

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

**FARKLI FORMLARDA SÜPERİLETKEN TELLERDE TRANSPORT VE
ALTERNATİF AKIM KAYIP ÖZELLİKLERİNİN KIYASLANMASI**

ÖZLEM ÇİÇEK

FİZİK ANABİLİM DALI

**ANKARA
2014**

Her hakkı saklıdır

ETİK

Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez içindeki bütün bilgilerin doğru ve tam olduğunu, bilgilerin üretilmesi aşamasında bilimsel etiğe uygun davrandığımı, yararlandığım bütün kaynakları atıf yaparak belirttiğimi beyan ederim.

11.04.2014

Özlem ÇİÇEK

ÖZET

Doktora Tezi

FARKLI FORMLARDA SÜPERİLETKEN TELLERDE TRANSPORT VE ALTERNATİF AKIM KAYIP ÖZELLİKLERİNİN KIYASLANMASI

Özlem ÇİÇEK

Ankara Üniversitesi,
Fen Bilimleri Enstitüsü,
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Ali GENCER

MgB₂ süperiletken yığın numunelerinde, borun saflığının, magnezyumun parçacık boyutunun ve uygulanan basıncın etkileri araştırılmıştır. Devamında Bi-2223/Ag çok damarlı şeritleri kenarlarından u-şeklinde nikel kaplanıp transport alternatif akım (a.a.) kayıpları ölçülerek sayısal simülasyonları yapılmıştır. Son olarak MgB₂ tel/şerit örnekler üzerinde kayıp ölçümleri gerçekleştirilmiştir.

Yığın numunelerin yapısal ve manyetik karakterizasyonu X-ışını kırımı difraktometresi (XRD), a.a. alınganlık ve mıknatıslanma ölçümleriyle gerçekleştirildi. Uygulanan basıncın geçiş sıcaklığı (T_c) ve geçiş aralığı üzerinde önemli bir etkisi olmadığı gözlemlendi ve hesaplanan örgü parametreleri ile desteklendi. Diğer taraftan, borun saflığı arttıkça T_c değerinde artış gözlemlendi. Buna karşın Mg-parçacık boyutu T_c 'yi etkilemezken, parçacık boyutunun artmasıyla geçiş aralığının genişlediği gözlemlendi.

Bi-2223/Ag örneklerin kritik akım (I_c) değerleri ve transport a.a. kayıpları ölçüldükten sonra kesit alanlarının fotoğrafları çekildi. Nikel kaplamayla numunenin I_c değerini arttırdığı ve Ni-kaplamanın kalınlığının artmasıyla yüksek akım bölgesinde transport a.a. kayıplarının azaldığı gözlemlendi. Düşük akım bölgesinde ise, Ni-kaplama meydana gelen manyetik histeris yüzünden, kaplamalı örneklerin kayıpları arttı. Bu numuneler için gerçekleştirilen hesaplama sonuçları, ölçüm sonuçları ile yüksek uyum sağladı. MgB₂ tel/şerit örnekler üzerinde kayıp ölçümleri gerçekleştirildi ve sonuçlar incelendiğinde uygulanan basıncın I_c ve kayıplar üzerinde pozitif bir etki gözlemlendi.

Nisan 2014, 134 sayfa

Anahtar Kelimeler: MgB₂ yığın ve tel, bor tozu, X ışını kırınımı, a.a. alınganlık, mıknatıslanma ölçümleri, Bi-2223/Ag şerit, kritik akım, transport a.a. kayıpları, ferromanyetik kaplama

ABSTRACT

Ph.D. Thesis

COMPARISON OF TRANSPORT AND ALTERNATING CURRENT LOSS PROPERTIES OF SUPERCONDUCTING WIRES IN DIFFERENT FORMS

Özlem ÇİÇEK

Ankara University,
Graduate School of Natural and Applied Sciences,
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Ali GENCER

We report a comparative study for bulk MgB_2 superconductors and as functions of the boron powder purity, average particle size of magnesium, and applied pressure. Next we performed transport alternating current (ac) loss measurements on Bi-2223/Ag multifilamentary tapes covered on edges by nickel and showed an agreement between these and numerical simulations results of these tapes. Last we concentrate on MgB_2 wire/tape samples at the point of losses.

The structural and magnetic characterizations of the bulk samples were performed by means of X-ray diffractometer (XRD), ac susceptibility and magnetization measurements, respectively. We found that the applied pressure did not cause any significant change on the onset transition temperature (T_c) and transition width and confirmed by the calculation of the lattice parameters. On the other hand, T_c values were increased with increasing boron powders purities. However Mg-particle size did not affect the T_c but increasing the Mg particle size caused a significant broadening at the superconducting transition width.

After measuring the critical current (I_c) of the Bi-2223/Ag samples and the transport ac loss, cross-section photos are taken and the properties of nickel cover determined to be used in the calculations. We observed that Ni deposition increased I_c of the samples and with increasing Ni thickness the transport ac loss of the wire is decreasing in the high current region. In low current region because of the magnetic hysteresis in the Ni-cover the transport ac loss of the Ni-covered tapes are larger. Our calculations show good agreement with measurements. Loss measurements was performed on MgB_2 wire/tape samples and showed that, pressing the samples have positive effect on I_c and a.c. losses.

April 2014, 134 pages

Key Words: MgB_2 bulk and wire, boron powder, X ray diffraction, ac susceptibility, magnetization measurements, Bi-2223/Ag tape; critical current, transport ac losses, ferromagnetic cover

TEŞEKKÜR

Çalışmalarımı yönlendiren, araştırmalarımın her aşamasında bilgi, öneri ve yardımlarını esirgemeyerek akademik ortamda olduğu kadar beşeri ilişkilerde de engin fikirleriyle yetişme ve gelişme katkıda bulunan danışman hocam Ankara Üniversitesi Süperiletken Teknolojileri Uygulama ve Araştırma Merkezi Müdürü sayın Prof. Dr. Ali GENCER'e, en derin saygılarımla teşekkür ederim.

Tez çalışmalarımın başlangıcında beni Slovak Bilimler Akademisi (SAV)'nde NESPA projesi kapsamında misafir ederek beni alternative akım kayıpları ile tanıştıran, bu konuda beni eğiten hocam Dr. Fedor GÖMÖRY'e, MgB₂ ile bilgisini paylaşan Dr. Pavol KOVAC'a ve SAV'de benimle tecrüberini paylaşan meslektaşlarım ve arkadaşlarım: Jan SOUC, Dr. Michel VOJENCIAK, Dr. Jonna Villiyama SHAYE'ye ve manevi destekleri için Dr. Vanja PETRICEVIC, Filippo IULIANO'ya teşekkür ederim.

Üretilen numunelerin mıknatıslanma ölçümleri sırasındaki katkılarından dolayı İnönü Üniversitesi Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Merkezi Müdürü Prof. Dr. M. Eyyüphan YAKINCI'ya, Müdür Yardımcısı Prof. Dr. M. Ali AKSAN'a; yönlendirmeleriyle bana destek olan Abant İzzet Baysal Üniversitesi Fizik Bölümü Öğretim Üyelerinden Doç. Dr. Hakan YETİŞ'e; laboratuvarımıza yeni deney sisteminin kurulumundaki tüm yardımları ve tezim ile ilgili yönlendirmeleri için TOBB-ETÜ Elektrik Elektronik Mühendisliği Bölümü öğretim Üyelerinden Doç. Dr. Ali BOZBEY'e; numune üretimi ve karakterizasyonu hakkındaki bilgi birikimini bize aktaran Wollongong Üniversitesi (Avustralya) Süperiletkenlik ve Elektronik Malzemeler Enstitüsü'nden Dr. Md. Shahriar Al HOSSAIN'e çok teşekkür ederim.

Ayrıca Ankara Üniversitesi Katı Hal Laboratuvarında ki çalışma arkadaşlarıma; Dr. Serap SAFRAN, Hasan AĞIL, Ercan ERTEKİN, Duygu GÖKDAI, doktora tez çalışmalarım esnasında yaptığımız tartışmalar sayesinde bana yeni fikirler ve farklı bakış açıları kazandırarak yardımcı oldukları için teşekkürü bir borç bilirim.

Doktora eğitimim süresince, maddi ve manevi her türlü desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen kardeşim Bilge ÇİÇEK ve aileme sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Özlem ÇİÇEK
Ankara, Nisan 2014

İÇİNDEKİLER

TEZ ONAY SAYFASI

ETİK	i
ÖZET	ii
ABSTRACT	iii
TEŞEKKÜR	iv
SİMGELER DİZİNİ.....	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	xi
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xvi
1. GİRİŞ.....	1
2. TEMEL KAVRAMLAR.....	5
2.1 Süperiletkenlerde Direnç Kavramı.....	5
2.2 Mükemmel Diyamanyetizma (Meissner Etkisi).....	6
2.3 Kritik Nicelikler.....	6
2.3.1 Kritik sıcaklık, T_c	6
2.3.2 Kritik alan, H_c	7
2.3.3 Kritik akım yoğunluğu, J_c	8
2.4 Süperiletkenlerin Sınıflandırılması.....	9
2.4.1 T_c 'ye göre sınıflandırılması.....	9
2.4.2 H_c 'ye göre sınıflandırılması.....	10
2.5 Ara Durum.....	11
2.6 Akı Perçinlenmesi / Sürüklenmesi / Akışı / Sıçraması.....	13
3. ALTERNATİF AKIM KAYIPLARI.....	15

3.1 Kayıp Mekanizmaları.....	15
3.1.1 Histerik kayıplar.....	16
3.1.2 Çiftlenim kayıpları.....	17
3.1.3 Eddy-akım kayıpları.....	18
3.2 Kayıp Modelleri.....	19
3.2.1 Bean Modeli.....	20
3.2.1.1 $H_a=H_1$ ($H_1<H_p$) koşulu için.....	23
3.2.1.2 $H_a=H_2$ ($H_2<H_1<H_p$) koşulu için.....	25
3.2.1.3 Transport alternatif akım kayıpları.....	25
3.2.2 Kim Modeli.....	29
3.2.3 Norris Model.....	31
3.2.4 Diğer modeller.....	32
3.3 Alternatif Akım Kayıplarını Etkileyen Faktörler.....	33
3.3.1 Manyetik alan.....	33
3.3.2 Frekans.....	34
3.3.3 Sıcaklık.....	34
3.3.4 Damar çapı.....	35
3.3.5 Büküm uzunluğu.....	35
3.3.6 Matriks direnci.....	36
4. SÜPERİLETKENLERİN ELEKTROMANYETİK ÖZELLİKLERİNİN MODELLENMESİ (SİMÜLASYON).....	37
4.1 Süperiletkenin Kritik Durumunun Modellenmesi.....	37
4.2 Manyetik Alanın Vektör Potansiyeli Kullanılarak 2 Boyutta Kritik Durum Formülasyonu.....	39
4.2.1 Döngünün başlangıç kısmı ($I = 0 \rightarrow I = I_{maksimum}$).....	41

4.2.2 Döngünün azalan kısmı.....	42
4.2.3 Sınır koşulları.....	43
4.3 Transport Akım Durumu İçin FEM (Sonlu Element Hesaplamaları).....	44
5. MATERYAL ve YÖNTEM.....	47
5.1 Süperiletken Malzemeler.....	47
5.1.1 Yüksek sıcaklık süperiletkenleri (HTS).....	47
5.1.1.1 E(J) karakteristiği.....	48
5.1.2 MgB ₂	49
5.1.2.1 MgB ₂ nin kristal yapısı.....	50
5.1.2.2 MgB ₂ süperiletkenin incelenmiş olan özellikleri.....	51
5.2 Yöntemler.....	54
5.2.1 Külçe malzemelerin hazırlanma yöntemi.....	54
5.2.1.1 Toz karıştırma.....	54
5.2.1.2 Külçe örneklerin preslenmesi.....	56
5.2.1.3 Külçe numunelerin fırınlanması.....	57
5.2.2 Tel örnekleri hazırlanma yöntemi.....	58
5.2.2.1 Tüp içinde toz - powder in tube (PIT) yöntemi.....	58
5.2.2.2 Sürekli tüpü toz ile doldurarak katlama-continuous tube filling and folding (CTFF) yöntemi.....	61
5.2.3 X-ışını kırınımı (XRD).....	61
5.2.4 Alternatif akım alınganlık ölçüm sistemi.....	63
5.2.5 Mıknatıslanma ölçümleri.....	67
5.2.6 Kritik akım ölçümü sistemi.....	68
5.2.7 Transport alternatif akım kaybı ölçümü.....	70

5.2.7.1 Sıvı azot, transport alternatif akım kayıp sistemi.....	72
5.2.7.2 Sıvı helyum, transport alternatif akım kayıp sistemi.....	76
6. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA.....	78
6.1 X-ışını kırınımı (XRD) Analizleri.....	78
6.2 Alternatif Akım Alınganlık Analizleri.....	85
6.3 Mıknatıslanma Ölçümleri.....	97
6.4 Kritik Akım Ölçümleri.....	101
6.5 Transport Alternatif Akım Kaybı Ölçümleri.....	104
6.5.1 Kenarlarından Ni kaplanmış Bi-2223/Ag şeritlerinin transport alternatif akım kayıp ölçümleri ve simülasyonu.....	104
6.5.2 Çeşitli MgB ₂ tellerinin transport alternatif akım kayıp ölçümleri.....	117
6.5.2.1 4-Damarlı MgB ₂ +10% SiC / Nb / AgMg dikdörtgen telin analizi.....	117
6.5.2.2 19-Damarlı MgB ₂ /Ti/Cu/SS dairesel tel ile bu telden üretilen şeridin analizi.....	123
7. SONUÇ.....	126
KAYNAKLAR.....	129
ÖZGEÇMİŞ.....	133

SİMGELER DİZİNİ

\vec{A}	Vektör potansiyeli
a, b, c	Örgü parametreleri
$B_{\text{dış}}$	Dışardan uygulanan manyetik alan
f	Frekans
F_p	Çivilenme (perçinlenme) kuvveti
F_L	Lorentz kuvveti
e	Elektron yükü
\vec{E}	Elektrik alan
H_c	Termodinamik kritik manyetik alan
H_{c1}	Alt kritik manyetik alan
H_{c2}	Üst kritik manyetik alan
H_p	Nüfuz alanı
h	Planck sabiti,
I_{rms}	Akımın etkin değeri
I_c	Kritik akım değeri
J_c	Kritik akım yoğunluğu
J_s	Perdeleme akımlarının yoğunluğu
κ_{GL}	Ginzburg-Landau (GL) parametresi
μ_0	Boşluğun manyetik geçirgenliği
\vec{M}	Birim hacimdeki ortalama mıknatıslanma miktarı
ρ	Özdirenç
R	Direnç
T_c	Kritik sıcaklık
Φ_0	Kuantumlu manyetik akı
Q_m	Mıknatıslanma kayıpları
Q_t	Transport akım kayıpları
λ_L	Nüfuz etme derinliği
ξ	Uyum uzunluğu

χ_m	Manyetik alınganlık
χ'_n	Alınganlığın faz-içi bileşeni
χ''_n	Alınganlığın faz-dışı bileşeni
V	Voltaj

Kısaltmalar

A.A.	Alternatif akım
BSCCO	Bizmut-stronsiyum-kalsiyum-bakır-oksit ($\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+x}$)
CTFF	Sürekli tüpü doldurma ve katlama tekniği (continuous tube filling and folding)
FEM	Sonlu element metodu (finite element method)
FWHM	Yarı yükseklikteki tüm genişlik (full width half maximum)
HTS	Yüksek sıcaklık süperiletkenleri (high temperature superconductors)
LTS	Düşük sıcaklık süperiletkenleri (low temperature superconductors)
PIT	Tüp içinde toz (powder-in-tube)
XRD	X-ışını kırınımı
YBCO	İtrium-baryum-bakır-oksit ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$)

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1. Süperiletkenliğe geçiş sıcaklıklarının kilometre taşları.....	2
Şekil 2.1 Mükemmel bir iletkenin manyetizasyonu (Rose-Innes ve Rhoderick 1978).....	7
Şekil 2.2 Bir süperiletkenin manyetizasyonu (Rose-Innes ve Rhoderick 1978)	7
Şekil 2.3 Bir süperiletkenin kritik alan – kritik sıcaklık bağımlılığı (Tinkham 1996).....	8
Şekil 2.4 Kritik nicelikler olan T_c , H_c , ve J_c parametreleri tarafından tanımlanan kritik yüzey (Ekin 2004).....	9
Şekil 2.5.a. Tip 1, b. Tip 2 süperiletkenlerin faz diagramı (Rose-Innes ve Rhoderick 1978).....	11
Şekil 2.6 Tip 2 süperiletkenlerde ara durumda numuneye nüfuz etmiş olan vortekslerin merkezlerindeki süper-elektron yoğunluğu ve manyetik alan şiddeti.....	11
Şekil 2.7 Akı-akışı mekanizması: Manyetik alan altında numuneye sürülen akım Lorentz kuvveti oluşturur ve akıların sürüklenmesine neden olabilir (Sheahan 1994).....	14
Şekil 3.1 Kompozit bir süperiletkende meydana gelen toplam alternatif akım kaybı.....	16
Şekil 3.2.a. Çok damarlı bir süperiletkenin dış manyetik alan tarafından indüklenen perdeleme akımlarının damarlar içinde çiftlenmemiş durumu, b. tümüyle çiftlenmiş durumu gösterimi.....	18
Şekil 3.3 Sonsuz uzunlukta dilim geometri.....	21
Şekil 3.4 Bean modeline göre dilim geometriye sahip bir süperiletkenin alan ve akım profilleri.....	22
Şekil 3.5 Dilim geometride, uygulanan manyetik alan için numunenin içindeki alan ve akım profilleri.....	24
Şekil 3.6.a. Sadece manyetik alan, b. sadece transport akım uygulandığı zaman Bean Modeline göre numune içindeki alan ve akım eğrileri.....	25

Şekil 3.7 Kritik akımından küçük bir değerde alternatif akım taşıyan telin kesit alanında akım dağılımı. R_1 ile gösterilen kesikli daire hareket eden bir sınırdır ve R_2 akımın en çok nüfuz ettiği çaptır.....	27
Şekil 3.8 Silindirik kesit alanına sahip bir süperiletken tele uygulanan alternatif akım'ın bir döngüsü boyunca kesit alanındaki akım ($I < I_c$) profili....	28
Şekil 3.9 Silindirik bir süperiletken numune üzerinde Bean ve Kim Modellerinin öngörülerinin kıyaslanması.....	30
Şekil 4.1 Hesaplamalar için örnek geometri; ortadaki dikdörtgen bölge süperiletken, en dıştaki daire ise hesaplama kutusudur.....	44
Şekil 5.1 Bi-2212 ve Bi-2223 bileşiklerinin kristal yapısı.....	49
Şekil 5.2 MgB_2 'nin Kristal Yapısı (Buzea ve Yamashita 2001).....	51
Şekil 5.3 B ve Mg izotopları kullanılarak hazırlanmış numunelerin sıcaklığa göre mıknatıslanma eğrileri.....	52
Şekil 5.4 Yüksek enerjili bilyeli değirmen.....	56
Şekil 5.5 Isıl işlem esnasında istenilen atmosferin istenilen basınçta oluşturulduğu düzeneğin şematik gösterimi.....	58
Şekil 5.6 Tel ve tüp uç sivrilme ünitesi.....	59
Şekil 5.7 PIT tel çekme cihazı.....	59
Şekil 5.8 PIT tel hazırlamak için kullanılan demir tüp.....	60
Şekil 5.9 PIT yöntemiyle üretilen tel.....	60
Şekil 5.10 Sürekli tüpü toz ile doldurarak katlama (CTFF) sisteminin çalışma prensibi.....	61
Şekil 5.11 RIGAKU MiniFlex II masaüstü x-ışını toz kırınım diffraktometresi	62
Şekil 5.12 Alternatif Akım Alınganlık Ölçüm Sistemi Şeması.....	66
Şekil 5.13 Süperiletkenlerin manyetik histeris halkasının şematik gösterimi.....	68
Şekil 5.14 Dört nokta kontak yöntemi ile kritik akım ölçüm sistemi.....	68
Şekil 5.15 Voltaj ölçüm halkası.....	70

Şekil 5.16 Numune tutucusu ve voltaj kontaklarının hazırlanması.....	70
Şekil 5.17 Kullanılan BSCCO şerit numunesi.....	73
Şekil 5.18 Sıvı Azot ortamında transport alternatif akım kaybı düzeneği.....	73
Şekil 5.19 BSCCO şerit numuneden alınan transport alternatif akım kayıp ölçümü sonunu.....	75
Şekil 5.21 Sıvı Helyum transport kayıp ölçüm düzeneği için hazırlanan numune tutucusu.....	77
Şekil 5.22 Numune tutucusun şematik gösterimi.....	77
Şekil 5.23 Şekil 5.24 Krayostat'ın şematik gösterimi.....	77
Şekil 6.1 (1--) serisinde üretilen numunelerin X-ışını kırınımı deseni.....	79
Şekil 6.2 (5--) serisinde üretilen numunelerin X-ışını kırınımı deseni.....	80
Şekil 6.3 MgB_2 'nin (101) ana pikinin yarı yükseklikteki tüm genişlik (FWHM) incelemesi sonuçları.....	82
Şekil 6.4 MgB_2 'nin (112) pikinin yarı yükseklikteki tüm genişlik (FWHM) incelemesi sonuçları.....	82
Şekil 6.5 Bor saflığına göre yarı yükseklikteki tüm genişlik (FWHM) incelemesi sonuçları.....	82
Şekil 6.6 Fullprof ile artımı sonucunda elde edilen grafik.....	83
Şekil 6.7 (11-), (12-) ve (14-) basınç serilerinin hesaplanan a ve c örgü parametreleri.....	84
Şekil 6.8 Tel numunelerin XRD desenleri (telin boyuna kesit alanından elde edilmiştir).....	85
Şekil 6.9 Alternatif akım alınganlık ölçümlerinin B elementinin saflığına bağımlılığı.....	88
Şekil 6.10 Alternatif akım alınganlık ölçümlerinin Mg elementinin ortalama parçacık boyutuna bağımlılığı.....	89
Şekil 6.11 Alternatif akım alınganlık ölçümlerinin alan bağımlılığı.....	90
Şekil 6.12 Alternatif akım alınganlık ölçümlerinin uygulanan basınca bağımlılığı.....	91

Şekil 6.13 200 A/m, 400 A/m, 800 A/m ve 1600 A/m alanlar altında P(172) numunelerinin alternatif akım alınganlık ölçümlerinin sanal kısmı93
Şekil 6.14 200 A/m ve 800 A/m alan altında B15 - B55 ve B17 - B57 numunelerinin alternatif akım alınganlık ölçümlerinin sanal kısmı95
Şekil 6.15 200 A/m ve 800 A/m alan altında 176 Hz'de yapılan ölçümler.....96
Şekil 6.16 10 K de 15 ve 57 tellerinin $M(H)$ ölçümlerinden (iç grafik) hesaplanan kritik akım yoğunlukları.....97
Şekil 6.17 20 K de 15 ve 57 tellerinin $M(H)$ ölçümlerinden (iç grafik) hesaplanan kritik akım yoğunlukları.....98
Şekil 6.18 30 K de 15 ve 57 tellerinin $M(H)$ ölçümlerinden (iç grafik) hesaplanan kritik akım yoğunlukları.....98
Şekil 6.19 Hesaplanan F_p eğrileri.....100
Şekil 6.20 Bi-2223/Ag serit için $V(I)$ grafiği.....101
Şekil 6.21 Bi-2223/Ag serit için $I(V)$ grafiği.....102
Şekil 6.22 Numunelerin kritik akım değerleri.....103
Şekil 6.23 Şerit kesit alanı ve sayısal simülasyonda kullanılan değerlerin gösterimi.....104
Şekil 6.24 Deneysel sonuçlar (kesikli çizgi) ile hesaplanan sonuçların (düz çizgi) uyumu.....106
Şekil 6.25 tNi'nin 10-50 μm değerlerine karşılık hesaplanan, kritik akım değerinin dNi'ye bağımlılığı.....106
Şekil 6.26 Aynı koşullar altında Ni-kılıfsız ve kılıflı numuneler için yapılan hesaplama sonuçları.....108
Şekil 6.27 S-bare, s5 ve s6 numuneleri için 195 A alternative akım değerinde hesaplanan akım dağılımı.....108
Şekil 6.28 Kılıfsız (çıplak) BSCCO şeridin 72 ve 144 Hz'deki transport alternative akım kayıp ölçümleri.....111
Şekil 6.29 s5 kodlu BSCCO şeridin 36, 72 ve 144 Hz'deki transport alternative akım kayıp ölçümleri.....111

Şekil 6.30 s6 kodlu BSCCO şeridin 36, 72 ve 144 Hz'deki transport alternative akım kayıp ölçümleri.....	112
Şekil 6.31 Tüm Şekil 6.32 Ni-kaplama yapılmamış, çıplak Bi2223/Ag şerit örnek için deneysel ve hesaplama sonuçları numunelerin transport alternatif akım kayıp ölçümleri.....	114
Şekil 6.33 s5 numunesine ait transport alternatif akım kayıp ölçüm ve hasaplama sonuçları.....	116
Şekil 6.34 s6 numunesine ait transport alternatif akım kayıp ölçüm ve hasaplama sonuçları.....	116
Şekil 6.35 4-damarlı telin $I_c(B)$ sonuçları.....	119
Şekil 6.36 4-damarlı MgB ₂ +10% SiC / Nb / AgMg dikdörtgen telin transport alternatif akım kayıp ölçümü.....	120
Şekil 6.37 4-damarlı tel örneğe akım nüfuzu; akım artışıyla dışardan içeriye doğru gerçekleşir.....	122
Şekil 6.38 19-damarlı telin ve bu telden üretilen şeridin $I_c(B)$ sonuçları.....	123
Şekil 6.39 19-damarlı tel ve şerit için 72 Hz de gerçekleştirdiğimiz transport alternatif akım kayıp ölçümleri.....	125
Şekil 6.40 19-damarlı şerit için 72 ve 144 Hz de gerçekleştirdiğimiz transport alternatif akım kayıp ölçümleri.....	125

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 5.1 Bazı HTS'lerinin özellikleri.....	48
Çizelge 5.2 Başlangıç bor tozu kod adları ve özellikleri.....	55
Çizelge 5.3 Başlangıç magnezyum tozu kod adları ve özellikleri.....	56
Çizelge 5.4 Toz karışımlarının adlandırılması.....	56
Çizelge 5.5 Külçe numunelerin adlandırılması.....	57
Çizelge 5.6 Shunt voltaj değerlerinin tespiti.....	73
Çizelge 5.7 Deney ölçüm sonuçları ve kayıp hesabı.....	75
Çizelge 6.1 B17 numunesinin alternatif akım alınganlık ölçümlerinden elde edilen alternatif akım kayıp değerleri.....	95
Çizelge 6.2 Alternatif akım alınganlık ölçümlerinden elde edilen alternatif akım kayıp değerleri.....	96
Çizelge 6.3 Numunelere kaplanan Ni kılıfın dNi ve tNi değerleri ve ölçülen kritik akım değerleri.....	104
Çizelge 6.4 Hazırlanan numunlerin parametreleri.....	108
Çizelge 6.5 Ölçüm alınan MgB ₂ tellerin kesit alanları ve bazı özellikleri.....	119
Çizelge 6.6 4-damarlı telin $I_c(B)$ sonuçları.....	120

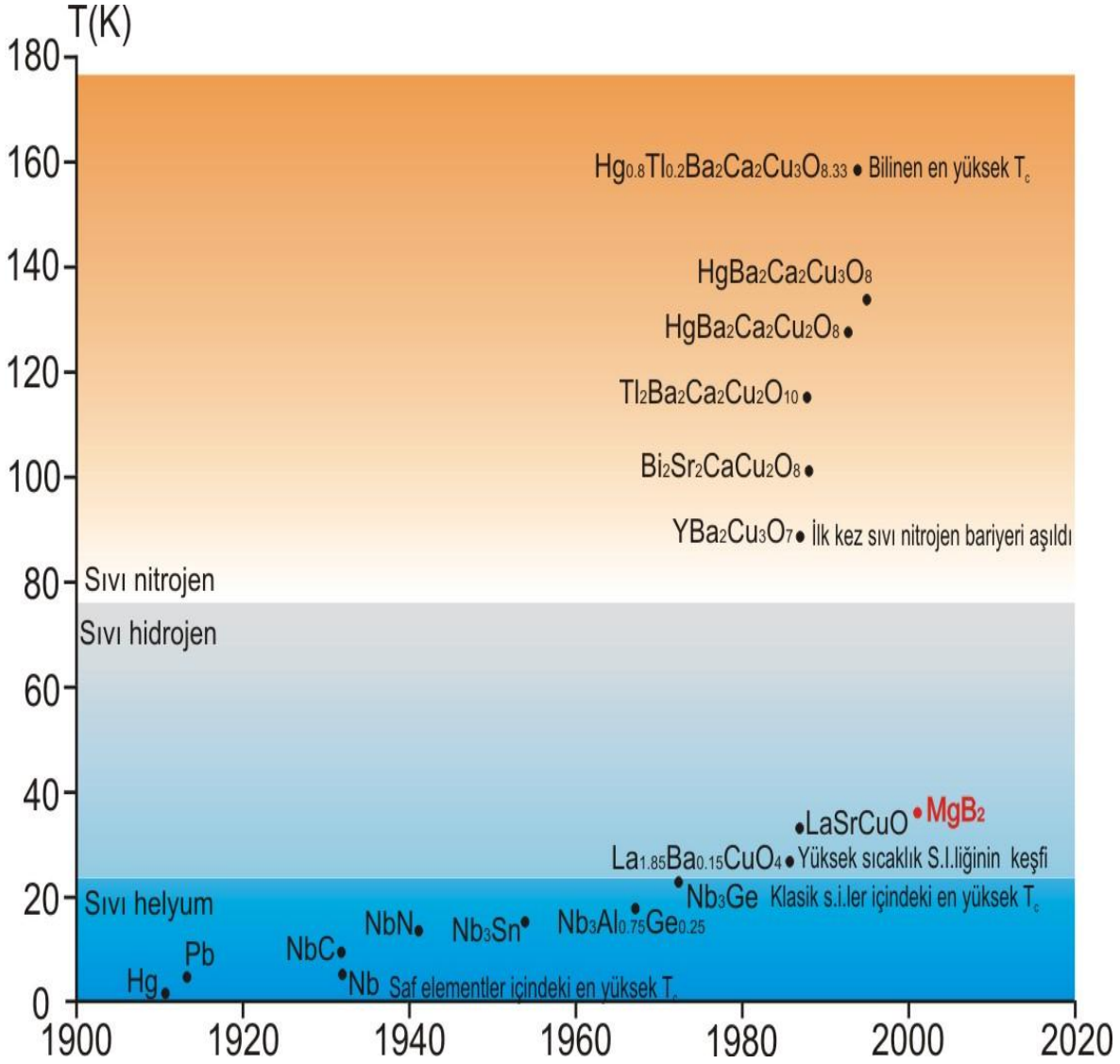
1. GİRİŞ

İnsan yaşantısında hayatı kolaylaştıran en önemli buluşun elektrik olduğunu söyleyebiliriz. Günümüzde hemen her alanda elektrik enerjisinden yararlanılmaktadır. Ancak, elektriğin kullanımı veya aktarılması sırasında büyük enerji kayıpları söz konusudur. 19. y.y.'ın başlarından beri bilim insanları bu kayıpları en aza indirmek için çalışmaktadırlar. Bu konuda çözüm olabilecek en ümit verici keşiflerden biri süperiletkenlik ve süperiletken malzemelerden üretilebilecek olan tellerdir.

Sıcaklığın düşürülmesiyle bir iletkenin elektriksel direncinin de düştüğü bilinmekteydi ve bu durum "Metalin soğutulması atomik titreşim genliklerinin azalmasına neden olur ve böylece elektronlar metal içinde daha kolay ilerleyebilirler." şeklinde açıklanıyordu. Fakat çok düşük sıcaklıklardaki direnç-sıcaklık bağımlılığı ile ilgili sadece öngörü yapılabiliyordu. Kamerlingh Onnes'in 1908 yılında Helyum'u sıvılaştırması 4 K gibi düşük sıcaklıklarda deney yapabilme imkânı sundu. Bu düşük sıcaklıklarda direnç davranışı incelendiğinde büyük bir sürprizle karşılaşıldı: bazı malzemelerin elektrik akımına karşı tüm dirençlerini kaybettikleri gözlemlendi. Bu değişim ilk olarak 1911 yılında Kamerlingh Onnes'in civa metalinin 4,15 K civarında elektrik direncinin ölçülemeyecek kadar küçük bir değere düştüğünü keşfetmesiyle ortaya çıktı. İlerleyen yıllarda birçok metal veya metalik alaşım malzemenin belli kritik sıcaklıklar altında elektrik akımına karşı tüm dirençlerini kaybetmeleri ve manyetik alan altında diyamanyetik özellik göstermelerinin keşfi ile birlikte bu durumun yeni bir termodinamik faz olduğu anlaşıldı ve "süperiletkenlik" olarak adlandırıldı.

Süperiletkenliğin temel parametrelerinden biri; normal durumdan süperiletken duruma geçişin gerçekleştiği sıcaklık olan, kritik sıcaklıktır. Bu sıcaklığın yükselmesi, ilgilenilen numunenin soğutulması gereken sıcaklığın yükseldiği yani soğutma maliyetinin azaldığı anlamına gelmektedir. Ayrıca, süperiletken bir sistemin kararlı çalışabilmesi için sistem kritik sıcaklığın çok altındaki sıcaklıklarda çalıştırılmalıdır. Bu nedenler yüzünden süperiletken alanındaki ilk mücadele, bu kritik sıcaklığın arttırılması üzerinde

gerçekleşmiştir. Bu yarışın bir özeti şekil 1.1’de verilmiştir. Hg’de süperiletkenliğin keşfi ile başlayan ve devamında elementler, bileşikler, alaşımlar ile devam eden bu yarış; bakır oksit bazlı, karmaşık yapıları ve üretimi daha zor süperiletkenlerin 138 K (Dai vd.1995) gibi kritik sıcaklıklarına kadar devam etmiştir.



Şekil 1.1 Süperiletkenliğe geçiş sıcaklıklarının kilometre taşları

Bilim insanları tarafından oda sıcaklığında süperiletken özellik gösteren bir malzeme arayışı ve kritik sıcaklık değerini sürekli daha yukarı çekme yarışı, MgB₂'nin 37,9 K'de süperiletken olduğunun keşfi ile süperiletkenlik alanındaki çalışmalara yeni bir bakış açısı getirmiştir. MgB₂ 1950'lerden beri bilinen metalik bir bileşiktir, fakat süperiletken olduğu ilk kez 2001 yılının Ocak ayında Akimitsu ve grubu tarafından rapor edilmiştir (Akimitsu 2011).

MgB₂'nin yüksek sıcaklık süperiletkenlere göre basit hekzagonal bir yapısı olmasına rağmen Bardeen – Cooper – Schrieffer (BCS) teorisinin öngördüğü limitin üstünde bir kritik sıcaklık ($T_c = 38$ K) değerine sahip olması, tip 2 süperiletkenlere göre daha ucuz olması ve “Crycooler” soğutma teknolojisindeki gelişmeler MgB₂'yi öne çıkaran unsurlardır. Yüksek T_c 'ye sahip basit bileşikler elde etme yönünde ümit verdiği için MgB₂'nin süperiletkenlik özelliğinin keşfi katıhal fiziğinde büyük bir heyecan yarattı. Deneysel ve teorik araştırmaları teşvik etti ve bu çalışmalarda özellikle MgB₂; külçe, ince film, tek kristal, tel ve şerit olarak incelendi. Çeşitli katkılama materyalleri kullanarak, katkılama ve üretim teknikleri değiştirilerek üretilen numuneler için; termodinamik çalışmalar, I_c ve manyetik alan bağımlılığı, mikrodalga ve tünelleme özellikleri, elektronik ve manyetik özelliklerinin sıcaklık ve frekans bağımlılıkları araştırıldı. Günümüzde halen bir kısım bilim insanı tarafından MgB₂ bileşiğinin süperiletkenlik özellikleri geliştirilmeye çalışılırken, diğer taraftan günlük yaşamımızdaki uygulamalarda yerini alabilmesi için araştırmacıların büyük kısmı tel ve şerit haline getirme çalışmaları yapmaktadır. En önemli uygulamalar uzun süperiletken tel yapımı ve bu tellerden bobin sarılması olarak karşımıza çıkmaktadır. Teller için süperiletken malzeme üretiminde karşılaşılan sıkıntılara ek olarak uygulamalarda da bir takım yeni sıkıntılar ortaya çıkmaktadır. Bobin vb. kullanımları için tel ve şeritlerin esnekliği, bükülebilirliği ve dayanıklılığı ciddi araştırma konusudur.

Ayrıca tüm süperiletken tellerde ve bobinlerde meydana gelen kayıplar başka bir problem olarak ortaya çıkmaktadır. Bu tez çalışmasında, yüksek sıcaklık süperiletkenleri arasında öne çıkan BSCCO ve süperiletkenle arasında çığır açan MgB₂'de meydana gelen a.a. koşullarındaki kayıplara değinilecektir. Bu çalışmanın ikinci bölümünde süperiletkenlikle

ilgili temel kavramlar incelenecektir. Üçüncü bölümde a.a. koşullarında meydana gelen kayıplar, oluşum mekanizmaları ve modellenmeleri anlatılarak, çalışmanın odak noktası olan transport a.a. sürülen teldeki kayıplardan bahsedilecektir. Üçüncü bölümde son olarak, çok damarlı kompozit bir süperiletkendeki kayıpları etkileyen faktörler verilecektir. Transport a.a. kayıplarının, kritik durum modelinin yardımıyla “sonlu elemanlar metodu (FEM) kullanılarak nasıl simüle edildikleri” çalışmanın dördüncü bölümünde anlatılacaktır. Beşinci bölümde, bu çalışma kapsamında incelenen materyallerden bahsedilerek kullanılan ölçüm teknikleri anlatılacaktır. Son olarak araştırma bulguları ve sonuçlar verilecektir.

2. TEMEL KAVRAMLAR

Bu bölümde, temel süperiletkenlik kavramlarına kısaca değinilecektir. Bu bölümdeki ilgi, a.a. kayıpları ile ilgili durumlar üzerinde odaklanacaktır.

Süperiletkenlik, bazı malzemelerin (metal, alaşım veya bileşik) belli bir kritik sıcaklık değerinin altına soğutulduklarında ve belli bir kritik manyetik alanın değerinin altında tutulduklarında çarpıcı iki özellik sergiledikleri karakteristik bir durumdur: (i) *Mükemmel iletkenlik* ($\rho = 0$), (ii) *Mükemmel diyamanyetizma* ($\chi_m = -1$).

2.1 Süperiletkenlerde Direnç Kavramı

Bir süperiletkendeki sıfır direncin anlamı; süperiletkenden akım geçirildiği zaman, herhangi bir voltaj düşüşü yaşamamasıdır. Fakat bu durum sadece sabit değerli doğru akım uygulandığında geçerlidir. A.a. uygulandığında gözlenen direnç, T_c 'nin altındaki sıcaklıklarda metaldeki elektronların iki cins olduğunu varsayarak açıklanabilir. Bunlardan birisi, Cooper-çiftleri formunda bulunan süper-elektronlardır ve elektriği direnç ile karşılaşmadan taşıyabilirler. Geri kalan elektronlar normal elektronlardır ve malzemenin örgüsünden geçerken saçılırlar ve dirençle karşılaşılır (Rose-Innes ve Rhoderick 1978).

Sabit doğru akım koşullarında, süperiletkenlerde elektrik alan olmaması gerekir; aksi takdirde süper-elektronların sürekli olarak ivmelenmesi ve akımında artması gerekir. Bu durumda, normal elektronları sürmek için bir elektromotif kuvvet yoktur ve tüm akım süper-elektronlar tarafından iletilir ve hiçbir kayıp gözlenmez. A.a. koşullarında, elektronları ivmelendirmek için bir elektrik alan bulunmalıdır. Elektronların kütlesi (çok küçük olsa bile) yüzünden süper-akım elektrik alanının gerisinde kalır. Bu yüzden süper-elektronlar indüktif empedans oluşturur. Bunlara ilaveten, elektrik alan söz konusu olduğu için, akımın bir kısmı normal elektronlar tarafından taşınır ve bu da süperiletkende ki tüm a.a. üzerinde belli bir güç kaybına neden olur.

2.2 Mükemmel Diyamanyetizma (Meissner Etkisi)

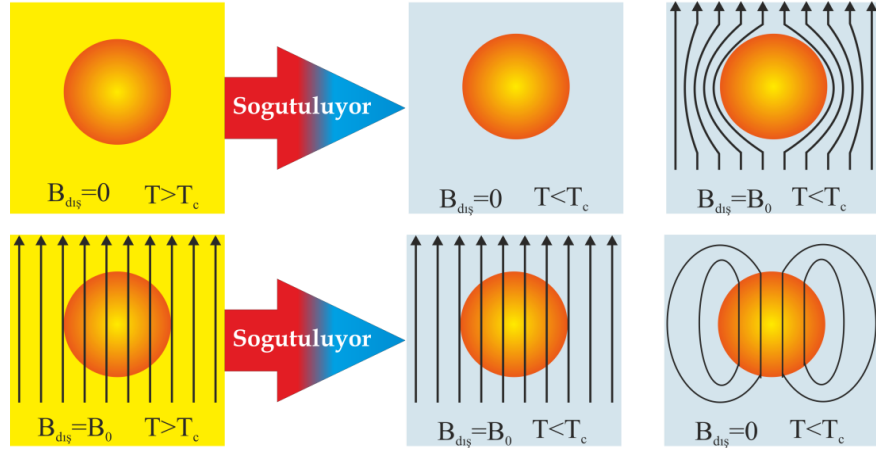
Süperiletkenler, elektrik ve manyetik özelliklerin eşsiz bir kombinasyonuna sahiptirler. “Süperiletkenlik” terimi sıfır direnç ($R=0$) anlamı uyandırsa da, sadece mükemmel bir iletken değildirler. Bir mükemmel iletken hayali bir kapalı halka düşünürsek, bu halkanın direnci sıfırdır bu yüzden de halkanın içinde kalan manyetik akı değişmez. Bunun anlamı şekil 2.1’de de gösterildiği gibi numune önce soğutulup sonra manyetik alan uygulandığında, manyetik alan numuneye nüfuz edemezken, manyetik alan altında soğutulan bir numunenin üzerindeki manyetik alan kaldırıldığında ise içerde kalan alan tuzaklanır. Süperiletkenler, 1933’e kadar sadece ideal iletken olarak düşünülmekte iken 1933’de W. Meissner ve R. Ochsenfeld süperiletkene uygulanan manyetik alanın (mükemmel iletkenlerdekinden farklı olarak) numuneye nüfuz edemediğini keşfetmeleri (Meissner ve Ochsenfeld 1933) ile yeni bir faz olduğu anlaşıldı. Bu olgu Meissner Etkisi olarak adlandırılmıştır ve süperiletken ile mükemmel iletken arasındaki farkı açık bir şekilde ortaya koymuştur (Şekil 2.2).

Süperiletken durumu karakterize eden bu temel özelliklerin yanında, süperiletkenlerin tipik bazı termodinamik ve elektromanyetik özellikleri de vardır.

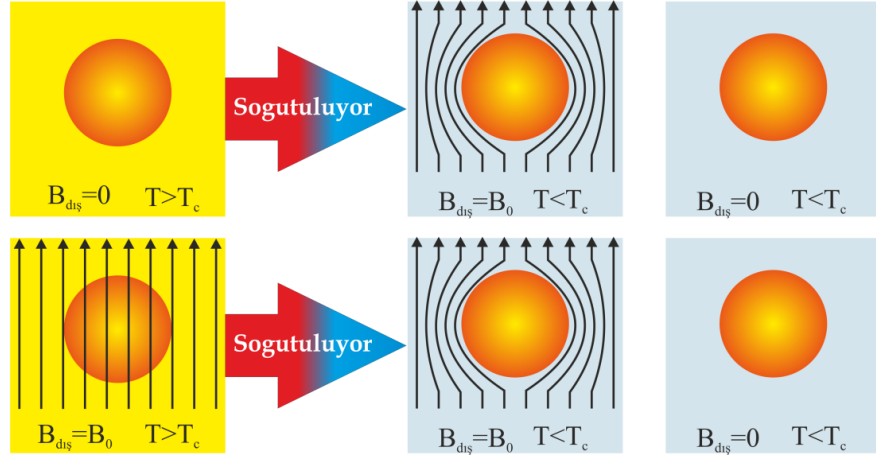
2.3 Kritik Nicelikler

2.3.1 Kritik sıcaklık, T_c

Sıcaklığa bağlı elektriksel direnç ölçümü yaparsak belirli bir sıcaklığa düştüğünde artık direnç sıfır olur. Bu sıcaklığa **kritik sıcaklık** denir ve T_c ile ifade edilir. Genelde kritik sıcaklık değeri küçük miktardaki safsızlıklara duyarlı değildir, fakat manyetik safsızlıklar kritik sıcaklığı azaltma eğilimindedir (Rose-Innes ve Rhoderick 1978).



Şekil 2.1 Mükemmel bir iletkenin manyetizasyonu (Rose-Innes ve Rhoderick 1978)

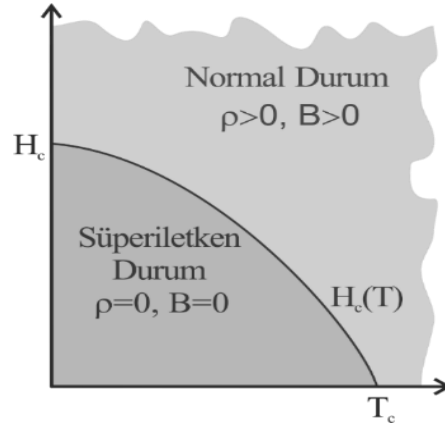


Şekil 2.2 Bir süperiletkenin manyetizasyonu (Rose-Innes ve Rhoderick 1978)

2.3.2 Kritik alan, H_c

Süperiletkenin sıcaklığı T_c 'nin altında bir sıcaklıkta sabitlenip uygulanan manyetik alan arttırılırsa alan belirli bir değere ulaştığında süperiletken fazdan normal faza bir geçiş olur. Malzemeyi süperiletken durumdan normal duruma geçiren bu manyetik alan değerine **kritik manyetik alan** denir. Tinkham kitabında, bu kavramın sıfır alan altında süperiletken ve normal durumlar arasındaki serbest enerji farkı ile termodinamik olarak ilişkili olduğuna değinmektedir. Daha açık söylemek gerekirse, süperiletkenlik fazının serbest enerjisi normal fazından daha düşüktür. Termodinamik olarak, sıfır alan altındaki süperiletken

faz ile sonlu bir manyetik alan (H_0) altındaki süperiletken faz arasında $H_c^2/8\pi$ kadarlık bir manyetik enerji farkı vardır. Süperiletken durumdan normal duruma geçiş; manyetik alan altındaki süperiletkenin serbest enerjisinin normal metalin serbest enerjisine ulaştığı anda gerçekleşir: **Normal Durum Serbest En. – Süperiletken Durum Serbest En. = $H_c^2/8\pi$** . Süperiletkene bu enerjiyi sağlayan manyetik alana kritik manyetik alan denir ve bu değer sıcaklığın bir fonksiyonudur (Schmidt 1997). Bu bağımlılık deneysel olarak bulunmuştur ve şu şekilde ifade edilir: $H_c(T) = H_{c0}(1 - (T/T_c)^2)$. Bu bağımlılık şematik olarak şekil 2.3’de gösterilmiştir. Bu eşitlikten görülebileceği gibi, kritik alanın değeri $T = 0$ K’de maksimumdur ve $T = T_c$ sıcaklığında ise sıfır olur. Bu durum beklenen bir sonuçtur. Çünkü $T = T_c$ sıcaklığında örnek zaten normal durumdadır. Bir süperiletkene uygulanan manyetik alanla sıcaklık arasındaki ilişki şekil 2.3’de verilmiştir.

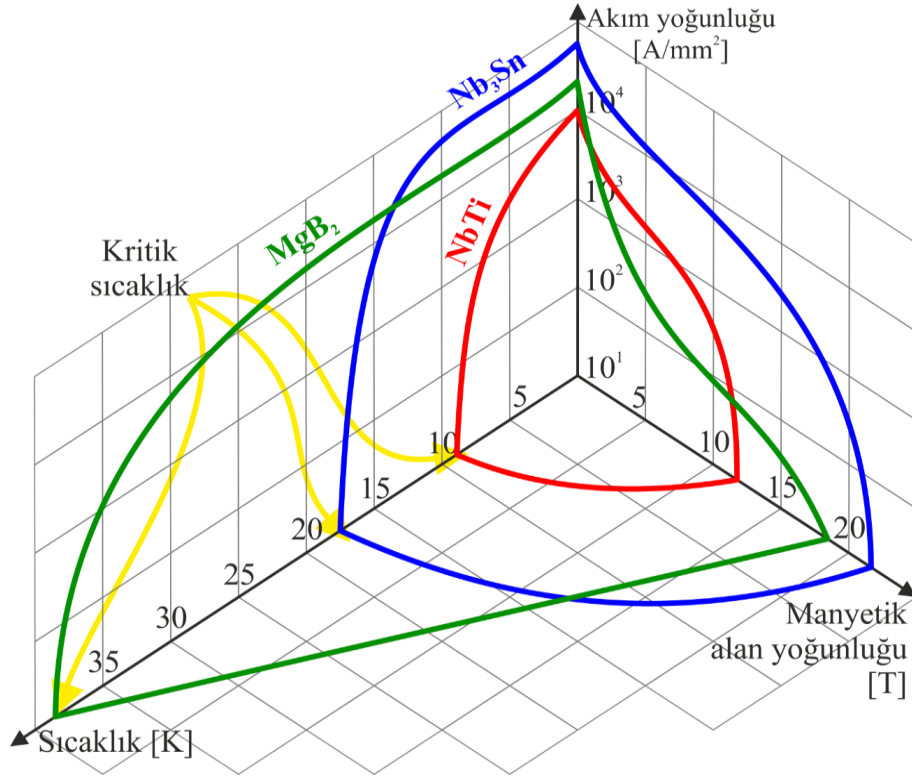


Şekil 2.3 Bir süperiletkenin kritik alan – kritik sıcaklık bağımlılığı (Tinkham 1996)

2.3.3 Kritik akım yoğunluğu, J_c

Uygulamalar açısından süperiletkenlerin en önemli fiziksel karakteristiği, uygulanan H manyetik alan altında belli bir T sıcaklığındaki kayıpsız taşıyabildikleri maksimum akım yoğunluğu, $J_c(H,T)$, olarak adlandırılmıştır. H_c ve T_c 'den farklı olarak J_c malzemeye has bir özellik değildir, fakat malzemenin metalurjik durumuna bağlıdır.

