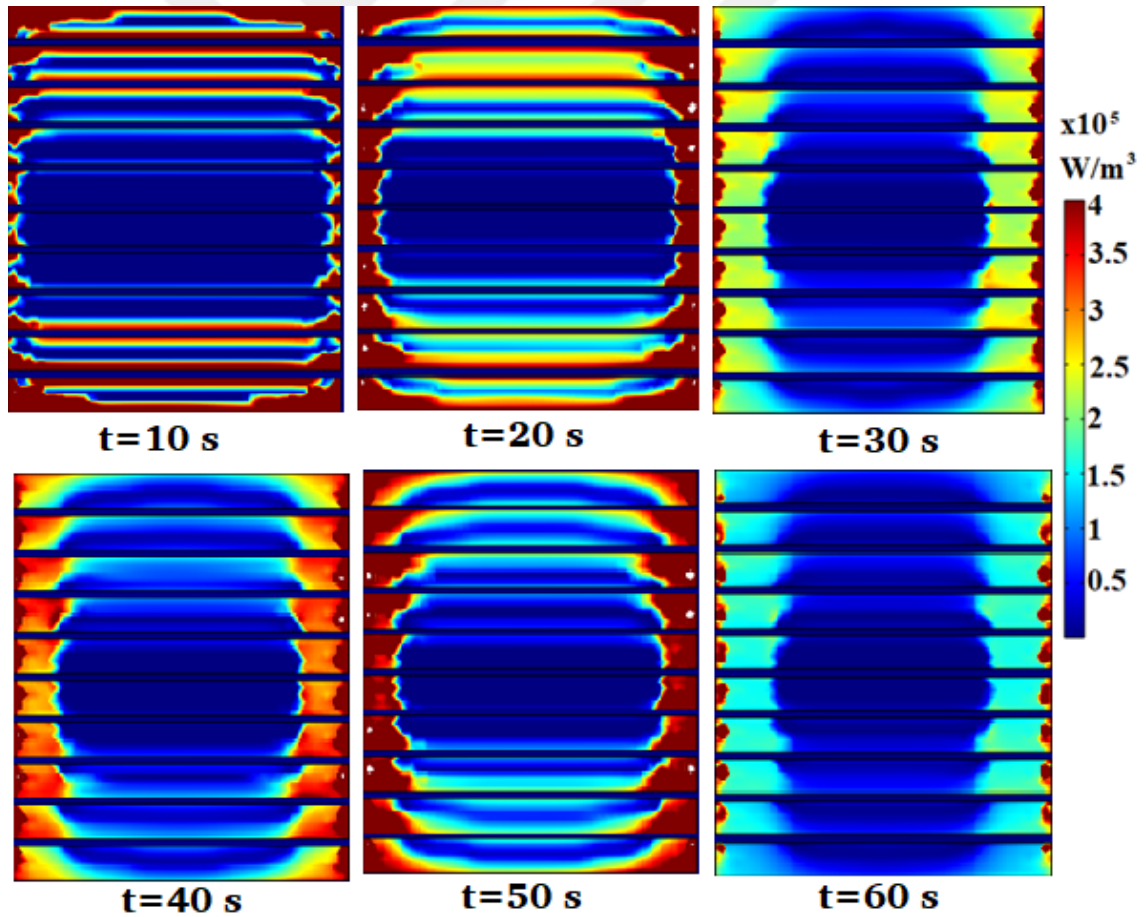


Şekil 4.13 Akım artışı süresince her bir bobin tabakasında ortaya çıkan toplam kayıp oranlarının karşılaştırılması

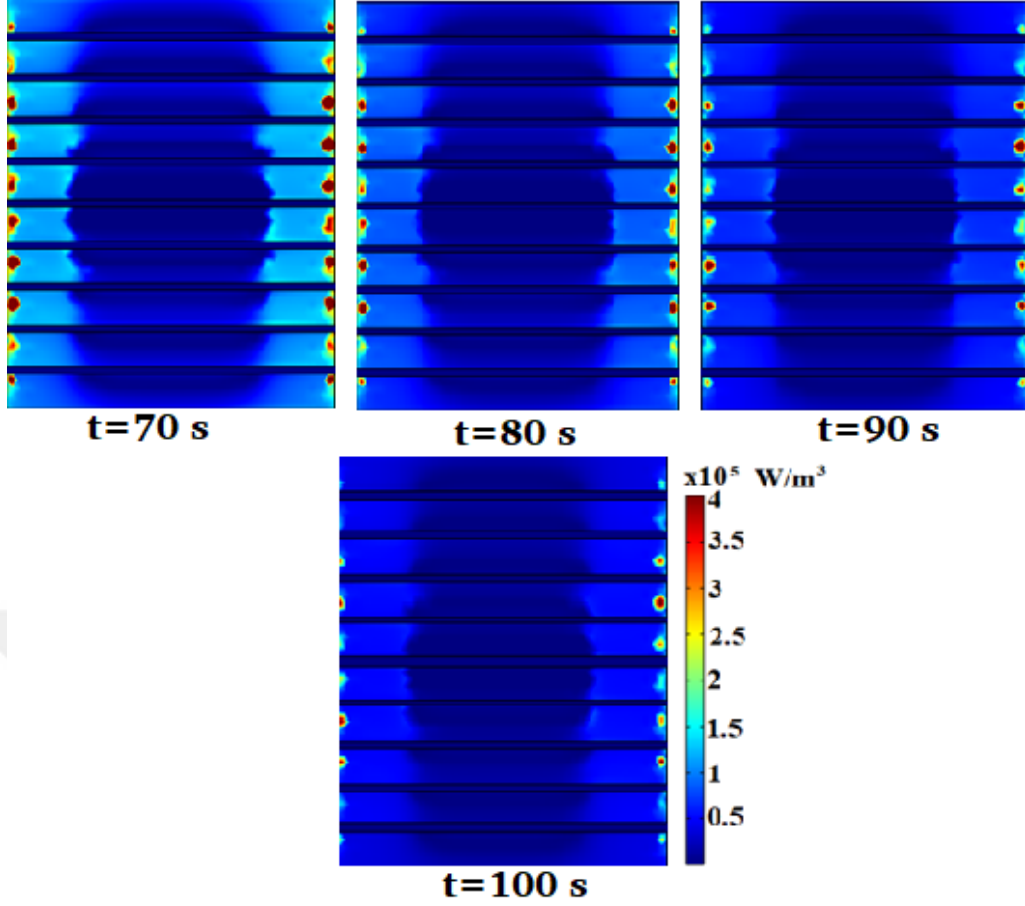
Burada dikkate değer bir diğer önemli husus ise zaman arttıkça yani uygulanan akımın büyüklüğü arttıkça belli bir maksimuma ulaşmakta ve belli bir akım değerinden sonra ise anlık kayıp değerleri hemen hemen birbirlerine eşitlenmektedir. Eğrilerin bu davranışının denklem (4.7) ile verilen fit fonksiyonuna hemen hemen uyduğunu belirtmek gerekir. Bu değer yaklaşık olarak 50 W/m civarındadır. Ancak en içteki bobinlerde bu değere ulaşma bir miktar daha yüksek akımlarda meydana gelmektedir. Tabakalar arasındaki AA kayıpların belli bir değere ulaşması soğutma sisteminin tasarlanmasında çok önemli bir parametre olabilir.

Şekil 4.14 H-formülasyonu kullanılarak hesaplanan anlık kayıpların süperiletken bobin kesiti boyunca dağılımını göstermektedir. Hesaplamalar $\tau = 20 s$ seçilerek her 10 s için gösterilmektedir. Şekillere kabaca bakıldığında dikkat çekecek ilk husus kayıpların özellikle süperiletken bobinlerin yanal kısımlarında ve en dış

bobinlerde ortaya çıktığıdır. Bunun nedeni Şekil 4.9 ve Şekil 4.10'a bakılarak kolayca anlaşılabilir. Akım artıka süperiletkenlerin ürettiği alanın dik bileşenleri artmakta ve daha derinlere akım penetrasyonuna neden olmakta ve bu da AA kayıplarını artırmaktadır. Kayıplar özellikle dış bobinlerin her tarafında hemen hemen eşit bir biçimde oluşuyorken içteki bobinlerin daha çok yan yüzeylerinde meydana gelmektedir. Bunun nedeni olarak dıştaki bobinlerin içteki bobinlerden diğer bobinlerden kaynaklanan manyetik alana daha fazla maruz kalmasıdır. Burada dikkat çeken bir diğer husus ise akım kayıp dağılımlarının özellikle ilk akım artışı sırasında, özellikle $t=50$ s'de oldukça yüksek olduğu ve bu zamandan sonra azalarak dış kenarlara doğru taşındığı gözlemlenmektedir. Bu durum özellikle bobinlerin akım artışına tepki olarak doğurduğu self alandan kaynaklanabilir. Bu durumda ortaya çıkacak herhangi bir söndürme (quench) durumu dikkatli bir biçimde ele alınmalıdır [99], [100].



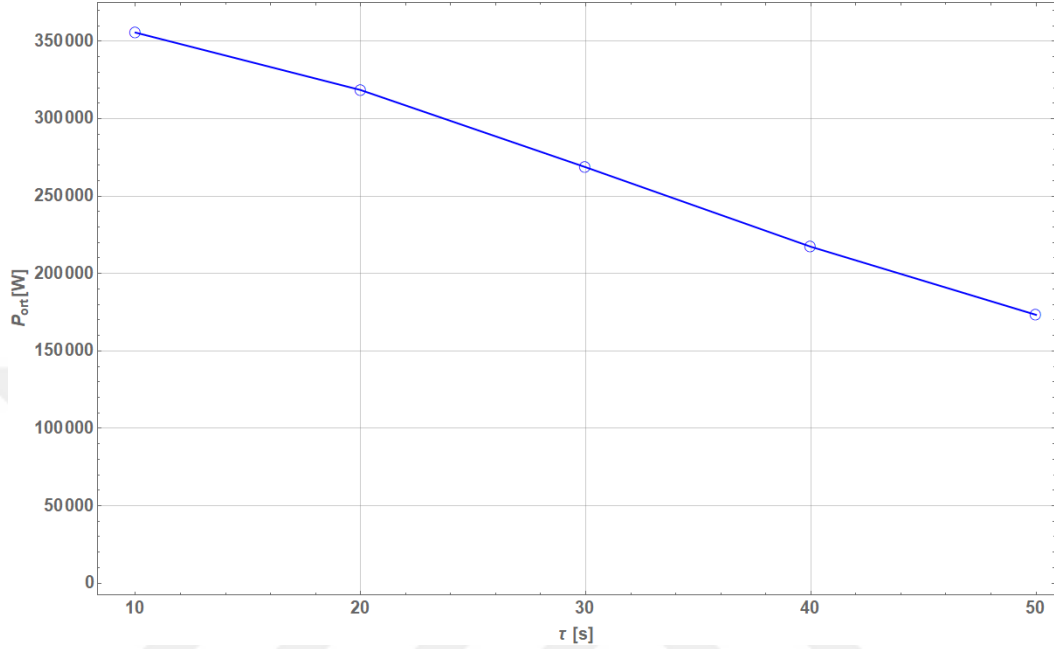
Şekil 4.14 Rotor süperiletken manyetik alan bobinlerinde akım aktivasyonu süresince her 10 s ortaya çıkan anlık hacimsel kayıp yoğunluğunun bobin yüzeylerine dağılımı ($\tau = 20$)



Şekil 4.14 Rotor süperiletken manyetik alan bobinlerinde akım aktivasyonu süresince her 10 s ortaya çıkan anlık hacimsel kayıp yoğunluğunun bobin yüzeylerine dağılımı ($\tau = 20$) (devamı)

$t=50$ s alınarak süperiletken bobinlerde hesaplanan kayıplara bakıldığında bobinin sağ ve sol yan yüzeylerinde oluşan kayıpların merkezinde oluşan kayıplara göre kabaca 20 kat daha fazla olduğu söylenebilir. Kaybın bu oranda yüksek olmasının nedeni yan yüzeylerdeki akım penetrasyonunun self alanın dik bileşenin daha fazla olması ile ilintili olduğu aşıkardır [101]–[104]. Zaman arttıkça bu oran gittikçe azalmaktadır. Bu da akım artış hızındaki azalma ile doğrudan ilintilidir. Bu durum akım artışı sırasında bobinin yan yüzeylerinin daha dikkatlice soğutulması gerektiğini akla getirmektedir. Şekil 4.15 de zaman sabiti değerleri $\tau = 10$ s’den başlayarak 10’ar adımlarla 50’ye kadar hesaplanan toplam kayıpları göstermektedir. Şekilden de açıkça görüleceği üzere τ değeri arttıkça toplam kayıp lineer olarak azalmaktadır. $\tau = 10$ s için bobinlerin şarjı sırasında toplam kaybı 350 kW mertebelerinde iken $\tau = 50$ s için bu kayıp 200 kW mertebelerine düşmektedir. τ 5 kat artırıldığında kayıp yaklaşık %57 oranında azalmaktadır.

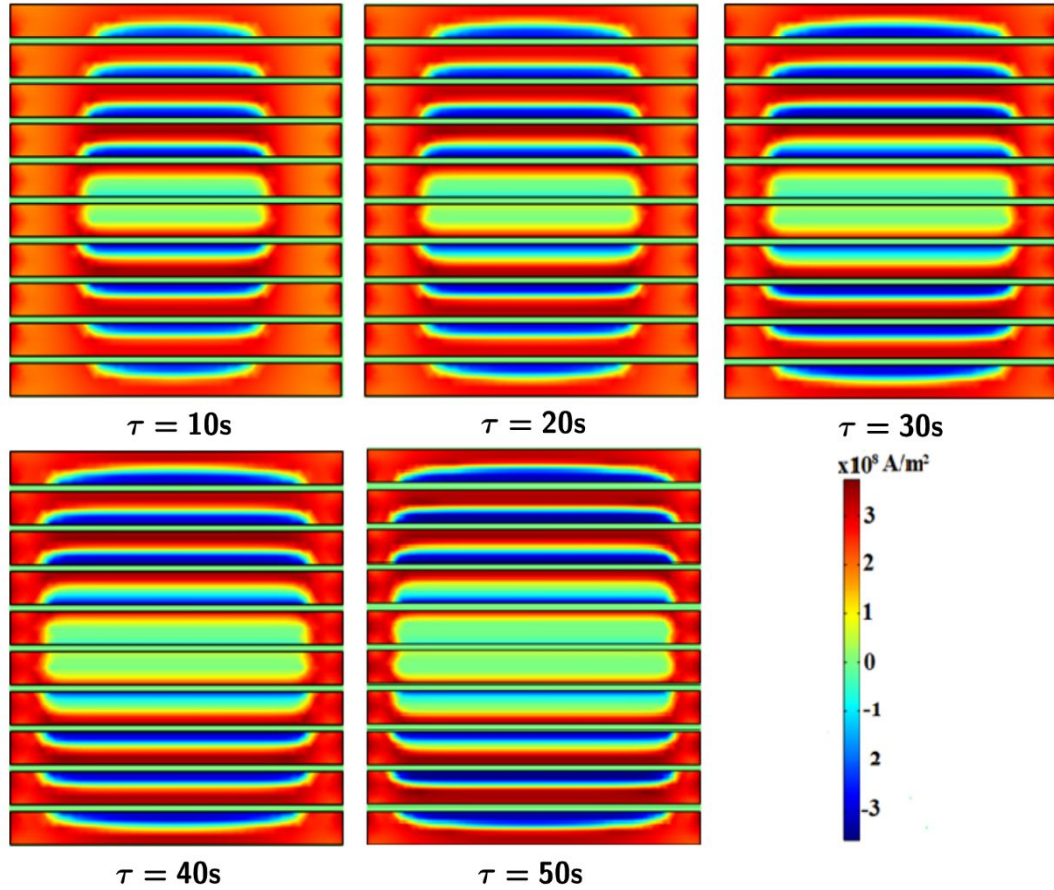
Bu durum akım artış hızının toplam kayıplara etkisini açık bir biçimde göstermektedir. Beklendiği gibi akım artış hızını düşürerek bobinlerin ilk şarj sırasında ortaya çıkacak ısı kayıpları önemli oranda azaltılabilir. Bu soğutma sisteminin tasarımında son derece önemli olabilir.



Şekil 4.15 Farklı zaman sabiti $\tau = L/R$, değerleri için süperiletken jeneratöründe hesaplanan ortalama kayıpların karşılaştırılması

Şekil 4.16 $t = 50$ s seçilerek farklı τ değerleri için bobin kesitleri üzerinden hesaplanan akım dağılımlarını göstermektedir. Burada $\tau = 10$ s ve $\tau = 50$ s durumlarını karşılaştırmak ilginç olacaktır. Her iki değer için bakıldığında $\tau = 50$ s için akım penetrasyonunun daha düşük olduğu açık bir biçimde görülmektedir. Bunun sonucu olarak kayıpta bu değer için daha düşük çıkmaktadır. Ayrıca akım artış hızını belirleyen τ parametresi artırıldıkça FEA simülasyon sonuçlarından görüleceği üzere perdeleme akımının bölgesi genişlemektedir. Bunun kaynağının bobinlerin yakınlık “proximity” etkisinden olabileceğini akla getirmektedir. Eğer akımlar aynı yöne sahipse, o zaman manyetik alan çizgileri, bobinler arasındaki alanda birbirini iptal eden zıt yönlere sahip olacaktır (Şekil 4.10). Bu iptal nedeniyle, bobinler arasında nispeten zayıf bir manyetik alan oluşacaktır; ancak self manyetik alan oldukça güçlü olacaktır. Çünkü iki bobin tarafından üretilen hayali manyetik alan çizgileri birbirini tamamlayan aynı yöne sahip olacaktır. Bobinler arasındaki mesafe artarsa, elektromanyetik yakınlık etkisinin gücü

azalacaktır. Simetrik olmayan sistemler durumunda yakınlık etkisi detaylı bir biçimde ayrıca incelenmelidir. İçteki bobinlerin τ değeri artıkça fazlaca etkilenmediği görülmektedir. Bunun nedeni self alanın dıştaki bobinler tarafından perdelenmesinden kaynaklanabilir.



Şekil 4.16 Farklı zaman sabiti τ değerleri için akım artışı sırasında $t = 50$ s seçilerek süperiletken jeneratörün DA rotor bobin kesit alanında simüle edilen akım dağılımları

4.1.2 Süperiletken Rotor Bobinlerinde Akım Boşaltılması Sırasında Oluşan Kayıpların Hesaplanması

Bu bölümde Sonlu Elemanlar Yöntemi kullanılarak DA akım geçirilen süperiletken rotor bobinlerinde akım deşarjı sırasında ortaya çıkan AA kayıplar hesaplandı ve bunun altındaki fiziği açıklamak için bobin kesitleri üzerindeki akım dağılımları sunuldu. Hesaplamalar bir önceki bölümde sunulduğu gibi yarış tipi bobin yığınlarının teşkil ettiği rotor bobinleri xy –düzleminde yatmaktadır. Akım z –yönünde akmakta akımın oluşturduğu self manyetik alan xy –yönünde

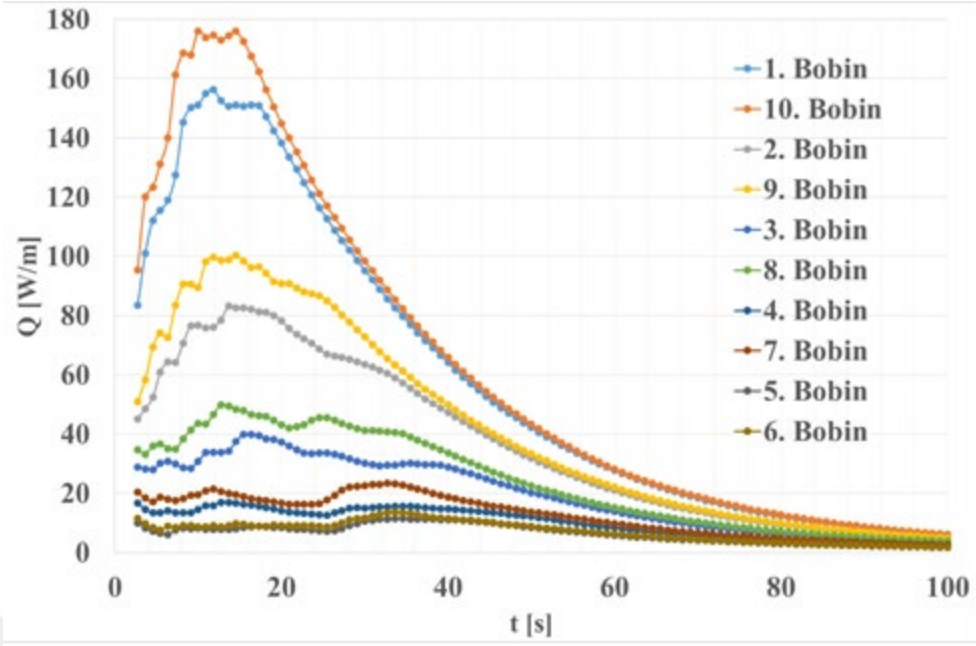
değişmektedir. Bobinler birbirlerinden elektriksel olarak yalıtılmış ancak manyetik olarak birbirleri ile etkileşmektedir. Bobinlerin dönmesi göz ardı edilmiş ve stator bakır sargıların oluşturduğu manyetik alan değişimleri ihmal edilmiştir. Bobinlerin kayıplarını hesaplamak için Denklem (4.7) ile tanımlanan H-Formülasyonu kullanılmıştır. Bobinlerin deşarjı sırasında bobinlerin sarıldığı YSS şeritlerin tek tek katkısı göz ardı edilmiş ve bir önceki bölümde anlatılan homojinasyon yaklaşımı kullanılmıştır. Örgüleme için süperiletken bölge Haritalama “Mapping” örgü tekniği kullanılarak ayrıklaştırılmış. Sınır şartları için eşitlik (4.14) ve eşitlik (4.15) kullanılmış ve süperiletken bobinlerin iç bölgeleri için hiçbir ayrık sınır koşulu uygulanmamıştır. Hesaplama tüm jeneratör kesit alanı üzerinden gerçekleştirilmiş ve yarış pisti bobinin yalnızca düz bölgesi için hesaplama yapılmış ve bobinin eğri kısmından gelen katkı ihmal edilmiştir. Kritik akımın manyetik alan ve açı bağımlılığı için denklem (4.12) ile verilen bağıntı kullanılmıştır.