Tüm bu kritik değerlerin oluşturduğu bir yüzey söz konusudur ve bu yüzeyin içindeki bölgede malzeme süperiletkendir (Şekil 2.4).



Şekil 2.4 Kritik nicelikler olan T_c , H_c , ve J_c parametreleri tarafından tanımlanan kritik yüzey (Ekin 2004)

2.4 Süperiletkenlerin Sınıflandırılması

2.4.1 T_c 'ye göre sınıflandırılması

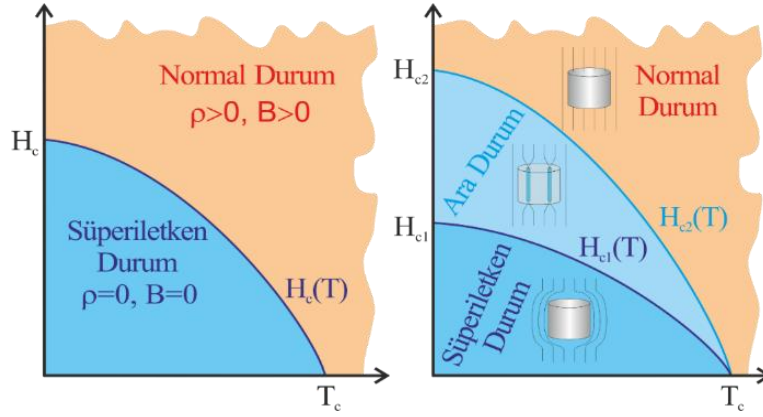
Süperiletkenler, T_c kritik sıcaklıklarına göre; düşük sıcaklık süperiletkenleri (LTS) ve yüksek sıcaklık süperiletkenleri (HTS) olarak sınıflandırılmaktadır. Kronolojik olarak LTS, HTS'den önce keşfedilmiştir ve HTS'ye göre daha basit yapıya sahiptirler. LTS grubunun sahip olduğu maksimum kritik sıcaklık yaklaşık 25 K'dir. Bu grubun en bilinen tipik üyeleri Nb_3Sn (Matthias vd. 1954) ve $NbTi$ (Hulm ve Blaugher 1961)'dir ve ticari olarak diğer süperiletkenlerden daha yaygın kullanıma sahiptir. Diğer taraftan HTS grubu 1986 (Bednorz ve Muller 1986)'dan sonra keşfedilmiştir ve yapıları LTS'ninkinden çok daha

karmaşıktır. Maliyetli ve zor bir üretim aşamasına sahip olan bu gruptaki süperiletkenlerin sahip olduğu en düşük kritik sıcaklık ise 50 K civarındır. Bu grubun en bilinen ve en çok kullanılan üyeleri ise 92,87 K'lik T_c değeri ile $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ve 110 K'lik T_c değeri ile BSCCO'dur.

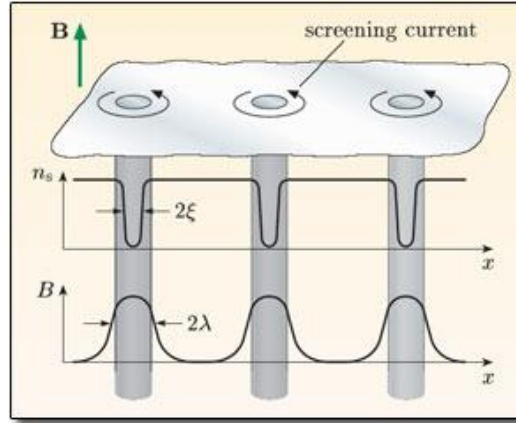
2.4.2 H_c 'ye göre sınıflandırılması

Tüm süperiletkenler tamamen aynı davranışı sergilemezler, uygulanan manyetik alana karşı sergiledikleri karakteristiğe göre süperiletkenler iki gruba ayrılmaktadır; tip 1 ve tip 2. Bu gruplar arasındaki sınır Abrikosov (Abrikosov 1957) tarafından belirlenmiştir. Uygulanan alanın numunenin yüzeyinden merkezine doğru nüfuz ettiği derinliğin ölçüsü olan "nüfuz etme derinliği, λ_L "nin elektronların Cooper çifti olarak kat ettikleri yolun ölçüsü olan "uyum uzunluğu, ξ "na oranlanması ile Ginzburg-Landau (GL) parametresi, κ_{GL} , elde edilir. Abrikosov'a göre, GL parametresi ile süperiletken ve normal bölgeler arasındaki yüzey enerjisi hakkında bilgi edinmek mümkündür. Buna göre; yüzey enerjisi pozitif ($\kappa_{GL} < 1/\sqrt{2}$ ise) malzeme tip 1 süperiletken sınıfına aittir ve tersi ise ($\kappa_{GL} > 1/\sqrt{2}$ ise) tip 2 süperiletken grubuna aittir.

Bir tip 1 süperiletken sadece tek kritik manyetik alan değerine sahiptir ve bu değer altında tam bir Meissner etkisi sergilerlerken, üzerindeki değerlerde tümüyle normal durumdadır. Tip 1 süperiletkenler şekil 2.5.a'da gösterildiği gibi bir faz diyagramı sergiler. Uygulamalarda kullanılan süperiletkenlerin çoğu tip 2 süperiletkenlerdir ve alt ve üst kritik alan, H_{c1} ve H_{c2} , ile karakterize edilen bir faz diyagramı sergilerler, şekil 2.5.b'de H_{c1} 'in altında kalan alanda süperiletken Meissner durumundayken, H_{c1} ile H_{c2} arasındaki bölgede manyetik akının kısmen numuneye nüfuz ettiği ara durumdadır. H_{c2} 'nin üstünde malzeme normal duruma geçer. Uygulamalarda, süperiletkenlerin ara durumdaki özellikleri büyük önem taşımaktadır.



Şekil 2.5 a. Tip 1, b. Tip 2 süperiletkenlerin faz diagramı (Rose-Innes ve Rhoderick 1978)



Şekil 2.6 Tip 2 süperiletkenlerde ara durumda numuneye nüfuz etmiş olan vortekslerin merkezlerindeki süper-elektron yoğunluğu ve manyetik alan şiddeti

2.5 Ara Durum

Tip 2 süperiletkenler, normal ve süperiletken durumlardan farklı “ara durum” olarak adlandırılan yeni bir durum sergilerler. Ara durumda, Meissner etkisi geçerli değildir ve manyetik alan süperiletkene kısmen nüfuz edebilir ama süperiletkenlik kaybolmaz. Normal ve süperiletken bölgelerin aynı anda var oldukları bu durumu anlayabilmek için termodinamiğe dönerek serbest enerjiyi incelemeliyiz. Malzemeler her zaman toplam serbest enerjinin en düşük olduğu durumu tercih ederler. Bilindiği gibi bir malzemenin iki fazı arasında bir yüzey varsa, bu yüzeyle ilişkili bir yüzey enerjisi söz konusudur. Eğer yüzey enerjisi pozitif ise, malzeme yüzey alanını minimize etme eğilimi sergileyerek

sadece bir tane sınır oluşturacaktır. Eğer yüzey enerjisi negatif ise, yüzey alanını genişletme eğilimi ile bölgeler arasında çoklu sınırlar oluşturacak bir düzene sahip olacaktır (Sheahen 2002). Tip 2 süperiletkenlerde, normal ve süperiletken bölgeler arasındaki yüzey enerjisi negatiftir ve bu yüzden süperiletkenin içinde çok sayıda normal bölge oluşur (Rose-Innes ve Rhoderick 1978). Ayrıca, bu yüzeyin alanının normal bölgenin hacmine oranının maksimum olduğu geometrik düzen, normal bölgelerin silindirik yapıya sahip olmaları ve bu silindirlerin uygulanan manyetik alan yönünde yönelmeleriyle elde edilmektedir. Bu silindirik normal merkezler akı çizgilerini hapseder ve her birinde hapsedilen akı miktarı $\Phi_0 = h/2e = 2,0678 \cdot 10^{-15} T \cdot m^2$ kadardır (h =Planck sabiti, e =elektron yükü). Bu kuantumlu akı demetleri flakson olarak adlandırılır ve uygulanan alan ile aynı yönlüdür. En yüksek akı yoğunluğu, yarıçapı ξ (uyum uzunluğu) olan merkezdedir. Bu merkezin dışında yarıçapı λ_L (nüfuz etme derinliği) olan bir bölge daha vardır. Bu dış bölgede manyetik akı ile merkezin etrafında dolanan perdeleme akımları bu bölgede birlikte bulunurlar. Bu perdeleme akımlarının akım yoğunluğu, J_s , silindirin merkezinden uzaklaştıkça azalır (Poole vd. 2007). Bu silindirik normal bölgeler “*vorteks (girdap)*” olarak adlandırılmıştır.

Bir süperiletken numuneye uygulanan manyetik alan *birinci kritik manyetik alan değerine* (H_{c1}) ulaştığı anda ilk flakson numuneye nüfuz eder. Bu vorteks numunenin yüzeyine yakın bir yere yerleşir. Alan arttırılmaya devam ederse, daha fazla flakson numuneye nüfuz eder. Vorteksler, eşit büyüklükte akı demetine (flaksona) sahip olduklarından birbirlerini eşit kuvvetlerle iterler. Bu yüzden vorteksler, birbirlerinden olabildiğince uzak durdukları ve kuvvet dengesinin sağlandığı düzende yerleşirler. Alan artışıyla numuneye yeni nüfuz edenler daha önce nüfuz etmiş olanları daha içerilere iterler. Vorteks yoğunluğu yeteri sayıya ulaştıca yerleşim düzeni genellikle hegzagonal bir yapı sergiler ve bu *Abrikosov Vorteks Örgüsü* olarak bilinmektedir. Hekzagonal yerleşim her zaman geçerli değildir, manyetik alanın numuneye uygulanma yönüne bağlı olarak farklı yerleşimlerde gözlenmiştir (Sheahen 2002). Uygulanan alan *ikinci kritik manyetik alan değerine* (H_{c2}) ulaştığı zaman vorteksler en sıkışık durumdadır ve bu değerde numune tümüyle normal duruma geçiş yapar. Normal bölgeler ile süperiletken bölgelerin bir arada bulunduğu bu

durum “*ara durum*” olarak adlandır ve tip 2 süperiletkenlere has bir özelliktir. Ara durum, uygulanan manyetik alan H_{c1} ile H_{c2} arasındaki değerlere sahipken oluşmaktadır.

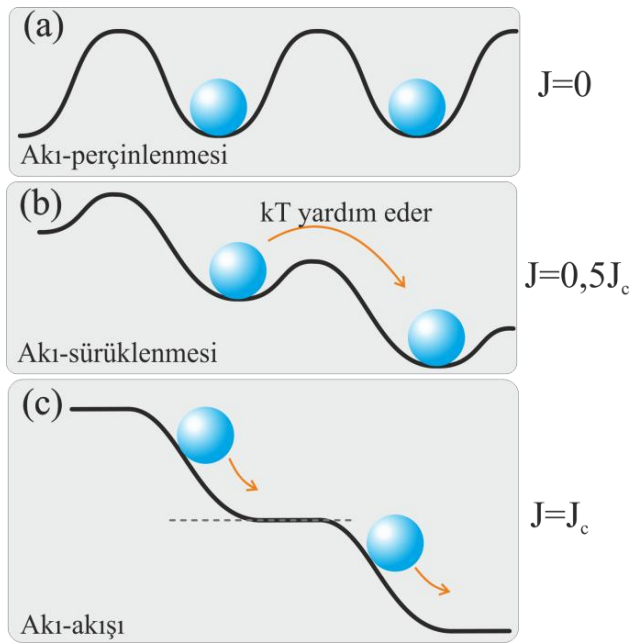
Abrikosovdan sonra, tip 2 süperiletkenlerin mıknatıslanması Bean (Bean 1962, 1964) tarafından deneysel olarak tanımlanmıştır. Akım ve manyetik alan dağılımı için makroskopik bir model önermiş ve böyle numunelere akı nüfuzunun düzgün olmadığını göstermiştir. Bean'nin bu modeli Kritik Durum Modeli olarak adlandırılmıştır. Tip 2 süperiletkenleri modellemek için yaygın olarak kullanılan bu modelin detayları üçüncü bölümde daha detaylı olarak verilecektir.

2.6 Akı Perçinlenmesi / Sürüklenmesi / Akışı / Sıçraması

Mükemmel bir saflığa sahip olan bir numunede, akı çizgileri kolaylıkla hareket edebilir ve numune içindeki yoğunluklarını uygulanan alan ile orantılı olarak ayarlayabilirler. Fakat tip 2 süperiletkenlerde safsızlıklar ve kusurlar var ise flaksonlar buralara çivilenebilirler ve artık düzgün bir dağılımdan söz edilemez. Diğer bir deyişle; numunede makroskopik bir manyetik alan dağılımı gözlenir. Çivilenen flaksonları harekete geçirmek için aşılması gereken bir enerji bariyeri vardır. Akı çivilemesini, flaksonların yüksekliği F_p (çivileme kuvveti) olan ve belli aralıklarla yerleşmiş çivileme kuyularına konumlanması şeklinde farz edebiliriz. Flaksonların hareket edebilmek için bu kuyulardan sıçraması gereklidir (Şekil 2.7.a). Belli bir alan değerinde perdeleme akımları kararsızlaşır ve manyetik alan süperiletken bölgeye nüfuz etmeye başlar ve bu durum sıcaklık artışına neden olur. Sıcaklıktaki bu artış, kritik sıcaklık değerinin üzerine çıkabilir. Bu kararsızlık olgusu, akı sıçraması olarak bilinmektedir (Wilson 1983).

Bu durumdaki bir süperiletkene bir akım sürüldüğü zaman her bir vortekse bir Lorentz kuvveti etki etmeye başlar: $\vec{F}_L = \vec{j} \times \vec{B} = \vec{j} \times \vec{\Phi}_0$. Düşük akım miktarlarında, çivileme kuvveti Lorentz kuvvetinden büyük olduğu için (Şekil 2.7.b) vorteksler çivilenme merkezlerinde tuzaklanırlar. Uygulanan akım belli bir akım miktarına eşit ve üzerinde

olduğu zaman Lorentz kuvveti çivileme kuvvetini aşar ve akı çizgileri hareket etmeye başlar (Şekil 2.7.c). Bu harekete akı-akışı ve bu eşitliği sağlayan akım yoğunluğuna J_c denir. Bu değer süperiletkenin taşıyabileceği maksimum akım miktarını verdiği için üzerindeki değerlerde süperiletken normal duruma geçer. HTS'lerinde bazı akı hareketleri, flakson örgüsündeki oluşabilen termal değişimler (dalgalanmalar) sayesinde de gerçekleşebilmektedir. Bu hareket yavaş ve daha düzensiz gerçekleşir ve akı-sürüklenmesi (flux-creep) olarak adlandırılır.



Şekil 2.7 Akı-akışı mekanizması: Manyetik alan altında numuneye sürülen akım Lorentz kuvveti oluşturur ve akıların sürüklenmesine neden olabilir (Sheahan 1994)

3. ALTERNATİF AKIM KAYIPLARI

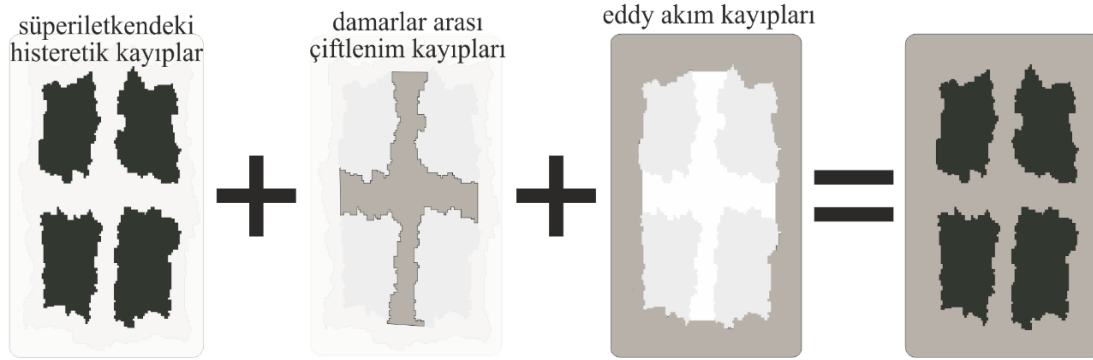
Daha önce bahsettiğimiz gibi; bir süperiletkene I_c değerinden küçük sabit bir akım sürüldüğü zaman, bu akım herhangi bir elektrik direnciyle karşılaşmaz. Dolayısıyla enerji kaybı gözlenmez. Buna karşın; tip 2 süperiletkenler alternatif akıma ve/veya alternatif manyetik alana maruz bırakıldıklarında enerji kaybı gözlenir. Akımın/alanın bir döngüsü esnasında, iletkenin içindeki akım dağılımı buna bağlı olarak sürekli değişir. Bu değişim, akım ya da manyetik alan kaynağı tarafından karşılanan bir enerji gerektirir. Süperiletkende enerji kaybı, ya soğutma sıvısının buharlaşmasına neden olur ya da soğutucu cihaza ekstra yük getirir. Bu yüzden bir cihazın tasarımı için kullanılan iletkenin a.a. kaybı önemli bir olgudur (Carr 2001).

3.1 Kayıp Mekanizmaları

Bir kompozit süperiletkendeki güç kayıpları, enerjiyi sağlayan kaynağa göre iki sınıfa ayrılabilir. Eğer kayıplar, süperiletkene dışardan uygulanan alternatif manyetik alan yüzünden meydana geliyorsa ***mıknatıslanma kayıpları, Q_m*** , olarak adlandırılır ve bu kayıp manyetik alanı üreten enerji kaynağı tarafından sağlanmaktadır. Numunenin manyetik momenti, ***m***, manyetik alandan kaybolan enerji miktarı hakkında bilgi sağlar. Eğer kayıplar, süperiletkene sürülen alternatif akımdan kaynaklanıyorsa ***transport akım kayıpları, Q_t*** , olarak adlandırılır ve akımı sağlayan enerji kaynağı kaybolan gücü sağlar. Numune üzerinden okunan ***V*** voltajı, kaybolan enerjinin ölçüsüdür.

Süperiletkenlerdeki a.a. kayıplarından bahsedildiği zaman, meydana gelen tüm elektriksel kayıp kastedilmektedir. İster uygulanan değişken manyetik alan kaynaklı olsun, ister uygulanan değişken akım kaynaklı olsun bir kompozit süperiletkende a.a. kaybından kasıt: toplam kayıptır. Toplam kayıp bileşenleri şematik olarak 4 damarlı bir kompozit süperiletken için şekil 3.1’de verilmiştir. Bunlardan ilki; soldan ilk şekilde siyah renkle gösterilen süperiletkenin “bizzat kendinin doğrusal olmayan elektromanyetik davranışından kaynaklanan histerik kayıplar”dır. İkincisi; süperiletken damarlar arasındaki (şekilde t

şekilli gri kısım) normal kısmında “damarların çiftlenmesi kaynaklı ohmik kayıplar”dır. Son önemli bileşen ise; iletkenin normal metal kısımlarında meydana gelen “eddy akım kaynaklı ohmik kayıplar”dır.



Şekil 3.1 Kompozit bir süperiletkende meydana gelen toplam a.a. kaybı

3.1.1 Histerik kayıplar

Bir süperiletkene dışardan manyetik alan uygulandığı zaman, kuantumlu manyetik alan çizgileri formunda numuneye yüzeyinden nüfuz etmeye başlar. Eğer bu manyetik alan zaman ile değişiyor ise, nüfuz ettiği bölgede Faraday yasasına göre bir \vec{E} elektrik alanı indükler:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt} \quad (3.1)$$

Bu elektrik alan, “perdeleme akımlarını” indükler ve bu sayede numunenin iç bölgesi uygulanan alandan korunmuş olur. Perdeleme akımları, süperiletken içindeki manyetik alan dağılımını Ampere yasasına göre belirler:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad (3.2)$$

Bu perdeleme akımları $\vec{E} \cdot \vec{J}$ 'lik bir enerji kaybına sebep olur. Bu kaybolan enerji, manyetik alanın kaynağından gelir ve perçinlenmiş akı çizgilerinin perçinlendikleri yerden ayırmak ve hareket ettirmek için harcanan enerjidir. Bu enerji ısı enerjisine dönüşür ve soğutma sistemi tarafından sistemden uzaklaştırılması gereklidir. Bu sebepten a.a. kayıpları istenmeyen bir durumdur.

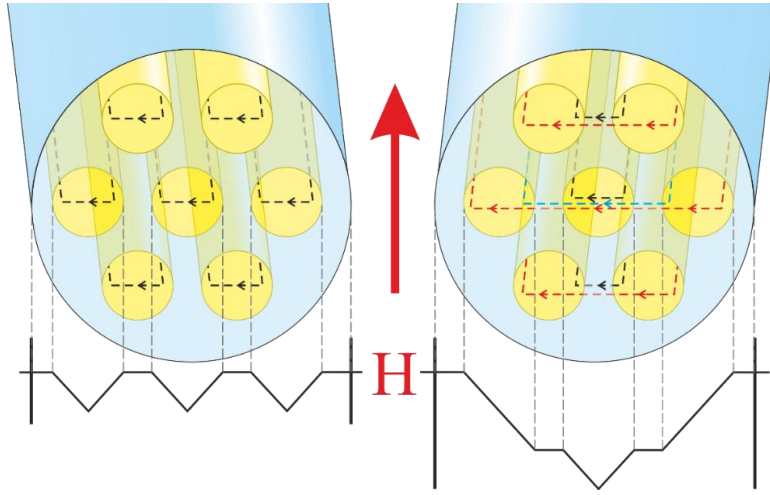
Bir süperiletkene sürülen alternatif akım da numunenin süperiletken kısımlarında histerik bir kayba neden olur. Bu durumda a.a.'nın numune etrafında indüklediği öz-alan, dışardan uygulanan manyetik alan rolünü oynar (Norris 1970). Histerik kayıplar, Bean modeli konu başlığı altında daha detaylı anlatılacaktır.

3.1.2 Çiftlenim kayıpları

Süperiletken teller, bazı uygulamalarda yüksek manyetik alanlar altında çalışmalıdır. Bu durumlar için süperiletkenden kaynaklanan histerik kayıpları azaltma yollarından birisi, süperiletkenin kesit alanını küçültmektir. Bu durumda, aynı miktarda akımı taşımak için geniş tek bir damar kullanmaktansa toplamda aynı süperiletken kesit alanına sahip çok damarlı bir geometri tercih edilmektedir. Bu damarlar normal metal matrikse gömülerek mekanik olarak da dayanıklı teller üretilmektedir. Bu tür yapılar “kompozit süperiletkenler” olarak adlandırılmaktadır.

Dışardan a.a. koşulları uygulandığında, her bir damarda perdeleme akımları oluşur, şekil 3.2.a'da soldaki çizimde gösterilmiştir. Bu a.a. değişim hızı (frekansı) yeterince büyükse, manyetik alan normal metal matriksin direncinin üstesinden gelir ve perdeleme akımları damardan çıkarak normal metal matriksin üzerinden geçerek diğer damarlara ulaşır. Tümüyle çiftlenmiş bir kompozit süperiletkenin şematik gösterimi şekil 3.2.b'de sağdaki çizimde verilmiştir. Bu şekilde damarlar çiftlenmiş olur ve bunu sağlayan bu akım halkaları çiftlenim akımları olarak adlandırılır.

Kompozit süperiletkenlerde istenmeyen kayıpların büyük bir kısmı çiftlenim akımlarından kaynaklanır. Çoğunlukla süperiletken damarın içinde akar ama sonunda halkayı tamamlamak için normal matriksten geçmesi gerekir. Bu durum da “Joule güç kaybı”na neden olur. Bu kayıplar frekansa bağımlı kayıplardır.



Şekil 3.2.a. Çok damarlı bir süperiletkenin dış manyetik alan tarafından indüklenen perdeleme akımlarının damarlar içinde çiftlenmemiş durumu, b. tümüyle çiftlenmiş durumu gösterimi

3.1.3 Eddy-akım kayıpları

Kompozit süperiletkenin yapısında göz ardı edilemeyecek boyutlarda normal metal bölgeler varsa, uygulanan alandaki değişim eddy akımlarını da indükler. Eddy akımlarının oluşturduğu akım halkasının tamamı süperiletken olmayan bölgelerde bulunabilir. Bu kayıp büyük önem taşır çünkü normal matriksin direnci, süperiletken damarların direncinden kat ve kat fazladır. İstenmeyen bu eddy akımları sürtünmeden ve elektronların metal kılıf örgüsündeki hareketinden dolayı bir Joule güç kaybı oluşturur.

Eddy akım kayıplarının mekanizması çiftlenim kayıplarınıninkiyle eşdeğerdir ve bu yüzden bu iki kayıp birbiriyle karıştırılır. Fakat ikisinin arasındaki kavramsal ayrım önemlidir; eddy akım kayıpları süperiletkenlik ile doğrudan bağlantılı değildir ve kompozit süperiletkenin kritik sıcaklığının üzerindeyken de eddy akım kayıpları sözkonusudur.

3.2 Kayıp Modelleri

Süperiletkenlerdeki a.a. kayıpları farklı metotlarla hesaplanabilir:

- Poynting Vektörü'nün ($\vec{E} \times \vec{H}$) integralinin alınması
- Joule kayıplarının ($\vec{E} \cdot \vec{J}_c$) numunenin hacmi üzerinden integralinin alınması
- Vorteks örgüsünün hareketinde, çivileme kuvvetine karşı koyan mekanik kuvvetlerin yaptığı işin hesaplanması
- A.a. alınganlığının kullanılması

Bu metotlar arasında temel olanı Poynting Vektörü'ne dayanmaktadır. Bir S yüzeyinin kapattığı bir V hacmi içinde uygulanan alanın bir döngüsünde meydana gelen kayıp (J/m^3)

$$Q = \frac{1}{V} \int_0^T \int_S (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot \vec{n} dS dt \quad (3.3)$$

şeklinindedir. Burada, T peritottur. Doğrusal olmayan voltaj-akım ilişkisi yüzünden, iletkenin manyetik davranışı histeriktir (ferromanyetik malzemelerde olduğu gibi). Bu yüzden, mıknatıslanma eğrisi belli bir alanı çevreler ve bu alan manyetik alanın bir döngüsündeki manyetik kaybı gösterir. Bu durumda, yukardaki denklemden türetilen bir eşitlikle kaybı ifade edebiliriz:

$$Q = \oint_B \vec{M} \cdot d\vec{B} \quad (3.4)$$

Burada, M toplam mıknatıslanma ve B manyetik akı yoğunluğudur. Manyetizasyon kayıpları, elektriksel olarak da hesaplanabilir. Zamanla değişen bir manyetik alan uygulandığında bir elektrik alan indüklenir. Perdeleme akımları akmaya başlar ve böylece

voltaj ve akımın çarpımının sıfırdan farklı olduğu bir bölge oluşur. $\vec{E} \cdot \vec{J}$ çarpımını iletkenin kesit alanı ve manyetik alanın döngüsü üzerinden integre edersek bize kaybı verir. Bu durumda (3.3) şu şekilde yazılabilir:

$$Q = \frac{1}{S} \int_0^{1/f} \int_S \vec{E} \cdot \vec{J} dt dS \quad (3.5)$$

Süperiletkenlerde Maxwell eşitliklerini analitik metotla çözebilmek için çeşitli varsayımlar yapmamız gerekmektedir. Kritik durum modeli, kayıp hesaplarında en çok kullanılan modeldir ve ilk olarak Bean tarafından ortaya konmuştur. Daha sonra Bean'nin modeli üzerinde bazı düzenlemeler yapılarak modelin öngörülleri deneysel sonuçlara yaklaştırılmaya çalışılmıştır.

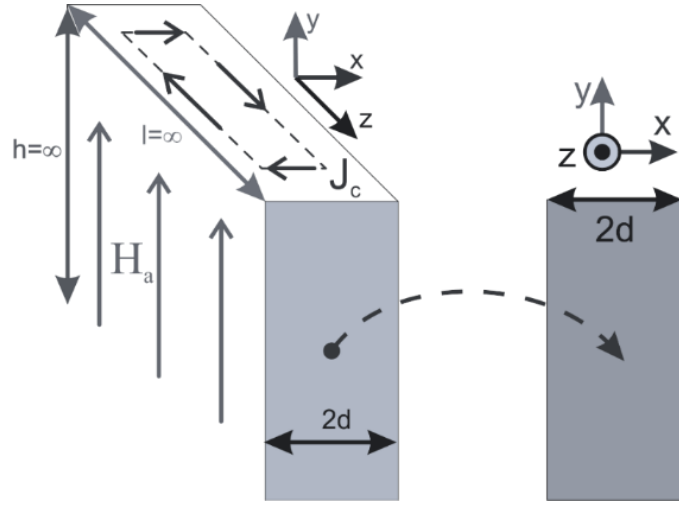
3.2.1 Bean modeli

Normal malzemeler için elektrik alan – akım yoğunluğu ilişkisi Ohm yasası ile belirlenmektedir. Fakat süperiletkenler için farklı bir ifade uygulanmaktadır. En yaygın olarak kullanılan ifade, Bean tarafından ortaya konan, J_c kavramının idealleştirildiği modeldir (Bean 1962). Bean modeli, akım yoğunluğunun elektrik alana bağımlılığının sürekli olduğu fikrini benimsemez. Bean modeline göre;

- Gerçek akım yoğunluğu sadece üç değere sahip olabilir: $+J_c$, $-J_c$ ve 0.
- Süperiletkenin içerisinde sadece elektrik alanın sıfırdan farklı olduğu bölgelerde akım yoğunluğu gözlenir.
- Elektrik alan sıfırlandığında, J_c zaman içinde sabit kalır.
- J_c , manyetik alandan bağımsızdır.
- Manyetik alan, numunenin dış yüzeyinden nüfuz etmeye başlar.

Süperiletkenlerin özel elektromanyetik davranışı yüzünden bu modele göre temel voltaj-akım ilişkisi doğrusal değildir:

$$J = \begin{cases} 0, & \vec{E}_{son} = 0 \\ +J_c, & \vec{E}_{son} > 0 \\ -J_c, & \vec{E}_{son} < 0 \end{cases} \quad (3.6)$$

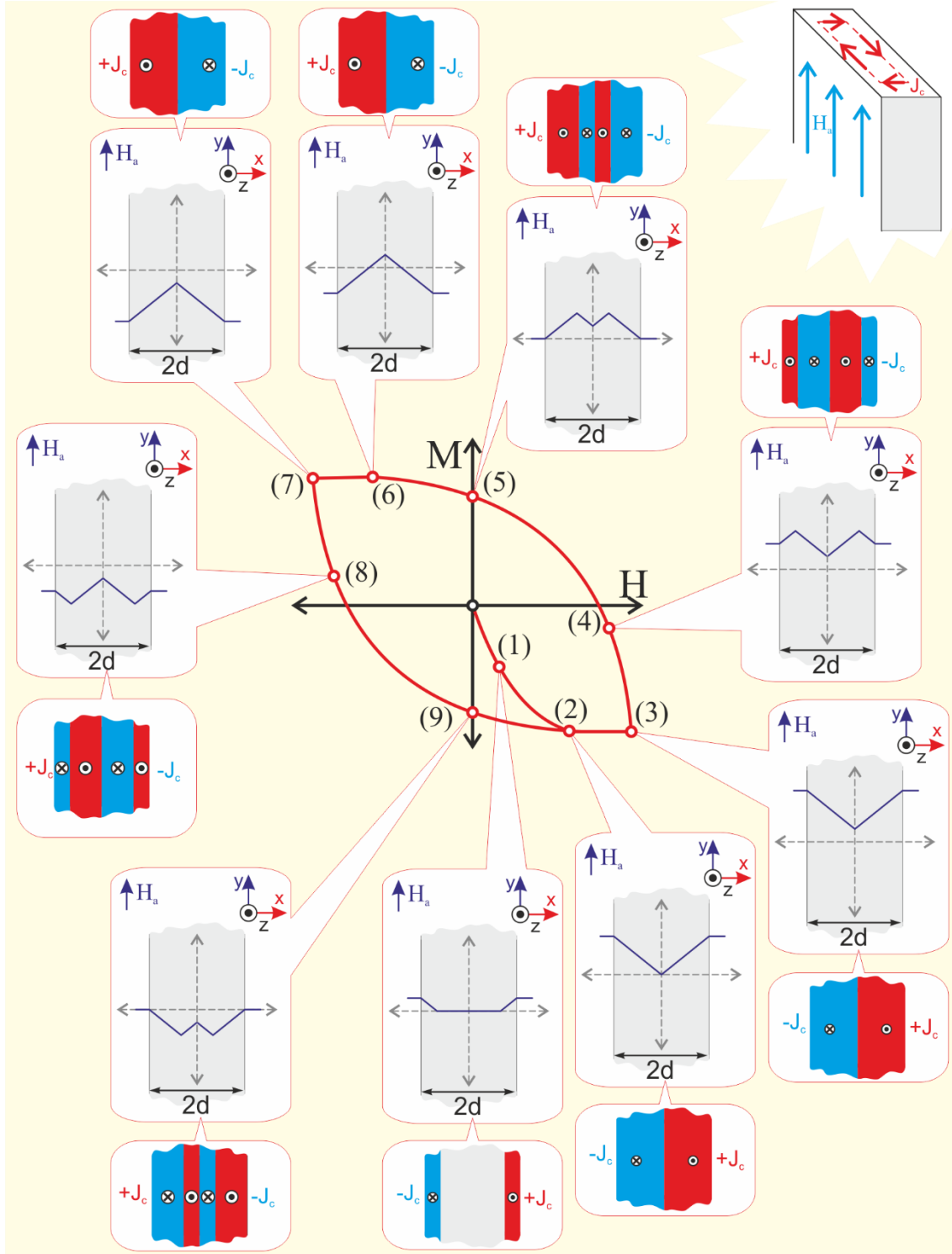


Şekil 3.3 Sonsuz uzunlukta dilim geometri

Boyu ve yüksekliği sonsuz ama kalınlığı sonlu olan bir dilime, şekil 3.3’de verildiği gibi küçük bir manyetik alanın uygulandığı durumu düşünelim; manyetik alan profili Ampere yasasından;

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}_a = \vec{j} \quad \Rightarrow \quad \frac{dH_y}{dx} = J_z = J_c \quad (3.7)$$

dır. Burada akım yoğunluğu J_c sadece z -bileşenine sahiptir. Kesit alandaki profili bir boyutludur çünkü y ve z yönündeki türevler sıfırdır. Bu başlangıç durumu şekil 3.4’te (1) ile gösterilmiştir ve aynı zamanda nüfuz eden alan ve indüklenen akım profilleri de verilmiştir.



Şekil 3.4 Bean modeline göre dilim geometriye sahip bir süperiletkenin alan ve akım profilleri

Uygulanan manyetik alan şiddetinin biraz daha arttırıldığını ve numunenin tam ortasına kadar nüfuz ettiğini düşünelim: Numunenin tümünde şekil 3.4'te (2)'de gösterildiği gibi bir profil oluşur. Buna karşılık numunenin bir yarısı $+J_c$ ile doluyken diğer yarısı ise $-J_c$ ile doludur. Numunenin tam ortasına kadar ulaşan en küçük alan miktarı nüfuz alanı (H_p) olarak adlandırılır. Uygulanan alan H_p 'den büyük olacak şekilde arttırılmaya devam ettiği zaman şekil 3.4'te (3) ile ifade edilmiş olan profillere sahip olur. Bu konumdan sonra uygulanan alan azaltılmaya başlandığı anda profilleri inceleyelim. Şekil 3.4'te (4): alanın azalmasıyla, numuneye nüfuz eden alan girdiği gibi numunenin merkezinden kenarlarına doğru çekilmez. Bunun yerine, dış yüzeyden öncekine ters yönde alan uygulanıyormuş gibi, dış yüzeylerden içeriye doğru ilerler. Bu durumdaki indüklenen akım profili de, aynı şekilde $+J_c$ taşıyan bölgenin dışından içeri doğru $-J_c$ ve $-J_c$ taşıyan bölgenin dışından içeri doğru da $+J_c$ ilerlemeye başlar. Bu şekilde alan azaltılmaya devam edildikçe, alan ve akım profilleri şekil 3.4'te (5)'deki gibi dışardan içeri doğru ilerlemeye devam ederler ve nihayetinde alan yeteri kadar azaldığında şekil 3.4'te ki (6) profiline ulaşılır. Bu durum $M - H$ eğrisinin ilerleyen kısımlarında da aynı davranış sergilenir ve tüm bir $M - H$ eğrisi için alan ve akım profilleri şekil 3.4'te verilmiştir. Yukarıda anlatılan alanın numuneye nüfuz etme davranışını ve buna karşılık alanın ve akımın profillerini biraz daha yakından inceleyelim. Aynı örnek üzerinde, bu sefer manyetik alan $H_a=0$ 'dan başlatılarak $H_a < H_p$ olduğu bir değere kadar yükseltildikten sonra tekrar azaltılmaya başlanacaktır.

3.2.1.1 $H_a=H_l$ ($H_l < H_p$) koşulu için

Kesiti şekil 3.5'de verilen dilim geometriyi inceleyelim; H_p 'den küçük olan bir manyetik alan uygulandığı zaman;

$$H = \begin{cases} 0, & |x| < x_p \\ (x - x_p)J_c, & |x| \geq x_p \end{cases} \quad (3.8)$$

$$J = \begin{cases} 0, & |x| < x_p \\ J_c, & |x| \geq x_p \end{cases} \quad (3.9)$$

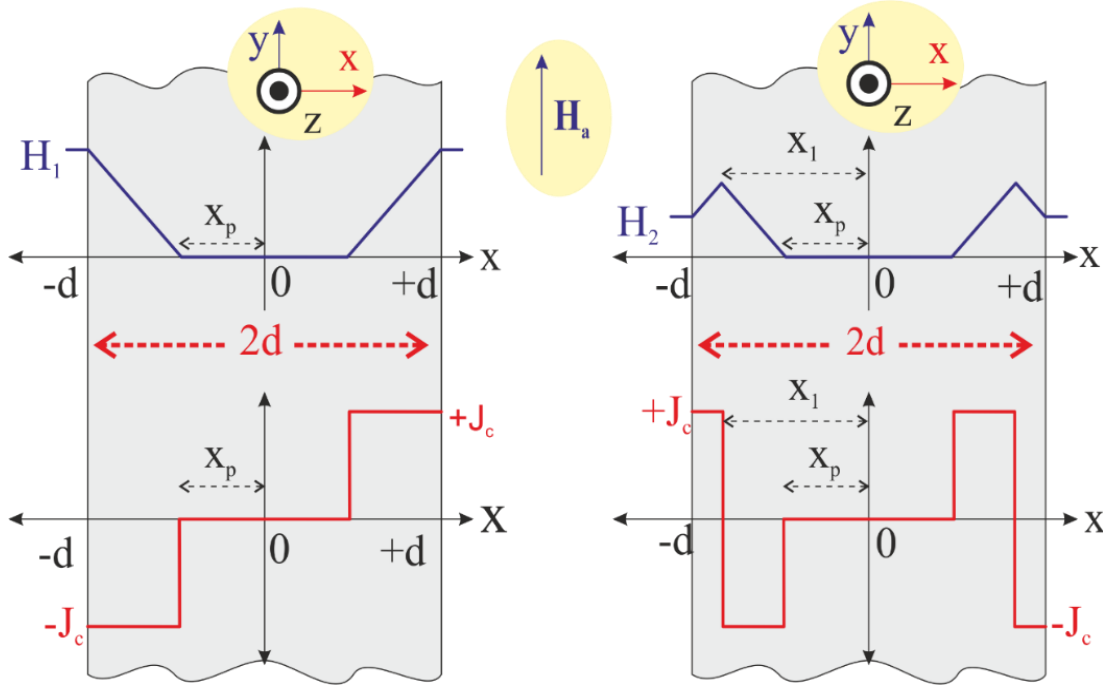
$x = x_p$ 'deki süreklilik yukarıdaki denklemlerde sağlanıyor. $x = d$ 'deki sürekliliği incelersek: $x = d$ 'de içerdeki H 'nin dışarıdaki H_a 'ya eşit olması gerekir.

$$H = (d - x_p)J_c \Rightarrow H_a = (d - x_p)J_c \Rightarrow x_p = d - H_a/J_c \quad (3.10)$$

$H_p = J_c d$ olduğunu biliyoruz. Bunu yukarıdaki denklemden kullanırsak;

$$x_p = d(1 - H_a/H_p) \quad (3.11)$$

olarak bulmuş oluruz.



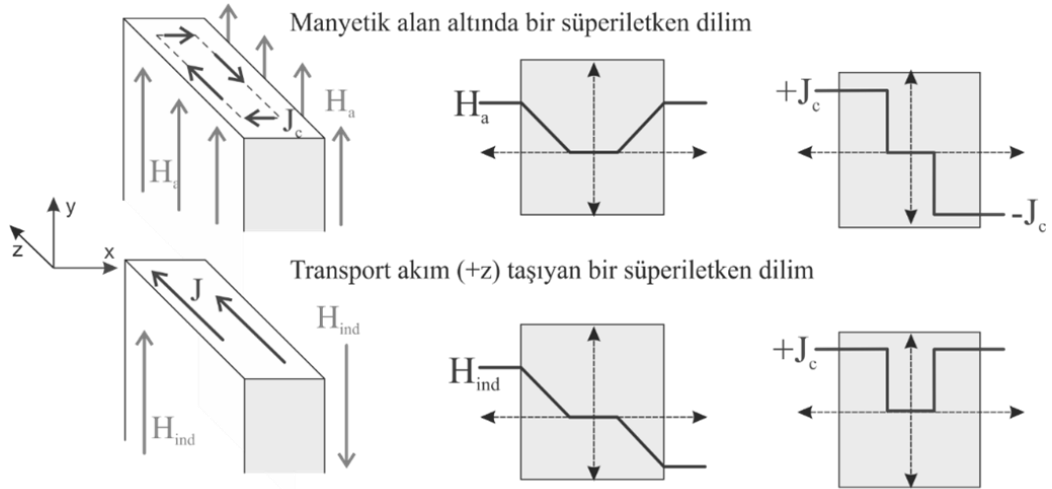
Şekil 3.5 Dilim geometride, uygulanan manyetik alan için numunenin içindeki alan ve akım profilleri

3.2.1.2 $H_a=H_2$ ($H_2<H_1<H_p$) koşulu için

Şimdi uygulanan alanı H_1 değerinden azaltıldığı ve H_2 değerine düşürüldüğü durumu inceleyelim. Uygulanan manyetik alan şiddetini azaltmaya başladığımızda x_1 içindeki kısım değişmez fakat numunenin dış yüzündeki bir kısımda akım yoğunluğu dağılım profili değişir. Yani $|x| \leq x_1$ için $J=J_c$ iken, $|x| > x_1$ için $J=-J_c$ olur;

$$H = \begin{cases} 0, & |x| < x_p \\ (x - x_p)J_c, & x_p < |x| < x_1 \\ H(x_1) - (x - x_1)J_c, & x_1 < |x| < d \end{cases} \quad (3.12)$$

3.2.1.3 Transport alternatif akım kayıpları



Şekil 3.6.a. Sadece manyetik alan, b. sadece transport akım uygulandığı zaman Bean Modeline göre numune içindeki alan ve akım eğrileri

Şimdiye kadar dışarıdan bir manyetik alan uygulandığı durumu inceledik, numuneye sadece akım sürüldüğü durum için alan ve akım profillerinde ufak bir fark vardır ve şekil 3.6'da gösterilmiştir.

Bir telde akan a.a. için, alanın nüfuz etmediği yerlerde Maxwell denklemleri şu şekilde olur;

$$\frac{\partial E_z}{\partial R} = \mu_0 \dot{H}_\theta \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial}{\partial R} R H_\theta = R J_z \quad (3.14)$$

Buradaki H_θ ve E_z sadece R ve t 'nin fonksiyonudurlar ve E ve H 'nin diğer bileşenleri sıfırdır. İkinci denklemin 0 ile R_0 arasında alınan integrali, sınır koşulunu $H_\theta(R_0) = I/2\pi R_0$ olarak verir; I telden geçen akımdır. Ayrıca, hareketli sınır dışında $J = 0$ olduğu için ikinci denklem sınırın dışında $\partial R H_\theta / \partial R = 0$ 'dır. Sınır koşullarının da yardımıyla,

$$\dot{H}_\theta = \frac{\dot{I}}{2\pi R} \quad (3.15)$$

ifadesi elde edilir. Buradaki, \dot{I} akımın zamana göre türevidir. $R \leq R_1$ için $E_z = 0$ koşulu ile (3.13) denkleminin integrali alındığında ise

$$E_z = \frac{\mu_0}{2\pi} \dot{I} \ln \frac{R}{R_1}, \quad R_1 < R < R_0 \quad (3.16)$$

ifadesini verir ve

$$-\frac{1}{V} \int_S \vec{E} \times \vec{H} \cdot d\vec{S} = \frac{2}{R_0} E_z(R_0) H_\theta(R_0) = \frac{\mu_0}{2\pi^2 R_0^2} \dot{I} \ln \frac{R_0}{R_1} \quad (3.17)$$

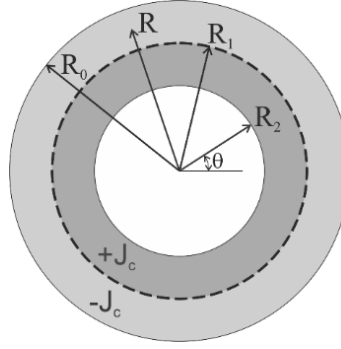
dir. Elde ettiğimiz bu ifade ve $Q = -\oint dt \int_S \vec{E} \times \vec{H} \cdot d\vec{S}$ kullanılarak;

$$\oint \frac{P}{V} dt = \frac{\mu_0}{2\pi^2 R_0^2} \oint I i \ln \frac{R_0}{R_1} dt \quad (3.18)$$

elde edilir. I_0 maksimum değerinde elektrik alanın maksimum nüfuz ettiği çap R_2 ise ve bu çapın içinde iken $J=0$ ise,

$$I_0 = J_c \pi (R_0^2 - R_2^2) \quad (3.19)$$

dir.



Şekil 3.7 Kritik akımından küçük bir değerde a.a. taşıyan telin kesit alanında akım dağılımı. R_1 ile gösterilen kesikli daire hareket eden bir sınırdır ve R_2 akımın en çok nüfuz ettiği çaptır

I 'nin pozitif yarı döngüsü için,

$$I = J_c \pi (R_0^2 - R_1^2) - J_c \pi (R_1^2 - R_2^2) = 2J_c \pi (R_0^2 - R_1^2) - I_0 \quad (3.20)$$

dir. Bu yüzden;

$$R_0^2 - R_1^2 = (I + I_0) / 2J_c \pi \quad (3.21)$$

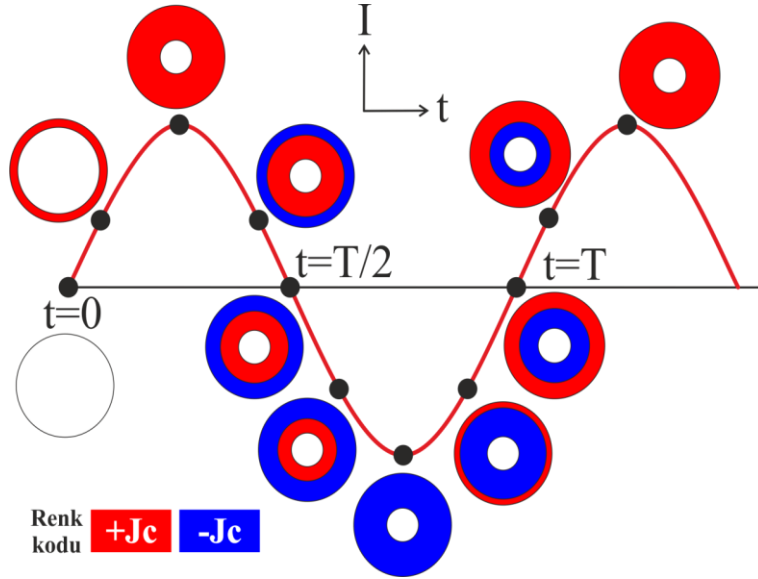
veya

$$\frac{R_1^2}{R_0^2} = 1 - \frac{(I + I_0)}{2I_c} \quad (3.22)$$

ve buradaki telin kritik akımı

$$I_c = J_c \pi R_0^2 \quad (3.23)$$

olarak elde edilir. R_1 , \dot{I} işaret değiştirdiği yerlerde R_2-R_0 arasında değişir R_1 'in uygulanan akımın tam bir döngüsünde nasıl değiştiği şekil 3.8'de gösterilmiştir.