Simülasyonlar için süperiletken rotor bobinlerinde $t = 0$ anında bobin sargısı başına $I_{dc} = 200$ A akım geçmekte ve uygulanan akım zamanla eksponansiyel formda,

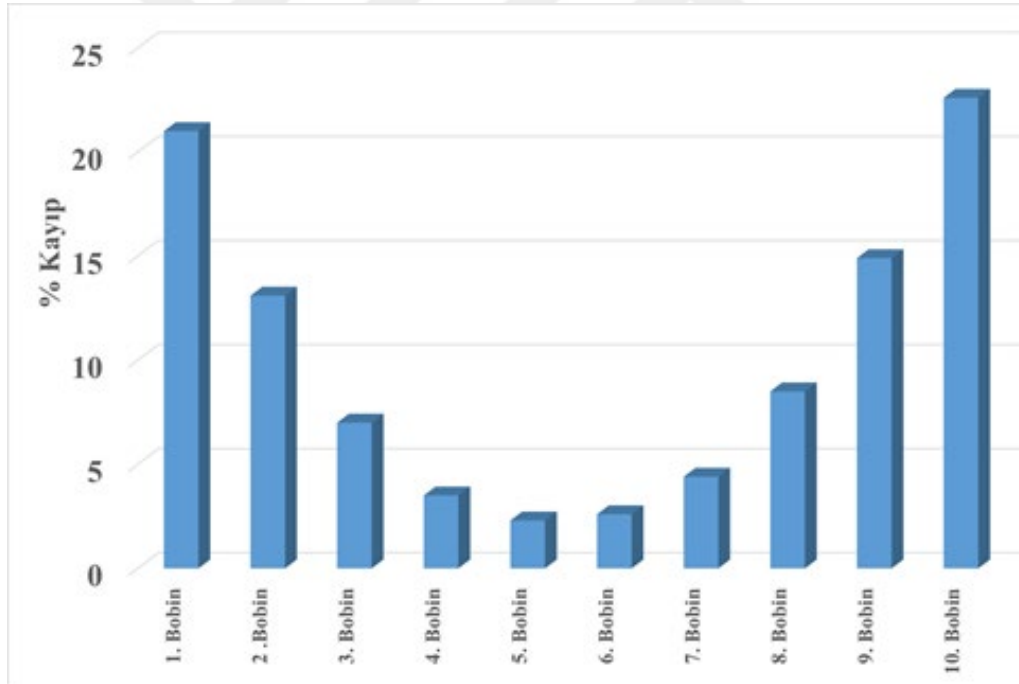
$$I(t) = I_{dc} e^{-t/\tau} \quad (4.18)$$

şeklinde ifade edilmektedir.

Şekil 4.17 süperiletken jeneratör akım azaltılması sırasında bobinlerin her bir tabakasında FEM ile hesaplanan anlık kayıpları göstermektedir. Başlangıçta $t=0$ anında bobinlerde 200 A mertebesinde DA akım akmakta olduğu ve akımın 100 s boyunca yaklaşık 0.0005 s adımlarla azaltıldığı durum simule edilmiştir. Şekil 4.17’den görüleceği üzere DA akım bobinlerin boşatılması sırasında özellikle en alt ve en üst bobinlerde ciddi oranda kayıplar ortaya çıkmaktadır. Aynı şekilde içteki bobinlere gittikçe kayıplar önemli oranda azalmaktadır. Bobinler arasındaki toplam kayıp miktarları karşılaştırmalı olarak Şekil 4.18’de gösterilmiştir.



Şekil 4.17 Akım azaltılması sırasında her bir bobin tabakasında hesaplanan anlık kayıpların karşılaştırılması ($\tau = 20$ s seçilmiştir)

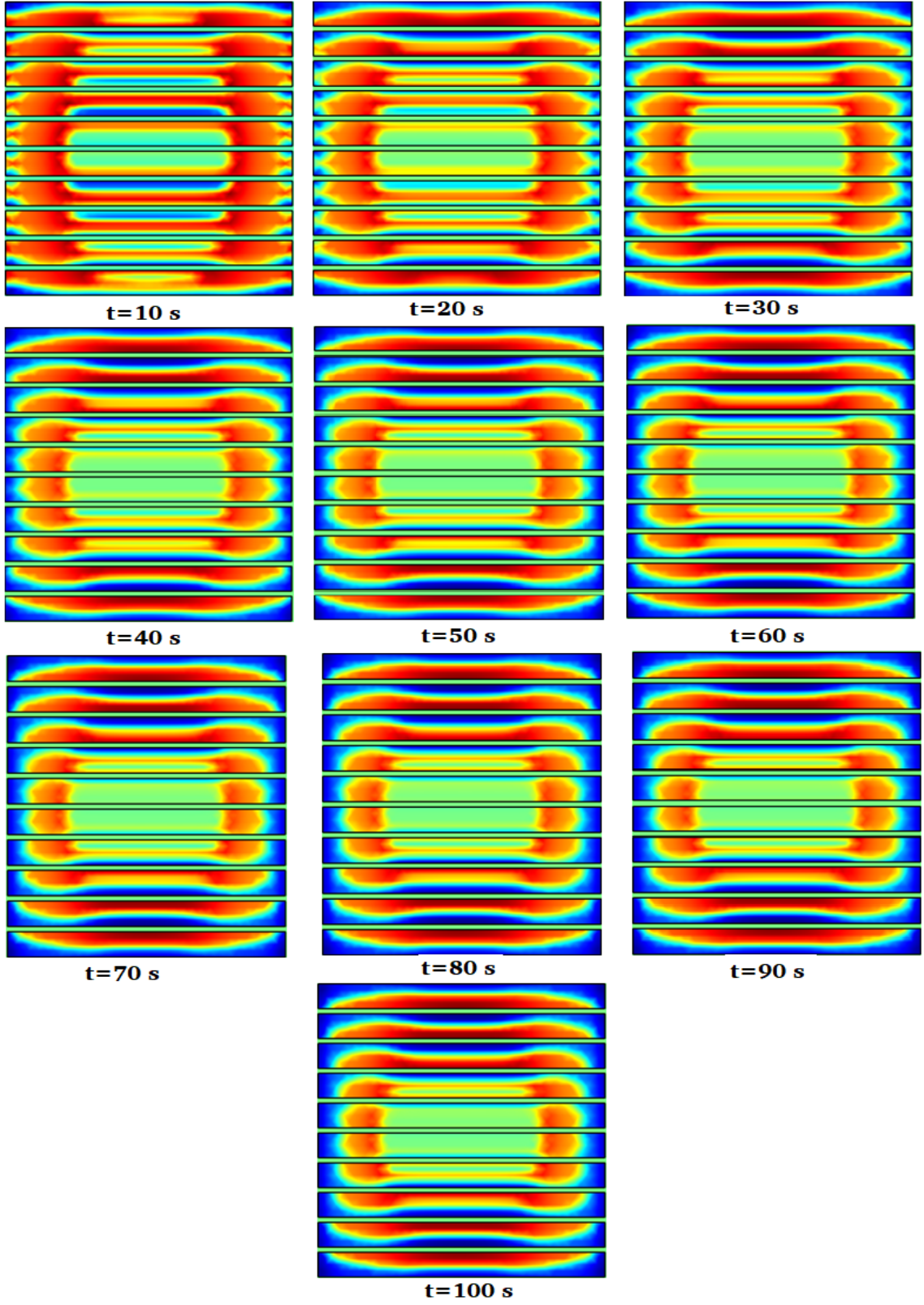


Şekil 4.18 $\tau = 20$ s seçilerek transport akım azalışı sırasında her bir tabakada oluşan toplam kayıpların yüzdelik karşılaştırılması

En dıştaki sargı ve en içteki sargı arasındaki toplam kayıp oranı yaklaşık olarak dört kattan fazla çıkmaktadır. İçteki bobinden dıştaki bobinlere doğru kayıplar kuadratik olarak artmaktadır. Bu literatür ile uyumludur [105]–[107]. Ancak

bobinlerin şarj edilmesi için yapılan simülasyon sonuçlarına göre en iç ve en dış bobinler arasındaki kayıp oranı yaklaşık 2 kat iken deşarj durumunda bu oranın 4 kata kadar çıkabileceği hesaplanmıştır. Bu durum içteki bobinlerde akan kalıcı DA akımın ek bir self alan oluşturduğu ve bu alanından en dış bobinlerin maruz kaldığı alanın dik bileşenlerini artırarak kayıpları artırması ile açıklanabilir. Burada dikkat edilmesi gereken bir diğer nokta ise kayıp eğrilerinin maksimum konumlarının deşarj sırasında hemen hemen aynı olmasıdır. Bu her bir bobin sargısının hemen hemen aynı anda self alana maruz kaldıklarını göstermektedir. Perdeleme akımının etkisinin deşarj sırasında bozulduğunu gösterebilir. Burada dikkat edilmesi gereken bir diğer nokta ise seçilen akım artış hızı için seçilen $\tau = 20$ s değeri için bobinlerin akım şarj durumu için toplam kayıp 315 kW civarında iken deşarj durumu için toplam kayıp 82 kW mertebesinde hesaplanmıştır. Kayıplardaki bu orandaki yüksek bir farkın çıkmasındaki ana neden; akım artışı sırasında bobin yığınlarının akım artışına gösterdiği ani tepkinin oluşturacağı ani indüktif reaktans artışı olduğu düşünülmektedir. Bir diğer nedeni ise akım azaltılması neticesinde indüklenen negatif yüzey akımlarının yarattığı manyetik alanın bobinlerden akan transport akımın oluşturduğu self alanın radyal bileşenini düşürmesinden kaynaklanabilir.

Şekil 4.19 $\tau = 20$ s alınarak her 10 s adımlarla alan deşarjı durumunda süperiletken rotor yarış pisti bobin kesitindeki manyetik alan dağılımlarını göstermektedir. Şekil tabakalar arasındaki kaybın nedenini açıklamak için çizdirilmiştir. Şekilden de açıkça görüleceği üzere akım azaltıldıkça bobinlerin sağ ve sol kenarlarından başlayarak negatif perdeleme akımları indüklenmektedir. Akım azaltıldıkça manyetik alanın radyal bileşeni B_x yavaş yavaş YSS bobinin dış sınırından girer ve ardından transport ve perdeleme akımları YSS bobinlerin her iki kenarına akar. Manyetik alanın penetrasyon bölgesi bobinin merkezine yaklaştıkça, tarama akımı doyma eğilimi gösterir ve bu da tarama alanında doyma eğilimine neden olur. Bobin deşarj edildiğinde dış sınırdan ters yönde bir perdeleme akımı girer ve böylece perdeleme alanı azalmaya başlar. Bu eğriler sıfır alan noktasını geçtikten sonra dış perdeleme akımı baskın hale gelir ve perdeleme alanı tekrar ters yönde artar. 0 A'da kalan manyetik alan, kalan perdeleme akımından kaynaklanır.



Şekil 4.19 Her YSS şeritte DA akım $I_{\max} = 200$ A'den itibaren, akımın eksponensiyel biçimde azaltılması sonucunda, jeneratör bobin kesitinde hesaplanan J_z akım dağılımları ($\tau = 20$ seçilmiştir)

Fark edebileceğimiz gibi alanın dik bileşeni, B_y , akım yoğunluğu J_z dağılımını daha fazla etkiler. B_y 'nin daha düşük değerlerine maruz kalan merkezi bölgelerde, daha küçük akımlar. Bobin kenarlarında durum tersine çevrilir, yani B_y minimum ve akım maksimumdur. Kritik akım yoğunluğu $J_c(B)$ 'nin, J_z 'ninkine zıt bir uzaysal yeniden bölgeye sahip olacağı beklenmelidir. Zira kritik akım yoğunluğu denklem (4.12)'den görüleceği üzere manyetik alanın dik ve paralel bileşenine bağlıdır. Benzer şekilde bobinlerin uçlarına doğru kritik akım yoğunluğunun azalması bobinlerin merkezine doğru gidildikçe artması beklenmelidir. Başlangıçta, akım yoğunluğu profilleri simetriktir ve dinamik bölge, zamanın bir fonksiyonu olarak açıkça tanımlanabilir. DA akım azaldıkça bobinlerin alt tarafında akı artışı yapıyorken ve üst tarafında akı zayıflaması meydana gelir ve profilleri aşağı doğru eğdirir. Bu nedenle, daha karmaşık uygulanan akımlar için dinamik kayıp bölgesini doğru bir şekilde tanımlamak daha zordur.

Şekilde dikkat çeken bir diğer nokta ise negatif akım dolanan bölgelerin daha çok dış bobinlerin uç bölgeleridir. Bu uç bölgeler geometrik yapılarından dolayı manyetik alanın dik bileşenini artıracığı için daha fazla manyetik alan penetrasyonu gerçekleştirmiş ve neticesinde akımın akacağı bölgenin genişliği artmıştır. Bu durum özellikle 1 ve 10 numaralı bobinler için aşıkardır. Bu bobinlerdeki kaybın neden daha yüksek olacağını daha basit bir biçimde açıklamaktadır. Bobinlerin şarj durumlarındaki akım dağılımlarını gösteren Şekil 4.10 'da $t=50$ s için karşılaştırıldığında akım şarjı sırasında indüklenen perdeleme akımlarının deşarj durumunda hem büyüklüğü hem de bölgesi çok daha küçük olmasıdır. Bu durum bobinlerin şarj durumunda hesaplanan kaybın deşarj durumunda hesaplanan kayıptan çok daha küçük olmasını açıklayabilir.

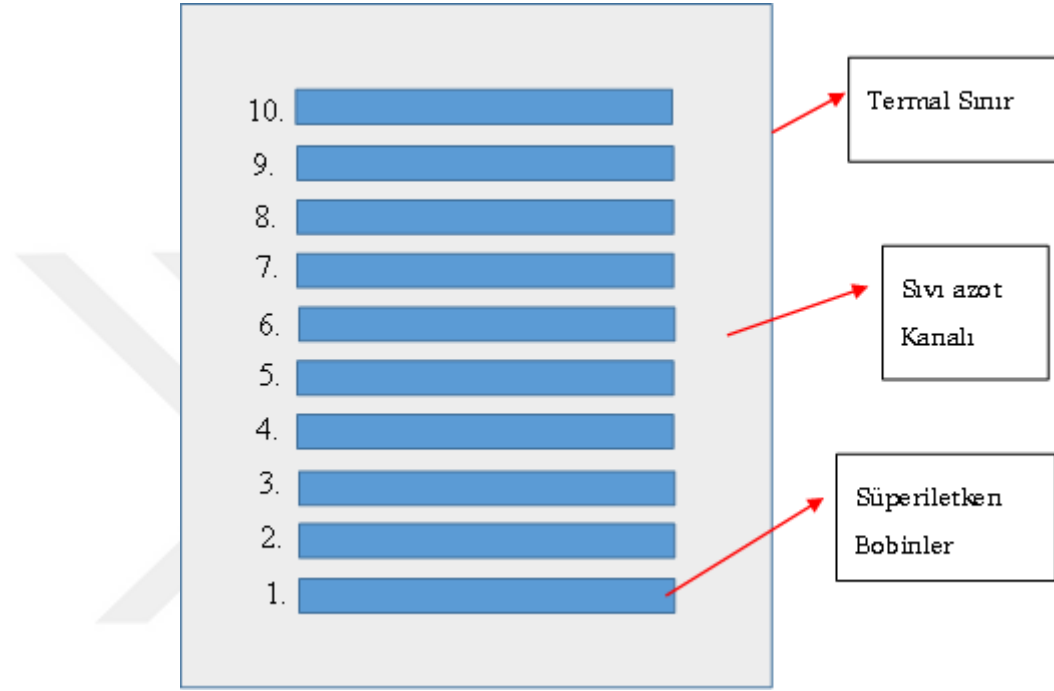
4.2 Süperiletken DA Rotor Bobinlerinin Şarj ve Deşarj Elektro-Termal Analizi

Tezin bu bölümünde manyetik alan üreten DA akım rotor bobinlerinde geçici formda akım artışı ve azalışı sırasında oluşan AA kayıplarıyla ilişkili termal analizler gerçekleştirildi. Bu bölümde yapılan elektro-termal analizler bir önceki bölümde sunulan elektromanyetik analizlerin sonuçlarına dayanmaktadır. İlk bölümde tasarımı yapılan 10 MW gücünde 8 kutuplu süperiletken jeneratörün

alan sargısından kararlı durumda DA akım geçirilmektedir. Süperiletken jeneratörün verimi, alan sargısındaki kritik akım, AA kayıplar ve bunların oluşturacağı ısı ile yakından ilgilidir. Çoğu süperiletken bobin, yüksek bir self alan veya yüksek dış manyetik alan içerir. Bununla birlikte, bobinlerdeki kritik akım, manyetik alanın yapısal anizotropisi tarafından sınırlandırılır. AA kayıp ve bunun oluşturduğu ısı, kriyojenik tasarımda önemli bir rol oynar ve akım ve manyetik alan dağılımı yoluyla hesaplanabilir. Bu nedenle, süperiletken cihazların tasarımlarını optimize etmek için bobin yığınlarının elektro-termal davranışını anlamak esastır. Bu bölümün amacı jeneratör rotorundaki DA akım kararlı hale gelene kadar akım artışı sırasında ortaya çıkacak ıyı doğru bir biçimde hesaplamak ve bu ısının sistemden atılması için yöntemler geliştirmektir.

Şekil 4.20'de termal analizi yapılacak süperiletken yarış pisti tipi “pankek” bobin yığınlarının 2D kesit alanı gösterilmektedir. Bobinler xy – düzleminde yatmaktadır ve akım z - yönünde geçirilmektedir. Ayrıca sistemi soğutmak için xy – yönünde sıvı azot akıtılmaktadır. Hesaplamaları kolaylaştırmak için yalnızca tek bir bobin üzerinde elektro-termal analiz gerçekleştirilmiştir. Sistemin periyodikliğini yansıtan denklem (4.15) ile verilen uygun sınır şartları kullanılarak diğer bobinlerden gelen self alan etkisi hesaplamalara katılabilmektedir. Ticari 2N YSS bantlarının çoğu 12 mm genişliğe ve $1 \mu\text{m}$ kalınlığa sahiptir. Bu özel geometri, FEM kullanarak sayısal modellemede büyük zorluklar getirir. Çünkü doğru FEM modellemesi, ağların her yönde eşit boyutlara sahip olmasını gerektirir. Kalınlıktaki küçük boyut, genişlikteki ağ boyutunun çok küçük olduğu ve ağ sayısını büyük ölçüde artırdığı anlamına gelir. 12 mm x $1 \mu\text{m}$ gibi dar bir alanda, akım dağılımı 8 kat mertebesinde değişebilir. Analizleri kolaylaştırmak için bobinlerin sarıldığı ReBCO süperiletken şeritlerin ayrık yapısı ihmal edilmiş olup akımın tüm yüzey üzerinden aktığı kabul edilmiştir. Örgüleme için süperiletken bobin yığınları için haritalama en/boy oranı 200/60 alınarak “Mapping” örgüleme tekniği kullanılmıştır. Süperiletken olmayan sıvı azotun geçirildiği bölge ise maksimum eleman büyüklüğü 0.05 mm olacak şekilde üçgensel “triangular” tekniği kullanılarak örgülenmiştir. Jeneratörün diğer kısımları aynı şekilde üçgensel örgüleme tekniği kullanılarak ve daha az yoğunlukta ayrıklaştırılmıştır. Elektromanyetik analiz tüm jeneratörün kesit alanı

üzerinden gerçekleştiriliyorken termal analiz yalnızca bobin yığınlarının sınırlandırdığı bölge üzerinden gerçekleştirilmektedir. Bu şekilde sistemin serbestlik derecesi önemli ölçüde azaltılmıştır. Ayrıca bobinlerin şarj ve deşarj durumları dikkate alındığı için rotorun dönmesi dikkate alınmamış sistem durağan durumda iken simülasyonlar gerçekleştirilmiştir. Bir diğer önemli kabul ise stator bakır sargılarının oluşturacağı “ripple” alanlarının etkisi göz ardı edilmiştir [108].