Şekil 3.8 Silindirik kesit alanına sahip bir süperiletken tele uygulanan a.a.'ın bir döngüsü boyunca kesit alanındaki akım ($I < I_c$) profili

Akımın negatif yarı döngüsü için,

$$\frac{R_1^2}{R_0^2} = 1 + \frac{(I - I_0)}{2I_c} \quad (3.24)$$

dir. Bu sonuçları (3.18) de kullanırsak;

$$\oint \frac{P}{V} dt = \frac{\mu_0}{\pi} I_c J_c \left\{ \left(1 - \frac{I_0}{I_c}\right) \ln \left(1 - \frac{I_0}{I_c}\right) + \frac{I_0}{I_c} - \frac{1}{2} \left(\frac{I_0}{I_c}\right)^2 \right\} \quad (3.25)$$

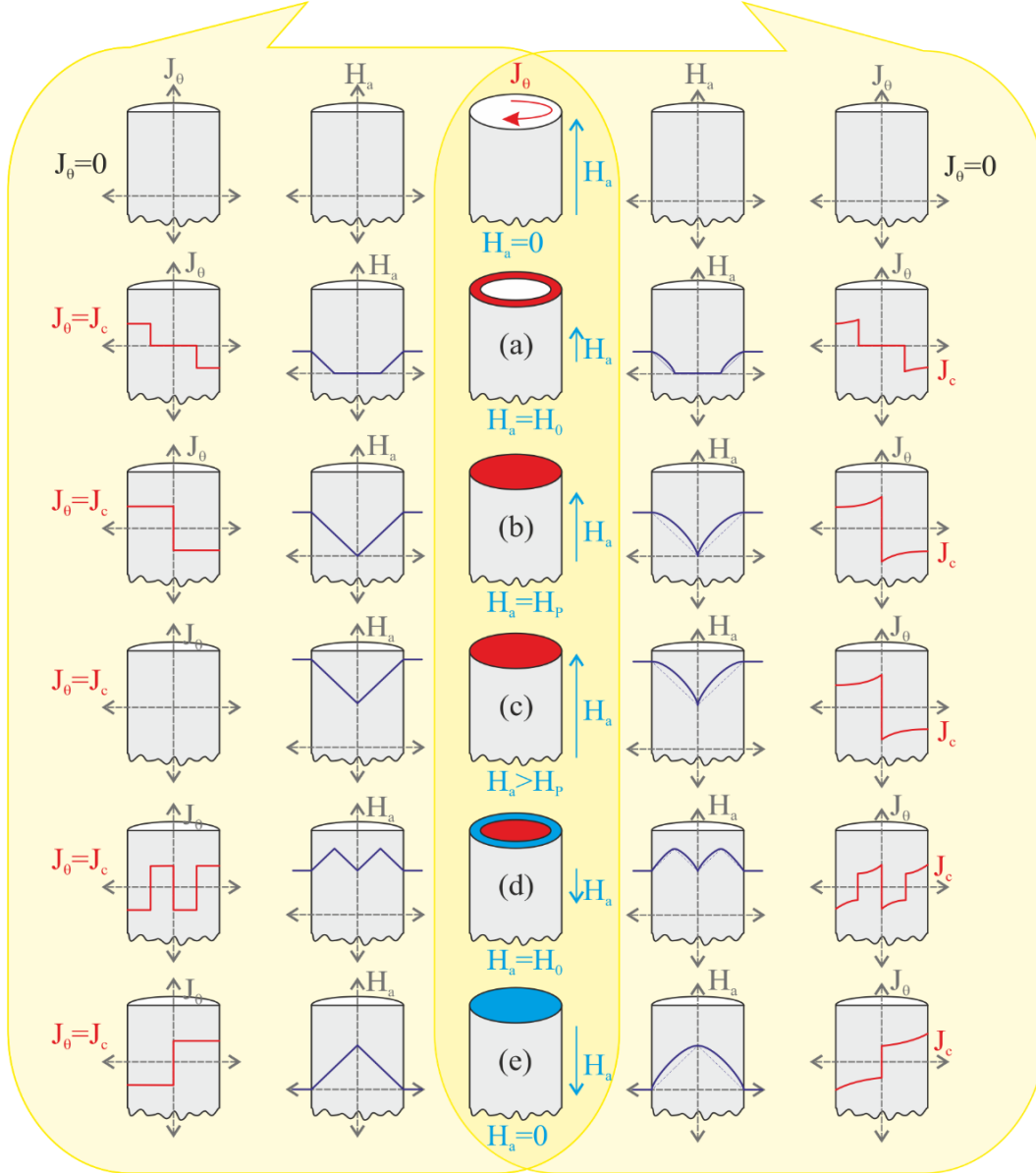
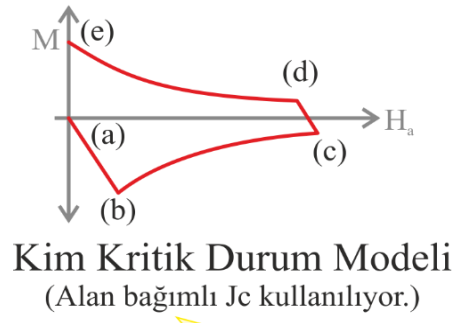
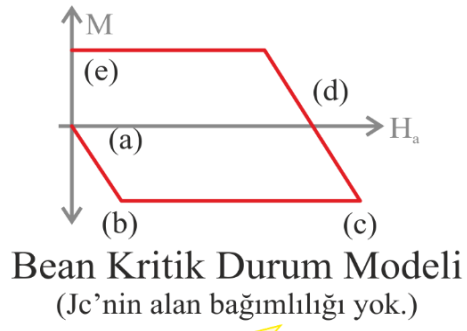
olur ve bu sonuç ilk olarak London tarafından elde edilmiştir (Carr 2001).

3.2.2 Kim modeli

Bean kritik durum modeli, a.a. kayıplarının hesabında ve tip 2 süperiletkenlerin düşük sıcaklıklardaki manyetik davranışının analizinde başarıyla uygulanmış ve deneysel sonuçlarla iyi uyum göstermiştir. Fakat yüksek manyetik alanlarda, deneysel sonuçlar ile bu modelin öngörülleri arasında bir uyumsuzluk olduğu görülmüştür. Bu uyumsuzluğun ana sebeplerinden birisi; J_c 'nin bölgesel manyetik alana bağımlı olmasıdır. Bean modelini geliştirmek için bu bağımlılık göz önüne alınmıştır. En çok kullanılan model, Kim-Anderson modelidir (Kim 1962);

$$J = \frac{J_0}{1 + H/H_{c0}} \quad (3.26)$$

Buradaki J_0 ve H_{c0} malzemeye özgü sabitlerdir. Kim'in bu yaklaşımının yarattığı farklılık, şekil 3.9'da silindirik geometriye sahip bir numune üzerinde gösterilmiştir.



Şekil 3.9 Silindirik bir süperiletken numune üzerinde Bean ve Kim Modellerinin öngörülerinin kıyaslanması

3.2.3 Norris Model

Norris, transport a.a. sürülen süperiletken tellerdeki histerik kayıpları öngören bir model oluşturmuş ve hesaplamaları basitleştirmek için London modelindeki (London 1963) gibi J_c manyetik alandan bağımsız olarak kabul etmiştir. (Norris 1970)'da bu modelin detaylarını yayınlamıştır. Bu modele göre akım uygulanan tellerdeki kayıplar, telin kesit alanı geometrisine göre farklılık göstermektedir. Bu çalışmada referans olarak Norris tarafından elips ve şerit geometrileri için türetilen formüller kullanılacaktır. Norris bu modelinde normalize akım genliği olarak tanımlanan

$$F = \frac{I_a}{I_c} \quad (3.27)$$

F değişkenini kullanmıştır. Buradaki I_a tele uygulanan akımın genliği ve I_c telin kritik akım genliğidir.

Transport akım taşıyan eliptik kesit alanına sahip bir süperiletkene dışarıdan uygulanan başka bir manyetik alan yokken; birim hacimde akımın tek bir döngüsünde meydana gelen kayıp:

$$Q_t = \frac{\mu_0 I_c^2}{\pi} \left\{ (1 - F) \ln(1 - F) + (2 - F) \frac{F}{2} \right\} \quad (3.28)$$

ile verilir. Bu formül dairesel teller için de geçerlidir ve F^3 ile orantılıdır.

Transport akım taşıyan şerit bir süperiletkene dışarıdan uygulanan başka bir manyetik alan yokken; birim hacimde akımın tek bir döngüsünde meydana gelen kayıp:

$$Q_t = \frac{\mu_0 I_c^2}{\pi} \{(1 - F)\ln(1 - F) + (1 + F)\ln(1 + F) - F^2\} \quad (3.29)$$

şeklindedir ve F^4 ile orantılıdır.

Elips ve şerit için elde edilen bu iki formülde $F < 1$ için geçerlidir.

3.2.4 Diğer modeller

En çok kullanılan diğer modelleri ise şu şekilde kısaca sıralayabiliriz;

$$\text{Yeshurun (Yeshurun 1996):} \quad J = J_c (H_{c1}/H)^n \quad (3.30)$$

$$\text{Fietz (Fietz ve Webb 1969):} \quad J_c = J_0 \exp(-H/H_{c0}) \quad (3.31)$$

$$\text{Watson ve Shi (Xu 1990):} \quad J_c = J_0 (1 + H/H_{c0})^{-1} \quad (3.32)$$

$$\text{Matshushita (Matshushita 2000):} \quad J_c = K/\sqrt{H} \quad (3.33)$$

Uyum hesaplama parametreleri olan J_0 , H_{c0} , H_{c1} ve K , doğru akım manyetik alanında kritik akım ölçümlerinden, a.a. kayıpların ve alınganlığın manyetik alan bağımlılığından (Gömöry 1997) ve süperiletkenin manyetik alanı perdeleme özelliklerinden deneysel olarak belirlenebilir (Sanchez ve Navau 2001).

3.3 A.a. Kayıplarını Etkileyen Faktörler

3.3.1 Manyetik alan

Bean yaklaşımına göre (J_c sabit alınır), silindirik bir telin birim hacminde, döngü başına düşen histerik kayıp

$$\oint \frac{P_h}{V} dt = \frac{128\mu_0 H_0^3}{9\pi J_c r_0}, \quad H_0 \ll H_p \quad (3.34)$$

$$\oint \frac{P_h}{V} dt = \frac{16}{3\pi} \mu_0 J_c r_0 H_0, \quad H_0 \gg H_p \quad (3.35)$$

olarak ifade edilmektedir ve birimi $[J/m^3]$ 'tür (Carr 2001). Burada r_0 telin yarıçapı, J_c telin kritik akım yoğunluğu, $H_p = (2/\pi)r_0 J_0$ numunenin merkezine kadar nüfuz edebilen alan büyüklüğü ve H_0 telin eksenine dik olarak uygulanan manyetik alandır. Bu formüllerden de açıkça görüldüğü gibi; $H_0 < H_p$ iken J_c 'nin artışıyla histerik kayıplar azalmaktadır, buna karşın $H_0 > H_p$ iken J_c 'nin artışıyla birlikte histerik kayıplar da artmaktadır.

Manyetik alanın çiftlenim akımlarından kaynaklanan kayıplar üzerinde doğrudan bir etkisi vardır. Düşük frekans aralığında, bükülmüş bir kompozit telin çiftlenim kaybı;

$$\frac{P_e}{V} = (2\pi f)^2 \frac{(\mu_0 H_0)^2}{2} \sigma_{\perp} \left(\frac{L_p}{2\pi}\right)^2 \quad (3.36)$$

olarak ifade edilmektedir ve birimi $[Watt/m^3]$ 'dir (Carr 2001). Burada P_e eddy akım kaybı, V hacim, L_p büküm uzunluğu, f frekans, μ_0 vakum ortamının geçirgenliği, H_0 uygulanan manyetik alan ve σ_{\perp} etkin enine iletkenliktir. Açıkça görüldüğü gibi kayıp, uygulanan alanın karesi ile orantılıdır.

3.3.2 Frekans

Döngü başına histerik kayıplar, frekanstan bağımsız olarak düşünülür. Buna karşın düşük frekans aralığında tüm filamanlar çiftlenmeden ve doyuma ulaşmadan önce, döngü başına eddy akım çiftlenim kayıpları frekansa lineer olarak bağlıdır. Düşük frekans aralığında döngü başına toplam a.a. kaybı, histerik kayıplar ile eddy akım çiftlenim kayıplarının toplamına eşittir. Eğer frekansa göre a.a. kayıp eğrisini çizdirirsek ve toplam kayıptan histerik kayıpları çıkartabilirsek, döngü başına eddy akım çiftlenim kayıplarını elde etmiş oluruz. Yani, a.a. kayıplarının frekans bağımlılığından, eddy akım çiftlenim kayıplarını histerik kayıplardan ayırt edebiliriz (Fukunaga ve Oota 1995, Kwasnitza ve Clerc 1994). Akı sürüklenmesinin meydana geldiği çok düşük frekans aralığında HTS'de de, döngü başına kaybın frekanstan bağımsız olmasını kullanarak histerik kayıplar ayıklanabilir (Ciszek vd. 1996, Funaki vd. 1998, Funaki 2000).

3.3.3 Sıcaklık

Sıcaklık yükselirken, J_c azalmaktadır (Şekil 2.4). $H_0 > H_p$ iken $P = \int_{V_s} \vec{J} \cdot \vec{E} dV$ denkleminde göre histerik kayıplar azalmaktadır. Sıcaklık yükselirken, süperiletken kompozitin mıknatıslanması azalır; bu yüzden $M - H$ eğrisinin alanı küçülür ve döngü başına a.a. kayıp azalır. Bununla birlikte, sıcaklık yeteri kadar yüksek ve frekans yeteri kadar düşük iken; akı-sürüklenmesinin gerçekleştiğini görebiliriz. Daha öncede bahsettiğimiz gibi akı-sürüklenmesi perçinlenmiş flaksonların termal dalgalanma nedeniyle hareket etmesidir. Perçinlenmiş flaksonların bir perçinlenme merkezinden diğerine zıplaması Arrhenius tipi eşitliğe göre gerçekleşir:

$$\vec{r} = \vec{r}_0 \exp\left(-\frac{U_0 - U_T}{k_B T}\right) \quad (3.37)$$

Buradaki U_0 sıçrama için gerekli aktivasyon enerjisi, U_T termal uyarılmayla aktivasyon enerjisindeki azalma miktarıdır. Eğer akı sürüklenmesi varsa, süperiletkenin $E - J$ davranışı doğrusal olmayan hale gelir ve J_c artık adım fonksiyonu gibi davranmaz. J_c 'den küçük akım yoğunluklarında bile, akı-sürüklenmesinden kaynaklanan sonlu direnç yüzünden her zaman bir enerji kaybı söz konusudur (Sheahan 1994). Akı-sürüklenmesinin çiftlenin akımları kayıpları üzerindeki etkisi, etkin direncin artışı olarak gözlenir. Akı-sürüklenmesi gerçekleştiğinde, filamanlar boyunca ilave resistif akım yolları oluşur (Lee 2003).

3.3.4 Damar çapı

(3.34) ve (3.35) denklemleri tekrar incelenirse, birim hacim başına histerik kaybın $H_0 > H_p$ için filaman yarıçapı ile orantılı olduğu gözlemlenebilir. Magnet uygulamaları gibi bazı durumlarda süperiletken kompozitler H_p 'nin üzerindeki alanlarda kullanılmaktadır. Bu yüzden, filamanları mümkün olduğunca ince üretilmesi gerekmektedir. İnce filamanları desteklemesi için bir matriksin kullanılması zorunlu olduğu için çiftlenim kayıpları da hesaba katılmalıdır.

Diğer taraftan, enine a.a. manyetik alan uygulanan bir süperiletken kompozitten doğru akım geçirildiği durumlarda ise a.a. kaybını azaltmak için kalın tek filamanlı teller tercih sebebidir (Kanbara 1987, Collings vd. 1991, Boggs vd. 1992, Oomen vd. 1998,1999). Enine a.a. manyetik alan altında, süperiletkene sürülen doğru akım “dinamik direnç” yüzünden ilave a.a. kaybına neden olur. Eğer uygulanan alan H_p 'nin altında tutulursa (mesela, filaman çapı büyütülerek) süperiletkenin merkezinde flaksonların olmadığı bir bölge bulunur ve doğru akım flaksonlar ile etkileşime gitmeden bu bölgeden akabilir.

3.3.5 Büküm uzunluğu

(3.33) denkleminde eddy akım çiftlenim kayıplarının büküm uzunluğunun karesi ile orantılı olduğunu biliyoruz. Eddy akım çiftlenim kayıplarını azaltmak için büküm uzunluğunun kısaltılması gerekmektedir. Süperiletken kompozitim geometrisine,

matriksinin direncine, süperiletkenin J_c 'ye ve uygulanan alanın zamanla değişimine bağlı olarak kritik bir uzunluk hesaplanabilmektedir (Wilson 1983) ve büküm uzunluğu bu kritik değerden küçük olmalıdır. Diğer taraftan ise büküm uzunluğunu ne kadar küçük olabileceğini sınırlayan etkenler ise tamamen numunenin üretimi ve malzemelerin kırılabilirlikleriyle alakalıdır (mesela, filamanların kırılması ve köprü durumunun oluşması). Sonuç olarak, eddy akım çiftlenim kayıplarını azaltabilmek için, büküm uzunluğu mümkün olduğunca küçük olmalıdır.

3.3.6 Matriks direnci

Büküm uzunluğunu kısaltmanın bir limiti olduğu için, eddy akım çiftlenim kayıplarını daha da azaltabilmek için matriksin etkin enine direncini arttırmak zorundayız. Matriksin direnci, süperiletken kısımların histerik kaybını etkilemez.

Matriks direncini arttırmanın iki yolu vardır. Birincisi, matriks malzemesini alaşım yapmak, ikincisi ise resistif bir bariyer malzemesi kullanmaktır. Alaşım yapılırken dikkat edilmesi gereken önemli nokta, alaşımın elektriksel direncini arttırırken termal iletkenliğini azaltmamaktır. Termal iletkenlik, süperiletkenin soğutulması için hayati önem taşımaktadır. Resistif bariyer malzemesi belirlenirken ise, süperiletken malzeme ile reaksiyona girmeyen bir malzemedan seçilmesi ve aynı zamanda da matriks malzemesiyle birlikte deformasyonunun uyumlu olması gerekir.

4. SÜPERİLETKENLERİN ELEKTROMANYETİK ÖZELLİKLERİNİN MODELLENMESİ (SİMÜLASYON)

Bilgisayar modelleme (simülasyon), bir sistem/cihaz üretilmeden önce o sistemin/cihazın özelliklerini öngörmek amacı ile kullanılmaktadır. Bu kısımda süperiletkenin kayıplarını hesaplanması için kullanılan model anlatılacaktır.

Bu çalışmadaki tüm hesaplamalarda, gerçek obje sonsuz uzunlukta ve boyunca özelliklerin değişmediği varsayımı ile 2-boyutlu yapıya indirgenerek basitleştirilmiş ve ticari bir yazılım olan COMSOL ile sonlu element metodu (FEM) kullanılarak tanımlı denklemlerin çözümü gerçekleştirilmiştir. Burada kullanılan model daha önceden oluşturulmuştur (Gömöry vd. 2009) ve burada amaca yönelik olarak ufak düzenlemeler yapılarak kullanılmıştır. Bu çalışmada öncelikli olarak “süperiletkenin kritik akımı hesaplanmalı” sonrasında “transport a.a. kayıp hesapları yapılmalıdır”.

Bu modelde süperiletken, kritik durum modeli çerçevesinde tanımlanmıştır. Temel görev, süperiletkenin kesit alanı üzerinde akım dağılımını tanımlayabilmektir. Çünkü bu akım dağılımı, incelenen tüm uzaydaki manyetik alan dağılımını etkilemektedir. Akımın bu özel dağılımından, incelenen bütün büyüklükler türetilmiştir.

4.1 Süperiletkenin Kritik Durumunun Modellenmesi

Süperiletkenin kritik akımının belirlenmesi için kritik durumun modellenmesi çok faydalıdır. Bu model, Bean Kritik Durum Modeline dayanmaktadır: süperiletkenin içerisindeki akım yoğunluğu ya J_c 'ye eşittir ya da sıfırdır (Bean 1962). 2-boyutlu modelde (kesit alanı xy düzleminde), akımın kesit alanına dik (z -yönünde) uygulandığı düşünülmektedir. Yani akım yoğunluğu pozitif, negatif ya da sıfırdır. Tüm kesit alanı, tek yönde J_c ile dolu durumda iken, süperiletken I_c kritik akımını taşır. Bu durumun sayısal modellenmesi önemlidir çünkü j_c (uygulanan ve/veya süperiletkenin taşıdığı akımın indüklediği) B manyetik akı yoğunluğuna bağlıdır. Bölgesel manyetik akı yoğunluğu B_b 'ye

bağımlı bölgesel j_c 'nin kesit alanındaki dağılımının bulunması temel problemdir, çünkü bu bilgi güvenilir öngörüler yapılabilmesi için şarttır. Bölgesel j_c 'nin bölgesel manyetik akı yoğunluğu B_b 'ye bağımlılığı ampirik bir fonksiyondur. Bu çalışmada Kim formülünün düzenlenmiş hali kullanılmıştır (Gömöry vd. 2009);

$$j_c(x, y) = \frac{j_{c0}}{\left(1 + \sqrt{\frac{k^2 B_{\parallel}^2(x, y) + B_{\perp}^2(x, y)}{B_0}}\right)^{\beta}} \quad (4.1)$$

Burada B_{\parallel} ve B_{\perp} ise, bölgesel manyetik akı yoğunluğunun bileşenleridir. j_{c0} , B_0 , k , β ise incelenen süperiletken malzemeye has, bu malzemenin özelliklerini belirleyen sabitlerdir. Bu dört sabitin tespit edilmesi, incelenen malzemenin tüm süperiletken özelliklerinin tanımlanabilmesi için şarttır. Sonlu element metodu (FEM) modelinin çözümü, süperiletkenin kesit alanındaki j_c dağılımını tanımlar. Kritik akım ise, bu akım yoğunluğunun süperiletkenin kesit alanı S_s üzerinden integrali alınarak belirlenir.

$$I_c = \int_{S_s} j_c dS_s \quad (4.2)$$

Bu hesaplamaların sonlu bir alanda çözülmesi gerektiği için, süperiletkenin kesit alanını içinde bulduran ve hesaplamanın sağlıklı bir şekilde çözülebileceği kadar büyük ama hesabın süresini uzatmayacak kadar küçük bir “hesaplama kutusu” belirlenir.

4.2 Manyetik Alanın Vektör Potansiyeli Kullanılarak 2 Boyutta Kritik Durum Formülasyonu

Bu metodun fiziksel açıklaması, flakson hareketi dinamiğine dayanmaktadır (Campbell 2007). Kritik durum modeli (Bean 1962) ile aynı varsayımlara dayanmasına rağmen; vortekslerin sabit durması için, perçinlenme kuvvetinin Lorentz kuvvetiyle dengede olması gereklidir. Bu metoda önemli nokta, elektromanyetik hesaplamalar için manyetik vektör potansiyeli \vec{A} bağımsız değişken olarak seçilmiştir. Süperiletkendeki koşulların tanımlanması için uygun eşitliklerin kullanılmasıyla, ticari yazılımların vektör potansiyellerinin ve akım dağılımının bulunması için kullanılması mümkündür. Bu potansiyelin rotasyoneli bize manyetik alanı verir:

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (4.3)$$

ve çözülmesi gereken denklem Ampere yasasıdır ($\nabla \times \vec{H} = \vec{j}$);

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{A} \right) = \vec{j} \quad (4.4)$$

Kritik durum modelinde, süperiletkenindeki akım yoğunluğunun J_c 'ye eşit olduğu varsayılmaktadır. Diğer olasılık ise, manyetik alanın hiç nüfuz etmediği (yani elektrik alanına maruz kalmamış) bölgelerde akım yoğunluğunun sıfır olmasıdır. İncelenen kesit alanına dik akımın söz konusu olduğu 2 boyutlu modelde, süperiletkendeki akım yoğunluğu için 3 durum vardır: $+j_c$, $-j_c$ ve 0. Akım yoğunluğunun yönünü ise, en son sıfırdan farklı bölgesel elektrik alan belirler. Elektrik akım ve manyetik alan dağılımının değişimine eşlik eden elektrik alan;

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial x} - \nabla \phi \quad (4.5)$$

dır ve vektör potansiyelinin herhangi bir dönüşümü için geçerlidir.

Hesaplamayı basitleştirmek için bazı kısıtlamalar kullanılacaktır: **(i)** kesit alanda akımın nüfuz etmediği nötür bir bölge vardır, **(ii)** I veya B monotonik olarak arttığı sürece, manyetik alan numuneye yüzeyinden monotonik olarak nüfuz eder.

Bu geometrik yerleşim için (z -ekseni boyunca sonsuz uzunlukta) simetri yüzünden elektrik alanın xy düzlemindeki bileşenleri sıfırdır. Bu yüzden $\vec{\nabla}\varphi$ sadece z -bileşenine sahiptir: yani tüm kesit alanında φ aynı değerdedir. (4.5) eşitliği, $\vec{E} = 0$ olan nötür bölgeye uygulandığında

$$\vec{\nabla}\varphi = -\partial\vec{A}_c/\partial x \quad (4.6)$$

elde edilir ve buradaki \vec{A}_c nötür bölgedeki vektör potansiyelidir. Daha sonraki hesaplamalar için kalibre edilmiş vektör potansiyeli kullanılacaktır;

$$\vec{A}' = \vec{A} - \vec{A}_c \quad (4.7)$$

\vec{A}_c 'nin nötür bölgedeki değeri sıfırdır:

$$\vec{A}'_c = 0 \quad (4.8)$$

ve diğer özellikleri şu şekilde özetlenebilir;

$$\nabla \times \vec{A}' = \nabla \times \vec{A} \quad (4.9)$$

$$\vec{E} = -\partial\vec{A}'/\partial t \quad (4.10)$$

Bundan sonraki hesaplamalarda transport akımda ya da uygulanan alandaki değişim \vec{A}' vektör potansiyeli cinsinden analiz edilecektir. Manyetik vektör potansiyeli, elektrik alan ve akım yoğunluğu sadece z-bileşenine sahip olduğu için bu değerlerin vektör notasyonunu kullanmayabiliriz. Böyle sonsuz uzunlukta bir geometri için x-y düzlemindeki iki nokta arasında birim uzunluktaki akı, vektör potansiyeli farkıdır. Nötür bölgedeki A' sıfır olduğu için bir (x,y) noktası ile nötür bölge arasında birim uzunluktaki manyetik akı $A'(x,y,t)$ 'dir (Gömöry vd. 2009).

4.2.1 Döngünün başlangıç kısmı ($I = 0 \rightarrow I = I_{\text{maksimum}}$)

Süperiletkenin her yerinde $j = 0$ olduğu durumdan uyarıldığı ilk adımı inceleyelim. Yani transport akımın 0'dan I_1 'ye (yada manyetik alanın 0'dan B_1) yükseltildiği durumdur. Bu durumda vektör potansiyelinin bölgesel değeri $A'_0(x,y)$ orijinal dağılımından $A'_1(x,y)$ asıl değerine değişir. Bu durumda:

$$j_1(x,y) = \begin{cases} +j_c & A'_1(x,y) < A'_0(x,y) \\ -j_c & A'_1(x,y) > A'_0(x,y) \\ 0 & A'_1(x,y) = A'_0(x,y) \end{cases} \quad (4.11)$$

dır. Bir sonraki adımda transport akımın I_1 'den I_2 'ye (ya da manyetik alanın B_1 'den B_2 'ye) yükseltildiği durumda yine aynı bölgesel vektör potansiyel değerinin kıyaslanması prensibi sonuç dağılımını kontrol eder. I_{ac} veya B_{ac} 'nin monotonik olarak arttığı varsayıldığı için A' da monotonik olarak artmaktadır:

$$j_{ini}(x,y) = \begin{cases} +j_c & A'(x,y) < A'_p(x,y) \\ -j_c & A'(x,y) > A'_p(x,y) \\ 0 & A'(x,y) = A'_p(x,y) \end{cases} \quad (4.12)$$

Buradaki A'_p önceki adımdaki kalibre edilmiş vektör potansiyelidir. (4.12) ifadesi basitçe “sign” fonksiyonu ile ifade edilebilir:

$$j_{ini}(x, y) = j_c \text{sign}[A'_p(x, y) - A'(x, y)] \quad (4.13)$$

Campbell'in de önerdiği gibi, sayısal hesaplamalar için “sign” fonksiyonunu daha uygun bir fonksiyon olan “hiperbolik tanjant” fonksiyonuyla değiştirmek gereklidir (Campbell 2007). Bu durumda, sonlu element hesaplamalarında kullanılacak olan formül elde edilmiş olur:

$$j(x, y) = j_c \tanh \left[\frac{A'_p(x, y) - A'(x, y)}{A_n} \right] \quad (4.14)$$

Buradaki A_n , zıt yönlü akım yoğunlukları arasındaki sınırın genişliğini etkileyen faktördür. Bu çalışmada $A_n = 10^{-9} \text{Vs/m}$ (Gömöry vd. 2009) olarak kullanılacaktır.

Monotonik bir artıştan bahsettiğimiz için başlangıç durumdan, maksimum değere tek adımda ulaşılması ile birkaç adımda ulaşılması arasında bir fark yoktur (Gömöry vd. 2009).

4.2.2 Döngünün azalan kısmı

Transport akımın ya da alanın a.a. döngüsünde azalan kısmı incelenecektir. (4.12) eşitliği ile tanımlanan başlangıç kısmından farkı, önceki konumda bir vektör potansiyeli olan ve değişmeden kalan kısımlarda da akım yoğunluğu sıfırdan farklı olmasıdır. Yani;

$$j_s(x, y) = \begin{cases} +j_c & A'(x, y) < A'_p(x, y) \\ -j_c & A'(x, y) > A'_p(x, y) \\ j_p(x, y) & A'(x, y) = A'_p(x, y) \end{cases} \quad (4.15)$$

Aslında bu ifade a.a. dögüsünün her bir parçası için geçerlidir. Sonuç olarak, $+j_c$, $-j_c$ ve 0 olma durumu önceki duruma baēlıdır.

(4.15) eēitliēi ile (4.4) eēitliēinin saē tarafı bulunmuē olur. Şimdi $A(x,y)$ ve $j(x,y)$ daēılımları hesaplanabilir. Tabiki önceki adımdaki daēılımların bilinmesi gerekmektedir. Bu yüzden I_{ac} veya B_{ac} 'nin monotonik olarak azaldıēı her hangi bir yarım dögüdeki hesapların yapılması için maksimum noktası baēlangıç olarak kullanılmalıdır.

Eēer bu metod sadece transport a.a. kaybı veya sadece mıknatıslanma kaybı hesabı için kullanılacak ise, pozitif ve negatif maksimumlar arasında yarım dögülük bir kısımda hesaplanması yeterli olacaktır. Dögünün sonraki kısımları buna simetrik olacaktır (Gömöry vd. 2009).

4.2.3 Sınır koēulları

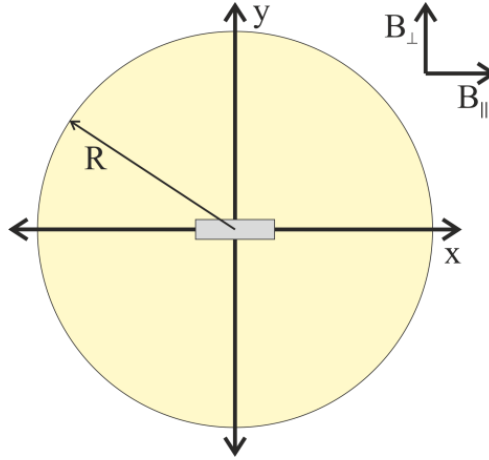
Sonlu element hesaplamalarında asıl unsur, sınır koēullarının uygun seēilebilmesidir. Burada süperiletkenin ekseni ile (R yarıçaplı) silindirik eē merkezli sınır koēulları seēilmiētir. Buradaki R , süperiletkenin kesit alanı ölçülerinden çok büyüktür (**Şekil 4.1**). Transport akım durumu için, sınır koēulları Şu Şekilde seēilmiētir: Coulomb dönüşümünde ($\vec{\nabla} \cdot \vec{A}' = 0$), R uzaklıēındaki vektör potansiyeli telde akan I akımı tarafından oluēturulmaktadır;

$$A(R, t) = -\frac{\mu_0 I_w(t)}{2\pi} \ln(R) \quad (4.16)$$

(4.9) eēitliēinden;

$$A'(R, t) = -\frac{\mu_0 I_w(t)}{2\pi} \ln(R) - A_c(t) \quad (4.17)$$

elde edilmiş olur. Buradaki A_c Coulomb dönüşümünde tanımlanan nötür bölge vektör potansiyelidir. (4.17) eşitliğinin önemli bir sonucu; silindir üzerindeki her bir noktanın vektör potansiyeli aynıdır.



Şekil 4.1 Hesaplamalar için örnek geometri; ortadaki dikdörtgen bölge süperiletken, en dıştaki daire ise hesaplama kutusudur.

4.3 Transport Akım Durumu İçin FEM (Sonlu Element Hesaplamaları)

Telden transport a.a. akım geçirildiği durumda a.a. kayıplarını belirleyebilmek için, uygulanan akımın döngüsel değişimine karşılık gelen sonlu sayıda akım değeri için bir seri dağılım hesaplanmalıdır. Bu şu adımlarla gerçekleştirilmektedir:

İlk olarak akım değerinin tek adımda $I_a=0$ 'dan $I_a=I_{max}$ maksimum değerine yükseldiği durum incelenir. Bu durum için $A'_p(x, y) = 0$ ve $J_p(x, y) = 0$ 'dır ve şu genel formül uygulanır:

$$j_{s,ini}(x, y) = j_c \tanh[-A'(x, y)/A_n] \quad (4.18)$$

$j_c(x, y)$ 'nin bağımlılığı, kritik akımın farklı açılarla uygulanan manyetik alana bağımlılığı deneyinin verilerinden elde edilen parametreleriyle (4.1) eşitliği ile belirlenir. İlk

hesaplamadan sonra, $I_a=I_{max}$ maksimum akım değerindeki vektör potansiyeli dağılımı $A'_{maksimum}(x, y)$ olarak kayıt edilir. Bu değer, akım miktarı $I_a= I_{maksimum}$ 'dan $I_a=-I_{maksimum}$ değerine azaltılırken gerçekleştirilen hesaplamalarda kullanılır.

Akımın seçilen belli değerleri, a.a. döngüsü esnasındaki dağılımların belirlenmesi için kullanılmaktadır ve a.a. kayıpları üzerinde bir etkisi yoktur. (Gömöry vd. 2009).’da tespit edildiği gibi doğrusal bir artış kullanmak uygun olacaktır:

$$I_{a,i} = I_{max} \left(1 - \frac{2i}{N}\right) \quad i = 1, 2, 3, \dots, N \quad (4.19)$$

$N=20$ yeterli bir adım sayısı olacaktır, böylece histeris eğrisi tüm a.a. döngüsü üzerinden 40 tane noktaya sahip olacaktır.

Uygulanan akımın monotonik olduğu yarım a.a. döngüsünün kullanılmasının sunduğu avantaj; başlangıç kısmındaki akım dağılımı fonksiyonuna çok benzer şu fonksiyonu kullanabilmesidir;

$$j_{s,azalış}(x, y) = j_c \tanh \left[\frac{A'_{maksimum}(x, y) - A'(x, y)}{A_n} \right] \quad (4.20)$$

Bu ifadedeki $I_a=I_{maksimum}$ ’da hesaplanmış olan $A'_{maksimum}(x, y)$ dağılımı, $I_a < I_{maksimum}$ ’daki dağılımın hesaplanması için girdi olarak kullanılmıştır.

Süperiletkenden yeteri kadar uzağa yerleştirilen “hesaplama kutusu” sınırlarında vektör potansiyeli sabittir. Bu şekilde hesaplama kutusunun sınırlarına belli büyüklükte bir vektör potansiyelinin konulması, süperiletken içinde nötür bölgeler ile bu sınır arasında belli bir manyetik akı oluşturmak anlamına gelmektedir. Dairesel bir hesaplama kutusu ve farklı şekilli bir süperiletkenin söz konusu olduğu bunun gibi geometrilere, transport a.a.

durumu için akı ve akım arasındaki ilişki basit değildir. Genellikle, sınırlarda yüksek değerli vektör potansiyeli telde yüksek transport akım gerektirir. (Gömöry vd. 2009).’de bulunduğu gibi aşağıdaki vektör potansiyelinin kullanılması daha pratik olacaktır;

$$A'(R) = -\frac{\mu_0 I_{des}}{4\pi} \left[2 \ln \left(\frac{R}{r_{eq}} \right) + 1 \right] \quad (4.21)$$

Buradaki I_d istenen akım miktarıdır. Bu denklem, I_d akımı taşıyan ve kesit alanında düzgün bir akım dağılımı olan r_{eq} yarıçaplı dairesel bir telin merkezi ile R_B yarıçaplı daire arasındaki akıyı ifade eder. (4.21) sınır koşulları ile (4.20) eşitliğini sağlayan akımı hesaplayan sayısal işlemde r_{eq} tam değerinin bir önemi yoktur. Gerçek transport akım değeri I_t , basitçe j 'nin tüm kesit alanı üzerinden integrali alınarak bulunabilir.

Bir düzlemdeki p_0 ve p_1 gibi iki nokta arasındaki birim uzunlukta manyetik akı, bu noktalarındaki vektör potansiyellerinin farkına eşittir. Buna göre a.a. kayıplarının belirlenmesi için gerekli manyetik akı;

$$\Phi_{t_{1L}} = A(x_1, 0) - A(0,0) \quad (4.22)$$

ile ifade edilebilir. Buna göre transport a.a. kaybı, histeris halkasının alanına eşittir.

$$Q_{t_{1L}} = \oint \Phi_{t_{1L}} dI_t \quad (4.22)$$

5. MATERYAL VE YÖNTEM

Bu bölümde, üzerinde çalışılan süperiletkenler hakkında temel bilgiler verilerek, kullanılan ölçüm sistemleri ve uygulanan ölçüm tekniklerinden bahsedilecektir.

5.1 Süperiletken Malzemeler

5.1.1 Yüksek sıcaklık süperiletkenleri (HTS)

İlk HTS'yi 1986 yılında K. Alex Müller ve G. Bednorz tarafından keşfedilmiş ve bu keşifleri ile 1987'de Nobel ödülünü almışlardır (Bednorz ve Müller 1986).

Bu keşfe kadar bilinen süperiletkenler (metalik süperiletkenler) 30 K'nin altında kritik sıcaklığa sahip iken, HTS'ler 138 K (Ford 2005) gibi yüksek kritik sıcaklıklara sahiptirler. 2008'e kadar, sadece bazı bakır ve oksijenli bileşiklerin HTS'ler oldukları düşünülmekteydi. Bu yüzden HTS adı bizmut-stronsiyum-kalsiyum-bakır-oksit (BSCCO) ve itriyum-baryum-bakır-oksit (YBCO) gibi bakırlı süperiletken bileşikler yerine kullanılmaktaydı. Bu tarihten sonra demir-tabanlı (iron pnictides) bileşiklerinde HTS olduğu rapor edildi (Charles 2008, Ren vd. 2008).

HTS'lerin, süper iletiminde önemli rol oynayan CuO_2 düzlemleridir. Diğer bileşenler CuO_2 düzlemlerinde yük yoğunluğunu düzenleyen yük deposu olarak görev yaparken, yük taşıyıcılar yalnızca bu düzlemler boyunca hareket ederler. Bazı HTS'ler ve kritik sıcaklıkları çizelge 5.1'de verilmiştir. Bu süperiletkenler arasında en çok çalışılanları ve kendilerine en geniş uygulama alanı bulanları; YBCO, Bi-2212 ve Bi-2223'tür.

HTS'lerinin en önemli özelliği; Süperiletkenliğin BCS Teorisinin “en yüksek kritik sıcaklık 30 K'i aşamaz” öngörüsünü yıkmasıdır.

Çizelge 5.1 Bazı HTS'lerinin özellikleri

Formülü	İfadesi	T _c [K]
YBa ₂ Cu ₃ O ₇	123	92
Bi ₂ Sr ₂ CaCu ₂ O ₈	Bi-2212	85
Bi ₂ Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₆	Bi-2223	110
Tl ₂ Ba ₂ CuO ₆	Tl-2201	80
Tl ₂ Ba ₂ CaCu ₂ O ₈	Tl-2212	108
Tl ₂ Ba ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	Tl-2223	125
HgBa ₂ CuO ₄	Hg-1201	94

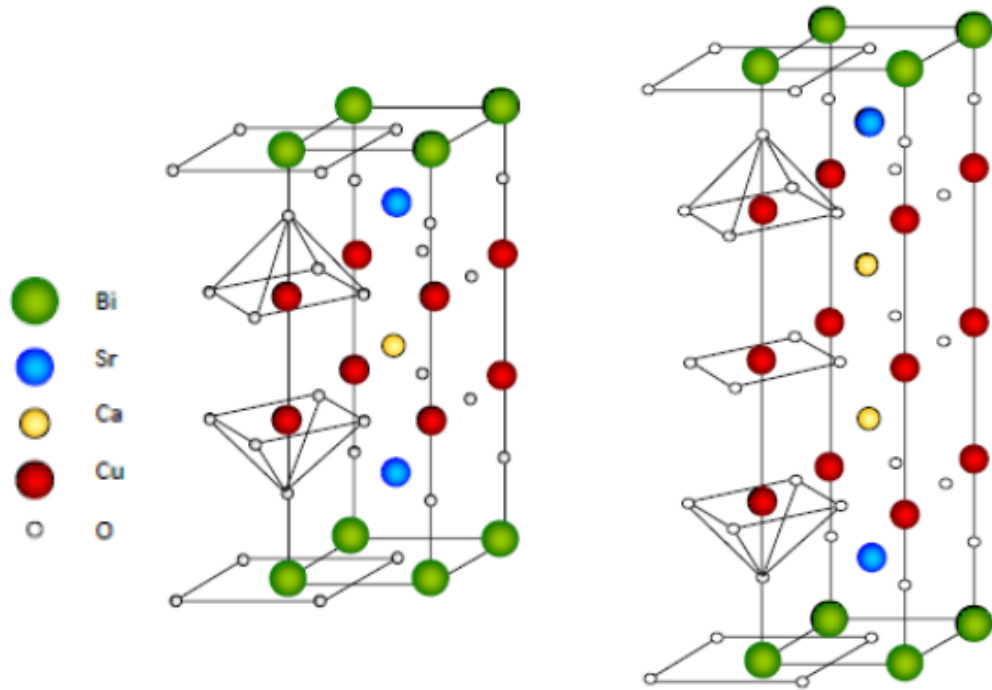
5.1.1.1 E(J) karakteristiği

Süperiletken davranışı $V(I)$ ölçümleriyle karakterize edilir. $V(I)$ ölçümleri 4-nokta kontak metoduyla, numunenin uçlarındaki kontaklardan numuneye sürülen akımı yavaş yavaş artırarak gerçekleştirilir. Voltaj kontakları ise numunenin ortasında birkaç santimetrelik bir aralıkla yerleştirilir. Bu kontaklardan okunan voltaj değeri, bu değere karşılık gelen akım değeri ile birlikte kaydedilerek numunenin $V(I)$ eğrisi elde edilmiş olur. Genellikle, $E(J)$ karakteristiği $V(I)$ ölçümlerinden hesaplanır: akım kesit alanına bölünür ve voltajda voltaj kontakları arasındaki mesafeye bölünür.

Kritik akım değeri (I_c), seçilen eşik değeri olan E_c ile voltaj kontakları arasındaki mesafe l_v 'nin çarpımının ölçülen V voltajına eşit olduğu andaki değerdir. Bu tür çalışmalarda, çoğunlukla kullanılan E_c kriteri ise $1\mu\text{V}/\text{cm}$ 'dir. Numunenin tüm kesit alanı üzerinde sabit bir J_c değeri olduğu düşünüldüğü için, bu basitleştirme ile direkt olarak I_c 'nin süperiletken numunenin kesit alanına bölünmesiyle hesaplanır.

Bu çalışmada ticari olarak satılan Bi-2223 şeridi üzerinde transport a.a. kaybı ölçümleri gerçekleştirilmiştir.

BSCCO sistemi: Bi-süperiletkenlerinin hazırlanması YBCO'ya kıyasla daha zordur, çünkü benzer katmanlı yapıya sahip farklı fazları bulunmaktadır. Üretim esnasında meydana gelen katmanlama hataları yüzünden tek bir fazın elde edilmesi zordur. Bi-2212 ($T_c=85$ K) fazının elde edilmesi Bi-2223 ($T_c=110$ K) fazının elde edilmesine kıyasla daha kolaydır. Bi-2212 fazı, 860-870°C'de birkaç saatlik ısıl işlemden sonra elde edilebilmektedir. Fakat Bi-2223 fazı 870°C'de bir haftadan uzun ısıl işlem sonunda oluşmaktadır (Tarascon vd. 1988). Bi-2212 ve Bi-2223 fazlarının kristal yapısı şekil 5.1'de verilmiştir.



Şekil 5.1 Bi-2212 ve Bi-2223 bileşiklerinin kristal yapısı

5.1.2 MgB₂

1950'lerden beri iyi bilinen MgB₂ sisteminin süperiletkenlik özelliğinin, 2001 yılında Akimitsu tarafından bulunması süperiletkenlik alanına (özellikle non-oksitlere karşı) ilgiyi arttırdı (Akimitsu 2001). MgB₂'nin keşfi, borlu bileşiklerin süperiletkenliği için yapılan çalışmaların başlangıcı olmuştur. MgB₂;

- Basit kristal yapıya sahip olması,
- metaller ve alaşımlar içerisinde yüksek T_c 'ye sahip olması,
- uyum uzunluğunun geniş olması,
- tanecikler (grain) arası zayıf bağların olmaması,
- yüksek J_c ve yüksek manyetizasyon özelliği,
- düşük anizotropiye sahip olması,
- yüksek akım taşınması için en uygun tanecikler arası sınırlara sahip olması,
- ucuz olması

gibi özelliklerinden dolayı hala ilgi çekmekte ve güncelliğini korumaktadır.

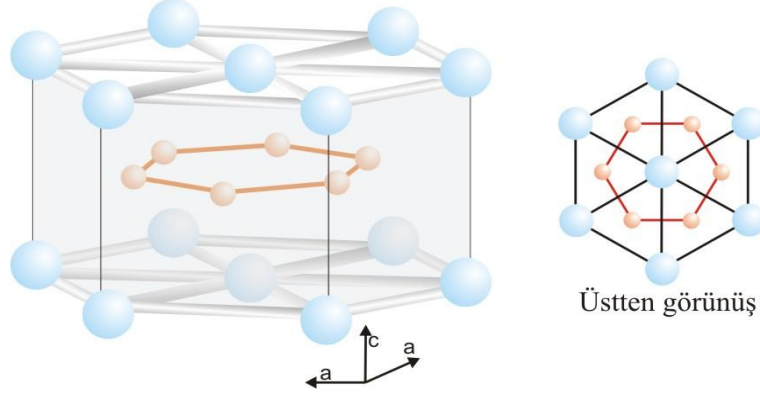
Çalışmamın bu bölümünde MgB_2 'nin süperiletkenlik özelliği ile ilgili kavramları açıklayacağım. MgB_2 süperiletkeni birçok grup tarafından yapılan araştırmalarla incelenmiş ve özellikleri ortaya konmuştur.

5.1.2.1 MgB_2 nin kristal yapısı

MgB_2 , $P6/mmm$ uzay grubuna dâhil olan, 1940'lı yıllarda bulunan ve bor alaşımların da çoğunun uyduğu AlB_2 tipi basit hegzagonal kristal yapıdadır. MgB_2 'nin kristal yapısı şekil 5.2'de gösterilmektedir.

Bu yapı ardışık Mg atomlarının hegzagonal tabakaları ile B atomlarının hegzagonal düzlem tabakalarından oluşur. MgB_2 bileşiğindeki B tabakaları grafitteki hegzagonal karbon tabakalarına benzer (King 2002). Mg atomları, borlar tarafından oluşturulmuş olan altıgenlerin merkezinde bulunur ve elektronlarını bor düzlemine verir. MgB_2 , grafitinkine benzer bir şekilde B-B uzunluklarında güçlü bir anizotropi sergiler: bor düzlemleri arasındaki mesafe, bor düzlemi içindeki B-B mesafesinden belirgin bir şekilde uzundur. Metalik B tabakaları MgB_2 'nin süperiletkenliğinde önemli rol oynar. Kristal parametreleri,

$a=3,086\text{\AA}$ ve $c=3,524\text{\AA}$ olarak bulunmuştur. Bunun yanı sıra B atomları arasındaki mesafe 0,178 nm iken Mg atomları arasındaki mesafe 0,3086 nm civarındadır.



Şekil 5.2 MgB₂'nin Kristal Yapısı (Buzea ve Yamashita 2001)

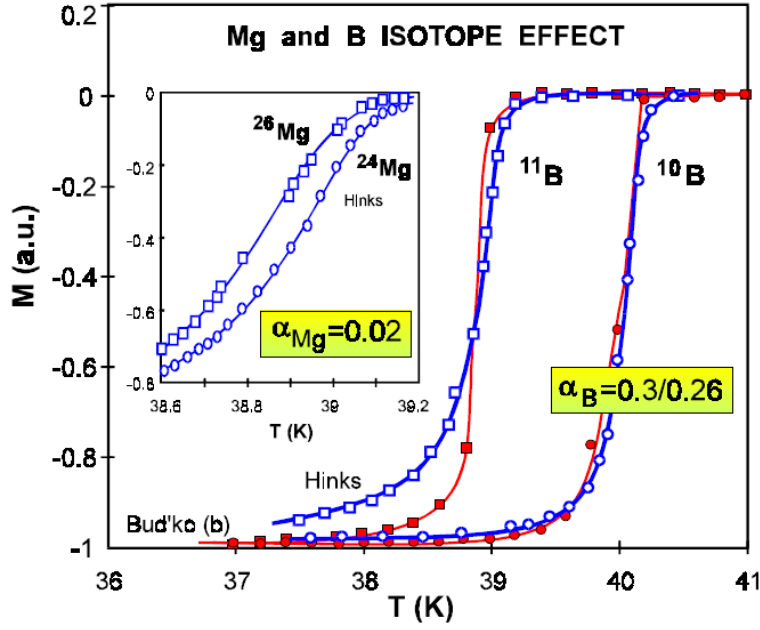
5.1.2.2 MgB₂ süperiletkenin incelenmiş olan özellikleri

MgB₂, geleneksel metalik süperiletkenler ile karşılaştırıldığında bazı avantajlara sahiptir.

MgB₂'nin kritik sıcaklığı, arametal süperiletkenlerin (Nb₃Ge $T_c=23\text{K}$) yaklaşık iki katıdır. LTS'ler içinde en yüksek geçiş sıcaklığına sahiptir (Buzea ve Yamashita 2001).

MgB₂'nin bileşenleri Mg ve B düşük ağırlıklı elementlerdir. Süperiletkenlik üzerinde izotop etkisi Bud'ko tarafından MgB₂ süperiletkenliğinin keşfinden hemen sonra yapılmıştır. Bu araştırmada ¹¹B yerine ¹⁰B kullanıldığı zaman kritik sıcaklığın 39,2 K'den 40,2 K'e yükseldiği rapor edilmiştir, şekil 5.3. Bu sonuç BCS teorisi ile uyumludur (Budko vd. 2001).

MgB₂'nin tip 2 süperiletken olduğu yüksek anizotropik uyum uzunluğu, nüfuz etme derinliği, kritik alanları, elektronik özellikleri ve normal durum karakteristiği ile ortaya konmuştur (Shigeta vd. 2003). Bakır temelli süperiletkenlerden daha uzun uyum uzunluğuna sahip olduğu rapor edilmiştir (Zhu vd. 2001).



Şekil 5.3 B ve Mg izotopları kullanılarak hazırlanmış numunelerin sıcaklığa göre mıknatıslanma eğrileri

MgB₂'nin anizotropisinin diğer HTS'lere göre daha düşük olduğu gösterilmiştir. Düşük anizotropi özelliği MgB₂'nin manyetik alandaki davranışını ve akım taşıma kapasitesini etkiler.