Şekil 4.20 Termal analizi için kullanılan süperiletken bobin yığınlarının kesit görünümü

Hesaplamalar yalnızca yarış tipi bobinlerin tek bir kolu üzerinden gerçekleştirilmiştir. Analiz yöntemi, termal analiz ve elektromanyetik analizden oluşur. Elektro-Termal analiz, ticari bir sonlu eleman yöntemi (FEM) Comsol Multiphysics yazılımıyla gerçekleştirilir ve denklem (4.19)'a dayalı olarak süperiletken bobin kesiti üzerinde sıcaklık dağılımı hesaplanır:

$$C_p(T) \frac{dT}{dt} - \nabla \cdot (k_p(T) \nabla T) = Q \quad (4.19)$$

Burada T ve t sırasıyla sıcaklık ve zaman parametreleridir. $k_p(T)$ ve $C_p(T)$ sıcaklığa bağlı olarak değişen sabit hacimde termal iletkenlik ve özgül ısı kapasitesi olmak üzere bu değerler ReBCO malzemeler için rapor edilmiştir [109], [110]. $Q = JE$, birim hacim başına ısı üretimi olarak ifade edilebilir.

Süperiletken şeridin kritik akım yoğunluğu, onu çevreleyen elektromanyetik alanlara büyük ölçüde bağlıdır. Bu alan bağımlılığı, şeridin mevcut taşıma yeteneklerinde önemli bir rol oynar. Bu modeller hesaplamaya dahil edilmiştir: 77K'da manyetik alan bağımlılık modeli eşitlik (4.20) ile verilir.

$$J_c(B_x, B_y) = \frac{J_{c0}B_0}{B_0 + \sqrt{B_x^2 + k^2B_y^2}} \quad (4.20)$$

Süperiletken YBCO şeridin kritik akımın termal bağımlılığı için [111] takip edilerek eşitlik (4.21) kullanılmıştır.

$$J_c(B_x, B_y, T) = J_c(B_x, B_y) \frac{(T_c - T)^\delta}{(T_c - T_{ref})^\delta} \quad (4.21)$$

Burada $T_c=90$ K kritik sıcaklık, $T_{ref}=77$ K bobinlerin işlem gördüğü sıcaklık ve $\delta = 1.5$ sıcaklık üssüdür. Süperiletken bobinler dış zarfından akıtılan sıvı azot ile soğutulmaktadır. Süperiletken iletkenin sıvı azotla temas ettiği yüzeyin soğuması için sınır şart olarak [112],

$$-\mathbf{n} \cdot \mathbf{q} = -0.05(T^4 - T_{ref}^4) \quad (4.22)$$

ifadesi kullanılmıştır. Burada \mathbf{n} , yüzeyin normalini ve \mathbf{q} ise ısı akısını temsil etmektedir. Sıvı kanalının aktığı dış zarf için ısısal izolasyon sınır şartı olarak,

$$-\mathbf{n} \cdot \mathbf{q} = 0 \quad (4.23)$$

ifadesi kullanılmıştır.

Elektromanyetik analiz ve termal analizde süperiletken bobinlerin ayrık yapısı göz ardı edilmiştir. Ancak termal analiz yaparken bobinleri teşkil eden süperiletken 2N ReBCO malzemelerin termal özelliklerini doğru bir biçimde tanımlamak doğru bir analiz için çok önemlidir. ReBCO şeritler bakır altlık, hastelloy ferromanyetik tabaka ve süperiletken tabakadan oluşmaktadır. Bütün bu özellikler süperiletken bobinlerin termal analizinde şu şekilde kullanılmıştır [113]:

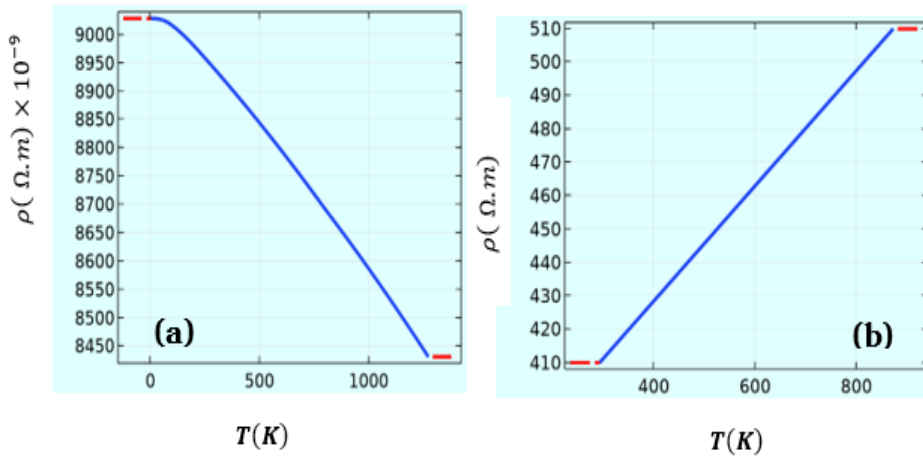
$$\rho_N = \frac{\rho_{Cu}(T)\rho_H(T)(h_{Cu} + h_H)}{\rho_{Cu}(T)h_H + \rho_H h_{Cu}} \quad (4.24)$$

$$\rho(T) = \frac{\rho_N(T)\rho_{YBCO}(T)(h_N + h_{YBCO})}{\rho_N(T)h_{YBCO} + \rho_{YBCO}h_N} \quad (4.25)$$

$$C_p(T) = \frac{C_{p,Cu}(T)h_{Cu} + C_{p,H}(T)h_H + C_{p,YBCO}(T)h_{YBCO}}{h_{Cu} + h_H + h_{YBCO}} \quad (4.26)$$

$$k_p(T) = \frac{k_{p,Cu}(T)h_{Cu} + k_{p,H}(T)h_H + k_{p,YBCO}(T)h_{YBCO}}{h_{Cu} + h_H + h_{YBCO}} \quad (4.27)$$

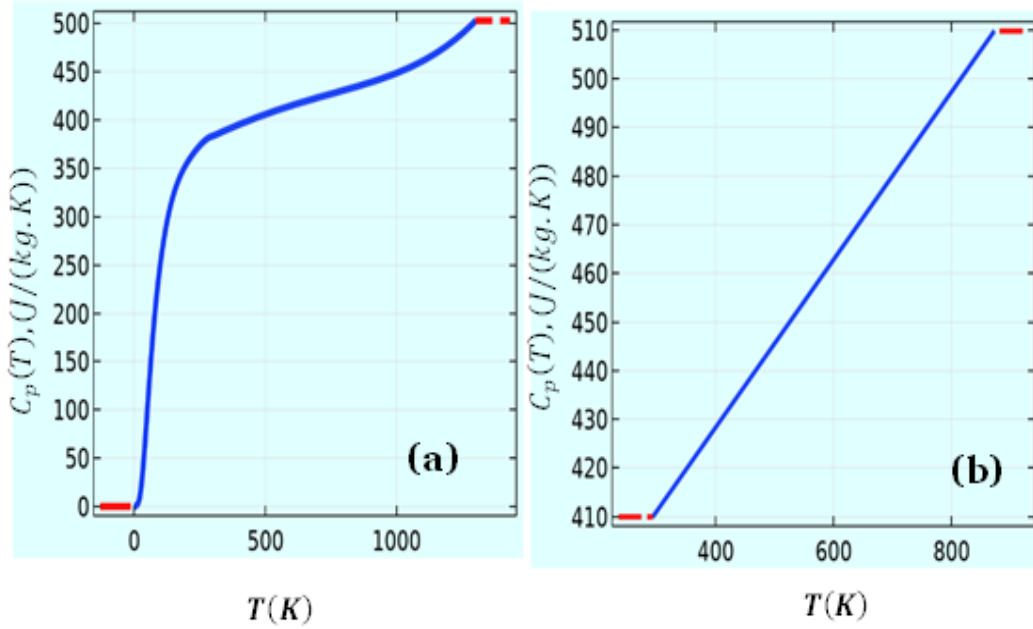
Burada $\rho_{Cu}(T)$, Şekil 4.21 (a) ile verilen 2G kaplı iletken ReBCO şeridin stabilizatörünü oluşturan UFHC/OF bakırın sıcaklıkla değişen öz direnci; $\rho_H(T)$, Hastelloy FM altlığın sıcaklıkla değişen öz direnci (Şekil 4.21 (b)); $\rho_{YBCO}(T)$, süperiletken tabakanın Denklem (4.11) ve (4.21) ile birlikte tanımlanan sıcaklığa bağlı öz direnci. $h_{Cu} = 40 \mu\text{m}$, bakır stabilizatörün yüksekliği; $h_H = 50 \mu\text{m}$, Hastelloy tabakanın yüksekliği; $h_{YBCO} = 1 \mu\text{m}$ süperiletken tabakanın yüksekliği. $C_{p,Cu}(T)$, Şekil 4.22 (a) ile verilen bakır stabilizatörün sıcaklığa bağlı özgül ısı; $C_{p,H}(T)$ ferromanyetik hastelloy tabakanın özgül ısı (Şekil 4.22 (b)); $C_{p,YBCO}(T)$, Şekil 4.24 (a) de gösterilen süperiletken tabakanın özgül ısı.



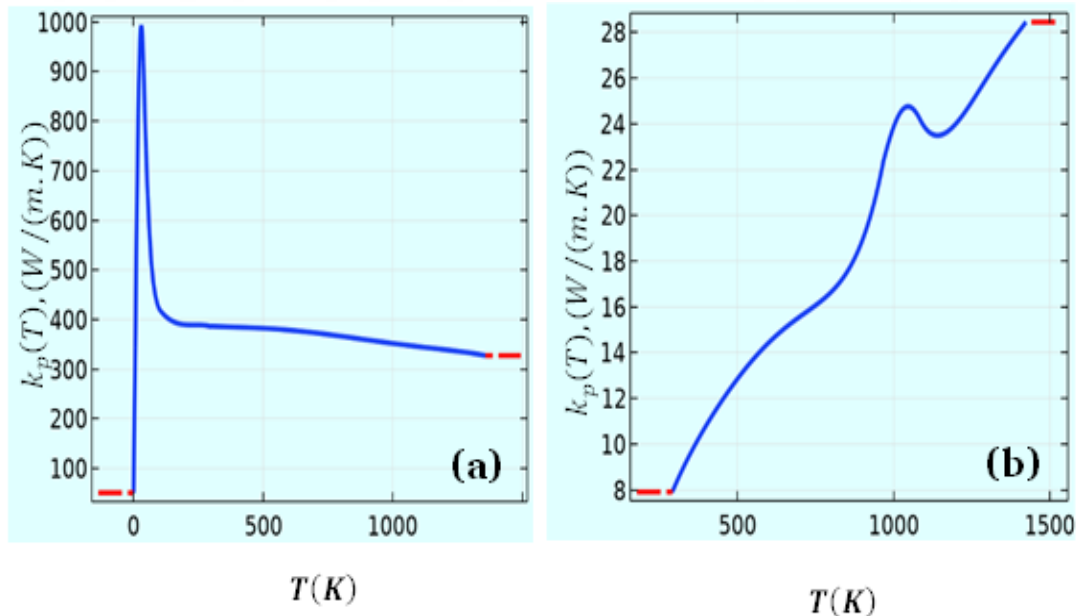
Şekil 4.21 (a) Bakır stabilizatörün (b) Hastelloy ferromanyetik tabakanın öz direncinin sıcaklıkla değişimi

$k_{p,Cu}(T)$, Şekil 4.23 (a) ile verilen bakır tabakanın sıcaklığa bağlı ısı iletkenlik katsayısı; $k_{p,H}(T)$, Hastelloy tabakanın sıcaklığın fonksiyonu olarak değişen ısı iletkenlik katsayısı (Şekil 4.23 (b)) ve $k_{p,YBCO}(T)$, süperiletken tabakanın sıcaklığa

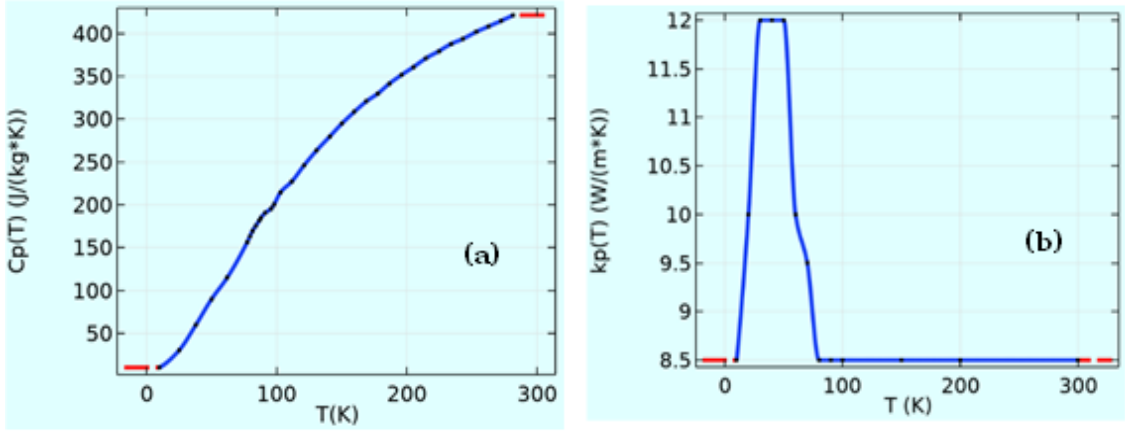
bağlı ısıl iletkenlik katsayısı (Şekil 4.24 (b)). Veriler Comsol MP kütüphanesinden alınmıştır.



Şekil 4.22 Simülasyonlarda kullanılan (a) bakır stabilizatörün (b) Hastelloy altlığın öz ısının sıcaklıkla değişimi

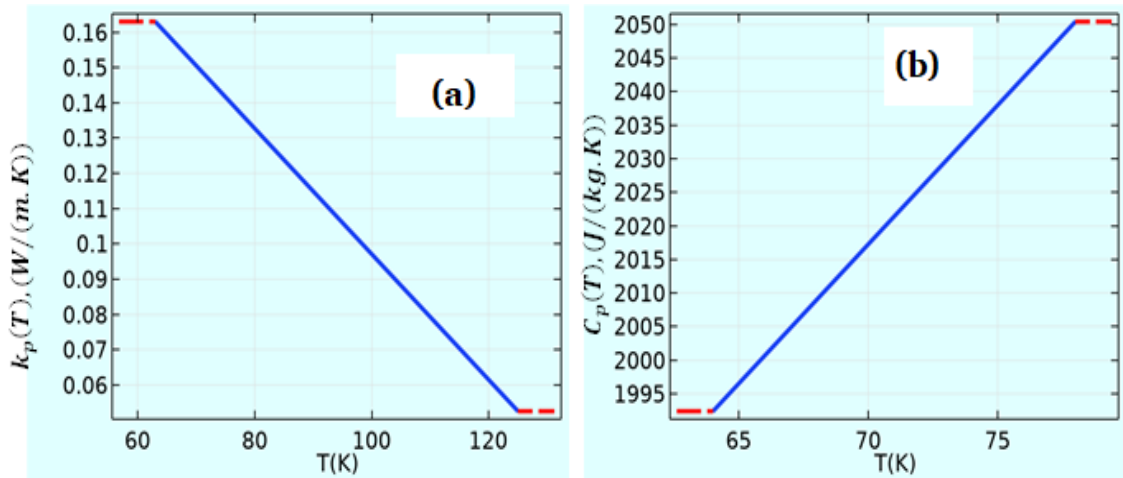


Şekil 4.23 Sıcaklığın fonksiyonu olarak (a) bakır stabilizatörün (b) hastelloy altlığın termal iletkenliğin değişimi



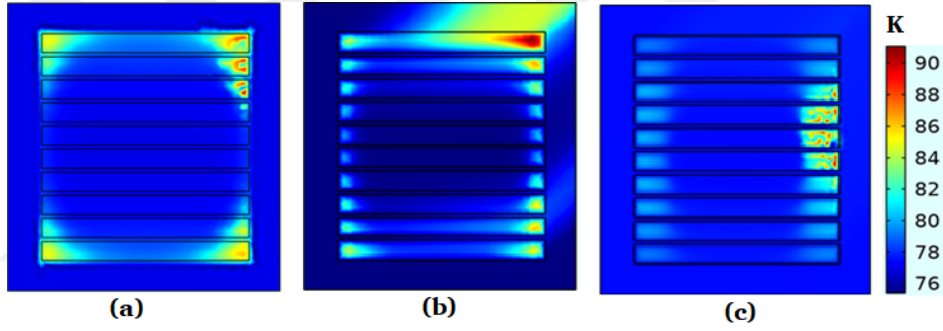
Şekil 4.24 Süperiletken tabakanın (a) öz ısı (b) termal iletkenlik katsayısının sıcaklıkla değişimi

Hesaplamalar için süperiletken bobinlerin elektromanyetik analizleri H-formülasyonuna dayalı denklem (4.7-4.13) ile hesaplandı. Denklem (4.14) ve (4.15) ile tanımlanan elektromanyetik sınır şartları için süperiletken bobin yığınları içerisindeki manyetik alan, akım yoğunluğu ve elektrik alan dağılımları hesaplandı ve bu değerler kullanılarak birim hacim başına kayıp $Q = JE$ ifadesi ile elde edildi. Bu değer denklem (4.19)'da girdi olarak alındı. Bu şekilde denklem (4.7) ve (4.19) öz uyumlu olarak çözdürülerek süperiletken rotor bobinlerinde ve sıvı azot kanalındaki ısı dağılımları elde edildi. Hesaplamalar $\tau = 20$ s seçilerek 100 s için $I_{DA}=200$ A'e çıkılması hedeflenmiş ve akım artışı durumu için denklem (4.1) kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Simülasyonlarda sıvı azot akışı farklı hız alanları için ortaya konuldu. Sıvı azotun termal özellikleri Şekil 4.25 ile verilmektedir.



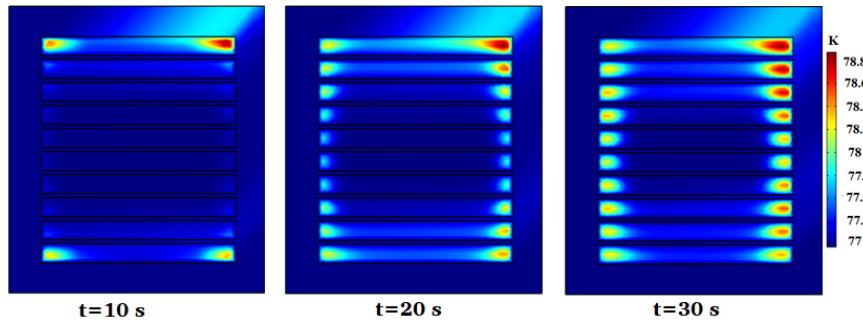
Şekil 4.25 Ortamın soğutmasını sağlayan sıvı azotun sıcaklığa bağlı (a) termal iletkenliği (b) özgül ısısı

Öncelikle sıvı azotun akmadığı yani $v_x = 0$ ve $v_y = 0$ için bobin sisteminin ısısal performansına bakıldı. Simülasyon sonuçlarına göre sistem yaklaşık akım artışının 14. saniyesine kadar dayanabilmekte. Bu zamandan sonra süperiletken şeritlerin geçiş sıcaklığı olan 88 K'ni geçerek sistem “Quench” e girmektedir. Quench en üstteki 10. bobinin sol üst kısmında başlamakta ve yayılmaktadır. Hesaplamalar aynı şekilde sıvı azotun hız alanı $v_x = 2$ m/s, $v_y = 2$ m/s ve $v_x = 4$ m/s, $v_y = 4$ m/s için değiştirildi. Sıvı azotun bu akış hızları için bobinlerin ısısal süperiletkenlik geçiş sıcaklığının üzerine çıkmakta ve $v_x = 2$ m/s, $v_y = 2$ m/s için 22 s'de $v_x = 4$ m/s, $v_y = 4$ m/s için yaklaşık 46 s'de sistem hızlı bir şekilde “quench” girmektedir. Bu hızlar için sıcaklık dağılımı Şekil 4.26’ da gösterilmektedir. Her bir hız alanı için bobinlerdeki sıcaklık “kuadratik” bir biçimde artmakta ve 88 K üzerine çıkmaktadır.

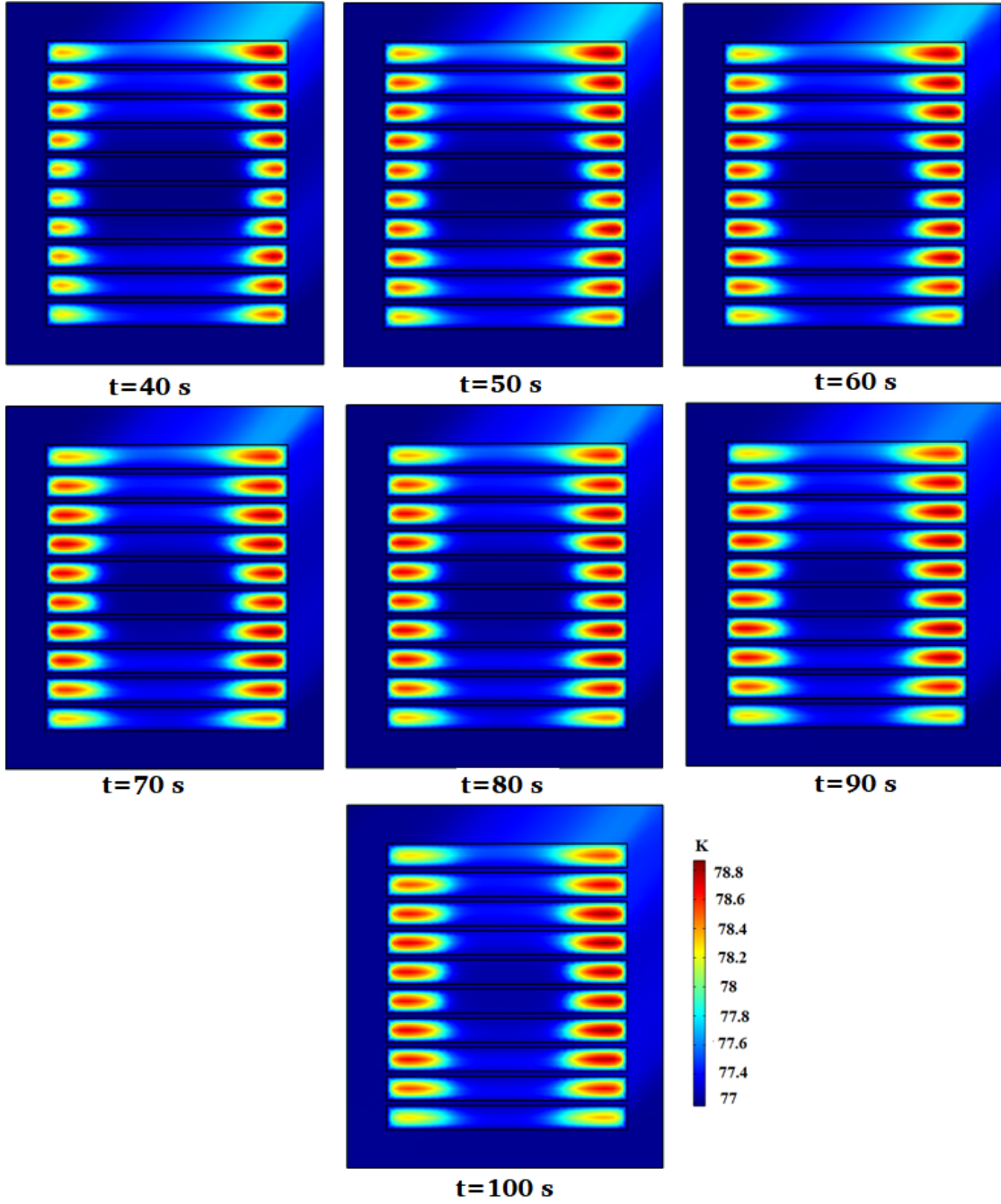


Şekil 4.26 Süperiletken bobinlerin hız alanları (a) $v_x = 0$ ve $v_y = 0$ $t \approx 14$ s, (b) 2 m/s, $v_y = 2$ m/s $t \approx 22$ (c) $v_x = 4$ m/s, $v_y = 4$ m/s $t \approx 46$ s rotor bobinlerde ısı dağılımları

Şekil 4.27’de $\tau = 20$ s için sistemi soğutan sıvı azotun $v_x = 5$ m/s, $v_y = 5$ m/s seçilerek her 10 s deki rotor bobinlerindeki sıcaklık dağılımları gösterilmektedir.



Şekil 4.27 Süperiletken jeneratörün DA bobin kesiti üzerindeki her akım artışı süresince 10 s’de çıkan sıcaklık dağılımları (Uygulanan akımın zaman sabiti $\tau = 20$ s olarak alınmıştır)



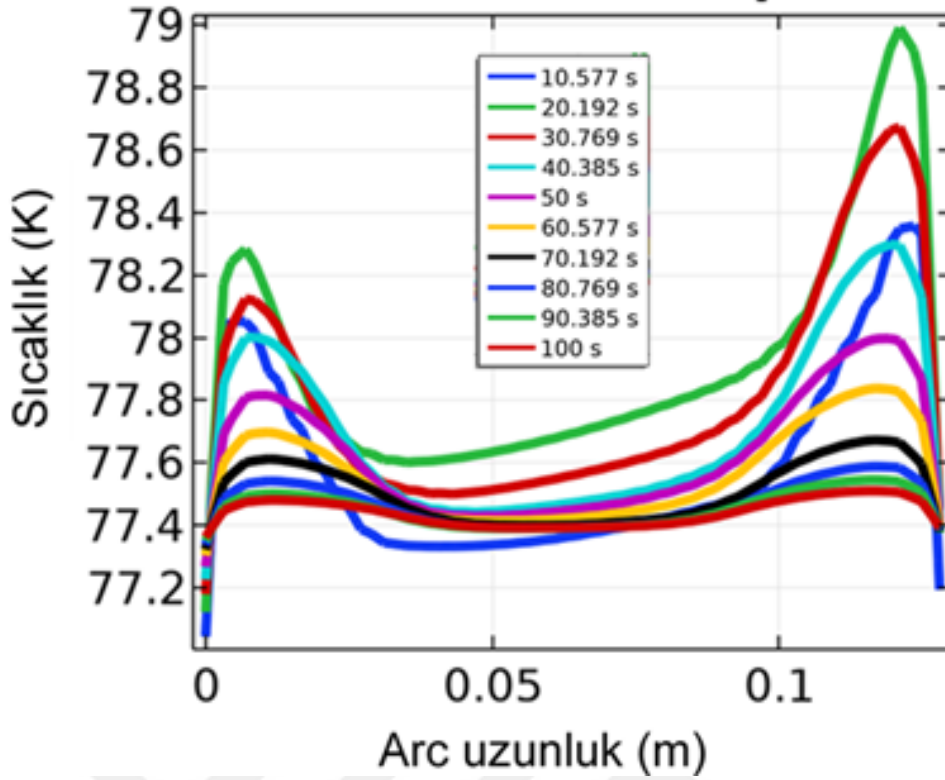
Şekil 4.27 Süperiletken jeneratörün DA bobin kesiti üzerindeki her akım artışı süresince 10s'de çıkan sıcaklık dağılımları (devamı)

Şekil 4.27'den görüleceği üzere tüm sistem akım aktivasyonu süresince sıcaklık süperiletkenlik geçiş sıcaklığının üzerine çıkmamakta ve kararlı bir biçimde kalmaktadır. Ayrıca en yüksek ısı artışı en üstteki 10. bobinde meydana gelmiştir. Sıcaklık $t=20$ s civarında 77.6 K' e kadar çıkmaktadır. Bunun nedeni bu bobinin hem diğer bobinlerden gelen self alana hem de en yakın komşu bobinlerin self alanına maruz kalmasıdır. Bu self alan bobine nüfuz eden manyetik alanın dik

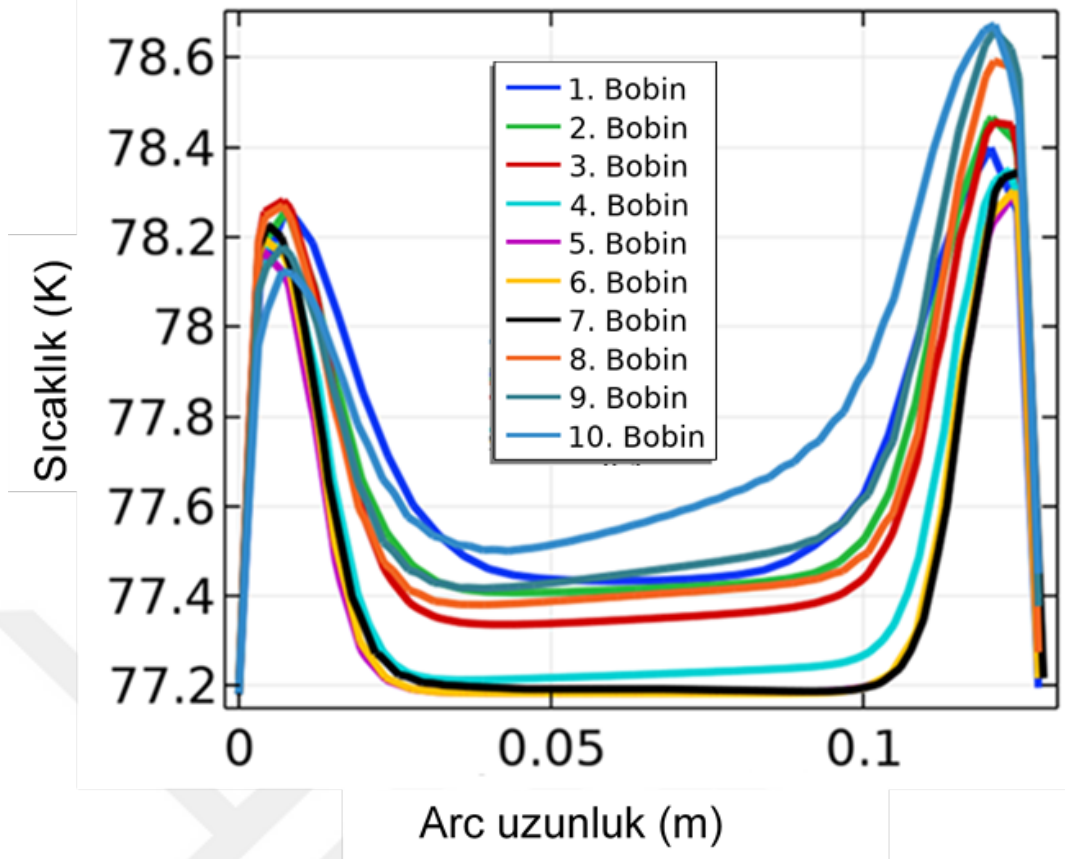
bileşenini artırmakta ve Şekil 4.9'dan görüleceği üzere daha fazla akım penetrasyonuna neden olmaktadır. Uygulanan akımın mertebesi artıka öncelikle $t=10$ s için içteki bobinlerde sistemde oluşan sıcaklığın sıvı azot akışıyla sistemden uzaklaştırıldığı görülmektedir. Ancak dikkat edilirse $t=20$ s'den itibaren içteki bobinlerin uçlarında ısıl bölgeler oluşmaya başlamakta ve zaman ilerledikçe bu bölgelerin genişliği artmaktadır. Yani sıcaklık dağılımı bobinlerin daha iç bölgelerine doğru girmektedir. Bunun nedeni sıcaklık artıka süperiletken şeritlerin kritik akım yoğunluğunun azalmasından kaynaklanabilir. Şekilde bir diğer dikkat çekici nokta ise en dış bobinlerde zaman ilerledikçe yani akımın büyüklüğü artıka bobinin yüzeyinde sıcaklığın artması sonra $t=60$ s'den itibaren azalmasıdır. Bunun nedeni akım DA duruma yaklaştıkça bunun en hızlı en dıştaki bobinler tarafından hissedilmesinden kaynaklanıyor olabilir.

Şekil 4.28 en dıştaki 10. bobinin elektro-termal davranışının daha açık bir biçimde gösterilmesi için çizdirilmiştir. Şekil 4.28'de en dıştaki bobinin tam ortasından geçen hat boyunca sıcaklık değişimi 1D çizdirilmiştir. Şekilden sıcaklık dağılımlarının simetrik olmadığı komşu bobinlere daha yakın olan uç kısımda sıcaklık artışının daha fazla olduğu görülmektedir. Bunun nedeni komşu bobinlerden kaynaklanan self alan etkisi olabilir. Burada bir diğer önemli nokta ise akım artıka bobindeki sıcaklığın önce artması sonra azalmasıdır. Örneğin $t=10$ için bobindeki maksimum sıcaklık 78.25 K iken $t=20$ s'de 79 K çıkmakta ancak $t=30$ s' 78.6 K inmektedir. Zaman ilerledikçe sıcaklık artışının azalmakta olduğu aşikâr biçimde görülmektedir. Bir diğer önemli nokta ise sıcaklık süperiletken bobinin içerisine doğru nüfuz etmektedir. Bu sıcaklık artıka akıları çivileyen çivilenme "pinning" kuvvetinin zayıflamasından kaynaklanabilir [109].

Sonuç olarak, akımın daha yoğun hareketi nedeniyle $t=10$ s'deki sıcaklık daha az $t=20$ s' dekinde daha yüksektir. Sıcaklığın artmasıyla kritik akım yoğunluğu daha da azalacaktır. Böylece, self manyetik alan azalmaya başladığında, manyetik akı tercihen düşük kritik akım yoğunluğuna sahip alanlardan kaçır ve yüksek sıcaklık bölgesinde perdeleme alanındaki azalma daha kuvvetli olur. Ayrıca süperiletken bobinlerin uç kısımlarında Şekil 4.11'de görülen akımın, kritik akımın üzerindeki dalgalanmalarının da, özellikle uç bölgelerde sıcaklık değişimlerinde kararsızlıklara neden olabileceğine dikkat çekmek gerekiyor.

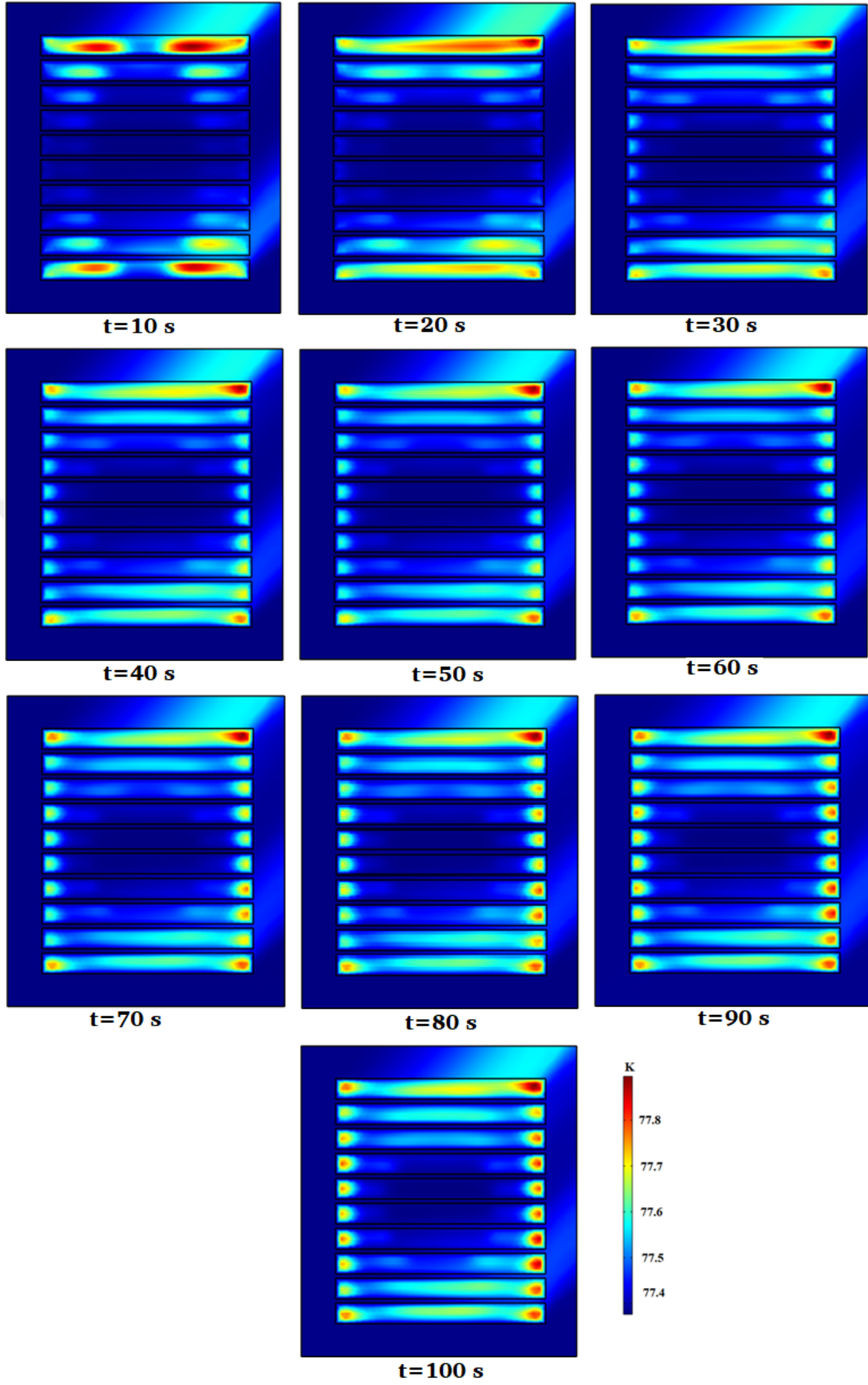


Şekil 4.28 Zaman sabiti $\tau = 20$ s seçilerek akım artışı sırasında her 10 s en üstteki 10. bobinin tam orta ekseninden geçen noktalar boyunca sıcaklık dağılımı Şekil 4.29'da sıvı azotun hız alanları $v_x = 5$ m/s, $v_y = 5$ m/s, $\tau = 20$ s ve $t = 30$ s alınarak her bir bobinin tam ortasından geçen hat boyunca sıcaklık dağılımları bir boyutlu olarak çizdirilmiştir. Şekilden de görüleceği üzere en yüksek sıcaklık değişimi en dıştaki 1. ve 10. bobinlerde hesaplanmıştır. Dikkate değer bir diğer sonuç ise bobinlerin sol uçlarına yakın kısımdaki sıcaklık farkı sağ uca yakın kısımdakinden 0.3 K daha yüksek olmasıdır. Bu durum komşu bobinlerin self alanın manyetik alanın dik bileşenini artırarak, bu bölgelerde manyetik alan dağılımına bağlı kritik akım yoğunluğunu azaltması ile açıklanabilir. En içteki 5. ve 6. bobindeki sıcaklık profilleri hemen hemen aynıdır. Bu yine içteki bobinlerin manyetik olarak dış bobinler tarafından perdelenmesinden kaynaklanabilir. Bobinlerin orta kısımlarında ise sıcaklık kenarlara göre daha düşüktür. Merkezdeki en içteki ve en dıştaki bobinlerin sıcaklık gradyanı yaklaşık olarak 0.4K düzeyindedir. Yine merkezde en üstteki 10. bobinin sıcaklığı diğerlerine göre daha fazladır. Bu manyetizasyon akımlarının sıcaklık profillerini çok fazlaca değiştirmedeğini akla getirir.