MgB₂ bileşiğinin atmosfer şartlarına dayanıklılığını ölçmek için yapılan çalışmalarda, MgB₂ bileşiğinin çok kolay bir şekilde oksitlendiğini ve havadaki nemden olumsuz etkilendiğini ortaya koymuştur. Oda sıcaklığında bile kolay tepkimeye girebilmekte ve Mg(OH)₂, MgCO₃ ve B₂O₃ fazları oluşmaktadır (Sen vd. 2002). Bu yüzden MgB₂ ile çalışılırken tamamen oksijenden arındırılmış kuru bir ortamda çalışılması gerekmektedir. Bu sebeplerden dolayı MgB₂ ile yapılan çalışmalarda soy gazların (örneğin Argon gazı) kullanıldığı ortamlar tavsiye edilmektedir. Hatta numune hazırlanırken uygulanan ısı işleminden sonra bile korunması gerekmektedir. Süperiletkenlik özelliğini bozulmaması ve uzun süreli kullanımları için uygun koruyucu tabakalar ile kaplamak önerilmektedir (Dou vd. 2001).

Teknolojik uygulamalar için süperiletkenlerin kritik akım yoğunlukları (J_c) büyük önem taşımaktadır. Yüksek J_c değeri tane sınırlarının akım taşıma kapasitesini gösterir. Polikristal numunenin düşük alanlarda oldukça yüksek külçe J_c göstermesi rastgele yönelmiş tane sınırlarının önemli transport akımları desteklediği görüşünü oluşturmuştur (Kanbara 1987). Bu açıdan MgB_2 , bakır tabanlı süperiletkenlere benzemez (Zhu 2001).

MgB_2 'nin üretiminde kullanılan ısıl işlemlerin sıcaklığının ve süresinin numunelerin süperiletkenlikleri üzerindeki etkileri Dou ve grubu tarafından incelendi. Geniş bir aralıkta ısıl işlem sıcaklığı ve zamanı kullanarak yaptıkları çalışmada, tane büyüklüğü ve MgO miktarının, artan sinterleme sıcaklığı ve zamanı ile arttığını buldular (Dou vd. 2001).

Mg 'nin B 'ye göre erime noktası düşüktür. (B 'nin erime noktası normal şartlar altında 2190 °C). Bu yüzden MgB_2 üretilirken uygulanacak ısıl işlem esnasında bor henüz erimemişken Mg buharlaşmaktadır. Bu durumu engellemek ve Mg ve B arasındaki stokiometrik oranı bozmamak adına MgB_2 genellikle kapalı sistemlerde üretilmektedir. Kapalı sistemde üretilmesinin bir diğer faydası da kolayca oksitlenen bu maddenin atmosfer ortamından ayrı tutulması gerekmesidir. Üretimde bir diğer alternatif yol ise, Mg 'nin buharlaşmasını geciktirmek için yüksek basınç teknikleri uygulamaktır. Ortam basıncında ısıl işlem uygulanmış MgB_2 yığın örneklerinin J_c , basınç altında üretilen örneklerle kıyasla düşüktür (Morawski 2003).

HTS'lerinde tane sınırlarının süperakımlar için engel oluşturur. Fakat $I - V$ karakteristiği, MgB_2 süperiletkeninde süperakımı azaltan tane sınırlarının olmadığını ortaya koymuştur. Sonuç olarak MgB_2 'nin en dikkat çekici özelliği tane sınırlarının akıma karşı geçirgen olması ve nadiren zayıf-bağ davranışı göstermesidir (Caplin vd. 2004). Larbalestier ve arkadaşları ise, MgB_2 'nin tanecik boyutlarının küçülmesinin ve tanecikler arası sınırların artmasının numunenin taşıyacağı J_c 'yi arttırabileceğini savunmaktadırlar.

MgB₂ süperiletkenine olan ilginin bir nedeni de düşük maliyetidir. HTS tellerin yapımında dış kılıf malzemesi olarak gümüş kullanıldığı için maliyeti yüksektir. (Buzea ve Yamashita 2001). MgB₂ teller, geleneksel NbTi ve Nb₃Sn tellerden daha ucuz maliyetle ve daha yüksek performans ile üretilebilme imkânına sahiptir (Shimura vd. 2004). Ayrıca MgB₂, basit bir yapıya sahip olduğu için çok elementli karmaşık yapılara göre daha basit ve kolay yöntemlerle üretilebilmektedir. Bu da maliyetini düşüren etkenlerden biridir. MgB₂ teli ve şeridi üretmek için kullanılan en yaygın yöntem, “tüp içinde toz - powder-in-tube” (PIT) tekniğidir (Ma vd. 2006). MgB₂ süperiletkeni için yapılan çalışmaların önemli bir bölümü PIT metodu ile üretilen MgB₂ telleri ve şeritleri üzerine yoğunlaşmıştır. PIT metodu ile üretilen yüksek yoğunluklu MgB₂ telleri yüksek J_c gösterir. Bu yöntemle üretilen tellerin boyları kullanılan tüplerin yapısına bağlı olarak sınırlıdır. Buna karşın sürekli tüpü doldurma ve bükme tekniği (CTFF) istenilen uzunluklarda teller üretilmesi için elverişli bir yöntemdir.

5.2 Yöntemler

5.2.1 Külçe malzemelerin hazırlanma yöntemi

Bu tez çalışmasında tel üretimi için gerekli önçalışmalar ilk olarak külçe malzemeler üzerinde gerçekleştirildi.

5.2.1.1 Toz Karıştırma

Külçe numuneler için kullanılan Bor ve Magnezyum başlangıç tozlarının özellikleri ve bu çalışmadaki kod adları çizelge 5.2 ve çizelge 5.3’de verilmiştir. Kimyasal formüle uygun oranlarda tartılarak hazırlanan toz karışımlar, daha homojen bir karışım elde edebilmek amacı ile şekil 5.4’deki yüksek enerjili bilyeli değirmen kullanılarak daha önceki deneyimlerimizle tespit edilmiş koşullarda karıştırıldı. Bu koşullara göre: (i) toz karıştırma işlemi, 15’er dakikalık turlarla, her tur arasında 5 dakikalık aralarla toplamda 5 saat boyunca tozun karışmasını sağlayacak şekilde gerçekleştirildi, (ii) toz karıştırma hızı

olarak 100 rpm kullanıldı, (iii) Bu işlemde 1:10 toz-top oranı tercih edildi. Hazırlanan toz karışımları çizelge 5.4'deki gibi adlandırılmıştır.

Çizelge 5.2 Başlangıç bor tozu kod adları ve özellikleri

KOD ADI	NUMUNENİN ADI	ÖZELLİKLERİ
B1	Pavezyum, PVZ0	Safılık: %98,8, Ort.Par.Boy.: 0,3 µm (max)
B2	Pavezyum, PVZ2	Safılık: %95,2, Ort.Par.Boy.: 0,8 µm (max)
B4	Pavezyum, PVZ12	Safılık: %86,7, Ort.Par.Boy.: 0,8 µm (max)
B5	Sigma-Aldrich, 15580	Safılık: >%95, Ort.Par.Boy.: 1 µm (max)
B7	Pavezyum, PVZnano	Safılık: > %98, Ort.Par.Boy.: 0,3 µm (max)

Çizelge 5.3 Başlangıç magnezyum tozu kod adları ve özellikleri

Bu çalışmada ki Kod Adı	Numunenin Adı	Özellikleri
Mg1	Alfa Aesar 10233	Safık: % 99,8 Par.Boy.: 325 mesh (=44 µm)
Mg5	Sigma-Aldrich 254126	Safık: %98 Par.Boy.: 20-230mesh (=841µm -63µm)

Çizelge 5.4 Toz karışımlarının adlandırılması

	KOD: B1	KOD: B2	KOD: B4	KOD: B5	KOD: B7
KOD: Mg1	11	12	14	15	17
KOD: Mg5	51	52	-	55	57



Şekil 5.4 Yüksek enerjili bilyeli değirmen

5.2.1.2 Külçe örneklerin preslenmesi

Her bir toz karışımından, farklı basınçlar uygulanarak külçe numuneler basıldı. Bu numunelerin toz bilgisi ve presleme basınçları çizelge 5.5’de verilmiştir. Tüm toz karışımları 30 mg tartılarak, tablodaki basınç miktarlarında basılarak $3 \times 3,5 \text{ mm}^2$ kesit alanlı külçe numuneler elde edilmiştir.

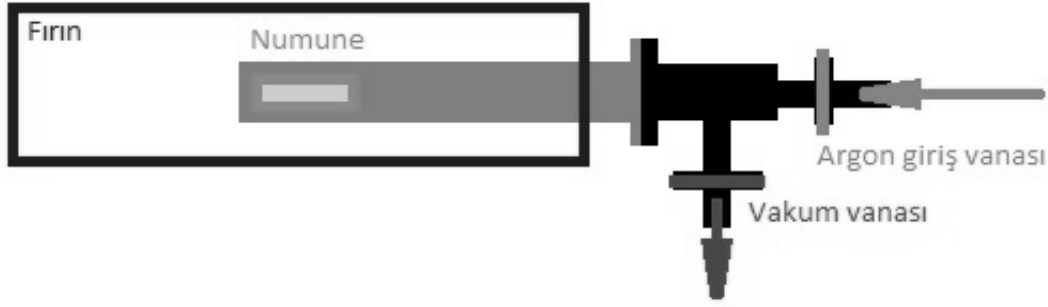
325 mesh boyutlu Mg tozu (parçacık boyutu 44 mikron) ile hazırlanan seride preslemede hiçbir problemle karşılaşılmazken 20-230 mesh boyutlu Mg (parçacık boyutu 841-70 mikron) ile çalışırken 0,25 ton külçe numune oluşturmak için yetersiz gelmiş ve külçe şeklini alması sağlanamamıştır. Bu yüzden iki seri için farklı basınç büyüklükleri denenmiştir. İki seri arasında kıyaslama yapabilmek için ortak basınçlar olarak 0,5 ve 1 ton seçilmiştir.

Çizelge 5.5 Külçe numunelerin adlandırılması

Toz karışımı adı	P1 0,25 [ton]	P2 0,5 [ton]	P3 0,75 [ton]	P4 1 [ton]	P5 1,5 [ton]
(11*)	(111)	(112)	(113)	(114)	
(12*)	(121)	(122)	(123)	(124)	
(14*)		(142)			
(15*)		(152)			
(17*)		(172)			
(51*)		(511)		(512)	(513)
(52*)		(521)		(522)	
(55*)	-	(551)	-	-	-
(57*)	-	(571)	-	-	-

5.2.1.3 Külçe numunelerin fırınlanması

Toz karışımlarından preslenerek hazırlanan külçe numuneler, MgB_2 ikili bileşiğinin oluşabilmesi için fırınladı. Numuneler, fırın sistemine entegre edilen ve fırınlama esnasında basınçlı atmosfer sağlayan düzeneğe yerleştirildi. Bu düzeneğin şematik gösterimi şekil 5.5’de verilmiştir. Bu düzenek, “vakumlanıp-argon gazı verilerek” içindeki normal atmosferden temizlendi ve bu işlem üç kez tekrarlandı. Son gaz verme işleminde Argon gazı basıncı 5 Bar ayarlandı. Bu işlemin amacı, MgB_2 oluşumu gerçekleşmeden Mg’nin buharlaşmasını uygulanan basınç ile engellemek ve MgO fazının oluşumunu Argon atmosferi kullanarak sınırlamaktır. Fırın 5°/dak. hızla 900°C’ye ısıtıldı ve numuneler bu sıcaklıkta 1 saat bekletildi ve bu işlem sonunda fırın kapatılarak fırın içerisinde kendi halinde soğumaya bırakıldı.



Şekil 5.5 Isıl işlem esnasında istenilen atmosferin istenilen basınçta oluşturulduğu düzeneğin şematik gösterimi.

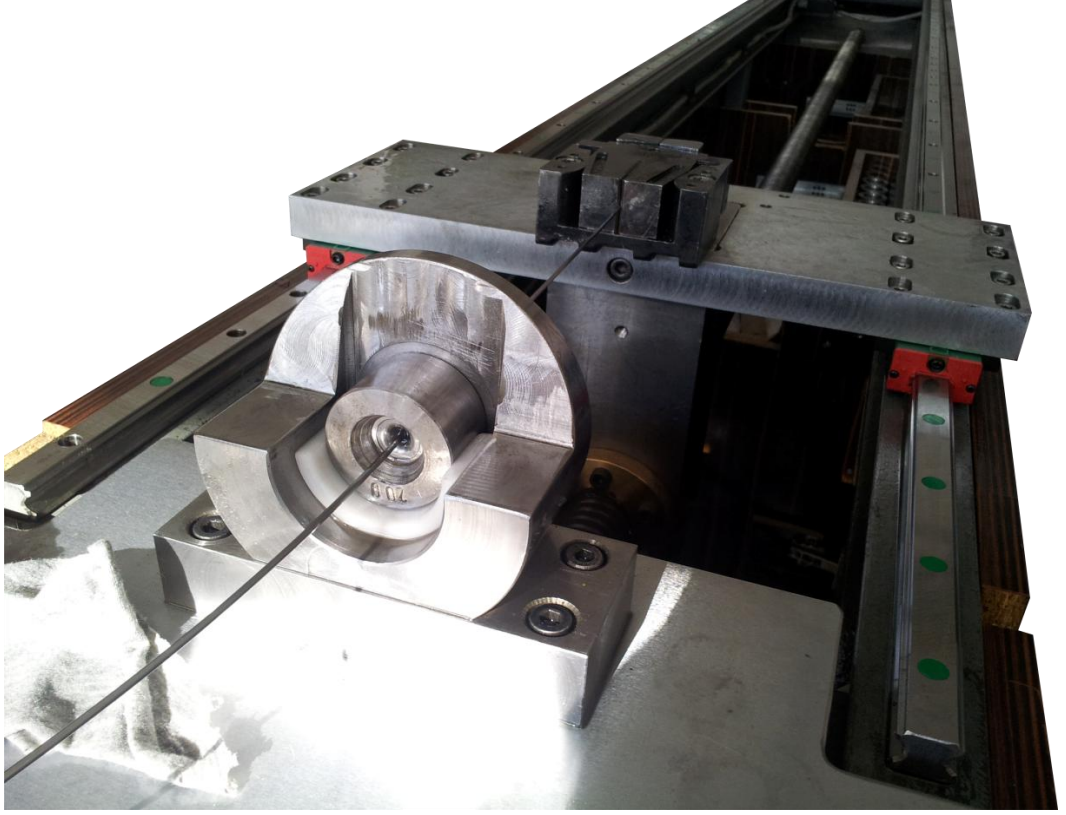
5.2.2 Tel örnekleri hazırlanma yöntemi

5.2.2.1 Tüp içinde toz - powder in tube (PIT) yöntemi

Tel örneklerin hazırlanmasında "tüp içinde toz - powder in tube (PIT)" yöntemi kullanılmıştır. PIT yöntemi ile tel üretimi sağlayan cihazın yapımı tamamlandıktan sonra laboratuvar bünyesinde PIT makinesi (Şekil 5.6) ile test telleri hazırlanarak makinenin eksiklikleri giderilmeye çalışılmıştır.

Test teli 10 cm uzunluğunda, dış çapı 12 mm ve et kalınlığı 1 mm olan demir borudan hazırlandı (Şekil 5.7). Borunun bir ucu, uç sivrilme cihazında (Şekil 5.8) kapanana kadar sivriltildikten sonra içine bilyeli değirmen yardımıyla hazırlanan Mg ve B toz karışımı dolduruldu. Dolum işlemi bittikten sonra diğer ucu da aynı işlemle kapatıldı. Bu şekilde her seferinde ucu sivriltilerek, sırasıyla haddelerden geçirildi. Belli sayıda haddeden geçirilen örnekte, demir kılıfın sertleştiği ve bu yüzden çekme işlemi esnasında kopmaların yaşanmaya başladığı gözlemlendi. Bu problemin aşılması için, demir kılıfın ısıl işleme tabi tutulması gerektiğine karar verildi. Örnekte kılıfın içindeki toz karışımının MgB_2 oluşturmaması gerektiği için MgB_2 'nin oluşmaya başladığı ilk sıcaklık olan $650^{\circ}C$ 'nin altında uygun bir sıcaklıkta ara ısıl işleme tabi tutuldu. Demir kılıf, kesit alanında ortalama % 80'lik bir daralmadan sonra ara ısıl işleme tabi tutulması gerektiği için bu durum

gözetilerek tel çekme işlemi tamamlanmıştır. PIT makinemizde haddelerin ve uç sivriltmenin imkânlarıyla örneklerin dış çapı 1,5 mm'nin altına kadar düşürülebilmektedir (Şekil 5.10).



Şekil 5.6 PIT tel çekme cihazı



Şekil 5.7 PIT tel hazırlamak için kullanılan demir tüp



Şekil 5.8 Tel ve tüp uç sivirtme ünitesi

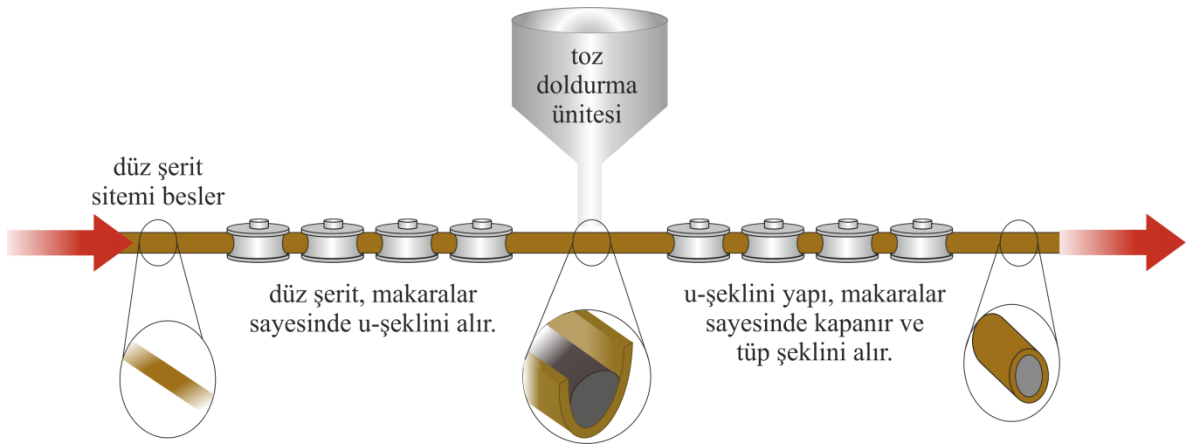


Şekil 5.9 PIT yöntemiyle üretilen tel

Bu işlemde elde edilen tel örnek, tek damarlı özlü teldir. Süperiletken tel kullanılacak uygulamanın gereksinimlerini karşılamak amacı ile çok damarlı hale getirilebilir. Bunun için üretilen tek damarlı tel, ihtiyaç duyulan sayıda damar elde edecek şekilde yan yana getirilir. Daha sonra bu damarları sıkıca bir arada tutacak bir kılıfa daha geçirilir. Damar üretiminde ki gibi ucu sivriltilerek sırasıyla uygun haddelerden geçirilerek istenilen çapa ulaşıncaya kadar tekrar inceltme işlemine tabi tutulur. Sonuç olarak çok damarlı özlü tel üretimi gerçekleştirilmiş olur.

Kayıp çalışmaları için iyi bir seçim olmayan ferromanyetik bir malzeme olan demir, maliyeti düşük olduğu için sadece PIT makinasının optimizasyonu için kullanılmıştır. Daha sonraki aşamada Titanyum kılıf malzemesi kullanılmıştır. Titanyum, demire göre çok daha

sert bir malzeme olduğu ve bu yüzden soğuk çekme işlemine uygun olmadığı için; çekme işleminin önemli unsurlarından biri olan “örneğin yağlanması” işlemi için farklı bir yol izlenmiştir. Araştırmalardan edinilen bilgiler ışığında “katı yağlama” olarak da adlandırılan yöntem tercih edilerek, Ti-kılıf üzerine demir/bakır bir kılıf geçirilmiştir. Bu şekilde hazırlanan tüpler yine aynı yöntemle toz doldurulup çekilerek tel örnekler elde edilmiştir. Tamamlanan tellerden ölçümler için kısa numuneler alınarak en dıştaki demir kılıf sıyrılmıştır.



Şekil 5.10 Sürekli tüpü toz ile doldurarak katlama (CTFF) sisteminin çalışma prensibi

5.2.2.2 Sürekli tüpü toz ile doldurarak katlama-continuous tube filling and folding (CTFF) yöntemi

Bu çalışmanın başında, “Sürekli tüpü toz ile doldurarak katlama (CTFF-continuous tube filling and folding) tekniği” ile tel üretimi de hedeflenmişti. Böylelikle Pya CTFF üretim tekniği dışında diğer özellikleri aynı olan teller üretilerek bu iki tekniğin avantajları ve sonuçları kıyaslanması hedeflenmiştir. Fakat CTFF sisteminde karşılaşılan problemler ve bu problemlerin giderilememesi nedeni ile bu yöntemle üretime bu çalışmada yer verilememiştir. Şekil 5.10’de gösterildiği gibi CTFF tekniğinde, metal bir şerit bir dizi makaradan oluşan sistem sayesinde önce U şekline getirilmektedir. Daha sonra bu U şekilli yapının içine bir dolun ünitesi vasıtasıyla süperiletken toz doldurulmakta ve tozun düzgün

dağılımı sağlanmaktadır. Dolum ünitesinden geçen toz dolu U şekilli bu şeridin uçları yeni bir dizi makara sistemi sayesinde kapatılarak içi toz dolu tüp şeklini almaktadır. Bu işlem sonucunda tek damarlı teller elde edilir. Bu işlemde çıkan teller daha ince çaplara indirilebilmek için haddelerden geçirilerek çapı düşürülebilir. Ayrıca bu tek damarlı teller, uygun geometrilerde bir araya getirilerek PIT yönteminde de olduğu gibi çok damarlı tellerde elde edilebilmektedir.

5.2.3 X-ışını kırınımı (XRD)

Mikro yapı, faz oluşumunun incelenmesi ve örgü parametrelerinin hesaplanması için X-ışını kırınımı (XRD) analizi gerçekleştirilmiştir. Üretilen MgB_2 süperiletken külçe örnekleri X-ışını toz kırınım desenleri, külçe formları üzerinden oda sıcaklığında $20^\circ \leq 2\theta \leq 90^\circ$ aralığında, $0,05^\circ$ 'lik adımlarla $3^\circ/\text{dak.}$ hızla şekil 5.11'de gösterilen Ankara Üniversitesi Katıhal Laboratuvarındaki RIGAKU MiniFlex II Masaüstü X-ışını Toz kırınım diffraktometresinde alınmıştır.



Şekil 5.11 RIGAKU MiniFlex II masaüstü x-ışını toz kırınım diffraktometresi

5.2.4 Alternatif akım alınganlık ölçüm sistemi

Tip 2 süperiletkenler manyetik akıyı tuzaklar. Bu yüzden herhangi bir manyetik akı değişimi enerji gerektirir. Bu enerji kaybı histerik bir karakter sergilediği için, bu kaybı sanal kısmı da bulunan kompleks alınganlık ile tanımlamamız mümkündür (Maxwell ve Strongin 1963). Bu büyüklük histerik kayıpların frekans bağımlılığını da sergilemektedir.

Genel olarak alınganlık, mıknatıslanmanın manyetik alan şiddetine oranı olarak tanımlanmaktadır: $\vec{M} = \sum \vec{m} / \Delta V$. Sonsuz uzunlukta dilim geometriye sahip bir süperiletken düşünelim. Bir a.a. manyetik akı yoğunluğu, dilim yüzeyine paralel olarak uygulanıyor olsun. Numunenin kesit alanından (S_s) geçen manyetik akı, yine S_s 'den geçen B_{ort} ortalama akı yoğunluğu cinsinde şu şekilde ifade edilebilir:

$$\phi_m = S_s B_{ort} = \int_{S_s} B dS_s \quad (5.1)$$

Bir a.a. deneyinde B_{ort} , zamanın bir fonksiyonudur ve bir pick-up bobininin bir turunda ki voltajı kontrol eder:

$$v_m(t) = -d\phi_m(t)/dt = -S_s dB_{ort}(t)/dt \quad (5.2)$$

Pick-up bobini, numunenin içindeki akı yoğunluğunun bütünleşmiş değerini ölçer. $\phi_m = S_s B_{ort} = \int_{S_s} B dS_s$ eşitliğini kullanarak, numunenin mıknatıslanması şu şekilde ifade edilebilir:

$$M(t) = B_{ort}(t)/\mu_0 - H_a(t) = \phi_m(t)/\mu_0 S_s - H_a(t) \quad (5.3)$$

Kompleks a.a. alınganlığın bileşenleri:

$$\chi' = \frac{1}{\pi H_{a0}} \int_0^{2\pi} M(\omega t) \cos(\omega t) d(\omega t) \quad (5.4)$$

$$\chi'' = \frac{1}{\pi H_{a0}} \int_0^{2\pi} M(\omega t) \sin(\omega t) d(\omega t) \quad (5.5)$$

şeklinde ifade edilir. Buradaki H_{a0} , uygulanan H_a manyetik alanının genliğidir. χ' ve χ'' 'nin fiziksel anlamı şöyle açıklanabilir: Uygulanan a.a. alanın bir döngüsünde ısıya dönüşen enerji miktarı;

$$Q_{m,V_{dilitim}} = \pi \chi'' \mu_0 H_{a0}^2 \quad (5.6)$$

dır. Numunenin kapladığı hacimde depolanan manyetik enerjinin zaman ortalaması;

$$E_m = \chi' \frac{\mu_0 H_{a0}^2}{2} \quad (5.7)$$

olarak elde edilir. Yukarıda yaptığımız analiz, çok uzun bir dilim geometri için geçerlidir (Gömöry 1997). Yüksekliği sonlu (h_s) numunenin kaybı, sonsuz uzunluktaki numunenin kaybından c_f faktörü kadar küçüktür;

$$Q_{m,V} = c_f \cdot Q_{m,V_{dilitim}} \quad (5.8)$$

Kalibrasyon faktörü c_f , pick-up bobininin geometrisine ve numunenin alan yönündeki yüksekliğine bağlıdır (Schmidt 2008).

Eğer pick-up bobini, numuneye kıyasla yeterince büyük ise numune manyetik dipol olarak düşünülebilir. Böyle bir ölçüm sisteminde, lock-in tekniği kullanılmaktadır. İndüklenen

voltajı "lock-in amplifier" ile ölçerek alınganlığın faz-ıçı χ'_n ve faz-dışı χ''_n kısımları ayrıştırılabilir. Klasik bir a.a. alınganlık ölçüm düzeneği şekilde gösterilmiştir.

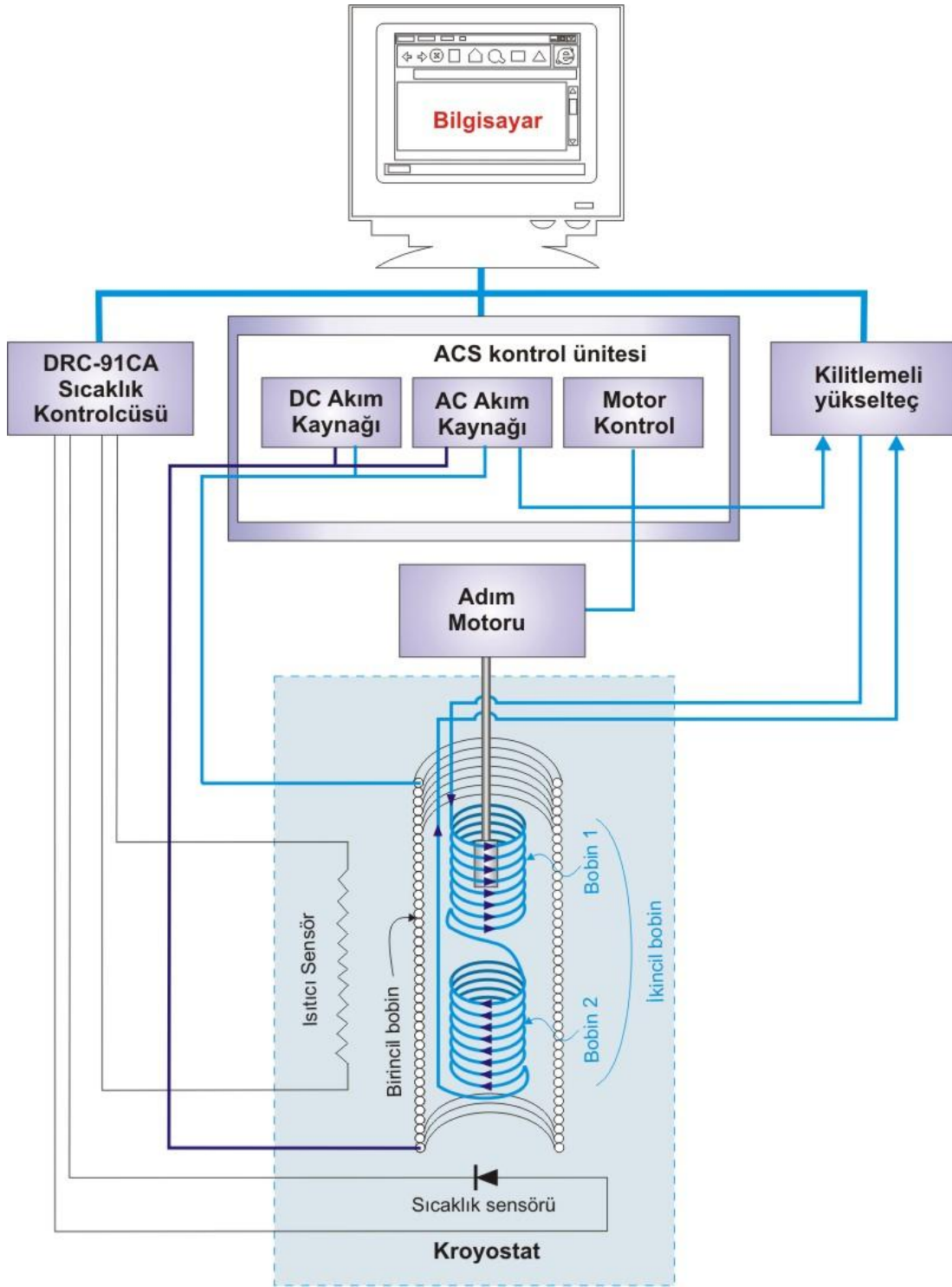
Bir transformatör devresinde birincil bobin olarak hizmet veren solenoid tarafından bir a.a. manyetik alan üretilir. Bu solenoid, değişebilen genlik ve frekanslı a.a. akım kaynağı tarafından beslenir. Birincil bobine doğru akım uygulayarakta bir doğru akım (d.a.) alan oluşturulabilir. Algılayıcı bobinlerden birinin içerisine numune yerleştirildiği zaman, voltaj dengesi bozulur. Ölçülen voltaj, numunenin temel a.a. alınganlık genliği ve bazı diğer parametreler ile orantılıdır. Yani;

$$v = VfH_{a0}\chi/\alpha \quad (5.9)$$

dır ve buradaki α kalibrasyon sabiti, V numunenin hacmi, uygulanan alanın genliği H_{a0} ve frekansı f 'dir. Özdeş iki algılayıcı bobin yapılması mümkün olmadığı için sistemde numune yokken bile lock-in amp.'de hafif kaymış bir voltaj okunur. Bunu telafi etmek için çeşitli yollar denenebilir. Bu sorunlardan kaçınmanın yolu ise her bir bobin içindeki iki ölçümün birbirinden çıkartılarak net numune voltajı elde edilebilir. v_0 numune yokken okunan hafif kaymış voltaj olsun; bobinlerden birindeki ölçüm sonucu $v_1 = v + v_0$ ve diğer bobindeki ölçüm sonucu ise $v_2 = -v + v_0$ olsun; numuneden gelen net voltaj sinyalini

$$v = (v_1 - v_2)/2 \quad (5.10)$$

ifadesi ile hesaplayabiliriz. Numunenin bobinler arasındaki hareketinin hassas olarak ayarlanabilmesi çok önemlidir ve bu işi bilgisayar kontrollü adım motoru yapar. Sistemin şematik bir gösterimi şekil 5.12'de verilmiştir.

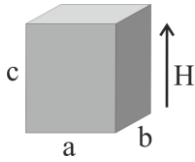


Şekil 5.12 A.A. Alınanlık Ölçüm Sistemi Şeması

5.2.5 Mıknatıslanma ölçümleri

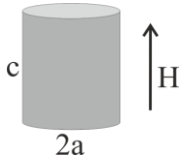
MgB₂ örnekleri üzerindeki d.a. mıknatıslanma ölçümleri Quantum Design Physical Property Measurement System (PPMS)_9T ile Malatya Üniversitesi İBTAM'da gerçekleştirilmiştir. Numune, sabit bir manyetik alan içerisinde hareket ettirilir ve algılama bobinin yardımıyla numunedeki sinyaller alınır. Alınan sinyaller, bilinen bir kalibrasyon dalga formuyla fit edilir. Burada, numunenin manyetik momenti, fit etme parametresi olarak kullanılır. MgB₂ numunelerinin manyetik histeris halkası ölçümleri, 50 Oe/s'lik süpürme hızı ile 9 T'ya kadar yükseltilecek değişken manyetik alan altında 10-20-30 K'de gerçekleştirildi. J_c şekil 5.13'de gösterildiği gibi bu halkanın genişliği ile orantılıdır. Dolayısıyla numunelerin kritik akım yoğunlukları kritik durum modeline göre aşağıdaki formüller ışığında hesaplanabilmektedir.

Bar şekilli numuneler için ($b > a$);



$$J_c = 200 \frac{\Delta M}{\left[a \left(1 - \frac{a}{3b} \right) V \right]} \quad (5.11)$$

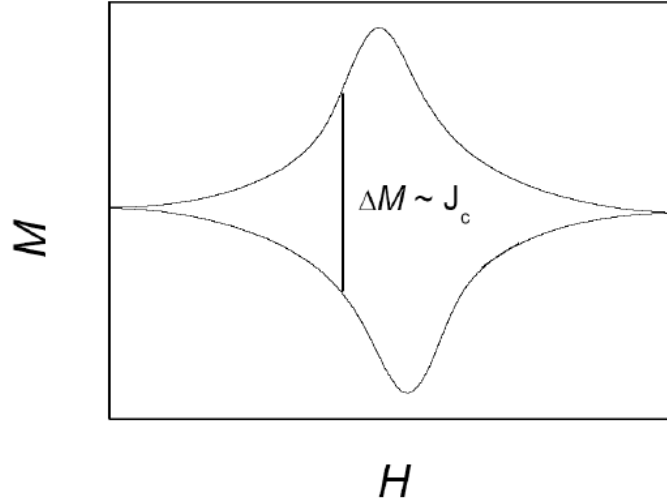
Manyetik alanın silindir eksenine paralel uygulandığı koşul için



$$J_c = 150 \frac{\Delta M}{[a^2 c \pi]} \quad (5.12)$$

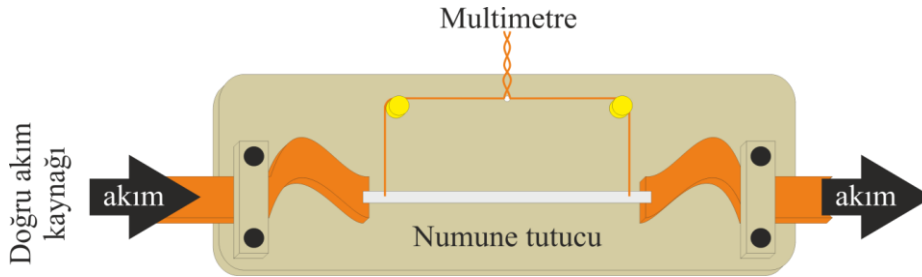
Bu bağıntılarda; a , b ve c numunelerin cm cinsinden boyutlarıdır. J_c A/cm³ ve ΔM ise emu/cm³'dür. Ölçümlerde kullanılan MgB₂/Ti tel örnekleri silindirik yapıda oldukları ve eksenlerine paralel alan uygulandığı için (5.12) formülü kullanılarak J_c hesaplamaları

gerçekleştirilmiştir. 10 K'nin altındaki sıcaklıklarda akı-sıçraması gerçekleştiği için ölçümler 10 K ve üzerinde gerçekleştirilmiştir.



Şekil 5.13 Süperiletkenlerin manyetik histeris halkasının şematik gösterimi

5.2.6 Kritik akım ölçümü sistemi



Şekil 5.14 Dört nokta kontak yöntemi ile kritik akım ölçüm sistemi

Süperiletken tel/şeritlerin en temel karakteristik özelliklerinden birisi kritik akımdır. Bu değer belirlenmesi için çeşitli deneysel metodlar kullanılabilir. Bunlardan en temel iki tanesi mıknatıslanma ve transport ölçümleridir. Mıknatıslanma ölçümleri d.a. alan altında VSM kullanılarak ya da a.a. alan altında kompleks alınganlık ölçümleri ile gerçekleştirilebilir. Mıknatıslanma ölçümlerinin avantajı, güç yerleştirilen (transport ölçümler gerçekleştirilemediği) numunelerin karakterizasyonunu gerçekleştirebilmesidir.

Transport ölçümler ile, numune normal durumda karakterize edilebilmektedir ve bu stabilite araştırmaları için önemlidir. Transport ölçümleri ile numuneye I_t transport doğru akım sürülen numunenin boyunca E elektrik alanı ölçülür. Dört nokta kontak yöntemiyle gerçekleştirilen bu ölçüm sistemi Şekil 5.14'de Şematik olarak gösterilmiştir. Eğer manyetik vorteksler numune içinde sabitlenmişler ise E sıfırdır. Buna karşın eğer akı vorteksleri tümüyle perçinlenmemişler ise bu değer sıfırdan farklı olacaktır. Numuneye akım uygulandığı zaman, akı vorteksleri (uygulanan akımın yönüne bağlı olarak) tercih edilen yönde bir çivilenme merkezinden değerine zıplarlar. Ölçülen voltaj çok küçük değerlerden başlayarak, artan akım miktarıyla birlikte üstel olarak artar. Voltaj, belli bir değerini geçince kritik akım değerine ulaşılmış olur. Flaksonlar, bu değer üstünde çıkıldığında perçinlendikleri merkezlerden ayrılmaya ve süperiletken hacmi içerisinde hareket etmeye başlarlar. Diğer bir değişle normal duruma geçer.

Deney sonucunda elde edilen verileri kullanarak $I(V)$ grafiği logaritmik ölçekte çizdirilir. Grafiğin doğrusal olmaya başladığı nokta belirlenir. Bu nokta akı sürüklenmesinin yani normal faza geçisin başladığı noktadır. Bu noktadan itibaren $V(I)$ grafiği çizilir. Bu grafik $y = Ax^{1/n}$ formunda güç serisine fit edilir.

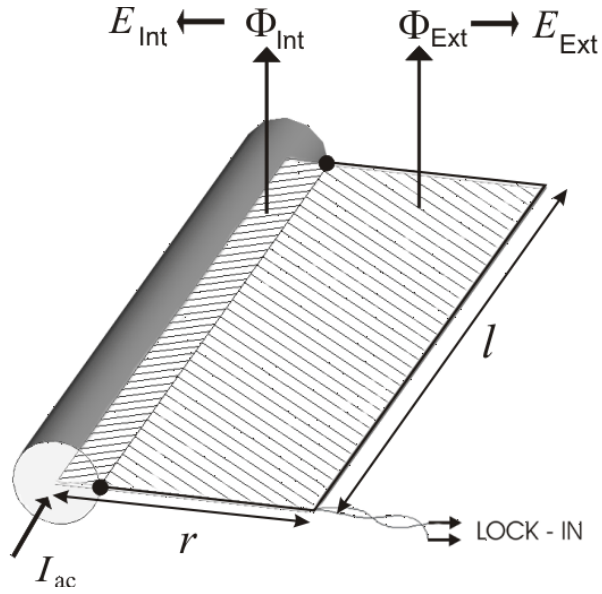
Süperiletkenden elde edilen $I(V)$ grafikleri matematiksel olarak;

$$E = E_c(I/I_c)^n \quad (5.13)$$

ile ifade edilebilir. Buradaki E_c , kritik elektrik alan değeridir ve $1 \cdot 10^{-4} V/m$ ($1 \mu V/cm$)'dir, I_c kritik akım ve n eğrinin diklik parametresidir. Bu durumda $I = I_c V^{1/n}$ olarak yazılabilir. Yani $I(V)$ grafiğinin güç serisine fit edilmesi ile elde edilen A katsayısı bize numunenin kritik akım değerini verir.

5.2.7 Transport a.a. kaybı ölçümü

Transport kayıp ölçümleri için çeşitli yöntemler değerlendirilmiştir. Her çeşit kaybı ölçmeye yarayan termal ve buharlaşma yöntemi yanında, birçok durumda daha çabuk ve kesin ölçüm yapma imkânı sunan elektromanyetik yöntem vardır. Bu çalışmada transport kayıplar elektromanyetik yöntem ile gerçekleştirilmiştir.



Şekil 5.15 Voltaj ölçüm halkası



Şekil 5.16 Numune tutucusu ve voltaj kontaklarının hazırlanması

Bu yöntem, bir devreye bağlı olan ve üzerinden a.a. akım geçen bir süperiletken tel numunesi üzerinden iki kontak yardımıyla voltaj değerinin okunması prensibine dayanmaktadır. Numuneye kritik akım değerinden düşük bir akım uygulandığı ve dolayısıyla akım numunenin kesit alanının tümünü doldurmadığı durum incelenir. Yani numunenin merkezinde nörtür bir bölge vardır. Voltaj ölçüm halkası bu nört bölgede kapanmaktadır. Şekil 5.15'i incelediğimizde ölçülen sinyalin iki kısmı iki alandan gelen sinyal olduğu kolayca görülmektedir. Birincisi, Φ_{int} manyetik akısının zamana göre türevinden elde edilen ve süperiletkenin içindeki akı çizgilerinin hareketiyle ilgili olan kısmıdır. İkincisi ise, Φ_{ext} manyetik akısının zamana göre türevinden elde edilen ve süperiletkenin dışında kalan alandaki akı çizgilerinin hareketiyle ilgili olan kısmıdır. Bize sadece birinci kısım gerekli olduğu için, şekil 5.16'daki gibi voltaj kontaklarına bağlanan tellerin, merkezinde numunenin olduğu, çapı 2 cm olan bir silindir üzerinde 1 tur dolandırılarak ikinci kısımdan gelen katkı sıfırlanmaya çalışılmıştır.

Voltaj ölçüm halkasından ölçülen V_t voltajı, uygulanan I_t akımına göre iki bileşene sahiptir. Transport akım ile faz-ıçı olan voltaj bileşeni (gerçek bileşen), süperiletkene akım nüfuzu esnasında kaybolan enerji ile ilişkilidir. Bu durumda transport kayıp, transport akımın etkin değeri ($I_{t,rms}$) ile V_t voltaj değerinin faz-ıçı bileşeninin etkin değeri ile çarpımına eşittir. Harmonik transport akım uyguladığımızı düşünürsek, transport akımın süperiletken numuneye nüfuz etme biçimi (3. Bölümde, Şekil 3.6'da gösterilmiştir) yüzünden ölçülen voltaj harmonik değildir. Bu yüzden kaybolan güç

$$P_t = I_{t,rms} \cdot Re\{V_t\} \quad (5.14)$$

şeklinde yazılabilir. Burada P_t 'nin birimi Watt, $I_{t,rms}$ 'nin birimi Amper, V_t 'nin birimi Volt'tur. Eğer ölçülen kayıp, sadece süperiletkendeki manyetik akı perçinlenmesinden kaynaklanan kayıp ise, histerik bir davranış sergiler ve döngü başına kayıp frekanstan bağımsızdır. Bu yüzden analiz edebilmek için, döngü başına düşen kayıp miktarının (Q_t) transport akıma ($I_{t,rms}$) olan bağımlılığını kullanmak faydalı olur.

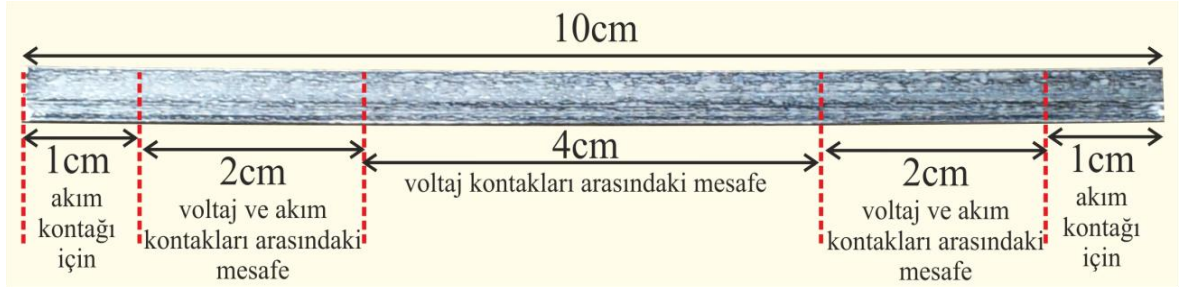
$$Q_t = I_{t_rms} \cdot Re\{V_t\}/f \quad (5.15)$$

Buradaki f , transport akımının frekansdır. Burada Q_t 'nin birimi Joule, I_{t_rms} 'nin birimi Amper, f 'nin birimi Hertz'dir.

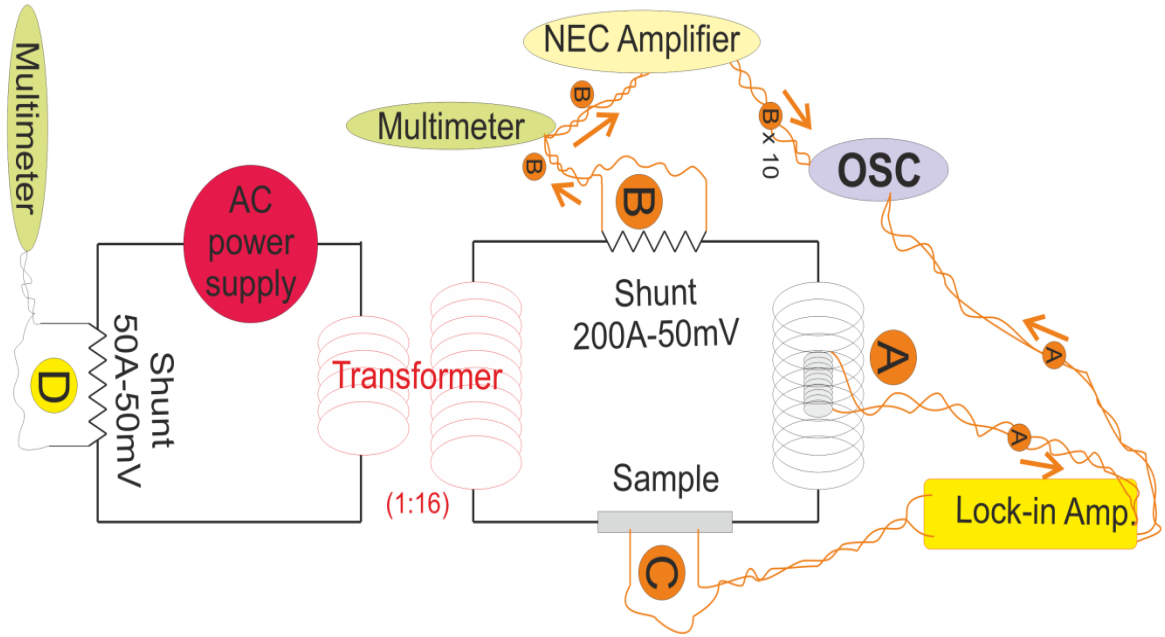
5.2.7.1 Sıvı azot, transport a.a. kayıp sistemi

Sıvı azot sıcaklığında süperiletken olan BSCCO şerit numuneler de ölçüm alabileceğimiz sistem çalıştırılmıştır. Bu kısımda, bu tez çalışması ile laboratuvarımıza kazandırılan sıvı azot sistemi anlatılacaktır. BSCCO şeritlerden, 10 cm boyunda düzgün numuneler kesilerek ölçüm düzeneğine 4-nokta kontak tekniği ile bağlanmıştır. Bu kontaklardan en dışta kalanlar akım kontakları, içteki iki tanesi de numunenin akıma gösterdiği tepkinin voltaj farkı olarak okunduğu kontaklardır (Şekil 5.17). Numune montajında dikkat edilmesi gereken hususlar şu şekilde sıralanabilir; (i) ölçüm esnasında numunede oluşabilecek titreşimleri engellemek ve hareketsiz halde tutabilmek için numune, numune tutucuya yalıtkan bantlarla sabitlenmelidir; (ii) numuneden gelen sinyaldeki gürültünün en aza indirgenmesi için akım ve voltaj kontakları arasındaki mesafe 2 cm civarında olmalıdır.

Sıvı azotta transport a.a. kayıp düzeneği şekil 5.18'de verilmiştir. A.a., a.a. güç kaynağından sağlanmakta ve torodial transformatör tarafından yükseltilerek süperiletken BSCCO şeride uygulanmaktadır. Birinci devredeki akımın büyüklüğünü kontrol etmek için 50 A - 50 mV'luk bir *shunt* kullanılmıştır. Birincil devredeki akım transformatör yardımıyla yükseltilerek ikincil devrede 200 A'e kadar bir akım indüklenebilmektedir. İkincil devredeki akım ise 200 A - 50 mV'luk *shunt* yardımıyla ölçülmektedir. Ölçümü alınan numune sıvı azot küvetine yerleştirilerek devreye seri olacak şekilde bağlanmıştır. Devreye seri bağlı bir bobin, merkezindeki diğer bir bobin üzerinde bir akım indükler. İndüklenen bu akım lock-in amplifikatör için referans sinyali olarak kullanılır. Numuneden okunan sinyal bu referans sinyali sayesinde analiz edilmektedir.



Şekil 5.17 Kullanılan BSCCO şerit numunesi



Şekil 5.18 Sıvı Azot ortamında transport a.a. kaybı düzeneği

Devre kurulduktan sonra numune sıvı azota daldırılıp sıvı azot sıcaklığına inmesi (tel ile azot arasında termal dengenin kurulması) beklenir. Kritik akımını bildiğimiz telimize bu değerlerin altında uygulamak istediğimiz akım değerlerine karar verilerek bu değerleri 200 A – 50 mV’luk shunt üzerinde hangi voltaj değerlerinde elde edeceğimiz çizelge 5.6’daki gibi hesaplanmıştır.