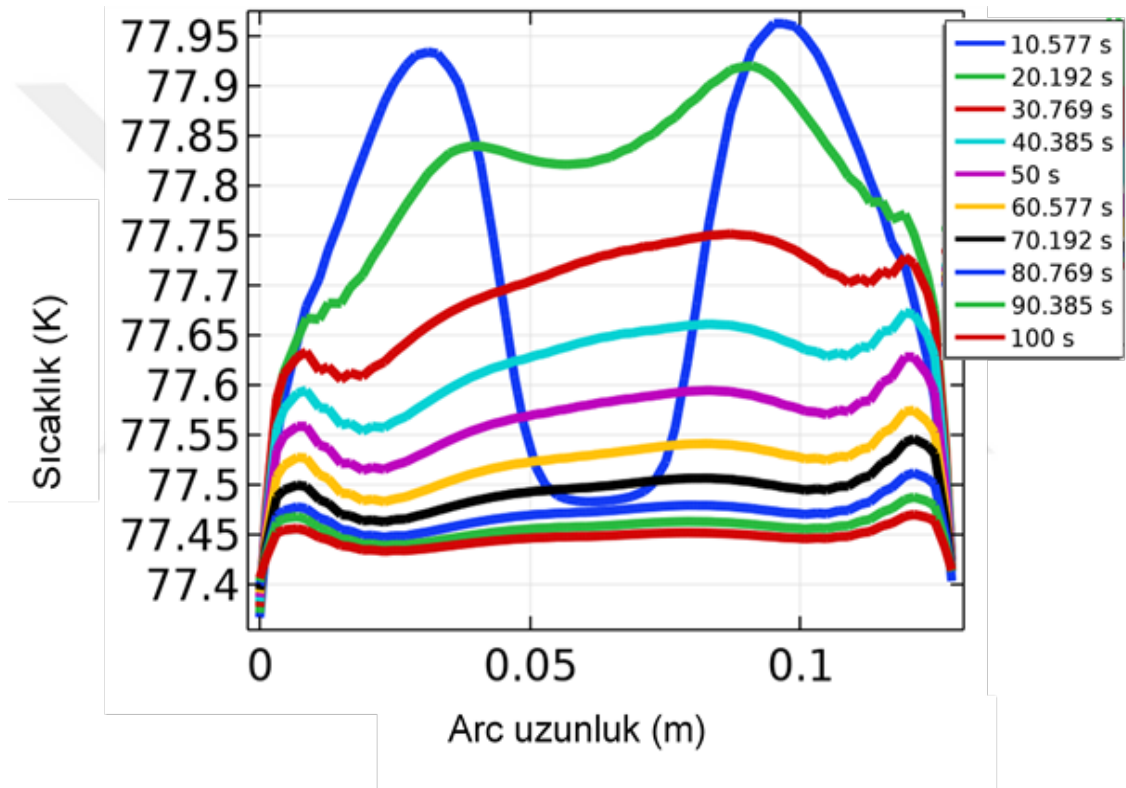
Şekil 4.29 Zaman sabiti $\tau = 20$ s ve akım uygulanma zamanı $t=30$ s seçilerek akım artışı sırasında her bir bobinin tam orta eksenlerinden geçen hat boyunca hesaplanan sıcaklık dağılımı

Şekil 4.30, denklem (4.18) ile tanımlanan azalan akım durumu için süperiletken rotor bobinlerinde hesaplanan sıcaklık dağılımlarını göstermektedir. Şekil 4.30'da en dıştaki bobin kesitindeki bobinlerdeki sıcaklık farkının içteki bobinlere göre 0.2 K daha yüksek olduğu görülür. Bu daha öncede açıklandığı üzere dıştaki bobinlerin daha yüksek self alana maruz kalmasına atfedilebilir. Burada dikkate değer bir nokta ise azalan akım durumu için kabaca bakıldığında $t=60$ s den sonra sıcaklığın, bobin yüzeylerinde artan akım durumuna göre daha homojen bir biçimde dağıldığıdır. Bunun nedeni akım azaltılması sırasında bobin yüzeylerinde indüklenen manyetizasyon akımlarının oluşturduğu termal kayıpların self alan kayıplarına göre görece daha yüksek olmasından kaynaklanabilir. Artan ve azalan akım durumları karşılaştırıldığında azalan akım durumunda bobinlerin merkezi, sağ ve sol kenar uçları arasındaki sıcaklık gradyanı oldukça düşüktür. Ayrıca azalan akım durumunda hesaplanan sıcaklık artan durumdakine göre bir miktar daha düşüktür.



Şekil 4.30 Azalan akım durumları için süperiletken rotor bobinlerinde sıcaklık dağılımları

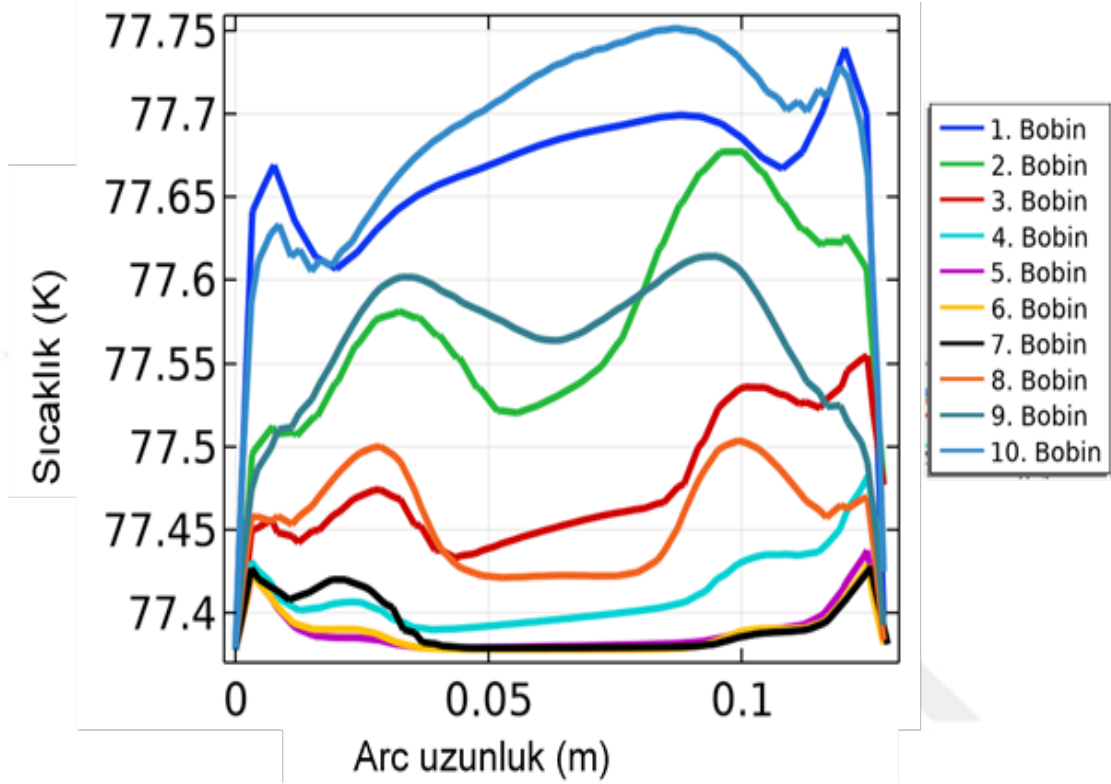
Şekil 4.31 her 10 s için azalan akım durumu için en üstteki 10. bobinin tam orta hattı boyunca ortaya çıkan sıcaklık dağılımlarını 1 boyutlu olarak göstermektedir. Şekilden dikkate değer en önemli nokta bobinin merkezindeki sıcaklığın bobinin dış ucundaki sıcaklığa göre daha düşük olmasıdır. Bu azalan akım durumunda özellikle komşu bobinlerden kaynaklanan manyetizasyon akımlarının bobinlerdeki sıcaklığı daha fazla etkilemesi ile açıklanabilir. Düşük akım durumlarında bobinin sağ ve sol ucu arasındaki sıcaklık gradyanı fazla iken akım artıkça bu gradyan düşmekte sıcaklık tüm bobin kesitine yayılmaktadır. Bu soğutma sisteminin tasarımında dikkat edilmesi gereken bir durum olabilir.



Şekil 4.31 Zaman sabiti $\tau = 20$ s seçilerek akım azaltılması sırasında her 10 s en üstteki 10. bobinin tam orta eksenlerinden geçen noktalar boyunca sıcaklık dağılımı

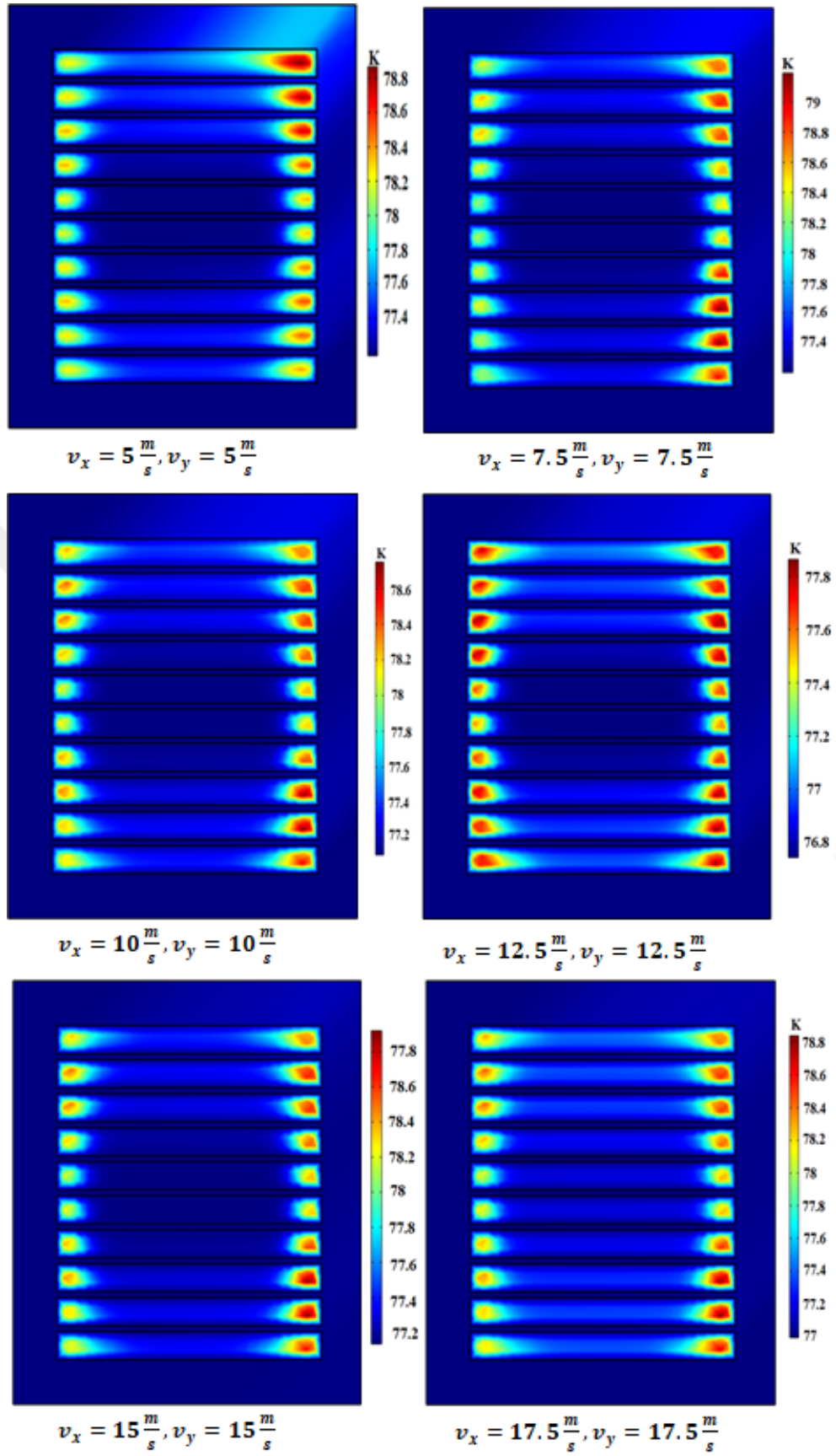
Şekil 4.32 2 boyutta sıcaklık dağılımı verilen Şekil 4.30'u daha iyi açıklamak için $t=30$ s seçilerek rotor bobinlerinin tam ortasından geçen eksen boyunca oluşan sıcaklık dağılımının 1 boyutta gösterimidir. Şekilden de açık bir biçimde görüleceği üzere her bobindeki sıcaklık farkı her bobin kesiti üzerine düzgün bir biçimde dağılmıştır. En yüksek sıcaklık en dıştaki bobinlerde gerçekleşmektedir. En dıştaki ve en içteki bobin arasındaki sıcaklık farkının yaklaşık 0.3 K civarında

olduğu net bir biçimde görülmektedir. Bu hesaplamaların neticesinde akım aktivasyonu sırasında ortaya çıkan sıcaklık farkından kaynaklanan termal streslerin son derece düşük olacağı görülmektedir. Bu teknik açıdan dikkate alınması gereken bir durum olabilir.



Şekil 4.32 Zaman sabiti $\tau = 20$ s ve akım uygulanma zamanı $t=30$ s seçilerek akım azalışı sırasında her bir bobinin tam orta eksenlerinden geçen hat boyunca hesaplanan sıcaklık dağılımları

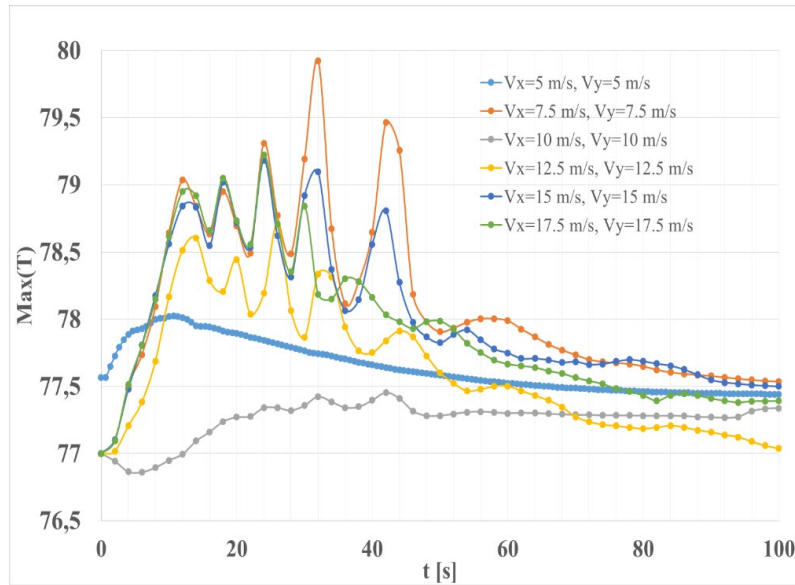
Şekil 4.33 farklı sıvı azot akış hızları için bobin kesitinde sonlu elemanlar yöntemi kullanılarak hesaplanan sıcaklık dağılımlarını göstermektedir. Sıvı azot akış hızı x ve y yönlerinde eşit olarak 5m/s başlayarak 17.5 m/s kadar 2.5 m/s adımlarla değiştirilmiştir. Simülasyonlar akımın denklem (4.1)'e göre 200 A kadar artışı için gerçekleştirilmiştir. Her bir hız artışı simülasyonu için hesaplamaların hassasiyeti artırmak adına, sıvı azot banyosunun bulunduğu bölgenin örgü yoğunluğu 1.1 kat artırılmıştır. Termal açıdan çıkan önemli bir sonuç, sıvı azotun akış hızının 5 m/s'den sonra sistemin sıcaklık dağılımı üzerinde büyük bir etkisinin olmamasıdır. Sıcaklığın dikkate alındığı ancak cihazdan nitrojen banyosuna olan ısı transferinin dikkate alınmadığı adyabatik durum için elektriksel davranış farklılıkları ihmal edilebilir düzeydedir.



Şekil 4.33 Farklı sıvı azot hızları için süperiletken rotor bobin kesitinde sıcaklık dağılım profilleri (Simülasyonlar $\tau = 20$ s ve $t=30$ s gerçekleştirilmiştir)

AA kaybı özellikleri, kaplanmış iletkenlerin kenarlarından manyetik akı penetrasyon modu tarafından belirlendiğinden [114], kaplı iletkenlerin kenarlarına yakın J_c , özellikle onları etkilemiş ve sıcaklığı artırmıştır. Transport alanında bir pankek bobininin yüksek termal stabilitesini ve kendini koruma özellikleri analiz edilmiş ve tartışılmıştır [115]. Sonuçlar, bobinin radyal yön boyunca baypas akımının, sargılar arasındaki düşük kontak direnci nedeniyle yerel sıcaklık artışını önlediğini göstermektedir. Buradan sıvı azot hızının artması durumunda sıcaklığın neden değişmediği açıklanabilir.

Şekil 4.34 artan akım aktivasyonu sırasında farklı sıvı azot hızları için süperiletken bobin yığınlarının kesiti üzerinden maksimum sıcaklık değerlerini göstermektedir. Hesaplamalar $\tau = 20$ s için gerçekleştirilmiştir. Şekilden de görüleceği üzere sıvı azot geçirilme hızıyla bobinin üzerindeki sıcaklığın maksimum değeri artmakta sonra azalmakta ve sonra tekrar artarak belli bir değer üzerinde doyuma ulaşmaktadır. Bu değerlerin üzerindeki akış hızlarında maksimum sıcaklıklar artarak 78-79.5 K arasında dalgalanmaktadır. Burada en optimum sıvı azot hızının $v_x = 10$ m/s, $v_y = 10$ m/s olduğu sonucuna varılabilir. Bir diğer önemli nokta ise akım artış hızının maksimum olduğu $t=30$ s civarında maksimum sıcaklıktaki dalgalanmalar dikkati çekmektedir. Bunun nedeni ısının manyetik alana göre penetrasyonunun gecikmesine atfedilebilir [116].



Şekil 4.34 Farklı sıvı azot akış hızları için alan artışı süresince bobin kesitinde meydana gelen maksimum sıcaklık değerleri

4.3 Jeneratör Rotor Bobinlerinin Elektro-Mekanik Özelliklerinin İncelenmesi

Tezin bu aşamasında 3. bölümde kavramsal tasarımları verilen süperiletken jeneratörün rotor bobinlerinin elektro-mekanik özellikleri analiz edildi. Analiz hesaplamalarında sonlu elemanlar yöntemi kullanıldı. Hesaplamalar iki boyutta gerçekleştirildi. Yarış pisti şekline sahip süperiletken bobinler xy düzleminde yatmaktadır ve denklem (4.1) ile tanımlanan eksponansiyel formda artan akım ifadesi z yönünde akmakta ve xy yönünde B_x , B_y manyetik alanlarını üretmektedir. Hesaplamaların kolaylaştırılması için burada iki tane yaklaşım uygulanmaktadır. Birincisi, süperiletken bobinlerin ayırık yapısı ihmal edilmiş olup akım tüm kesit üzerinden bölüm 4.1'de tanımlanan homojenleştirme yöntemi kullanılarak incelendi. Diğeri ise uygun sınır şartları kullanılarak yalnızca süperiletken bobinler üzerinde mekaniksel hesaplamalar gerçekleştirilmiştir. Yarış pisti şeklindeki Pankek bobinlerin mekaniksel davranışlarını hesaplamak için iki boyutlu aksenal simetrik homojen mekanik model geliştirildi ve sonuçlar farklı akım hızları için karşılaştırıldı. Hesaplamalarda yarış pisti bobin toplam bobin hacminin %80'inden fazlasını oluşturduğu için yalnızca düz kısımları hesaplamada dikkate alınmıştır. Bobinin eğriliğinin etkisi incelenmemiştir. Hesaplamayı kolaylaştırmak için, REBCO bantları eşdeğer bir anizotropik homojen malzeme olarak basitleştirilmiştir. Bobinler akım uygulanmadan önce soğutma işlemini yaşayacaktır. Ayrıca akım aktivasyonu sırasında ise bobinler Lorentz kuvvetine de maruz kalacaklardır. Bu hesaplamada soğutma işleminin neden olduğu termal gerilme dikkate alınmamış ve yalnızca Lorentz kuvvetinin bobinin mekanik deformasyonu üzerindeki etkileri simülasyonda dikkate alınmıştır. Sonlu elemanlar simülasyonlarında bobinlerin hareketini önlemek için bobinlerin dayandığı bir destek sistemi dâhil edilmiştir. Yatay ve dikey yönlerde rijit yer değiştirmeyi önlemek için, bobinin tabanı ve üst kısmı aksenal yön boyunca hareket edemeyeceği varsayılır ve bu nedenle simülasyonda alt ve üst sınırlarını aksenal yer değiştirmesi sabitlenir. Akım aktivasyonu sırasında bobinin yüksekliği ile birlikte sıkıştırılması nedeniyle bobinin üst sınırının serbest olduğu varsayılmıştır. Kendinden destekli dönüş etkisi nedeniyle, bobinin tüm dış sınırları “fixed” olarak seçilmiştir [117], [118].

Süperiletken jeneratörün mekanik kısmının analizi için,

$$d \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} - \nabla \cdot \boldsymbol{\xi} - \mathbf{f}_L = 0 \quad (4.28)$$

denklemleri ile benzeşimler yapılmıştır. Bu denklemlerde d yoğunluk, \mathbf{u} yer değiştirme alanı (strain), $\boldsymbol{\xi}$ indüklenen gerilme (stres) ve $\mathbf{f}_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$, Lorentz kuvvetidir. Rotor bobinlerinden akan akım ve self-manyetik alanın oluşturduğu Lorentz Kuvvetinin bobin kesit alanı boyunca x- ve y- bileşenleri sırasıyla,

$$F_x = J_z B_y \quad (4.29)$$

$$F_y = -J_z B_x$$

ile hesaplanabilir. Burada F_x ve F_y gövde yükü “Body-Load” olarak tanımlanmış ve Denklemler (4.7), (4.11), (4.12) ve (4.13) kullanılarak elde edilen akım yoğunluğu ve manyetik alan dağılımlarından elde edilen sonuçlar kullanılmıştır. Mekanik kısmın analizi için bobin sınırlarında,

$$\xi(\pm h_{bobin}) = 0 \quad (4.30)$$

$$\xi(\pm w_{bobin}) = 0$$

sınır şartı olarak kullanılmıştır. Bu amaçla, referans [119]’da sunulan uzun dikdörtgen malzemeler için kullanılan düzlem-gerinim yaklaşımı uygulanmıştır. Kartezyen koordinatlarda, normal gerilim ve gerinim bileşenleri şu şekilde ilişkilidir:

$$Eu_x = \xi_x - \nu(\xi_y + \xi_z)$$

$$Eu_y = \xi_y - \nu(\xi_x + \xi_z)$$

$$Eu_z = \xi_z - \nu(\xi_x + \xi_y) \quad (4.31)$$

burada E ve ν sırasıyla Young Modülü ve Poisson Oranıdır, z-yönündeki gerilme $\xi_z = 0$ alınmıştır. Hesaplamalarda serbestlik derecesini düşürmek için sistemin tek tek şeritlerden oluşumu göz ardı edilmiş ve Young Modülü ve Poisson oranı için,

$$E = \frac{E_{YBCO}h_{YBCO} + E_{Cu}h_{Cu} + E_Hh_H + E_ph_P}{h_{YBCO} + h_{Cu} + h_H + h_P} \quad (4.32)$$

$$\nu = \frac{\nu_{YBCO}h_{YBCO} + \nu_{Cu}h_{Cu} + \nu_Hh_H + \nu_ph_P}{h_{YBCO} + h_{Cu} + h_H + h_P} \quad (4.33)$$

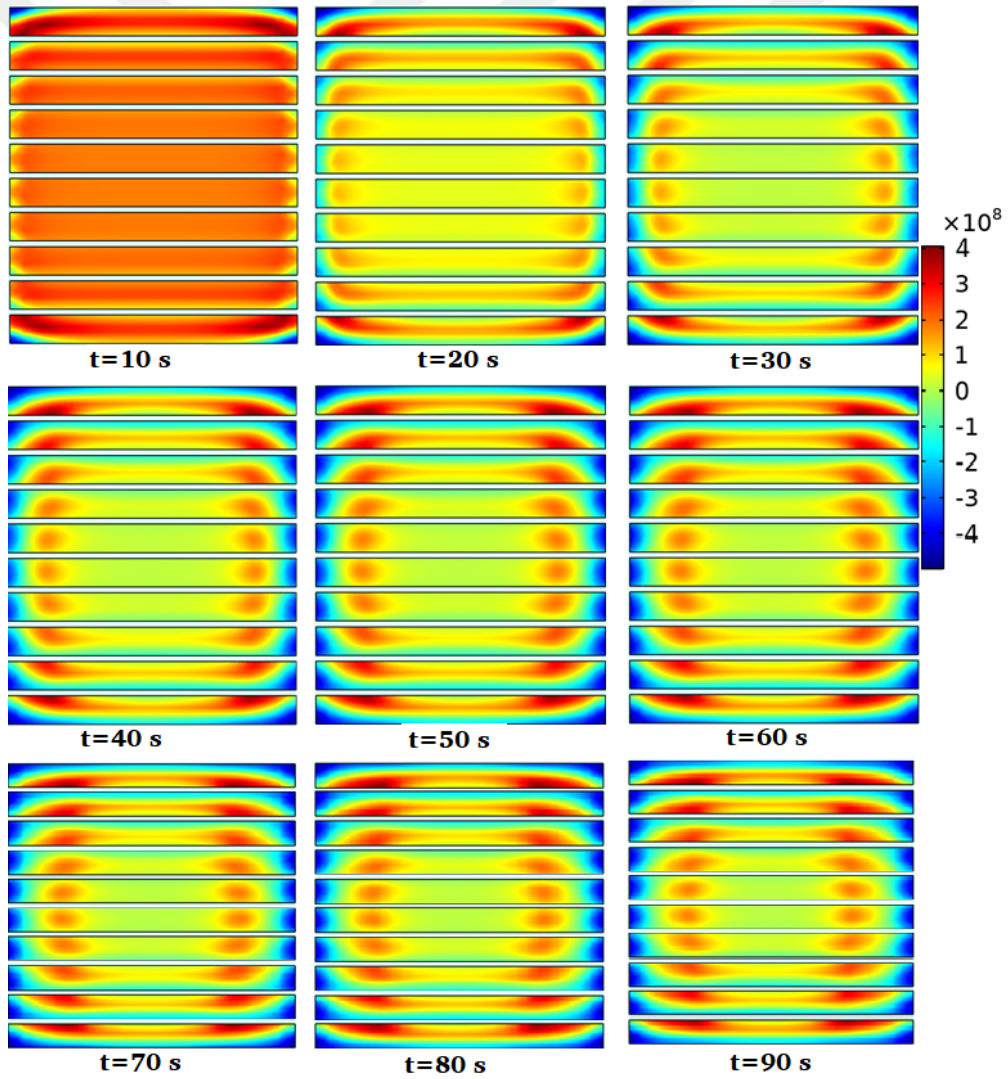
ortalama değerler kullanılmıştır. Burada $h_{YBCO} = 1 \mu m$ süperiletken tabakanın yüksekliği, $h_{Cu} = 40 \mu m$, bakır stabilizatörün yüksekliği; $h_H = 50 \mu m$, Hastelloy tabakanın yüksekliği; $h_P = 150 \mu m$ süperiletken şeritlerin dışına sarılan izolasyon malzemesi polyimite malzemesinin kalınlığı. E ve ν için değerler Tablo 4.2'de verilmiştir. Denklem (4.28) ile (4.29)'de bağ koşulları için uyumlu FEM yöntemiyle çözülmüştür.

Tablo 4.2 Kaplı iletkenleri oluşturan malzemelerin mekaniksel özellikleri

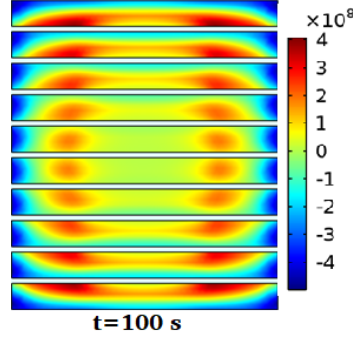
	[120]-[125]	
	Yung Modülü	Poisson Oranı ν
	$E(GPa)$	
YBCO	157	0.3
Bakır	85	0.34
Hastelloy	175	0.307
Polyimite	3	0.34

Elektromanyetik analizi mekanik analiz ile birleştirmek için iki farklı yöntem kullanılabilir. Birincisi, elektromanyetik ve mekanik denklemleri aynı anda çözmek ya da önce elektromanyetik denklemi çözerek süperiletken bobin kesiti üzerinden akı ve akım dağılımlarını hesaplamak ve bu sonuçları kullanarak $\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$ Lorenz kuvvetini hesaplayarak, mekanik denge denklemine girdi sağlamak. Bu şekilde ayrı ayrı her iki denklemi çözdürmek. Bu çalışmada birinci yöntem benimsenmiştir. Birinci yöntemin ana avantajı, denklemlerin birlikte çözülmesinden dolayı kesin sonuçlar verebilmesidir.

Şekil 4.35’de rotor bobinlerde akım aktivasyonu sırasında ortaya çıkan stresin yatay bileşeni her 10 s için verilmiştir. Akım 200 A kadar 0.1 s adımlarla artırılmış ve en son adımda DA değerine ulaşmıştır. Şekilden de görüldüğü gibi akımın ilk uygulanma durumunda negatif yani sıkıştırıcı yöndeki stres bobinleri içeri doğru büzmeye çalışmaktadır. Bobinler yapısal mukavemeti ile bu sıkıştırılmaya karşı koymaktadır. Akım arttıkça Lorentz kuvvetinin etkisi de artmakta öncelikle içteki bobinlerin kenar kısımlarından başlayarak sıkıştırıcı stres indüklenmektedir. İndüklenen stresin mertebesi yaklaşık 350 MP civarındadır. İndüklenen stressin yatay bileşeni yaklaşık $t=40$ s civarında hemen hemen denge durumuna ulaşabilmekte dıştaki bobinlerin yaklaşık %70’inde sıkıştırıcı stres baskın oluyorken, daha içteki bobinlerin % 80 ninde genleştirici stres etkin olmaktadır.

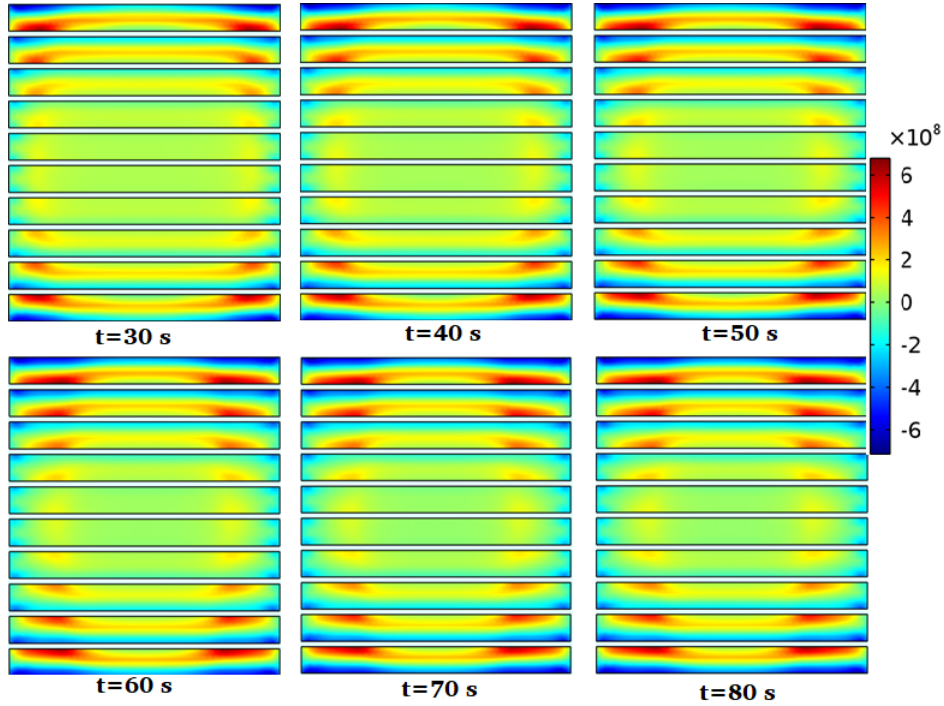


Şekil 4.35 Akım artırılması sırasında her 10 s süperiletken rotor bobin kesitinde Lorentz kuvvetinden kaynaklanan stresin x bileşeni ($\tau = 20$ s)

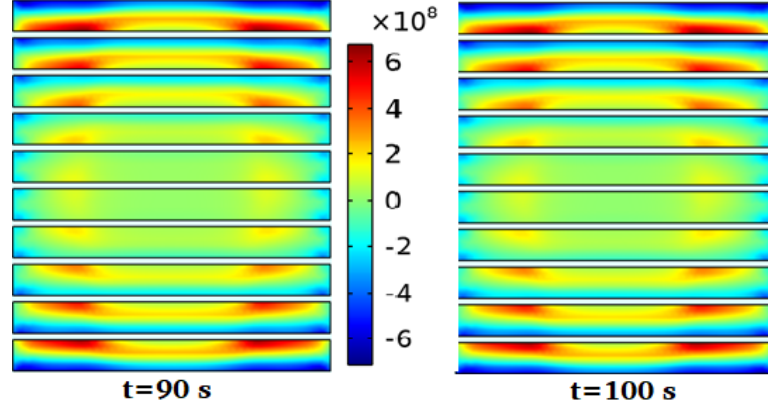


Şekil 4.35 Akım artırılması sırasında her 10 s süperiletken rotor bobin kesitinde Lorentz kuvvetinden kaynaklanan stresin x bileşeni ($\tau = 20s$) (devamı)

Şekil 4.36'de $\tau = 20 s$ seçilerek her 10 s'de hesaplanan stresin dikey bileşeni ξ_y verilmektedir. Şekilden de görüleceği üzere düşey stres ξ_y daha çok bobinlerin üst ve alt kenarlarında baskın olmaktadır. Bu bobinlerin düşey yönde hareket etmesine neden olacaktır. Ancak bobinlerin kenarları başka bir destekle sabitlendiği için bobinlerin serbestçe hareketine engel olunmaktadır. Bunun neticesinde bobinlerde düşey yönlerde deformasyonun ortaya çıkması beklenmektedir. Bobinlerin üst ve alt uçlarında indüklenen ξ_y beklenildiği gibi sıkıştırıcı etki yapmakta bobinin içyapısı bu sıkıştırıcı etkiye yapısal kuvvetler vasıtasıyla gerilme olarak tepki vermektedir.



Şekil 4.36 Akım artışı sırasında her 10 s süperiletken rotor bobin kesitinde Lorentz Kuvvetinden kaynaklanan stresin y-bileşeninin dağılımı ($\tau = 20s$)

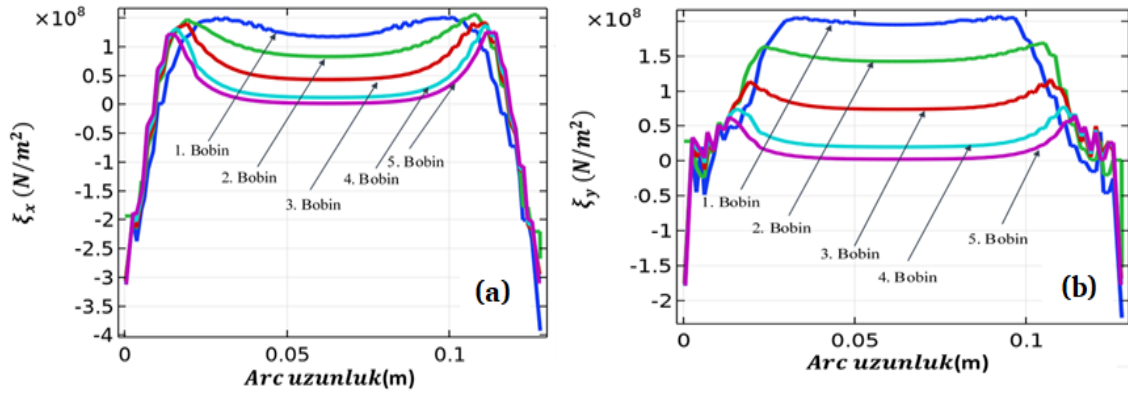


Şekil 4.36 Akım artışı sırasında her 10 s süperiletken rotor bobin kesitinde Lorentz Kuvvetinden kaynaklanan stresin y-bileşeninin dağılımı ($\tau = 20s$) (devamı)

Transport akım ve perdeleme akımının indüklediği Lorentz kuvveti self manyetik alanla etkileşerek bobinler üzerinde düşey yönde gerilmeler yaratmakta. Ancak düşey yönde oluşan gerilmeler yatay yönde oluşanlara göre daha homojen bir dağılım göstermektedir. Bu durum düşey gerilmelerin daha kolay elimine edilebileceğini göstermektedir. Ancak mertebe olarak düşey gerilmeler yatay gerilmelere göre yaklaşık %25 daha fazla gerçekleşmektedir. Bunun nedeninin düşey yönde bobinler arasındaki yakınlık “proximity” etkisinden kaynaklanabileceği akla gelmektedir. Elektromanyetik yakınlık etkisinden dolayı indüklenen akımlar süperiletken bobinler üzerinde daha fazla self alan yaratmakta bu self alan ise girdaplara daha fazla elektromanyetik kuvvet uygulamakta çivilenme “pinning” kuvveti bobinlere yapısal bir kuvvet uygulamakta ve bobinleri içe doğru daha fazla bir kuvvetle sıkıştırmaktadır. $t=40$ s için en dıştaki 10. bobindeki sıkıştırıcı gerilme yaklaşık 450 MPascal mertebesinde iken en içteki 5. bobindeki gerilme 80 MPascal civarındadır. Yani en dıştaki bobin yaklaşık 5 kat daha fazla bir gerilme kuvvetine maruz kalmaktadır. Ancak bobinin daha iç kısmında oluşan genleştirici gerilme bağlamında bakıldığında en dıştaki bobindeki gerilme 75 MPascal civarında iken içteki bobinde bu gerilme 30 MPascal civarında gerçekleşmektedir. Bu elektromanyetik yakınlık etkisinin dış bobinlerde daha baskın olduğunu göstermesi açısından ilginçtir. Aynı şekilde stres dağılımları yaklaşık 40 s civarında mekaniksel dengeye ulaştığı bundan sonradan sonra aynı paterne sahip olduğu söylenebilir. Bu değer akım artış hızının maksimum olduğu duruma karşılık geldiğine dikkat etmek gerekir. Ayrıca şekilden açıkça görüleceği

üzere düşey yöndeki gerilmelerin dıştaki bobinlerde daha bakın içteki bobinlerde ise daha homojen olduğu söylenebilir. Bunun nedeni içteki bobinlerde perdeleme akımının daha zayıf olmasından kaynaklanabilir.

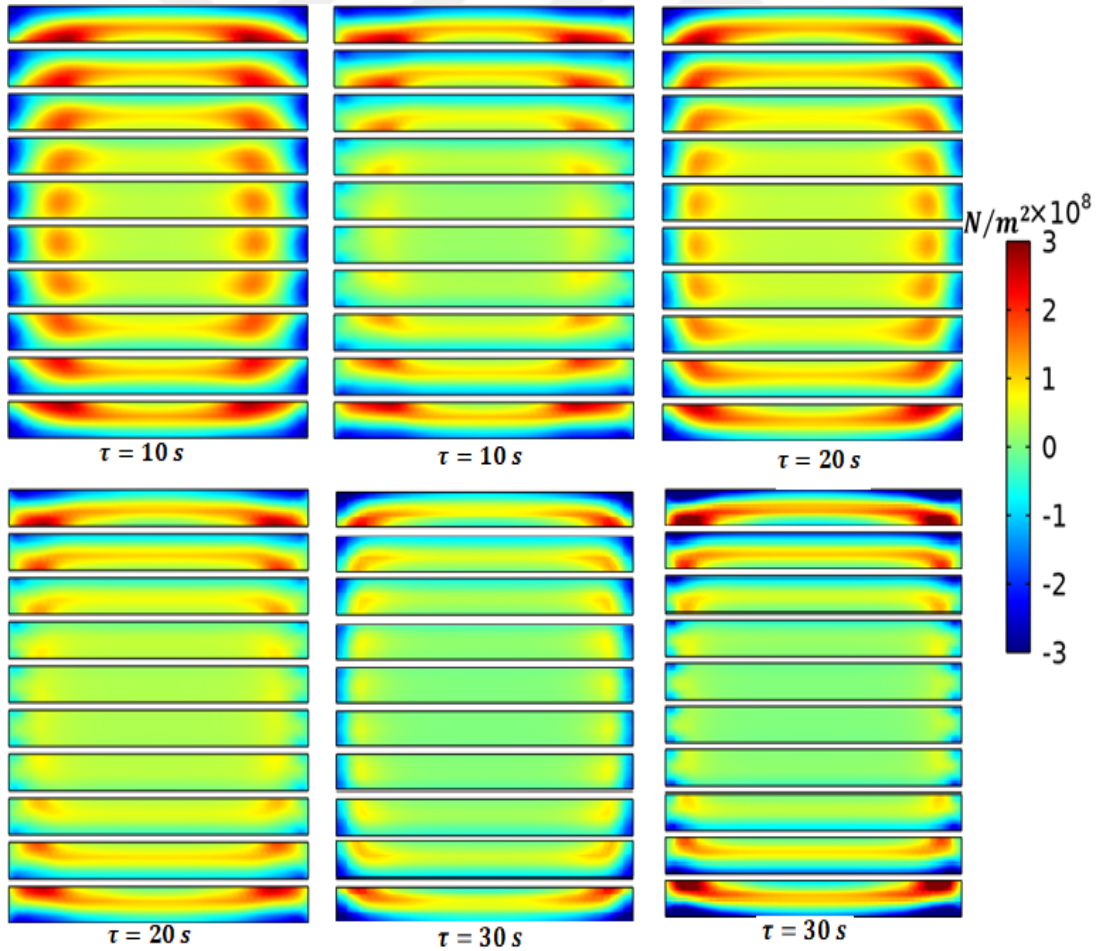
Şekil 4.37 (a)'da yatay (b)'de düşey yöndeki bir boyutlu stres dağılımları alttan itibaren beş bobin için verilmektedir. Şekil iki boyutta sunulan stres dağılımları üzerine daha açık yorumlar yapabilmek amacıyla çizdirilmiştir.



Şekil 4.37 $\tau = 20s$ ve $t = 30 s$ alınarak bobin yığınlarının tam orta hat boyunca, (a) yatay yöndeki stres dağılımı ξ_x (b) düşey yöndeki stres dağılımı ξ_y Şekil 4.37'den açıkça görüleceği üzere hem yatay hem de düşey yöndeki stres en dış bobinlerde daha yüksek çıkmaktadır. Yatay yöndeki strese bakıldığında en dıştaki stres 150 MPascal civarında iken içteki bobinlere gittikçe sırasıyla 100 MPascal, 50 MPascal şeklinde lineer şekilde azalmaktadır ancak en içteki 4. ve 5. bobinlerdeki stres 20 MPascal civarına düşmektedir. Bunun nedeni içteki bobinlerin daha az self alanının yatay bileşenine maruz kalmasıyla açıklanabilir [119]. Aynı şekilde y yönündeki stres dağılımlarına bakıldığında en içteki bobindeki stres yaklaşık olarak 2 MPascal civarında iken içteki bobinlere gittikçe 150, 100, 50 MPascal şeklinde azalmaktadır. Açıkça görüleceği üzere x yönündeki stres içerdeki bobinlere gittikçe % 50 oranında azalırken düşey yöndeki stres %25 oranında azalmaktadır. Bu bobin yapısının desteklenmesi açısından önemli bir veri olabilir. Şekilde bir diğer dikkat çekici özellik ise rotor bobin yığınlarının sağ ve sol uçlarındaki stres dağılımlarının simetrik olmamasıdır. Bunun nedeni bobinin sağ ucunun sol uca göre komşu bobine yakın olmasıdır. Dolayısıyla komşu bobinlerin ürettiği manyetik alana daha fazla maruz kalmakta ve bu bobinlere uygulanan Lorentz kuvveti artmakta dolayısıyla stresin hem yatay dem de düşey bileşenini artırmaktadır [126].