Çizelge 5.6 Shunt voltaj değerlerinin tespiti

Elde edilmek istenen akım değeri	Bu değerin rms eşiti	Vshunt değeri (200A-50mV)
[A]	[A]	[mV]
21.08	14.91	3.727
63.25	44.73	11.18
105.4	74.54	18.64
147.6	104.4	26.09
168.7	119.3	29.82

Yapılan ölçümümüzde kullanılan frekans 65,44Hz, numunedeki voltaj kontakları arasındaki mesafe (ℓ) 4cm'dir. Sistem çalıştırılıp önceden belirlediğimiz V_{shunt} değerlerine karşılık gelen numune voltajları (Y) ölçülerek kaydedilir, çizelge 5.6. Daha sonra numuneden ölçülen bu değer kullanılarak

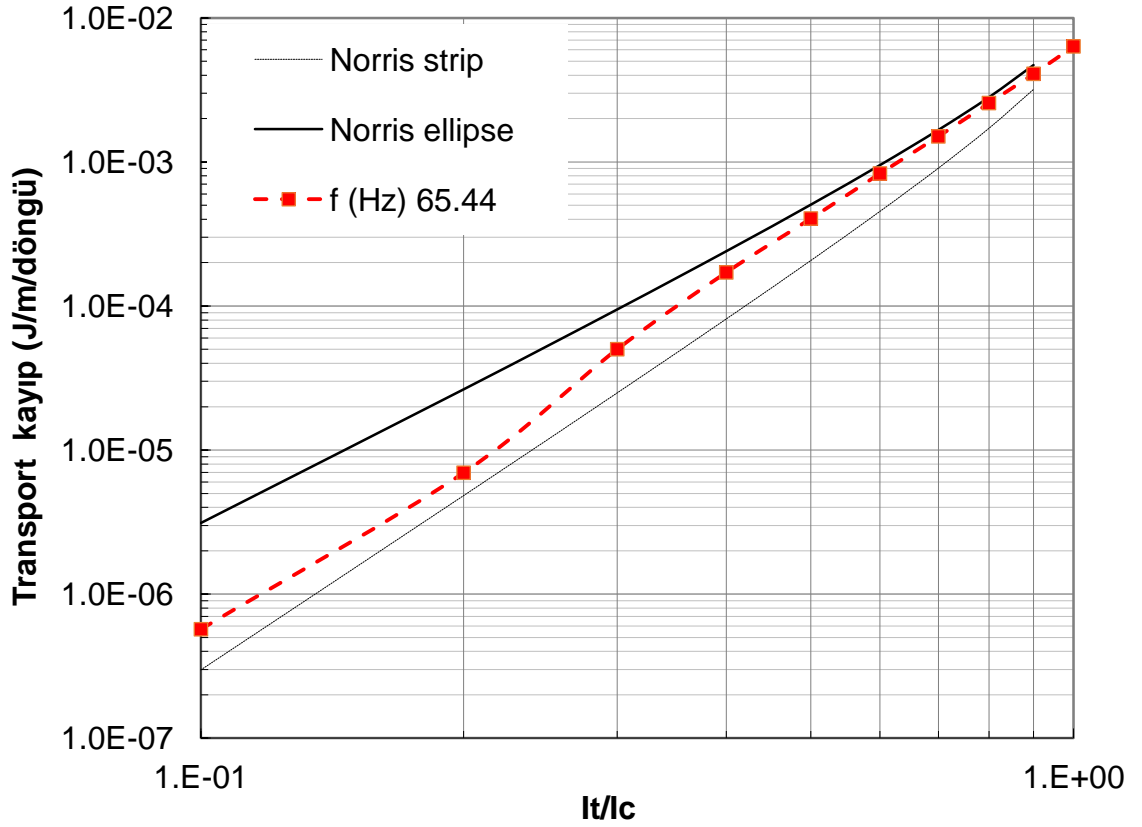
$$Q_t = \frac{I_{rms} \cdot Y}{\ell \cdot f} \quad (5.16)$$

formülüne göre kayıp hesabı yapılır. Bu ölçüm sonuçlarına bir örnek şekil 5.19'da verilmiştir.

Grafikten de açıkça görüleceği gibi Norris'in elips ve şerit için yaptığı teorik yaklaşım ile tutarlı bir durum sergilemektedir. Numuneye transport akım uygulandığında numunenin kesit alanı dışarıdan içeri doğru akım tarafından doldurulduğu için, bu grafiği şu şekilde yorumlayabiliriz: Düşük akımlarda Norris'in şerit teorisine ve yüksek akımlarda Norris'in elips teorisine uyum gösterdiği için numunenin kesit alanında dışındaki bölgenin J_c 'nin, iç kısmından daha yüksektir.

Çizelge 5.7 Deney ölçüm sonuçları ve kayıp hesabı

Elde edilmek istenen akım I	I_{rms}	V_{shunt} değeri (200A-50mV)	Y	Q_t	Normalize edilmiş Q_t
[A]	[A]	[mV]	[mV]	[J/m]/döngü	
21.08	14.91	3.727	0.00010	5.70E-07	1.28E-11
63.25	44.73	11.18	0.00293	5.01E-05	1.13E-09
105.4	74.54	18.64	0.01420	4.04E-04	9.10E-09
147.6	104.4	26.09	0.03770	1.50E-03	3.38E-08
168.7	119.3	29.82	0.05620	2.56E-03	5.76E-08



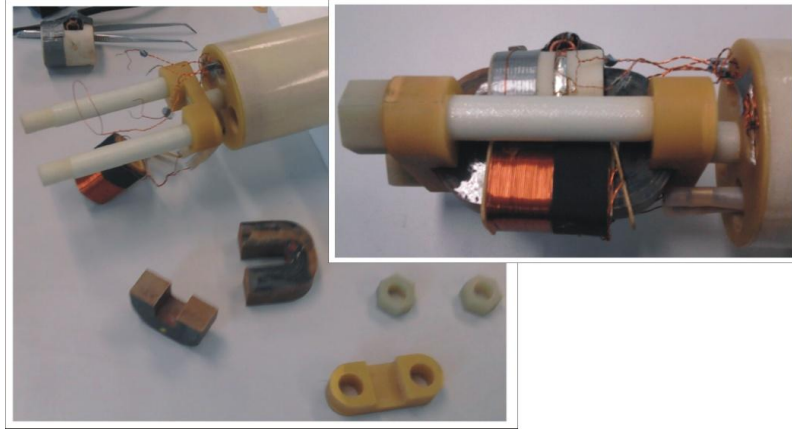
Şekil 5.19 BSCCO şerit numuneden alınan transport a.a. kayıp ölçümü sonucu

5.2.7.2 Sıvı helyum, transport a.a. kayıp sistemi

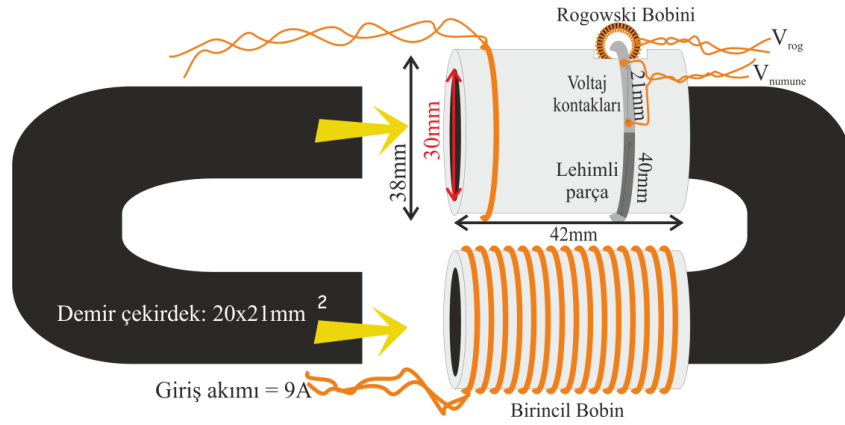
Açık ortamda kullanılabilen sıvı azot sisteminin tersine, sıvı helyum sıcaklığında yapılan bu ölçümler özel bir krayostat sistemi gerektirir. Bu nedenle; teorisi sıvı azot sistemi ile aynı olan, pratikte ise özel bir krayostat sisteminin kullanıldığı düzenek aşağıdaki gibi kurulmuştur:

Sıvı helyum sisteminde, numuneye uygulanacak akım indükleme yöntemi ile sağlanmıştır. Bunun sebebi, akımı numuneye taşıyan teller yüzünden sıvı helyumun riskli seviyede buharlaşmasını engellemek ve helyum sarfiyatını azaltmaktır. Numune tutucu ünitenin resimleri şekil 5.20’de ve şematik gösterimi ise şekil 5.21’de verilmiştir. Resimden de görüldüğü gibi numune tutucunun kendisi bizzat bir transformatördür. Birincil kısımdaki bobin, 0,6 mm çaplı bakır telden 228 sarıma sahiptir. Transformatörün ikincil kısmında ise numunenin kendisinden oluşan bir halka ve kontrol amaçlı kullanılan bir bakır halka bulunmaktadır. Numunede indüklenen akım miktarını okuyabilmek için, numunenin içinden geçtiği bir Rogowski bobini (iç çap 8mm, dış çap 10mm, uzunluk 20mm) kullanılmıştır, şekil 5.21. Bu bobinden okunan voltaj değeri Rogowski bobin sabitine göre akım değerine dönüştürülür. Eş zamanlı olarak da numuneden iki kontak yardımıyla voltaj değeri okunur. Bu sistemle birincil bobine 9 A sürüldüğü zaman numune üzerinde 2 kA’e kadar akım indüklenebilmektedir. Bu sistemin detayları (Frolek ve Souc 2011)’da verilmiştir.

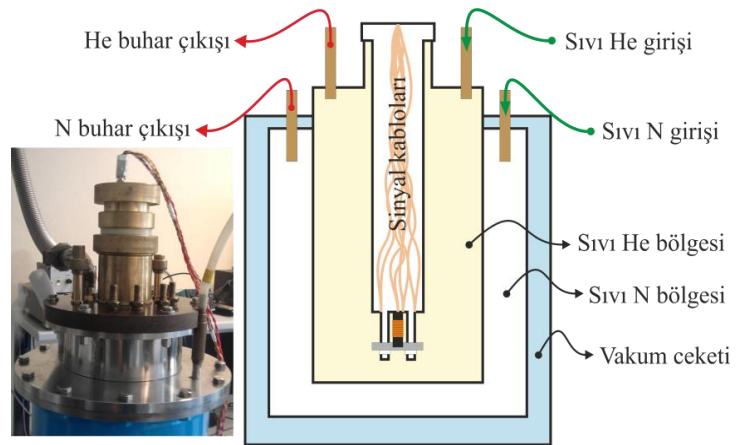
Bu numune tutucu ünitesi, sıvı helyum ceketinin içine yerleştirilir. Bu ceketin dışında, helyum sarfiyatını azaltmak amacı ile bir sıvı azot ceketini bulunmaktadır. Bu sistem ile dış ortam arasında ısı yalıtımını sağlamak için vakum ceketini bulunmaktadır. Krayostat sisteminin şematik gösterimi şekil 5.22’de verilmiştir.



Şekil 5.20 Sıvı Helyum transport kayıp ölçüm düzeneği için hazırlanan numune tutucusu



Şekil 5.21 Numune tutucusun şematik gösterimi



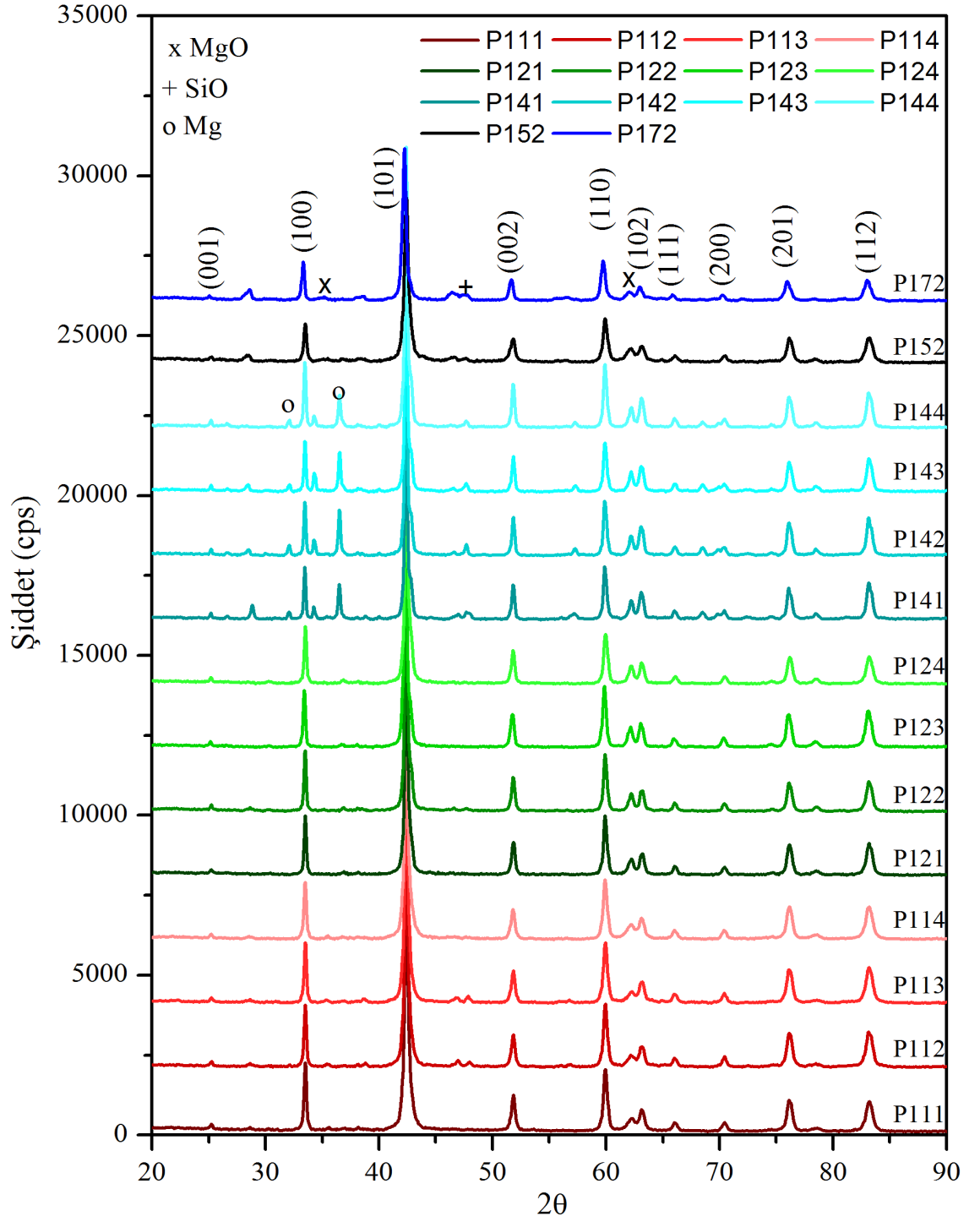
Şekil 5.22 Krayostat'ın şematik gösterimi

6. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

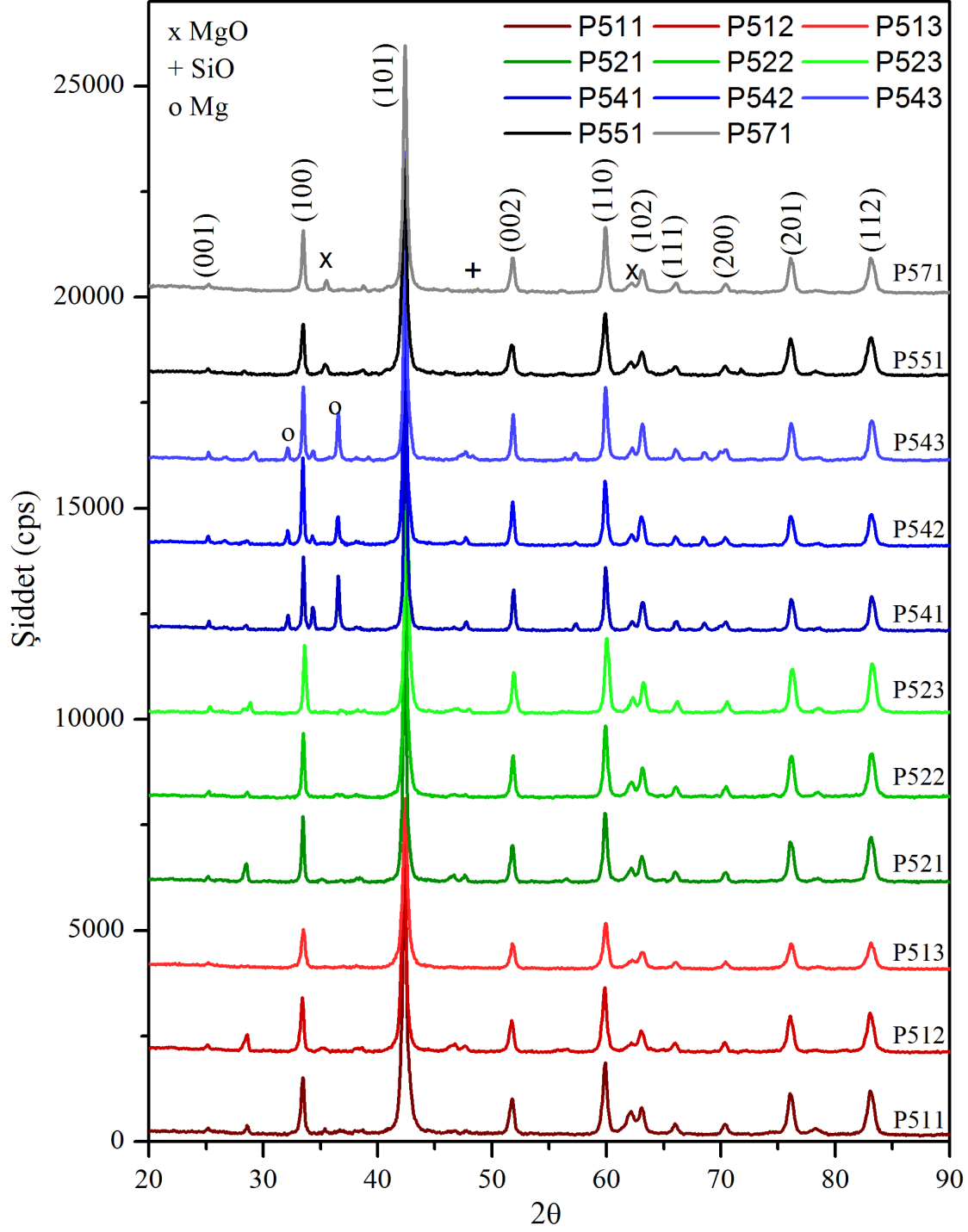
6.1 X-ışını kırınımı (XRD) analizleri

(1 - -) ve (5 - -) serisi numunelerine ait XRD desenleri şekil 6.1 ve şekil 6.2'de verilmiştir. XRD deseninin $20^\circ \leq 2\theta \leq 90^\circ$ aralığında analizi yapıldığında, tüm numunelerde bu aralıktaki karakteristik MgB_2 piklerinin tamamı gözlenmiş ve numunelerin ana fazlarının da MgB_2 olduğu tespit edilmiştir. Bunun yanında XRD desenleri incelendiğinde açıkça görüldüğü gibi, borun saflığı azaldıkça Mg, MgO ve SiO gibi yabancı fazlarda gözlenmeye başlanmıştır. Kullanılan Bor tozunun saflık derecesinin azalmasıyla Mg pikleri daha belirgin olarak gözlenmeye başlamıştır; 2θ : 32.057, 34.311, 36.52, 47.655, 57.234, 68.461, 72.306, ve 74.545° . Özellikle Mg1 ve B4 toz karışımından hazırlanan numunelerin oluşturduğu (14 -) serisinde bu pik şiddetleri çok belirgindir. Bu durum, safsızlık arttıkça karışımda azalan bor miktarı yüzünden reaksiyona girmeyen Mg miktarı artması olarak yorumlanabilir. Ayrıca numunelerin normal atmosfer altında hazırlanması esnasında gerçekleştiğini düşündüğümüz oksit fazları da gözlenmiştir: tüm numunelerde 62.2371° 'de MgO piki gözlenmiştir. Buna ilaveten 42.6° 'deki MgO piki, MgB_2 'nin 42.3968° 'deki ana fazının yanında ana pikin omuz vermesi şeklinde gözlenmiştir.

Ayrıca, tümüyle aynı toz karışımından hazırlanmasına rağmen farklı basınçlarda hazırlanan numune setlerinde bazı külçelerin XRD desenlerinde $28,399^\circ$ 'de bir SiO piki gözlenmiştir. Yani bu pik aynı toz karışımından hazırlanan tüm numunelerde sistematik olarak görülmemektedir. Bunun kaynağının numune hazırlama esnasında meydana gelmiş muhtemel katkılar olduğu düşünülmektedir. Çünkü, toz karışımı için kullandığımız yüksek enerjili bilyeli değirmende, temizlik amaçlı cam parçaları kullanılmaktadır ve bu cam zerreciklerinin numune hazırlama esnasında toz karışımlarına bulaşması ihtimal dahilindedir. Ana faz olan MgB_2 'nin ana pik şiddeti ve bu Si/SiO pik şiddeti kıyaslandığında, ihmal edilebilir boyutta olduğu gözlenmektedir.



Şekil 6.1 (1--) serisinde üretilen numunelerin X-ışını kırınımı deseni

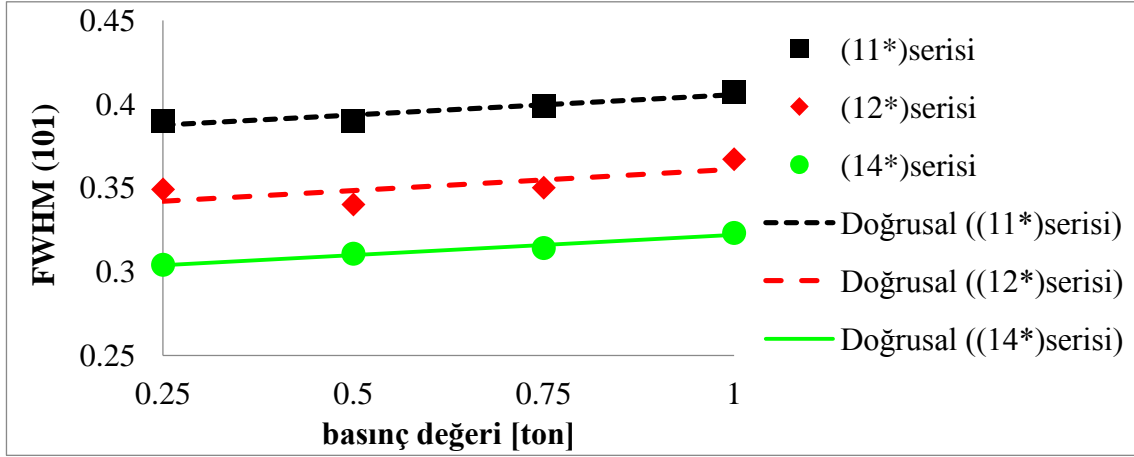


Şekil 6.2 (5-- serisinde üretilen numunelerin X-ışını kırınımı deseni

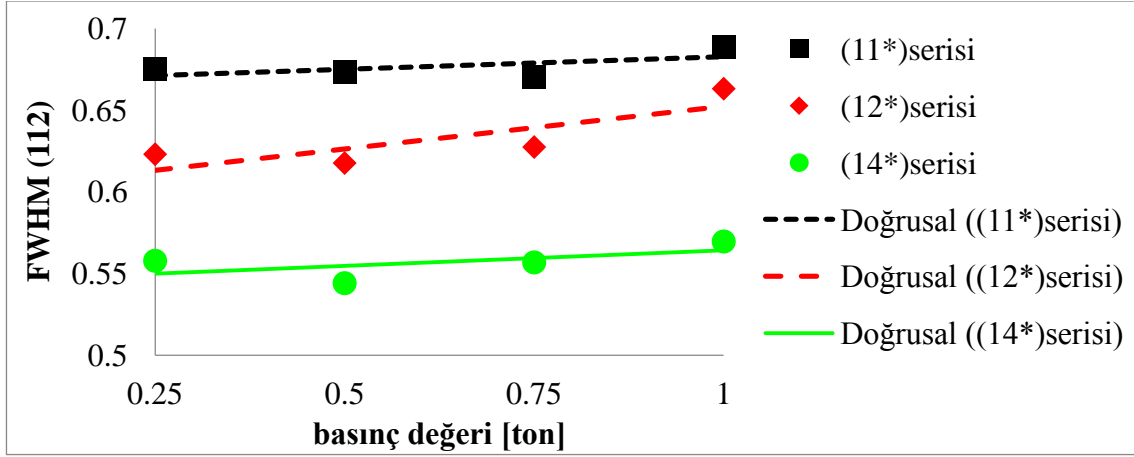
Mg1 tozundan hazırlanan numunelerin (1 - -) serisi ve Mg5 tozundan hazırlanan numunelerin (5 - -) serisindeki eşdeğer numuneler (örnek: 112 ile 511, 114 ile 512 vb.) kıyaslandığında XRD desenleri tümüyle çakışmış ve sadece bazı piklerin şiddetleri ufak farklılıklar göstermiştir. Piklerin çakışmaları, sadece Mg tozu farklı olan bu numune çiftlerinin XRD desenlerinde oluşan fazları Mg tozunun farklılığının etkilemediğini göstermektedir. XRD ölçümünün alındığı yüzeyin genişliği okunan şiddetin yüksekliğini etkilediği için XRD ölçümlerindeki şiddet farklılığının sebebi; XRD ölçümleri için kullanılan numunelerin tam olarak aynı büyüklükte yüzeylere sahip olmamaları olarak açıklanabilir.

XRD sonuçları üzerinde, yarı yükseklikteki tüm genişlik (FWHM) analizleri $42,41^\circ$ 'de gözlenen ve MgB₂'nin ana piki (101) için gerçekleştirilmiştir. Şekil 6.3'den de görüldüğü üzere, numuneye uygulanan basıncın artmasıyla FWHM değerinde artma eğilimi gözlenmiştir. FWHM değerlerindeki bu artış numunelerdeki tanecik boyutlarının küçüldüğünün bir göstergesi olabilir. FWHM analizi, $42,41^\circ$ 'deki (101) pikinde "pikin omuz vermesi" şeklinde $42,60^\circ$ 'de gözlenen MgO'nun (200) ana pikinin bu değerler üzerinde bir etkisi olup olmadığını kontrol etmek amaçlı $83,19^\circ$ 'deki (112) piki içinde bu analiz gerçekleştirilmiştir (Şekil 6.4) ve (101) pikinin sonuçlarını destekleyen bir sonuç elde edilmiştir; artan basınç miktarıyla FWHM değerleri artış eğilimi sergilerler.

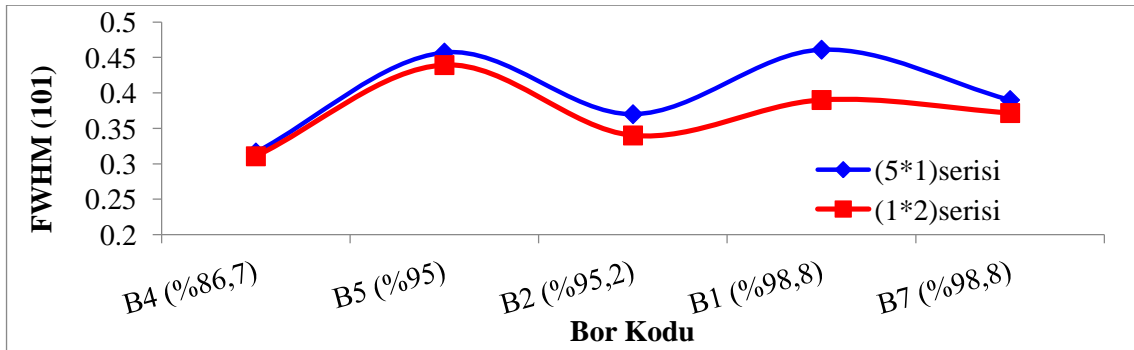
Ayrıca farklı saflıklarda B tozlarından hazırlanan seriler halinde incelendiği zaman ise: Aynı B tozundan iki farklı Mg tozu kullanılarak hazırlanan numunelerin grafiği şekil 6.5'deki gibi elde edilmiştir. B tozunun saflık derecesinin FWHM değerleri üzerinde sistematik bir etkisi gözlenmemiştir. Buna karşın, Mg1 (325 mesh) ve Mg5 (20-230 mesh) farklı Mg tozları ile hazırlanan iki seri ise paralel sonuçlar vermiştir. Buna göre, Mg5 (20-230 mesh) tozunun kullanılması daha büyük FWHM değerlerine neden olmuştur. Bu durum, büyük Mg parçacıklarının kullanımının, bölgesel olarak MgB₂ yoğunluğunu arttırdığı şeklinde yorumlanabilir.



Şekil 6.3 MgB₂'nin (101) ana pikinin yarı yükseklikteki tüm genişlik (FWHM) incelemesi sonuçları

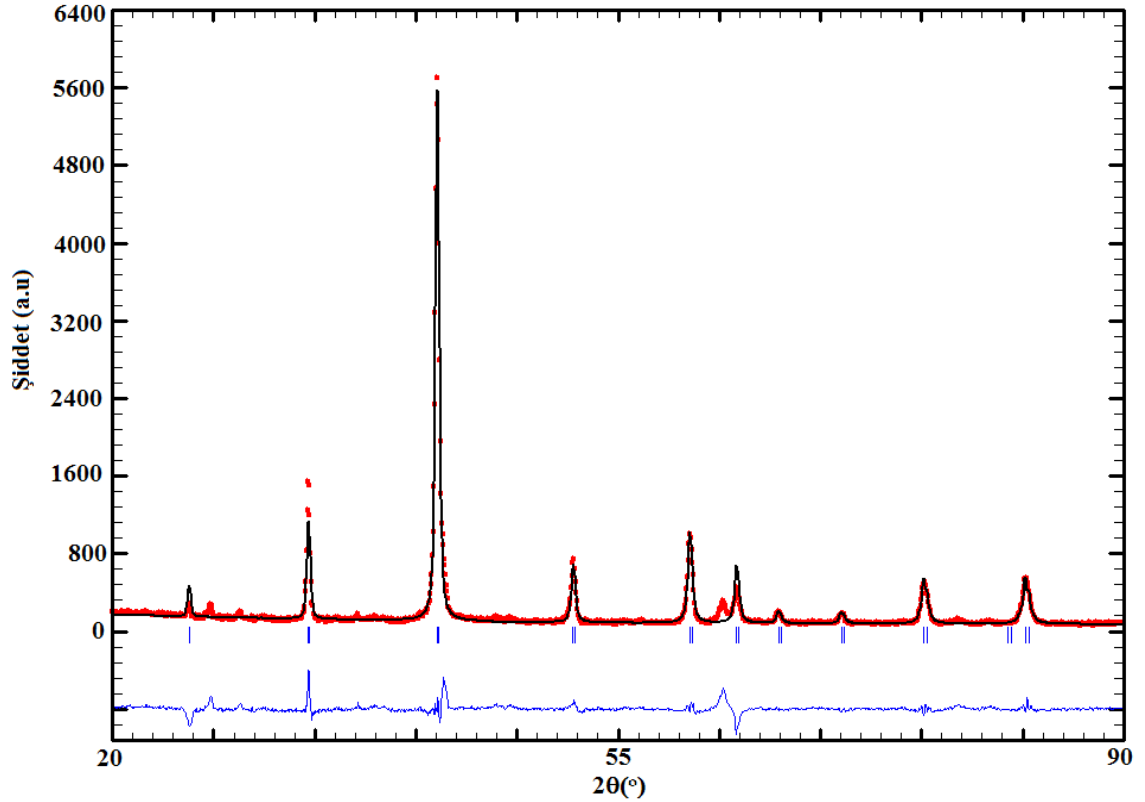


Şekil 6.4 MgB₂'nin (112) pikinin yarı yükseklikteki tüm genişlik (FWHM) incelemesi sonuçları



Şekil 6.5 Bor saflığına göre yarı yükseklikteki tüm genişlik (FWHM) incelemesi sonuçları

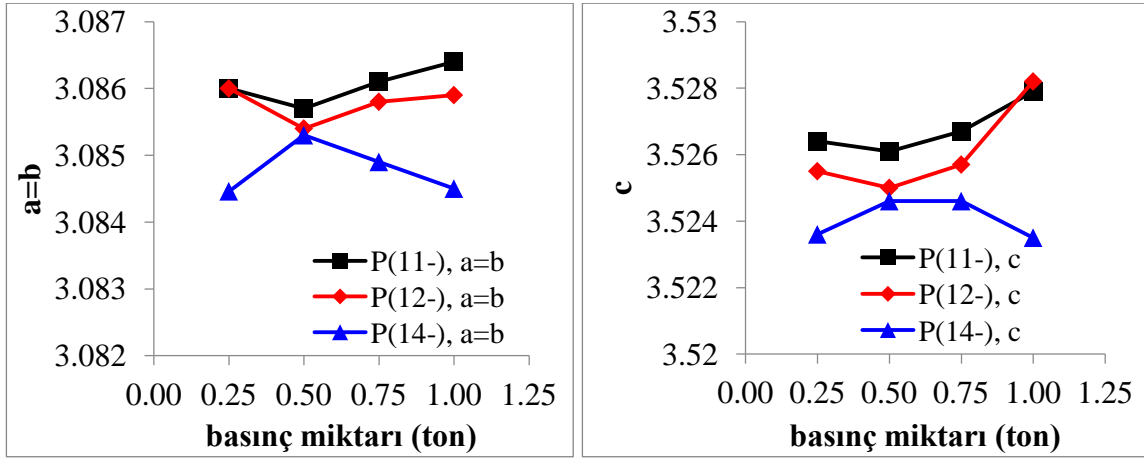
Aynı toz karışımından farklı basınçlardaki numunelerin XRD desenlerinin ölçülmesindeki amacımız; XRD desenlerinden örgü parametrelerinin hesaplayarak basıncın etkisini araştırmaktır.



Şekil 6.6 Fullprof ile arıtımı sonucunda elde edilen grafik

Örgü parametreleri FullProf arıtım programı kullanılarak hesaplanmıştır. Arıtım için sadece MgB_2 fazını arıtan bir program yardımıyla ölçülen XRD deseni ile hesaplama sonucunun uyumu sağlanmaya çalışılmıştır. Arıtım işleminin tutarlığı şekil 6.6'da gösterilmiştir. Bu grafiklerde kırmızı noktalardan oluşan eğri XRD deseninin ölçülen değerleridir. Siyah düz çizgiden oluşan eğri ise oluşturulan programla hesaplanan sonucu göstermektedir. Grafiğin altındaki mavi eğri ise ölçüm ve hesaplama sonuçları arasındaki farkı göstermektedir. Mavi çizgiye bakarak da kolayca anlaşılacağı gibi hesaplanan değerler, ölçüm sonuçları ile iyi bir uyum göstermekte ve sadece programda yer almayan MgB_2 dışındaki yabancı fazların pikleri ile ana MgB_2 pikinin yüksekliğinde bir uyum sorunu gözlenmektedir. XRD deseni

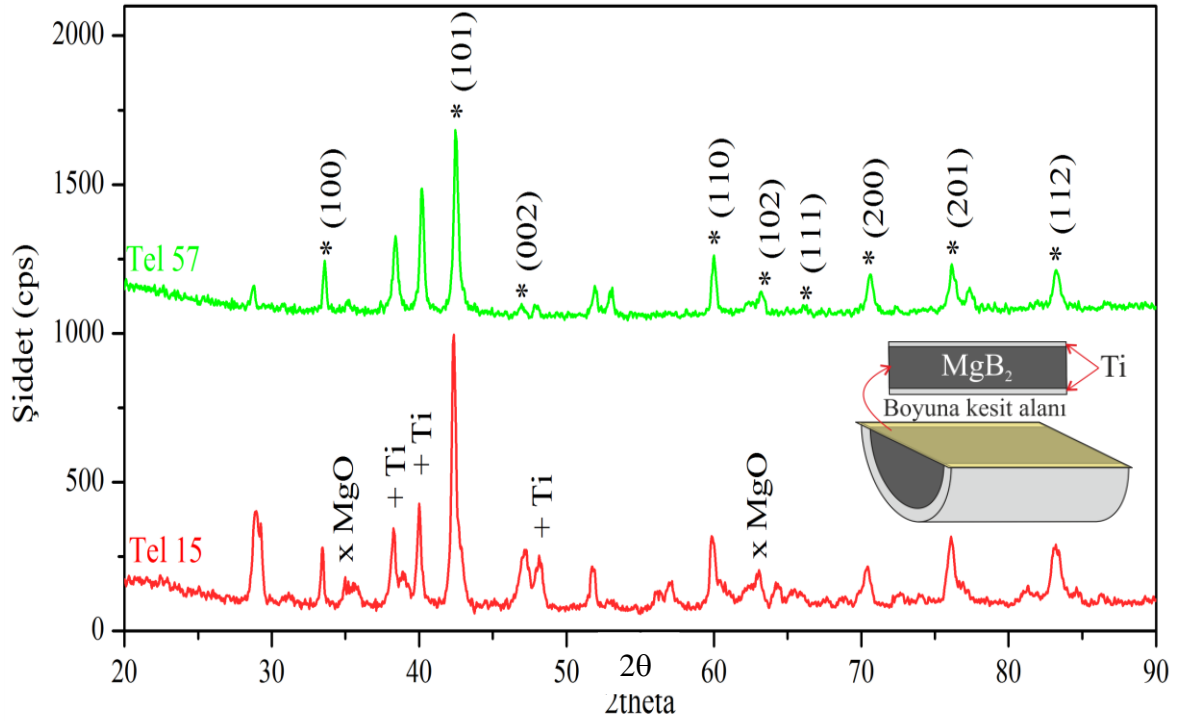
analizlerinde de bahsedildiği gibi açıkta kalan piklerin MgO olduğu ve ana pikteki uyumsuzluğun bu pike MgO'dan gelen katkıdan kaynaklandığı düşünülmektedir.



Şekil 6.7 (11-), (12-) ve (14-) basınç serilerinin hesaplanan a ve c örgü parametreleri

Bu arıtım sonucunda elde edilen örgü parametreleri şekil 6.7'de verilmiştir. Bu sonuçlar ışığında, presleme miktarının artması (11*) ve (12*) serilerinde a (= b) ve c örgü parametrelerinde 0,5 tona kadar azalmaya neden olurken, basıncın daha da artırılması parametrelerin büyümesine neden olmuştur. Bu iki seri sonuçlarına göre 0,5 ton uygulanan basıncın en küçük hücre hacmini sağladığını söyleyebiliriz. (14*) serilerindeki düzensizlik ise XRD desenlerindeki yabancı fazların artışıyla fullprof arıtım sonuçlarının ölçüm sonuçları ile uyumunun ciddi düzeyde azalması sonucu parametrelerin doğru hesaplanamaması olabileceği gibi, doğrudan safsızlığın artışının bir sonucu da olabilir.

Bu çalışmada hazırlanan toz karışımlarından elde edilen yığın örneklerin sonuçları değerlendirilerek referans numunesi olarak 15 tozundan ve beklentilerin yüksek olduğu 57 tozundan tel örnekler "tüp içinde toz-powder in tube (PIT)" yöntemi kullanılarak üretilmiştir. Kılıf malzemesi olarak Titanyum kullanılmıştır. Bu tel numunelerin XRD ölçümleri gerçekleştirilmiştir (Şekil 6.8). Bu ölçümler için, şekil 6.8'nin içinde gösterildiği gibi numunenin boyuna kesit alanı kullanılmıştır.



Şekil 6.8 Tel numunelerin XRD desenleri (telin boyuna kesit alanından elde edilmiştir).

Tel örneklerde de, ana faz MgB₂ olarak belirlenirken, MgO pikleri $2\theta = 36.6^\circ$ ve $2\theta = 61.8^\circ$ de gözlenmiştir. Ayrıca, MgB₂ ana pikinin şiddetine çok yakın şiddetlerde Ti pikleri gözlenmiştir. Bunun nedeni XRD ölçümünün yapıldığı kesit alanın kenarlarındaki kılıf malzemesi Ti bulunması olabileceği gibi; MgB₂ ile reaksiyonu girmesi de sebep olmuş olabilir (Kovac vd. 2013).

6.2 Alternatif Akım Alınanlık Analizleri

Bu çalışmada hazırlanan numunelerin manyetik özellikleri a.a. alınanlık ölçümleri ile incelenmiştir. Numunelerin a.a. alınanlık ölçümleri 25 K ile 45 K arasında 200 A/m, 400 A/m, 800 A/m ve 1600 A/m a.a. manyetik alanları uygulanarak sabit bir frekansta (176 Hz) gerçekleştirilmiştir. Sonuçların kıyaslanabilmesi için, her bir numune için en düşük alandaki en düşük $|z'$ değeri ile normalize edilmiştir. Bu numunelerin alınanlık ölçümleri, MgB₂ üretiminde kullanılan Bor elementinin saflığının ve kullanılan Magnezyum

elementinin ortalama parçacık büyüklüğünün ölçümlere etkisi incelenmiştir. Bunlara ek olarak, yığın numuneleri oluştururken kullanılan basınç miktarlarının ve numunelere uygulanan alan şiddetinin miktarının etkisine de bakılmıştır.

Alınganlık ölçümleri sonuçlarından elde edebileceğimiz bilgilerden ilki, süperiletkenliğin temel özelliklerinden birisi olan numunenin kritik sıcaklığıdır. T_c 'yi belirlemek için kullanılan yöntemlerden bazıları; direnç ölçümleri, d.a. alınganlık ölçümleri, a.a. alınganlık ölçümleri ve özısı ölçümleridir. Direnç ölçümleri, diğer ölçümlere kıyasla daha basit ve açıklayıcıdır. Bu sebepten, süperiletkenin kalitesini belirlemek için yaygın olarak kullanılır. Manyetik metodlar; özellikle direnç ölçümü için uygun olmayan örneklerin (homojen olmayan malzemeler, kalın filmler, yığın örnekler ve tozlar v.b.) T_c 'sini ölçmek için daha uygundur. Mıknatıslanma ölçümleri daha hassas ve bilgilendirici ölçümlerdir. Direnç ölçümleriyle belirlenen T_c genellikle alınganlık ölçümleriyle belirlenen T_c 'den daha yüksek çıkar. Bunun nedeni şu şekilde açıklanabilir: Ölçülen numune tümüyle bir seferde süperiletkenliğe geçiş yapmaz. Geçiş tanecikler boyutunda gerçekleşir. Numune üzerine uygulanan akım en kısa yoldan ilerleyeceği için tüm tanecikler süperiletken olmasa bile süperiletken bir hat oluşur oluşmaz iletim sağlar. Bu durum numune tamamen süperiletken olmadan önce gerçekleştiği için bu T_c sıcaklığı daha yüksek olarak tespit edilir. Alınganlık ölçümlerinde en çok kullanılan iki T_c tanımı; “onset T_c ” ve “offset T_c ”dir. Bu çalışmada “onset T_c ” yani normal durumu temsil eden platodan ilk saptığı nokta kullanılacaktır.

Kritik sıcaklık T_c 'nin hemen altındaki sıcaklıklardan başlayarak, numunede tanecikler boyutunda süperiletkene geçiş söz konusu olur ve bu süperiletken tanecikler uygulanan manyetik alanı perdelemeye başlarlar. Buda a.a. alınganlık ölçümlerinde, negatif faz-içi bileşeni (χ') olarak okunur. Yeteri kadar düşük sıcaklıklara ulaşıldığı zaman ise numunenin tüm hacmi, numunenin yüzeyinde dolanan perdeleme akımları sayesinde uygulanan manyetik alana karşı perdelenmiş olur. Bu noktadan sonra a.a. alınganlığın faz-içi bileşeni (χ') doyuma ulaşmış olur. Bunu farklı bir şekilde ifade etmek istersek: temel alınganlığın faz-içi bileşeni (χ'), numunenin normal ve süperiletken durumları arasındaki enerji farkı

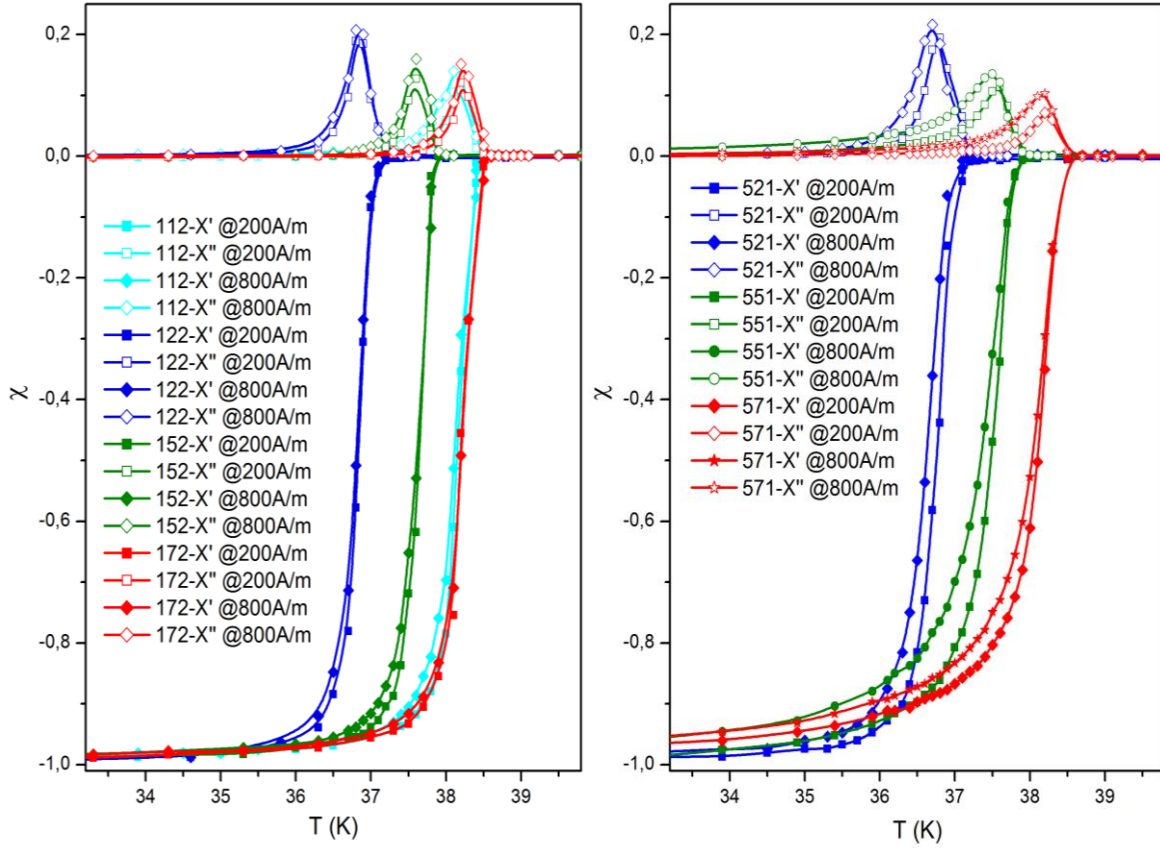
olarak ifade edilen perdeleme özelliklerini yansıtır (Bolat vd. 1998). Alınganlığın faz-içi bileşeni (χ), numuneye nüfuz eden akı miktarı ile orantılı iken; faz-dışı bileşeni (χ'), numunede ısı enerjisine dönüşen a.a. manyetik enerji miktarını ifade eden a.a. kayıplar ile ilişkilidir (Gencer vd. 1996).

Normal durumdan süperiletken duruma geçiş, sadece T_c 'yi değil, numunenin saflığı, homojenliği ve bileşimi hakkındaki bilgileri de içerir. Bu bilgiler de, normal fazdan süperiletken faza geçiş eğrisinden edinilebilir. Örneğin, ΔT değerinin büyük olması numunenin homojen olmadığı ve/veya safsızlıklar olduğunu gösterirken, geçiş eğrisinin omuz vermesi ya da vermemesi ise bileşimin yapısı hakkında bilgi verir. Diğer bir konu ise, alınganlık ölçümlerinde uygulanan alan miktarının etkisidir. Literatüre göre, büyük a.a. manyetik alanları süperiletken özellikleri zayıflatmaktadır (Gencer vd. 2002).

Bor elementinin saflık derecesi etkisinin incelenmesi; B1 (%98,8), B2 (%95,2), B5 (>%95) ve B7 (>%98) (ikinci turda farklı bir şişeden kullanılan ve saflığı >%98'lik Bor tozu) olarak kodlanan Bor tozlarından 0,50 ton-kuvvet uygulanarak üretilen numunelerde gerçekleştirilmiştir. Bu numuneler Mg1 (-325 mesh) ve Mg5 (20-230 mesh) kodlu Magnezyum tozları kullanılarak iki set halinde hazırlanmıştır. Bu iki farklı set üzerinde 200 A/m ve 800 A/m alanları altında sabit bir frekansta alınan ölçümler sonuçları şekil 6.9'da verilmiştir.

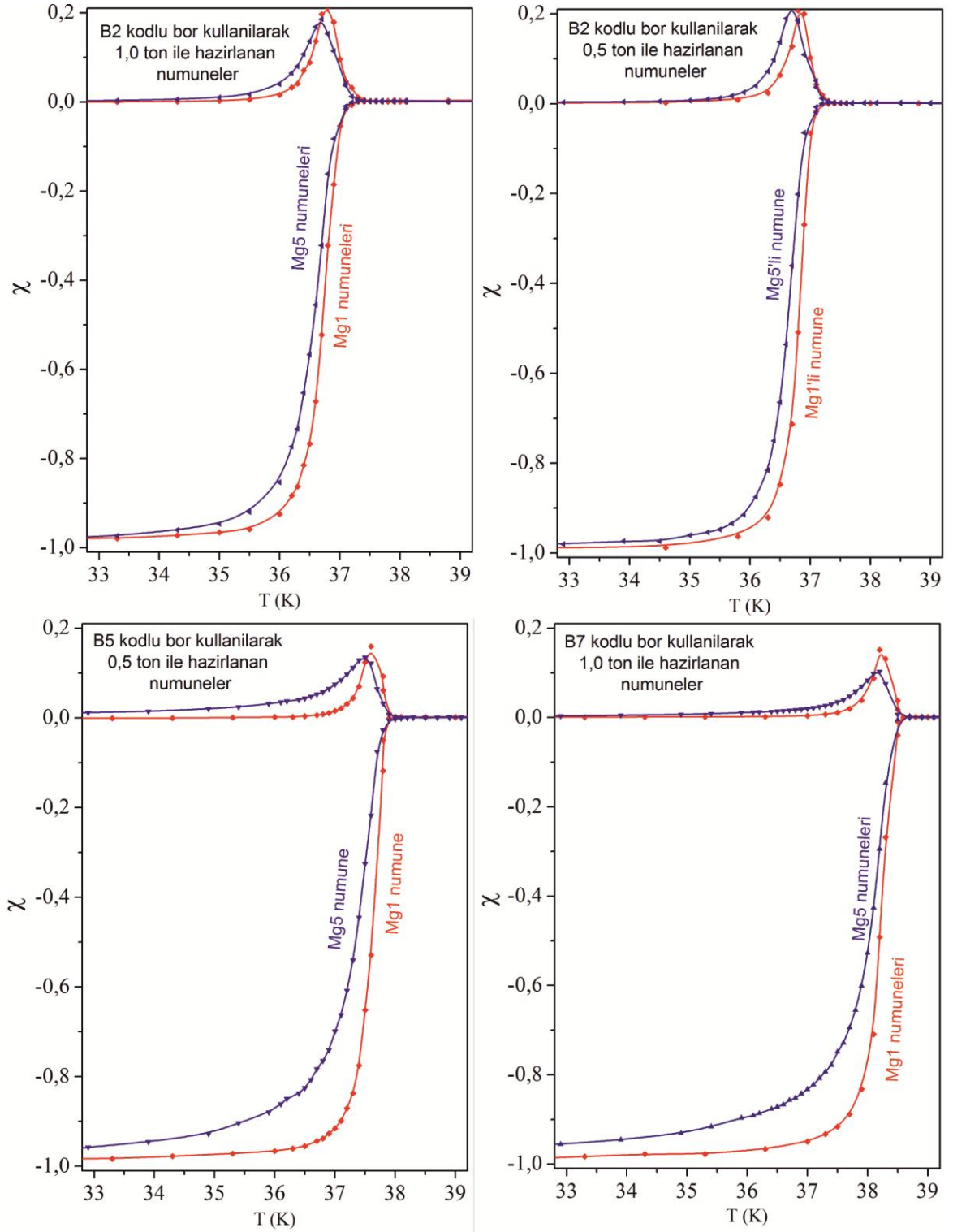
Mg1 (-325 mesh) serisinin grafiği incelendiğinde; Bor elementinin safsızlığı arttıkça T_c değerinin düştüğü açıkça gözlenmiştir. Bu sonuç Mg5 (20-230 mesh) serisi ile de desteklenmektedir. Yine % 98 saflıktaki Bor ile hazırlanan numune en iyi özellikleri sergilemektedir. Her iki seride de, alınganlığın faz-içi bileşeni tek adımlı bir diamanyetik geçiş sergilemektedir. Bu tek adımlı geçiş, numunelerdeki MgB_2 tanecikleri arasında güçlü bir çiftlenim olduğunun göstergesidir. Bu geçişin keskinliğini, tanecikler arası çiftlenim kuvveti olarak yorumlarsak, Mg1 serisinin faz geçişi, Mg5 serisine göre daha keskin gerçekleştiği için Mg1 serisinin Mg5 serisinden daha kuvvetli çiftlenim sergilediğini

söyleyebiliriz. Mg1 ve Mg5 kullanımının yarattığı fark şekil 6.10’da net olarak görülmektedir. Bu şekilden daha net görüldüğü gibi; Magnezyum tozunun parçacık boyutunun kritik sıcaklık üzerinde bir etkisi olmazken, Magnezyum tozunun parçacık boyutunun artmasıyla geçiş aralığında genişlediği görülmüştür.

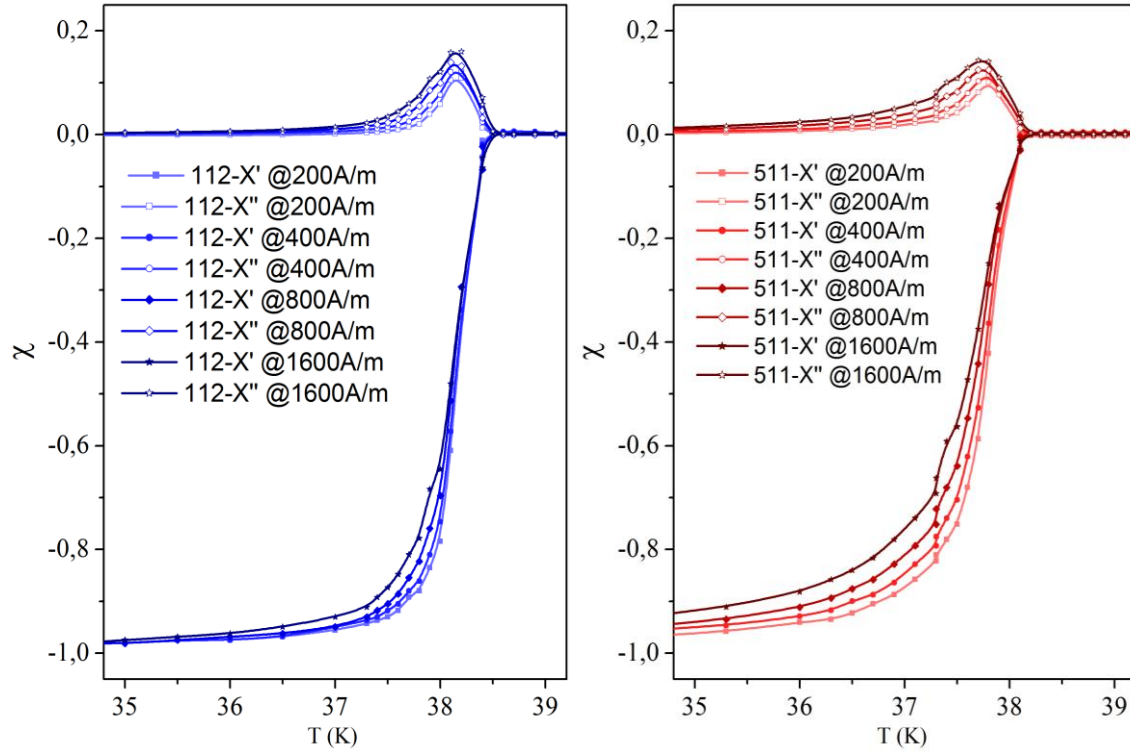


Şekil 6.9 Alternatif akım alınganlık ölçümlerinin B elementinin saflığına bağlılığı

Magnezyum tozunun parçacık boyutu arttırıldığında geçiş aralığının genişlemesi durumu, şu şekilde açıklanabilir: Mg-B toz karışımı ısıl işleme tabi tutulduğu zaman Mg toz parçacıkları erir ve yerlerinde boşluk bırakırlar. Bu da oluşan MgB_2 bileşiğinin gözenekli bir yapıya sahip olmasına neden olur. Parçacık boyutu daha büyük olan Mg5 serisindeki numunelerde daha gözenekli bir yapı oluşur. MgB_2 'nin daha gözenekli bir yapıya sahip olması, tanecikler arası iletimi zayıflattığı için geçiş aralığının genişlemesi ile sonuçlanabilir.

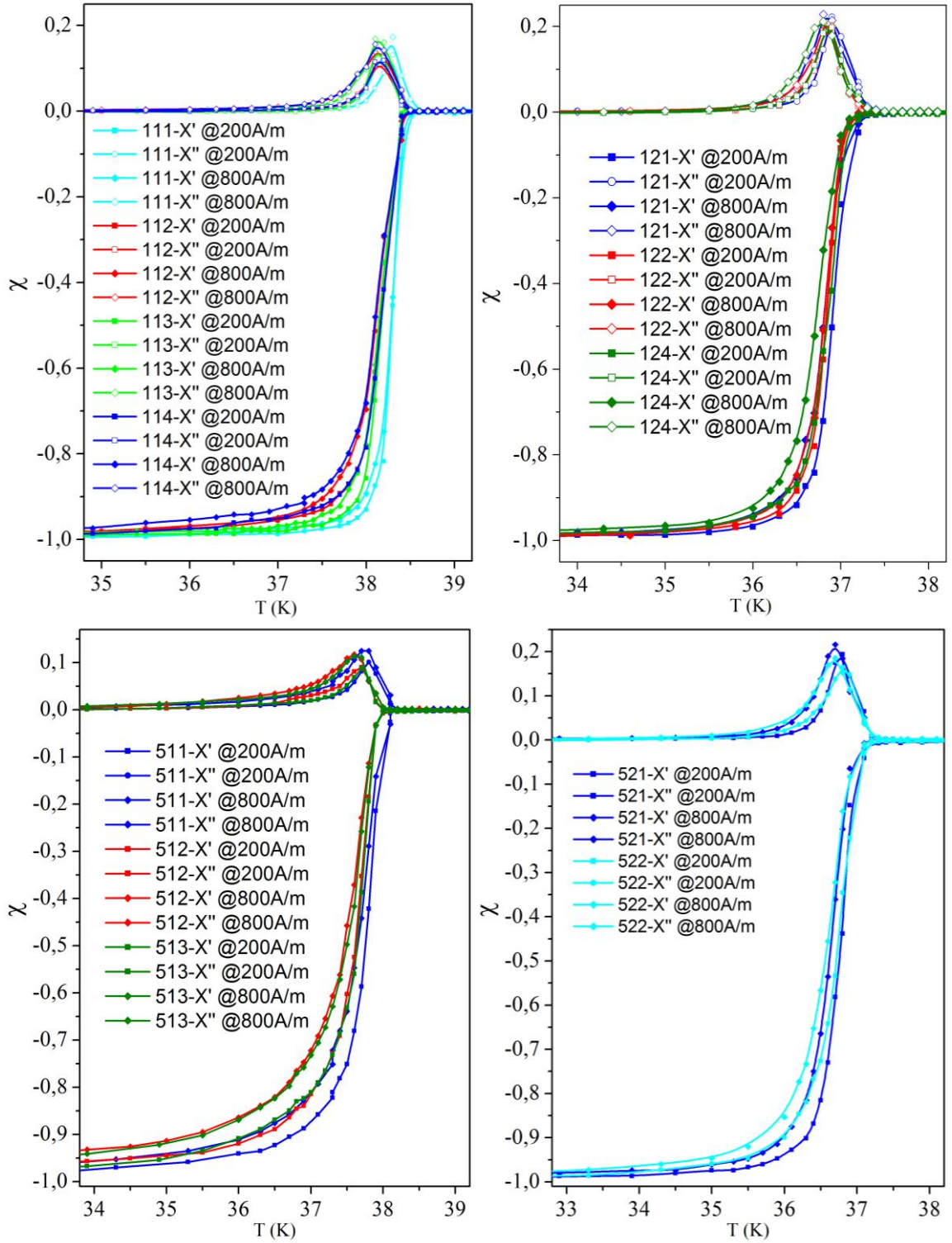


Şekil 6.10 Alternatif akım alınganlık ölçümlerinin Mg elementinin ortalama parçacık boyutuna bağımlılığı



Şekil 6.11 Alternatif akım alınganlık ölçümlerinin alan bağımlılığı

Numunelere uygulanan alan şiddetinin alınganlık üzerindeki etkisi şekil 6.11’de iki farklı numune için verilmiştir. Mg1 serisinden numunelerde, uygulanan alan artışına rağmen a.a. alınganlığın sanal bileşeninde gözlenen tepenin maksimum değerine ulaştığı sıcaklıkta (T_p) kayma gözlenmemiştir. Buna karşın, artan alan ile a.a. alınganlığın faz-dışı bileşeninde gözlenen tepenin yüksekliği artarak “alan artışı numunedeki a.a. kayıplarını artırır.” sonucu ile tutarlılık sergilemiştir. Faz-içi bileşeninde ise gözlenen keskin geçişte kayda değer bir kayma gözlenmemiştir. Bu durumda bize bu numunede akı sürüklenmesinin uygulanan alanlar için gerçekleşmediğini gösterir. Mg5 serisindeki numunelerde ise artan alanın T_p ’yi düşük sıcaklıklara kaydırıldığı ve pikin genişlediği gözlenirken faz-içi bileşenindeki faz geçişinin keskinliğinin azaldığı gözlenmiştir. Bu verilere göre kullanılan Mg tozunun parçacık boyutunun artışı akı sürüklenmesini artırarak süperiletken özellikleri Mg1 serisindeki eşdeğer numunelere göre zayıflattığı söylenebilir.



Şekil 6.12 A.a. alınganlık ölçümlerinin uygulanan basınca bağımlılığı

Bu çalışmada yığın numuneleri oluşturmak için uygulanan basıncın etkisi de incelenmiştir. Aynı toz karışımından farklı basınçlar kullanılarak üretilen numunelerin alınganlık ölçüm sonuçları şekil 6.12’de verilmiştir. (11-), (12-), (51-) ve (52-) toz karışımlarından hazırlanan numunelerin bu sonuçlarına bakıldığında belirgin bir basınç etkisi gözlenmemiştir. Alınganlık ölçümleri üzerinden düşünüldüğünde, numuneyi oluşturmak için uygulanan basınç miktarının bu süperiletkenlerin manyetik özellikleri üzerinde kayda değer bir etkisi olmadığını söyleyebiliriz. Bu çalışmada uygulanan basınç miktarları bu etkinin sonucunu manyetik ölçümlerde gözlemleyebilmek için yeterli gelmemiştir.

Bu veriler ışığında T_c sıcaklığı yüksek iken ΔT aralığı mümkün olduğunca düşük olan numune, diğerlerine kıyasla daha iyi süperiletkendir diyebiliriz. Bu kriterlere göre P(172) numunesi 38,52 K’lik kritik sıcaklık ve 0,38 K’lik geçiş aralığı ile hazırlanan numuneler arasında en iyi özellikleri sergileyen numunedir. Ayrıca tüm numunelerde, J_c ’nin ve dolayısıyla histerik kayıpların göstergesi olan a.a. alınganlık ölçümlerinin sanal kısmında sadece bir tane düzgün bir pik gözlenmiştir. Bu durum, numunelerimizde zayıf bağların olmadığını göstergesi olarak yorumlanabilir.

A.a. alınganlık ölçümlerinin faz-dışı bileşeni, numunede a.a. manyetik enerjisinin ısıya dönüşen miktarını ifade eden a.a. kayıplarıyla ilgili bilgi içermektedir. Faz-dışı bileşenin (χ'') sıcaklığa göre grafiğinde gözlenen pik, süperiletken geçiş ile ilişkilidir. Bu pikin maksimum değerine karşılık gelen sıcaklık değeri (T_p), numuneye uygulanan manyetik alanın numunenin merkezine kadar işlediği sıcaklık değerini göstermektedir. Aşağıda verilen denklemin yardımıyla ölçülen a.a. alınganlığının sanal bileşeninden, numunede oluşan kayıp elde edilir:

$$Q = \frac{\pi B_{ac}^2}{\mu_0} \chi_0 \chi'' \quad (6.1)$$

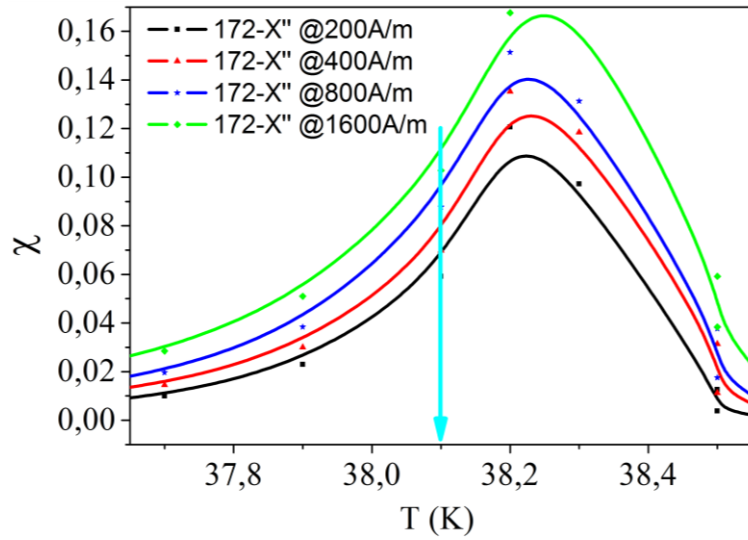
Bu denklemdeki χ_0 , geometrik bir faktör olduğu için ve sıcaklık, frekans ve uygulanan alandan da bağımsız olduğu için bu hesaplamada ki değeri “1” olarak kabul edilecektir. Tel numunelerimiz için yapacağımız kayıp hesabında;

$$Q = \frac{\pi B_{ac}^2}{\mu_0} \chi'' \quad (6.2)$$

veya

$$Q = \pi \mu_0 H_{ac}^2 \chi'' \quad (6.3)$$

olarak kullanılacaktır. Denklemden de açıkça görüldüğü gibi, kaybın sıcaklık bağımlılığı χ'' 'ın sıcaklık bağımlılığı ile aynı eğilimdedir: sıcaklık artışıyla kayıp miktarı artarak maksimum değerine ulaştıktan sonra tekrar azalmaya başlayacaktır.



Şekil 6.13 200 A/m, 400 A/m, 800 A/m ve 1600 A/m alanlar altında P(172) numunelerinin a.a. alınganlık ölçümlerinin sanal kısmı.

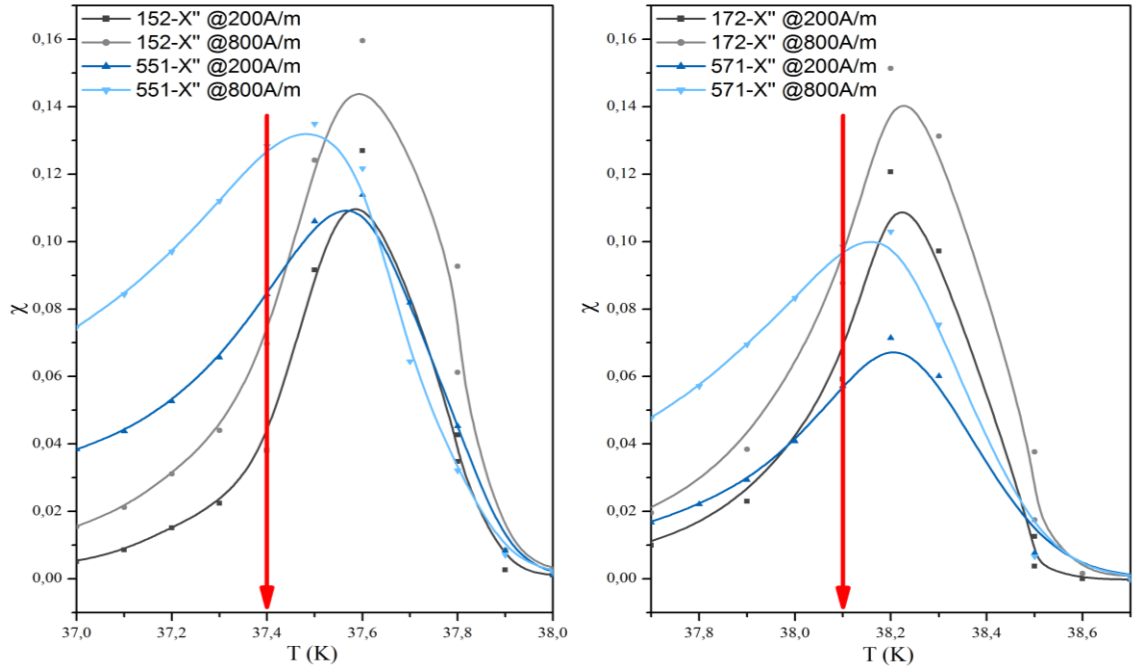
Hazırlanan numunelerden 172 numunesi üzerinde yapılan a.a. alınganlık ölçümleri 4 farklı alanda gerçekleştirilmiştir. 172 numunesi için bu verilere göre 38,1 K’de farklı alanlar alındaki a.a. kayıpları (Şekil 6.13) hesaplandı ve sonuçlar B17 numunesinin a.a. alınganlık ölçümlerinden elde edilen a.a. kayıp değerleri çizelge 6.1’de özetlendi. Bu sıcaklık, T_p değerinden küçük olacak şekilde özellikle seçilmiştir. T_p değerinin altındaki sıcaklıklarda, uygulanan manyetik alanın numuneye nüfuz etmesi kısmen gerçekleşmektedir. Yüksek sıcaklıklarda ise, özellikle T_p değerinden yüksek, uygulanan alan numuneye tümüyle nüfuz etmiş durumdadır ve bu durum akı dinamiğini etkisiz hale getirir.

Çizelge 6.1 B17 numunesinin a.a. alınganlık ölçümlerinden elde edilen a.a. kayıp değerleri

H_{ac} (A/m)	T_c (K)	T_p (K)	$\chi''(38,1K)$	$Q(38,1K)$
200	38,7	38,25	0.012251	0.0019346
400	38,7	38,25	0.014224	0.008984656
800	38,7	38,25	0.017178	0.043401246
1600	38,7	38,25	0.019834	0.200454855

Benzer hesaplamalar aynı T_c 'ye sahip 152 - 551 ($T_c=38,1$ K) ile 172 - 571 ($T_c =38,6$ K) numunelerinin kayıplar açısından kıyaslanabilmesi için yapılarak (Şekil 6.14) sonuçları çizelge 6.2’de verildi.

Tüm bu kayıp hesaplarının sonuçları incelendiği zaman görülmektedir ki, daha yüksek T_c ve T_p değerleri ile en düşük kayba sahip numune B17 numunesidir. B57 numunesindeki kaybın B17 numunesinden yüksek olmasına daha gözenekli bir yapıya sahip olması neden olabilir.

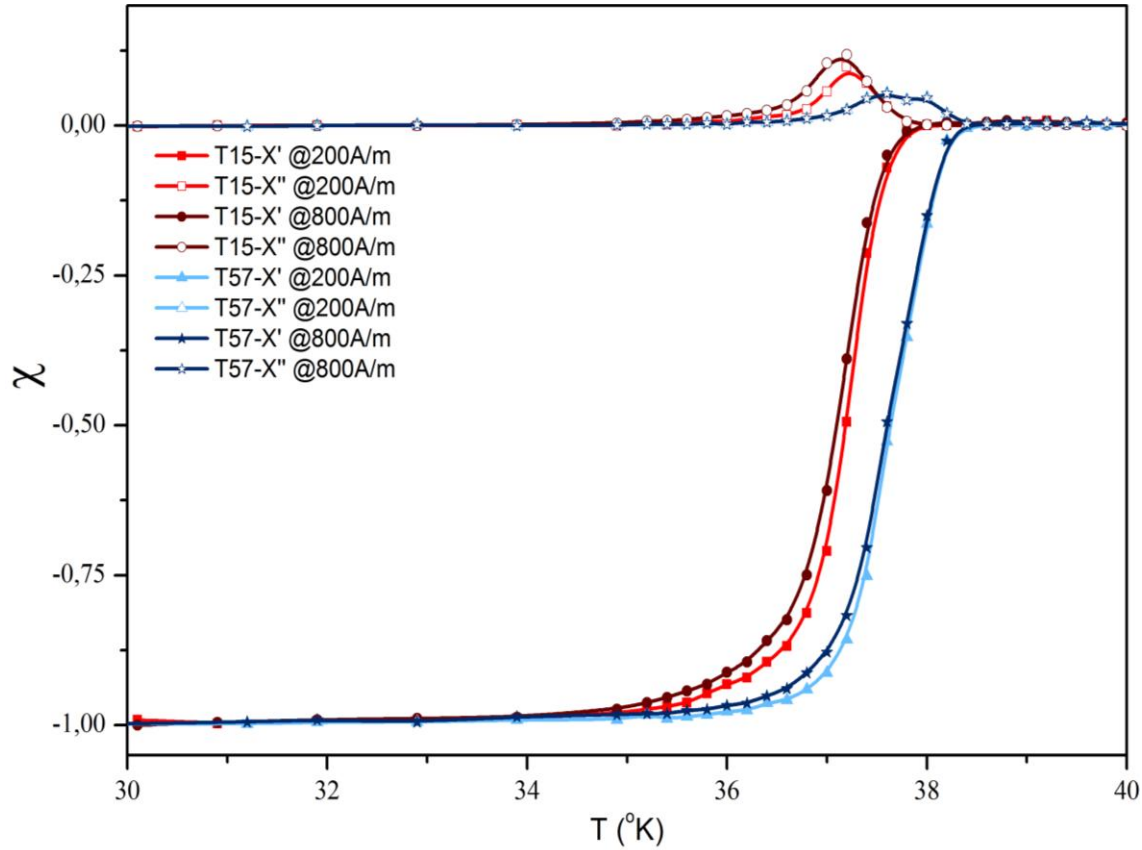


Şekil 6.14 200 A/m ve 800 A/m alan altında B15 - B55 ve B17 – B57 numunelerinin a.a. alınganlık ölçümlerinin sanal kısmı.

Çizelge 6.2 A.A. alınganlık ölçümlerinden elde edilen a.a. kayıp değerleri

	H_{ac} (A/m)	T_c (K)	T_p (K)	$\chi''(37,4K)$	$Q(37,4K)$
B15	200	38,1	37,6	0.012259	0.0019359
	800	38,1	37,56	0.0183	0.0462371
B55	200	38,1	37,56	0.014093	0.0022255
	800	38,1	37,48	0.020993	0.0530413
	H_{ac} (A/m)	T_c (K)	T_p (K)	$\chi''(38,1K)$	$Q(38,1K)$
B17	200	38.6	38.25	0.012251	0.0019346
	800	38.6	38.25	0.017178	0.0434012
B57	200	38.6	38.20	0.01128	0.0017812
	800	38.6	38.17	0.01948	0.0492185

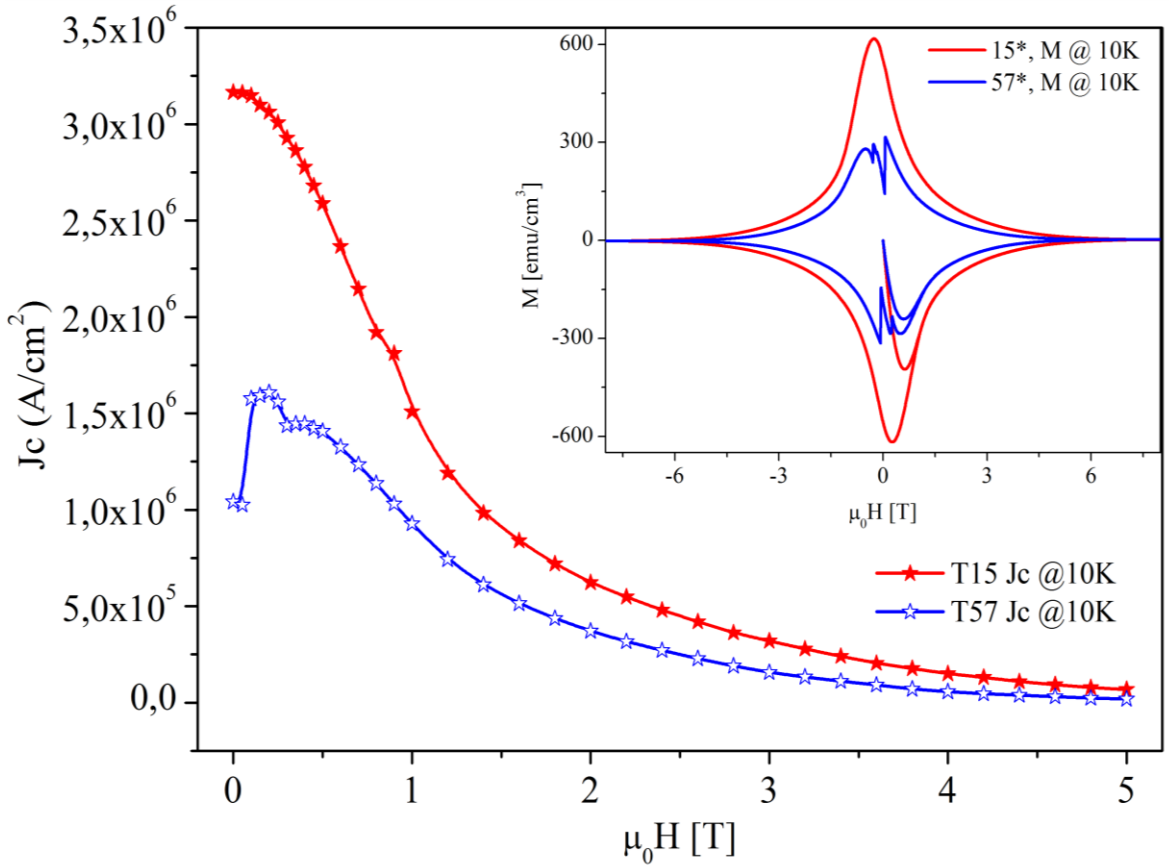
Daha sonra çalışmada hazırlanan toz karışımlarından elde edilen yığın örneklerin sonuçları değerlendirilerek referans numunesi olarak 15 tozundan ve beklentilerin yüksek olduğu 57 tozundan üretilen tel örneklerinin a.a. alınganlık ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Şekil 6.15’de verilen ölçüm sonuçlarının faz-içi bileşeni incelendiğinde aynı tozdan hazırlanmış olan yığın numuneler ile tel numuneler arasında T_c ’ler değişmezken, süperiletken durumdan normal duruma geçiş aralığı az bir miktar genişlemiştir. Bu durum tel numunelerin tanecikleri arasındaki iletkenliğin zayıf olduğunun göstergesi olabilir. Bunun üstesinden gelebilmek için tel numuneler preslenebilir ya da tel numuneler daha küçük çaplara indirilerek yine aynı basınç etkisi yaratılabilir.



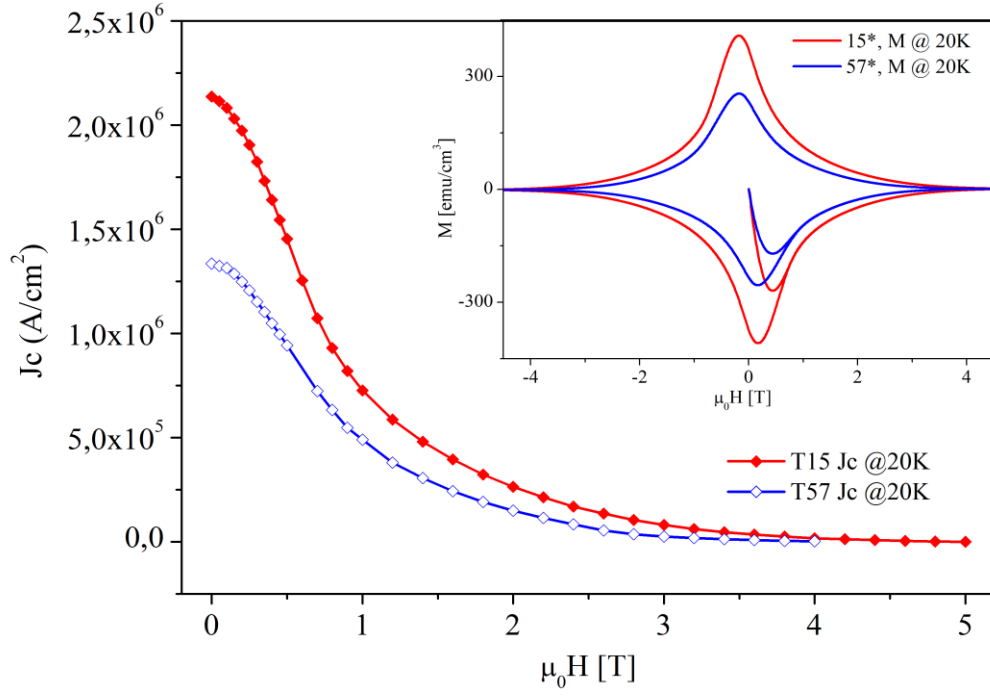
Şekil 6.15 200 A/m ve 800 A/m alan altında 176 Hz’de yapılan ölçümler

6.3 Mıknatıslanma Ölçümleri

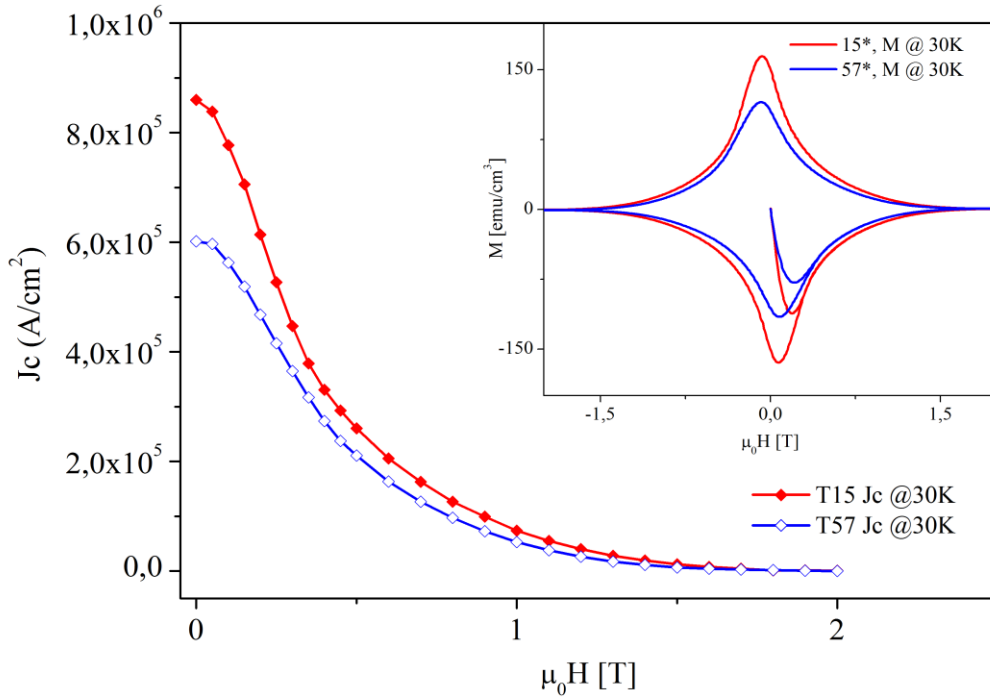
Üretilen iki tel üzerinde gerçekleştirilen mıknatıslanma (M-H) ölçümleri ve hesaplanarak elde edilen J_c eğrileri şekil 6.16-18’de verilmiştir. M - H ölçümleri, $\mu_0 H = -8$ T ile 8 T arasında gerçekleştirilmiştir. Bu mıknatıslanma ölçümlerinde, numunenin tepkisi uygulanan manyetik alanın ($\mu_0 H$) fonksiyonu olarak kaydedilmiştir. Bu histerik eğriler, süperiletken numunedeki akı tuzaklanmasının bir sonucudur. Bu akı tuzaklanması (ΔM) ise numunenin J_c üzerinde önemli bir rol oynamaktadır.



Şekil 6.16 10 K de 15 ve 57 tellerinin $M(H)$ ölçümlerinden (iç grafik) hesaplanan kritik akım yoğunlukları



Şekil 6.17 20 K de 15 ve 57 tellerinin $M(H)$ ölçümlerinden (iç grafik) hesaplanan kritik akım yoğunlukları



Şekil 6.18 30 K de 15 ve 57 tellerinin $M(H)$ ölçümlerinden (iç grafik) hesaplanan kritik akım yoğunlukları

J_c 'nin manyetik alan ve sıcaklık bağımlılığı $M(\mu_0 H)$ halkası kullanarak Bean Modelinin yardımıyla aşağıdaki formüle göre hesaplandı.

$$J_c = 300 \frac{\Delta M}{RV} \quad (6.4)$$

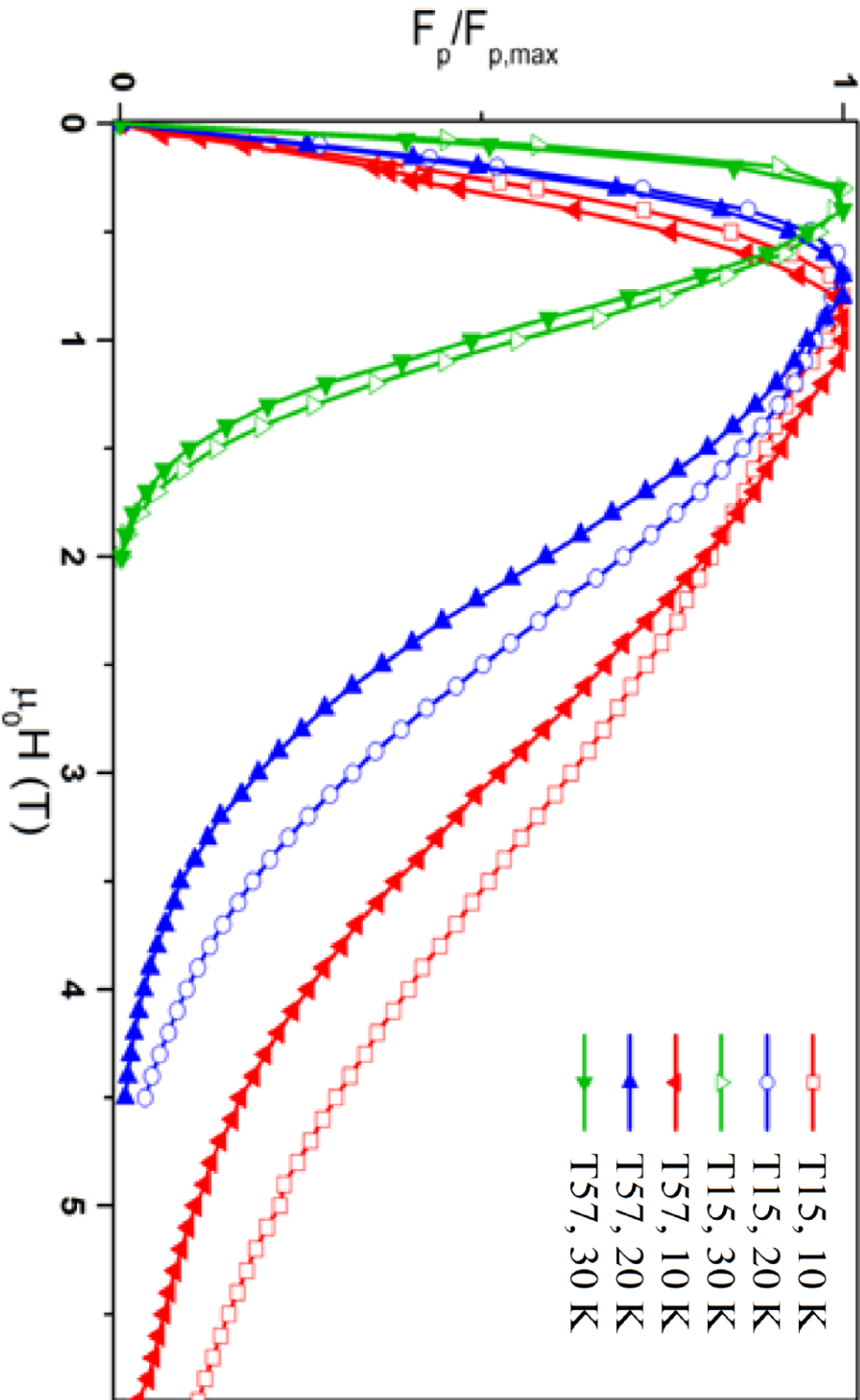
Burada ΔM mıknatıslanma halkasının düşeydeki genişliğidir, R ise silindirik numunenin çapıdır (Chen ve Goldfarb 1989).

J_c grafiklerinden de açıkça görüldüğü gibi 15 kodlu toz ile hazırlanmış olan tellerin J_c 'si 57 kodlu tozun telinden daha yüksektir. Bu sonuç a.a. alınganlık ölçüm sonuçlarını desteklemektedir.

J_c 'yi etkileyen ana faktörlerden birisi perçinlenme kuvvetidir. Süperiletken bir numuneye akım sürüldüğü zaman, numuneye nüfuz etmiş olan vortekslere Lorentz kuvveti etki etmeye başlayacağından bahsetmiştik. Eğer bu kuvvet, perçinlenme kuvvetini aşarsa, vortekslerin hareketi enerji kaybına neden olacaktır. Numunenin perçinlenme özellikleri

$$\vec{F}_P = \vec{B} \times \vec{J}_c \quad (6.5)$$

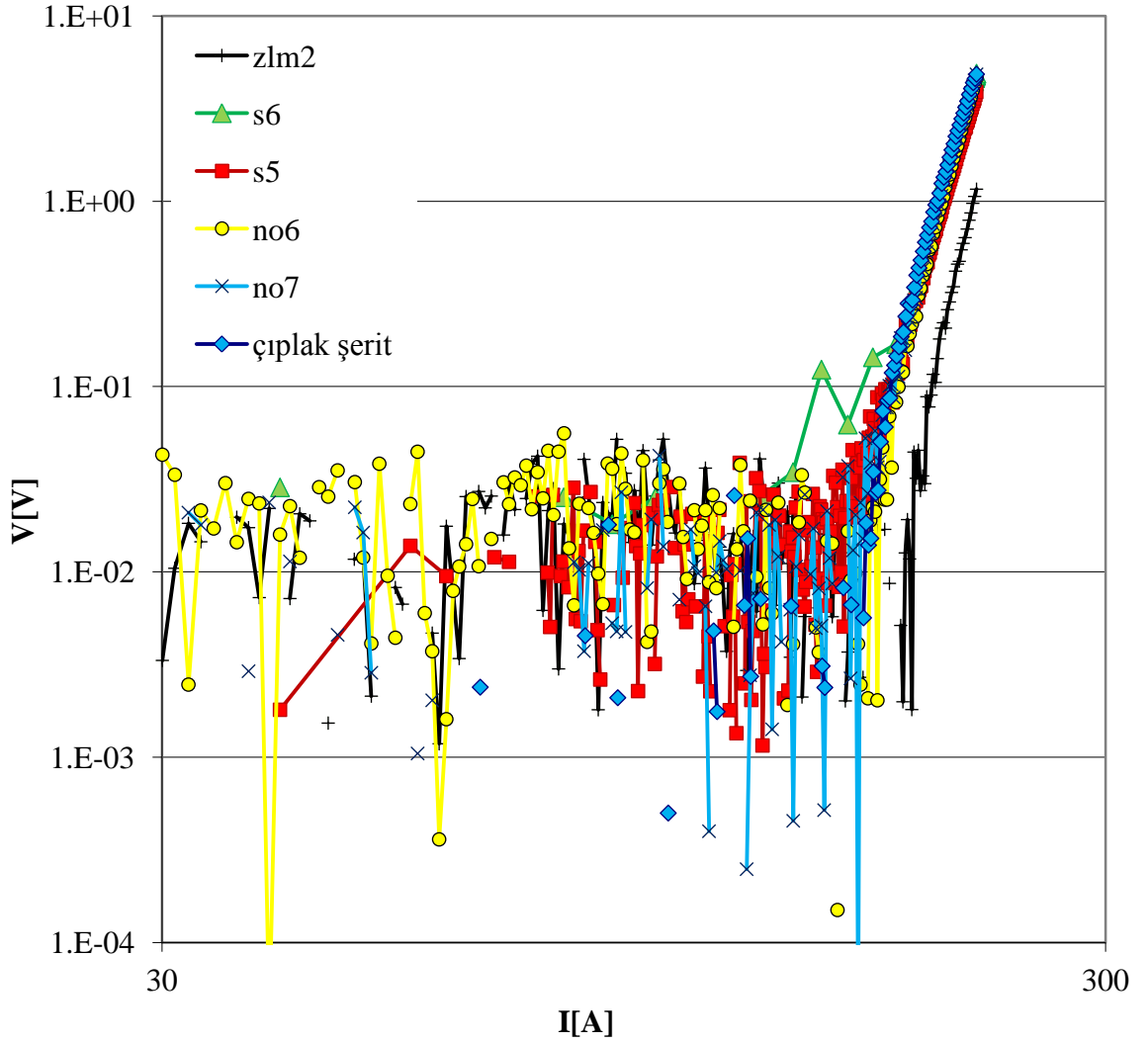
formülü ile elde edilir (Buntar ve Weber 1996). Bu formüle göre hesapladığımız perçinlenme kuvveti verilerini maksimum değerine bölerek normalize ettik. $F_P/F_{P,max}$ 'ın $\mu_0 H$ 'ye göre grafiği şekil 6.19'da verilmiştir. Her bir sıcaklık için, bir atlama söz konusudur: yüksek manyetik alanlarda T15 teli daha yüksek bir perçinlenme özelliği sergilerken düşük manyetik alanlarda T57 telinin perçinlenmesi daha kuvvetlidir.



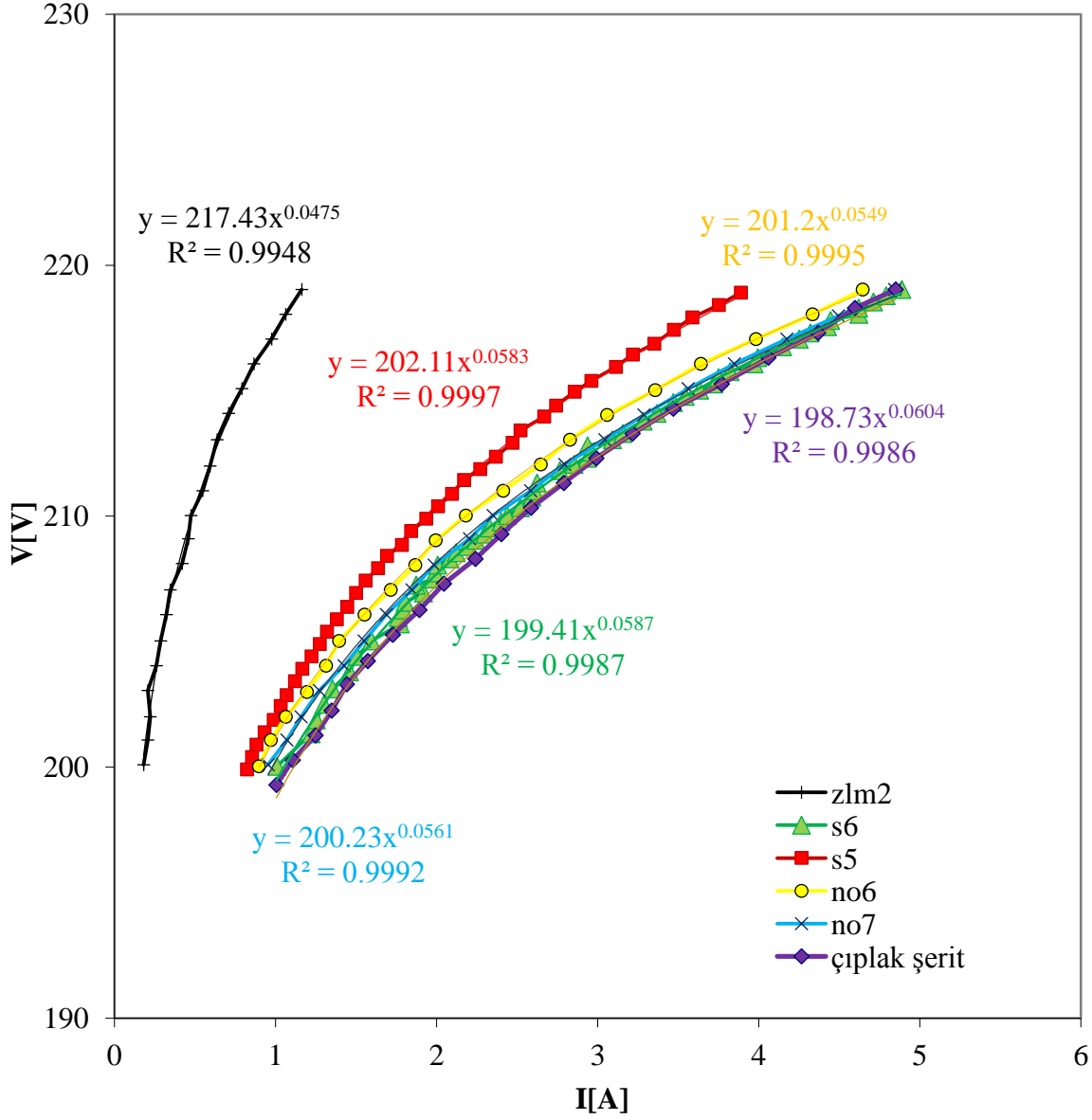
Şekil 6.19 Hesaplanan F_p eğrileri

6.4 Kritik Akım Ölçümleri

Transport a.a. kayıp ölçümlerinin yapılacağı numunelerde önce kritik akım ölçümleri gerçekleştirildi. Dört nokta kontak yöntemiyle BSCCO/Ag numuneler üzerinde gerçekleştirilen $V(I)$ grafiği şekil 6.20’de verilmiştir.



Şekil 6.20 Bi-2223/Ag serit için $V(I)$ grafiği

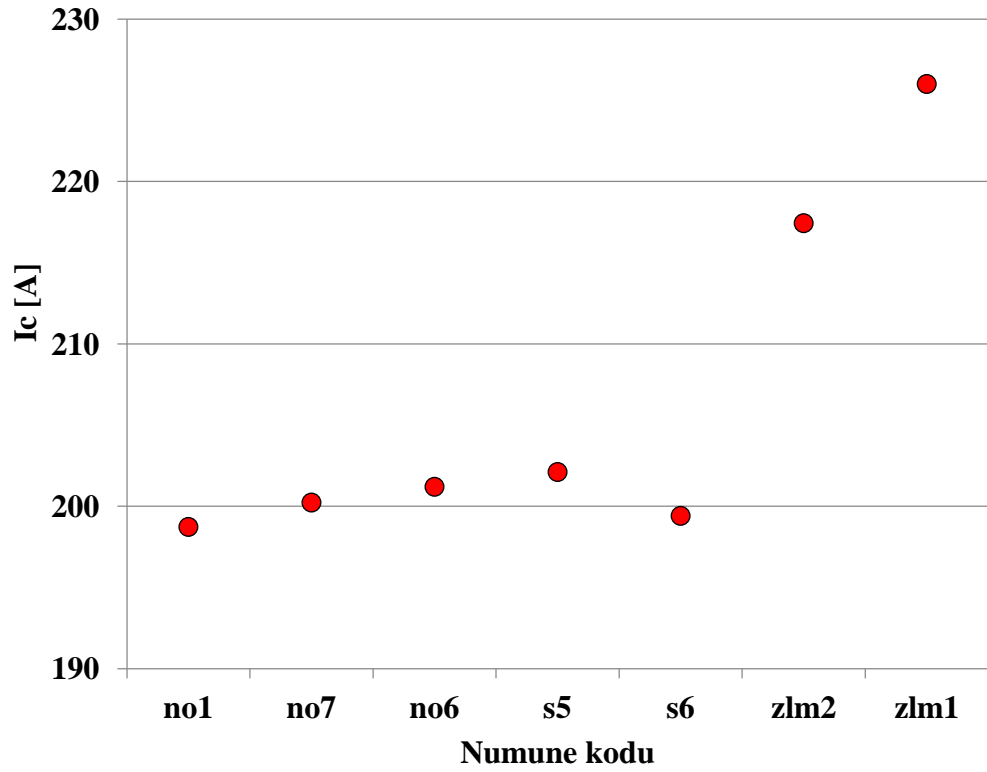


Şekil 6.21 Bi-2223/Ag serit için $I(V)$ grafiği

Dört nokta kontak yöntemiyle ölçülen veriler 5.2.6 bölümünde anlatıldığı şekilde işlenerek kritik akım değerleri elde edilerek çizelge 6.3'de listelenmiştir. Tabloda, kesit alanında Ni kaplamanın kapladığı alan miktarları da verilmiştir. Bu değerler göz önüne alınarak I_c değerleri incelendiğinde, depolanan Ni miktarı arttıkça kritik akım değerleri de yükseliş eğilimi göstermiştir (Şekil 6.22).