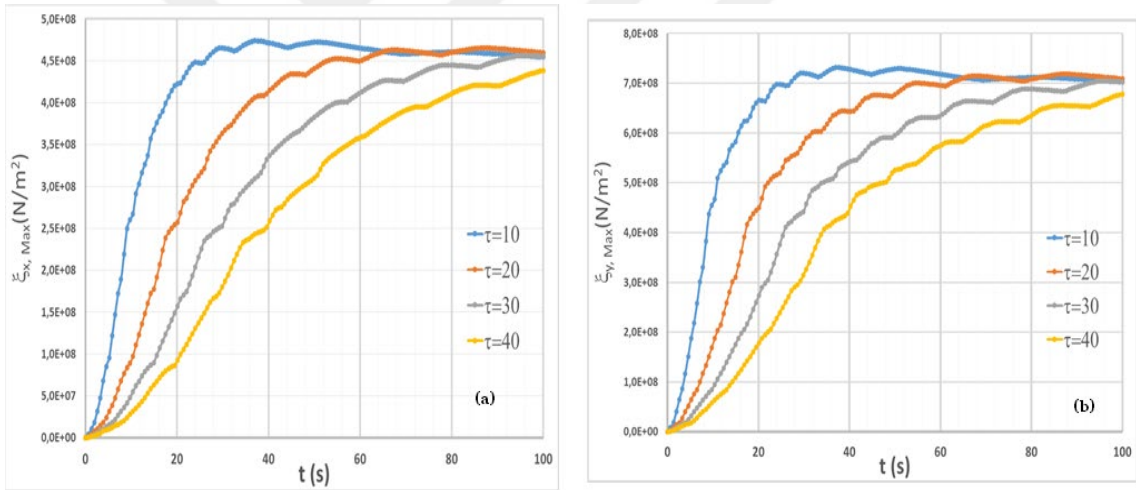
Şekil 4.37 karışıklığa neden olmamak için yalnızca alttan itibaren 5 bobin için çizdirilmiştir. Üstteki bobinlerdeki stres dağılımları bunların simetriğidir.

Şekil 4.38 farklı akım artış hızları için bobin kesiti üzerindeki stres dağılımlarının benzeşimlerini göstermektedir. Benzeşimlerde $\tau = 10, 20, 30$ s değerleri alınmıştır. Şarj süresi 100 s olarak alınmış yalnızca $t=30$ s'deki dağılımlar gösterilmektedir. Şekilden açıkça görüleceği üzere akımın artış hızı arttıkça beklenildiği gibi bobin yığınlarının maruz kaldıkları stres azalmakta ayrıca koyu lacivertle belirtilen sıkıştırıcı stresin derinliği artmaktadır. Bu hem yatay hem de düşey yöndeki stres için geçerlidir. Şekilden ayrıca görüleceği üzere akımın artış hızı azaldıkça, özellikle yatay stres ξ_x in iç bobinlerde ortaya kırmızı göz biçiminde betimlenen genişletirici stres merkezleri ortadan kalkmaktadır. Düşey yöndeki streste ise ilginç olarak genişletirici stres artmaktadır. Bunun nedeni akımın artış hızı azaldıkça bobinin maruz kaldığı alanın dik bileşenin artması ile ilintili olabilir.



Şekil 4.38 Farklı akım artış hızları için bobin kesitinde ilk sütun düşey, ikinci sütun yatay yöndeki stres dağılımı

Şekil 4.39 değişik akım artış hızları için (a) yatay ve (b) düşey yöndeki maksimum stres değerlerini göstermektedir. Akımın artış hızı düşürüldükçe yani τ değeri artırıldıkça bobinlerin maruz kaldığı stres akım aktivasyonu süresince trenzient durumda azalmaktadır. Ancak akım DA duruma yaklaştıkça maruz kalınan maksimum stres hemen hemen eşitlenmektedir. Bu hem yatay hem de düşey yöndeki stresler için geçerlidir. Şekilden ilk göze çarpan rotor akım DA durumuna gelirken, düşey yönde oluşan maksimum stres 700 MPascal civarında iken yatay yöndeki maksimum stres 450 MPascal civarındadır. Bobinlerin düşey yönde maruz kaldıkları stres 1.7 kat daha fazladır. Bu düşey yönde süperiletken şeritlerin iç deformasyona uğramasına özellikle mikroskobik açıdan kritik akımın J_c kötüleşmesine neden olabilir [127]. Bir diğer dikkate değer nokta ise hem yatay hem de düşey yöndeki maksimum stersin akımın uygulanış biçimine çok benzemesidir. Bu durum makine tasarımında bir öngörü sağlayabilir.



Şekil 4.39 Farklı akım artış hızları için (a) yatay yöndeki maksimum stres dağılımı, $\xi_{x,Max}$ (b) düşey yöndeki maksimum stres dağılımı $\xi_{y,Max}$

Bu araştırmada, 10 rpm dönüş hızında, 3 fazlı 10MW sınıfında bir YSS-RTJ çalışılmıştır. İlk olarak genel bir yol izlenerek jeneratörün tasarım parametreleri hesaplanmış ve jeneratör için uygun topoloji belirlenmiştir. Alan sargıları süperiletken, armatür sargıları bakır olmak üzere topoloji kısmi süperiletken senkron jeneratöre karşılık gelmektedir. Tasarımın konvansiyonel jeneratörlere göre daha küçük boyutlarda olduğu belirlenmiştir. Tasarım Comsol Multiphysics programının geometri arayüzü kullanılarak yapılmıştır. Tasarım kullanılarak bakır armatür sargısı voltaj ve akım ilişkileri gösterilmiştir. Voltaj ve akım dağılımından hedeflenen güce ulaşıldığı hem hesaplamalarla hem de uygun grafiklerle gösterilmiştir. Burada bakır kayıplarının mühendislik tolerans değerleri arasında olduğu hesaplanmıştır. Stator sargı tasarımı ANSYS Motor CAD programı kullanılarak yapılmıştır. Gerilim grafiği, uzay harmoniklerinin etkisinin çok az olduğunu göstermektedir. Bu durumda dengeli 3 fazlı sargılarda uzay harmoniklerinden kaynaklanan ısınma çok düşük olacaktır. Manyetik kayıpları önlemek için rotor, manyetik olmayan kompozit malzemeden tasarlanmış, manyetik perdeleme için stator ferromanyetik elektrik çeliğinden seçilmiştir. Bu noktada demir kaybı da grafiksel olarak gösterilmiş ve Bertotti yöntemiyle hesaplanmıştır. Bu noktaya kadar yapılan hesaplamalarda çıkış gücü 10040 kVA ve kayıplar 395 kVA olarak bulunmuş makine verimi %96 olarak belirlenmiştir. Klasik makine tasarımından sonra süperiletken kısmın analizine geçilmiştir. Rotor YSS alan sargı tasarımı gösterilmiş ve uygun örgüleme metodları denenmiştir. Örgü elemanları için 100'ü aşan en-boy oranlarında iyi sonuçlar alınmıştır. Örgüleme için optimum eleman en-boy oranı araştırılmamıştır. Rotor bobini olarak Yüksek Sıcaklık Süperiletken YBCO kaplı iletkenler seçilmiştir. Alan sargısı olarak YBCO bandının kullanılmasının nedeni, yüksek harici manyetik alanda bile çok yüksek bir kritik akım yoğunluğuna sahip olmasıdır. İlk taşıma akımı aktivasyonu sırasında süperiletken bantların AA kaybı dikkate alınmaz ve DA'nin

bulunduğu durum incelenir akım YSS yarış pisti bobinlerinden akar. Yüksek sıcaklık süperiletken bantlarında DA akım akacağından teorik bir kayıp olmadığı için hesaplanmamıştır. Çalışmanın diğer bölümünde ise H- ve **A-V** formüllerine dayalı olarak rotor sargılarında akım yüklemesi sırasında oluşan AA kayıpları hesaplanmıştır. Taşıma akımı aktivasyonu sırasındaki toplam kayıp, **A-V** formülasyonu için yaklaşık 81656 W/m ve H-formülasyonu için 80598 W/m bulunmuştur. İki model arasındaki fark ise %1.3 civarındadır. Kayıpların grafiklerinin literatürle uyumlu şekilde davrandığı tespit edilmiştir.

Pancake bobinlerde taşıma akım kayıpları ile akım dağılımları arasındaki ilişki detaylı olarak anlatılmıştır. Taşıma akımının çoğunlukla sağ ve sol yanal yüzeyden akma eğiliminde olduğu belirlenmiştir. Bu davranışın nedeni yüzeylerin komşu bobinlerden gelen self alandan daha fazla etkilenmesi olabileceği sonucuna varılmıştır. Bu sonuç literatürle uyumludur [92]–[95]. Yüzey ve perdeleme akımları dış bobinlerde yüksek çıkmıştır. Bunun nedeninin içteki bobinlerin daha düşük manyetik alanın dik bileşenine maruz kalması olduğu sonucuna varılmıştır. Süperiletken bobin etrafında manyetik akı yoğunluğunun analizi yapılmıştır. Bobinin sağ ve sol kenarlarında akı yoğunluğunun 20 T'ye kadar çıktığı iç kısımlarda 2 T civarında kaldığı tespit edilmiştir. Bu durum akım yoğunluğunun uçlarda neden yüksek olduğunu da açıklamaktadır.

AA kayıp oranının dıştaki bobinlerde fazla olduğu tespit edilmiştir. Buradan elde edilen teknik sonuca göre dıştaki bobinlerin daha iyi soğutulması ve manyetik saptırıcılarla alanın dik bileşeninden korunmaları gerektiği önerisi yapılabilir. Bu durumun hem şarj durumunda hem de deşarj durumunda gözlemlendiği tespit edilmiştir. Ancak bobinlerin şarj edilmesi sırasında en iç ve en dış bobinler arasındaki kayıp oranı yaklaşık 2 kat iken deşarj durumunda oranın 4 kata kadar çıkabileceği görülmüştür. Bu farktan içteki bobinlerde akan kalıcı DA akımın oluşturduğu self alanın dıştaki bobinlerdeki kaybı arttırdığı sonucuna varılmıştır. Şarj sırasında toplam kayıp 315 kW civarında iken deşarj durumunda toplam

kayıp 82 kW civarında bulunmuştur. Kayıplar arasındaki bu farkın nedeninin akım artışı sırasında doğan ani indüktif reaktans olduğu düşünülmektedir.

Yapılan elektromanyetik analizlerin sonuçları kullanılarak şarj ve deşarj durumunda AA kayıplarla ilgili termal analizler gerçekleştirilmiştir. Burada kriyojenik soğutucu olarak kullanılan sıvı azotun hızı 5 m/s altında çalışılmış ve bu hızlarda süperiletkenliğin korunamayacağı sonucuna varılmıştır. Sıvı azot hızının 5 m/s seçildiğinde süperiletkenliğin kararlı olduğu görülmüştür. Bu hızda yapılan simülasyonlarda ısı artışının en yüksek olduğu bobinin en üstteki 10. bobin olduğu belirlenmiştir. Ayrıca sıcaklığın zaman içinde bobin içlerine nüfuz ettiği gözlenmiştir. Bunun nedeninin sıcaklık artışıyla kritik akım yoğunluğunun azalması olduğu sonucuna varılmıştır. 10. bobinin tam orta noktasından geçen hat boyunca zaman içerisinde sıcaklık dağılımı incelenmiş uç kısımlardaki sıcaklık artışının daha yüksek olduğu gözlenmiştir. Bunun nedeninin komşu bobinlerden kaynaklanan self alan etkisi olduğu sonucuna varılmıştır. Sıcaklığın bobinin içerisine doğru nüfuz ettiği sonucuna varılmış ve bunun literatürle uyumlu olduğu görülmüştür [109]. Daha sonra tüm bobinler için sıvı azot hızı 5 m/s iken belirli bir zamanda sıcaklık dağılımı incelenmiştir. Manyetizasyon akımlarının sıcaklık profillerini çok değiştirmedeği gözlenmiştir. Ardından deşarj durumunda sıcaklık dağılımları simüle edilmiş ve en dıştaki bobin kesitinde sıcaklık farkının 0.2 K daha yüksek olduğu görülmüştür. Bunun nedeni dıştaki bobinlerin daha yüksek self alana maruz kalması ile açıklanabilir. Şarj durumuyla karşılaştırıldığında $t=60$ s'den sonra sıcaklığın daha homojen dağıldığı gözlenmiştir. Bunun nedeninin manyetizasyon akımlarıyla ilişkili termal kayıpların self alan kayıplarından görece yüksek olması olduğu sonucuna varılmıştır. Ayrıca deşarj durumunda daha düşük sıcaklık dağılımları gözlenmiştir. Deşarj durumunda en içteki ve en dıştaki bobin arasındaki sıcaklık farkının 0.3 K olduğu belirlenmiştir. Buradan termal streslerin çok düşük olacağı sonucuna varılabilir. Son olarak elektro-termal analizde sıvı azot hızı 5-17.5 m/s arasında değiştirilerek sıcaklık dağılımları çalışılmış optimum hız değerinin 10 m/s olduğu bulunmuştur.

Tezin son bölümünde akım aktivasyonu boyunca YSS bobinlerde indüklenen stres dağılımları incelenmiştir. Yapılan simülasyonlarda akımın ilk uygulanma durumunda yatay sıkıştırıcı stresin bobinleri içeri yönde büzmeye çalıştığı

gözlenmiştir. İndüklenen stres 350 MP civarındadır. İndüklenen stresin 40 s civarında denge durumuna ulaştığı gözlenmiştir. Dıştaki bobinlerin %70'inde sıkıştırıcı stres, daha içteki bobinlerin %80'inde genleştirici stresin baskın olduğu sonucuna varılmıştır. Ardından dikey stres analizine geçilmiş stresin alt ve üst kenarlarda baskın olduğu gözlenmiştir. Bu yüzden bobinlerin alt ve üst sınırlarının bir destekle sabitlenmesi önerilir. Yine de bobinlerde düşey deformasyon beklenmektedir. Düşey yöndeki gerilmelerin yatay yöndekilere göre daha homojen dağıldığı gözlenmiştir. Buradan düşey gerilmelerin daha kolay elimine edilebileceği sonucu çıkarılmıştır. Hem yatay hem de dikey stres en dış bobinlerde daha yüksek çıkmıştır. X- yönündeki stresin içerdeki bobinlere gittikçe %50 oranında azalırken düşey yöndeki stres %25 oranında azalmaktadır. Bu veri bobinin destek tasarımı yapılırken önemli olabilir. Son olarak maksimum stres hem yatay hem düşey yönde analiz edilmiştir. Bobinlerin düşey yönde maruz kaldıkları stres 1.7 kat daha fazla bulunmuştur. Bu durum düşey yönde süperiletkenlerin iç deformasyona uğramasına ve mikroskopik açıdan kritik akımın kötüleşmesine neden olabilir. Maksimum stres akımın uygulanış biçimine çok benzemektedir. Bu benzeşim makine tasarımında önemli olabilir.

- [1] H. H. Woodson, Z. J. J. Stekly, and E. Halas, “A study of alternators with superconducting field windings: I - analysis,” *IEEE Trans. Power Appar. Syst.*, vol. PAS-85, no. 3, pp. 264–274, 1966.
- [2] T. A. Keim, T. E. Laskaris, J. A. Fealey, and P. A. Rios, “Design and manufacture of a 20 MVA superconducting generator,” *IEEE Trans. Power Appar. Syst.*, vol. PAS-104, no. 6, pp. 1474–1483, 1985.
- [3] W. E. Corporation, “Westinghouse superconducting generator design EPRI Final Report EL- 577,” 1977.
- [4] T. Nitta, “Progress of technology for superconducting generator,” *Cryogenics (Guildf.)*, vol. 42, no. 3–4, pp. 151–155, Mar. 2002.
- [5] H. Rogalla and P. H. Kes, *100 Years of Superconductivity*, 1st. CRC Press, 2012.
- [6] B. Gamble, G. Snitchler, and T. MacDonald, “Full power test of a 36.5 MW HTS propulsion motor,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 21, no. 3, pp. 1083–1088, 2011.
- [7] W. Nick, J. Grundmann, and J. Fraunhofer, “Test results from Siemens low-speed, high-torque HTS machine and description of further steps towards commercialisation of HTS machines,” *Phys. C Supercond. its Appl.*, vol. 482, pp. 105–110, 2012.
- [8] B. B. Asger Bech, Abrahamsen Jensen, “Superconducting direct drive wind turbine generators: Advantages and challenges,” in *Wind Energy Conversion Systems*, 1st ed., S. M. Muyeen, Ed. London: Springer Publishing Company, 2012, pp. 53–80.
- [9] A. Abrahamsen et al., “Feasibility study of 5 MW superconducting wind turbine generator,” *Phys. C Supercond.*, vol. 471, pp. 1464–1469, 2011.
- [10] C. Lewis and J. Muller, “A Direct drive wind turbine HTS generator,” in *2007 IEEE Power Engineering Society General Meeting, USA, 2007*, pp. 1–8.

- [11] A. B. Abrahamsen et al., "Superconducting wind turbine generators," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 23, no. 3, pp. 34019, 2010.
- [12] G. Snitchler, B. Gamble, C. King, and P. Winn, "10 MW class superconductor wind turbine generators," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 21, no. 3, pp. 1089–1092, 2011.
- [13] Y. Terao, M. Sekino, and H. Ohsaki, "Electromagnetic design of 10 MW class fully superconducting wind turbine generators," *IEEE Trans. Appl. Supercond. - IEEE TRANS APPL Supercond.*, vol. 22, pp. 5201904, 2012.
- [14] S. Fukui, J. Ogawa, T. Sato, O. Tsukamoto, N. Kashima, and S. Nagaya, "Study of 10 MW-class wind turbine synchronous generators with HTS field windings," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 21, no. 3, pp. 1151–1154, 2011.
- [15] R. Shafaie and M. Kalantar, "Design of a 10-MW-class wind turbine HTS synchronous generator with optimized field winding," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 23, no. 4, pp. 5202307, 2013.
- [16] H. Karmaker, E. Chen, W. Chen, and G. Gao, "Stator design concepts for an 8 MW direct drive superconducting wind generator," in *2012 XXth International Conference on Electrical Machines*, 2012, pp. 769–774.
- [17] H. Karmaker, M. Ho, and D. Kulkarni, "Comparison between different design topologies for multi-megawatt direct drive wind generators using improved second generation high temperature superconductors," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 25, no. 3, pp. 1–5, 2015.
- [18] H. Karmaker and E. Chen, "Design concepts for a direct drive wind generator using new superconductors," in *2015 IEEE Electrical Power and Energy Conference (EPEC)*, 2015, pp. 22–25.
- [19] K. P. Thakur, M. P. Staines, L. S. Lakshmi, and N. J. Long, "Numerical computation of AC losses and flux profiles in high-aspect-ratio superconducting strips in perpendicular AC magnetic field," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 19, no. 6, pp. 3770–3778, 2009.
- [20] R. Brambilla, F. Grilli, D. N. Nguyen, L. Martini, and F. Sirois, "AC losses in

- thin superconductors: the integral equation method applied to stacks and windings,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 22, no. 7, pp. 075018, Jul. 2009.
- [21] J. R. Clem, J. H. Claassen, and Y. Mawatari, “AC losses in a finite stack using an anisotropic homogeneous-medium approximation,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 20, no. 12, pp. 1130–1139, 2007.
- [22] W. Yuan, A. M. Campbell, and T. A. Coombs, “A model for calculating the AC losses of second-generation high temperature superconductor pancake coils,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 22, no. 7, pp. 75028, 2009.
- [23] L. Prigozhin and V. Sokolovsky, “Computing AC losses in stacks of high-temperature superconducting tapes,” *Supercond. Sci. Technol. - Supercond. Sci Technol*, vol. 24, 2011.
- [24] W. K. Chan and J. Schwartz, “A hierarchical three-dimensional multiscale electro-magneto-thermal model of quenching in REBa₂Cu₃O_{7- δ} coated-conductor-based coils,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 22, no. 5, 2012.
- [25] V. Zermeno, A. Abrahamsen, N. Mijatovic, B. Jensen, and M. Sørensen, “Calculation of AC losses in stacks and coils made of second generation high temperature superconducting tapes for large scale applications,” *J. Appl. Phys.*, vol. 114, 2013.
- [26] E. Pardo, “Calculation of AC loss in coated conductor coils with a large number of turns,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 26, 2013.
- [27] C. P. Bean, “Magnetization of high-field superconductors,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 36, pp. 31–39, 1964.
- [28] Y. B. Kim, C. F. Hempstead, and A. R. Strnad, “Magnetization and critical supercurrents,” *Phys. Rev.*, vol. 129, no. 2, pp. 528–535, 1963.
- [29] Y. B. Kim, C. F. Hempstead, and A. R. Strnad, “Critical persistent currents in hard superconductors,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 9, no. 7, pp. 306–309, 1962.
- [30] J. Xia, H. Bai, J. Lu, A. V Gavrilin, Y. Zhou, and H. W. Weijers, “Electromagnetic modeling of REBCO high field coils by the H-formulation,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 28, no. 12, pp. 125004, 2015.