Çizelge 6.3 Numunelere kaplanan Ni kılıfın dNi ve tNi değerleri ve ölçülen kritik akım değerleri

Numune Kodu	dNi [mm]	tNi [μm]	Ic(ölçülen) [A]	Ni alanı [m2]
Çıplak şerit	0	0	198.73	0
no7	2,9	15	200.23	3.89265E-08
no6	3,3	24	201.20	4.37606E-08
s5	2	15	202.11	6.53265E-08
s6	2	19	199.41	8.26055E-08
zlm2	3	45	217.43	1.12019E-07
zlm1	3	60	226.00	1.52184E-07

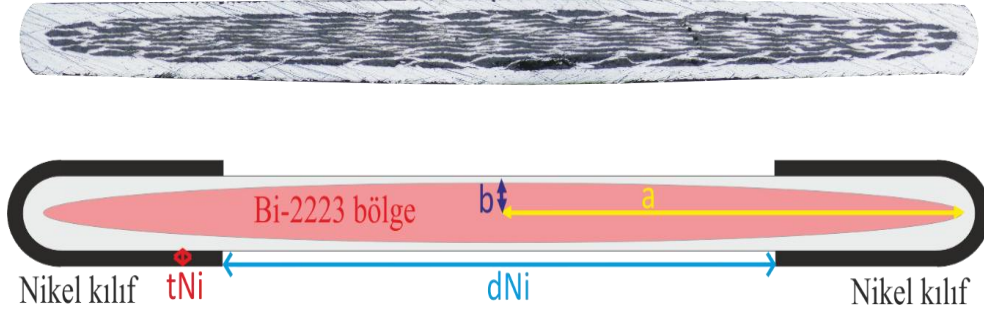


Şekil 6.22 Numunelerin kritik akım değerleri

6.5 Transport A.A. Kaybı Ölçümleri

6.5.1 Kenarlarından Ni kaplanmış Bi-2223/Ag şeritlerinin transport a.a. kayıp ölçümleri ve simülasyonu

Bi-2223 çok damarlı şeritler kenarlarından Nikel ile kaplanması a.a. kayıplarında önemli bir azalma sağlamış ve şeridin J_c 'sini arttırmıştır (Gömöry vd. 2009). Çalışmanın bu kısmında, bu etki üzerine sayısal simülasyonlarında yer aldığı sistemetik bir çalışma yapılmıştır: Ticari Bi-2223 şeritleri, biriktirme yöntemi ile kenarlarından Nikel ile kaplanmıştır (Şekil 6.23). Hazırlanan numunelerin kritik akımları ölçüldükten sonra transport a.a. kayıp ölçümleri gerçekleştirildi. Ölçümleri tamamlanan numunelerin kesit alanlarının fotoğrafları çekilerek Bi-2223 şeridinin üzerine depolanan Ni kılıfın geometrik yapısı incelendi.



Şekil 6.23 Şerit kesit alanı ve sayısal simülasyonda kullanılan değerlerin gösterimi

Çok damarlı yapıya sahip olan Bi-2223/Ag şeritlerin kesit alanı, ticari bir yazılım olan COMSOL'da kullanılacak geometriyi basitleştirmek ve hesaplama süresini kısa tutabilmek amacı ile eliptik bir damar olarak kabul edildi. Bu eliptik geometrinin eksenleri a ve b ile Ni kılıfı tanımlayan geometrik tanımlar tNi (Ni kılıfın kalınlığı) ve dNi (Ni kılıflar arası mesafe)'nin gösterimi Şekil 6.23'de verilmiştir.

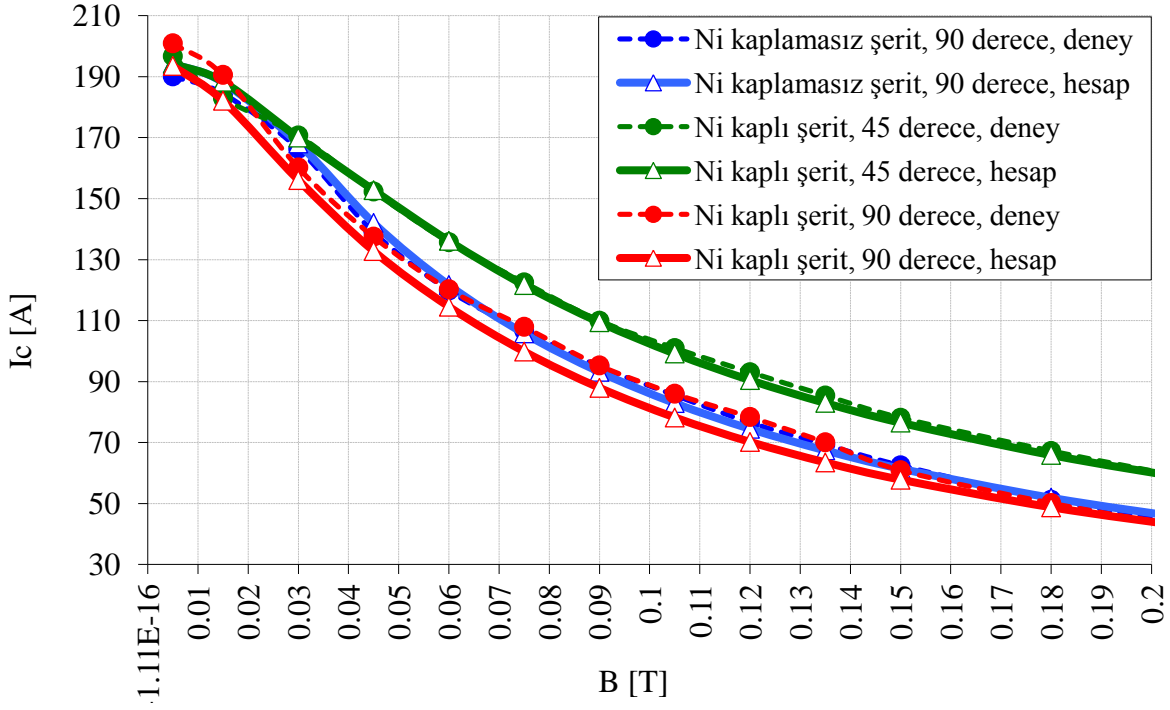
Süperiletken, alan bağımlı bir J_c ile karakterize edilmiştir (Gömöry vd. 2007). Bu ifade, kesit alanını dolduran süperiletken damarların kalitesinin kesit alanın her yerinde aynı olmadığını da içermektedir:

$$j_c(x, y) = j_{c0} \frac{\left(1 + k_h \frac{x^2}{a^2}\right)}{\left(1 + \sqrt{\frac{k^2 B_{\perp}^2(x, y) + B_{\parallel}^2(x, y)}{B_0}}\right)^{-\beta}} \quad (6.6)$$

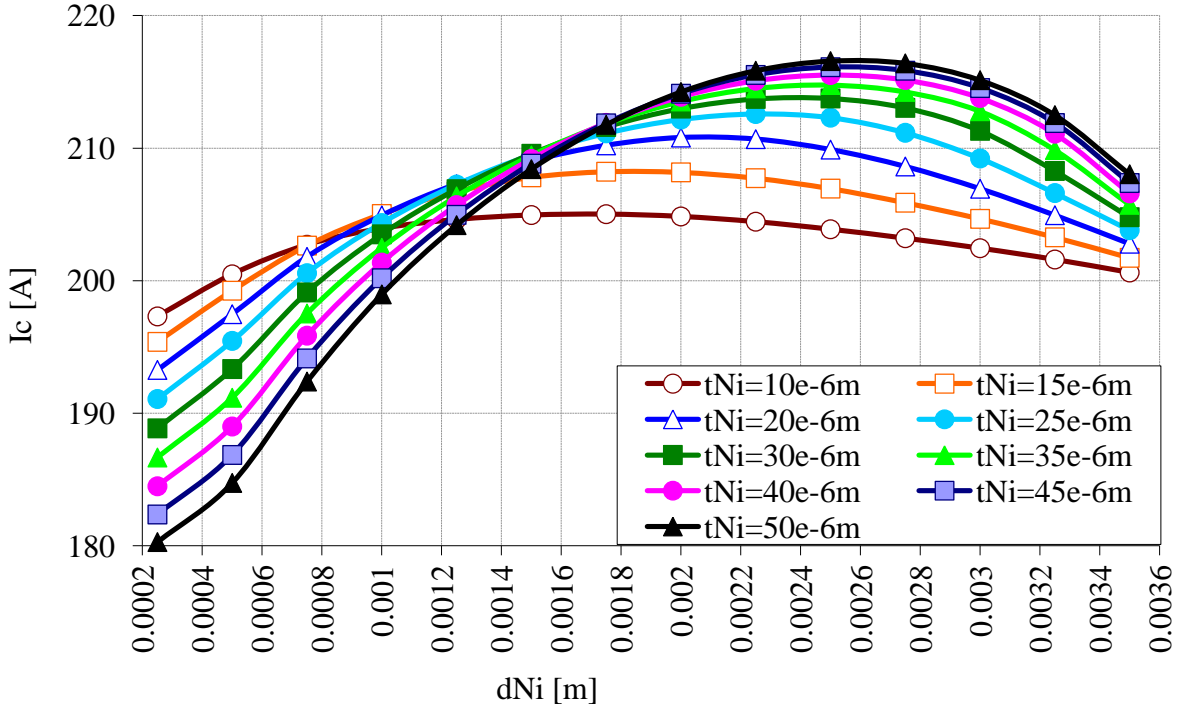
Buradaki j_{c0} , alan sıfırken ki kritik akım yoğunluğu; B_0 , karakteristik manyetik alan; β , alan bağımlılığının üssü; k , anizotropi sabiti; k_h , değişebilirlik faktörüdür.

Bu parametreleri belirleyebilmek için farklı açılarla uygulanan manyetik alanlar altında kritik akım ölçümleri, $I_c(B)$ gerekmektedir. Bu deneysel ölçüm sonuçları ile (6.6) formülüne göre hesaplanan sonuçların uyum göstermesi sağlanır. Uyumun yakalandığı koşuldaki parametreler, a.a. kayıp hesaplarında kullanılır. Bu amaçla Bi-2223 şerit numunenin kritik akım değeri, 0 T ile 0,25 T arasında çeşitli alan büyüklükleri farklı açılar uygulanarak ölçülmüştür. Daha sonra yukarıdaki formül ile kurulan program sayesinde parametreler belirlenmiştir: $j_{c0} = 4.9 \times 10^8 \text{ A/m}^2$, $B_0 = 0.08 \text{ T}$, $\beta = 1,38$, $k=1.38$, ve $k_h=-0.28$. Numunenin $I_c(B)$ deneysel ölçümleri ile hesaplama sonuçlarındaki uyum şekil 6.24’de gösterilmiştir.

Nikel kaplamanın d_{Ni} ve t_{Ni} ile tanımlanan geometrisinin rolü sayısal simülasyon ile hesaplanmıştır. Şekil 6.25’de görüldüğü gibi, bazı (d_{Ni} , t_{Ni}) setlerinin olumsuz etkileri vardır. Bu eğrilerin maksimum I_c değerleri Ni kılıfın artan kalınlığı ile artmaktadır fakat belli bir değerden sonra doyuma ulaşmaktadır.



Şekil 6.24 Deneysel sonuçlar (kesikli çizgi) ile hesaplanan sonuçların (düz çizgi) uyumu



Şekil 6.25 tNi 'nin 10-50 μm değerlerine karşılık hesaplanan, kritik akım değerinin dNi 'ye bağımlılığı

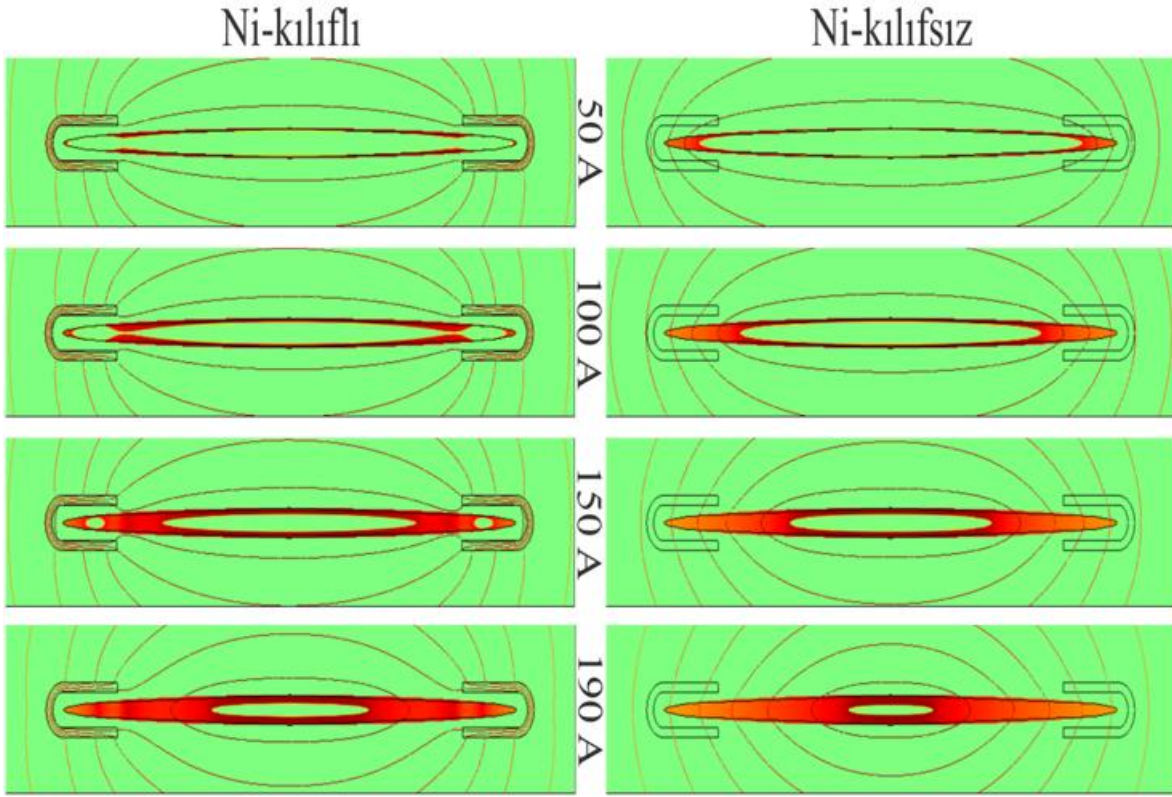
Ayrıca dikkat edilmesi gereken diğer bir konu ise, numuneye kaplanan Ni kılıfın a.a. kayıplarına getireceği katkıdır. A.A. kayıplarına önemli bir katkı getirmeden I_c değerleri geliştirmek için $dNi=0.002$ m olan numuneler üretmeye karar verildi. Bu karara uygun olarak üretilen numunelerden seçilen ikisinin detayları çizelge 6.4’de verilmiştir.

Çizelge 6.4 Hazırlanan numunelerin parametreleri

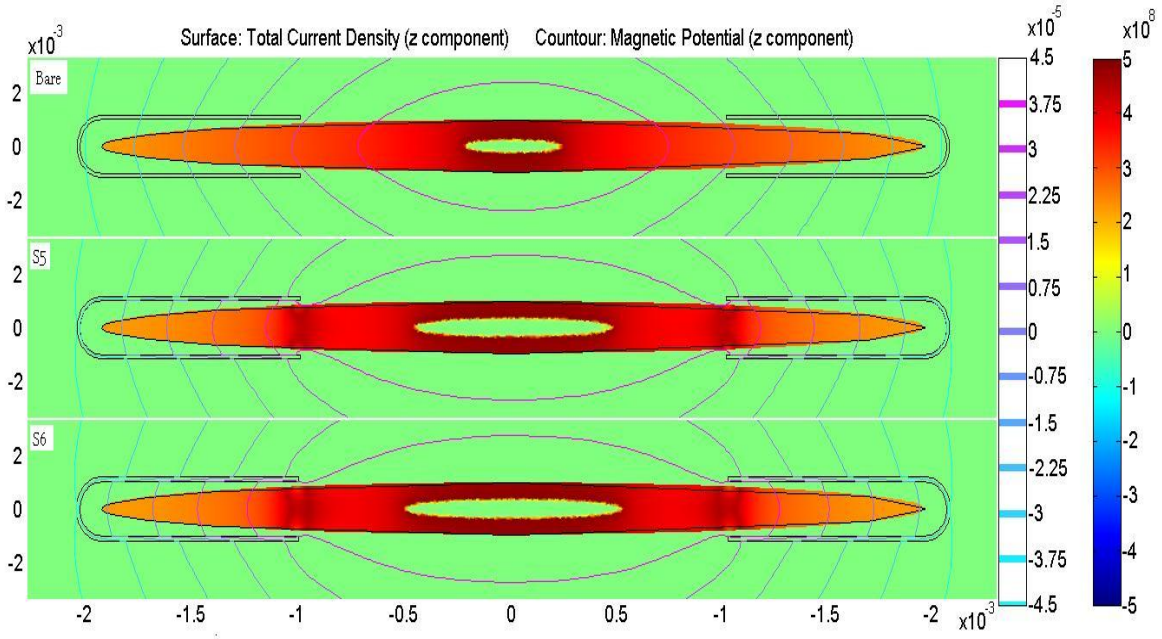
Numune kodu	dNi[mm]	tNi[μ m]	hesaplanan I_{c0} [A]	ölçülen I_{c0} [A]
Çıplak şerit	4.3	0	-	198,73
s5	2	15	208	202,11
s6	2	19	210	199,41

Üretilen numunelerin I_c ’sinde ufak bir iyileşme gözlenmiştir. Hesaplama öngörülerini mükemmel değildir, fakat bunun çeşitli sebepleri olabilir. Herşeyden önce hesaplamalarda, şerit numuneler sadece bir kesit alanı üzerinden incelendiği ve tüm uzunluğu boyunca düzgün (homojen) olduğu varsayılmaktadır. Fakat numunelerin gerçekte tüm uzunluk boyunca özdeş olmayabilir (bazı kısımlarının I_c ’si yüksek ve/veya düşük olabilir). Diğer bir unsur ise, numunenin hazırlanması aşamasında şeritin hasar görme olasılığıdır. Bunların dışında, hesaplamaları kolaylaştırmak için çok damarlı geometrinin tek damarlı kabullenilmesi de bir etken olabilir.

Aynı koşullar altında Ni-kılıfsız ve kılıflı numuneler için şeridin kenarlarına ferromanyetik malzeme kaplamasının kesit alanındaki akım profilini nasıl etkilediği yapılan hesaplamalardan elde edilen sonuçları üzerinde şekil 6.26’da gösterilmiştir. Şekilden de açıkça görüldüğü gibi, u-şekilli Ni-kılıfın transport akımın oluşturduğu manyetik alanı Ni kılıf içerisinde sıkıştırarak süperiletken kısımlara nüfuzunu azaltmış ve numunenin kritik akımını yükseltmiştir. Ayrıca depolanan Ni miktarının etkisini göstermek amacıyla çizelge 6.4’de verilen numunelerin Ni-kılıflarının etkileri arasındaki fark ise şekil 6.26’da verilmiştir.



Şekil 6.26 Aynı koşullar altında Ni-kııflısız ve kııflı numuneler için yapılan hesaplama sonuçları



Şekil 6.27 S-bare, s5 ve s6 numuneieri için 195 A alternative akım değerinde hesaplanan akım dağılımı

Şekil 6.27’de, numunelerin hepsine 195 A akım uygulandığı zaman numunelerde akımın dağılımı ve akımın nüfuz etmediği bölgenin büyüklüğü görülmektedir. Ni-kılıfın olmadığı numunede akımın nüfuz edemediği bölge en küçüktür. Buna karşın tNi değerinin artışı ile akımın nüfuz edemediği bölgedeki genişleme net olarak görülmektedir. Renk skalası ile yan tarafta verilen ölçeğe göre numunelerdeki akım dağılımının profili okunabilmektedir.

Bu hesaplamalar esnasında, ferromanyetik bir malzeme olan Ni-kılıfın katkısında göz önüne alınmıştır. Bunun için, aşağıdaki yaklaşım kullanılmıştır (Gömöry vd. 2009);

$$Q_{Ni} = Q_s \begin{cases} \left(\frac{B}{B_s}\right)^2 & B \leq B_s \\ 1 & B > B_s \end{cases} \quad (6.7)$$

Buradaki $Q_s=2750 \text{ J.m}^{-3}$ ve $B_s=0.9 \text{ T}$ ’dir

Bu numunelerin kayıp ölçümleri standart lock-in amplifikatör tekniği kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Ölçüm sonuçları s-kılıfsız, s5 ve s6 numuneleri için şekil 6.28 – 6.30’da verilmiştir. Kılıfsız numunede, ferromanyetik kısım bulunmadığı için ölçülen kaybın tamamı histerik kayıplardır. Kılıfsız numunenin transport a.a. kayıp ölçümlerinin frekantan bağımsız olması bu sonucu desteklemektedir.

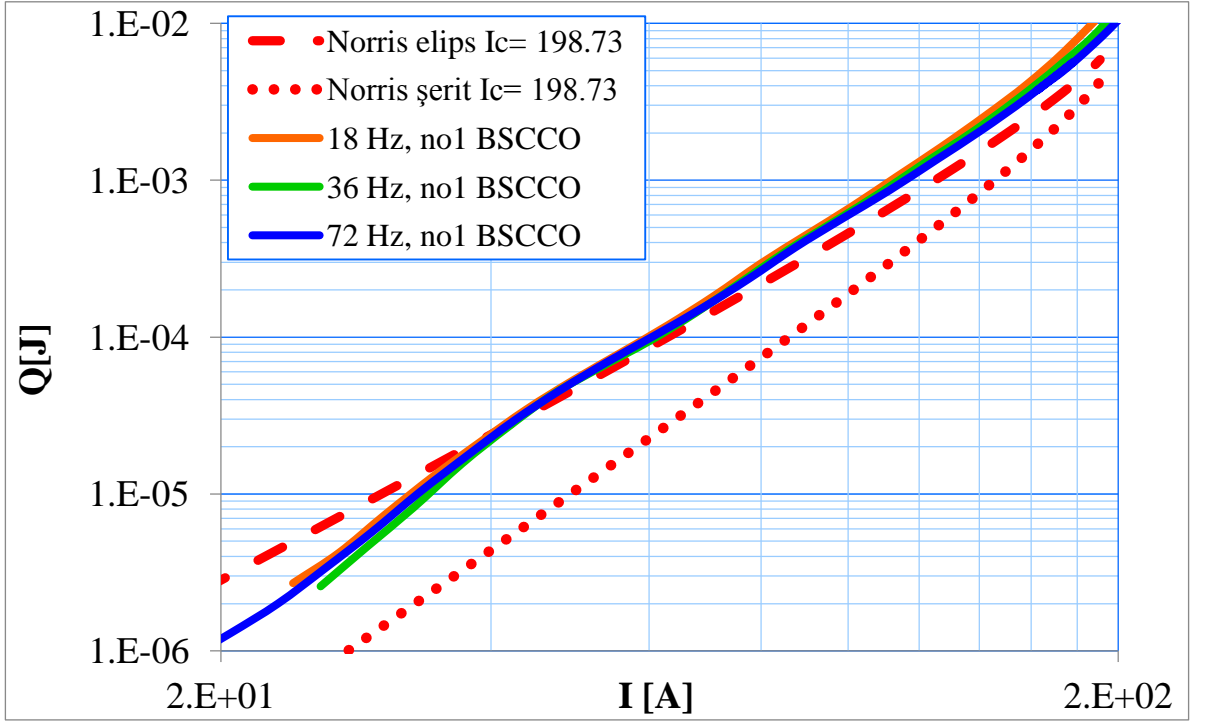
Üretilen tüm numunelerin deneysel sonuçları birbirleriyle kıyaslamalı kayıp analizi için şekil 6.31’de verilmiştir. Uygun dNi ve tNi seçimleri ile şerit numunelere kaplanan Ni miktarı arttıkça, düşük akım bölgesinde transport a.a. kayıpları artarken, yüksek akım bölgesinde ise önemli bir azalma gözlenmiştir. Buna karşın, **zlm** numuneleri, yüksek oranda kaplanan Ni miktarı sayesinde en yüksek I_c değerlerine sahip olmalarına rağmen **no** numunelerinden daha kötü bir a.a. kayıp karakteristiği sergilemişlerdir. Bu çıkarım ışığında, kritik akım değerini yükseltirken kayıp miktarını düşük tutabilecek optimum bir Ni miktarı

olduğu sonucuna varılmaktadır. Bu sonuç ekil 6.25’de verilen hesaplama öngörülerini desteklemektedir.

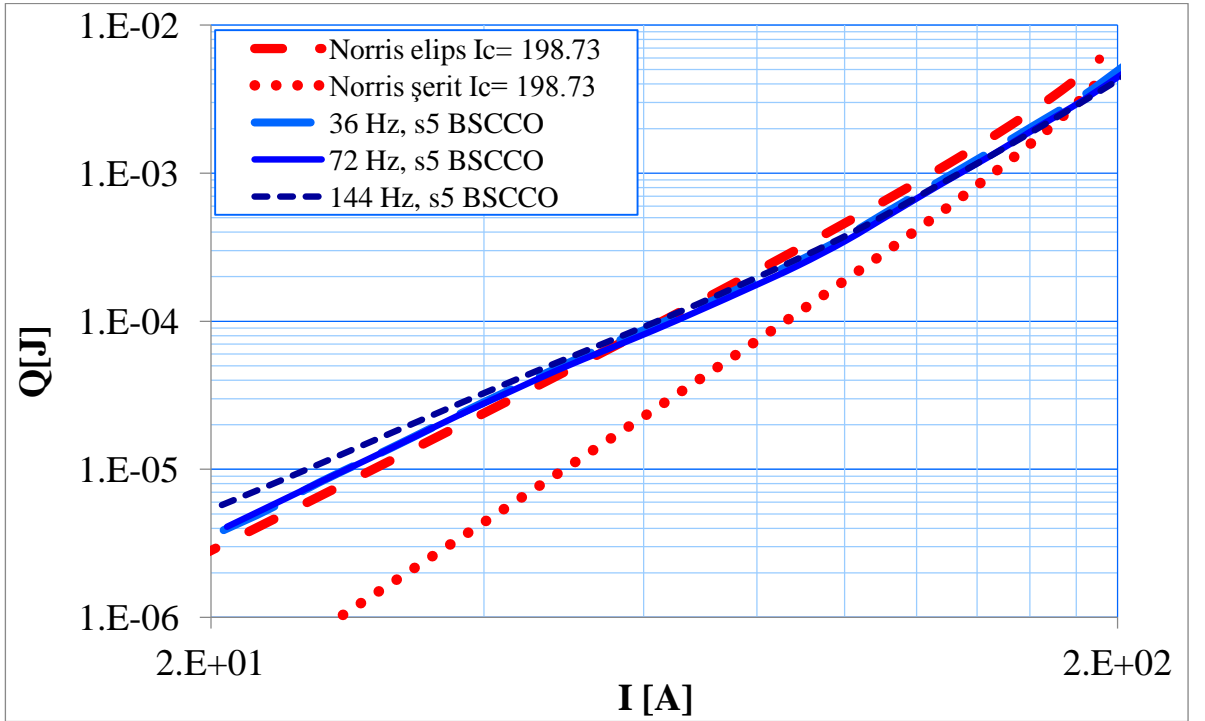
Genel olarak, tüm bu deneysel ölçüm sonuçları ferromanyetik u-şekilli bu kaplamamın kaybı azaltmıştır. Sonuçlar daha yakından incelendiğinde ise, uygulama alanı için ihtiyaç duyulan süperiletkenlerin üretilmesi uygulamanın amacına yönelik olarak gerçekleştirilmelidir. Örneğin, uygulamada ihtiyaç duyulan durum 50-90 A aralığında en çok akımı en az kayıpla taşımak ise hazırlanması gereken numune **no6** numunesinin özelliklerine sahip olmalıdır. 90-200 A aralığında akım miktarlarını gerektiren bir uygulama söz konuşu ise en düşük kayıp miktarı için **zlm1** numunesi en uygun seçim olacaktır.

Ni kaplama yapılmamış çıplak tel için gerçekleştirilen deneysel sonuçları Norris modelinin eliptik kesit alanı için yaptığı öngörü ile kıyaslandığında, ekil 6.32’de gösterildiği gibi, yüksek akımlarda (50A-200A) Norris öngörüsünden daha yüksek bir kayıp sergilerken düşük akım (20A-50A) bölgesinde daha düşük bir kayıp sergilemektedir. Norris, kritik akımın kesit alanında düzgün dağıldığını varsayarak öngörüde bulunduğu için az önce yaptığımız kıyaslama bize bazı ipuçları sunmaktadır: akım dışarıdan içeri doğru nüfuz ettiği için düşük akım bölgesinde kaybın düşük olması bize, numunenin dışarıda kalan damarlarının, içerdekilere göre daha iyi süperiletken özelliklere sahip olduğunu söylemektedir. Bu yüzden hesaplamalar yapılırken damarların bu farklılığını da gözönüne alabilmek için hem negatif hemde pozitif k_h değerleri denenmiştir.

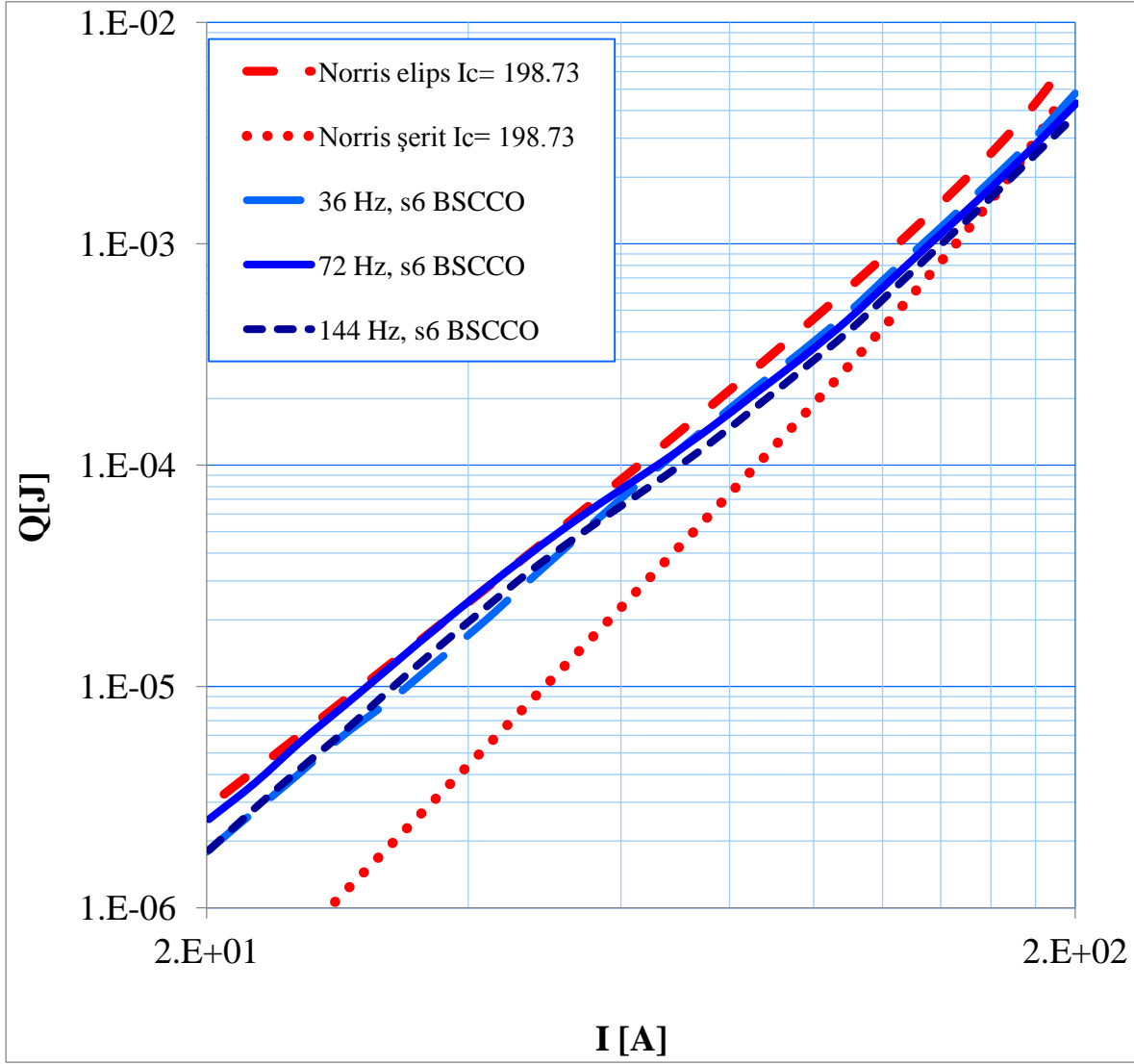
Bu numunenin deneysel sonuçları incelendiğinde, çok az bir miktar u-şekilli Ni-kaplamamın uygun t_{Ni} ve d_{Ni} koşulları sağlandığında 50A-190A aralığında, kayıpta belirgin bir azalma sağladığı görülmektedir. Bu aralıkta Ni’den gelen katkı miktarı, süperiletkenin kendi kaybının yanında gözardı edilir miktardadır. Buna karşın bu aralığın altında Ni katkısı baskın hale gelmektedir.



Şekil 6.28 Kılıfsız (çıplak) BSCCO şeridin 72 ve 144 Hz'deki transport alternative akım kayıp ölçümleri

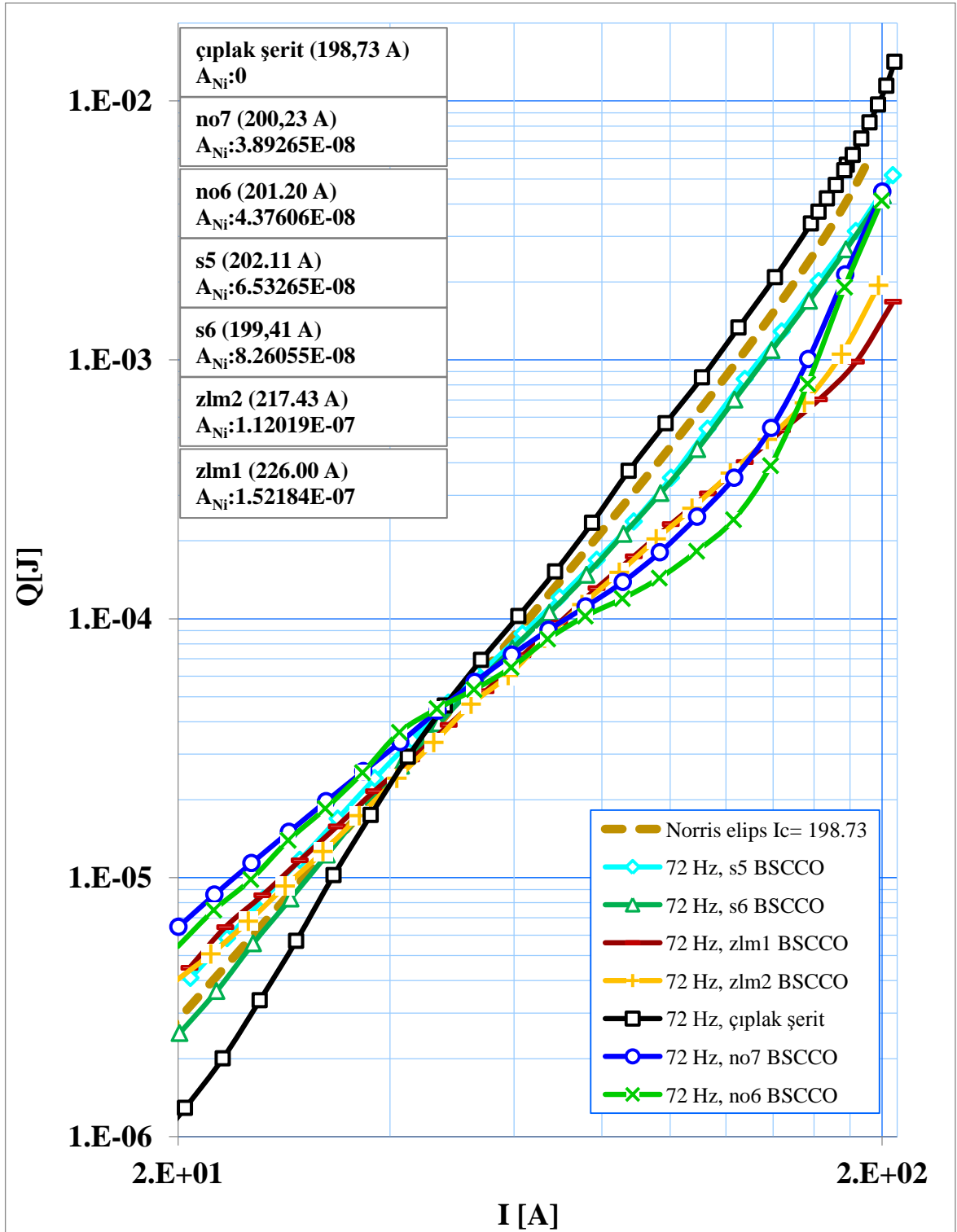


Şekil 6.29 s5 kodlu BSCCO şeridin 36, 72 ve 144 Hz'deki transport alternative akım kayıp ölçümleri

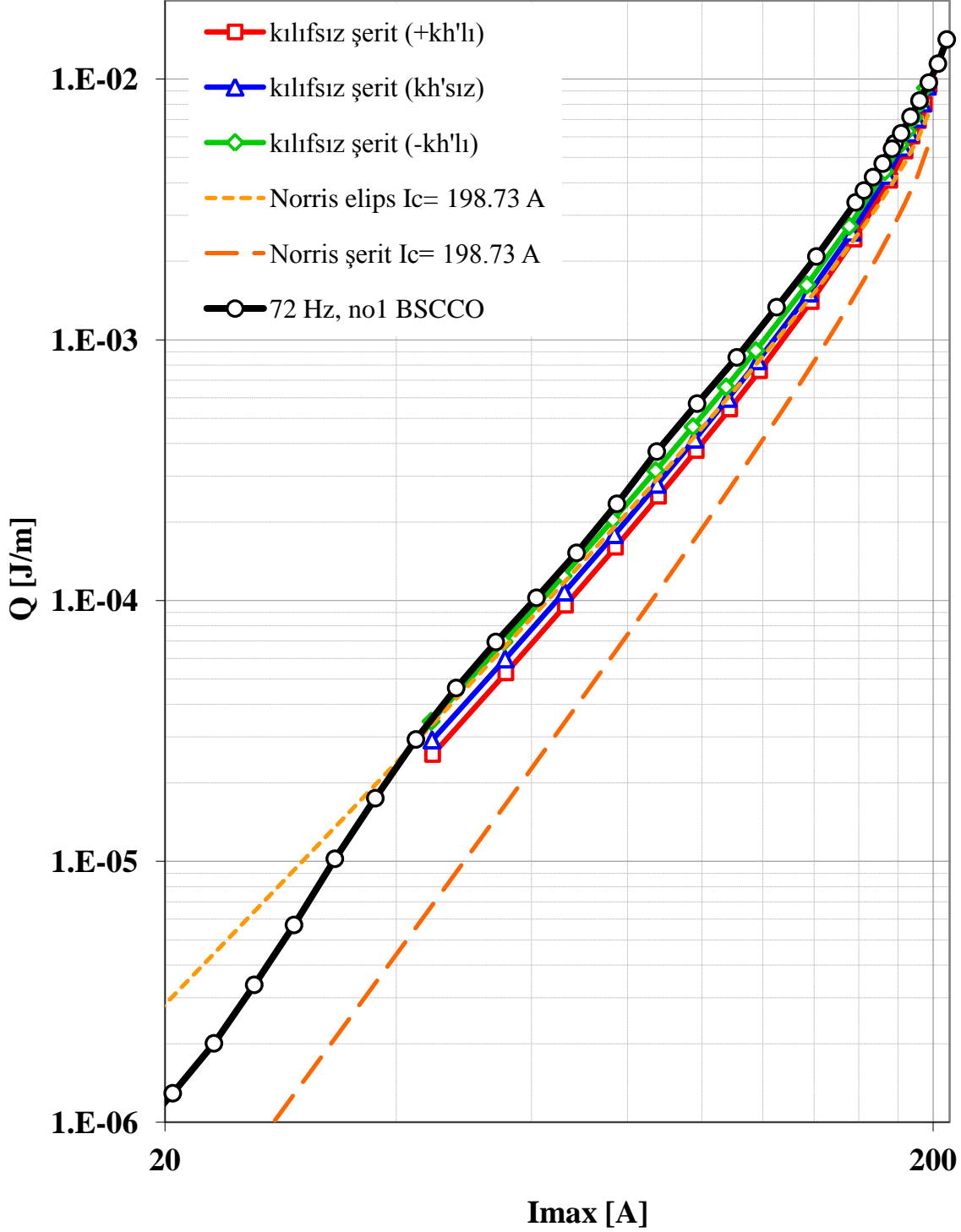


Şekil 6.30 s6 kodlu BSCCO şeridin 36, 72 ve 144 Hz'deki transport alternative akım kayıp ölçümleri

Kılıfsız numune üzerindeki ölçümlerden elde edilen “numunenin dışarıda kalan damarlarının, içerdekilere göre daha iyi süperiletken özelliklere sahip” sonucunu hesaplamaya yansıtılması amacı ile uygun bir J_c ifadesi elde edebilmek için bu düzensizlik k_h sabiti ile ifade edilmiştir. Bu sabitin pozitif, negatif ve sıfır değerleri için hesaplamalar gerçekleştirilmiştir. Deneysel sonuçlar ve bu hesaplama sonuçları şekil 6.32'ye bakılarak kıyaslanabilir: $k_h < 0$ için gerçekleştirilen hesaplamalar pozitif değerine kıyasla deneysel sonuçlara daha iyi uyum göstermiştir. Ayrıca bu sonuç Norris Modelinin öngörüsüne görede daha iyi bir uyum içerisindedir.



Şekil 6.31 Tüm numunelerin transport a.a. kayıp ölçümleri

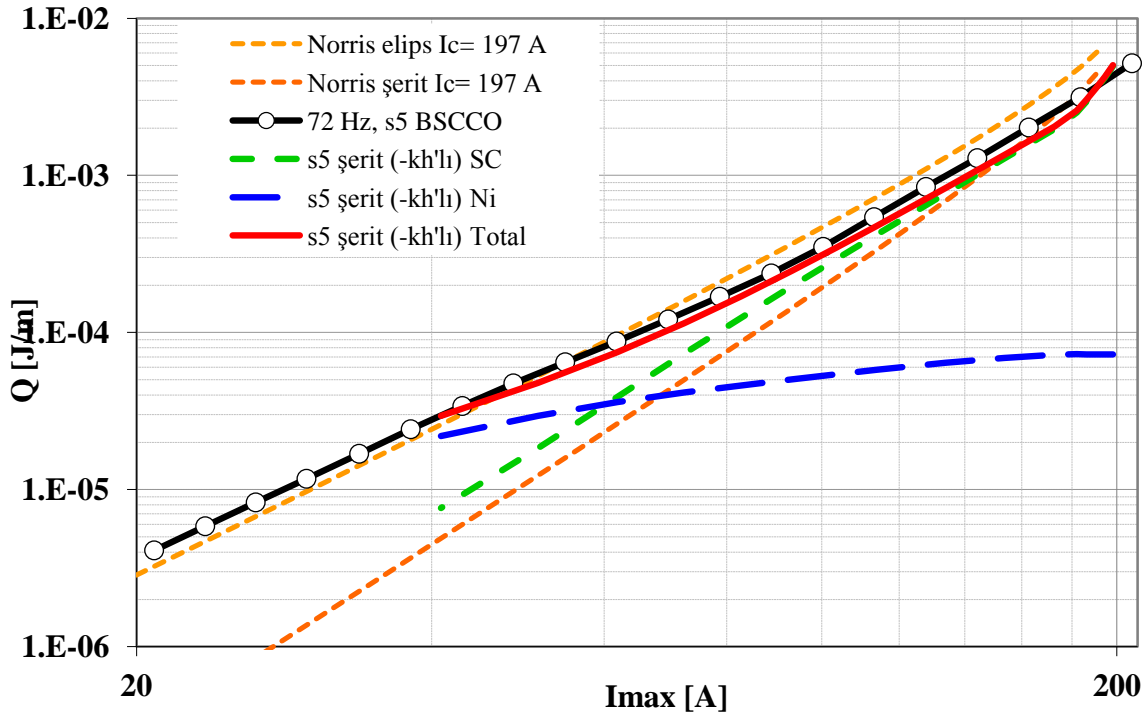


Şekil 6.32 Ni-kaplama yapılmamış, çıplak Bi2223/Ag şerit örnek için deneysel ve hesaplama sonuçları

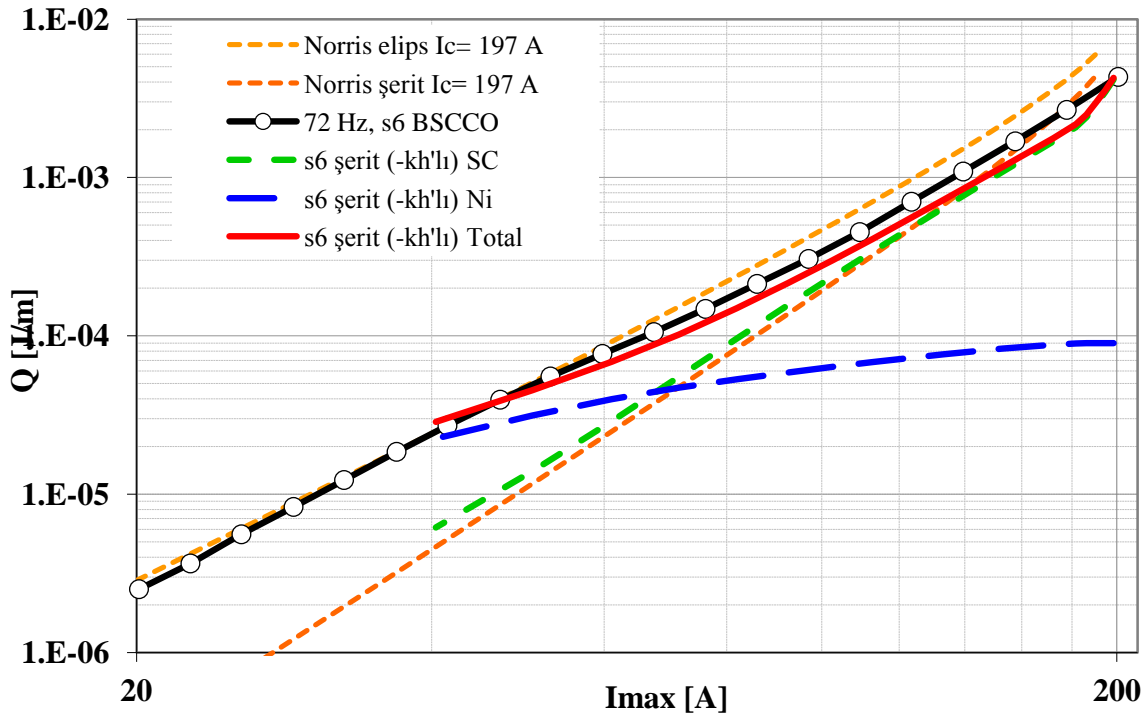
Kodu s5 olan numunenin transport a.a. kayıp ölçümlerinde Ni-kaplama ile elde edilen azalma ve bu numune için gerçekleştirilen hesaplama sonuçları şekil 6.33'de verilmiştir. Şekil 6.33'de aynı numune için gerçekleştirilen hesaplama sonuçları kesikli çizgiler ile verilmiştir. Kısa kesikli yeşil çizgi süperiletkenden kaynaklanan kayıpları gösterirken, uzun kesikli mavi çizgi ise Ni'li katkısını göstermektedir. Bu kayıpların toplamı is kırmızı düz çizgi ile gösterilmiştir. Numunenin deneysel sonuçları siyah (daire şekilli) çizgi ile ifade edilmiştir. Şekilden açıkça görüldüğü gibi bu çalışmada gerçekleştirilen hesaplamalar, Norris Modelinin öngörüsünden daha uyumlu sonuçlar sergilemiştir. Aynı şekilde s6 numunesi için yapılan hesaplama sonuçları ve deneysel veriler şekil 6.34'de gösterilmiştir.

Bu çalışmada, u-şekilli Ni kılıfın kalınlığının artmasıyla a.a. kayıplarının yüksek akım bölgesinde azaldığı gözlenirken, düşük akım bölgesinde ise Ni'nin ferromanyetik yapısı nedeniyle kaybın arttığı gözlemlendi. Uygun bir u-şekli geometrisi ile çok az miktarlardaki Ni-kaplamanın bile belirgin bir etkiye sahip olduğu görüldü. Ayrıntıları 4. Bölüm'de anlatılan metod kullanılarak uygun sabitler ile gerçekleştirilen hesaplamalar, deneysel sonuçlar ile yüksek bir uyum sergiledi. Süperiletken tel/şerit kullanılan uygulamalarda, süperiletkenlerin mağruz kalacakları koşullar düşünülerek (yüksek akım taşıma veya yüksek manyetik alan altında çalışma gibi) kullanılan tel/şeritlerin özellikleri amaca yönelik olarak geliştirilebilir. U-şekilli ferromanyetik malzeme ile kaplama işleminin kritik akımı yükseltmesi ve kayıp analizlerindeki karakteristiği düşünüldüğünde, yüksek akım aralığında çalışılmak zorunda olunan transport durumlar için daha uygun hale geldiği gözlenmiştir.

Tüm bu hesaplamalarda 30 A ve altındaki akım değerleri için hesaplama gerçekleştirilememiştir. Bunun nedeni, akımın numuneye nüfuz ettiği alan üzerinde yapılan bu hesaplamalar için bu nüfuz alanının çok küçük olmasıdır. Şekil 6.26'da verilmiş olan kesit alanı ve akımın nüfuz ettiği alan incelendiğinde de açıkça görülmektedir ki uygulanan 50 A'lık akım için bile bu alan çok küçüktür.



Şekil 6.33 s5 numunesine ait transport a.a. kayıp ölçüm ve hasaplama sonuçları

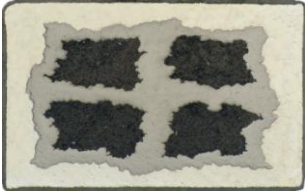
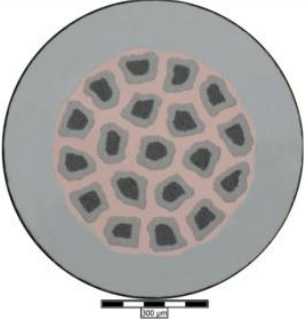
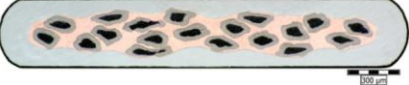


Şekil 6.34 s6 numunesine ait transport a.a. kayıp ölçüm ve hasaplama sonuçları

6.5.2 Çeşitli MgB₂ tellerinin transport a.a. kayıp ölçümleri

Ölçüm alacağımız sistemde indüksiyon yöntemiyle süperiletken numune üzerinde akım elde edildiği için; halka geometrisine sahip numuneler kullanılması gerekmektedir. MgB₂ süperiletkenin kırılgenliği yüksek olduğu için, düz tel yerine halka şekline getirilmiş kaliteli tel üretimi zorlu bir işlemdir. Bu yüzden çalışmanın bu kısmında, Kovac ve grubunun selenoid şeklinde ürettiği ve bu tarz deformasyonların kritik akım yoğunlukları üzerindeki etkilerini inceledikleri (Kovac vd. 2006; Kovac vd. 2010) çeşitli MgB₂ tellerinin transport a.a. kayıp ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmadaki ölçümler için tek halkalık numuneler bu selenoid şekilli numunelerden kesilerek hazırlanmıştır. Bu numunelerin kesit alanları ve boyutları çizelge 6.5’de verilmiştir.

Çizelge 6.5 Ölçüm alınan MgB₂ tellerinin kesit alanları ve bazı özellikleri

4-damarlı MgB ₂ +10% SiC / Nb / AgMg Dikdörtgen tel (Kovac v.d. 2006)	19-damarlı MgB ₂ /Ti/Cu/SS Dairesel tel (Kovac v.d. 2010)	19-damarlı MgB ₂ /Ti/Cu/SS Şerit (Kovac v.d. 2010)
		
Boyutlar: 0,66 x 1,38 mm ²	Dış çap: 0.86mm	Boyutlar: 0.40 × 2.38 mm ²

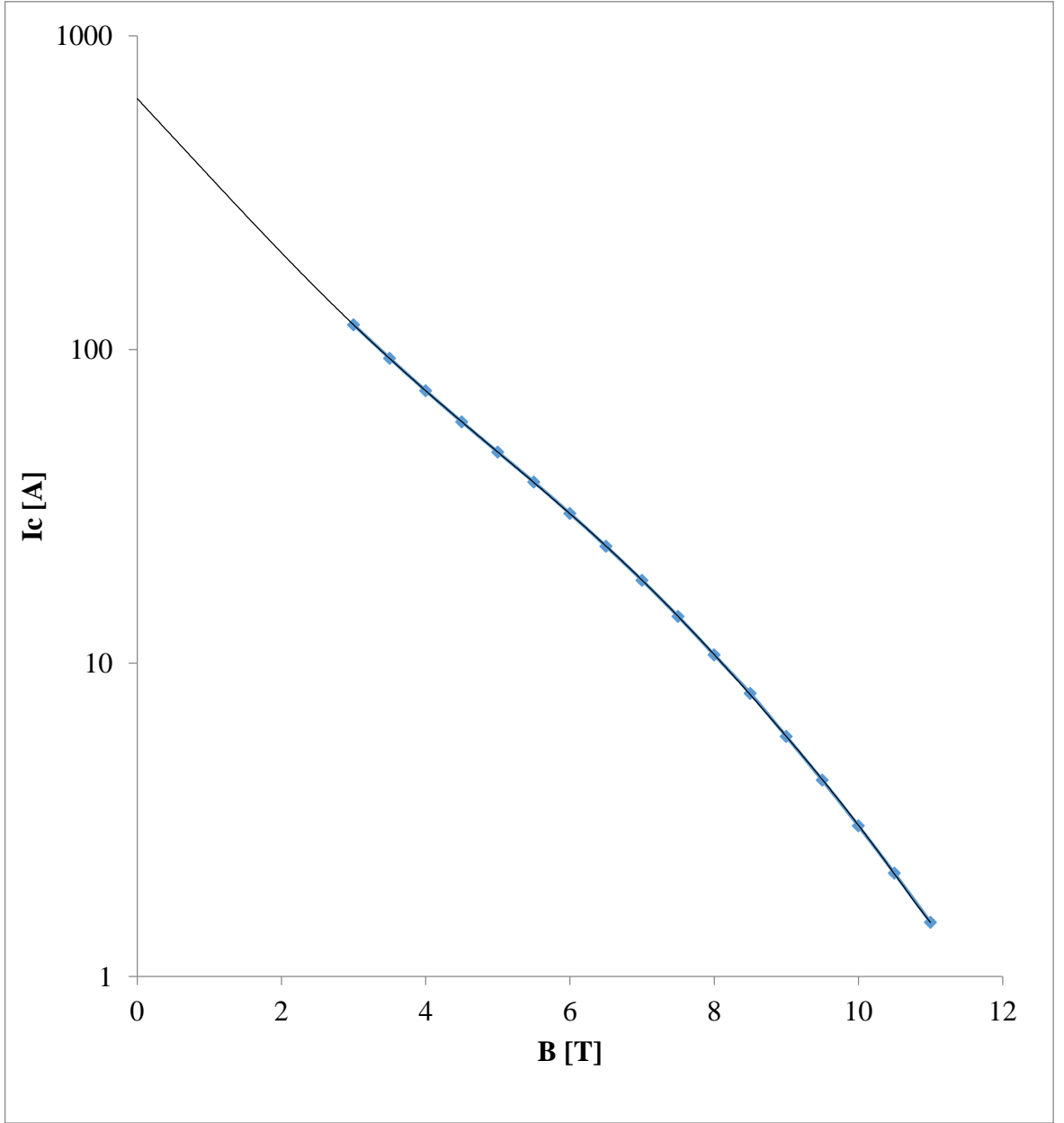
6.5.2.1 4-Damarlı MgB₂+10% SiC / Nb / AgMg dikdörtgen telin analizi

Dikdörtgen formda 4-damarlı olarak hazırlanan bu tel, Alfa Aesar Mg (%99), B (%90) ve kütleli %10 SiC karışımından hazırlanmıştır. Damarların dışında, iç kılıf olarak Nb ve dış kılıf olarak MgAg kullanılmıştır. Ebatları 0,66 x 1,38 mm²’dir. Numuneler 650°’de 0,5 saat

fırınlanmışlardır. Bu numunede, kritik akımın alan bağımlılığı ölçümü Kovac ve grubu tarafından gerçekleştirilmiştir. Bu sonuçlar çizelge 6.6'da verilmiştir. Literatüre göre MgB_2 diğer süperiletkenlere kıyasla uygulanan manyetik alana karşı dayanıksızdır, yani alan artışıyla kritik akımı hızla düşmektedir. Bu bilgi göz önünde tutularak kritik akım değerleri ekstrapole edildiğinde; herhangi bir alan uygulanmadığı zaman ki kritik akım miktarı $I_c(B = 0 \text{ Tesla}) \approx 900 \text{ A}$ olarak tahmin edilmektedir (Çizelge 6.35).

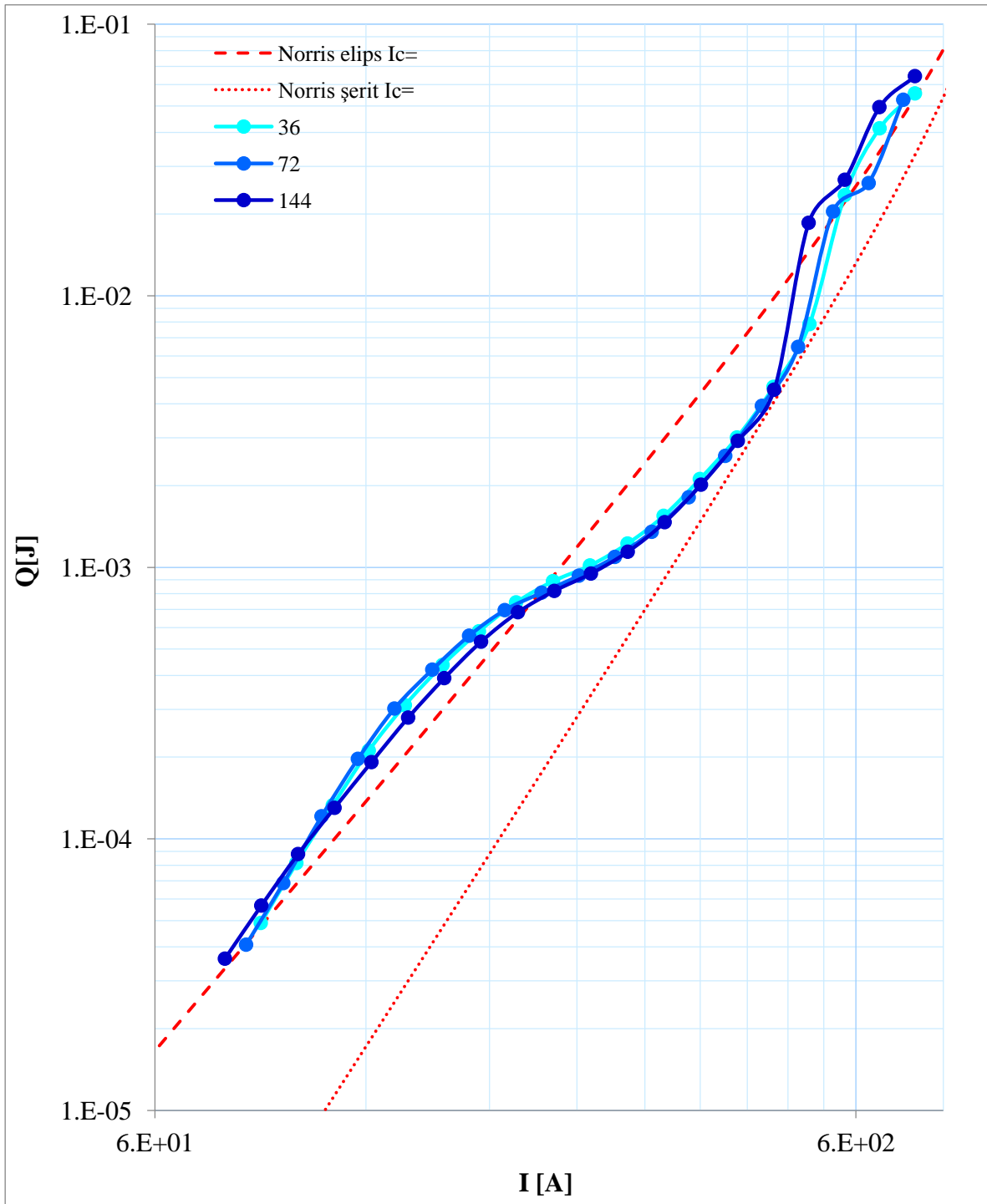
Çizelge 6.6 Dört-damarlı telin $I_c(B)$ sonuçları

B [T]	I_c [A]
3	119.76
3,5	93.62
4	73.81
4,5	58.70
5	47.02
5,5	37.74
6	29.97
6,5	23.55
7	18.34
7,5	14.07
8	10.61
8,5	8.00
9	5.83
9,5	4.23
10	3.02
10,5	2.14
11	1.49



Şekil 6.35 4-damarlı telin $I_c(B)$ sonuçları

Bu telin transport a.a. kayıp ölçümleri, halka şeklindeki numuneyi sıvı helyuma daldırarak indükleme yöntemiyle halka numune üzerinde akım yaratılarak gerçekleştirilmiş ve bu sonuçlar şekil 6.36’da sunulmuştur.



Şekil 6.36 4-damarlı MgB₂+10% SiC / Nb / AgMg dikdörtgen telin transport a.a. kayıp ölçümü

Bu numunenin yapısını süperiletken özellikleri açısından daha yakından inceleyelim:

MgB₂'nin T_c 'si 39 K ve Nb'nin T_c 'si 9,2 K olduğu için; ölçümlerin gerçekleştirildiği sıvı helyum sıcaklığında ($T=4,2$ K) hem MgB₂ kısımları hemde Nb kısımları süperiletken fazdadır. Ölçüm sonuçlarının frekanstan bağımsız olduğu şekil 6.36'de açıkça görülmektedir ve bu numunede gerçekleşen kayıp tümüyle histerik kayıp olduğunu göstermektedir. Bu bulgu, 4.2 K de Nb ve MgB₂'nin süperiletken olduğu gerçeğini destekleyen bir bulgudur.

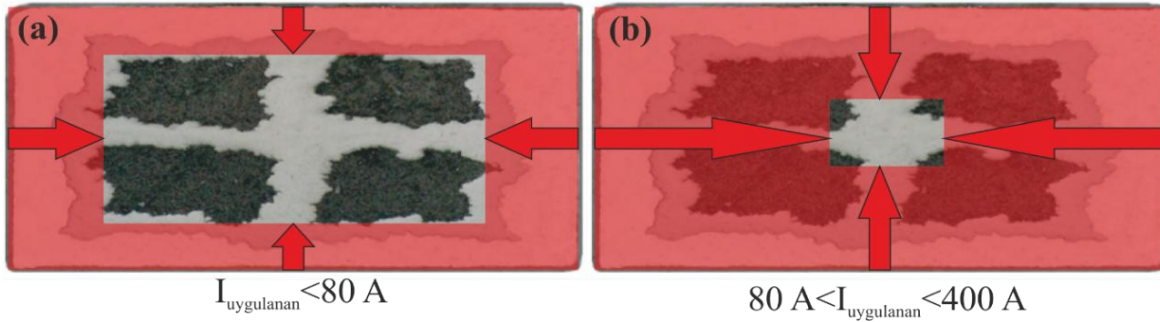
MgB₂ ve Nb bölgeleri kendilerine has süperiletken özelliklerini taşır. Diğer bir deyişle, bu iki bölgenin kritik akımları farklı olacaktır ve bu sebepten telin tüm kesit alanında kapladıkları alanlarla orantılı olarak kritik akım yoğunluklarında farklı olması beklenmektedir. Fakat her iki süperiletken bölge kapasiteleri dahilinde akımın bir miktarını taşıyacağı için; bu telin kritik akım ölçümleri bize ortalama bir değer verir. Biz bu değer üzerinden, Norris elips öngörüsünü (kritik akım dağılımın düzgün olduğunu varsaymaktadır) kullanabiliriz.

Ayrıca daha önce de bahsettiğimiz gibi, bir süperiletken tele bir akım sürüldüğü zaman telin kesit alanında akım dışarıdan içeri doğru nüfuz etmeye başlar. Akım miktarı arttırıldıkça akımın nüfuz ettiği bölge telin merkezine (içeriye) doğru ilerler. Kritik akım değerine ulaşıldığı zaman numunenin kesit alanı tamamen akım ile doldurulmuş olur.

Tüm bu bilgiler ışığında şekil 6.36'daki transport a.a. kayıp ölçüm sonuçlarını incelediğimiz de:

Grafikten de görüldüğü gibi, uygulanan akım miktarı 80 A ulaşmaya kadar teldeki kayıp Norris elips öngörüsünden fazladır. Bu düşük akım bölgesinde, akım sadece Nb kısmını gördüğünü düşünülmektedir (Şekil 6.37.a). Norris elips öngörüsü telin toplam kritik akım değeri 900 A için hesaplanmıştır. Buna dayarak, Nb'nin J_c 'nin, telin tamamının J_c 'sinden

düşük olduğunu kesin olarak söyleyebiliriz. Uygulanan akım arttırılmaya devam ettiği zaman, 80-400 A aralığında, Norris elips öngörüsünden daha az kayıp miktarı ölçülmüştür. Bu akım aralığı için ise; uygulanan akımın artık en dıştaki Nb bölge ile birlikte damarlar arası Nb ve MgB₂ damarları görmeye başladığını söyleyebiliriz (Şekil 6.37.b). Bu durumda beklenenin altında bir kayıp elde edilmesi bize MgB₂ damarların J_c 'nin Nb'ninkinden daha yüksek olduğunu göstermektedir.

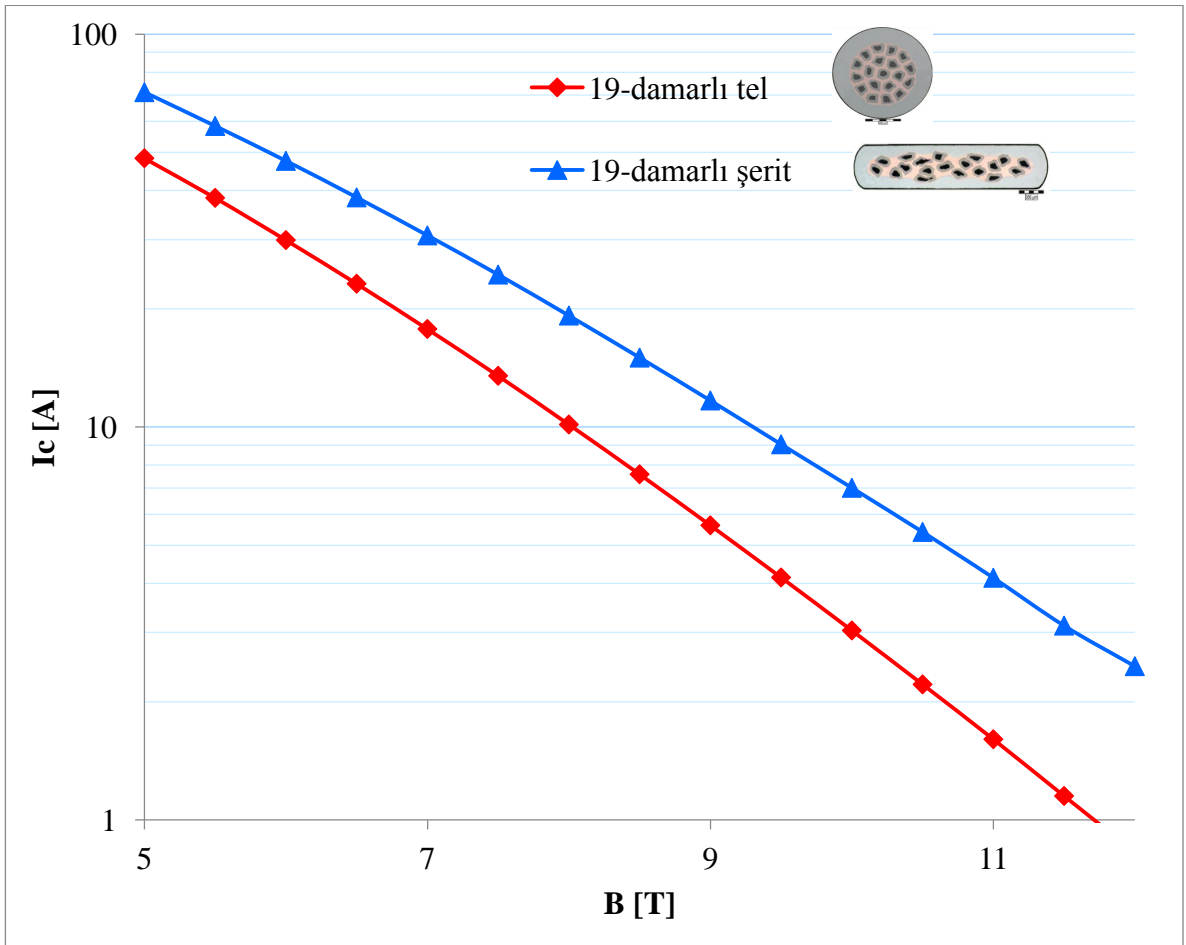


Şekil 6.37 4-damarlı tel örneğe akım nüfuzu; akım artışıyla dışardan içeriye doğru gerçekleşir.

400 A'den itibaren uygulanan akım arttırılmaya devam edildiğinde, telin merkezindeki Nb bölgeye, yani akım yoğunluğu düşük olan bölgeye ulaşıldığı için ölçülen akımın tekrar Norris elips öngörüsünün üzerine doğru çıkmaya başlamıştır. Fakat akım değeri arttırılmaya devam edildikçe ölçüm sonuçlarımız, bu akım değerinden sonra bir dengesizlik göstererek yaklaşık 650 A değerinde bir quench sergilemiştir. Kritik akım ölçümleri göz önüne alındığında, kayıp ölçümlerinin 900 A civarına kadar ölçülebileceği öngörülmüş fakat bu değere ulaşamamıştır. Numunede meydana gelen ani ve aşırı ısınma nedeni ile numunenin süperiletken özelliğini kaybederek normal duruma geçmesi bu tür bir quenc'in nedeni olabilir. Yani bu quenc'in nedeninin, numunenin damarlarında hazırlık aşamasında oluşmuş bir hasar olduğu düşünülmektedir (Stenvall vd. 2008). Uygulanan akım yeterince arttırılıp bu hasarlı bölgeye ulaşıncaya, numune akım iletimini sağlayamayacağı için quenc'e sebebiyet veren ani ısınmaya neden olduğu düşünülmektedir.

6.5.2.2 19-Damarlı $MgB_2/Ti/Cu/SS$ dairesel tel ile bu telden üretilen şeridin analizi

Kovac ve grubu, %99 saflıkta Mg ve B tozlarına kütleli olarak %5 SiC katkılayarak hazırladıkları tek damarlı Ti/Cu kılıflı telleri, 19 tanesini bir araya getirerek paslanmaz çelik (316 L) bir tüp içine yerleştirdiler. Çekme işlemi sırasında ara ısıl işlemler uygulandı. sonuç olarak 0,86 mm çaplı 19 damarlı silindirik tel hazırlandı. Hazırlanan bu telin bir kısmı yassı haddelemeye tabi tutularak $0,4 \times 2,38 \text{ mm}^2$ 'lik yassı tel (şerit) üretimi gerçekleştirildi. Bu numunelerin kritik akımın alan bağımlılığı ölçümleri tek kat olarak sarılmış bobinler üzerinde gerçekleştirilmiştir. Bu sonuçlar şekil 6.38'de verilmiştir.

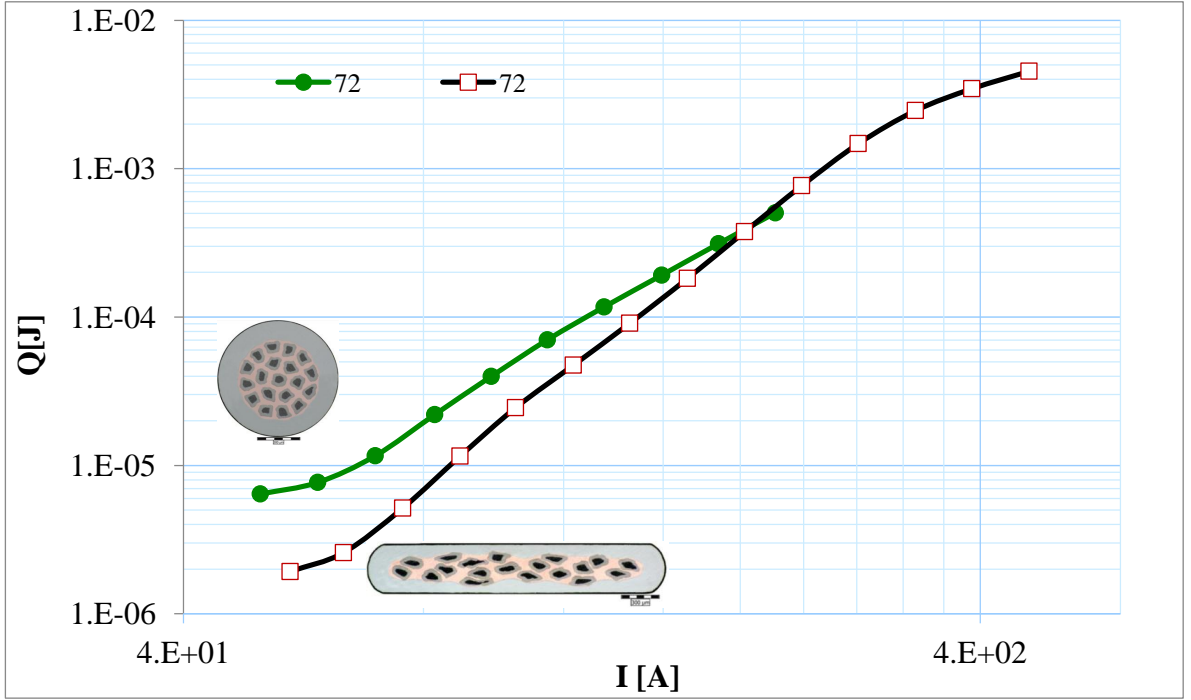


Şekil 6.38 19-damarlı telin ve bu telden üretilen şeridin $I_c(B)$ sonuçları

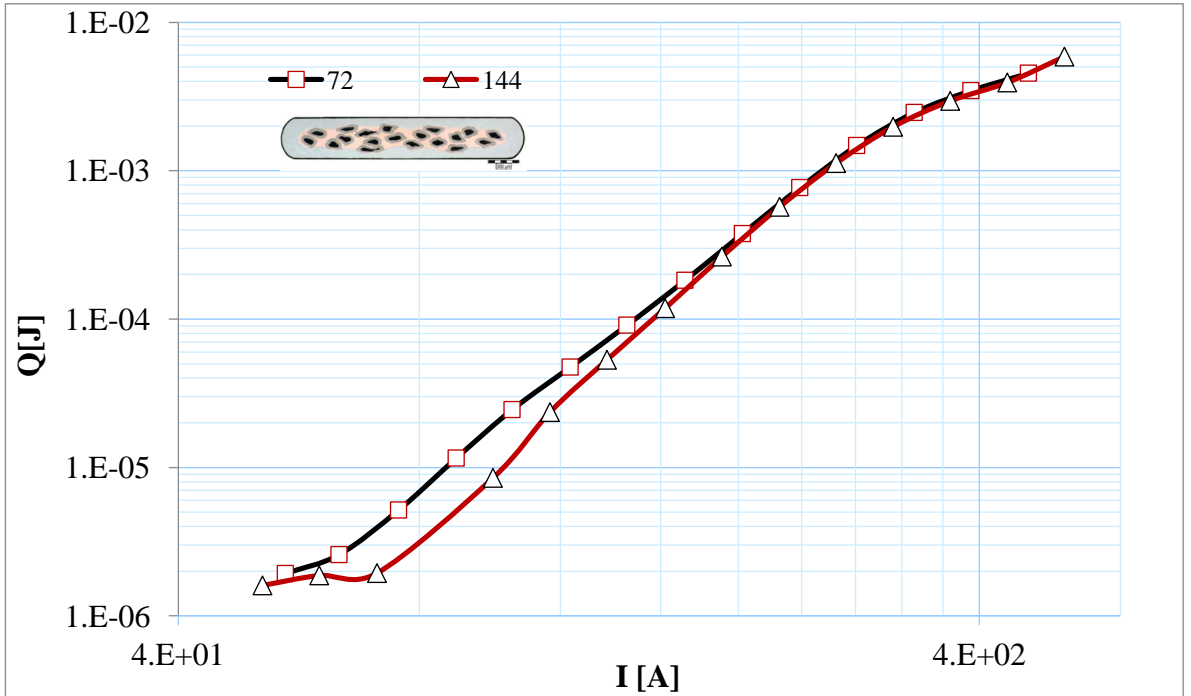
Bu sonuçlardan açıkça görüldüğü gibi bir telden sadece preslenerek şerit haline getirme işlemi ile akım taşıma kapasitesi arttırılmaktadır. Bu kritik akım değerinin artışı, ısı işlem sonucunda gözenekli bir yapı sergileyen MgB₂, basınç uygulamasıyla yoğunluğu arttırılarak tanecikler arası iletimin arttırılması ile açıklanabilir.

Çalışmanın bu kısmında, bu presleme etkisinin transport a.a. kayıplarını nasıl etkilediği incelenmiştir. 19-damarlı tel ve şerit için 72 Hz de gerçekleştirdiğimiz transport a.a. kayıp ölçümleri şekil 6.39'da verilmiştir. Tel numunedeki ölçüm 80 A civarına kadar alınabilmiştir. Bu değerden sonra numunede quench oluşmuş ve ölçüme son verilmiştir. Bu quench'in sebebi önceki 4-damarlı numunedeki gibi, bobbin şeklindeki numunenin kayıp ölçüm sistemi için tek halka şeklinde hazırlanması esnasında hasar görmüş olabilir. 40-80 A arasında 72 Hz'de tel ve şerit üzerinde gerçekleştirilen ölçümlerden açıkça görüldüğü gibi tel numunenin preslenmesi kayıpların belirgin bir şekilde azalmasına neden olmuştur. Bu iki grafik arasındaki fark düşük akımlarda geniş iken, akım miktarı yükseldikçe azalmaktadır. Akımında dışardan içeri doğru nüfuz ettiğini biliyoruz. Buna göre, aradaki farkın akım artışıyla azalmasının sebebini, preslemenin numunenin dışarda kalan damarlarını içerdekilere göre daha fazla sıkıştırarak yoğunluğunu daha fazla arttırması olabilir. Bu durumda her bir damarın yoğunluğu farklı ve dışardan içeri gidildikçe azaldığını varsayabiliriz.

19-damarlı numunelerde bakır kısım bulunduğu için kayıp ölçümlerinde bir frekans bağımlılığı beklenmektedir. Çünkü matel matrikste oluşan eddy akım kayıpları frekans bağımlılığı gösterir. Düşük akım bölgesinde eddy akım kayıpları süperiletkenden kaynaklanan histerik kayıplar çok küçük olduğu için baskın gelir. Akım miktarının artışıyla yüksek akım bölgesinde histerik kayıplar baskın hale gelmekte ve eddy akım kayıpları histerik kayıplara oranla gözardı edilir bir düzeye inmektedir. Bu amaçla 19-damarlı şerit numunenin ölçümleri 72 ve 144 Hz'de gerçekleştirilmiştir. Şekil 6.40'daki grafiklerin düşük akım bölgesinde frekans bağımlılığı açık olarak gözlenmiştir ve yukarıdaki açıklamayı destekleyen bir sonuç elde edilmiştir.



Şekil 6.39 19-damarlı tel ve şerit için 72 Hz de gerçekleştirdiğimiz transport a.a. kayıp ölçümleri



Şekil 6.40 19-damarlı şerit için 72 ve 144 Hz de gerçekleştirdiğimiz transport a.a. kayıp ölçümleri

7. SONUÇ

Farklı formlardaki süperiletken tellerin transport alternative akım kayıplarının incelenmesi amacı ile gerçekleştirilen bu çalışmada, BSCCO ve MgB_2 süperiletken tel/şeritlerin transport kayıpları incelenmiş, MgB_2 süperiletkeninin gözenekli yapısını daha yoğun hale getirmek için uygulanan basıncın etkileri hem yığın hemde tel örnekler üzerinde incelenmiştir. BSCCO şeritlerde ise transport kaybı azaltma amacı ile şeridin kenarlarına u-şekilli Ni kaplanma etkisi incelenmiştir.

Farklı saflıkta Bor ve parçacık boyutu farklı Mg tozlarından MgB_2 yığın numuneleri hazırlanarak; bor saflığının, Mg parçacık boyutunun, uygulanan basıncın ve uygulanan alanın süperiletkenlik üzerindeki etkileri araştırılmıştır. Bu araştırma sonucunda;

- XRD analizi ile tüm numunelerin ana fazının MgB_2 olduğu gözlenmiştir. Bunun yanında XRD desenleri incelendiğinde açıkça görüldüğü gibi, borun saflığı azaldıkça Mg, MgO ve SiO gibi yabancı fazlarda gözlenmeye başlanmıştır. FWHM analizleri MgB_2 'nin ana piki üzerinde gerçekleştirilmiştir. B tozunun saflık derecesinin FWHM değerleri üzerinde sistematik bir etkisi gözlenmezken; farklı Mg tozları ile hazırlanan iki seri ise paralel sonuçlar vermiştir ve Mg5 (20-230 mesh) tozunun kullanılması daha büyük FWHM değerlerine neden olmuştur. Büyük Mg parçacıklarının kullanımıyla, bölgesel olarak MgB_2 yoğunluğunu arttırdığı düşünülmüştür. Örgü parametreleri FullProf arıtım programı kullanılarak hesaplanmış ve presleme miktarının artması ile a (= b) ve c örgü parametrelerinde 0,5 tona kadar azalmaya neden olurken, basıncın daha da arttırılması parametrelerin büyümesine neden olmuştur.
- Bu yığın numunelerin a.a. alınganlık ölçümleri incelendiğinde ise; Bor elementinin safsızlığı arttıkça T_c değerinin düştüğü açıkça gözlenirken farklı parçacık boyutuna sahip Mg'nin T_c üzerinde hiç bir etkisi gözlenmemiştir. Ayrıca Mg1 (325 mesh) serisinin faz geçişi, Mg5 (20-230 mesh) serisine göre daha keskin gerçekleştiği için

Mg1 serisinin Mg5 serisinden daha kuvvetli çiftlenim sergilediği öngörülmüştür. A.a. alınganlık ölçüm sonuçları uygulanan basınç miktarının bu süperiletkenlerin manyetik özellikleri üzerinde kayda değer bir etkisi olmadığını gözlenmiştir. A.a. alınganlık ölçümlerinin faz-dışı bileşeninden a.a. kayıp hesaplanmıştır. Bu analize göre daha yüksek T_c ve T_p değerleri ile en düşük kayba sahip numune B17 numunesidir. B57 numunesindeki kaybın B17 numunesinden yüksek olması, B57 numunesinin daha gözenekli bir yapıda olmasının neden olduğu düşünülmüştür.

- 15* ve 57* toz karışımlarından üretilen tel örneklerinin M - H ölçümleri alınmıştır. Bu ölçümlerden J_c 'ler hesaplanmış ve 15 kodlu toz ile hazırlanmış olan tellerin J_c 57 kodlu tozun telinden daha yüksek olduğu gözlenmiştir. Ayrıca perçinlenme kuvveti hesapları ile yüksek manyetik alanlarda T15 teli daha yüksek bir perçinlenme özelliği sergilerken düşük manyetik alanlarda T57 telinin perçinlenmesi daha kuvvetli olduğu gözlenmiştir.
- Bu çalışmada transport a.a. kayıp ölçümleri gerçekleştirilmiştir. BSCCO şerit, kenarlarından Nikel ile u-şeklinde kaplanmış ve kayıplar üzerinde pozitif bir etkisi olduğu gözlenmiştir. Uygulama alanının ihtiyaçlarına göre uygun bir u-şekli geometri ile transport a.a. kayıplarını azaltmak mümkündür. Kritik akımın manyetik alan şiddetine bağımlılığı ölçümlerinden belirlenen sabitler ile gerçekleştirilen hesaplar, deneysel sonuçlar ile iyi bir uyum yakalamıştır. Bu uyum homojen olmayan bir J_c ile yakalanmıştır. Buna göre numunenin dış kısmındaki damarların J_c 'sinin içerdekilere göre daha yüksek olduğu ispat edilmiştir.
- Ayrıca 4-damarlı dikdörtgen MgB_2 tel ve 19-damarlı MgB_2 tel ve şerit üzerinde transport a.a. katıp ölçümleri gerçekleştirilmiştir. 36Hz, 72 Hz ve 144Hz'de 4-damarlı telde gerçekleştirilen bu ölçümlerde, frekans bağımlılığı gözlenmezken, 4,2 K de her ikiside süperiletken olan MgB_2 ve Nb süperiletkenleri arasında Nb'nin daha düşük bir J_c 'ye sahip olduğu tespit edilmiştir. 19-damarlı MgB_2 tel ve şerit

ölçümleri incelendiği zaman ise, bakır kısımları bulunan bu numunelerde düşük alanlarda frekans bağımlılığı gözlenmiştir. Ayrıca yassı haddeleme ile basınç uygulanarak şerit haline getirilen numunede kritik akım kapasitesinde belirgin bir artış gözlenirken aynı pozitif etki kayıp ölçümlerinde de elde edilmiştir.

Bu tez çalışmasında, uygun bir geometriye sahip ferromanyetik malzeme ile kaplama kritik akımı yükselterek kaybı azaltırken, presleme ile tanecikler arası iletimi artırılarak MgB_2 tellerdeki kritik akım miktarı arttırırken aynı zamanda transport a.a. kayıplarında azalma gözlenmiştir. Uygulama alanının yüksek akım taşıma ve/veya yüksek manyetik alanlar altında çalışma gibi ihtiyaçlarını karşılamak için bu çalışmada yerverilen geliştirmeler gibi uygulamalar ile daha düşük kayıplara ulaşılabilir.

KAYNAKLAR

- Abrikosov, A. A. 1957. On the magnetic properties of superconductors of the second group. *Sov-Phys JETP* 5, 1174
- Akimitsu, J., first report on January 10, 2001 at a symposium on “Transition Metal Oxides” in Sendai, Japan. Nagamatsu, J., Nakagawa, n., Muranaka, T., Zenitani, Y., and Akimitsu, J. 2002. *Nature*, 410, 63
- Bean, C.P. 1962. Magnetization of hard superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, 8, 250-52
- Bean, C.P. 1964. Magnetization of high-field superconductors. *Rev. Mod. Phys.*, 31
- Bednorz, J.G. and Muller, K. A. 1986. *Zeitschrift fur Physik B – Condensed Matter*. Vol. 64, No. 2, 189-193
- Boggs, S. A., Collings, E. W. and Parish, M. V. 1992. AC losses in HTSC conductor elements. *IEEE transactions on applied superconductivity*. Vol. 2, No. 3, 117
- Bolat, S., Çelebi, S., Gencer, A., Cömert, H. and Yanmaz, E. The effect of Ag-doping on the magnetic behavior of Bi(Pb)-Sr-Ca-Cu-O ceramic superconductors. *Journal of Alloys and Compounds*. 1998: 269: 1-6
- Bud'ko, S. L., Kogan, V. G. and Canfield, P. C. 2001, Preprint, Determination of superconducting anisotropy from magnetization data on random powders as applied to LuNi₂B₂C, YNi₂B₂C and MgB₂. *cond-mat/0106577*, to appear in *Phys. Rev. B*.
- Buntar, V. and Weber, HW. Magnetic properties of fullerene superconductors. *Supercond. Sci. Technol.* 1996: 9: 599
- Buzea, C. and Yamashita, T. 2001. Review of superconducting properties of MgB₂. *Superconductors, Science & Technology*
- Caplin, A.D., Bugoslavsky, Y., Cohen, L.F., and Perkins, G.K. 2004. The Current-Voltage Relationship in Crystals and Conductors, *Physica C*, 401, 1-6
- Carr, W. J. 2001. AC loss and macroscopic theory of superconductors. New York: Taylor and Francis, 2nd ed.
- Charles, C.Q. 2008. Iron Exposed as High-Temperature Superconductor: *Scientific American*.
- Chen, D. X. and Goldfarb, R. B. Kim model for magnetisation of type-II superconductors. *J. Appl. Phys.* 1989: 66: 2489–500
- Ciszek, M., Ashworth, S. P., Glowacki, B. A., Campbell, A. M. and Haldar, P. 1996. Transport AC losses in multifilamentary Ag/Bi-2223 tapes in low external DC magnetic fields. *Physica C*, vol. 272, 319-325
- Collings, E. W., Marken, K. R., Sumption, M. D., Clem, J. R., Boggs, S. A. and Parish, M. V. 1991. AC loss and dynamic resistance of a high T_c strand carrying a direct current in a transverse AC magnetic field. presented at CEC/ICMC, Huntsville, AL

- Dai, P., Chakoumakos, B.C., Sun, G.F., Wong, K.W., Xin, Y. ve Lu, D.F. 1995. Synthesis and neutron powder diffraction study of the superconductor $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ by Tl substitution. *Physica C*, 243, 3-4, 2001-206
- Dou, S.X., Wang, X.L., Horvat, J., Milliken, D., Li, A.H., Konstantinov, K., Collings, E., Sumption, M.D. and Liu, H.K. 2001. Flux Jumping and a Bulk-to-Granular Transition in the Magnetization of a Compacted and Sintered MgB_2 Superconductor, *Physica C*, 361, 79-83
- Ekin, J. W. 2004 *Superconductors: An emerging power technology*. Springer
- Fietz, W.A. and Webb, W.W. 1969. Hysteresis in superconducting alloys-Temperature and field dependence of dislocation pinning in niobium alloys. *Phys. Rev.* Vol.178, Issue 2, 657-667
- Frolek, L. ve Souc, J. 2011. Measurement of AC transport current loss in different kinds of superconducting tapes and wires in liquid helium. *Supercond. Sci. Technol.* 24 (2011) 105016
- Fukunaga, T. and Oota, A. 1995. Hysteresis and eddy-current losses of Ag sheathed (Bi, Pb)₂ Sr₂Ca₂Cu₃O_x rod-form wires under AC transport currents. *Physica C*, vol. 251, Issue 3-4, 325-329
- Funaki, K., Kajikawa, K., Shiraishi, H., Iwakuma, M., Miyake, S., Kumano, T. and Hasegawa, T. 1998. A simple electromagnetic method of cyclic loss measurement for superconducting wires in a combined alternating transverse magnetic field and transport current. *Physica C*, vol. 310, Issue 1-4, 132-136
- Funaki, K. 2000. Basic approach to AC losses in HTS wires exposed to various types of electromagnetic configuration. *Physica C*, vol. 335, Issue 1-4, 124-128
- Gencer, A. et al *Supercond. Sci. Technol.* (1996) 9 467-473
- Gencer, A et al *Supercond. Sci. Technol.* (2002) 15 592–597
- Gömöry, F. 1997. Characterization of high-temperature superconductors by AC susceptibility measurement. Topical Review, *Supercond. Sci. Technol.*, 10, 523
- Gömöry, F., Šouc, J., Vojenciak, M. and Klincok. 2007 *Supercond. Sci. Technol.* 20 S271-S277
- Gömöry, F., Vojenciak, M., Pardo, E. and Souc, J. 2009 *Supercond. Sci. Technol.* 22 034017.
- Hulm, J. K. and Blaugher, R. D. 1961. Superconducting solid solution alloys of the transition elements. *Phys. Rev.*, 123, 1569
- Kanbara, K. 1987. Hysteresis loss of a round superconductor carrying a d.c transport current in an alternating transverse field. *Cryogenics*, vol. 27, Issue 11, 621-630
- Kim, Y.B., Hempstead, C.F., Strnad, A.R. 1962. Critical Persistent Currents in Hard Superconductors. *Phys.Rev.Lett.*, Vol.9, Issue 7, 306
- King, B.R. 2002. The Similarities Between Magnesium Diboride and Cuprate Superconductors and the Role of Subvalent Magnesium, *Polyhedron*, 21,2347-2350
- Kovac, P., Husek, I., Melisek, T., Martinez, E. And Dhalle, M. 2006. Properties of doped ex and in situ MgB_2 multi-filament superconductors. *Supercond. Sci. Technol.* 19 1076–1082

- Kovac, P., Husek, I., Melisek, Kopera, L. and Reissner, M. 2010. Stainless steel reinforced multi-core MgB₂ wire subjected to variable deformations, heat treatments and mechanical stressing. *Supercond. Sci. Technol.*, 23, 065010
- Kováč, P., Hušek, I., Kopera, L., Melišek, T., Rosová, A. ve Dobročka, E. 2013. Properties of in situ made MgB₂ in Nb or Ti sheath *Supercond. Sci. Technol.* 26 025007.
- Kwasnitza, K., and Clerc, S. 1994. AC Losses of Superconducting High- T_c Multifilament Bi-2223/Ag Sheated Tapes in Perpendicular Magnetic Fields. *Physica C*, vol. 233, Issue 3-4, 423-435
- Lee, E., Sumption, M.D. and Collings, E. W. 2003. Temperature and field dependence of the effective matrix resistivity of Bi:2223/Ag composites. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 13, No. 2, 3614
- Ma, Y., Zhang, X., and Nishijima, G., Watanabe, K. and Awaji, S. 2006. *Applied Physics Letters*, 88, 072502
- Matshushita, T. 2000. Flux pinning in superconducting 123 materials. *Supercon. Sci. Technol.*, 13, pp.730-737
- Matthias, B.T., Geballe, T.H., Geller, S. and Corenzwit, E. 1954. Superconductivity of Nb₃Sn. *Physical Review*, Vol. 95, Issue 6, 1435–1435
- Maxwell, E. and Strongin, M. 1963. Filamentary structure in superconductors, *Phys. Rev. Lett.* 10, 212
- Meissner, W. and Ochsenfeld, R. 1933 *Naturwissenschaften*, Vol. 21, Issue 44, 787-788.
- Morawski, Lada and Przybylski, 2003. High Gas Pressure Treatment of MgB₂ Material, *Physica C*, 387, 143-147
- Norris, W.T. 1970. Calculation of hysteresis losses in hard superconductors carrying as: isolated conductors and edges of thin sheets. *Journal of Physics D* 3, p. 489
- Oomen, M., Rieger, J., Leghissa, M., Fischer, B. and Arndt, T. 1998. Decease of magnetic AC loss in twisted-filament Bi-2223 tapes. *Physica C*, vol. 310, Issue 1-4, 137-141
- Oomen, M., Rieger, J., Leghissa, M., Haken, B. T. and J. ten Kate, H. H. 1999. Dynamic resistance in a slab-like superconductor with J_c(B) dependence. *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 12, No.6, 382-387
- Poole, C. P., Farach H. A., Creswick R. J. and Prozorov, R. 2007. *Superconductivity*. Academic Press, Elsevier
- Rose-Innes, A. C. and Rhoderick, E. H. 1978. *Introduction to Superconductivity*. Oxford: Pergamon Press plc
- Sanchez, A. and Navau, C. 2001. Magnetic properties of finite superconducting cylinders. *Phys. Rev.* B64, 214506
- Schmidt, V.V. 1997. *Physics of superconductors*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg
- Sen, S. Aswal, D. Sing, A. 2002. Preparation and Characterization of MgB₂ Superconductor, *Journal of Physics*, 867-870
- Sheahen, T. P. 2002. *Introduction to High-Temperature Superconductivity*. Kluwer Academic Publishers

- Shigeta, I. Abiru, T. Abe, K. Nishida, A. Matsumoto, Y. 2003. Temperature and Field Dependence of T. Magnetization of MgB₂ Polycrystals, *Physica C*, 392-396, 359-363
- Shimura, S., Machi, T., Murakami, M., Koshizuka, N., Mochizuki, K., Ishikawa, I., Shibata, N., 2004. Copper Sheath MgB₂ Wires Fabricated by an In Situ PIT Method, *Physica C*, 412-414, 1179-1183
- Stenvall, A., Korpela, A., Lehtonen, J. and Mikkonen, R. The Effect of Local Damage Inside a Winding on Quench Behavior in an Nb₃Sn Magnet. 2008. *IEEE TRANSACTIONS ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY*, VOL. 18, NO. 2.
- Tarascon, J v.d. 1988. Preparation, structure, and properties of the superconducting compound series Bi₂Sr₂Can-1CunOy with n = 1, 2, and 3. *Physical Review B* 38 (13): 8885
- Tinkham, M., 1996. *Introduction to Superconductivity*. 2nd edition. McGraw-Hill, Singapore
- Wilson, M. N. 1983. *Superconducting Magnets*. Clarendon Press, Oxford
- Xu, M., Shi, D., Fox, R.F. 1990. Generalized critical state model for hard superconductors. *Phys. Rev. B* 42, 10773-10776
- Yeshurun, Y., Malozemoff, A.P., Shaulov, A. 1996. Magnetic relaxation in high temperature superconductors. *Rev. Mod. Phys.*, Vol.68, No.3, 911-949
- Zhu, Wu, Volkov, Li, 2001. Microstructure and Structural Defects in MgB₂ Superconductor, *Physica C*, 356, 239-253

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Özlem ÇİÇEK

Doğum Yeri : Balıkesir

Doğum Tarihi : 25 Mayıs 1980

Medeni Hali : Bekar

Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : Şehit Mehmet Gönenç Lisesi, Bandırma / Balıkesir (1996)

Lisans : Orta Doğu Teknik Üniversitesi, Eğitim Fakültesi, Fizik Öğretmenliği Bölümü (2003)

Yüksek Lisans : Ankara Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Bölümü (2007)

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl

08/2006-04/2009 Renko LTD. STI., Deney Setleri Departmanı AR-GE
Görev: AR-GE Personeli

06/2009-09/2010 Slovakya Bilimler Akademisi (SAV), Elektrik Mühendisliği, NESPA Projesi

Görev: Araştırmacı

03/2011 Ankara Üniversitesi, 2010K12052 nolu “Süperiletkenlik Araştırma Merkez Laboratuvarı” isimli Kalkınma Bakanlığı projesi

Görev: Proje Destek Uzmanı

Yayınlar (SCI) (Yayın yılları dikkate alınmalıdır)

... AC susceptibility analysis on MgB₂ bulk and Ti-Sheated wire superconductors. Çiçek, Ö., Yetiş, H. ve Gencer, A. CRYOGENICS-D-13-00290, Under Review

2013 Effects of MgO on the Electronic and Superconducting Properties in Succinic Acid (C₄H₆O₄) Doped MgB₂ Bulks. H Ağıl, Ö Çiçek, E Ertekin, A Motaman, MSA Hossain, SX Dou, A Gencer. Journal of Superconductivity and Novel Magnetism, 1-5

- 2012 Microstructural and superconducting properties of C6H6 added bulk MgB2 superconductor. M. G. Babaoğlu, S. Safran, Ö. Çiçek, H. Ağıl, E. Ertekin, M.S.A. Hossain, E. Yanmaz, A. Gencer. Journal of Magnetism and Magnetic Materials 324, 3455–3459.
- 2012 Structurally homogeneous MgB2 superconducting wires through economical wet mixing process. M.S.A. Hossain, A. Motaman, X. Xu, K.W. See, Ö. Çiçek, H. Ağıl, E. Ertekin, A. Gencer, K. Cheong, M. Maeda, S.X. Dou. Materials Letters 91, 356–358
- 2012 The effects of annealing temperature on the in-field J_c and surface pinning in silicone oil doped MgB2 bulks and wires. M.S.A. Hossain, A. Motaman, Ö. Çiçek, H. Ağıl, E. Ertekin, A. Gencer, X.L. Wang, S.X. Dou. Cryogenics
- 2011 Transport ac loss measurements and simulations in Bi-2223/Ag tape with Ni-cover at the edges. Ö. Çiçek, F. Gömory and A. Gencer. J Supercond Nov Magn 24: 391–394

Ulusal Kongre Sunum (Sunum tarihleri dikkate alınmalıdır)

- 3-6.07.2011 National Superconductivity Symposium (**USS5 2011**), İzmir, Türkiye

Poster: Transport AC Loss Simulations in MgB₂ With Nb-Barrier

Uluslararası Kongre Sunum (Sunum tarihleri dikkate alınmalıdır)

- 2-5.07.2006 Workshop on Mechanical and Electromagnetic Properties of Composite Superconductors (**MEM06**), Durham, UK

Poster: “Katkılanmış MgB₂ toz numunelerinin AC alınganlık ölçümleri”

- 25-30.04.2010 International Conference on Superconductivity and Magnetism 2010 (**ICSM2010**), Düzenleme komitesi, Antalya, Türkiye

Sözlü Sunum: "Transport ac loss measurements and simulations in Bi-2223/Ag tape with Ni-cover at the edges"