- [31] B. J. H. de Bruyn, J. W. Jansen, and E. A. Lomonova, "Finite element model simplification methods for stacks of superconducting tapes," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 52, no. 7, pp. 1–4, 2016.
- [32] L. Wang, J. Zheng, F. Jiang, and R. Kang, "Numerical simulation of AC loss in 2G high-temperature superconducting coils with 2D-axisymmetric finite element model by magnetic field formulation module," *J. Supercond. Nov. Magn.*, vol. 29, no. 8, pp. 2011–2018, 2016.
- [33] C. Vargas-Llanos, V. Zermeño, F. Trillaud, and F. Grilli, "Estimation of hysteretic losses for MgB₂ tapes under the operating conditions of a generator," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 29, 2015.
- [34] S. Fukui et al., "Measurement and numerical analysis of AC loss in high temperature superconducting coil," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 22, no. 3, pp. 4704904, 2012.
- [35] E. Pardo, "Modeling of screening currents in coated conductor magnets containing up to 40000 turns," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 29, no. 8, pp. 1–12, 2016.
- [36] D. Hu et al., "{DC} characterization and 3D modelling of a triangular, epoxy-impregnated high temperature superconducting coil," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 28, no. 6, p. 65011, 2015.
- [37] V. M. R. Zermeño and F. Grilli, "3D modeling and simulation of 2G {HTS} stacks and coils," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 27, no. 4, pp. 44025, Mar. 2014.
- [38] M. D. Ainslie, W. Yuan, and T. J. Flack, "Numerical analysis of AC loss reduction in HTS superconducting coils using magnetic materials to divert flux," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 23, no. 3, pp. 4700104, 2013.
- [39] H. K. Onnes, "Further experiments with liquid helium. G. On the electrical resistance of pure metals, etc. VI. On the sudden change in the rate at which the resistance of mercury disappears.," in *Through Measurement to Knowledge: The Selected Papers of Heike Kamerlingh Onnes 1853--1926*, K. Gavroglu and Y. Goudaroulis, Eds. Dordrecht: Springer Netherlands,

- 1991, pp. 267–272.
- [40] S. J. Blundell, *Superconductivity: A Very Short Introduction*. New York: Oxford University Press, 2009.
- [41] W. Meissner and R. Ochsenfeld, “Ein neuer effekt bei eintritt der supraleitfähigkeit,” *Naturwissenschaften*, vol. 21, no. 44, pp. 787–788, 1933.
- [42] F. London, H. London, and F. A. Lindemann, “The electromagnetic equations of the supraconductor,” *Proc. R. Soc. London. Ser. A - Math. Phys. Sci.*, vol. 149, no. 866, pp. 71–88, 1935.
- [43] V. L. Ginzburg and L. D. Landau, “On the theory of superconductivity,” *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, vol. 20, pp. 1064–1082, 1950.
- [44] A. A. Abrikosov, “On the magnetic properties of superconductors of the second group,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 5, pp. 1174–1182, 1957.
- [45] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, “Microscopic theory of superconductivity,” *Phys. Rev.*, vol. 106, no. 1, pp. 162–164, 1957.
- [46] J. G. Bednorz, M. Takashige, and K. A. Müller, “Susceptibility measurements support high-T_csuperconductivity in the Ba-La-Cu-O system,” in *Properties of Perovskites and Other Oxides*, World Scientific Publishing Co., 2010, pp. 555–565.
- [47] M. K. Wu et al., “Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Yb-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, no. 9, pp. 908–910, 1987.
- [48] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, and J. Akimitsu, “Superconductivity at 39 K in magnesium diboride,” *Nature*, vol. 410, no. 6824, pp. 63–64, 2001.
- [49] T. C. Ozawa and S. M. Kauzlarich, “Chemistry of layered d-metal pnictide oxides and their potential as candidates for new superconductors.,” *Sci. Technol. Adv. Mater.*, vol. 9, no. 3, pp. 33003, Jul. 2008.
- [50] P. W. Anderson, “Theory of flux creep in hard superconductors,” *Phys. Rev.*

- Lett., vol. 9, no. 7, pp. 309–311, 1962.
- [51] J. Rhyner, “Magnetic properties and AC-losses of superconductors with power law current—voltage characteristics,” *Phys. C Supercond.*, vol. 212, no. 3, pp. 292–300, 1993.
- [52] G. Barnes, M. McCulloch, and D. Dew-Hughes, “Computer modelling of type {II} superconductors in applications,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 12, no. 8, pp. 518–522, 1999.
- [53] N. Amemiya, S. Murasawa, N. Banno, and K. Miyamoto, “Numerical modelings of superconducting wires for AC loss calculations,” *Phys. C Supercond.*, vol. 310, no. 1, pp. 16–29, 1998.
- [54] Z. Hong, A. M. Campbell, and T. A. Coombs, “Numerical solution of critical state in superconductivity by finite element software,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 19, no. 12, pp. 1246–1252, 2006.
- [55] P. Vanderbemden et al., “Behavior of bulk high-temperature superconductors of finite thickness subjected to crossed magnetic fields: Experiment and model,” *Phys. Rev. B*, vol. 75, no. 17, pp. 174515, May 2007.
- [56] C. Lacroix and F. Sirois, “Concept of a current flow diverter for accelerating the normal zone propagation velocity in 2G HTS coated conductors,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 27, pp. 35003, 2014.
- [57] J. F. Gieras, *Electrical Machines: Fundamentals of Electromechanical Energy Conversion*. U.S: CRC Press, 2017.
- [58] W. Dong, Y. Xing, and T. Moan, “Time domain modeling and analysis of dynamic gear contact force wind turbine gearbox with respect to fatigue assessment,” in *Wind Turbine Technology*, M. Adaramola, Ed. Oakville, 2014, pp. 148–154.
- [59] K. G. Upadhyay, *Design of Electrical Machines*. New Delhi: New Age International (P) Limited, 2011.
- [60] J. Pyrhonen, T. Jokinen, and H. Valeria, *Design of Rotating Electrical*

- Machines, 2nd Editio. New Delhi: John Wiley& Sons, Ltd, 2013.
- [61] V. S. Nagarajan and V. Rajini, *Electrical Machine Design*, First Edit. India: Pearson, 2018.
- [62] N. Mijatovic et al., "Superconducting generators for wind turbines: Design considerations," *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 234, pp. 32038, Jul. 2010.
- [63] A. Hughes, "Comparative design and performance analysis of air-cored and iron-cored synchronous machines," *Proc. Inst. Electr. Eng.*, vol. 124, no. 2, pp. 127-132(5), 1977.
- [64] J. . Bumby, *Superconducting Rotating Electrical Machines*, 1st. New York: Oxford University Press, 1984.
- [65] R. Shafaie, F. Amir Khanloo, and M. Kalantar, "Toward an optimum design of large-scale HTS synchronous generator for wind turbine applications," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, no. 2, pp. 1–8, 2016.
- [66] R. Shafaie and M. Kalantar, "Loss optimization of a 10 MW class HTS synchronous generator based wind turbines," 2014 14th Int. Conf. Environ. Electr. Eng., pp. 29–33, 2014.
- [67] H. Ohsaki, M. Sekino, T. Suzuki, and Y. Terao, "Design study of wind turbine generators using superconducting coils and bulks." .
- [68] E. Berrospe-Juarez, V. M. R. Zermeño, F. Trillaud, and F. Grilli, "Real-time simulation of large-scale HTS systems: multi-scale and homogeneous models using T-A formulation," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 32, no. 6, pp. 65003, 2019.
- [69] H. Zhang et al., "Modelling of electromagnetic loss in HTS coated conductors over a wide frequency band," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 33, no. 2, pp. 25004, 2020.
- [70] H. Zhang, P. Machura, K. Kails, H. Chen, and M. Mueller, "Dynamic loss and magnetization loss of HTS coated conductors, stacks, and coils for high-speed synchronous machines," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 33, no. 8, pp. 84008, 2020.

- [71] D. N. Nguyen, S. P. Ashworth, J. O. Willis, F. Sirois, and F. Grilli, "A new finite-element method simulation model for computing AC loss in roll assisted biaxially textured substrate YBCO tapes," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 23, no. 2, pp. 25001, 2009.
- [72] M. D. Ainslie, V. M. Rodriguez-Zermeno, Z. Hong, W. Yuan, T. J. Flack, and T. A. Coombs, "An improved FEM model for computing transport AC loss in coils made of RABiTS YBCO coated conductors for electric machines," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 24, no. 4, pp. 45005, 2011.
- [73] P. M. Knupp, "Remarks on mesh quality," 2007, pp. 1–10.
- [74] V. M. Rodriguez-Zermeno et al., "Towards faster FEM simulation of thin film superconductors: A multiscale approach," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 21, no. 3, pp. 3273–3276, 2011.
- [75] Y. Liu et al., "Investigation of AC loss of superconducting field coils in a double-stator superconducting flux modulation generator by using T-A formulation based finite element method," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 34, no. 5, pp. 55009, 2021.
- [76] A. Musso, M. Breschi, P. L. Ribani, and F. Grilli, "Analysis of AC loss contributions from different layers of HTS tapes using the A–V formulation model," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 31, pp. 1–11, 2021.
- [77] A. Stenvall and T. Tarhasaari, "An eddy current vector potential formulation for estimating hysteresis losses of superconductors with FEM," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 23, pp. 125013, 2010.
- [78] V. Lahtinen, M. Lyly, A. Stenvall, and T. Tarhasaari, "Comparison of three eddy current formulations for superconductor hysteresis loss modelling," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 25, no. 11, pp. 115001, 2012.
- [79] F. Inanir and R. Terzioglu, "AC loss evaluation of a superconducting pancake coil with coated conductors using an extended A-V formulation," *Phys. C Supercond.*, vol. 587, pp. 1353910, 2021.
- [80] H. Zhang, Z. Wen, F. Grilli, K. Gyftakis, and M. Mueller, "Alternating current loss of superconductors applied to superconducting electrical machines,"

- Energies, vol. 14, no. 8, 2021.
- [81] F. Grilli, “Numerical modeling of HTS applications,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, pp. 1, 2016.
- [82] B. Shen, F. Grilli, and T. Coombs, “Review of the AC loss computation for HTS using H formulation,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 33, no. 3, pp. 33002, 2020.
- [83] B. Shen, F. Grilli, and T. Coombs, “Overview of H -formulation: A versatile tool for modeling electromagnetics in high-temperature superconductor applications,” *IEEE Access*, vol. 8, pp. 100403–100414, 2020.
- [84] A. Bossavit and J. Verite, “The ‘TRIFOU’ code: Solving the 3-D eddy-currents problem by using H as state variable,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 19, no. 6, pp. 2465–2470, 1983.
- [85] K. Kajikawa, T. Hayashi, R. Yoshida, M. Iwakuma, and K. Funaki, “Numerical evaluation of AC losses in HTS wires with 2D FEM formulated by self magnetic field,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 13, no. 2, pp. 3630–3633, 2003.
- [86] “www.comsol.com.” (Erişim zamanı; 12,10,2020).
- [87] F. Grilli et al., “Edge and top/bottom losses in non-inductive coated conductor coils with small separation between tapes,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 23, no. 3, pp. 34017, 2010.
- [88] B. C. Robert, M. U. Fareed, and H. S. Ruiz, “How to choose the superconducting material law for the modelling of 2G-HTS coils,” *Materials (Basel)*, vol. 12, no. 17, 2019.
- [89] Y.-G. Kim, S. Hahn, K. L. Kim, O. J. Kwon, and H. Lee, “Investigation of HTS racetrack coil without turn-to-turn insulation for superconducting rotating machines,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 22, no. 3, pp. 5200604, 2012.
- [90] X. Xu, Z. Huang, X. Huang, Z. Hong, and Z. Jin, “A method to predict AC loss on HTS coils of a 30-kW generator using the T-A formulation,” *Phys. C Supercond. its Appl.*, vol. 591, pp. 1353973, 2021.

- [91] S. Miura, M. Iwakuma, and T. Izumi, "Lightweight design of tens-MW fully-superconducting wind turbine generators with high-performance REBa₂Cu₃O_y wires," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 30, no. 4, pp. 1–6, 2020.
- [92] Y. Yan, Y. Li, and T. Qu, "Screening current induced magnetic field and stress in ultra-high-field magnets using REBCO coated conductors," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 35, no. 1, pp. 14003, 2021.
- [93] H. Maeda and Y. Yanagisawa, "Recent developments in high-temperature superconducting magnet technology," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 24, pp. 1–12, 2014.
- [94] T. Hemmi, N. Yanagi, K. Seo, R. Maekawa, K. Takahata, and T. Mito, "Experimental evaluation of loss generation in HTS coils under various conditions," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 15, no. 2, pp. 1711–1714, 2005.
- [95] N. Amemiya and K. Akachi, "Magnetic field generated by shielding current in high T_c superconducting coils for NMR magnets," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 21, no. 9, pp. 95001, 2008.
- [96] D. Li, D. Liu, and H. Yong, "Ramping loss and mechanical response in a no-insulation high-temperature superconducting layer-wound coil and intra-layers no-insulation coil," *Sci. China Technol. Sci.*, vol. 65, no. 1, pp. 115–130, 2022.
- [97] S. Hahn et al., "No-insulation coil under time-varying condition: Magnetic coupling with external coil," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 23, no. 3, 2013.
- [98] Z. Ang et al., "Measurement of AC loss and magnetic field during ramps in the LHC model dipoles," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 9, no. 2, pp. 742–745, 1999.
- [99] J.-B. Song, S. Hahn, T. L crevisse, J. Voccio, J. Bascu n n, and Y. Iwasa, "Over-current quench test and self-protecting behavior of a 7 T/78 mm multi-width no-insulation REBCO magnet at 4.2 K," *Supercond. Sci.*

- Technol., vol. 28, no. 11, pp. 114001, 2015.
- [100] K. R. Bhattarai, K. Kim, S. Kim, S. Lee, and S. Hahn, "Quench analysis of a multiwidth no-insulation 7-T 78-mm REBCO magnet," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 27, no. 4, pp. 1–5, 2017.
- [101] M. Nakahata and N. Amemiya, "Electromagnetic field analyses of two-layer power transmission cables consisting of coated conductors with magnetic and non-magnetic substrates and AC losses in their superconductor layers," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 21, pp. 15007, 2008.
- [102] Z. Y. Li, F. Gu, Y. H. Ma, K. Ryu, and Z. Hong, "Influence of transport modes on AC loss characteristics of cylindrical single-layer conductors consisting of various HTS tapes," *Phys. C Supercond.*, vol. 569, pp. 1353589, 2020.
- [103] J. Xu, Z. Li, K. Ryu, S. Hwang, Z. Jin, and Z. Hong, "A numerical study on AC losses of a double layer polygonal BSCCO conductor by finite element method," *J. Supercond. Nov. Magn.*, vol. 27, pp. 1831–1836, 2014.
- [104] F. Gömöry, M. Vojenčiak, E. Pardo, and J. Šouc, "Magnetic flux penetration and AC loss in a composite superconducting wire with ferromagnetic parts," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 22, no. 3, pp. 34017, 2009.
- [105] M. Bianchetti, B. J. H. De Bruyn, D. Krop, and E. A. Lomonova, "Simulation of AC losses in racetrack coils wound with striated HTS tapes," *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 1559, pp. 12126, 2020.
- [106] V. V. Zubko, S. S. Fetisov, S. Y. Zanegin, and V. S. Vysotsky, "AC losses analysis in stack of 2G HTS tapes in a coil," *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 1559, no. 1, pp. 1–9, 2020.
- [107] W. Song, J. Fang, and Z. Jiang, "Numerical AC loss analysis in HTS stack carrying non-sinusoidal transport current," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 29, no. 2, pp. 1–5, 2019.
- [108] K. Kails, H. Zhang, P. Machura, M. Mueller, and Q. Li, "Dynamic loss of HTS field windings in rotating electric machines," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 33, no. 4, pp. 45014, 2020.

- [109] M. D. Ainslie and H. Fujishiro, "Modelling of bulk superconductor magnetization," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 28, no. 5, pp. 53002, 2015.
- [110] M. D. Ainslie et al., "Enhanced trapped field performance of bulk high-temperature superconductors using split coil, pulsed field magnetization with an iron yoke," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 29, no. 7, pp. 74003, May 2016.
- [111] J. Duron, F. Grilli, L. Antognazza, M. Decroux, B. Dutoit, and ØFischer, "Finite-element modelling of YBCO fault current limiter with temperature dependent parameters," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 20, no. 4, pp. 338344, Mar. 2007.
- [112] X. Yang, X. Li, Y. He, X. Wang, and B. Xu, "Investigation on stresses of superconductors under pulsed magnetic fields based on multiphysics model," *Phys. C Supercond.*, vol. 535, no. C, pp. 1–8, 2017.
- [113] J. Xia, M. Li, and Y. Zhou, "Numerical investigations on the characteristics of thermomagnetic instability in MgB₂ bulks," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 30, pp. 75004, 2017.
- [114] Q. Li, N. Amemiya, K. Takeuchi, T. Nakamura, and N. Fujiwara, "AC loss characteristics of superconducting power transmission cables: gap effect and J_c distribution effect," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 23, no. 11, pp. 115003, 2010.
- [115] D. Liu, W. Zhang, H. Yong, and Y. Zhou, "Thermal stability and mechanical behavior in no-insulation high-temperature superconducting pancake coils," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 31, no. 8, pp. 85010, 2018.
- [116] H. Fujishiro and T. Naito, "Simulation of temperature and magnetic field distribution in superconducting bulk during pulsed field magnetization," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 23, no. 10, pp. 105021, 2010.
- [117] J. Xia, H. Bai, H. Yong, H. W. Weijers, T. Painter, and M. Bird, "Stress and strain analysis of a REBCO high field coil based on the distribution of shielding current," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 32, pp. 95005, 2019.
- [118] J. Duron et al., "3-D finite element Simulations of strip lines in a YBCO/Au

- fault current limiter,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 15, no. 2, pp. 1998–2002, 2005.
- [119] M. Kato, D. Miyagi, M. Tsuda, and S. Awaji, “Influence of bolt positions and electrode structure in yoroi-coil structure on stress distribution in an HTS coil winding,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 28, no. 3, pp. 1–5, 2018.
- [120] Y. Zhang et al., “Stress–strain relationship, critical strain (stress) and irreversible strain (stress) of IBAD-MOCVD-based 2G HTS wires under uniaxial tension,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, pp. 1–6, 2016.
- [121] “DUPONT Kapton® HN general-purpose polyimide film.”
- [122] K. Osamura, M. Sugano, S. Machiya, H. Adachi, S. Ochiai, and M. Sato, “Internal residual strain and critical current maximum of a surrounded Cu stabilized YBCO coated conductor,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 22, no. 6, pp. 65001, 2009.
- [123] J. R. C. Dizon, A. R. N. Nisay, M. J. Dedicatoria, R. C. Munoz, H.-S. Shin, and S. Oh, “Analysis of thermal residual stress/strain in REBCO coated conductor tapes,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 24, pp. 1–5, 2014.
- [124] J. H. Cheon, P. S. Shankar, and J. P. Singh, “Influence of processing methods on residual stress evolution in coated conductors,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 18, no. 1, pp. 142–146, 2005.
- [125] D. Miyagi, M. Kato, Y. Yoshida, and M. Tsuda, “Influence of a coil bobbin on transient thermal stress in a REBCO pancake coil,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 28, pp. 1–5, 2018.
- [126] S. B. Kim et al., “A study on electromagnetic and mechanical characteristics of the field coil in HTS motor,” *Phys. C Supercond.*, vol. 470, no. 20, pp. 1756–1762, 2010.
- [127] Y. Kitoh et al., “Effect of metal composition ratios of solutions on J_c -B properties of REBCO coated conductors fabricated by advanced TFA-MOD process,” *Phys. C Supercond. its Appl.*, vol. 463–465, pp. 523–526, 2007.

TEZDEN ÜRETİLMİŞ YAYINLAR

Makaleler

1. F. Inanir, A. Erciyas, R. Terzioglu, “Design and AC Loss Analyze of a 10 MW-rated HTS Wind Turbine Generator” *J. Supercond. Nov. Magn.*, vol. 35 no. 11, pp. 1–18, 2022.

Kitaplar

2. A. Erciyas, Ş. Yildiz, and F. Inanir, “Rotating Machines Based on Superconducting Materials BT - Superconducting Materials: Fundamentals, Synthesis and Applications,” Y. Slimani and E. Hannachi, Eds. Singapore: Springer Nature Singapore, 2022, pp. 339–371.